

## **CENTRO DE INVESTIGACIONES EN OPTICA, A.C.**

### **Estudio de guías de onda fabricadas mediante implantación de iones en cristales de Yb: YAG**

Versión definitiva. Incluye cambios sugeridos por revisores de tesis:

Tesis como requisito para obtener el grado de  
**Maestro en Ciencias (Óptica)**

Presenta

**Ing. Oscar Daniel Ramírez Granados**

Asesor

**Dra. Gloria Verónica Vázquez García**

**León, Gto.**

**Enero del 2012**

*A JULIETA*

*A MIS PADRES*

*A MIS HERMANOS*

## Agradecimientos

A **mis Padres**, que me enseñaron la importancia del esfuerzo y el poder de la esperanza.

Agradezco a mi directora de tesis la **Dra. Gloria Verónica Vázquez García**, por su ayuda y paciencia para la realización de la presente tesis.

Agradezco a **Conacyt** por la beca recibida durante mis estudios de maestría.

# ÍNDICE

<b>Introducción</b> .....	1
<b>Resumen</b> .....	2
<b>1. Conceptos y terminología de guías de onda ópticas</b>	
1.1. Análisis de óptica geométrica para guías de onda.....	5
1.2. Guías de onda de canal.....	8
1.3. Acoplamiento de guías de onda.....	9
1.3.1 Acoplamiento de canto.....	10
1.3.2 Acoplamiento de prisma.....	12
1.4. Determinación del perfil de índice de refracción.....	15
<b>2. Implantación de iones</b>	
2.1. Procesos Fundamentales.....	20
2.2. Colisiones nucleares.....	21
2.3. Frenado electrónico y nuclear.....	22
2.4 Rango de los iones.....	23
2.5 Distribución del daño.....	24
2.6 Formación de guías de onda por implantación iónica.....	25
<b>3. Procesos de transferencia de energía</b>	
3.1. Transferencia de energía en cristales láser.....	27
3.1.1 Transferencia de energía no radiativa.....	28
3.1.2 Transferencia radiativa.....	29
3.2 Conversión ascendente de frecuencia (CAF).....	30
3.3. Propiedades de cristales de $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ .....	33
3.3.1. Propiedades generales.....	34
3.3.2. Absorción.....	35
3.3.3. Emisión.....	37
<b>4. Caracterización de guías de onda (propiedades pasivas)</b>	
4.1. Implantación.....	39
4.1.1. Simulación de implantación.....	39

4.2. Fotografías de las guías por microscopía.....	42
4.3. Modos Transversales.....	46
4.4. Reconstrucción del perfil de índice de refracción.....	54
4.5. Pérdidas de propagación.....	57
<b>5. Caracterización Espectroscópica (propiedades activas)</b>	
5.1. Absorción.....	60
5.2. Espectros de emisión en el infrarrojo.....	63
5.2.1. Muestra de $\text{Yb}^{3+}$ : YAG implantada con iones de $\text{C}^{2+}$ .....	63
5.2.2. Muestra de $\text{Yb}^{3+}$ : YAG implantada con protones.....	64
5.3. Espectros de emisión en el visible.....	68
5.3.1. Muestra de $\text{Yb}^{3+}$ : YAG implantada con iones de $\text{C}^{2+}$ .....	69
5.3.2. Muestra de $\text{Yb}^{3+}$ : YAG implantada con protones.....	72
5.4. Vida media.....	73
<b>Conclusiones</b> .....	78
<b>Bibliografía</b> .....	81

## Introducción

En la actualidad la tendencia de desarrollo de la tecnología es la miniaturización, en nuestro caso, nos centraremos en las fuentes compactas de luz, para lo cual se exploran nuevas investigaciones como las guías de onda en cristales dopados con tierras raras.

Las guías de onda ópticas en cristales láser como el Yb:YAG, presentan un gran potencial de desarrollo en el futuro de la óptica integrada, ya que nos ofrecen la posibilidad de crear láseres compactos como fuentes de luz infrarroja y visible. Estas estructuras tienen la ventaja de combinar las propiedades de absorción y emisión del ión activo con la capacidad de confinamiento y guiado de la estructura microóptica.

Uno de los procesos con el que es posible obtener emisión láser visible es utilizando la conversión ascendente de frecuencia (CAF), en la cual el ion receptor que está inicialmente en un estado excitado, es promovido a otro estado de mayor energía por una transferencia de energía con magnitud  $h\nu$  desde un ion donador. Desde este estado, el ion puede decaer radiativamente al estado base o a un estado intermedio generándose un fotón con energía  $h\nu'$  de mayor magnitud que  $h\nu$ . Cuando se tienen altas concentraciones del ion activo, se puede tener una conversión ascendente de frecuencias muy eficiente. La luminiscencia que se produce durante este proceso es de una longitud de onda más corta que la longitud de onda de excitación. La gran mayoría de los materiales CAF utilizan tierras raras, en especial los iones trivalentes puesto que son iones muy estables y proporcionan excelentes propiedades ópticas al acoplarse a la red cristalina que se desea dopar. Estas características son de gran importancia ya que se reflejan directamente en la eficiencia de emisión de las guías de onda.

El presente trabajo tiene como objetivo el estudio de las propiedades ópticas de guías de onda en cristales de Yb: YAG incluyendo CAF como primer paso para evaluar las guías como potenciales láseres compactos en el visible.

## Resumen

En la actualidad las guías de onda ópticas se han convertido en estructuras básicas para el desarrollo de dispositivos de óptica integrada. Son frecuentemente utilizadas en el desarrollo de láseres, amplificadores y moduladores, debido a las pequeñas dimensiones y geometrías con las que pueden ser fabricadas, así como las altas densidades de potencia que pueden confinar.

Es por esto que en la presente tesis, se realizó un análisis de las guías de onda fabricadas por implantación de iones de  $C^{2+}$  y protones ( $H^+$ ) en cristales de Yb:YAG; dicho análisis se encuentra conformado por simulaciones de implantación, reconstrucción de perfiles de índice de refracción, pérdidas de propagación así como el análisis de los espectros de absorción y emisión tanto en el infrarrojo como el visible. Por último se presentan los resultados de los tiempos de vida media y una comparación de los dos cristales estudiados.

El desarrollo del presente trabajo se divide, de forma general, en dos partes. En la primera se presentan los conceptos necesarios para la comprensión del tema así como los modelos teóricos que nos servirán de guía para la obtención de los resultados. En la segunda parte se presentan los datos experimentales obtenidos del análisis realizado para una muestra de Yb: YAG implantada con iones de  $C^{2+}$ , así como para una muestra implantada con protones, por último se presenta una comparación de las dos muestras.

La parte teórica de esta tesis consta de tres capítulos estructurados de la siguiente forma:

En el capítulo 1 presentamos los conceptos básicos sobre las guías de onda, así como la terminología y los arreglos teóricos necesarios para realizar un análisis completo de las guías de onda. En este capítulo también estudiamos los principales métodos para la determinación del perfil de índice en guías de onda, analizando las ventajas y desventajas de dichos métodos.

El capítulo 2 contiene una descripción general de los procesos fundamentales que resultan del proceso de implantación, los cuales son la trayectoria del ión implantado y el daño de la radiación con la que los átomos de las redes son desplazados de sus sitios regulares. En este capítulo también se expone el daño producido cuando los iones son

implantados, lo cual es útil para optimizar la dosis necesaria para la formación de una buena guía de onda.

En el capítulo 3 se describen detalladamente los procesos de transferencia de energía que se llevan a cabo en cristales láser, así como una descripción de los procesos de CAF involucrados durante la excitación y emisión de los cristales de Yb:YAG. También se detallan las propiedades espectroscópicas de los cristales como la absorción, emisión y niveles de energía propios de los cristales de Yb:YAG.

La parte experimental la conforman los capítulos 4 y 5. En el capítulo 4 se presenta la caracterización de las propiedades pasivas de las muestra de Yb:YAG utilizadas para el análisis de la presente tesis, la cual abarca simulaciones realizadas para la implantación de las muestras, fotografías de las guías por medio de microscopía, imágenes de los modos de propagación presentes en las guías, así como los cálculos realizados para la reconstrucción del perfil de índice de refracción y las pérdidas de propagación presentes durante el confinamiento de luz en las guías.

En el capítulo 5 se presentan las propiedades activas de las muestras de Yb:YAG. Se analizan los espectros de absorción de los cristales, así como los espectros de emisión en el infrarrojo cercano. Por último, se presentan los espectros de emisión en el visible y los resultados obtenidos para los tiempos de vida media, los cuales nos ayudan a determinar el proceso de CAF que se está dando durante la excitación del  $\text{Yb}^{3+}$  en la matriz de YAG.

Finalmente se presentan las conclusiones generales sobre el presente proyecto de tesis.



# Capítulo 1

## Conceptos y terminología de guías de onda ópticas

Una guía de onda óptica puede ser definida como cualquier estructura capaz de guiar el flujo de la energía electromagnética en una dirección paralela a su eje, mientras es confinada en una región, de tal forma que el índice de refracción de la guía debe ser mayor que el índice de refracción del medio que la rodea, esto para que al propagarse los rayos por la guía, se pueda producir el fenómeno de la reflexión total interna.

Por otro lado, si la radiación incidente, a la entrada de la guía, es espacial y temporalmente coherente, se necesitaría un análisis no geométrico para describir los efectos de interferencia a la salida de la guía. Para describir el patrón de interferencia y las condiciones de polarización, se puede utilizar un conjunto de ondas elementales. Estas ondas elementales, que son características de una guía de onda particular, son llamadas modos de esa guía de onda.

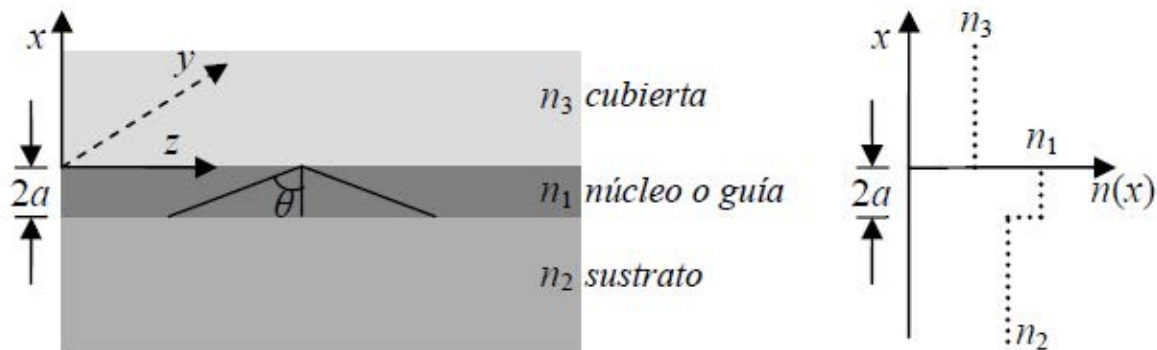
Un modo de guía de onda es una onda electromagnética que se propaga a lo largo de dicha estructura con características bien definidas de velocidad de fase, velocidad de grupo, distribución de la intensidad en una sección transversal y polarización. Cada componente de su campo eléctrico y magnético es, por lo tanto, de la forma

$$f(x, y)e^{i\omega t - ikz} \quad (1.1),$$

donde el eje  $z$  coincide con el eje de la guía. Nos referimos a los modos como “ondas características” de las estructuras porque sus vectores de campo satisfacen la ecuación de onda homogénea en todo el medio que forma la guía, así como las condiciones de frontera en las interfaces. Así, los modos caracterizan la estructura en términos de sus resonancias electromagnéticas y no dependen de la fuente de radiación. Cada modo de propagación en el interior de una guía de onda dieléctrica es describible como una superposición de ondas planas uniformes propagándose a un ángulo fijo. Esta superposición es muy simple en el caso de guías de onda planas, en las cuales todas las ecuaciones básicas que gobiernan sus ondas elementales pueden ser derivadas fácilmente de un análisis directo de las ondas planas incidentes y reflejadas en las interfaces planas que son las superficies que sirven de guía [1].

## 1.1 Análisis de óptica geométrica para guías de onda

La reflexión total interna y la condición de resonancia transversal se deben cumplir para lograr el confinamiento de la luz en guías de onda dieléctricas. La primera condición se cumple cuando el ángulo de incidencia de la luz, en un medio homogéneo, es mayor que el ángulo crítico en la interfaz con un medio de índice de refracción menor; de este modo la luz será reflejada totalmente en el medio de mayor índice de refracción (figura 1.1). Para que la luz pueda transmitirse en una guía de onda plana, esta condición debe cumplirse en ambas interfaces, es decir, el índice de refracción del sustrato y de la cubierta deben ser menores que el índice de refracción de la guía y la luz se debe propagar formando un ángulo mayor que el ángulo crítico en cada interfaz [2].



**Figura 1.1** Estructura general de una guía plana con índice de refracción en escalón.

Aplicando la ley de Snell a las interfaces de una guía de onda plana, para la condición de reflexión total interna, obtenemos las siguientes ecuaciones:

$$n_1 > n_2 \geq n_3 \quad (1.2)$$

$$\theta_{c2} = \text{sen}^{-1} \left( \frac{n_2}{n_1} \right), \quad (1.3)$$

$$\theta_{c3} = \text{sen}^{-1} \left( \frac{n_3}{n_1} \right) \quad (1.4)$$

donde  $\theta_{c2}$  es el ángulo crítico en la interfaz del núcleo con el sustrato y  $\theta_{c3}$  es el ángulo crítico en la interfaz del núcleo con la cubierta. De estas relaciones de índices de refracción en las interfaces, encontramos una relación entre los ángulos críticos:  $\theta_{c3} \leq \theta_{c2}$ , la cual abre las posibilidades de diferentes intervalos posibles para el ángulo de

propagación  $\theta$  y que corresponden a los siguientes modos de propagación posibles en una guía:

- **Modos de radiación** ( $\theta < \theta_{c3} \leq \theta_{c2}$ ). La luz no es confinada por la guía de onda.
- **Modos de radiación del sustrato** ( $\theta_{c3} \leq \theta < \theta_{c2}$ ). Sólo ocurre reflexión total interna en la interfaz con la cubierta, así que la luz se propaga hacia el sustrato.
- **Modos guiados** ( $\theta_{c3} \leq \theta_{c2} \leq \theta \leq \pi/2$ ). Existe reflexión total en ambas interfaces, la luz es confinada completamente en la guía.

Por otro lado, Saleh y Teich [3] establecen la condición de resonancia transversal (o de auto-consistencia): la onda al reflejarse dos veces consecutivas en las interfaces, se reproduce a sí misma. Esta misma condición la enuncia Adams[4] diciendo que en un ciclo completo de recorrido el rayo de luz debe acumular un corrimiento de fase igual a un múltiplo entero de  $2\pi$ .

La condición de auto-consistencia se puede expresar también de la siguiente manera:

$$4akn_1 \cos\theta + \varphi_{12} + \varphi_{13} = 2m\pi, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1.5)$$

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,  $\theta$  es el ángulo de propagación, y  $\varphi_{12}$  y  $\varphi_{13}$  son los cambios de fase producidos por la reflexión en las interfaces del medio uno con el dos y del medio uno con el tres, respectivamente.

Cuando el vector del campo eléctrico de la luz es perpendicular al plano de incidencia, se dice que se tiene un campo transversal eléctrico (TE). Un campo transversal magnético (TM) es aquel en el que la luz está polarizada linealmente con el vector magnético perpendicular al plano de incidencia. Para cualquiera de estos casos, el vector perpendicular al plano de incidencia no tiene componente en la dirección de propagación.

Las ecuaciones que describen los cambios de fase en una interfaz para cada tipo de campo, TE o TM, son las siguientes:

$$\Phi_{ij} = -2 \tan^{-1} \left[ \frac{\left( \left( \sin^2 \theta - \left( \frac{n_j}{n_i} \right)^2 \right)^{1/2} \right)}{\cos \theta} \right], \quad \text{polarización TE, (1.6)}$$

$$\Phi_{ij} = -2 \tan^{-1} \left[ \left( \frac{n_i}{n_j} \right)^2 \frac{\left( \left( \sin^2 \theta - \left( \frac{n_j}{n_i} \right)^2 \right)^{1/2} \right)}{\cos \theta} \right], \quad \text{polarización TM, (1.7)}$$

donde  $\theta$  es el ángulo de propagación,  $n_i$  y  $n_j$  son los índices de refracción de los medios. En estas ecuaciones se supone que la luz viaja en el medio con índice de refracción  $n_i$  y es reflejada en la interfaz con un medio de índice de refracción  $n_j$ , además se cumple que  $n_i > n_j$ .

La ecuación 1.5 restringe los valores del ángulo de propagación a valores discretos  $\theta_m$  correspondientes a cada valor de  $m$ , para cada estado de polarización. Cada ángulo de propagación  $\theta_m$  define un modo guiado o modo de propagación de la guía. Llamamos modo de propagación de la guía, modo de la guía, o modo, como una onda elemental característica de la guía de onda que se propaga con una velocidad de fase, velocidad de grupo, distribución transversal de intensidad y polarización bien definidas.

Sustituyendo en la ecuación 1.5 los valores de los cambios de fase,  $\phi_{12}$  y  $\phi_{13}$ , correspondientes a la polarización TE se llega a la siguiente ecuación de valores propios:

$$\tan 2a\kappa = \frac{\kappa(\gamma + \delta)}{\kappa^2 - \gamma\delta}, \quad \text{polarización TE.} \quad (1.8)$$

Para los cambios de fase correspondientes a la polarización TM, la ecuación de valores propios que se obtiene es la siguiente:

$$\tan 2a\kappa = \frac{n_1^2 \kappa (n_3^2 \gamma + n_2^2 \delta)}{n_2^2 n_3^2 \kappa^2 - n_1^4 \gamma \delta}, \quad \text{polarización TM.} \quad (1.9)$$

En ambas ecuaciones,  $2a$  es el espesor físico de la guía (figura 1.1). Además se definieron los siguientes parámetros:

$$\begin{aligned}\kappa^2 &= n_1^2 k^2 - \beta_m^2, \\ \gamma^2 &= \beta_m^2 - n_2^2 k^2, \\ \delta^2 &= \beta_m^2 - n_3^2 k^2,\end{aligned}\tag{1.10}$$

donde se ha introducido también el parámetro  $\beta_m$ , definido como sigue:

$$\beta_m = kn_1 \operatorname{sen}\theta_m = kn_m,\tag{1.11}$$

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

En términos del parámetro  $\beta_m$  o del índice de refracción efectivo, la condición para la propagación en la guía de onda se puede escribir de las siguientes formas:

$$\begin{aligned}kn_3 \leq kn_2 \leq \beta_m \leq kn_1, \\ n_3 \leq n_2 \leq n_m \leq n_1.\end{aligned}\tag{1.12}$$

Como se puede observar, en las ecuaciones 1.8 y 1.9 no aparece el número  $m$ . En este caso los valores del ángulo de propagación para los modos de la guía se determinan a partir de los valores del parámetro  $\beta_m$ , que surgen de la solución de las ecuaciones de autovalores ya que éstas son ecuaciones trascendentales y la solución es multivaluada.

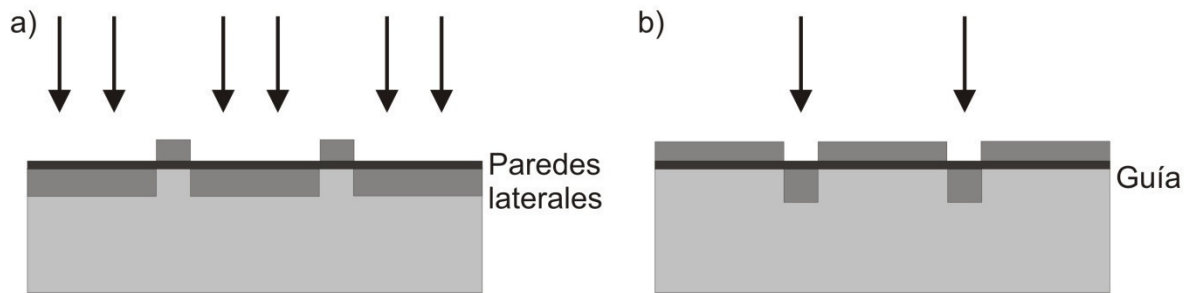
Como cada modo de propagación está relacionado con un valor permitido del ángulo de propagación, esto permite caracterizar cada modo con un índice efectivo  $n_m$ . En una guía de onda particular, el número de modos, la separación entre los índices efectivos correspondientes y la distribución transversal del campo electromagnético asociada a cada modo dependen de la profundidad de la guía, de su perfil de índice de refracción y de la longitud de onda de la luz guiada.

## 1.2 Guías de onda de canal

Una estructura de canal en guía de onda es necesaria para desarrollar componentes de óptica integrada. El método de implantación de iones puede ser usado junto con una máscara de fase para producir guías de onda de canal. La máscara puede estar formada

por la deposición de una película protectora y/o una capa conductora de *photoresist*, metal u óxido en la superficie del sustrato. La región del canal de la guía de onda puede ser definida por una máscara de metal negativa o positiva, usando procedimientos de fotolitografía estándar. La máscara de metal negativa es usada cuando se desea obtener una guía de onda de tipo barrera óptica y la máscara positiva se usa para las guías de tipo pozo sin tunelamiento. En el primer caso, las regiones de la guía (2-20  $\mu\text{m}$  de ancho) son protegidas por la máscara de metal mientras que las paredes laterales ( $\sim 50 \mu\text{m}$ ) son construidas usando una serie de implantaciones de baja energía (figura 1.2 a)). Las guías de onda de canal pueden ser finalmente producidas después de remover las máscaras de metal con químicos o pulidores de superficie, después implantando toda la superficie usando condiciones estándar para una guía de onda plana. Para el segundo tipo de guía de onda, sólo una fase de implantación es necesaria. En este caso las paredes laterales son protegidas por la máscara de metal mientras la superficie de la muestra es implantada (figura 1.2 b)). El índice de refracción se incrementa en estas regiones implantadas, las cuales después serán rodeadas por el índice de refracción relativamente bajo del sustrato.

Las guías de onda de canal por implantación de iones fueron por primera vez reportadas por Kersten y Boroffka (1976) para una distribución de línea de siete canales en silicio [5].



**Figura 1.2** a) Máscara negativa para una guía de onda de barrera óptica. b) Máscara positiva para una guía de onda sin tunelamiento.

### 1.3 Acoplamiento de guías de onda

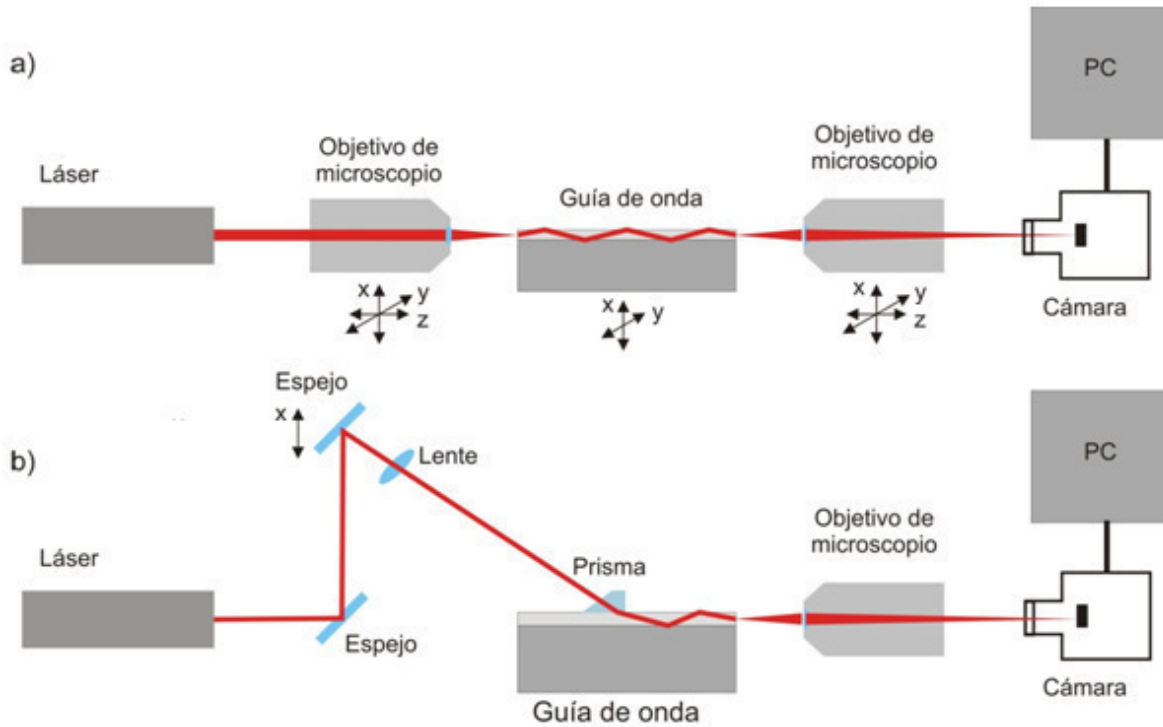
La eficiencia del acoplamiento de la luz es muy importante para la caracterización de guías de onda ópticas, como obtener el perfil de índice de refracción y para diferentes aplicaciones. Existen tres métodos de acoplamiento: acoplamiento de fibra, acoplamiento de canto y acoplamiento de prisma. El acoplamiento de fibra se usa en aplicaciones donde la luz tiene que ser acoplada dentro y fuera de la guía de onda, mientras que el

acoplamiento de canto y de prisma se usan para las mediciones experimentales. En este trabajo se utilizaron básicamente estos dos últimos tipos de acoplamiento, por lo tanto nos referiremos más a ellos.

### **1.3.1 Acoplamiento de canto**

El experimento de acoplamiento de canto ha sido diseñado para observar los perfiles del campo de los modos guiados como una indicación del confinamiento modal. El acoplamiento requiere un pulido a la entrada y salida del cristal. El acoplamiento de la luz a la guía puede lograrse a través del canto usando un objetivo de microscopio o acoplamiento de prisma, útil para seleccionar un solo modo en una guía multimodal. Para ambos casos se usa un objetivo de microscopio a la salida. Puede verse el modelo del campo de los modos en una pantalla o una cámara.

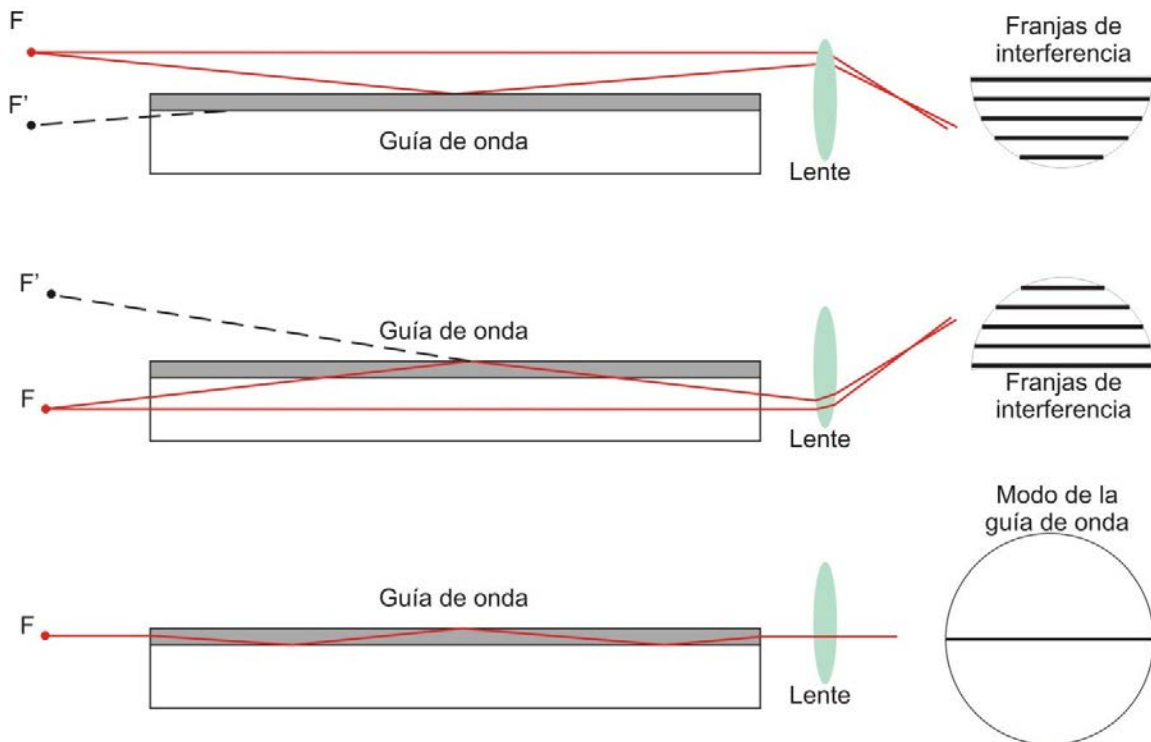
El arreglo experimental del acoplamiento de canto de entrada y de salida se muestra en la figura 1.3 a). Los objetivos de microscopio tienen movimiento en la dirección  $x$ ,  $y$ ,  $z$  para enfocar en los cantos de la muestra. La muestra se monta horizontalmente en una mesa capaz de ajustar la posición finalmente en el plano  $xy$  que ayudarán a ver diferentes partes de la guía. En la figura 1.4 se observan un juego de franjas horizontales como aparece en la pantalla, en la primera se observan las franjas de interferencia causadas por dos fuentes de luz, una del láser al primer objetivo de microscopio y la otra causada por reflexión de la superficie de la muestra. El segundo juego de franjas es causado por la interferencia del haz que sale del primer objetivo de microscopio y la reflexión causada por el sustrato. En la última se encuentra la franja obtenida al enfocar correctamente la guía, es decir, el haz láser que sale del objetivo de microscopio entra totalmente a la guía de onda. Esta línea es más intensa que las obtenidas en el patrón de interferencia al enfocar superficie o sustrato. La pantalla se reemplaza por una cámara, donde la luz choca directamente con el sensor. Una computadora analiza la distribución de intensidad de campo, también con este montaje se puede analizar el espectro de emisión de la guía [6].



**Figura 1.3** Arreglo experimental de acoplamiento de canto: a) acoplamiento de canto a la entrada y salida; b) acoplamiento de prisma a la entrada y acoplamiento de canto a la salida.

La entrada de la guía de onda puede ser acoplada de canto, figura 1.3 a), o con prisma, figura 1.3 b). En el caso del montaje experimental de acoplamiento con prisma a la entrada se ponen dos espejos entre el láser y la muestra, en lugar del primer objetivo como es el caso de acoplamiento de canto a la entrada. Para acoplar con el prisma, el haz del láser se refleja en un espejo colocado a  $45^\circ$  respecto a la horizontal y viaja hasta un segundo espejo en la parte superior y con movimiento en altura y ángulo. Una lente se coloca después de este último espejo y el prisma a la distancia focal de la lente con lo que se asegura que el haz siempre incida sobre la misma posición del prisma donde se encuentra el punto de contacto. Modificando la altura del segundo espejo se pueden acoplar diferentes modos y el patrón de campo de cada modo puede ser observado y analizado por una computadora [6].

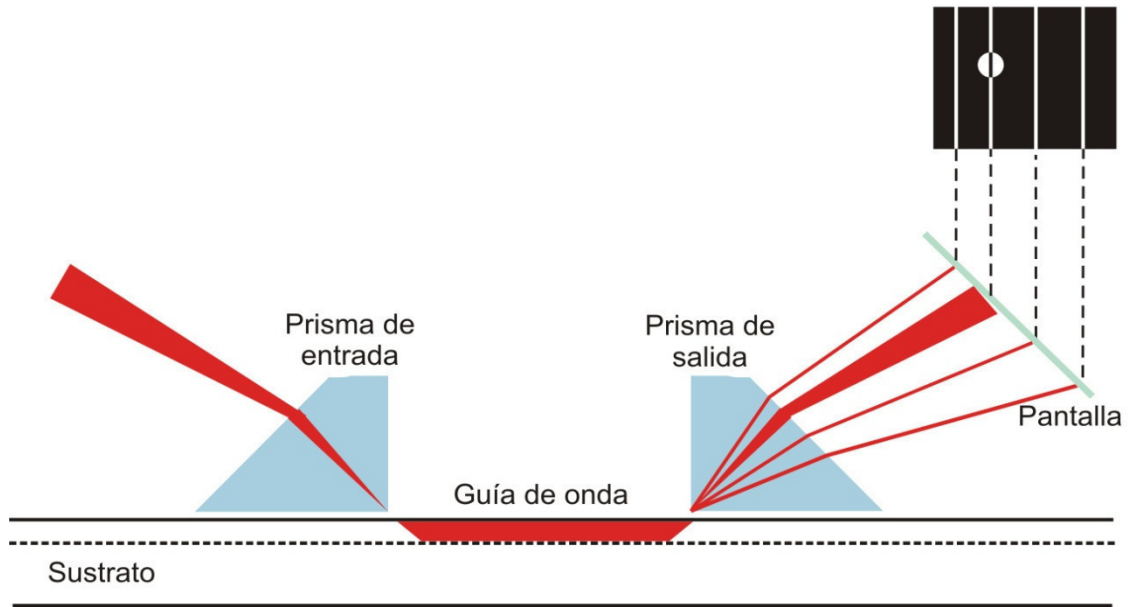




**Figura 1.4** Ilustración de las franjas de interferencia obtenidas en el acoplamiento de canto.  $F$  es la fuente y  $F'$  es la imagen de la fuente.

### 1.3.2 Acoplamiento de prisma

Tien *et al.* [7] y Harris *et al.* [8] estudiaron por primera vez el uso del prisma para la obtención de modos en guías de onda planas. Desde entonces, el acoplamiento por prisma se ha convertido en una técnica muy importante en estudios de óptica integrada. Un prisma cuyo índice de refracción es superior al de la guía de onda presiona contra la muestra dejando un espacio de aire pequeño ( $\sim 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\sim \lambda/4$  para luz visible) entre la base del prisma y la superficie superior de la guía de onda. El haz láser entra en el prisma y es totalmente reflejado en su base. Los campos evanescentes producidos por la reflexión total en el hueco de aire se acoplan del prisma hacia la guía de onda; es una forma de túnel óptico como sucede en el efecto túnel de los electrones a través de una barrera.



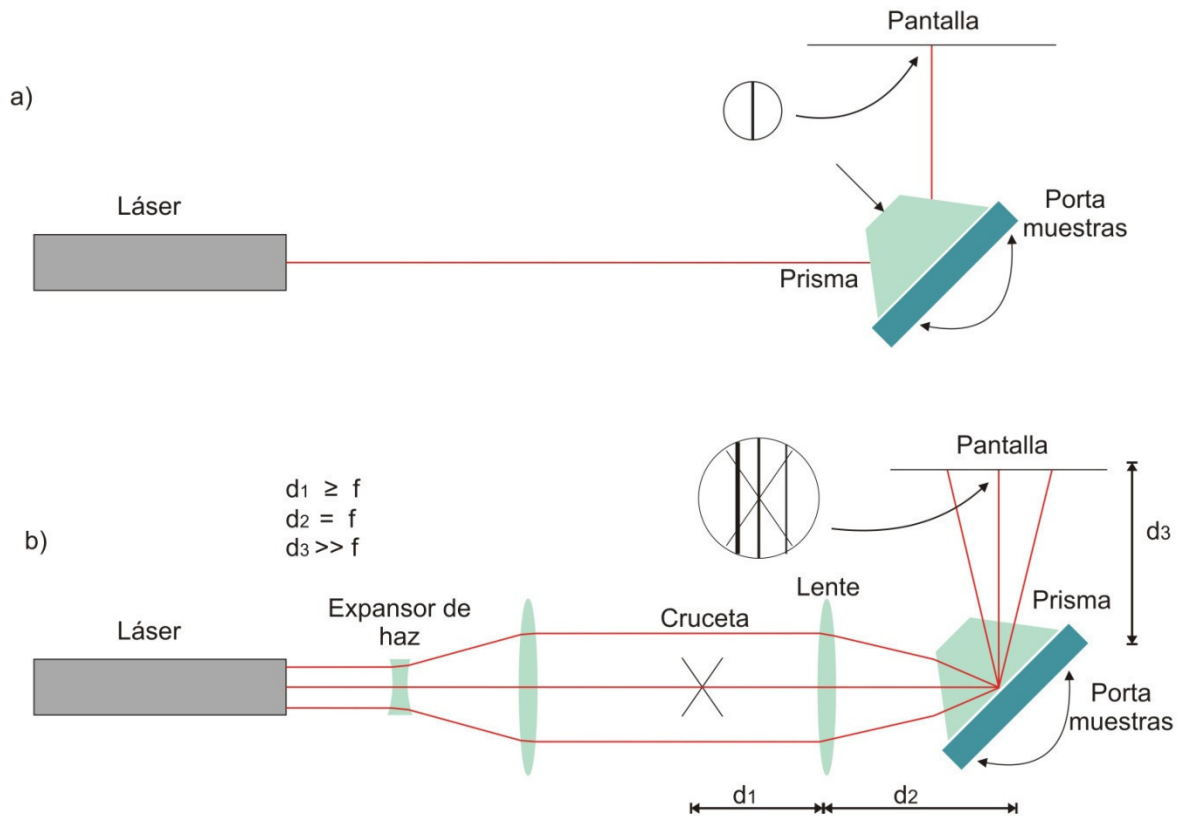
**Figura 1.5** Arreglo experimental usado comúnmente para observar el espectro de los modos de propagación en una guía de onda.

El espectro de las líneas de modo es una consecuencia de la técnica de acoplamiento por prisma y es fácil de medir experimentalmente. Consiste en las posiciones angulares de todos los modos excitados en la guía de onda. Estas posiciones angulares pueden ser usadas para calcular las velocidades de onda de todos los modos normales y así el índice de refracción y el grosor de la guía de onda. Para una guía de onda con índice graduado, es muy útil determinar su perfil de índice de refracción por medio de este método. Esta técnica de acoplamiento también es ampliamente usada para medir las pérdidas en las guías de onda [6].

En la figura 1.5 se muestra el arreglo experimental usado comúnmente para observar el espectro de las líneas brillantes de modos. En este experimento, dos prismas son colocados a una distancia  $d$  de separación entre ellos y son usados para acoplar un haz láser a la entrada y a la salida de la guía de onda plana. Una pantalla es usada para mostrar la luz emergente del prisma de salida. En el arreglo experimental real, el sistema de acoplamiento es montado en una mesa rotatoria para que el haz láser de entrada pueda ser orientado a cualquier ángulo y así los modos sucesivos puedan ser excitados en la guía de onda. Parte de la luz es esparcida, en su viaje desde la entrada al primer prisma hasta su salida del segundo. La luz puede ser esparcida a otros modos de la guía de onda por el prisma de entrada. Esta luz esparcida también se propaga por la guía,

llega hasta el prisma de salida y es acoplada fuera del prisma en diferentes direcciones. Esto ocurre porque la luz dispersada involucra varios modos de la guía de onda y cada uno tiene un ángulo de salida diferente. De este modo, se deben observar en la pantalla una serie de puntos brillantes cuya intensidad va decayendo gradualmente. El punto más brillante representa el modo acoplado. La luz esparcida fuera del plano de incidencia causa una serie de líneas paralelas que constituyen el espectro de modos brillantes.

La figura 1.6 ilustra un segundo arreglo para observar las líneas de modos, éste es usado principalmente para guías de onda por implantación de iones, en el cual sólo un prisma isósceles es usado [9]. A diferencia del acoplamiento con dos prismas, el cual da líneas de modo brillantes; este arreglo es llamado el método de modos oscuros. Este método se basa en un haz láser extendido enfocado por una lente convergente, pasando a través de un prisma isósceles y de la guía de onda. La imagen en una pantalla distante es un fondo circular luminoso cruzado por líneas oscuras. El tamaño del círculo es inversamente proporcional a la distancia focal de la lente. En este arreglo, debido al uso de un expansor, la luz láser no sólo se acopla a un modo de la guía de onda, sino que, por ser un cono de luz, abarca varios ángulos. Por lo tanto, la condición de sincronía está satisfecha para varios modos al mismo tiempo y así, la luz viaja en la guía de onda en cada uno de estos modos. Este acoplamiento resulta de una falta de luz reflejada en la base del prisma y en consecuencia el espectro de modos oscuros es desplegado en la pantalla. Se puede notar que las líneas oscuras se ensanchan gradualmente para un número de modo superior. Las líneas extras no guiadas pueden ser el resultado de interferencia óptica entre las reflexiones múltiples que ocurren en las interfaces de la guía de onda [6].



**Figura 1.6** Arreglo experimental para determinación de los índices modales usando el método de modos oscuros; a) configuración que permite acoplar sólo un modo a la vez; b) configuración que permite acoplar varios modos al mismo tiempo.

#### 1.4 Determinación del perfil de índice de refracción

En los análisis experimentales de guías de onda, es necesario el cálculo inverso para poder deducir el perfil de índice de refracción dados algunos modos experimentales. En general, el espectro de modos tiene un espaciado complejo, el método usual consiste en proponer la forma del perfil de índice descrita por varios parámetros y calculando la curva modal en forma teórica de este perfil propuesto. La forma del perfil es ajustada usando una rutina de optimización de parámetros (mínimos cuadrados) hasta que los modos teóricos coincidan con los experimentales. Una aproximación no rigurosa es el método “directo” WKB (Wentzel – Kramers - Brillouin). Este método asume que cualquier modo sólo puede ser afectado por el perfil debajo de él y no por un perfil superior. Nos sirve para encontrar los índices efectivos y la distribución de campo de todos los modos conociendo previamente la función que describe el perfil de índice de refracción de la guía, y por el contrario, si se conocen los índices efectivos de la guía y se desea conocer

la función que describe el perfil de índice de refracción también es posible utilizar este método, el cual aprovecha la similitud que existe entre la ecuación de onda y la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo, de tal forma que las ondas de luz son consideradas como si fueran electrones atrapados en un pozo de potencial.

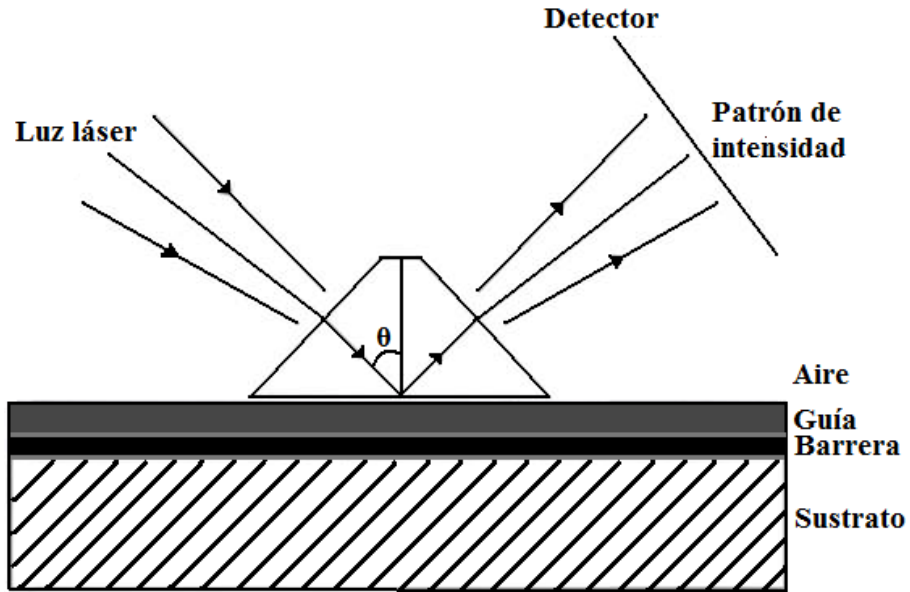
Es importante mencionar que el método WKB es válido sólo en regiones donde la variación del perfil de índice de refracción es pequeña, es decir con dimensiones del orden de una longitud de onda, debido a que para dimensiones superiores no encuentra una pendiente suave y entonces esta aproximación no puede aplicarse. Por lo tanto, puede tener problemas para obtener perfiles de índice en guías generadas por implantación de iones.

Existen en la literatura otros métodos para realizar estos cálculos como el método de diagonalización de matrices el cual propone un perfil inicial de pozo cuadrado, también el método es la integración numérica de la ecuación de Schrödinger propuesta por Kutta – Simpson. Pero estos métodos continúan presentando el mismo problema de exactitud que el método WKB.

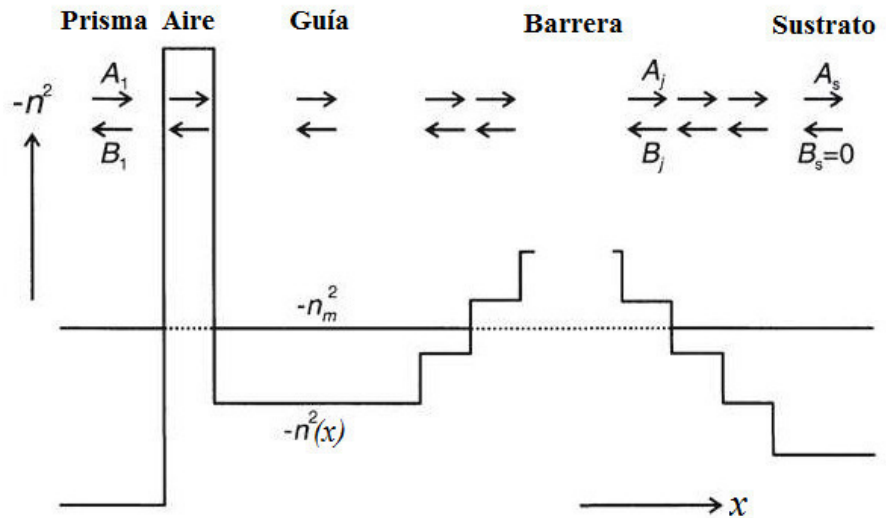
Chandler y Lama [10] desarrollaron un nuevo método llamado Método del Cálculo de Reflectividad (RCM, por sus siglas en inglés) para poder caracterizar las guías de onda que no califiquen en el caso estacionario; esto es con estados no definidos y donde no puede ser aplicada la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo.

Este método basa su funcionamiento en el fenómeno de los “modos oscuros”, en el cual las guías de onda de barrera óptica muestran una serie de líneas oscuras que se extienden de acuerdo a la profundidad del pozo, por lo tanto los modos oscuros se detectan como disminuciones en la intensidad de la luz reflejada en un prisma de acoplamiento de alto índice de refracción, como se muestra en la figura 1.7.

Las consideraciones tomadas por este método se pueden resumir de la siguiente forma [6].



**Figura 1.7** Arreglo experimental para la obtención de los modos oscuros.



**Figura 1.8** Sistema de guía de onda de barrera óptica donde se muestran las ondas viajeras.

En la figura 1.8 podemos observar la configuración de un modelo de perfil de índice de refracción de una típica guía de onda de barrera. La componente de luz transversal  $(k)_x$  es considerada incidente en el sistema de la dirección de  $x$  positiva del prisma desde el prisma (en el hueco de aire) hacia la región de la guía, entonces penetra parcialmente a través de la barrera en el sustrato. La forma de la barrera se simula mediante una serie de

pasos discretos (hasta 50 ó 100). Debido a que las reflexiones parciales en todos los límites tienen también una onda viajando en dirección  $x$  negativa, para representar las dos ondas matemáticamente se puede expresar como  $\exp(i(\pm k_x x - \omega t))$  donde  $k_x$  es la componente en la dirección  $x$  del vector de onda en el medio. Sabemos que  $k$  es el vector de onda en el espacio libre y  $n(x)\sin\theta(x)$  es el modo de índice efectivo. Es importante mencionar que en este modelo  $n_m$  ya no es un valor propio de un modo, sino continuamente variable. Se tienen ciertos valores en los que la función de onda exhibe una fuerte resonancia, el signo de  $k_x$  indica que la onda en las diferentes regiones se comporta de diferentes maneras, ya sea de manera oscilante, cuando  $k_x$  es real en el prisma de acoplamiento, la guía, el sustrato o en la región de la barrera con un índice mayor que el nivel  $n_m$ ; o en forma evanescente cuando  $k_x$  es imaginario en el espacio libre y en las regiones con un índice de la barrera por debajo del nivel  $n_m$ . Si consideramos que  $A$  y  $B$  representan las amplitudes de las ondas opuestas en cualquier región, podemos en general escribir la función de onda en la dirección  $x$  de la siguiente forma:

$$E(x) = A \exp(ik_x x) + B \exp(-ik_x x) \quad (1.20)$$

donde  $k_x = k \cos\theta$ .  $A$  y  $B$  son las ondas complejas de las dos ondas viajeras opuestas en cualquier región,  $k_x$  es real si representa las oscilaciones de onda o imaginaria si representa la onda evanescente. Con base en esto la función de onda puede reescribirse como:

$$E(x) = A' \cos(k_x x) + B' \sin(k_x x) \quad (\text{real})(1.21)$$

$$E(x) = A \exp(-k'_x x) + B \exp(k'_x x) \quad (\text{imaginaria})(1.22)$$

donde  $k_x = k[n^2(x) - n_m^2]^{1/2}$  y  $k'_x = k[n_m^2 - n^2(x)]^{1/2}$ . El uso de esta terminología tiene la ventaja de que sólo las amplitudes son complejas y no los exponentes, lo cual facilita los cálculos.

La función de onda tiene diferentes representaciones para los dos tipos de regiones ( $k$  real,  $k$  imaginaria), de lo cual se desprenden cuatro casos de análisis, cuando las ondas son oscilante – oscilante, evanescente – evanescente, oscilante – evanescente, y evanescente – oscilante.

Por ejemplo para el caso de la propagación de ondas transversales eléctricas (polarización TE), tanto  $E(x)$  como su derivada deben ser continuas en cada límite, de tal forma que para simplificar tomamos el origen  $x$  de cada región como el primer límite de frontera y aplicando las condiciones a la interfaz entre dos regiones  $j$  y  $j + 1$ , ambas de tipo evanescentes se obtiene que:

$$A_j \exp(-k_j T_j) + B_j \exp(k_j T_j) = A_{j+1} \quad (1.23)$$

$$k_j [A_j \exp(k_j T_j) - B_j \exp(-k_j T_j)] = k_{j+1} B_{j+1} \quad (1.24)$$

donde  $T_j$  representa el espesor de la capa. Este sistema puede reescribirse en forma matricial de la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} E_j(1 + k_{j+1}/k_j)/2 & E_j(1 - k_{j+1}/k_j)/2 \\ (1 - k_{j+1}/k_j)/2E_j & (1 + k_{j+1}/k_j)/2E_j \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

donde  $E_j = \exp(k_j T_j)$ . Es importante mencionar que las soluciones de los otros casos presentan matrices similares.

Las amplitudes incidentes y reflejadas en el prisma ( $A_1$  y  $B_1$ ) se relacionan con las amplitudes en el sustrato después de la barrera óptica de la guía ( $A_s$  y  $B_s$ ), por el producto de  $(s - 1)$  matrices mencionadas anteriormente, cada una de las cuales representa una interfaz dentro de las  $s$  regiones de la guía y la barrera. De tal forma que tenemos que:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_s \\ B_s \end{bmatrix}. \quad (1.26)$$

Como puede verse en la figura 1.9, la onda  $B_j$  viaja en dirección negativa y no puede viajar del sustrato a la guía, por lo tanto  $B_s = 0$ . De esta forma la reflexión en la interfaz del prisma estará dada por la siguiente relación:

$$R = \left| \frac{B_1}{A_1} \right|^2 = \left| \frac{P_{21}}{P_{11}} \right|^2. \quad (1.27)$$



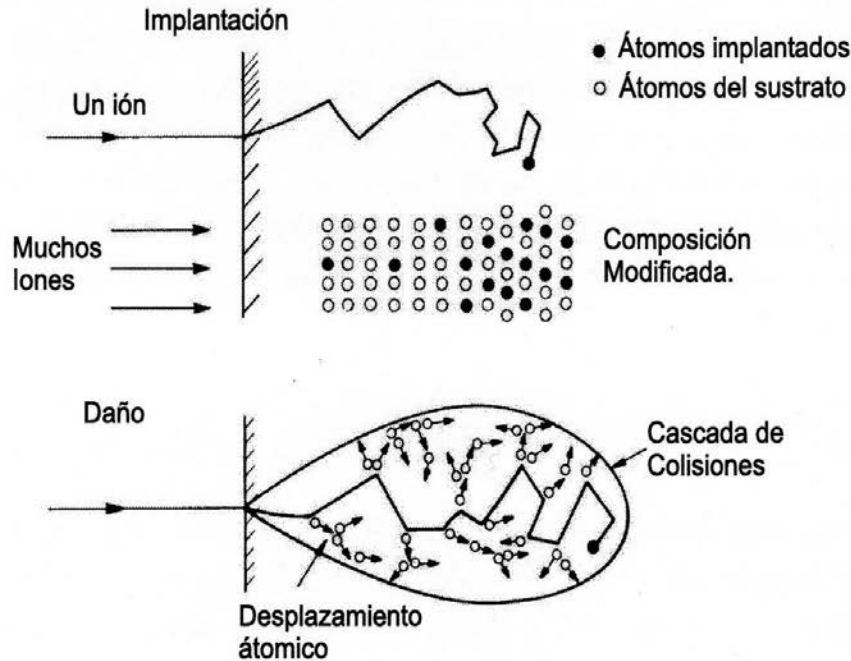
# Capítulo 2

## Implantación de iones

La estructura y las propiedades de los sólidos pueden ser afectadas por la radiación. Hay un interés considerable en la modificación de las capas de las superficies usando iones, electrones y haces láser. Las superficies juegan un papel vital en muchas tecnologías, desde las más sofisticadas, como fabricación de circuitos integrados, hasta recubrimientos a gran escala. La técnica de modificación de superficies más exitosa y más usada en tecnología de semiconductores es la implantación de iones. La mayoría de los circuitos integrados son fabricados actualmente usando este proceso. Dopantes eléctricos son introducidos directamente en la superficie de un semiconductor siendo bombardeados con iones energéticos. La implantación de iones permite control sobre la cantidad y la distribución de los átomos inyectados. Este procedimiento es de muy alta repetitividad que es parte indispensable de la tecnología de semiconductores.

### 2.1 Procesos fundamentales

Los procesos básicos que resultan directamente del bombardeo de iones son ilustrados esquemáticamente en la figura 2.1. En esta figura se muestra la trayectoria del ión. Un simple ión de  $keV$  de energía puede desencadenar una serie de colisiones nucleares y electrónicas perdiendo energía, para finalmente caer cientos de capas atómicas por debajo de la superficie. En esta figura también se muestra el daño de la radiación con que los átomos de las redes son desplazados de sus sitios regulares. Un solo ión pesado puede llevar al desplazamiento de cientos de redes de átomos dentro del volumen circundante a la trayectoria del ión. Aunque se usan modelos simples basados solamente en el proceso de la colisión para calcular el valor del número de expectación y distribución del desplazamiento de átomos en la estructura del daño resultante del bombardeo de iones, es usualmente determinado por procesos complejos [11].



**Figura 2.1** Ilustración esquemática del proceso de implantación y del proceso de daño usando haces de iones energéticos.

## 2.2 Colisiones nucleares

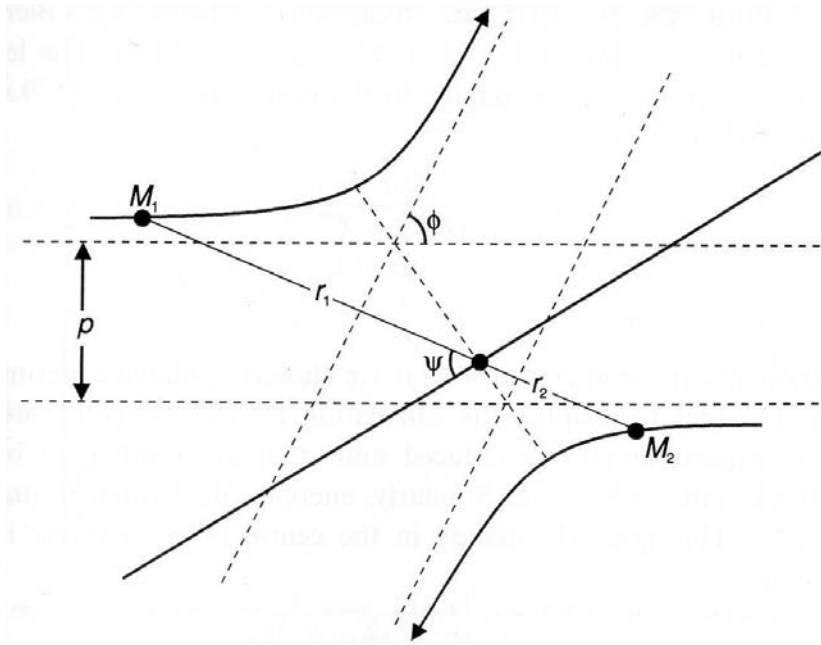
El primer paso en el cálculo de la dispersión del haz de iones y la transferencia de energía entre el ión implantado y el ión objetivo es asumir que ambos iones están aislados del resto del material. Esto permite simplificar a un evento de colisión de dos cuerpos. La figura 2.2 muestra la cinemática de dicha colisión en el marco del centro de masa (CM). La energía cinética transferida a un átomo objetivo es

$$T = \frac{1}{2} M_2 v_2^2 = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_1 \text{sen}^2(\Phi/2) \quad (2.1)$$

donde  $\Phi$  es el ángulo de colisión en el sistema CM y  $v_2$  es la velocidad del objetivo después de la colisión. De esto podemos notar que la máxima energía transferida,  $T_m$  sucede en una colisión directa cuando  $\Phi = \pi$ , entonces:

$$T = T_m \text{sen}^2(\Phi/2). \quad (2.2)$$

Se puede observar que la relación entre  $T$  y el parámetro de impacto  $p$  depende del potencial de interacción, donde  $p$  describe la región en la cual sucede la colisión de los dos iones.

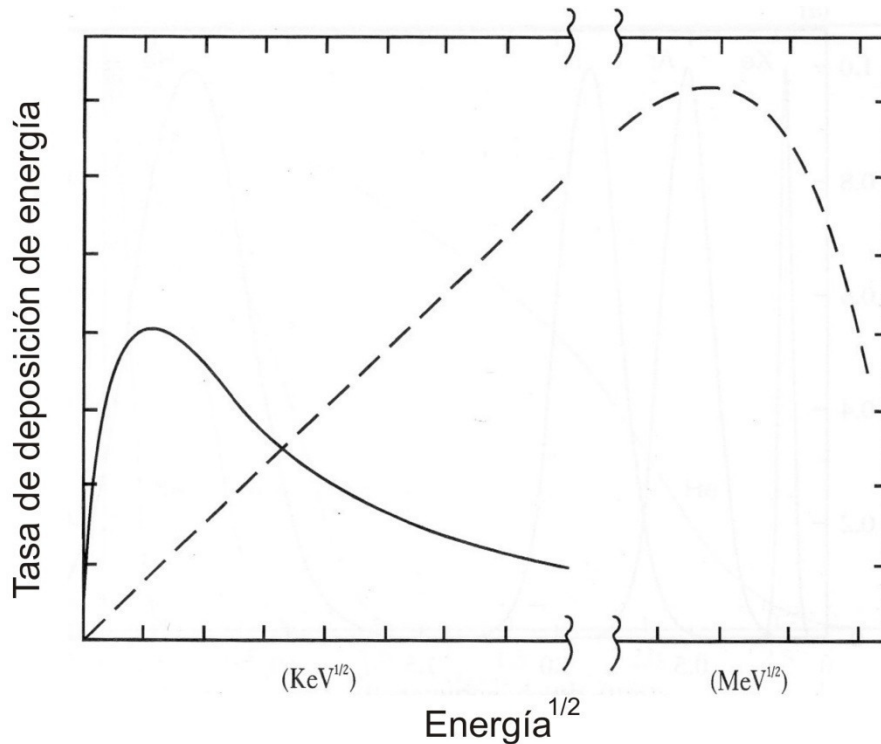


**Figura 2.2** El camino de colisión para impactar en coordenadas de centro de masa.

La primera aproximación unificada de frenado nuclear fue hecha por Lindhard, Scharff y Schiott [12], y a esta aproximación se le llama comúnmente la teoría LSS.

### 2.3 Frenado electrónico y nuclear

El frenado electrónico y nuclear se representan en la figura 2.3. En las velocidades más bajas, el frenado nuclear domina para grandes y medianas masas de iones y es competitivo para iones ligeros. Alcanza un valor máximo en el rango de kilo-electronvolts y se aproxima a la distribución clásica de Rutherford para energías más altas. A velocidades más altas, el frenado electrónico domina. En este rango, el ión es predominantemente neutral y la razón de deposición de energía electrónica en el objetivo es proporcional a la velocidad del ión para energías menores que 1 MeV. Más allá de la máxima potencia de frenado, donde el ión es prácticamente despojado de todos los electrones, la potencia de frenado disminuye conforme se incrementa la energía y el objetivo se vuelve más “transparente”.



**Figura 2.3** Comparación de las tasas de transferencia de energía para frenado electrónico (curva punteada) e interacciones nucleares (línea sólida) para un ión ligero entrando a un objetivo.

La tasa de transferencia energética en cada proceso (excitación electrónica y colisiones nucleares), depende de la carga nuclear y la masa tanto del proyectil como del átomo objetivo, así como de la energía del ión incidente.

## 2.4 Rango de los iones

La pérdida de energía de una partícula moviéndose a través de un medio aleatorio se define como:

$$\frac{dE}{dx} = -S(E) \quad (2.3)$$

donde  $S(E)$  es la potencia de frenado, la suma total de las interacciones de las potencias de frenado (nucleares, electrónicas y otras). Cada potencia de frenado es una función de la masa y de la velocidad del ión y del objetivo. Por lo tanto, la longitud promedio del camino penetrado  $R(E)$  de un ión antes de relajarse puede ser estimada por la integral:

$$R(E) = \int_0^E \frac{dE'}{\sum_i \left(-\frac{dE}{dx}\right)_i} . \quad (2.4)$$

En principio, de la ec. (2.3), es posible calcular la longitud de camino total para un ión y objetivo dados. Debido a la dispersión del ión, el rango del ión normal a la superficie, se denomina como el rango promedio proyectado  $R_p(E)$ , que es más pequeño que  $R(E)$  por un factor que depende del camino promedio, ángulos de esparcimiento y, por lo tanto, del camino específico de un ión individual. Como resultado de múltiples colisiones, los iones serán desviados de su dirección original y por lo tanto habrá una desviación lateral del haz del ión en el objetivo. Para un elemento sencillo como objetivo, la razón  $R_p / R$  es  $\ll 1$  para  $M_1 \ll M_2$  (el caso de un ión ligero); y la razón será cerca del 1 para  $M_1 \ll M_2$ , en el caso de un ión pesado. Para un material objetivo compuesto, el cálculo del rango del ión es más complicado debido a la necesidad de considerar la combinación de interacciones entre el ión y los diferentes átomos del compuesto. En la práctica, fluctuaciones estadísticas en el mecanismo real de frenado incrementarán la desviación del rango  $R$  contribuyendo al valor de  $\Delta R_p$ . El grado de desviación es una función de la razón de masa  $M_2/M_1$  y se incrementará al aumentar la profundidad del objetivo [13].

## 2.5 Distribución del daño

Para una primera aproximación, las distribuciones del daño tienen una forma similar al perfil de distribución de un ión implantado. Sin embargo, el pico será más cercano a la superficie, ya que el daño (desplazamiento atómico) ocurre no sólo desde la colisión primaria ión-átomo, sino también mediante colisiones secundarias entre los átomos del objetivo. La energía necesaria para desplazar un átomo desde un lugar en la red durante un evento dinámico  $E_d$ , en el cual los iones desplazados son forzados a través de una red no relajada, se espera típicamente del orden de 25 eV. Para muchas situaciones esta es una aproximación conveniente, aunque algunos estudios clásicos de daño indican que puede tener un rango que va desde 5 hasta 75 eV; para algunos semiconductores hasta óxidos que poseen fuertes enlaces, respectivamente. La energía es transferida a los átomos objetivo a lo largo del rango del ión, por lo tanto, ocurrirán desplazamientos aún cerca de la superficie, mientras que la distribución de iones implantados alcanzará su punto máximo a mayores profundidades. Las colisiones secundarias de los iones objetivo desplazados generarán más daño y en el caso de iones pesados, la cascada de colisiones puede involucrar varios cientos de iones de la red. El paso del ión dejará un

camino de desorden el cual puede ser visto como precipitación de impurezas o ataque químico. Estos recorridos de las partículas son visibles y forman características familiares en algunos minerales [13].

## **2.6 Formación de guías de onda por implantación iónica**

El efecto dominante de la implantación de iones sobre el índice de refracción es debido al desorden parcial producido en la red por procesos de daño nuclear [14], esto invariablemente lleva a una reducción en la densidad física y así a un bajo índice de refracción. Este decremento en el índice por debajo del índice del sustrato es contrario a lo que sucede con las técnicas químicas convencionales. Así para un ión energético el pico de daño nuclear al final de la trayectoria del ión, generalmente produce una barrera óptica de bajo índice. La región entre esta barrera y la superficie está rodeada de regiones de bajo índice y es capaz de actuar como una guía de onda. La región de la guía por sí misma es sujeta principalmente a procesos de ionización, los cuales tienen un pequeño efecto en el orden de la red para la mayoría de los aislantes y cualquier centro de color producido es fácilmente recocado. Es de considerable interés este tipo de guía por daño de implantación porque su mecanismo de producción es aplicable a un amplio rango de materiales. El perfil de índice para la guía varía grandemente dependiendo del sustrato, el tipo de ión y las condiciones de implantación y recocado; pero todos los casos tienen ciertas propiedades generales. La principal característica es que es una guía de barrera, teniendo esencialmente una estructura de sustrato "pura" para su medio de confinamiento con sus propiedades activas cristalinas preservadas (electroópticas, no lineales, etc.), a diferencia de las guías producidas químicamente.

La altura de la barrera óptica puede ser controlada por la dosis del ión. Para una saturación de daño (a una dosis de  $\sim 10^{17}$  iones/cm<sup>2</sup>), la cual puede o no corresponder a amorfización, puede alcanzar hasta 15 % (decremento del índice) pero en general alrededor del 5 %. En la mayoría de los materiales se produce una barrera del 2 ó 3 % por una dosis moderada de  $\sim 10^{16}$  iones/cm<sup>2</sup> y en algunos casos una dosis de  $10^{15}$  iones/cm<sup>2</sup> es suficiente para producir este cambio. El grosor de la guía es controlado mediante la energía del ión; 1 MeV de He<sup>+</sup> generalmente tiene un rango de  $\sim 2$   $\mu$ m, suficiente para obtener varios modos si la barrera tiene  $\Delta n \sim -2$  %. Para iones monoenergéticos el ancho de la barrera varía con el material del sustrato, dependiendo de la estabilidad de los defectos en la región del daño nuclear. Se pueden usar múltiples energías de

implantación para ensanchar la estrecha barrera de tunelaje que produce atenuación óptica, por ejemplo barreras de ancho menor a 1  $\mu\text{m}$ .

La versatilidad de este método de barrera facilita muchos procesos que no están disponibles para métodos convencionales. Las guías pueden ser formadas lejos de la superficie usando implantaciones de muy baja energía y se pueden fabricar estructuras multicapa.

Como se espera del perfil de frenado nuclear, la forma general del perfil tiene un  $\Delta n$  de barrera óptica negativo y aunque la región de confinamiento de la guía mantiene prácticamente un índice sin cambio, el resultado real es usualmente mucho más complejo. Primero, el perfil de daño de la red puede no corresponder directamente al perfil de deposición de energía nuclear. Esto es porque algunos defectos puntuales pueden ser recocidos en la región de daño nuclear durante la implantación; o en contraste, se puede incrementar la producción de defectos en la región nuclear por efectos de sinergia debido a la energía del frenado electrónico. Segundo, el índice de refracción no siempre es dependiente del volumen de expansión debido al contenido de defectos, puede estar relacionado a mucho parámetros dependientes del defecto, los cuales incluyen no sólo cambios en el volumen ( $\Delta V$ ), sino también la polarizabilidad de enlace atómico ( $\Delta\alpha$ ) y factores de estructura ( $F$ ). La adaptación de Wei [15] de la ecuación de Lorentz – Lorenz da por lo tanto

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \left[ -\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta\alpha}{\alpha} + F \right]. \quad (2.5)$$

En general, el término de volumen domina como se describe arriba, por lo tanto se obtiene el típico  $-\Delta n$  de la barrera óptica que puede tener una cola extendida hacia la superficie debido a defectos puntuales aislados. Sin embargo, es importante notar que el cambio de estructura de la red también resulta en cambios en los enlaces químicos y por lo tanto en efectos de polarizabilidad ( $\Delta\alpha$ ). Estas y otras contribuciones, como estrés en materiales piezoópticos, llevan a la posibilidad de pequeños cambios en el índice de cualquier signo aún en la región de la guía. Más aún, pueden ocurrir defectos y difusión atómica. En el caso especial de  $+\Delta n$  en la región de la guía, se encontrará un perfil similar al de la guía de onda convencional y entonces será posible el confinamiento de los modos de bajo orden sin la necesidad de una barrera óptica; esto puede llevar a bajas dosis y bajas pérdidas en algunos materiales.

# Capítulo 3

## Procesos de transferencia de energía

La transferencia de energía ocurre en un sistema cuando la absorción y la emisión no suceden en el mismo centro. Cuando se incrementa la concentración de iones activos antes de la aparición de nuevas líneas debido a pares o modificaciones en probabilidades de transiciones radiativas, se encuentra una migración de energía entre los centros.

Cuando hablamos de transferencia de energía nos referimos a procesos que involucran muchos iones. Este proceso puede suceder sin transporte de carga, por lo tanto se debe distinguir entre transferencias de energía radiativas, no radiativas, y asistidas por fonón. En los procesos de transferencia de energía, un ión en estado excitado (ión donador) transfiere su energía a un segundo ión (ión receptor) promoviéndolo a un estado de mayor excitación, esta transferencia es radiativa si durante el proceso de transferencia de energía se emiten fotones y no radiativa si la energía se transfiere directamente a la red cristalina en forma vibracional, es decir sin emitir fotones. Por último, la transferencia de energía asistida por fonones, es un caso especial de la transferencia no radiativa, en el cual los estados de energía del ión donador y el ión receptor no coinciden, por lo tanto, para que exista la transferencia de energía entre los iones y se cumpla con las leyes de la conservación de la energía es necesaria la producción de fonones para compensar esta diferencia entre los niveles.

### 3.1 Transferencia de energía en cristales láser

La ganancia del láser depende directamente de la concentración de dopantes que contenga el medio (cristal o vidrio). Por lo tanto, es importante encontrar el porcentaje de dopante óptimo. La optimización del nivel de dopante depende del tipo de bombeo óptico, la configuración de la cavidad y el modo de operación del láser.

No es conveniente simplemente poner tantos dopantes como sea posible en el material. La concentración de iones dopantes en el material huésped modifica las interacciones entre los niveles de energía, por lo que el ión ya no puede ser tratado de forma independiente. Hay que considerar las fuerzas de interacción entre los iones, dicha fuerza se encuentra en función de la separación que existe entre dos iones.



Entonces, podemos clasificar las interacciones entre los átomos en tres tipos diferentes:

- Sistema de acoplamiento fuerte: En este sistema la interacción de intercambio entre espacios causa que los iones se comporten como un defecto del medio.
- Sistema de acoplamiento intermedio: Este sistema considera la interacción del ión con sus vecinos como el principal efecto en el acoplamiento
- Sistema de acoplamiento débil: En este sistema de acoplamiento los iones mantienen sus propiedades ópticas independientes. La transferencia de energía se da mediante procesos no radiativos.

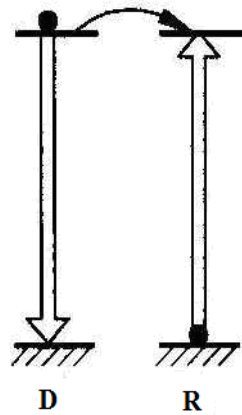
Existe un cuarto sistema, en el cual el sistema de iones no se encuentra directamente acoplado, pero la emisión radiativa de un ión puede ser absorbida por otro ión.

Para el desarrollo de la presente tesis nos enfocaremos en los procesos de transferencia de energía radiativa, en particular en los procesos de conversión ascendente de frecuencia (CAF) los cuales son procesos anti – Stokes en los que la emisión excede las energías de excitación por 10 a 100 veces  $kT$ , donde  $k$  es la constante térmica.

### **3.1.1 Transferencia de energía no radiativa**

Con la interacción apropiada entre dos sistemas electrónicos, como es el caso de la transferencia de energía no radiativa, la excitación brincaré de un ión donador (D) a un ión receptor (R) antes de que D pueda emitir fluorescencia [16]. En la figura 3.1 se muestra un diagrama del proceso básico de transferencia de energía no radiativa.

En este tipo de transferencia, la diferencia de energía entre los estados excitados y los estados fundamentales tanto del ión donador como del ión receptor es prácticamente cero. La interacción mutua está dada por la interacción de Coulomb de tipo Van der Waals entre dos iones, Förster [17], quien fue el primero en tratar el caso teóricamente con teoría mecánica cuántica, considerando interacciones entre dipolos.



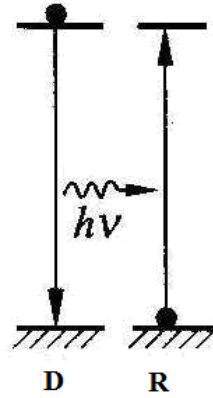
**Figura 3.1** Proceso básico de transferencia de energía no radiativa entre dos iones. Notemos que el ión receptor (R) está inicialmente en el estado base, antes de recibir la energía del donador (D).

Algunos ejemplos de interacciones entre iones que pueden dar lugar a procesos de transferencia de energía de tipo no radiativo son interacciones electroestáticas e interacciones magnéticas.

En la transferencia de energía no radiativa puede existir emisión o absorción de fonones, dependiendo de si en el intercambio energético sobra o falta una pequeña cantidad de energía, este es el caso particular de transferencia de energía no radiativa asistida por fonones. La eficiencia en este tipo de procesos depende del número de fonones necesarios para cubrir el gap energético, es decir, para mayor cantidad de fonones la eficiencia es menor.

### 3.1.2 Transferencia de energía radiativa

Cuando la transferencia de energía es radiativa, fotones son emitidos por los iones donadores y después absorbidos por cualquier ion receptor tras viajar una determinada distancia, figura 3.2. Por esta razón, la transferencia depende del tamaño de la muestra. Por otra parte, de acuerdo al grado de traslape entre el espectro de emisión del donador (D) y el de absorción del receptor (R), la estructura del espectro de emisión del donador puede cambiar con la concentración del receptor. Dado que los fotones son emitidos de cualquier manera, el tiempo de vida del donador es independiente de la concentración del receptor; este criterio es usado para distinguir entre transferencia de energía radiativa y no radiativa [16].



**Figura 3.2** Proceso básico de transferencia de energía radiativa entre dos iones. Notemos que la energía del ión receptor (R) está inicialmente en el estado base, antes de recibir la energía del donador (D).

La probabilidad de que ocurra la transferencia de energía entre los dos iones a una distancia  $R$  está dada por:

$$p_{SA}(R) = \frac{\sigma_A}{4\pi R^2} \frac{1}{\tau_S} \int g_S(\nu) g_A(\nu) d\nu \quad (3.1)$$

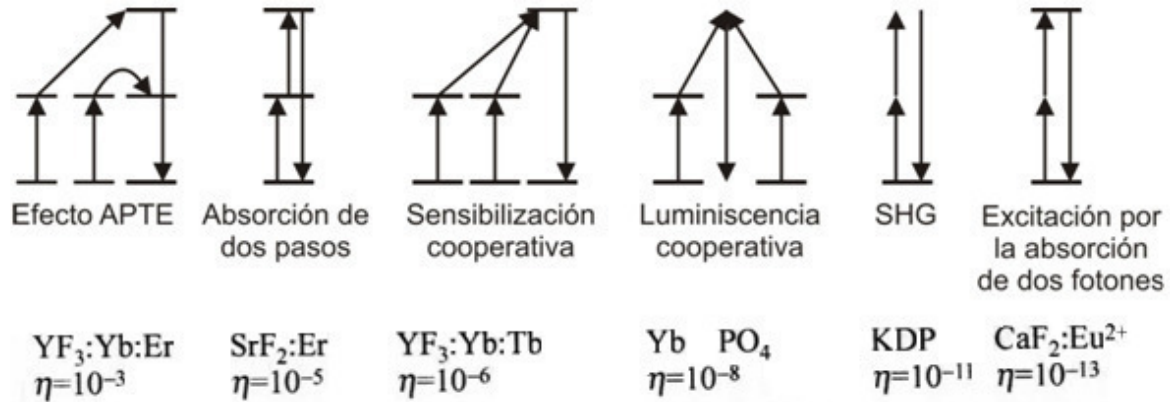
donde  $\tau_S$  es el tiempo de vida del donador y  $\sigma_A$  es la absorción integrada en la sección transversal. La integral representa el traslape espectral entre D y R. Se debe notar que la dependencia con la distancia va como  $R^{-2}$ . Esta transferencia radiativa debe permitir la difusión de energía entre dos iones idénticos y da la posibilidad de efectos de atrapamiento de fotones.

### 3.2. Conversión ascendente de frecuencia (CAF)

La transferencia de energía en procesos CAF no había sido reconocida hasta que en 1966 Auzel [18] sugirió que podía existir transferencia de energía entre dos iones de tierras raras, estando ambos iones inicialmente en estados excitados. Hasta entonces, se había asumido que en todos los procesos de transferencia de energía, un ión en estado excitado transfería su energía a un ión en un estado base.

A partir de 1976, la excitación láser en infrarrojo (IR) y el uso de fibras se han hecho de tan fácil acceso que el estudio de los procesos CAF en materiales dopados con tierras raras ha despertado un gran interés en todos los materiales dopados con tierras raras.

En la figura 3.3, se muestra una comparación esquemática entre varios procesos CAF: el efecto APTE (conversión ascendente de frecuencias por transferencia secuencial de energía, por sus siglas en francés), absorción de dos pasos, sensibilización cooperativa, luminiscencia cooperativa, generación de segundo armónico (SHG, por sus siglas en inglés) y excitación por la absorción de dos fotones.



**Figura 3.3** Esquema de varios procesos de conversión ascendente de dos fotones .

Dado que hablamos de procesos no lineales, la eficiencia, usualmente definida en porcentajes, no tiene significado debido a que depende linealmente de la intensidad de excitación [16].

Una inspección del esquema muestra, a simple vista, las diferentes formas en las que se transfiere la energía en los procesos CAF, donde es claro que para obtener mayores eficiencias, los fotones tienen que interactuar con el medio por un mayor tiempo, lo cual en la práctica proviene de la existencia de resonancias. APTE es el efecto más eficiente porque se acerca más al caso de resonancia completa. Este efecto se refiere a la transferencia de energía secuencial, en el cual el paso básico es la transferencia de energía a un ión que ya se encuentra en un estado excitado.

Sin embargo, la realidad no siempre es así de simple, diferentes procesos CAF pueden suceder simultáneamente, o sus efectos pueden ser reforzados recíprocamente. De hecho, los procesos de absorción por dos fotones y absorción cooperativa han sido teóricamente investigados [19]. También los procesos de SHG y luminiscencia cooperativa han sido considerados simultáneamente para poder incrementar la eficiencia de SHG por la resonancia parcial del proceso de luminiscencia cooperativa [20].

El proceso de absorción de dos pasos se puede dar de la combinación de dos formas básicas, absorción del estado base (GSA, por sus siglas en inglés), en el que se pasa un ión de su estado fundamental a un estado excitado; y por absorción de un estado excitado (ESA, por sus siglas en inglés), el cual consiste en la absorción de un fotón por un ión excitado, lo cual da como resultado que ese ión se pueda mandar a un estado superior de excitación.

Para el proceso de luminiscencia cooperativa el fenómeno que ocurre es la excitación simultánea de dos iones los cuales se promueven a un estados de mayor excitación, desde estos estados excitados los iones interaccionan de tal forma que uno de los iones le transfiere la energía al otro ion el cual es promovido a un estado virtual de mayor excitación desde el cual decae en forma radiativa.

La generación de segundo armónico sigue exactamente el principio de suma de frecuencias, en el cual se bombea un cristal no lineal con dos fuentes láser y, por conservación de la energía, a la salida se puede obtener eficientemente radiación con frecuencia de la suma de las frecuencias de ambas fuentes. Para segundo armónico, las fuentes láser son de exactamente la misma frecuencia, normalmente se utiliza una sola fuente, por lo tanto a la salida se obtiene exactamente el doble [21, 22].

El proceso de absorción de dos fotones es similar al proceso ordinario de absorción de un fotón. Un electrón absorbe dos fotones a, aproximadamente, el mismo tiempo (o menos de un nanosegundo) y logra llegar a un estado excitado que corresponde a la suma de las energías de los fotones incidentes. No se necesita tener un estado intermedio para que el átomo llegue al estado excitado final (como si se estuviera moviendo dos escalones arriba con un solo paso a la vez). El átomo es excitado a un “estado virtual” el cual no necesita corresponder a ningún eigenestado de energía electrónico ni vibracional [23].

Existen factores que determinan una menor o mayor emisión por CAF como consecuencia de una baja absorción de bombeo. Entre estos factores se encuentra que la longitud de onda de bombeo debe coincidir con alguna de las bandas de absorción del ión activo.

Para obtener la emisión de CAF, en general se prefieren las bandas de absorción del ión que permitan llegar a un primer nivel excitado que sea metaestable, es decir que

tenga un tiempo de vida lo suficientemente largo de tal modo que permita la absorción de más energía para completar el proceso antes de decaer al estado base.

Otro factor que influye es la potencia de bombeo; a menor potencia, se tiene una menor interacción con la luz y viceversa. A mayor potencia se tiene mayor interacción. Esto tiene como consecuencia una mayor o menor emisión.

Por último, un punto importante es la concentración del ión activo: Cuando se tienen bajas concentraciones, los iones estarán más separados y al ser excitados, la probabilidad de que interactúen entre ellos es más pequeña, por lo que no se presenta transferencia de energía. Si la intensidad de bombeo es muy baja, el decaimiento del primer nivel excitado será predominantemente lineal. Cuando se incrementa la potencia de bombeo de tal modo que los iones excitados puedan absorber otro fotón antes de decaer, se tiene emisión de conversión ascendente por estados excitados (ESA). La dependencia con el bombeo es del orden de  $P^i$  (*Potencia de bombeo*). Si se sigue incrementando la potencia de bombeo, se incrementa la población del *i-ésimo* nivel de energía, con lo que se tiene una mayor eficiencia de conversión, pero esto implica una disminución en el número de iones que decaen linealmente del estado o estados intermedios. Si se incrementa de manera indefinida la energía de bombeo, la pendiente se decreta tendiendo al valor límite de cero cuando se alcance la condición de “tierra de blanqueo”, donde ya no puede absorberse más energía en el nivel base. Por otro lado cuando se tienen altas concentraciones de ion activo las distancias entre los iones son muy cortas por lo que la probabilidad de transferencia de energía es muy alta [24].

### **3.3. Propiedades de cristales de Yb:YAG**

El reciente interés en mejorar las características de los láseres de guía de onda lleva al uso de medios activos dopados con tierras raras. Estos láseres son considerados muy prometedores debido a su habilidad de mantener bajo umbral, alta ganancia por unidad de potencia de bombeo, alta estabilidad y capacidad de fácil integración con otros componentes ópticos. Las guías de onda parecen ser también la opción más viable para obtener efectos no lineales como doblamiento de frecuencias y CAF. Una de las matrices más conocidas de estos sistemas son cristales de  $Y_3Al_5O_{12}$  (YAG) dopados con  $Nd^{3+}$ ,  $Yb^{3+}$  u otros iones de tierras raras ( $RE^{3+}$ ).

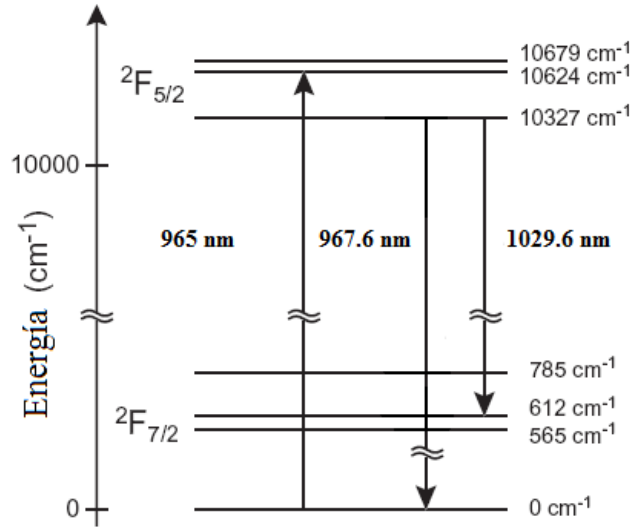
### 3.3.1. Propiedades generales

La estructura electrónica simple del ión  $\text{Yb}^{3+}$  consiste en sólo dos niveles  $^2F_{7/2}$  y  $^2F_{5/2}$  divididos por la interacción órbita y spin, por lo tanto no están activos procesos como absorción de estados excitados, CAF o relajación cruzada. La configuración de la estructura electrónica especial del  $\text{Yb}^{3+}$ , hace que los electrones 4f estén menos anclados que en otros iones de la serie de los lantánidos, mostrando una mayor tendencia a interactuar con la red y los iones vecinos. Estas características hacen que el  $\text{Yb}^{3+}$  sea un excelente sensitizador para la mayoría de las tierras raras y los iones de metales de transición, donde el principal mecanismo de transferencia de energía es también llamado proceso cooperativo de CAF.

En la tabla 3.1 se muestran algunas de las propiedades del  $\text{Yb}^{3+}$ : YAG. Las transiciones de energía de este cristal se muestran en la figura 3.4.

Estructura cristalina	Cúbica simple
Densidad	4.56 g/cm <sup>3</sup>
Dureza (Mohs)	8.5
Índice de refracción a 940 nm	1.82
$\lambda_e$	1030 nm
Coefficiente de pérdidas	0.003 cm <sup>-1</sup>
Coefficiente de expansión térmica	7.8X10 <sup>-6</sup> /K
Tiempo de decaimiento para concentraciones de 5% atómico	1.2 ms
Transiciones	$^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$

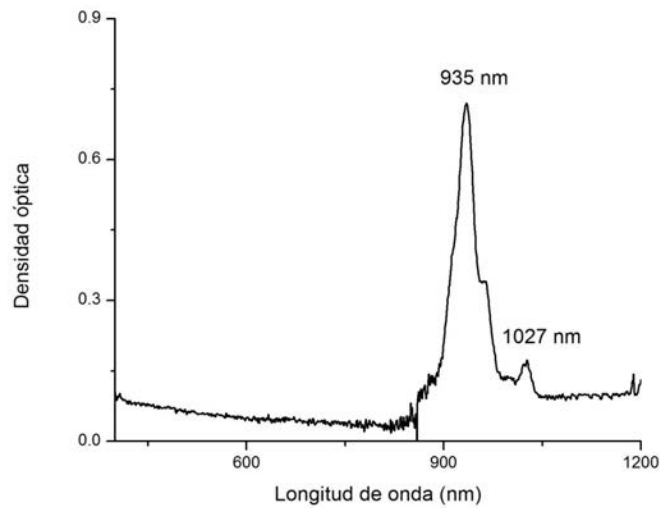
**Tabla 3.1** Propiedades del  $\text{Yb}^{3+}$ : YAG.



**Figura 3.4** Diagrama de niveles de energía para el Yb:YAG.

### 3.3.2. Absorción

El espectro de absorción para el Yb:YAG se muestra en la figura 3.5, en un rango de medición que va de los 400 a 1200 nm, con el pico central de absorción a 935 nm y un segundo pico a 1027 nm, estos picos de absorción son debidos a las transiciones  $2F_{7/2} \rightarrow 2F_{5/2}$ .



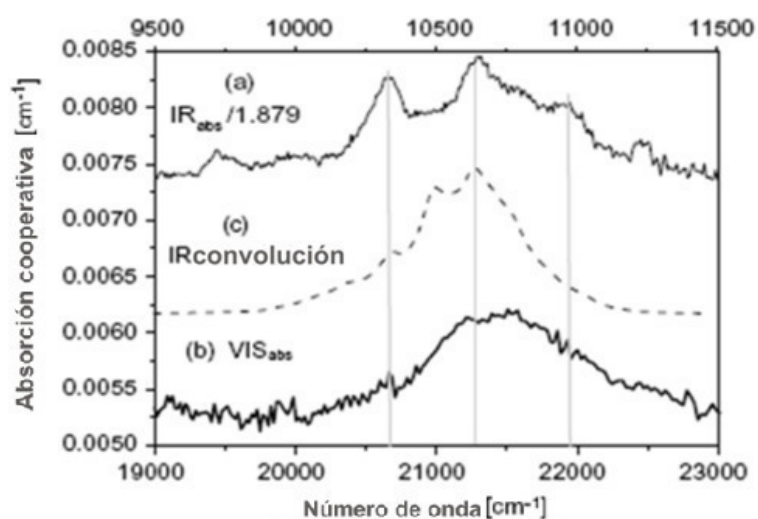
**Figura 3.5.** Espectro de absorción de la estructura Yb:YAG en el IR en un rango de 400 a 1200 nm.

Dado que el Yb<sup>3+</sup> tiene sólo dos niveles de energía fijos, el estado base  $2F_{7/2}$  y el estado excitado  $2F_{5/2}$  de aproximadamente 10000 cm<sup>-1</sup> de energía entre ellos, la absorción



cooperativa ocurre en el rango visible del espectro, entre los  $19000\text{ cm}^{-1}$  y  $23000\text{ cm}^{-1}$ . La figura 3.6 muestra los espectros de absorción para una muestra de Yb:YAG dopada al 5% [5]. La curva (a), correspondiente al IR, ha sido escalada por un factor de  $1/1.879$  para hacerla comparable con la banda de absorción cooperativa en el visible, mostrada en la curva (b) [25].

Esta es la mejor evidencia de que la banda espectral observada en el visible existe debido a la absorción cooperativa simultánea de pares de iones  $\text{Yb}^{3+}$ . Se puede notar que no se observan otras líneas o bandas correspondientes a impurezas por otras tierras raras o metales de transición.

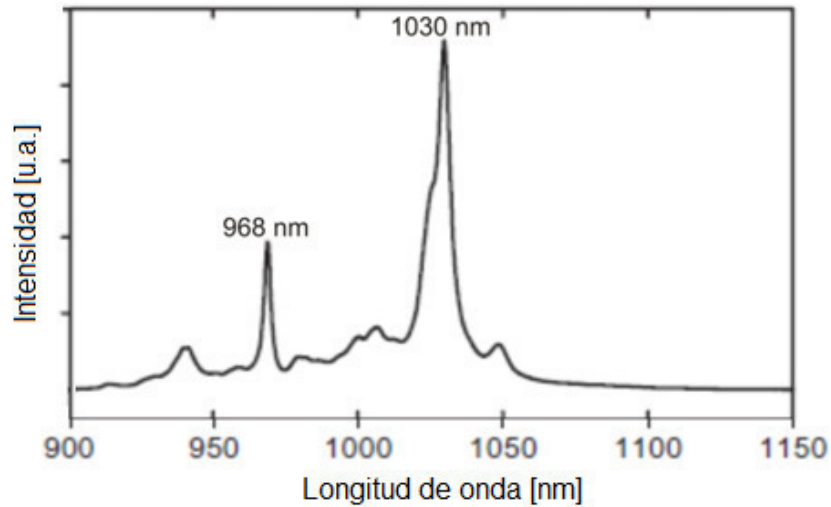


**Figura 3.6** a) Espectro de absorción IR de iones de  $\text{Yb}^{3+}$  en YAG, b) absorción cooperativa de pares  $\text{Yb}^{3+}$ , c) autoconvolución del espectro de absorción en el IR.

De la figura 3.6, podemos observar que los picos a  $20661$ ,  $21276$  y  $21929\text{ cm}^{-1}$ , corresponden a la energía doblada de la absorción IR de los picos principales a  $10335\text{ cm}^{-1}$  ( $967.58\text{ nm}$ ),  $10638\text{ cm}^{-1}$  ( $940.02\text{ nm}$ ) y  $10970\text{ cm}^{-1}$  ( $911.52\text{ nm}$ ), respectivamente.

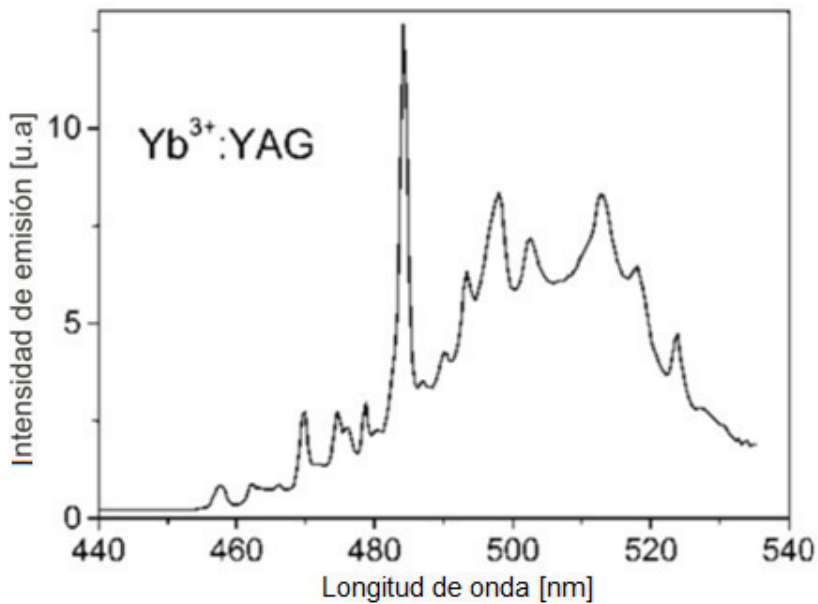
### 3.3.3 Emisión

El espectro de emisión en el infrarrojo para el Yb:YAG, después de ser excitado a  $940\text{ nm}$ , se muestra en la figura 3.7. La emisión máxima está centrada en  $1030\text{ nm}$ , con un segundo pico a  $968\text{ nm}$ , estas emisiones son debidas a las transiciones entre los niveles  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$  [27, 28].



**Figura 3.7** Espectro de emisión de la estructura Yb:YAG en el IR rango de 900 a 1150 nm.

En el sistema  $\text{Yb}^{3+}$ , las interacciones entre iones pueden resultar en emisión cooperativa. Cuando un par de iones  $\text{Yb}^{3+}$  es excitado, se somete a un proceso de CAF cooperativo obteniendo así emisión en la región espectral azul-verde del estado doblemente excitado  ${}^2F_{5/2}$ - ${}^2F_{5/2}$ , ver figura 3.8. De acuerdo con el modelo de Dexter, las transiciones cooperativas se deben a la perturbación por las transiciones eléctricas inducidas por la interacción de Coulomb entre dos electrones de cada ión. Este proceso es fuertemente dependiente de la distancia entre los iones [29].



**Figura 3.8** Espectro de emisión cooperativa de la estructura Yb:YAG con excitación a 940 nm [26].

# Capítulo 4

## Caracterización de guías de onda (propiedades pasivas)

### 4.1 Implantación

Como hemos revisado con anterioridad, es posible modificar tanto la estructura como las propiedades ópticas de los cristales, esto por medio de implantación de iones, los cuales producen un daño de radiación. Una parte fundamental para que la técnica de implantación de iones sea un proceso viable, es el control en la distribución y el número de átomos que pueden ser implantados, lo cual hace posible que el proceso sea reproducible.

En el caso de los cristales, la implantación de iones produce generalmente una disminución de índice de refracción en zonas muy específicas, produciendo barreras ópticas de menor índice que el resto del cristal, donde es posible modificar la altura de la barrera óptica controlando la dosis del ion que se está implantando. Esto da lugar a la formación de guías de onda en cristales láser.

Para la formación de las guías angostas se utilizó una mascarilla de una aleación de níquel – cobalto con rendijas de 10, 15 y 20  $\mu\text{m}$  de ancho. Esta mascarilla se coloca sobre el cristal huésped y posteriormente se realiza la implantación. La función principal de la mascarilla es proteger las zonas del cristal en las que no se desea formar guías, de tal forma que la implantación solamente se lleva a cabo en las regiones en las que la mascarilla tiene rendijas.

Para el desarrollo de la presente tesis, se analizaron dos cristales de Yb: YAG el primero implantado con iones de  $\text{C}^{2+}$  y el segundo con protones, ambos cristales cuentan con 4 conjuntos de guías distribuidas de la siguiente manera; 10 guías de canal de 10  $\mu\text{m}$ , 10 de 15  $\mu\text{m}$ , 10 guías de 20  $\mu\text{m}$  y una guía plana, todas ellas fabricadas mediante el método de implantación iónica descrito anteriormente.

#### 4.1.1 Simulación de implantación

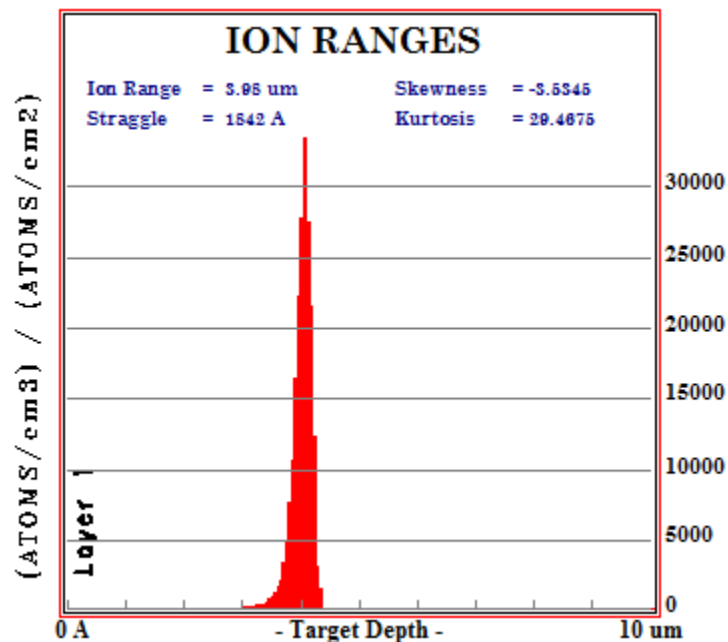
Para la simulación de la distribución del daño se empleó el programa SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*, por sus siglas en inglés), puesto que presenta una gran versatilidad de simulaciones, con las cuales podemos obtener información sobre la

distribución final de los iones implantados así como la profundidad de las implantaciones, además es posible obtener datos relacionados con la ionización y la producción de fonones. Estos datos son de mucha utilidad por que nos pueden ayudar a realizar una optimización en variables como la dosis y la energía empleada, así como el ángulo al cual se realiza la implantación, y de esta forma obtener mejores resultados en nuestras muestras. A continuación en la tabla 4.1 se muestran los datos de implantación de cada muestra, con los cuales se realizó la simulación de distribución y profundidad de daño.

Ion	Dosis [iones/cm <sup>2</sup> ]	Energía de implantación (MeV)	Ángulo de incidencia	Dimensiones del cristal (mm)
C <sup>2+</sup>	7 × 10 <sup>14</sup>	7	8°	15X10X1
H <sup>+</sup>	2 × 10 <sup>16</sup>	1	46°	15X10X1

**Tabla 4.1** Parámetros de implantación para las muestras.

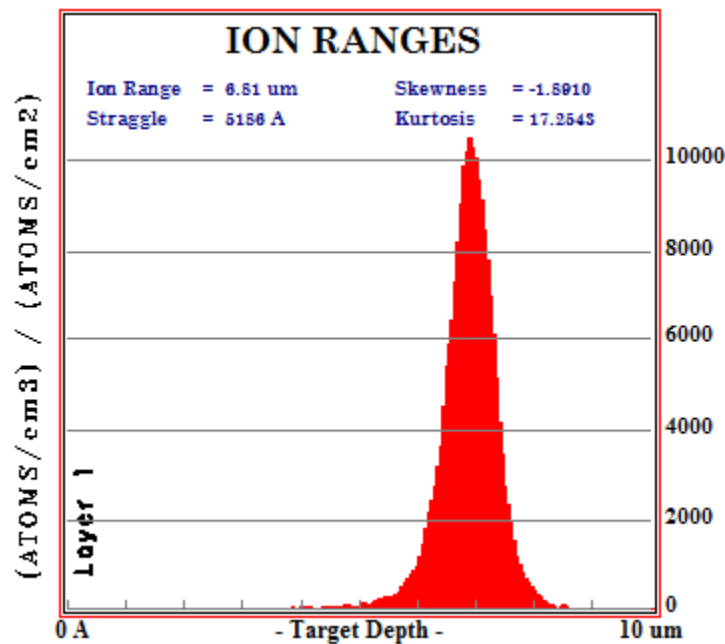
Con base en los parámetros mostrados en la tabla 4.1, se realizó la simulación para 10000 iones implantados para cada muestra, con lo que se obtuvo como resultado las gráficas mostradas en las figuras 4.1 y 4.2.



**Figura 4.1** Distribución de daño para la implantación de iones de C<sup>2+</sup>.

En la figura 4.1 es posible observar la distribución de la implantación que se realiza sobre el cristal, de igual forma se observa una profundidad máxima de aproximadamente 4  $\mu\text{m}$ , que es la profundidad máxima a la que los iones pueden ser implantados con las características previamente descritas en la tabla 4.1. También se observa que la forma de la distribución de los iones de  $\text{C}^{2+}$  implantados en el cristal de Yb: YAG es de tipo gaussiana.

De forma similar se obtuvieron los resultados de distribución de daño para la muestra implantada con protones, los cuales se muestran en la figura 4.2.



**Figura 4.2** Distribución de daño para la implantación de protones.

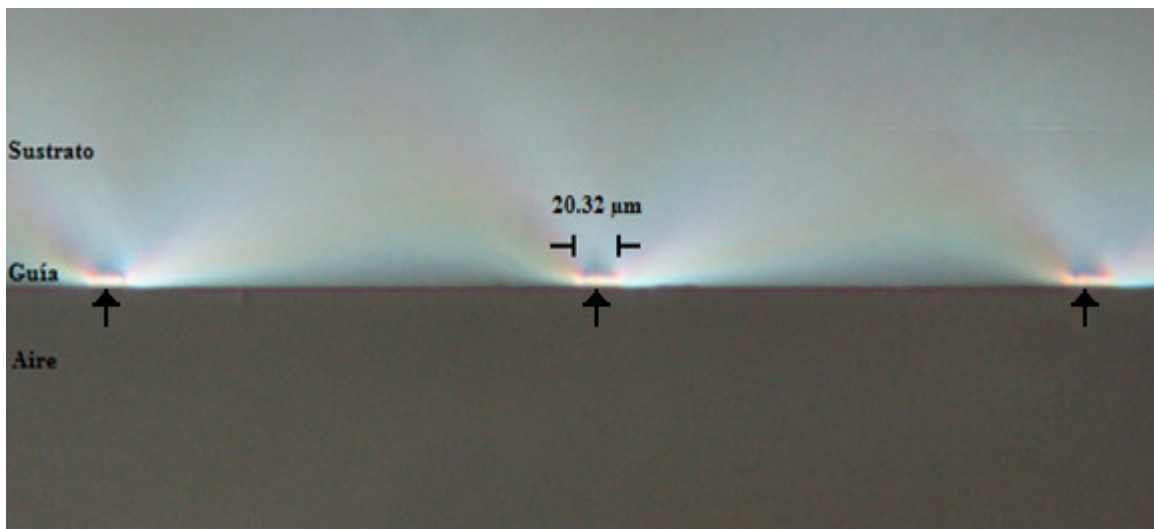
En la figura 4.2 se observa que la distribución de daño es mayor comparada con la muestra implantada con iones de  $\text{C}^{2+}$ , obteniendo como resultado para esta muestra una profundidad de 6.81  $\mu\text{m}$ , la cual es cerca de dos veces mayor en comparación con la muestra implantada con  $\text{C}^{2+}$ .

Es importante mencionar que los iones de carbono se implantaron a un ángulo pequeño con la finalidad de evitar el fenómeno de canalización, el cual permite que los iones que se pretenden implantar en la muestra atraviesen el cristal entre los huecos que existen entre sus átomos, de tal forma que al no existir colisiones entre los átomos de la muestra y los iones de implantación, no se genera daño. Por lo tanto al realizar la

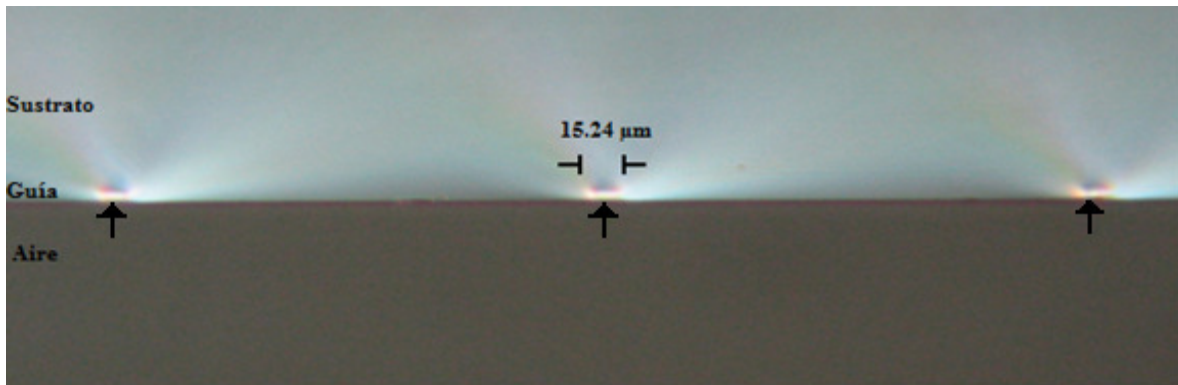
implantación con un pequeño ángulo se asegura que existan colisiones y se genere daño en la muestra. Por otro lado es importante mencionar que en la muestra implantada con protones se utilizó un ángulo de incidencia considerablemente más grande en comparación con la muestra implantada con  $C^{2+}$ , esto debido a que los protones son mucho más ligeros que los iones de  $C^{2+}$ , por lo tanto al aumentar el ángulo de incidencia disminuye la profundidad de implantación y aumenta el ancho de la distribución de daño.

#### 4.2. Fotografías de las guías por microscopía

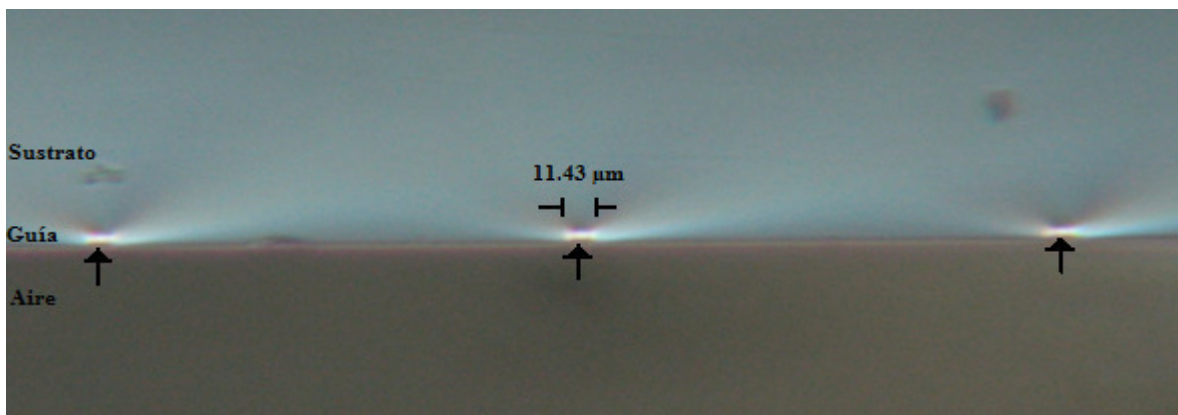
Con la finalidad de estimar valores de la profundidad de daño causado por la implantación y compararlos con los resultados obtenidos de la simulación, se tomaron microfotografías con una cámara digital acoplada a un microscopio óptico. En las figuras 4.3, 4.4 y 4.5 se muestran las fotografías correspondientes a los distintos tamaños de guías de canal (señaladas con flechas) para la muestra implantada con  $C^{2+}$ , indicando el valor promedio calculado a partir de tres canales para cada ancho de guía. Para obtener dicho valor, se utilizó como referencia una rejilla de Ronchi de 2500 líneas por pulgada la cual se fotografió con la misma amplificación utilizada en las fotografías de las guías.



**Figura 4.3** Tres guías de canal de 20 µm (muestra implantada con iones de  $C^{2+}$ ).

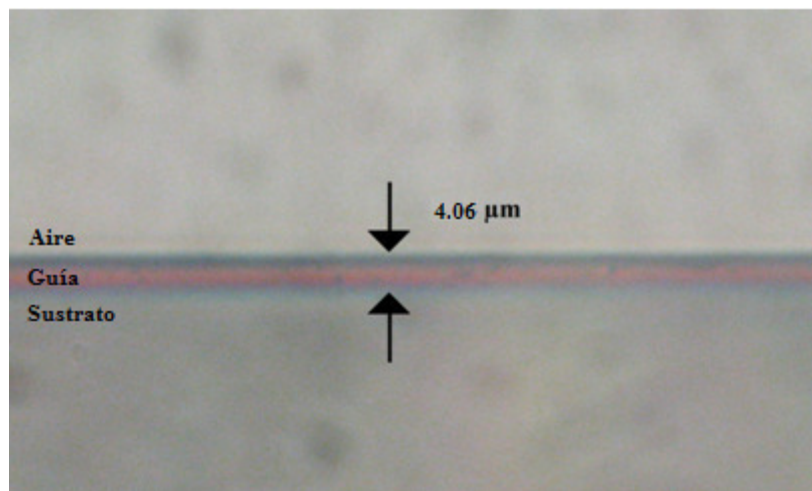


**Figura 4.4** Tres guías de canal de 15  $\mu\text{m}$  (muestra implantada con iones de  $\text{C}^{2+}$ ).



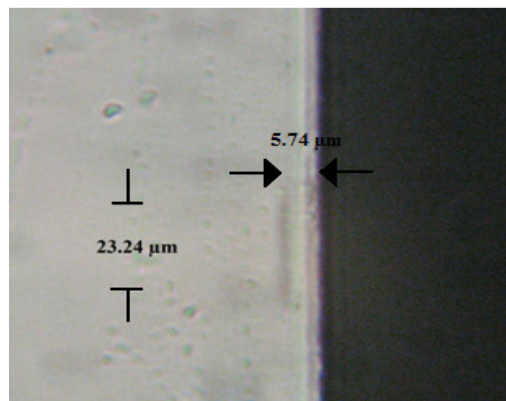
**Figura 4.5** Guías de canal de 10  $\mu\text{m}$  (muestra implantada con iones de  $\text{C}^{2+}$ ).

Por último, en la figura 4.6 se muestra una fotografía de la guía plana en la muestra implantada con iones de  $\text{C}^{2+}$ .

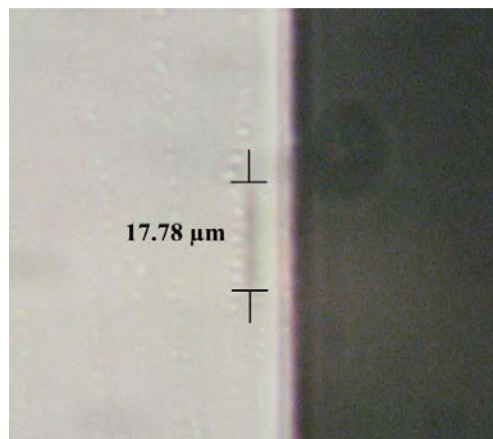


**Figura 4.6** Fotografía de la guía plana en la muestra implantada con iones de  $\text{C}^{2+}$ .

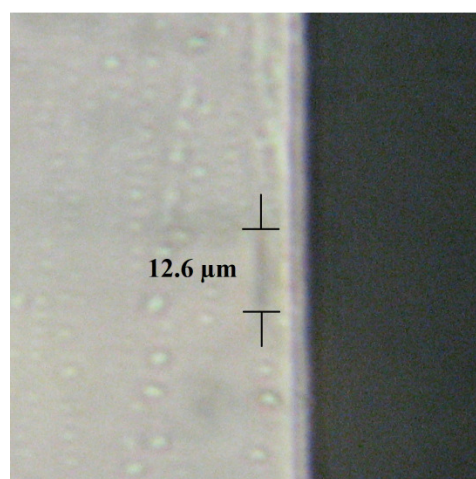
Así mismo en las figuras 4.7, 4.8 y 4.9 se presentan las fotografías para los distintos tamaños de guías, en la muestra implantada con protones.



**Figura 4.7** Guía de canal de 20 μm (muestra implantada con protones).



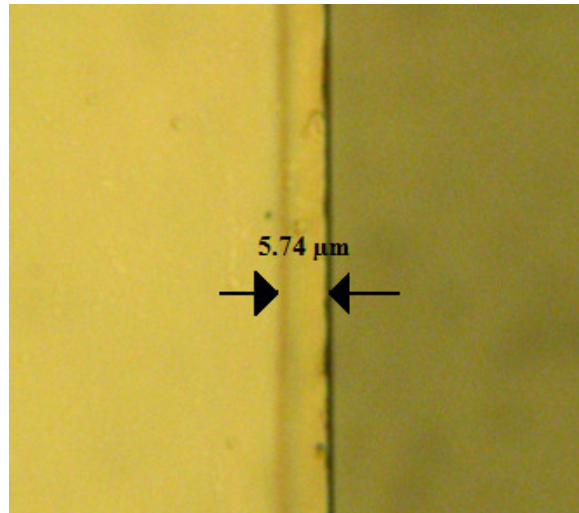
**Figura 4.8** Guía de canal de 15 μm (muestra implantada con protones).



**Figura 4.9** Guía de canal de 10 μm (muestra implantada con protones).



Por último, en la figura 4.10 se presenta la fotografía de la guía plana en la muestra de Yb: YAG implantada con protones, en la cual se indica el valor de la profundidad para esta muestra.



**Figura 4.10** Fotografía de la guía plana en la muestra de Yb: YAG implantada con protones.

En la tabla 4.2 se comparan los resultados obtenidos de la simulación con el programa SRIM y los promedios de las mediciones obtenidas con las fotografías de microscopio para la profundidad y el ancho de las guías para las dos muestras.

Ion	Simulación de profundidad ( $\mu\text{m}$ )	Profundidad por Fotografías ( $\mu\text{m}$ )	Ancho esperado de guía ( $\mu\text{m}$ )	Ancho de guía por fotografías ( $\mu\text{m}$ )
$C^{2+}$	3.98	4.06	20	20.32
			15	15.24
			10	11.43
$H^+$	6.81	5.74	20	22.24
			15	17.78
			10	12.60

**Tabla 4.2** Comparación de los valores para la profundidad de la barrera y el ancho de las guías de ambas muestras de Yb: YAG, la implantada con iones  $C^{2+}$  y la implantada con protones, por las técnicas de simulación de implantación y por fotografías de microscopio óptico.

En los resultados presentados en esta sección, se puede observar claramente que las fotografías referentes a la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$  tienen un mejor nivel

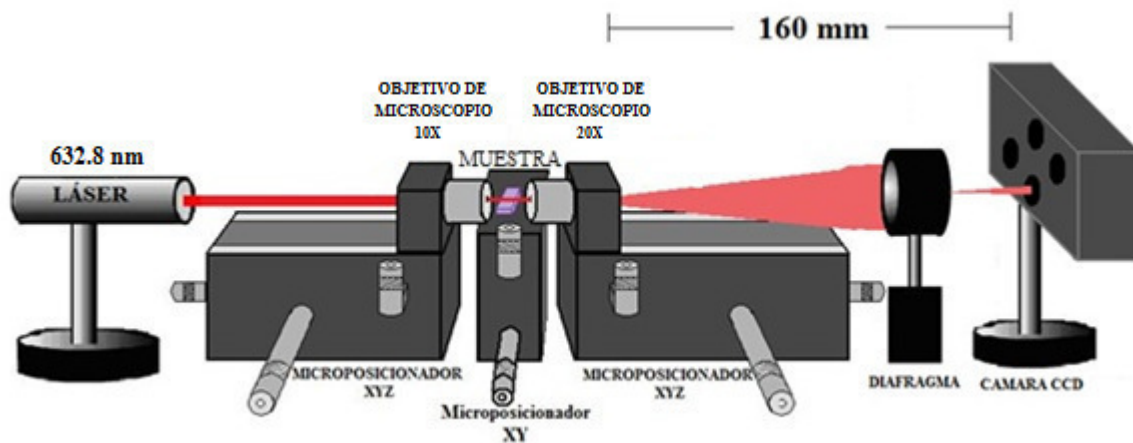
de contraste en comparación con las fotografías para la muestra implantada con protones, es decir se observa de forma más clara la zona de daño y la forma en la que se transmite la luz por las guías.

Por otro lado, también es posible observar que existe una buena similitud entre los valores esperados, los simulados y los obtenidos para la profundidad de daño, así como para el ancho de las guías.

La diferencia que existe entre los datos simulados y los obtenidos por medio de las fotografías de microscopio pueden deberse a que la simulación se realiza bajo condiciones ideales, las cuales no siempre son posibles de obtener durante el proceso de implantación, existiendo de esta forma pequeñas variaciones, las cuales pueden influir en que exista una pequeña discrepancia entre los valores simulados y los obtenidos por la técnica de imágenes de microscopio. De esta forma con base en los datos analizados, es posible concluir que la implantación se encuentra dentro de las especificaciones deseadas.

### 4.3 Modos transversales

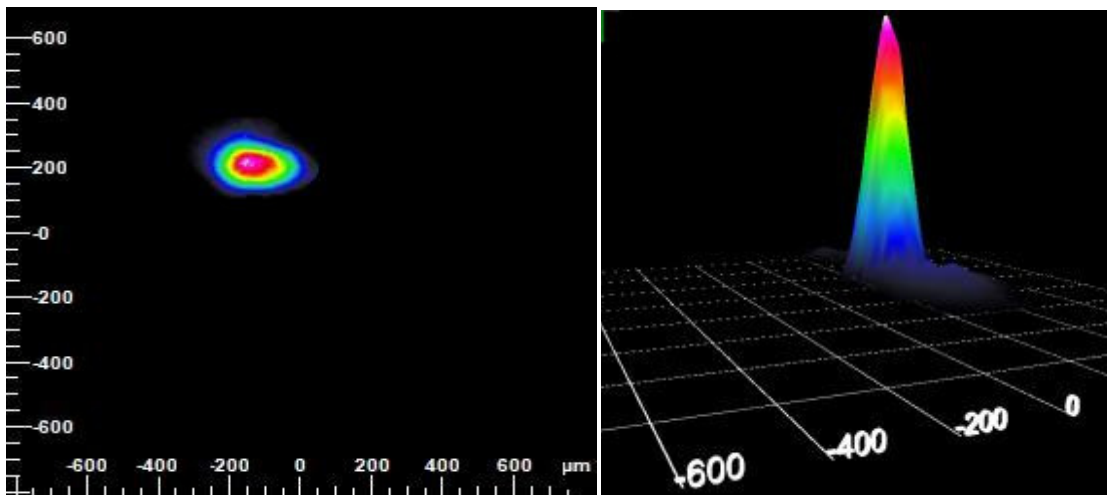
Con la finalidad de obtener una representación visual de la forma en la que las guías confinan la luz, se tomaron imágenes de los modos de propagación, los cuales varían según el tamaño de los canales, de tal forma que los canales de mayor ancho tienen la capacidad de confinar más modos de propagación que los canales con un menor tamaño. Para la obtención de las imágenes se utilizó la configuración mostrada en la figura 4.11.



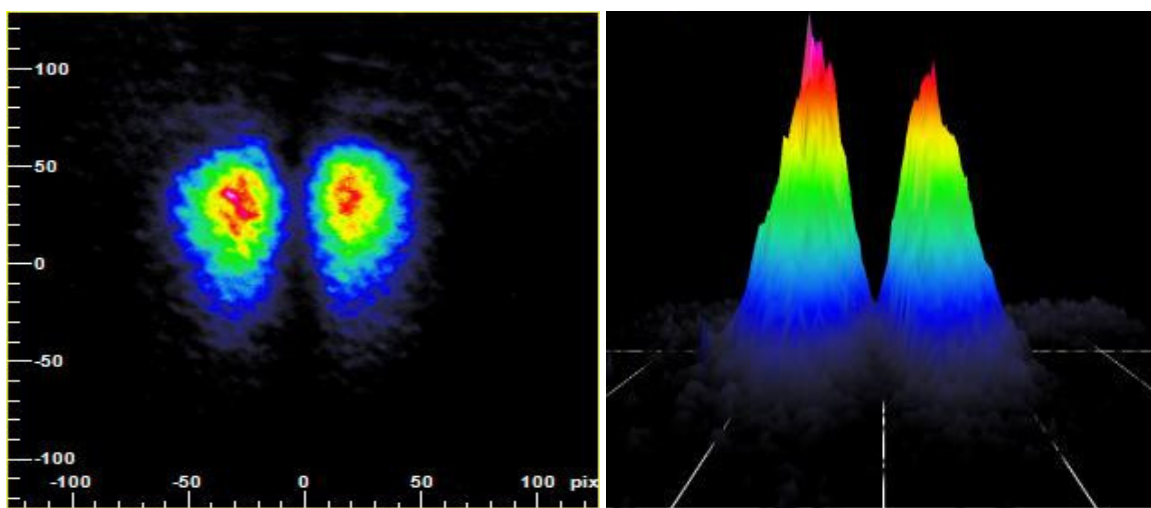
**Figura 4.11.** Arreglo utilizado para la obtención de las imágenes de los modos de propagación.

En el arreglo mostrado en la figura 4.11, es importante mencionar que la cámara CCD se posicionó a una distancia de 160 mm del objetivo de microscopio de salida, debido a que a esta distancia se obtiene el tamaño real de la mancha de luz, con lo cual se asegura un funcionamiento adecuado del arreglo. Una vez fijados cuidadosamente los componentes del montaje se prosiguió a la adquisición de las imágenes.

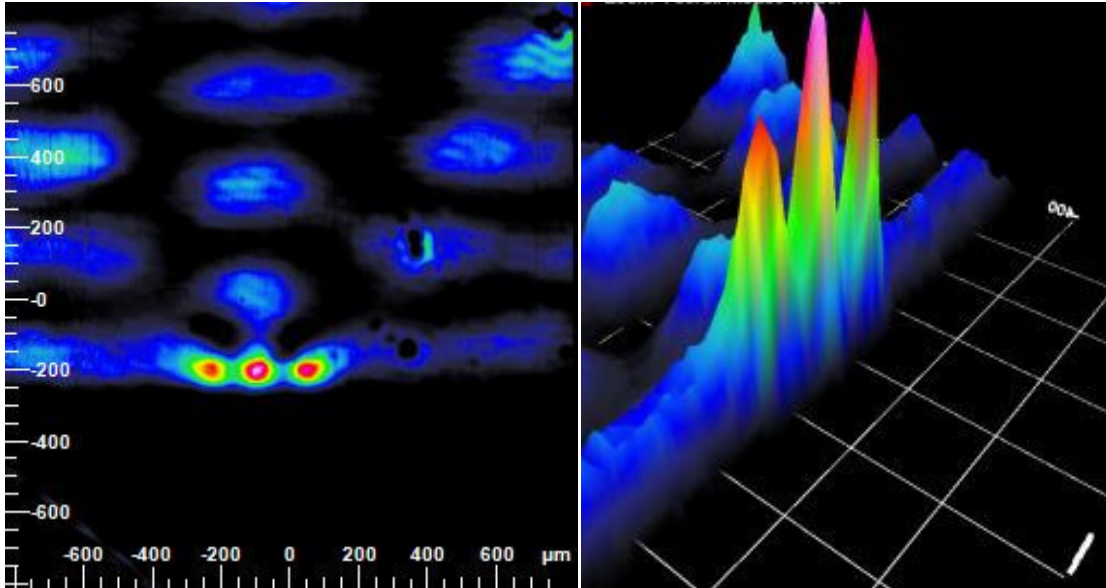
En las figuras 4.12, 4.13 y 4.14 se presentan los modos de propagación de orden 0,1 y 2 (TEM00, TEM10 y TEM20) respectivamente para los canales de 20  $\mu\text{m}$  correspondientes a la muestra implantada con iones de  $\text{C}^{2+}$ .



**Figura 4.12.** Modo de propagación de orden 0 para la muestra implantada con iones de  $\text{C}^{2+}$ . Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.

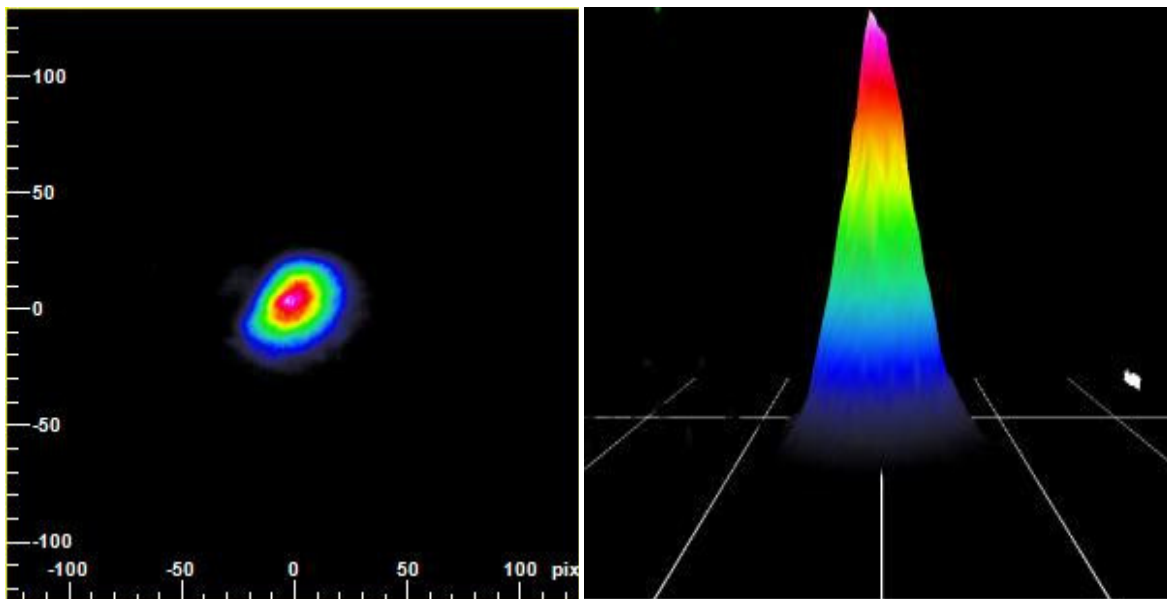


**Figura 4.13** Modo de propagación de orden 1 para la muestra implantada con iones de  $\text{C}^{2+}$ . Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.

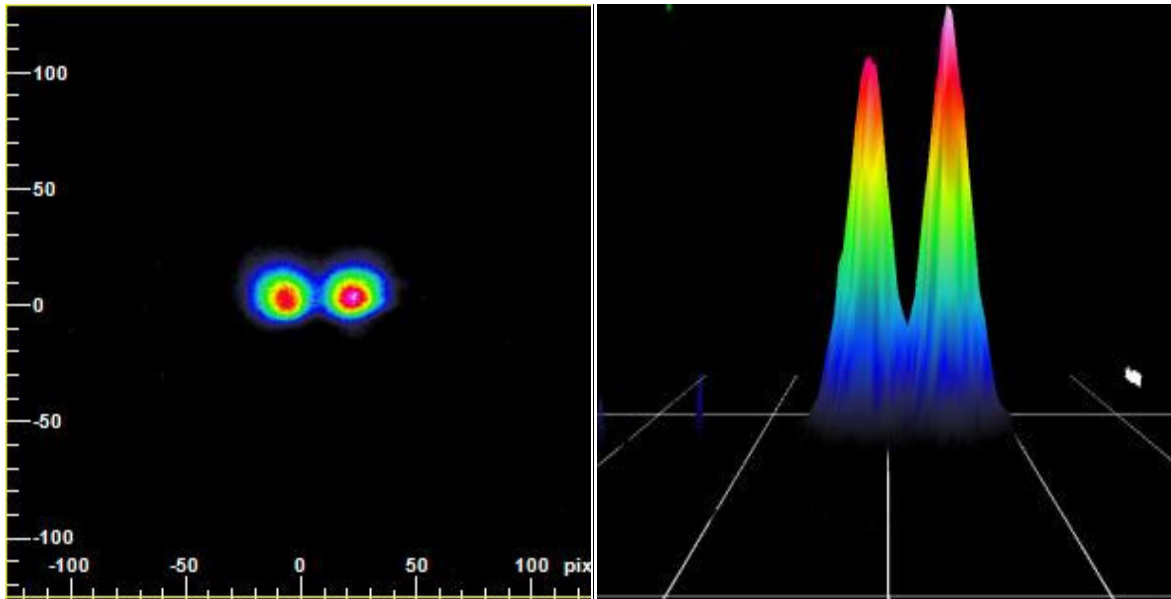


**Figura 4.14** Modo de propagación de orden 2 para la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$ . Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.

De igual forma en las figuras 4.15 y 4.16 se presentan los modos de propagación de orden 0 y 1 respectivamente para los canales de  $15\ \mu\text{m}$  correspondientes a la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$ .

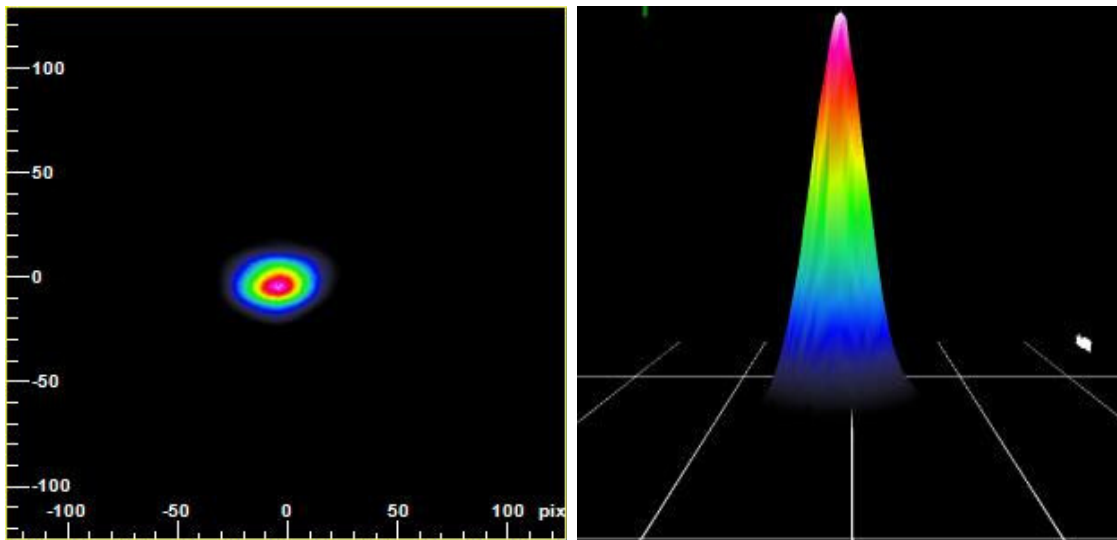


**Figura 4.15** Modo de propagación de orden 0 para la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$ . Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.



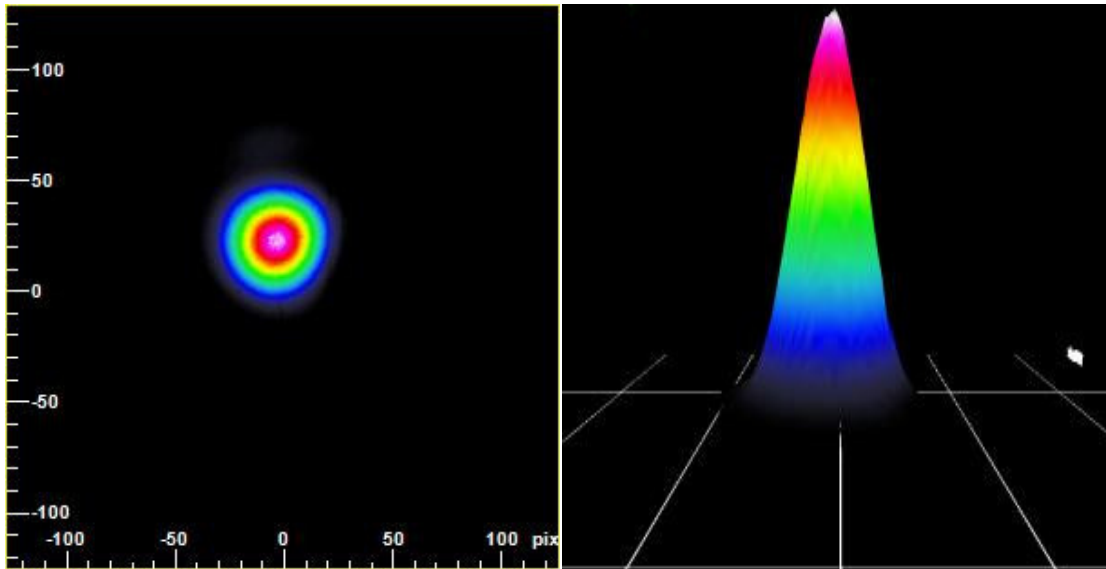
**Figura 4.16** Modo de propagación de orden 1 para la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$ . Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.

Es importante mencionar que en las figuras 4.15 y 4.16 se muestran los únicos modos de propagación que se pueden confinar en los canales de  $15\ \mu\text{m}$ , esto debido a que al reducir el ancho de las guías, se reduce también la capacidad de confinar más modos de propagación. Este mismo efecto ocurre al reducir el tamaño de las guías de canal a  $10\ \mu\text{m}$  en las cuales sólo se confina un modo de propagación, el cual se muestra en la figura 4.17.

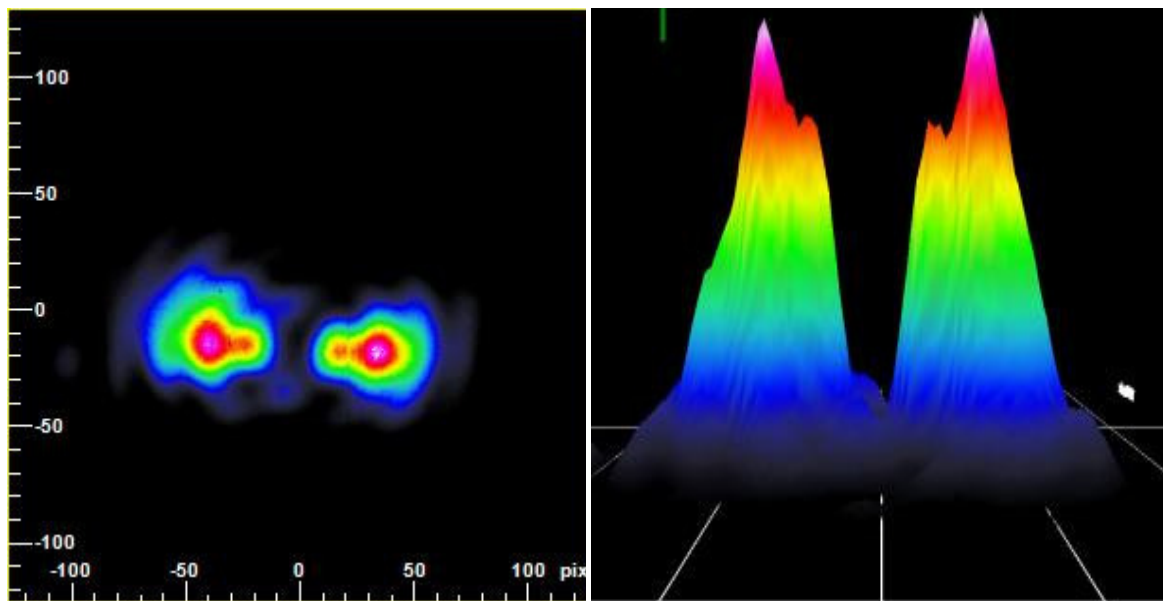


**Figura 4.17** Modo de propagación de orden 0 para la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$ . Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.

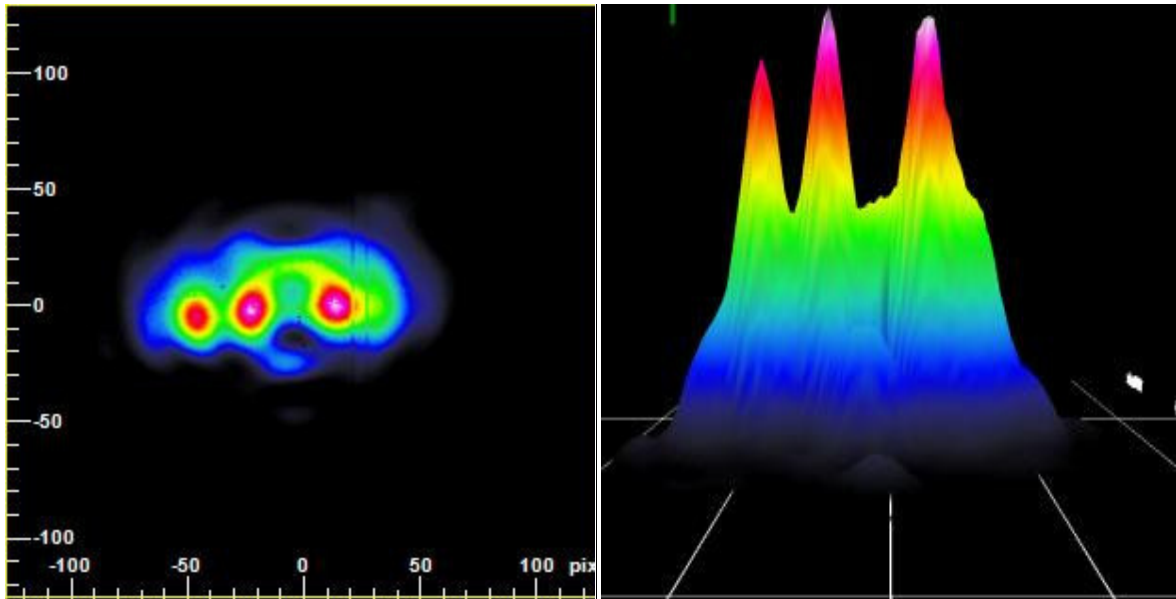
En las figuras 4.18, 4.19 y 4.20 se presentan las imágenes correspondientes a la muestra implantada con protones, comenzando con los modos de propagación de orden 0, 1 y 2 para los canales de 20  $\mu\text{m}$ .



**Figura 4.18** Modo de propagación de orden 0 para la muestra implantada con protones. Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.

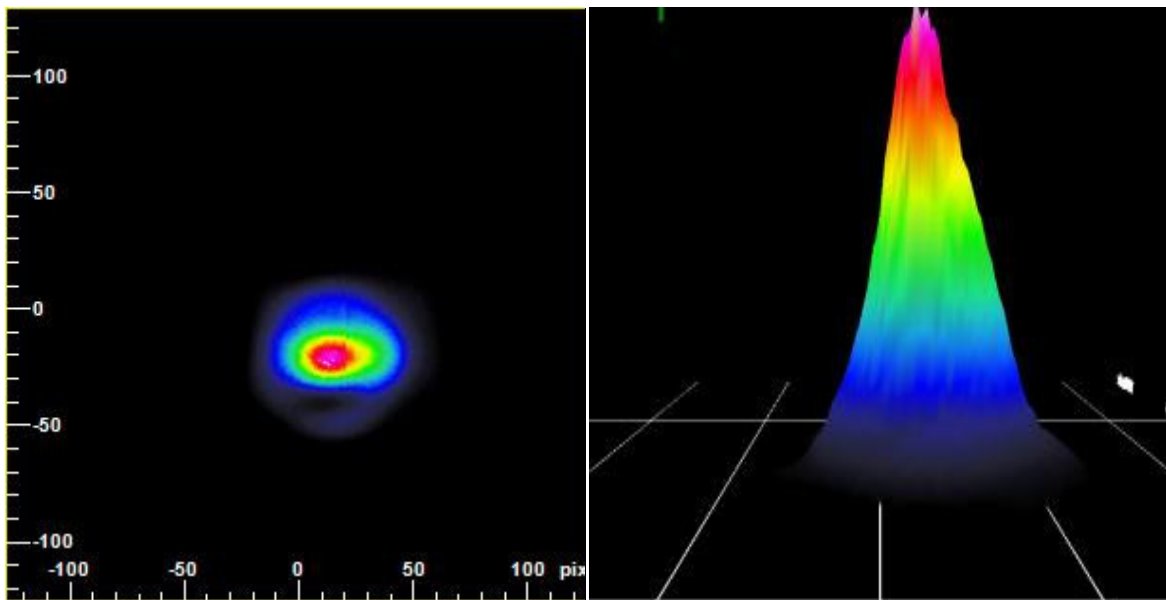


**Figura 4.19.** Modo de propagación de orden 1 para la muestra implantada con protones. Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.

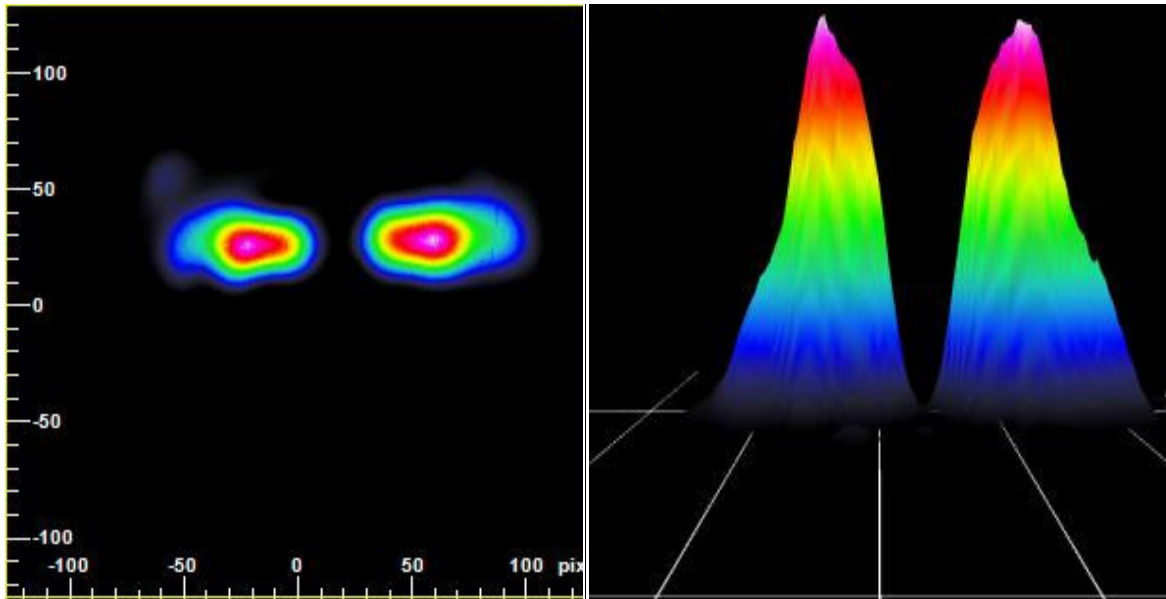


**Figura 4.20** Modo de propagación de orden 2 para la muestra implantada con protones. Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.

De igual forma en las figuras 4.21 y 4.22 se presentan los modos de propagación de orden 0 y 1 respectivamente para los canales de  $15\ \mu\text{m}$  correspondientes a la muestra implantada con protones.

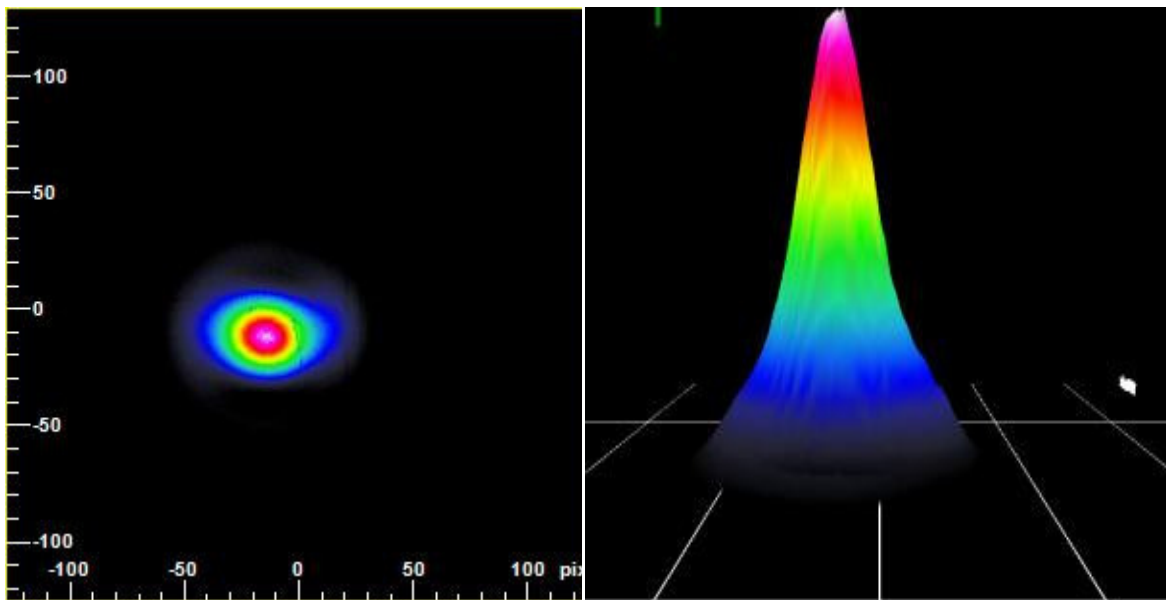


**Figura 4.21** Modo de propagación de orden 0 para la muestra implantada con protones. Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.



**Figura 4.22** Modo de propagación de orden 1 para la muestra implantada con protones. Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.

En la figura 4.23, se presenta el modo de orden 0 para la muestra de Yb: YAG implantada con protones para los canales de  $10\ \mu\text{m}$ , es importante mencionar que por su reducido tamaño estas guías de canal sólo pueden confinar el modo de orden cero.



**Figura 4.23** Modo de propagación de orden 0 para la muestra implantada con protones. Izquierda: Proyección en 2D del modo de propagación; derecha: Perfil en 3D del modo.



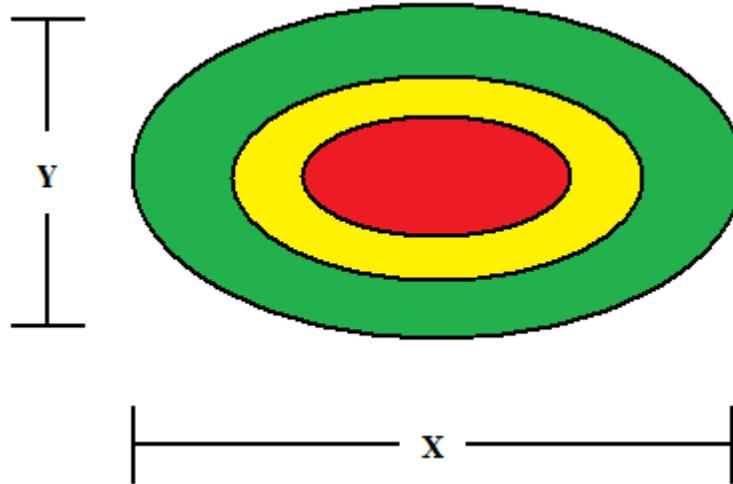
En las imágenes de los modos transversales podemos observar dos aspectos importantes: el primero es que ambas muestras presentan un comportamiento monomodal en el confinamiento vertical; el segundo es que en el confinamiento horizontal se comportan de forma multimodal, confinando hasta tres modos de propagación, como es el caso de los canales de 20  $\mu\text{m}$ . Estos comportamientos son de gran importancia, puesto que las características de propagación determinan las posibles aplicaciones en las que pueden ser utilizadas. Por ejemplo, el comportamiento monomodal es deseable para realizar pruebas de laseo, mientras que el comportamiento multimodal es necesario para construir dispositivos como interruptores y multiplexores ópticos.

Con base en las imágenes de los modos transversales, se estimaron las dimensiones de los modos fundamentales para los distintos tamaños de guías de canal, las cuales se muestran en la tabla 4.3.

Muestra	Dirección de medición	20 $\mu\text{m}$	15 $\mu\text{m}$	10 $\mu\text{m}$
$C^{2+}$	X	17.75	12.35	9.74
	Y	2.51	2.48	2.52
$H^+$	X	18.42	13.13	9.67
	Y	5.50	5.3	5.68

**Tabla 4.3** Dimensiones promedio de los modos fundamentales para los distintos tamaños de guías de canal.

Es posible observar que los datos mostrados en la tabla 4.3 son muy parecidos a los datos de la tabla 4.2 en la que se muestran las dimensiones físicas de las guías de onda. Las direcciones en las que se tomaron las mediciones se muestran esquemáticamente en la figura 4.24.



**Figura 4.24** Esquema de un modo de propagación, en el cual se muestran las direcciones en las que se tomaron las mediciones para conocer las dimensiones de los modos fundamentales.

#### 4.4. Reconstrucción del perfil de índice de refracción

Los valores de los índices efectivos en las guías de onda planas, se tomaron con un sistema automatizado de la marca Metricon, el cual utiliza la configuración mostrada en la figura 1.8, en el cual el acoplamiento del prisma con el cristal se realiza por medio de un pistón neumático con una presión de 35 psi, el ángulo de incidencia del láser se varía por medio de una base giratoria que se encuentra integrada en el sistema, la longitud de onda del láser es de 632.8 nm.

Los valores experimentales obtenidos para los índices efectivos se presentan en la tabla 4.4 para las dos muestras.

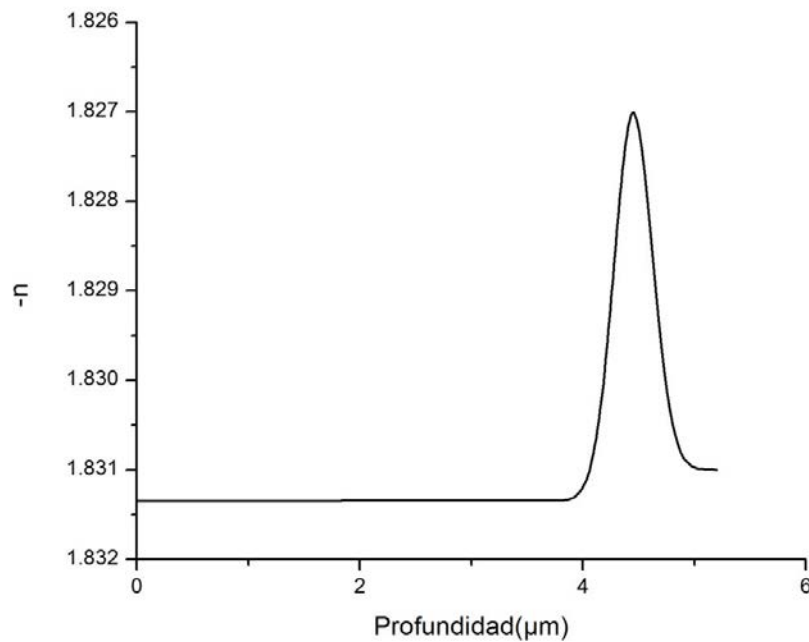
	No. Modo	Índice efectivo
<b>Muestra <math>C^{2+}</math></b>	0	1.8304
	1	1.8278
<b>Muestra <math>H^+</math></b>	0	1.8307
	1	1.8289

**Tabla 4.4** Índices efectivos obtenidos experimentalmente para ambas muestras.

Estos valores se tomaron como referencia para ajustar el índice de refracción por medio del programa Wgii2 (Ion Implanted Waveguides), el cual basa su funcionamiento en

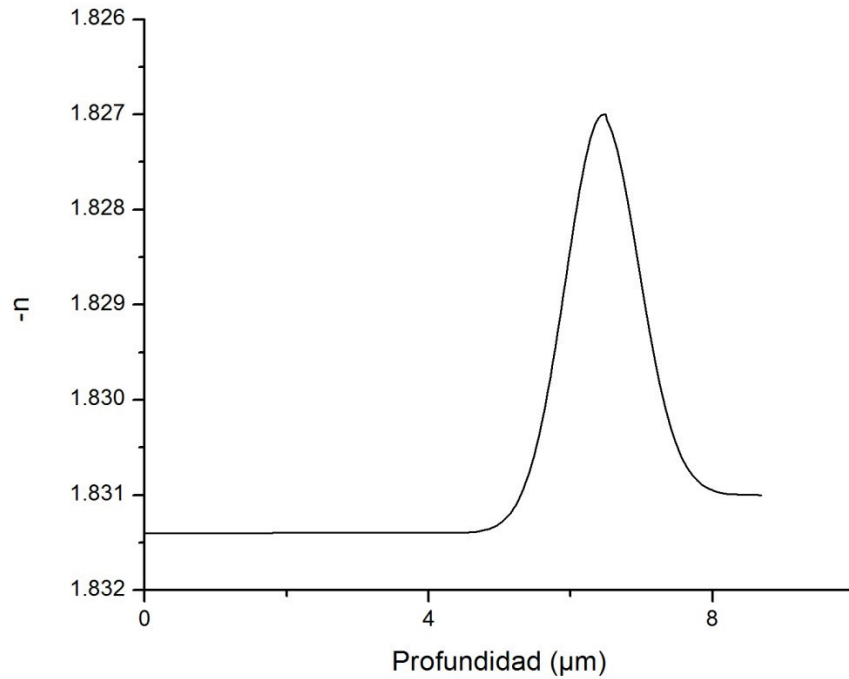
el método RCM y permite obtener los valores teóricos de los índices efectivos a partir del perfil de índice de refracción: para realizar esto, el programa cuenta con perfiles predeterminados que se ajustan modificando los parámetros de anchura, profundidad y altura de la barrera óptica, así como los valores de los índices de refracción del sustrato y de la región de la guía.

Con base en los índices efectivos, se presenta la reconstrucción de los perfiles de índice de refracción en las figuras 4.25 y 4.26, para la muestra de Yb: YAG implantada con iones de  $C^{2+}$ , así como para la muestra implantada con protones respectivamente.

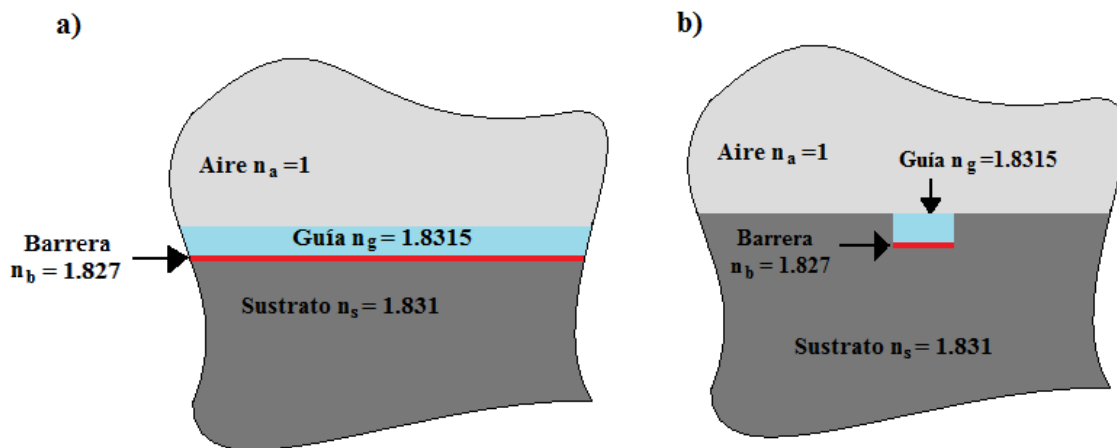


**Figura 4.25** Reconstrucción del perfil de índice de refracción para la muestra de Yb: YAG implantada con iones de  $C^{2+}$ .

En las figuras 4.25 y 4.26 observamos que la altura de la barrera es muy similar, pero son diferentes las profundidades y anchos de las barreras. En la muestra  $H^+$  la barrera es más ancha debido a que el ángulo de implantación es mucho mayor que en la muestra  $C^{2+}$ . La profundidad cambia debido también al ángulo, al ion y la energía que se utilizó para la implantación, donde observamos que la muestra  $C^{2+}$  fue implantada con una energía 7 veces más grande que la utilizada en la muestra  $H^+$ , pero los iones de carbono son más pesados que los protones, por lo tanto se requiere una energía mucho mayor para alcanzar profundidades del orden de una micras.



**Figura 4.26** Reconstrucción del perfil de índice de refracción para la muestra implantada con protones.



**Figura 4.27** Esquema de índices de refracción en a) guías de onda plana y b) guías de onda de canal.

El confinamiento de la luz en las guías se logra debido a que el índice de refracción de la guía es mayor que los índices de refracción que la rodean, como se observa en la figura 4.27 a), donde el índice de refracción de la guía es de 1.8315, la guía se encuentra limitada en la parte inferior por una barrera con índice de refracción de 1.827 y en la parte

superior por el aire con un índice de refracción igual a 1. De esta forma la luz que entra en las guías se refleja en estos límites de menor índice, generándose reflexión total interna a lo largo de toda la guía plana. Por otro lado en la figura 4.27 b), se muestra el esquema para las guías de onda de canal, en las que el confinamiento vertical se logra de la misma manera que en las guías planas; mientras que el confinamiento horizontal es debido a que la guía se encuentra limitada de forma lateral por el sustrato con un índice de refracción de 1.831 el cual también es menor que el índice de la guía.

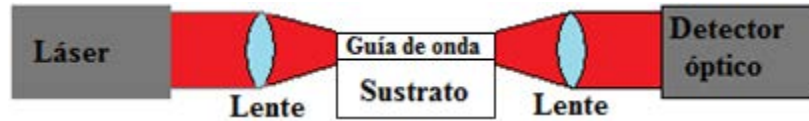
#### 4.5. Pérdidas de propagación

Uno de los principales parámetros que se deben considerar en las guías de onda, es la medición de las pérdidas de propagación, ya que nos indica la eficiencia de propagación que tienen y nos proporciona información sobre los aspectos que se deben optimizar en el proceso de fabricación para lograr un mejor desempeño. A pesar de la gran importancia que representa una buena medición de las pérdidas, las técnicas utilizadas son difíciles y están sujetas a un error considerable, puesto que es necesario tomar en cuenta que una vez que la luz ya está acoplada a las guías (sin considerar las pérdidas por acoplamiento), la luz se propagará por las guías y nuevamente sufrirá pérdidas, esta vez por absorción, esparcimiento, radiación y efectos térmicos entre otros. Es por estos motivos que el procedimiento para la estimación de las pérdidas se vuelve cada vez más complicado.

El método fundamental para determinar las pérdidas en una guía de onda es introduciendo una fuente óptica conocida y medir tanto la intensidad incidente y la intensidad de salida como se muestra en la figura 4.28. Una manera de hacerlo es enfocando la luz directamente en la guía y después midiendo la potencia transmitida para varias guías con distinta longitud. El coeficiente de atenuación se obtiene de la expresión

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)}{Z_2 - Z_1} \quad (4.9)$$

donde las potencias de entrada  $P_1$  y la potencia de salida  $P_2$ , son las potencias transmitidas por dos guías con longitudes  $Z_1$  y  $Z_2$ .



**Figura 4.28** Esquema para la medición de pérdidas en una guía de onda.

Para lograr una buena eficiencia de acoplamiento se debe considerar la relación entre el ancho del haz del láser y las dimensiones de la guía. Entre más pequeña sea la distancia focal mayor es la apertura numérica, la cual puede ser mayor que el ángulo de aceptación de la guía, que a su vez depende del cambio de índice en el material.

Para estimar la atenuación en una sola guía es necesario considerar varios factores:

- Eficiencia de acoplamiento ( $c$ )
- Reflexión de Fresnel en las lentes y en cada superficie de la muestra ( $f_l^2$  y  $f_s^2$ )

La expresión que se obtiene para el coeficiente de atenuación tomando en cuenta estos factores es:

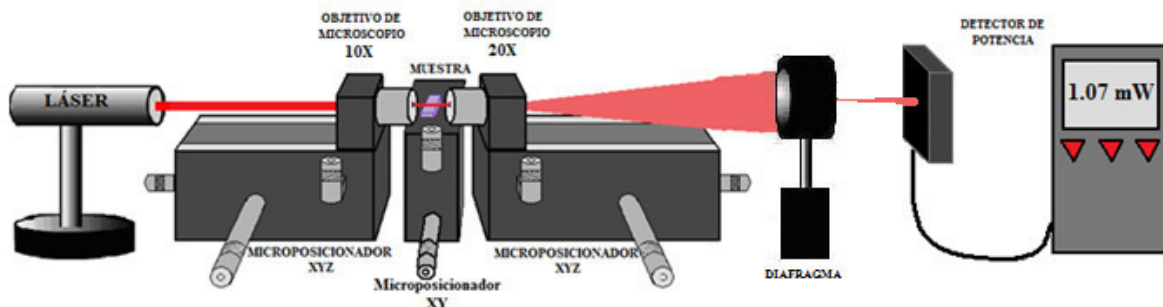
$$I = I_0 f_l^2 f_s^2 c \alpha \quad (4.10)$$

donde  $I_0$  e  $I$  son la intensidad incidente y detectada respectivamente.

De aquí obtenemos que:

$$Loss \left[ \frac{dB}{cm} \right] = \frac{10}{x} \log_{10} \left( \frac{1}{\alpha} \right) \quad (4.11)$$

donde  $x$  es la longitud de la guía y está dada en cm.



**Figura 4.29** Arreglo experimental utilizado para la medición de las pérdidas.

Para la obtención de las pérdidas se utilizó el arreglo experimental que se muestra en la figura 4.29. Con base en este arreglo, se midieron las intensidades a la entrada y a la

salida del arreglo, lo cual se realizó con la ayuda de un medidor de potencia, Es importante mencionar que todas las mediciones de la potencia de salida se realizaron con una separación de 160 mm medidos desde el objetivo de microscopio de salida al detector de potencia. Otro punto importante es que para calcular el coeficiente de acoplamiento se consideró la cintura de haz antes de entrar a la guía y para cada tamaño de guía, como se muestra en la sección 4.3 (modos transversales).

En la tabla 4.5 se presentan los resultados obtenidos para las pérdidas de propagación para los distintos tamaños de guías en los dos cristales.

<b>Ión</b>	<b>Guía (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	<b>Pérdidas (dB/cm)</b>
$C^{2+}$	20	4.93
	15	5.00
	10	6.51
	Plana	8.71
$H^+$	20	6.12
	15	6.41
	10	7.35
	Plana	9.16

**Tabla 4.5** Pérdidas de propagación para las dos muestras de Yb: YAG.

Como se puede observar en la tabla 4.5, la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$  presenta menores pérdidas de propagación que la muestra implantada con protones, es decir, tiene un mejor confinamiento de luz, lo cual se refleja claramente en las imágenes obtenidas con el microscopio óptico, en las que se observa un mejor contraste en la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$ . De igual forma se muestra una clara tendencia en las pérdidas de las dos muestras, de manera que si comparamos las pérdidas en las guías de canal observamos que mientras más ancho es el canal presenta menos pérdidas, es decir confina la luz de forma más eficiente. Por otro lado, al comparar los canales con las guías planas observamos que las guías planas presentan más pérdidas que cualquier canal, de esta forma concluimos que las guías de canal son más eficientes que las guías planas, esto debido a que las guías planas solamente confinan la luz en una dimensión, a diferencia de las guías de canal las cuales poseen la capacidad de confinar luz en forma bidimensional, lo que ayuda a transmitir una mayor cantidad de luz.

# Capítulo 5

## Caracterización Espectroscópica (propiedades activas)

En el presente capítulo se analizan las propiedades activas de los iones de  $\text{Yb}^{3+}$  en YAG como el espectro de absorción, los espectros de luminiscencia tanto en el infrarrojo como en el visible y por último los tiempos de vida para los dos cristales estudiados.

### 5.1 Absorción

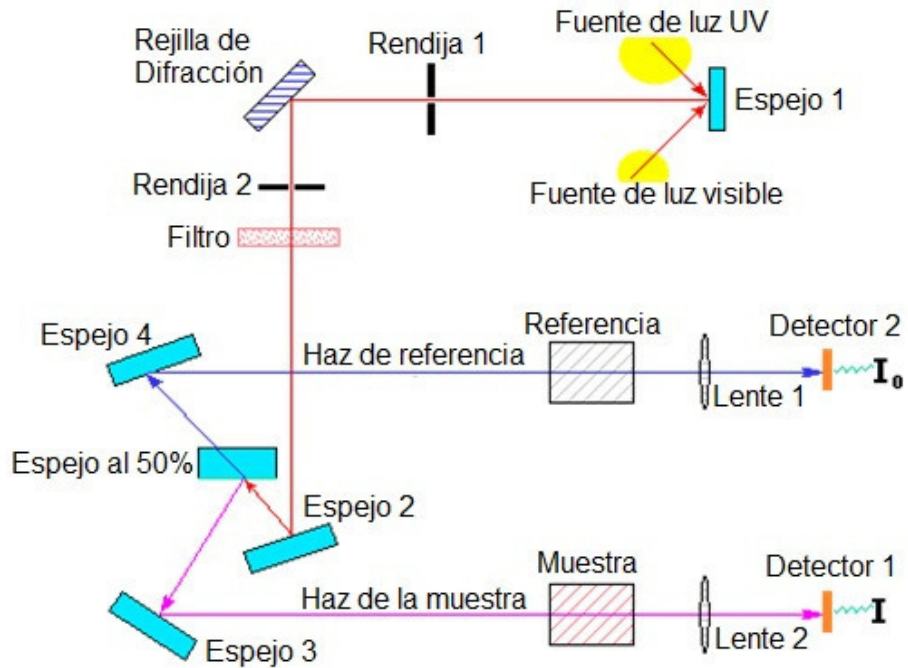
La absorción es el proceso mediante el cual la radiación electromagnética que incide sobre un material pierde energía en ciertas regiones del espectro, dicha energía se transforma en algún otro tipo de energía como calor o energía eléctrica. Cuando la absorción se produce dentro del rango visible recibe el nombre de absorción óptica.

En general todos los materiales absorben en alguna longitud de onda. Aquellos que absorben en todo el rango visible son llamados materiales opacos, mientras que si dejan pasar dicho rango de longitudes de onda se denominan transparentes.

Para nuestros fines el espectro de absorción nos es de utilidad para conocer las longitudes de onda de bombeo que nos pueden servir para excitar los átomos del material, esto con la finalidad de optimizar la emisión de las muestras.

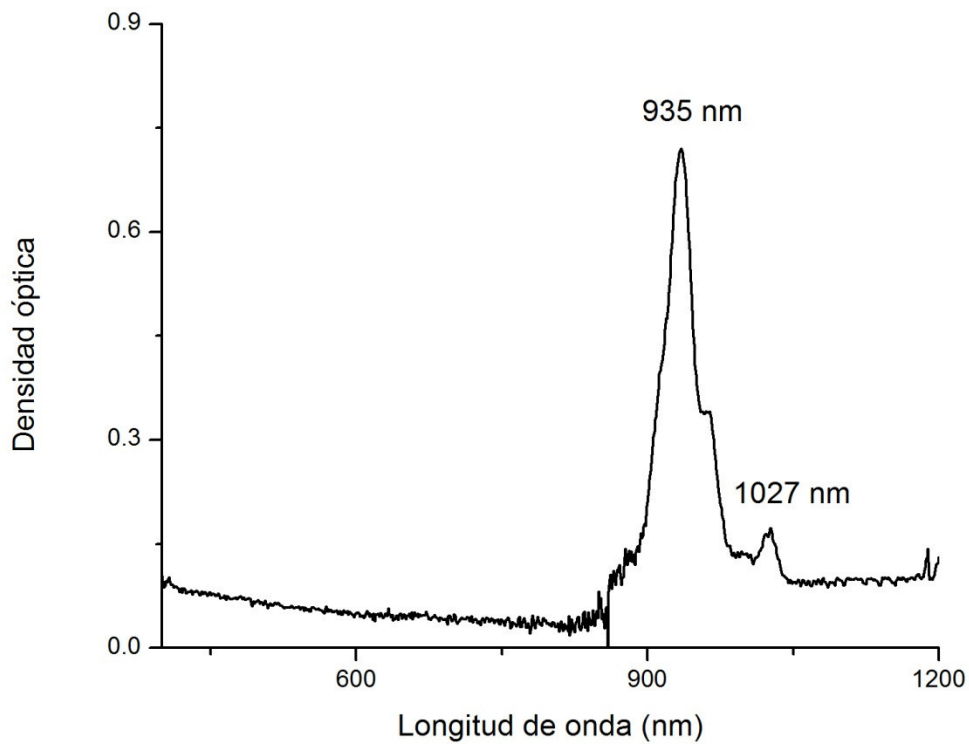
El espectro de absorción para las dos muestras fue obtenido por medio de un espectrofotómetro de doble haz Lambda 900 del fabricante Perkin-Elmer. Este instrumento tiene la capacidad de proyectar un haz de luz monocromática a través de una muestra y medir la cantidad de luz que es reflejada o transmitida por dicha muestra, con lo cual podemos obtener información sobre la naturaleza de la muestra e indicar qué cantidad de alguna sustancia que nos interese está presente en la muestra. La configuración básica del espectrofotómetro se muestra en la figura 5.1.



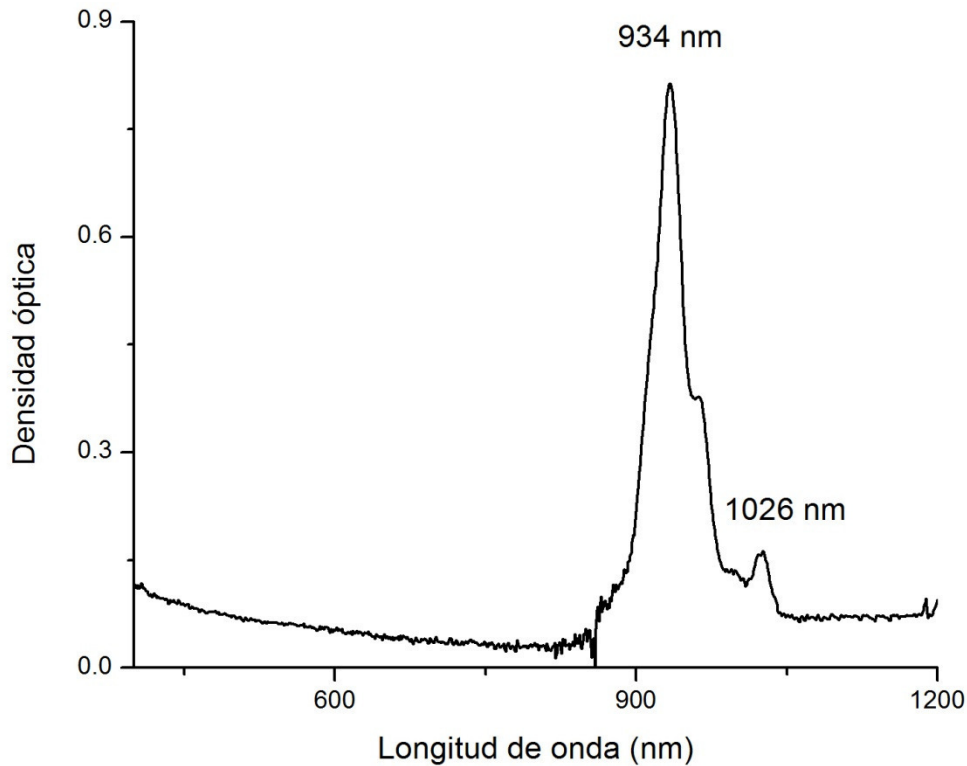


**Figura 5.1** Diagrama básico de un espectrofotómetro de doble haz.

El espectro de absorción para las dos muestras se presenta en las figuras 5.2 y 5.3.



**Figura 5.2** Espectro de absorción del Yb en la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$ .



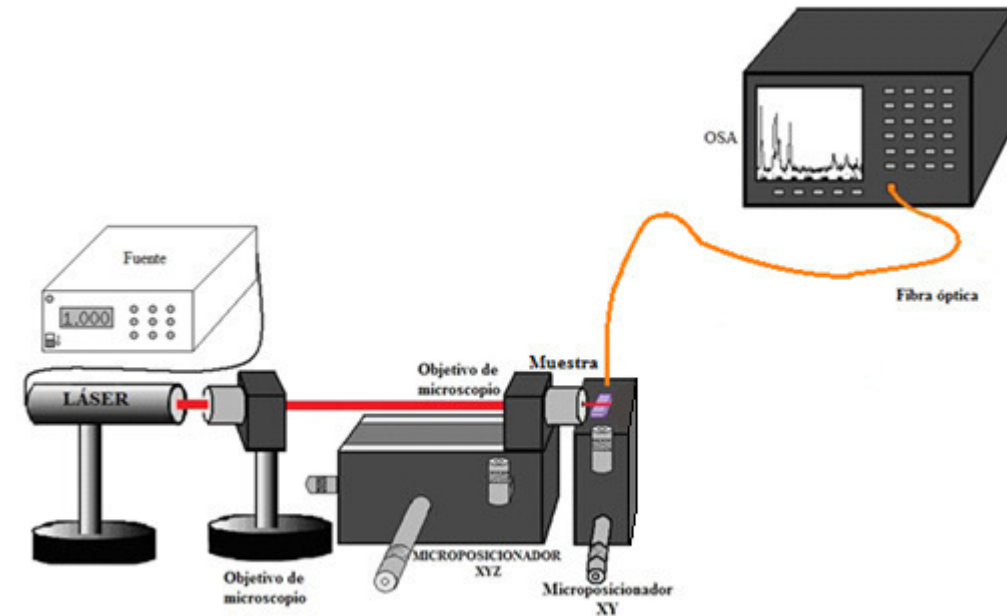
**Figura 5.3** Espectro de absorción del Yb en la muestra implantada con protones.

Es importante aclarar que los espectros de absorción mostrados en las figuras 5.2 y 5.3 son debidas a las transiciones entre los niveles  ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$  y corresponden al cristal completo y no sólo de las guías, esto debido a que no fue posible acoplar las muestras en el espectrofotómetro de tal forma que el haz del láser incidiera solamente sobre la guía. Sin embargo estos espectros son de gran utilidad para determinar las longitudes de onda de absorción que pueden utilizarse como bombeo, en este caso se puede observar claramente en los dos espectros que la longitud de onda de bombeo óptima se encuentra alrededor de los 935 nm, también observamos otros picos de absorción de menor intensidad como es el caso del pico a 1027 nm. En general se tiene una banda amplia de absorción que se extiende desde aproximadamente 860 nm hasta 1050 nm, la cual coincide en gran medida con el espectro de emisión en el infrarrojo de las muestras, en la cual la banda con picos de emisión más fuertes se extiende aproximadamente de los 960 hasta 1060 nm teniendo un importante traslape en el pico a 1027 nm.

Con base en esta información se buscó un láser de bombeo con una longitud de onda lo más cercana posible a los 935 nm, esto para realizar los estudios de emisión, los cuales se presentan en la siguiente sección.

## 5.2 Espectros de emisión en el infrarrojo

Para la medición de los espectros de luminiscencia se utilizó como fuente de bombeo un diodo láser con una longitud de onda de emisión de 965 nm, y se montó el arreglo experimental mostrado en la figura 5.4.

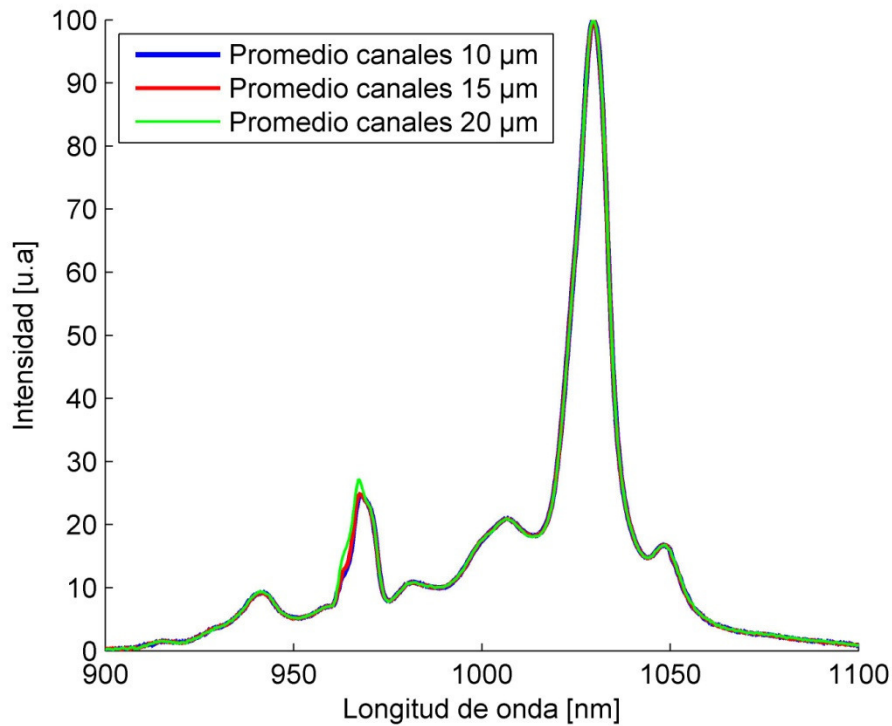


**Figura 5.4** Arreglo experimental utilizado para la obtención de los espectros de emisión de las muestras implantadas.

Para la medición de los espectros en el infrarrojo, se realizaron mediciones de tres canales de los tres distintos tamaños de guías de canal, así como mediciones para la guía plana y del sustrato, dichas corridas se realizaron en el rango de 900 a 1100 nm, ya que en este rango se esperan los picos de emisión más importantes para el  $\text{Yb}^{3+}$  en YAG. Las mediciones tomadas de los tres canales de cada tamaño se promediaron y normalizaron para tener un solo espectro de emisión por tamaño de guía los cuales se compararon posteriormente como se muestra en la siguiente sección.

### 5.2.1 Muestra de $\text{Yb}^{3+}$ :YAG implantada con iones de $\text{C}^{2+}$

Con la finalidad de comparar los espectros de emisión entre canales, se promediaron los tres espectros de cada tamaño y se compararon entre sí, como se muestra en la figura 5.5.



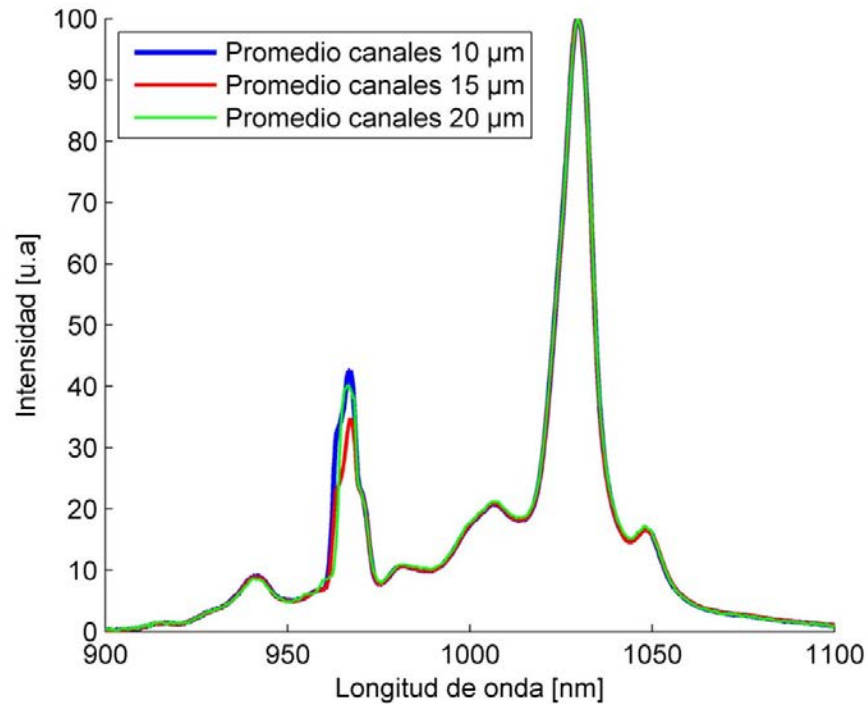
**Figura 5.5** Gráfica de promedios de canales para la muestra de Yb:YAG implantada con iones de  $C^{2+}$ , en la que se observan los principales picos de emisión en el NIR.

La similitud en los espectros de emisión nos indica que el proceso con el cual se realizó la implantación generó guías de onda muy similares puesto que se obtiene una buena repetitividad en las mediciones hechas para distintos canales de distintos tamaños. Por otro lado, también se puede observar el principal pico de emisión en el infrarrojo cercano a 1029.6 nm así como el segundo pico más importante de emisión a 967.6 nm, esto debido a las transiciones de energía que se llevan a cabo entre los niveles de energía  ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$  de la siguiente forma. El láser de bombeo a 965 nm excita la muestra y provoca que los electrones pasen del estado  ${}^2F_{7/2}$  al estado excitado  ${}^2F_{5/2}$  del cual decaen en forma radiativa, exhibiendo una banda amplia de emisión entre 900 y 1100 nm. El diagrama de transiciones de energía se presenta en el capítulo 3, figura 3.4.

### 5.2.2 Muestra de $Yb^{3+}$ :YAG implantada con protones

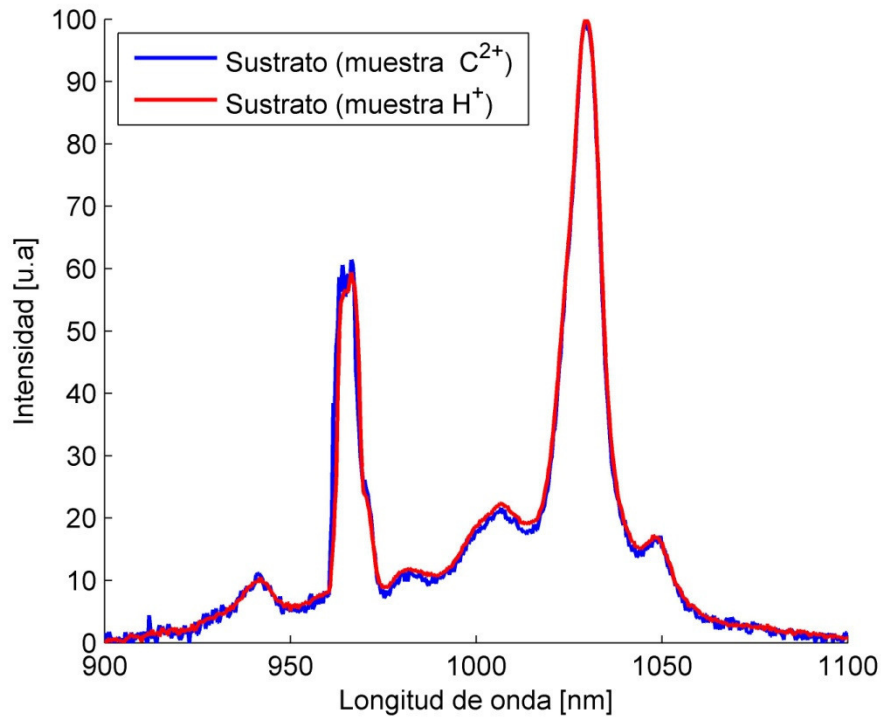
De forma similar en la figura 5.6 se presenta una comparación de los espectros de emisión obtenidos para la muestra de Yb: YAG implantada con protones, en la que se observa que existe una pequeña diferencia en las intensidades registradas para el pico de 967.6 nm, esto puede deberse a ligeras variaciones entre las distintas guías de canal,

pero dichas variaciones no son significativas. De igual forma se observa que el resto del espectro es esencialmente el mismo para los tres anchos de canales, teniendo como principal pico de emisión el registrado a los 1029.6 nm.



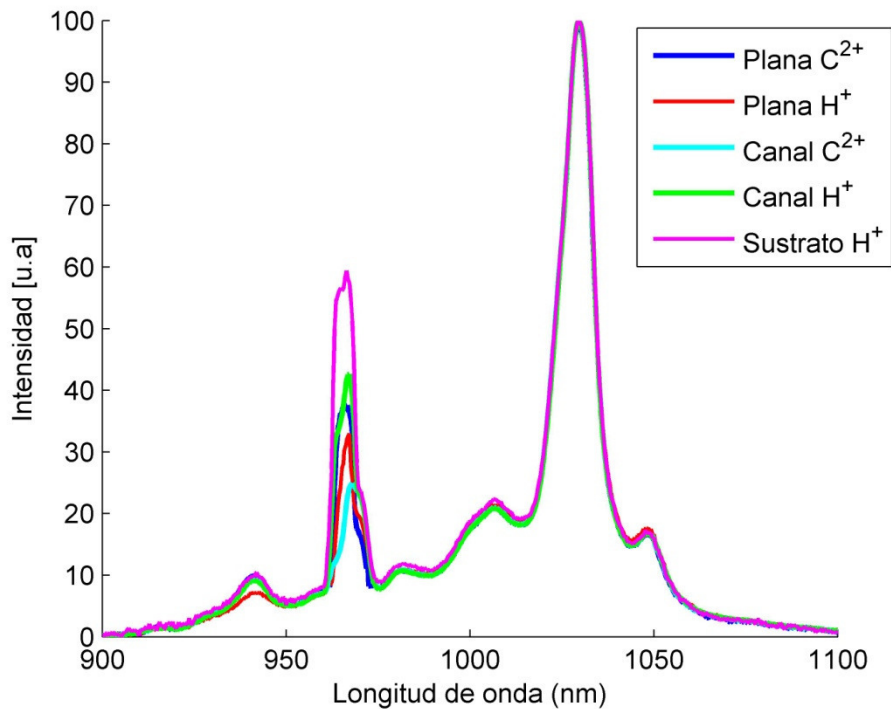
**Figura 5.6** Gráfica de promedios de canales para la muestra de Yb:YAG implantada con protones, en la que se observan los principales picos de emisión en el NIR.

Por otro lado, también se realizó la comparación de los sustratos de las dos muestras los cuales muestran un comportamiento casi idéntico en la forma y la magnitud de las intensidades registradas, como se muestra en la figura 5.7.



**Figura 5.7** Espectros de luminiscencia en el infrarrojo cercano (NIR) de los dos sustratos.

Por último, es importante observar el comportamiento de las distintas guías y sustratos en las dos muestras, por lo que se realizó una comparación entre las guías planas y dos promedios de canales de las dos muestras, la cual se presenta en la figura 5.8. Es posible observar de forma más clara las diferencias encontradas en el pico de 967.6 nm, de igual forma se observa la uniformidad del principal pico de emisión a los 1029.6 nm, el cual se encuentra presente en todas las guías observadas y con el mismo comportamiento.



**Figura 5.8** Comparación de canales, guías planas y cristal en volumen de las dos muestras.

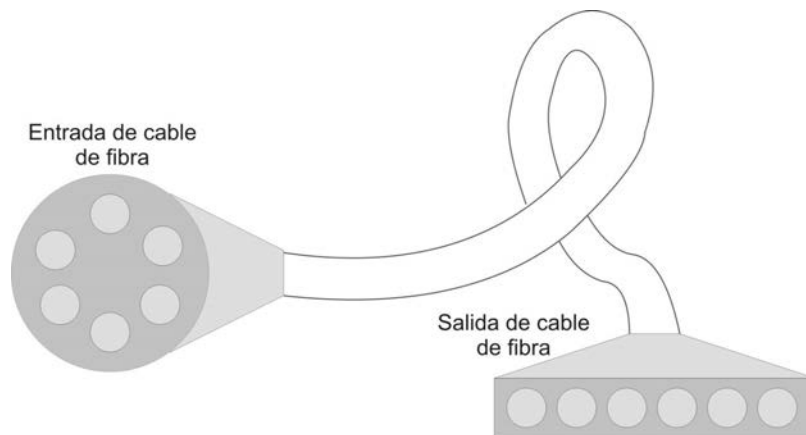
Otro aspecto importante que se observa en la figura 5.8 es la diferencia registrada en la intensidad del sustrato en comparación con las guías planas y las guías de canal, la cual se observa de forma clara en el pico de emisión a 967.6 nm, esto puede ser explicado debido a pequeñas variaciones en la formación de las guías durante la implantación de los cristales. Otro aspecto que puede generar estas variaciones es el tipo de ion implantado en la muestra puesto que los protones son mucho más ligeros que los iones de carbono, de tal forma que cuando los protones colisionan con el cristal se genera un menor daño en la red en comparación con los iones de carbono. La intensidad en el sustrato es mayor puesto que se bombea una región más grande del cristal, incrementando el número de átomos excitados los cuales posteriormente decaen emitiendo fotones. Existen diferencias en las intensidades de las guías de onda y de canal para ambas muestras, también en este pico, donde la intensidad mayor medida corresponde a las guías de canal de la muestra implantada con H<sup>+</sup> y la menor corresponde a las guías de canal de la muestra implantada con C<sup>2+</sup>. Cabe señalar que todos los espectros mostrados en la gráfica se encuentran normalizados al pico de emisión en 1029.6 nm, es por este motivo que presentan la misma intensidad en este valor. Por último, se observa que dicho pico presenta exactamente el mismo

comportamiento en todos los casos, lo cual es deseable si se desean realizar pruebas de emisión láser a dicha longitud de onda.

### 5.3 Espectros de emisión en el visible

En la presente sección se presenta el análisis de luminiscencia realizado a las dos muestras de Yb:YAG en la región del espectro visible entre los 400 y 700 nm, este análisis se realizó con la finalidad de corroborar las longitudes de onda en las cuales se obtuvo la conversión de frecuencias, así como verificar la posible existencia de emisión cooperativa en dicha región.

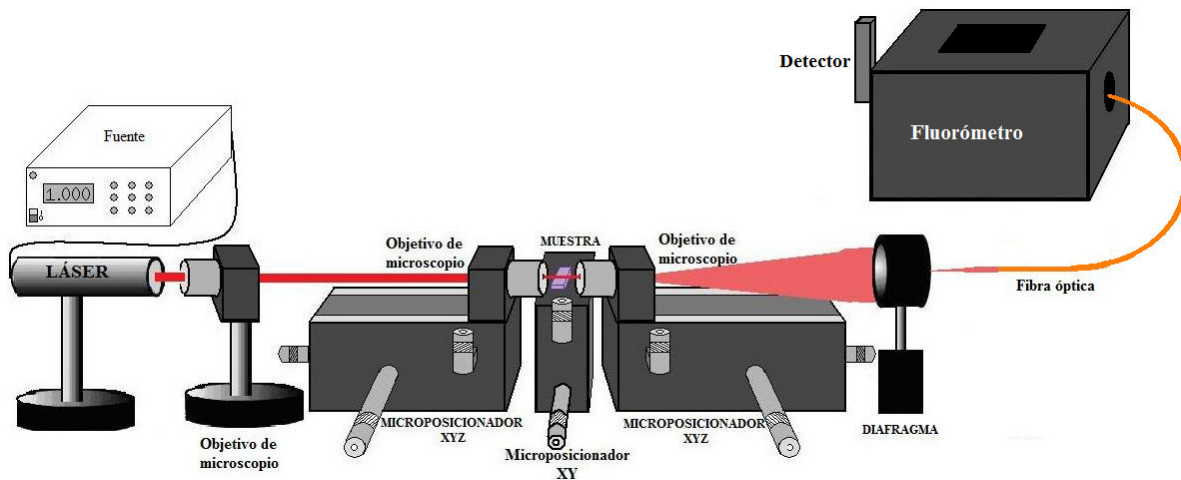
Para la adquisición de los espectros en el visible fue necesario modificar un poco la configuración, puesto que la emisión en el visible es mucho más pequeña que en el infrarrojo, esto representa un problema ya que el analizador de espectros no tiene la sensibilidad necesaria para tomar las mediciones. Para resolver este problema se utilizó un fluorómetro con una mayor sensibilidad que el analizador de espectros y adicionalmente se utilizó un cable de fibra el cual está fabricado con un arreglo de fibras como se muestra en la figura 5.9.



**Figura 5.9** Cable de fibra utilizado para la obtención de los espectros en el visible.

Con dicho cable de fibra se optimizó la cantidad de luz colectada, lo cual en conjunto con la mayor sensibilidad del fluorómetro permitió realizar las mediciones de los espectros en el visible. El arreglo utilizado para tomar las mediciones se muestra en la figura 5.10.



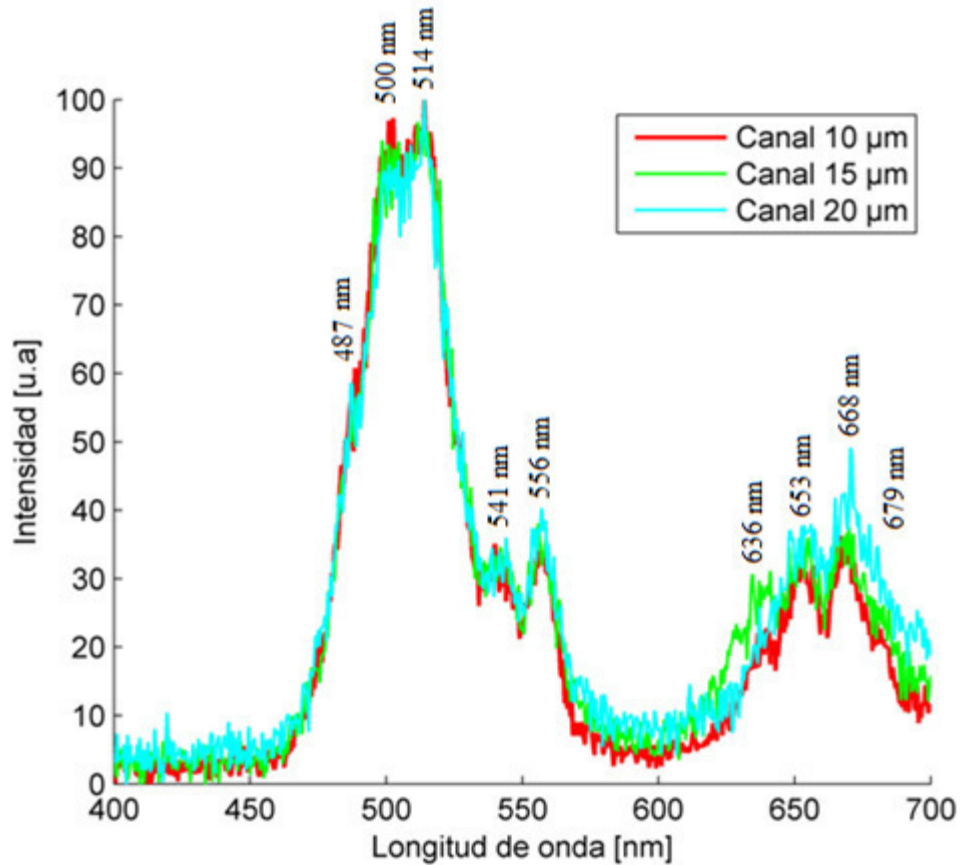


**Figura 5.10** Arreglo experimental utilizado para la adquisición de los espectros en el visible.

Para la medición de los espectros en el visible, se realizaron mediciones de tres canales de los tres distintos tamaños de guías de canal como en el caso de la sección 6.2, así como mediciones para la guía plana y del sustrato, dichas corridas se realizaron en el rango de los 400 – 700 nm, ya que en este rango se esperan los picos de emisión más importantes. Las mediciones se compararon posteriormente como se muestra en la siguiente sección.

### 5.3.1 Muestra de $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ implantada con iones de $\text{C}^{2+}$

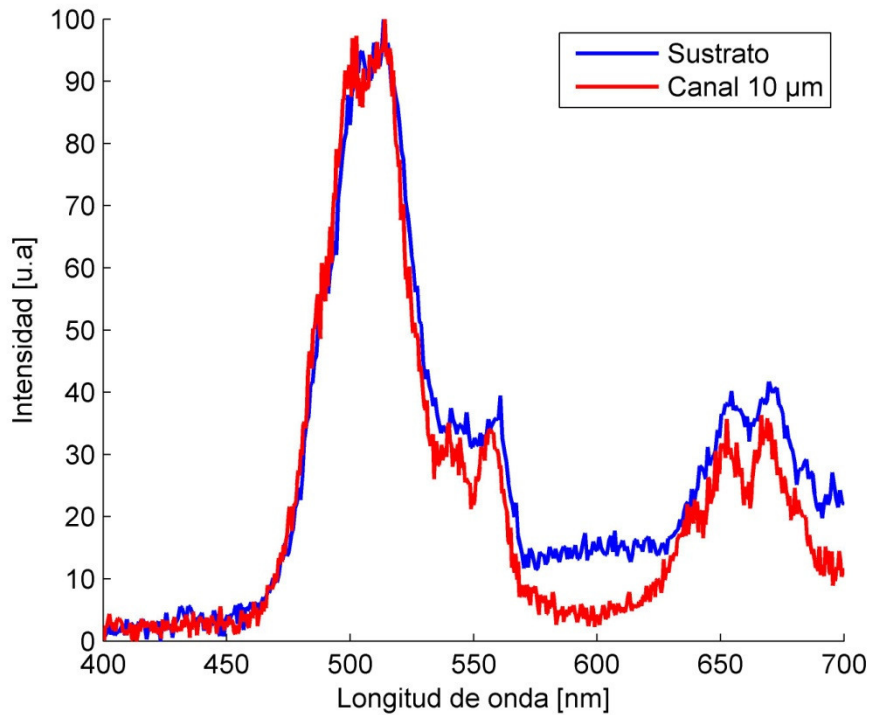
Es importante mencionar que aún con las modificaciones realizadas al arreglo experimental para obtener una mejor señal, ésta continuaba siendo muy pequeña lo cual dificultaba la adquisición de datos, por lo que se presenta la comparación de los tres espectros correspondientes a los tres diferentes tamaños de canales en la muestra implantada con carbono.



**Figura 5.11** Comparación de los canales en el visible para la muestra de Yb:YAG implantada con iones de  $C^{2+}$ .

En la figura 5.11 se muestran las principales bandas de emisión en el visible debidas a impurezas en el cristal de Yb:YAG, de tal forma que el pico a 500 nm se debe a la transición  $^4F_{5/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ , los picos en 541 nm y 556 nm se deben a la transición  $^2H_{11/2} + ^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  y los picos en 636 nm, 653 nm, 668 nm y 679 nm se deben a la transición  $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ , todas ellas transiciones del  $Er^{3+}$ . De igual forma la emisión a 487 nm se atribuye a la transición  $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$ , característica del  $Tm^{3+}$ , cabe señalar que las impurezas de  $Er^{3+}$  y  $Tm^{3+}$  no se deben a un dopaje controlado durante la fabricación de los cristales, es decir, no son impurezas deseables. Otro punto importante para analizar es el pico de emisión a 514 nm el cual se debe a la emisión cooperativa del Yb:YAG, es decir, pares de  $Yb^{3+}$  son excitados, lo cual resulta en la emisión de fotones con una energía igual a la suma de las energías de los dos iones excitados. Es importante destacar que al bombear el cristal con el láser, es posible observar a simple vista que el cristal muestra un color verde, esto debido a que los picos de máxima intensidad se encuentran alrededor de los 500 nm.

Por último, se presenta una comparación entre los canales de los tres diferentes tamaños con el sustrato de la misma muestra.



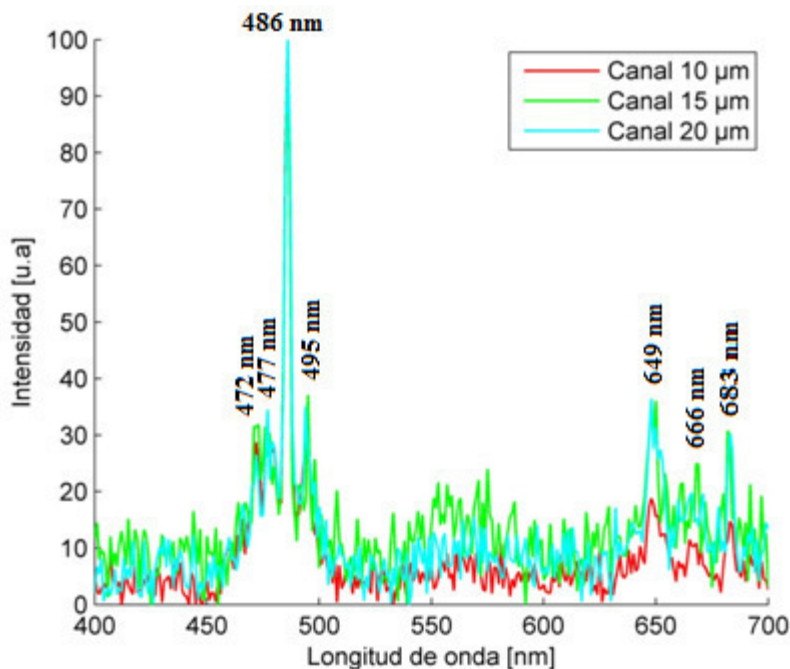
**Figura 5.12** Comparación de canal de 10 µm con el sustrato para la muestra de Yb:YAG implantada con iones de  $C^{2+}$ .

En la figura 5.12 se puede observar que los espectros tanto de la guía de canal como del sustrato son muy similares, sin embargo presentan una ligera diferencia en las intensidades alrededor de los 600 nm, esto se atribuye a que la cantidad de ruido es significativamente mayor en esta región. El ruido en el espectro visible es mayor en comparación a los espectros tomados en el infrarrojo, esto debido a que la señal en el visible es mucho más pequeña que la señal en el infrarrojo, por lo tanto es más difícil la obtención de los espectros.

Es importante mencionar que los espectros de luminiscencia en el visible obtenidos durante el desarrollo de este trabajo, presentan una buena concordancia con estudios realizados previamente en la guía plana fabricada mediante implantación de iones de  $C^{2+}$  [30].

### 5.3.2 Muestra de Yb<sup>3+</sup>:YAG implantada con H<sup>+</sup>

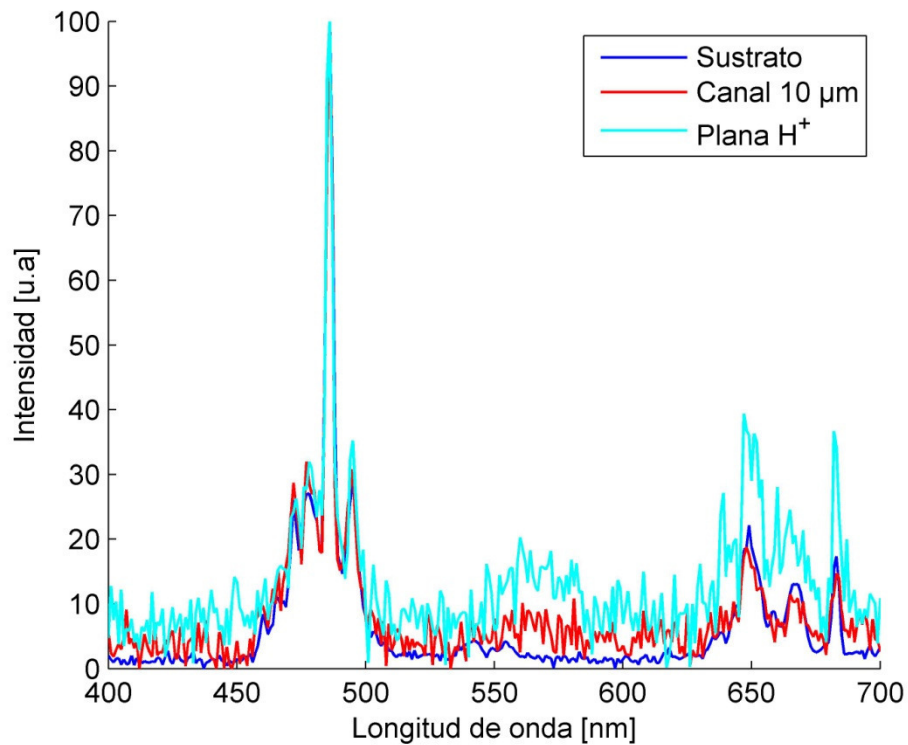
En la figura 5.13 se presenta la comparación de los tres espectros correspondientes a los tres diferentes tamaños de canal en el cristal implantado con protones.



**Figura 5.13** Comparación de los canales en el visible para la muestra de Yb:YAG implantada con protones.

También se muestran las principales bandas de emisión, las cuales se deben a impurezas no controladas en el cristal, de tal manera que las bandas a 472, 477, 486 y 495 nm son debidas a la transición  $^1G_4 \rightarrow ^3H_6$ , la cual es propia del Tm<sup>3+</sup>, por otro lado las bandas que conforman el rango entre los 550 y 600 nm están relacionadas con las transición  $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ , característica del Er<sup>3+</sup> y por último las bandas en 649, 666 y 683 nm son debidas a transiciones  $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ , también propias del Er<sup>3+</sup>. La emisión que se observa a simple vista es de un color azul verdoso, debido a que los picos de intensidad más grandes se encuentran en estas longitudes de onda.

Por último, se presenta una comparación entre un canal de 10 μm que se tomó de forma representativa de todos los canales, debido a la gran similitud de los espectros obtenidos para los distintos tamaños de canales, la guía plana y el sustrato.



**Figura 5.14** Comparación del sustrato con la guía plana y un canal de 10 μm en el visible para la muestra de Yb:YAG implantada con protones.

En la figura 5.14 se observa que a pesar de que los tres espectros presentan un nivel considerable de ruido, es posible determinar que existe una buena similitud tanto en la forma como en las intensidades registradas para los espectros de la guía plana, la guía de canal y el sustrato.

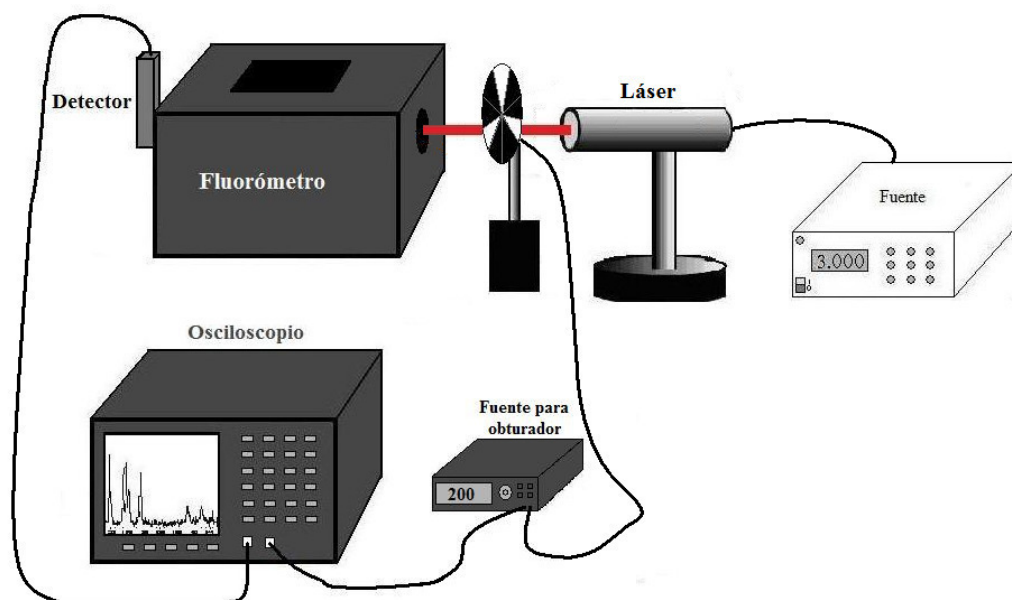
La luminiscencia debida a las impurezas, la cual se presenta en ambas muestras, se produce debido a que al bombear la muestra, los iones de  $\text{Yb}^{3+}$  pasan del estado base a niveles de excitación superior, estos iones transfieren su energía a los iones de las impurezas, es decir a los iones de  $\text{Tm}^{3+}$  y  $\text{Er}^{3+}$  promoviéndolos a estados excitados desde los que decaen en forma radiativa.

#### 5.4 Vida Media

El tiempo de vida media es una forma de obtener información acerca del daño que se provocó en la red del cristal debido a la implantación, de tal forma que después de la implantación puede cambiar el tiempo de vida media propio del cristal en el que se realizó la implantación. Para medir la vida media es necesario considerar dos aspectos muy

importantes los cuales se deben satisfacer. El primero es la potencia de bombeo que se utiliza, la cual debe ser lo suficientemente fuerte para excitar los átomos de las tierras raras. El segundo punto a considerar es el tiempo entre pulsos de la fuente de bombeo, el cual debe ser más pequeño que la vida media que se pretende medir.

Con base en estas condiciones, se colocó un obturador mecánico a la salida del diodo láser utilizado para el bombeo, este obturador generó los pulsos necesarios para excitar las muestras. El arreglo experimental que se utilizó para la obtención de los tiempos de vida se muestra en la figura 5.15.

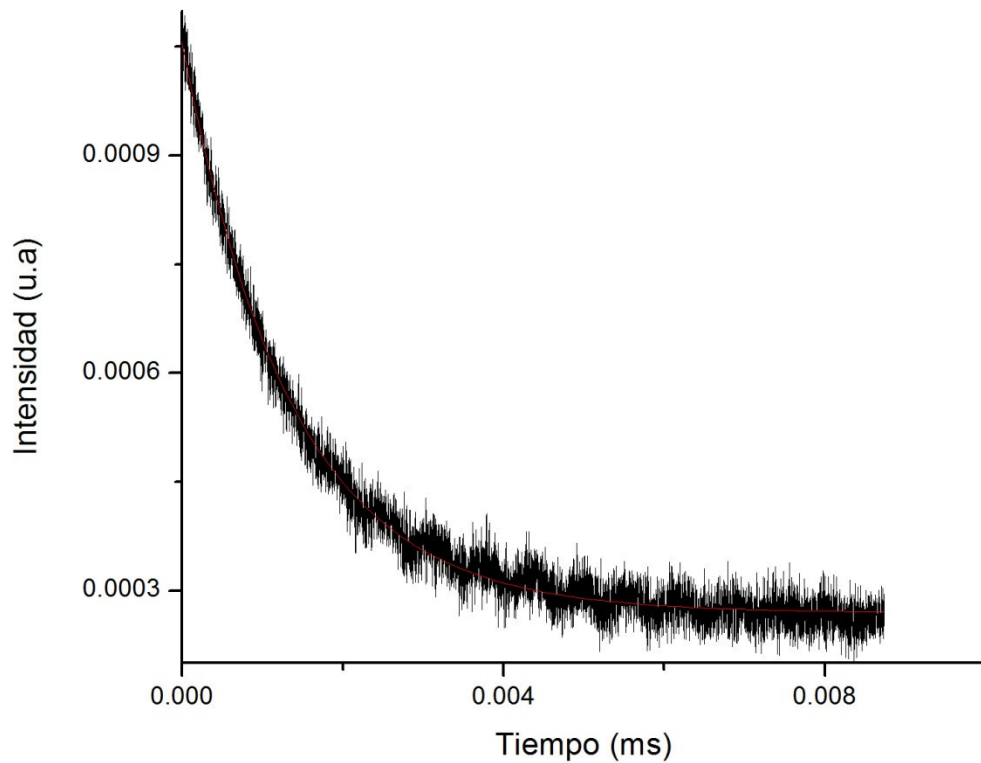


**Figura 5.15** Arreglo experimental para medir los tiempos de vida en las muestras.

El funcionamiento básico del arreglo experimental es el siguiente. Se cuenta con un diodo láser a 965 nm, el cual se utiliza como fuente de bombeo; para generar los pulsos necesarios para la medición del tiempo de vida se colocó un obturador mecánico el cual cuenta con su propia fuente de alimentación, con la que es posible regular la frecuencia de giro del obturador. Posteriormente el haz entra directamente en el fluorómetro y excita el volumen de la muestra, la cual se encuentra fija en una base metálica, en seguida el detector del fluorómetro colecta la luz esparcida por la muestra excitada y registra la información en un osciloscopio para su análisis.

Es importante destacar que los tiempos de vida que se reportan en esta sección, son únicamente mediciones tomadas en el volumen del cristal, debido a que no fue posible tomar los tiempos de vida de las guías de forma individual ya que la señal es muy débil para realizar mediciones confiables.

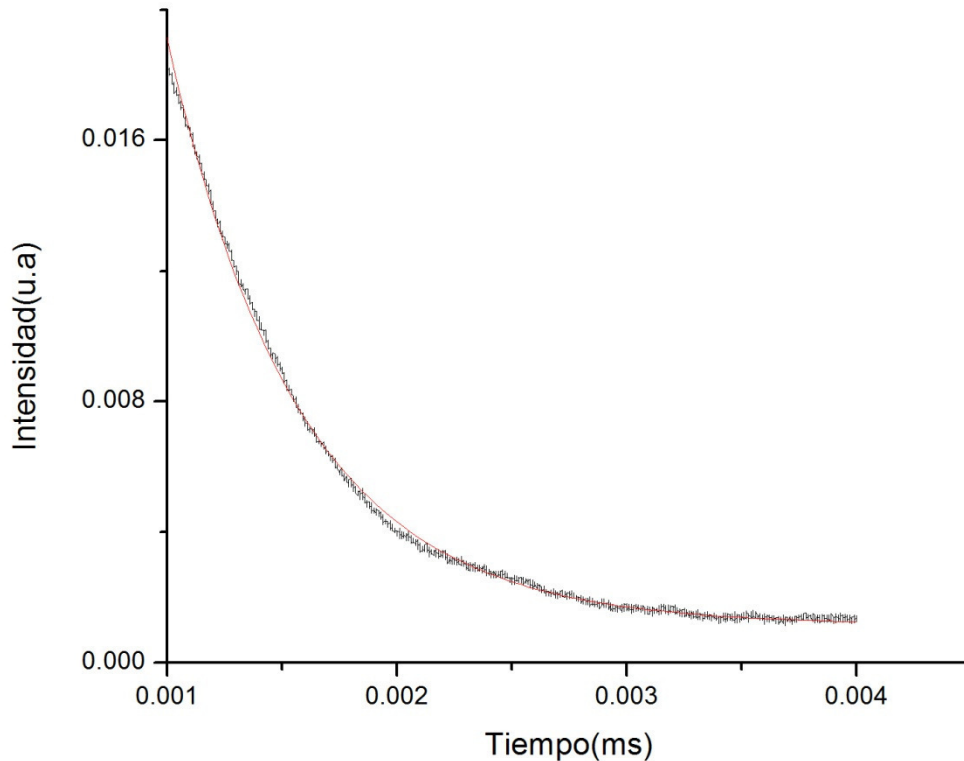
En la figura 5.16 se presentan los resultados obtenidos de las mediciones de los tiempos de vida media en el infrarrojo a 1030 nm (pico principal de emisión del  $\text{Yb}^{3+}$  en YAG) y para el visible en 486 nm para la muestra de Yb:YAG implantada con protones.



**Figura 5.16** Tiempo de vida media para la región en el infrarrojo en la muestra de Yb:YAG implantada con protones.

Con base en los resultados obtenidos con el arreglo de la figura 5.15, se realizó una ajuste exponencial a la curva obtenida, dicho ajuste nos permite obtener el tiempo de vida el cual es de  $\sim 1.36$  ms.

Posteriormente se realizó el mismo análisis para la región del visible a 486 nm, con el cual se obtuvo un tiempo de vida de  $575 \mu\text{s}$  como se muestra en la figura 5.17.



**Figura 5.17** Tiempo de vida media para la región en el visible en la muestra de Yb:YAG implantada con protones.

Es importante mencionar que el tiempo de vida de fluorescencia mostrado en la figura 5.16 se debe a la transición  $^4F_{5/2} \rightarrow ^4F_{7/2}$  propia del  $\text{Yb}^{3+}$ .

En la figura 5.13, observamos que ninguna de las bandas de emisión corresponde a transiciones propias del  $\text{Yb}^{3+}$ , por lo que es posible concluir que en la muestra de Yb:YAG implantada con protones, no se tiene emisión cooperativa, es decir las bandas de emisión registradas para esta muestra son debidas a impurezas no controladas durante la implantación en el cristal. De este modo el tiempo de vida mostrado en la figura 5.17, nos indica el tiempo de decaimiento medido a 486 nm, la cual es una banda de emisión atribuida al  $\text{Tm}^{3+}$ . Por otro lado, los tiempos de vida reportados con anterioridad para la muestra de Yb:YAG implantada con iones de  $\text{Ce}^{2+}$ , fueron de  $\sim 1.28$  ms para el infrarrojo y  $593 \mu\text{s}$  medidos a 514 nm, estas mediciones fueron tomadas en la guía plana y corresponden a la emisión cooperativa en la muestra, lo cual se confirma considerando dos aspectos; el primero son los tiempos de vida tanto en el infrarrojo como en el visible de tal forma que el tiempo de vida en el visible es la mitad del tiempo de vida registrado



en el infrarrojo; el segundo aspecto es que la energía de emisión en el visible es aproximadamente el doble de la energía emitida en el infrarrojo, estas son condicionantes para determinar la emisión cooperativa [30].

# Conclusiones

Durante el desarrollo del presente trabajo de tesis se realizó un breve estudio sobre los efectos de la implantación en cristales de Yb:YAG , en el cual se determinó que la implantación iónica es un proceso muy viable puesto que la cantidad de iones implantados es fácil de controlar regulando la corriente con la que se realiza la implantación. De igual forma se pueden controlar otros factores durante la implantación como lo son la energía de implantación, el ángulo al cual se aplica la dosis y por supuesto el tipo de ión a implantar. Estas características son muy importantes porque con la variación de dichos parámetros tenemos la posibilidad de construir guías de onda con características muy específicas.

Posteriormente se realizó un análisis de los resultados de la implantación por medio de una serie de simulaciones con la ayuda del software libre SRIM, el cual nos ayudó a determinar características como la profundidad de las guías y la distribución de daño causado por el proceso de implantación. Dichas simulaciones nos ayudaron a demostrar la fuerte dependencia que existe entre el grosor de la guía con el tipo de ión implantado, la energía utilizada y el ángulo de implantación.

Con base en los resultados obtenidos se realizó la reconstrucción del perfil de índice y se tomaron fotografías con un microscopio el cual tiene acoplada una cámara digital, con los resultados obtenidos de estas pruebas se confirmaron los resultados expuestos con las simulaciones. Se obtuvo una profundidad de  $\sim 4 \mu\text{m}$  para la muestra implantada con iones de  $\text{C}^{2+}$  y de  $\sim 6 \mu\text{m}$  en la muestra implantada con protones. Así mismo se tomaron imágenes de los modos transversales en las guías angostas o de canal, en las que observamos un comportamiento monomodal en las guías de  $10 \mu\text{m}$  y multimodal en la dirección de propagación horizontal, confinando hasta tres modos de propagación en el caso de los canales de  $20 \mu\text{m}$ . De igual forma, observamos que en la dirección vertical el comportamiento de la guías es monomodal.

Por otra parte, en el análisis realizado a los espectros de emisión en el infrarrojo de las dos muestras, se observan ligeras variaciones en los algunos picos de emisión, los cuales pueden atribuirse a ligeras diferencias en la formación de las guías durante el proceso de implantación y a la dificultad de acopar todos los componentes de forma idéntica para cada una de las guías. De cualquier forma se observa que los picos de

emisión que presentan diferencias en intensidad, en realidad no son diferencias que afecten de forma significativa los espectros de emisión de las guías.

Otro punto importante es la diferencia en las intensidades registradas en el visible, en comparación con las obtenidas en el infrarrojo, observamos que las emisiones en el visible son considerablemente más pequeñas, esto debido a que la eficiencia cuántica en el visible es menor que la eficiencia para el infrarrojo. Esta diferencia puede ser explicada de forma general debido a que la emisión en el visible por CAF se puede considerar como una desviación de la energía de la emisión principal. De esta forma, al ser solamente una fracción de la energía principal que se emite en el infrarrojo, la intensidad en el visible generalmente es mucho menor.

Por otro lado, la luminiscencia en el visible para la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$ , confirma la existencia de emisión cooperativa, donde se registra un tiempo de vida de  $\sim 1.28$  ms para el infrarrojo y de  $593 \mu s$  para el visible medidos a  $514$  nm, de esta forma observamos que el tiempo de vida en el visible es aproximadamente la mitad del tiempo de vida obtenido en el infrarrojo, con lo que se confirma que la emisión es cooperativa [27]. De igual forma se realizó el análisis para la muestra implantada con protones, pero en el espectro de emisión del visible no fue posible asociar ninguna banda de emisión al  $Yb^{3+}$ , es decir que las bandas de emisión registradas corresponden a impurezas de  $Tm^{3+}$  y  $Er^{3+}$ , por lo que se concluye que en la muestra implantada con protones, no existe emisión cooperativa. Es importante destacar que los cristales son de alta pureza, pero es muy difícil tener una pureza del 100 % en los cristales implantados, como se pudo constatar en el presente trabajo de tesis. La luminiscencia debida a las impurezas, la cual se presenta en ambas muestras, se da debido a que al bombear la muestra, los iones de  $Yb^{3+}$  pasan del estado base a niveles de excitación superior, estos iones transfieren su energía a los iones de las impurezas, es decir a los iones de  $Tm^{3+}$  y  $Er^{3+}$  promoviéndolos a estados excitados desde los que decaen en forma radiativa.

Por último, se observa que las guías de canal presentan una mayor eficiencia que las guías planas, puesto que pueden confinar una mayor cantidad de energía en una sección de área mucho menor en comparación con las guías planas. Este es un resultado alentador que permite demostrar la viabilidad de las guías angostas para el desarrollo de láseres u otros componentes ópticos como conmutadores, multiplexores etc.

## Trabajo a futuro

Para realizar un estudio más detallado de las muestras de Yb: YAG, tanto en la muestra implantada con iones de  $C^{2+}$ , así como en la muestra implantada con protones, es necesario realizar otro tipo de pruebas, las cuales nos ayudan a determinar las posibles aplicaciones en las que es conveniente utilizar las guías de onda fabricadas, para lo cual se propone continuar con las siguientes actividades.

Se planea efectuar pruebas de laseo en el infrarrojo y visible para ambas muestras en función del ancho de las guías y obtener las principales características de emisión láser como:

- Eficiencia
- Ancho de emisión
- Potencia umbral de oscilación

Así mismo, se prevé mejorar la eficiencia de las guías reduciendo las pérdidas de propagación por medio de un tratamiento térmico, el cual ayuda a eliminar la absorción inducida por defectos puntuales en las guías de onda fabricadas.

Por otro lado, se planea realizar pruebas con diferentes condiciones de implantación en cristales de Yb: YAG, es decir variando la dosis a implantar, la energía y el ángulo de implantación y de esta forma optimizar la calidad de las guías fabricadas.

Por último, se propone fabricar un dispositivo para amplificar la señal proveniente de las guías de onda y de esta forma obtener un método más eficiente para medir el tiempo de vida en las muestras.

# Bibliografía

- [1] N.S. Kapany y J.J. Burke., Optical Waveguides, 1972, Academic Press.
- [2] Flores Romero Erick., Estudio de guías de onda ópticas obtenidas por implantación de protones en cristales de Nd:YAG, Tesis de Maestría,(2003), Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada.
- [3] Saleh, B.E.A. y M.C. Teich., Fundamental of Photonics. (1991) John Wiley and Sons, Inc. Primera edición. 966.
- [4] Adams, M.J., An introduction to optical waveguides. (1981).John Wiley and Sons Ltd. Chichester. 401.
- [5] Kersten, R. Th. and Boroffka, H., A strip-waveguides light-distribution structure made by ion implantation into fused quartz, (1976). Opt. and Quant. Elect. Lett., **8**, 3, 263.
- [6] P.D. Townsend, P.J. Chandler y L. Zhang., Optical effects of ion implantation, (1994). Cambridge University Press.
- [7] Tien, P.K., Ulrich, R. y Martin, R.J., Modes of Propagating light waves in thin deposited semiconductor films, (1969). Appl. Phys. Lett, **14**, 9, 291.
- [8] Harris, J.H., Shubert, R. y Polky J. N., Beam coupling to films. (1970). J. Opt. Soc. Am., **60**, 8, 1007.
- [9] Tien, P.K., Smolinsky, G. y Martin, R.J., Thin organosilicon films for integrated optics (1972). Appl. Opt.**11**, 3, 637.
- [10] Chandler, P.J. y Lama, F.L., A new approach to the determination of planar waveguides profiles by means of a non-stationary mode index calculation,(1986a). Optica Acta., **33**, 2,127.
- [11] J.S. Williams, J.M. Poate., Ion implantation and beam processing, (1984). Academic Press.
- [12] Townsend, P.D. Ion implanted waveguides and waveguide laser, (1992). *Inst of Physics, Conf. Series*, **28**.

- [13] Wenzlik, K., Heibei, J. Y Voges, E., Refractive index profiles of helium implanted Li NbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>. (1980). *Phys. Stat. Sol.*, **61**, 2, K 207.
- [14] Wei, D.T.Y. Lee, W.W. y Bloom, L.R., Large refractive index change induced by ion implantation in lithium niobate., (1974). *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 6, 329.
- [15] G. Liu, B. Jacquier., Spectroscopic Properties of Rare Earths in Optical Materials, (2005). Springer.
- [16] Förster, T., Zwischenmolekulare Energiewanderung und Fluoreszenz. (1948) *Ann. Physik.* **437**, 1, 55.
- [17] Auzel, F., C.R. Upconversion processes in coupled ion systems. (1966). *Acad., Sci.*, **45**, 1, 341.
- [18] Rois Leite J.R., y C.B. de Araujo. Lineshape of cooperative two-photon absorption by atom pairs in solids. (1980). *Chem. Phys. Lett.*, **73**, 1, 71.
- [19] Bonneville R., y F. Auzel., F4 second harmonic generation in rare-earth ion doped nonlinear crystal, (1976). *Opt. Commun.*, **18**, 1, 51.
- [20] Y.R. Shen., *The Principles of Nonlinear Optics*. (2003). Wiley-Interscience.
- [21] F. Zernike y J.E. Midwinter., *Applied Nonlinear Optics*, (1973). Wiley-Interscience,
- [22] I. Perez-Arjona, et. Al., Two photon absorption, (2003). *Revista Mexicana de Fisica.*, **49**, 1, 92.
- [23] M. Pollnau et. al., "Power dependence of upconversion luminescence in lanthanide and transition-metal-ion systems" . (2000). *Phys. Rev.*, **61**, 5, 3337.
- [24] L.A. Diaz-Torres *et. al.*, "Enhanced cooperative absorption and upconversion in Yb<sup>3+</sup> doped YAG nanophosphors", (2005). *Optical Materials.* **27**, 7, 1305.
- [25] V.V. Ovsyankin, P.p. Feofilov, Sov., Cooperative luminescence of solids. *Phys. JEPT Lett.*, 4 (1966). **6**, 11, 1828.
- [26] E. Montoya, L.E. Bausá, B. Schaudel, B. Goldner, J., Yb<sup>3+</sup> distribution in LiNbO<sub>3</sub>:(MgO) studied by cooperative luminescence. (2000). *Chem. Phys.*, **114**, 7, 3200.

[27] Malinowski, M., Nakielska, M., Piramidowicz, R. y Sarnecki, J., Energy Transfer Processes in Highly Rare-Earth-Doped Planar YAG Waveguides. (2006). Spectroscopy Letters., **40**, 2, 271.

[28] G.V. Vázquez, H. Desirena, E. de la Rosa, E. Flores-Romero, H. Márquez, J. Rickards y R. Trejo-Luna., Cooperative emission in ion implanted Yb:YAG waveguides. (2011). Journal of Physics: Conference Series. **274**, 1, 012122.