

720-15



**TECNOLOGICO
DE MONTERREY.**

CAMPUS CIUDAD DE MÉXICO

**“ANÁLISIS , DISEÑO Y FABRICACIÓN DE UN PROTOTIPO DE SENSOR ÓPTICO
POR EFECTO *MIRAGE* CON GUÍAS DE ONDAS PLANAS”**

Asesor: Dr. Victor Argueta Díaz

**Autores:
Laura J. Martín Avalos
Benjamín Belmont Daniel**



TECNOLÓGICO
DE MONTERREY

Biblioteca
Campus Ciudad de México

**“Análisis, diseño y fabricación de un prototipo de sensor
óptico por efecto *Mirage* con guías de ondas planas”**

Asesor: Victor Argueta

Profesor: Eugenio Aguilar

Noviembre, 2008

Autores:

Benjamín Belmont Daniel

Laura J. Martín Avalos

ken

b12329058

Tesis

TK8360.067

B244

2008

RESUMEN DE CONTENIDO

CAPÍTULO 1: Descripción del proyecto	5
1.1 Problemática:	5
1.1.1 Sensores ópticos.....	5
1.1.2 Tipos de sensores ópticos.....	5
1.1.3 Sensores inteferométricos.....	6
1.1.4 Interferómetros de Young.....	6
1.1.5 Interferómetros de Michelson.....	7
1.1.6 Efecto Mirage.....	8
1.1.7 Aplicaciones.....	11
1.1.8 Relación con el proyecto.....	11
1.2. Objetivos y metas:.....	11
1.3. Sistema Propuesto.....	11
1.4. Metodología y alcances del proyecto:.....	12
1.5. Mapa conceptual.....	13
CAPÍTULO 2: FUNDAMENTOS; Guías de onda ópticas e intercambio iónico	14
2.1 Guías de Onda Ópticas:.....	14
2.1.1 Las ecuaciones de Maxwell.....	16
2.1.2 La ecuación de onda.....	17
2.1.3 Soluciones a la ecuación de onda.....	20
2.1.4 Guías de onda planas.....	21
2.1.5 Confinamiento de la luz.....	22
2.1.6 Modos propagados.....	24
2.1.7 Propagación de la luz en una guía de onda asimétrica.....	28
2.1.8 Caracterización paramétrica.....	32
2.1.9 Acoplamiento.....	35

2.2 Intercambio iónico:.....	38
2.2.1 Principio del intercambio iónico.....	39
2.2.2 La difusión durante el proceso	40
2.2.3 Intercambio de iones en la superficie del vidrio:	42
2.2.3 Inter-difusión a través del vidrio:.....	44
2.2.4 Análisis del modelo:	47
2.2.5 Elección del par a utilizar para el intercambio:	48
2.3 Conclusiones:	49
2.4 Referencias bibliográficas:	50
CAPÍTULO 3: Simulaciones; Caracterización teórica de las guías de onda	51
3.1 Programa en Matlab para el cálculo de betas e índices de refracción efectiva	51
3.1.1 Código del programa.....	52
3.1.2 imágenes del programa corriendo:.....	55
3.2 Simulaciones en COMSOL	56
3.3 Simulaciones con Python.....	60
3.4 Importancia de estas simulaciones.....	61
CAPÍTULO 4: Fase experimental	63
4.1 Preparación para el intercambio iónico.....	63
4.1.1 Calibración del horno con el controlador	64
4.1.2 Aditamentos para el horno.....	68
4.2 Intercambios iónicos.....	68
4.3 Preparación de los experimentos	69
4.4 Experimentos.....	71
4.4.1 Primer bloque de pruebas.....	71
4.4.2 Segundo bloque de pruebas	72
4.4.3 Tercer bloque de pruebas.....	73

4.4.4 Cuarto bloque de pruebas	74
4.5 Conclusiones	75
Índice de figuras	77

CAPÍTULO 1: Descripción del proyecto

1.1 Problemática:

La fabricación de sensores ópticos en sus métodos tradicionales es relativamente complicada y costosa. Se propone por eso un método de fabricación mediante guías de ondas planas que permita reducir los costos y simplificar el proceso de manera que sea accesible a cualquier persona o empresa con la capacitación adecuada y algunos instrumentos de menor costo.

1.1.1 Sensores ópticos

Los sensores ópticos son dispositivos electrónicos que detectan ciertas características de la luz. A diferencia de los sensores convencionales, éstos presentan ciertas ventajas como puede ser:

- Mayor sensibilidad
- Libertad de interferencia electromagnética
- Amplio rango dinámico

Con la tecnología actual es posible medir distintas capacidades físicas y químicas con los sensores ópticos, entre las cuales destacan.

- Temperatura
- Presión
- Corrientes mecánicas
- Desplazamiento
- Vibración
- Campos magnéticos
- Presencia de sustancias químicas

1.1.2 Tipos de sensores ópticos

Los sensores ópticos son muy diferentes entre sí. Pueden detectar lo mismo pero su funcionamiento es muy diferente. Los podemos dividir en dos grandes categorías dependiendo de su mecanismo de medición.

Existen los sensores de intensidad que la mayoría basa su funcionamiento en la dispersión de Raman o en la de Rayleigh.

La otra gran rama es la de los sensores de interferometría. Estos sensores se basan en detectar la fase de la luz

1.1.3 Sensores interferométricos

Los sensores interferométricos proveen mediciones aplicables a muchas áreas técnicas. La precisión de ellos es difícilmente alcanzada por cualquier otra forma de sensado. Su precisión es de cerca de una fracción de la longitud de onda de la luz usada.

Existen principalmente dos clases de sensores de interferometría. Ambas clases se distinguen entre sí de acuerdo a la forma en que el frente de onda coherente es usado para crear un patrón de interferencia. Estas dos clases se conocen como los de Young y lo de Michelson.

1.1.4 Interferómetros de Young

Los interferómetros de Young se basan en la división de frentes de onda. Esto quiere decir que se seleccionan dos partes del frente de onda y éstos, se juntan posteriormente. (Blaker & Rosenblum, 1993,p. 145-147)

Uno de los interferómetros de Young más socorridos, es el de Rayleigh. Este sensor sirve para medir el índice de refracción de gases y líquidos. El sensor tiene dos cámaras con caminos de luz diferentes. Ambas cámaras están equipadas con una válvula donde se puede llenar o vaciar el contenido. Al final de cada cámara existe un lente ajustable y un fotodetector, como se puede apreciar en la figura EA1.

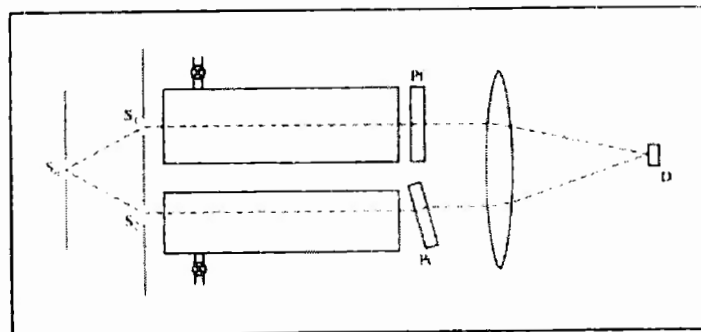


Figura I.1: Interferómetro de Young

(Blaker & Rosenblum, 1993,p. 146)

Como se muestra en la figura I.1, mientras se ajustan los lentes al final de cada cámara con un ángulo ϕ se obtiene que

$$\sin \theta' = \frac{\sin \theta}{n_p} \quad [1.1]$$

donde n_p es el índice de refracción del lente.

y la distancia recorrida por la luz es de

$$\Delta l = t \left[\left(1 - \frac{\sin^2 \theta}{n_p^2} \right)^{-1/2} - 1 \right] \quad [1.2]$$

así como el cambio de fase es

$$\Delta \phi = \frac{\Delta l}{\lambda_0 n_p} \quad [1.3]$$

el cambio de fase debido a la introducción de gas en la cámara es de

$$\Delta \phi = \frac{L}{\lambda_0} (n - 1) \quad [1.4]$$

donde L es la distancia de la cámara. Igualando estas dos últimas expresiones, se obtiene finalmente que

$$(n - 1) = \frac{\Delta l}{L} n_p \quad [1.5]$$

1.1.5 Interferómetros de Michelson

Esta técnica consiste en la división de amplitud. Su funcionamiento se basa en la división de un haz coherente de luz en dos haces para que recorran caminos diferentes y luego converjan nuevamente en un punto. De esta forma se obtiene una figura de interferencia que permite medir variaciones en cada uno de los caminos seguidos por los haces.

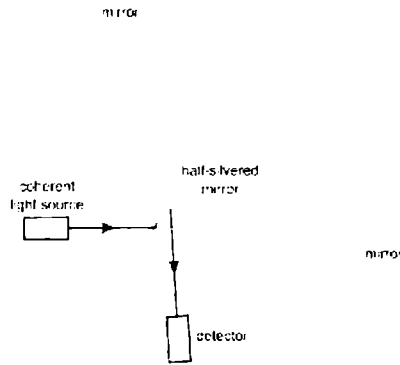


Figura 1.2: Interferómetro de Michelson

La luz se divide gracias a una superficie semiespejada en dos haces. El primero es reflejado y se proyecta hasta un espejo superior, del cual regrese, cruza el semiespejo y llega al detector. (Blaker & Rosenblum, 1993,p. 152-154)

El segundo se refleja en otro espejo, es reflejado en el semiespejo hacia abajo y llega al detector.

El espacio entre el semiespejo y cada uno de los espejos se denomina brazo del interferómetro.

Al final llegan dos haces, que poseen una diferencia de fase dependiendo fundamentalmente de la diferencia de camino óptico entre ambos rayos. (Blaker & Rosenblum, 1993,p. 152-154)

Esta diferencia de camino óptico puede depender de la posición de los espejos o de la colocación de diferentes materiales en cada uno de los brazos del interferómetro.

Esta diferencia de camino hará que ambas ondas puedan sumarse constructivamente o destructivamente.

1.1.6 Efecto Mirage

El efecto *mirage* es el fenómeno que consiste en la desviación de ángulo de un haz de luz debido al cambio en el índice de refracción. En la óptica moderna este cambio de refracción ha sido usado para medir la presencia de gases como C_2H_4 , C_6H_6 , vapor de agua, etileno con agua en diferentes medios como aire o en nitrógeno. También ha sido usado extensivamente para pruebas no destructivas en fase sólida.

Los métodos de convencionales para la detección de gases se dividen en dos dependiendo de la forma en que se mide el flujo de calor: periódico o *transient*

pero en ambos casos se necesitan termopares para esta detección lo que provoca fluctuaciones en los flujos de calor. La solución a este problema es la técnica basada en el efecto *mirage*.

En la literatura la forma más común de inducir el efecto *mirage* es calentando una muestra por una luz modulada. La difusión de calor en la muestra y el medio alrededor provocan un gradiente variante temporalmente en el índice de refracción.

Las leyes básicas de hidrodinámica y termodinámica que gobiernan la distribución de temperatura son:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} + \rho \nabla \mathbf{u} &= 0 \\ \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} &= -\nabla P + \mathbf{F} \\ \rho \frac{de}{dt} &= -P \cdot \nabla \mathbf{u} - \nabla \mathbf{q} + \chi + Q \\ \rho &= \rho(P, T) \end{aligned}$$

[1.6]

(Zimring & Boccara, 1997)

donde ρ es densidad, P es presión, T es temperatura, \mathbf{u} es la velocidad, \mathbf{F} las fuerzas que actúan sobre el volumen por unidad de volumen, e es la energía interna por unidad de masa, \mathbf{q} es el flujo macroscópico de calor, $P \cdot \nabla \mathbf{u}$ es el trabajo de la presión, Q es el calor por unidad de volumen debido al calor y χ es el termino de disipación debido a las fuentes.

Finalmente después de hacer algunas consideraciones y álgebra, obtenemos la ecuación de difusión de calor

$$\nabla^2 T - \frac{1}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Q}{k} = 0$$

$$k = \frac{K}{\rho C_p}$$

[1.7]

(Zimring & Boccara, 1997)

Todo esto es importante ya que en los sensores que se describen en la literatura basados en el efecto *mirage* funcionan calentando un gas y sus alrededores cambiando el índice de refracción.

Dependiendo de cada tipo de arreglo en los experimentos documentados que se ilustran obtenemos diferentes ecuaciones que dependen de su geometría.

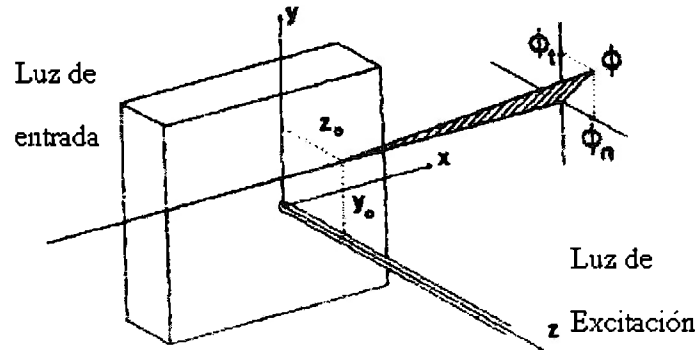


Figura I.3: Arreglo experimento *Mirage 1*

$$\Phi_1 = \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial T_g}{\partial y} dx \hat{k}$$

$$\Phi_1 = \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial T_g}{\partial z} dx \hat{j}$$

[I.8]

donde T_g es la temperatura del gas o del medio circundante.

Ahora bien para la siguiente configuración

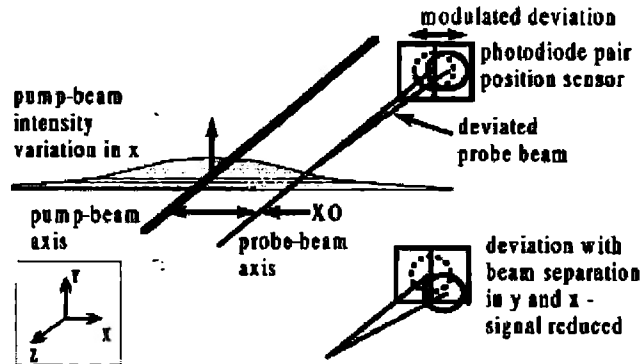


Figura I.4: Arreglo experimento *Mirage 2*

la desviación del haz de luz se observa con la siguiente función:

$$\Phi = \left(\frac{Pl}{\omega a_p^3} \right) \left(\frac{1}{\rho c n_0} \frac{dn}{dT} \right) \alpha \quad [1.9]$$

donde P , a_p y ω se refieren a la potencia de la luz de bombeo, el ancho del haz, y la frecuencia de la luz de bombeo respectivamente. ρ , c , n se refiere a la densidad del medio (gas), el calor específico, y el índice de refracción respectivamente y α el coeficiente de absorción del gas. Si se observan ambas ecuaciones nos podemos percatar que existen términos que dependen de los parámetros físicos del haz de luz que usamos y de las propiedades físicas del medio.

1.1.7 Aplicaciones

El efecto mirage ha sido usado para detectar gases como etileno, benceno, ozono, amoniaco, tricloroetileno entre otros. La forma de hacerlo es la siguiente. Un haz de luz pasa a través de un medio, en este caso los gases antes mencionados. Inicialmente tiene un índice de refracción fijo, pero a medida que este gas es excitado por una fuente de luz con una frecuencia dada, el gas empieza a calentarse y se induce un gradiente dependiente del tiempo el cual nos ayuda a identificar el gas.

1.1.8 Relación con el proyecto

La diferencia de estos sensores basados en el efecto mirage es que el proyecto no inducirá un cambio en el índice de refracción que dependa del tiempo ya que será constante. Por otro lado, las propiedades físicas del medio no nos importaran a excepción el mismo índice.

1.2. Objetivos y metas:

Analizar, simular y fabricar guías de ondas planas con un gradiente en el índice de refracción para poder diseñar y producir un prototipo de sensor óptico que aproveche la característica del efecto *Mirage* producido por la guía de onda fabricada para el sensado.

1.3. Sistema Propuesto

Nuestro sistema a diferencia de los sensores ópticos tradicionales, no medirá ni la intensidad ni la fase de la luz. Medirá el ángulo de deflexión de la luz.

Este método trae consigo una serie de ventajas como la reducción de complejidad en la construcción. Se puede utilizar un vidrio común (soda lime) y una electrónica menos compleja al evitar procesos tan exactos como los que implica medir una fase y medir en lugar de ello, como ya se ha mencionado un ángulo.

La construcción es relativamente sencilla. En un sustrato de vidrio común mediante la técnica de *Sputtering* se realiza un depósito de aluminio con un gradiente en la concentración de aluminio. Posteriormente se hace un intercambio iónico con sales y debido al depósito de aluminio se genera un gradiente en el índice de refracción.

Una vez que se logra el gradiente en el índice de refracción se puede considerar que existe un efecto *Mirage* al pasar la luz por la guía de onda. Finalmente se agregará una capa de material fotosensible para que se detecte algún fenómeno físico acentuando el ángulo de deflexión.

La fabricación de sensores ópticos en sus métodos tradicionales es relativamente complicada y costosa. Se propone por eso un método de fabricación mediante guías de ondas planas que permita reducir los costos y simplificar el proceso de manera que sea accesible a cualquier persona o empresa con la capacitación adecuada y algunos instrumentos de menor costo.

1.4. Metodología y alcances del proyecto:

El proyecto se dividirá en dos fases:

En la primera fase se describirán las guías de onda planas, sus características y procesos de fabricación. Esto incluirá su geometría, el confinamiento de la luz en el sustrato a partir de la óptica geométrica, abarcará de forma general el intercambio iónico y finalmente se mencionará el proceso de fabricación común y una diferente metodología propuesta en conjunto con el Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico (CCADET).

En la segunda fase dominaremos esta última propuesta de fabricación y con ella fabricaremos sensores ópticos y tentativamente completaremos un prototipo funcional para una aplicación en específico.

1.5. Mapa conceptual

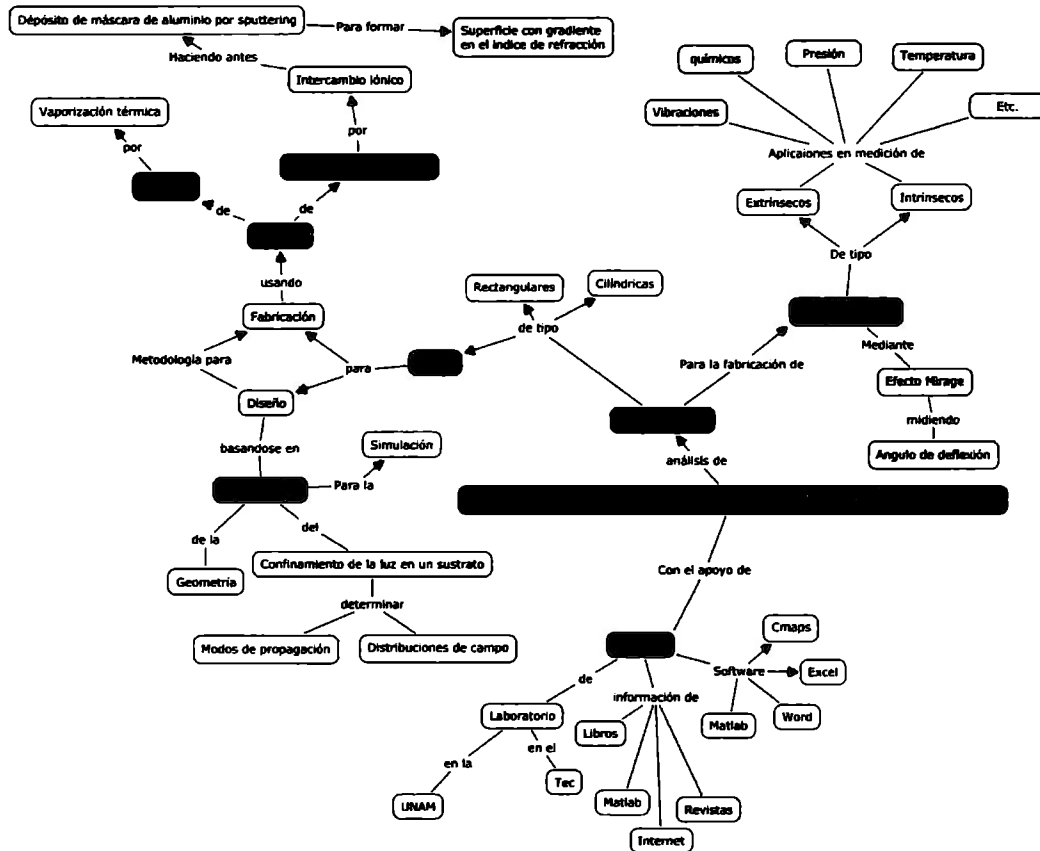


Figura I.5: Mapa conceptual

CAPÍTULO 2: FUNDAMENTOS; Guías de onda ópticas e intercambio iónico

Para comprender el proceso de fabricación de los sensores ópticos es importante entender los siguientes temas:

- Guías de onda ópticas
- Intercambio iónico

En el primer tema mencionaremos qué es una de guía de onda óptica y sus características. Ahondaremos en las guías de onda planas simétricas, el confinamiento y la propagación de la luz en ella.

En el segundo tema definiremos el intercambio iónico como técnica de fabricación de las guías de onda planas y sus principios.

Se explicará de forma breve el fenómeno de difusión y como se realiza el intercambio iónico entre las interfases de la guía de onda óptica basado en el modelo matemático correspondiente.

2.1 Guías de Onda Ópticas:

Una guía de onda es en principio cualquier superficie que separa dos medios de conductividades o permitividades distintas empleada para guiar ondas electromagnéticas.

La mejor superficie para guiar una señal es, sin embargo, aquella formada por la interfase entre un buen material dieléctrico y un buen conductor.

Las guías de onda pueden tener muchas formas distintas, aunque las más comunes son las de forma rectangular y las de forma cilíndrica.

•

Específicamente en la óptica, las guías de onda fueron desarrolladas como una solución a los problemas para enlaces de comunicaciones en el espacio libre. Estos enlaces se veían fuertemente afectados por el mal clima y objetos voladores que interrumpían la trayectoria del haz de luz. De manera que para poder permitir el desarrollo de las comunicaciones ópticas se requería de un medio mucho más

confiable para transmitir los datos. La solución a esto fue propagar la luz en una guía de onda que protege al haz de las interrupciones y compensa la difracción.

El material preferido en la óptica es naturalmente el óxido de silicio debido a que es fácil de conseguir, fácil de poner en la guía y es transparente.

La idea principal detrás de una guía de onda óptica es la de confinar la luz en un medio para de esta manera poder evitar las interferencias externas y así mejorar la calidad de la comunicación. Para esto se pone un núcleo con mayor índice de refracción que el material en su perímetro, esto soluciona el problema de las reflexiones en la superficie y permite a la guía de onda el ser doblada.

Las ventajas de las comunicaciones ópticas son principalmente:

1. Permiten un mayor ancho de banda que los enlaces de cobre y microondas, de manera que puede ser enviada mucho mayor información. El ancho de banda efectivo de la fibra óptica es de aproximadamente 25THz.
2. La atenuación en las fibras de vidrio es mucho menor que la que se tiene en los sistemas de cobre o microondas. Se requieren menos repetidores por lo que se pueden enlazar mayores distancias eficientemente a un menor costo.
3. Los sistemas ópticos son más pequeños y ligeros, lo cuál les da ventaja en lugares con grandes concentraciones de gente o en la fuerza área.
4. Las guías de onda ópticas son difíciles de monitorear por lo que ofrecen mayor seguridad de los datos.
5. Las guías de onda ópticas son inmunes a la interferencia electromagnética.
6. Finalmente, la tecnología de semiconductores a desarrollado una familia de láser, detectores y otros aparatos importantes para la óptica integrada que son compatibles con las fibras ópticas en potencia, longitud de onda y tamaño.

Las guías de onda ópticas, son entonces conductos o canales para la transmisión de la luz, en las que su material dieléctrico puede tomar la forma de una capa, una banda o canal o un cilindro como se muestra en la figura II.1 .

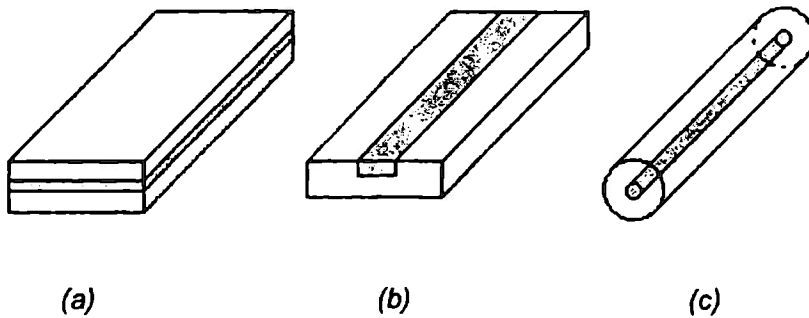


Figura II.1 Guías de onda ópticas (a) plana; (b) canal; (c) fibra.

El proyecto se enfocará a una guía de onda plana en la cuál el núcleo tiene un gradiente en el índice de refracción y su capa superior será aire, sin embargo, para llegar a analizarlas, primero hay que empezar entendiendo las guías de onda planas convencionales.

2.1.1 Las ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell serán la herramienta principal para poder entender la propagación de la luz en las guías de onda. Estas ecuaciones además de todo tienen la gran ventaja de poder se aplicadas para cualquier frecuencias desde los 0 Hz hasta mayores de 10^{18} Hz. Estas cuatro ecuaciones se muestran a continuación en su forma diferencial e integral:

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} &= -\frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{área}} \vec{B} \cdot d\vec{S} \\
 \nabla \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} &= \int_{\text{área}} \vec{J} \cdot d\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{área}} \vec{D} \cdot d\vec{S} \\
 \nabla \cdot \vec{B} &= 0 & \int_{\text{superficie}} \vec{B} \cdot d\vec{S} &= 0 \\
 \nabla \cdot \vec{D} &= \rho & \int_{\text{superficie}} \vec{D} \cdot d\vec{S} &= Q_{enc}
 \end{aligned}
 \tag{II.1}$$

Como se puede observar las formas integrales de las ecuaciones de Maxwell se obtienen simplemente tomando en cuenta el teorema de Stokes y el de la divergencia de Gauss:

$$\int_{\text{Area}} (\nabla \times \vec{A}) \cdot d\vec{S} = \oint \vec{A} \cdot d\vec{l}$$

$$\int_{\text{Superficie-cerrada}} \vec{F} \cdot d\vec{S} = \int_{\text{volumen-encerrado}} \nabla \cdot \vec{F} dv$$
(II.2)

2.1.2 La ecuación de onda

La ecuación de onda viene directamente de las ecuaciones de Maxwell. Simplemente se asumen las condiciones razonables para la propagación de ondas ópticas. Estas condiciones son que se opera en un medio libre de fuentes ($\rho = 0, \vec{j} = 0$), lineal (ϵ y μ son independientes de \vec{E} y de \vec{H}) e isotrópico.

De esta manera las ecuaciones quedan:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0$$
(II.3)

Estas ecuaciones describen completamente el campo electromagnético en tiempo y posición. Son ecuaciones de primer orden, por lo que para obtener una sola ecuación de segundo orden, tomamos la primera ecuación y calculamos el rotacional de ambos lados, de la siguiente forma:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla \times \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = \nabla \times \left(-\frac{\partial \mu \vec{H}}{\partial t} \right)$$
(II.4)

Asumiendo que $\mu(r, t)$ es independiente del tiempo y posición:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu \left(\nabla \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right)$$
(II.5)

Al tratarse de ecuaciones continuas, el orden del operador rotacional y la derivada con respecto del tiempo pueden ser intercambiados:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{H}) \quad (11.6)$$

Sustituyendo $\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ (la segunda ecuación de Maxwell) en la ecuación obtenida y asumiendo que ϵ es invariante en el tiempo:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (11.7)$$

Ahora tenemos una ecuación diferencial de segundo orden con una sola variable, \vec{E} . El operador $(\nabla \times \nabla \times)$ se puede simplificar también utilizando la siguiente identidad: $\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$

Aquí se emplea el operador vectorial Laplaciano, el cuál se debe tomar en cuenta para cada dirección del vector E.

Por ejemplo, para el caso de las coordenadas rectangulares tendríamos que:

$$\nabla^2 \vec{E} = \nabla^2 E_x \hat{x} + \nabla^2 E_y \hat{y} + \nabla^2 E_z \hat{z} \quad (11.8)$$

donde los laplacianos del lado derecho de la ecuación están dados por:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (11.9)$$

Para solucionar la ecuación de onda vectorial se requiere primero separar la ecuación en componentes vectoriales ortogonales y después combinar las soluciones de campos vectoriales en una sola.

El término $\nabla \cdot \vec{E}$ no es necesariamente igual a cero como se asume frecuentemente, lo único que sabemos es que $\nabla \cdot \vec{D} = 0$. De esto último se puede deducir:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{D} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{D} &= \nabla \cdot \epsilon \vec{E} = \nabla \epsilon \cdot \vec{E} + \epsilon \nabla \cdot \vec{E}\end{aligned}\tag{II.10}$$

solucionando para $\nabla \cdot \vec{E}$:

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\vec{E} \cdot \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon}\tag{II.11}$$

Sustituyendo este valor en la ecuación lineal de onda para ondas electromagnéticas:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\nabla \left(\vec{E} \cdot \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \right)\tag{II.12}$$

El lado derecho de esta ecuación describe una consideración especial. No es cero cuando existe un gradiente en la permitividad del medio. Estos gradientes son bastante comunes en la óptica con guías de onda. La mayoría de las estructuras de ondas guiadas utilizan una permitividad de este tipo, sin embargo para una muy gran parte de ellas el término es despreciablemente chico. Así que, despreciando este término, llegamos a la ecuación de onda en su forma homogénea:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0\tag{II.13}$$

Exactamente de la misma forma se puede calcular el campo magnético si se empieza este procedimiento con la segunda ecuación de Maxwell, llegando a:

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0\tag{II.14}$$

2.1.3 Soluciones a la ecuación de onda

Las dos últimas ecuaciones son ecuaciones vectoriales que pueden ser simplificadas si las escribimos en términos de las componentes del campo. En coordenadas rectangulares, el vector Laplaciano se separa en tres componentes. El componente escalar de las ecuaciones es:

$$\nabla^2 E_i - \mu\epsilon \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.15})$$

Aquí el subíndice indica la componente i , donde i puede ser x , y o z . Y ∇^2 es el Laplaciano escalar dado previamente.

La elección del sistema de coordenadas es crítico para resolver la ecuación de onda. Por ejemplo, si se escogen coordenadas rectangulares para describir la onda en un cilindro tendremos un acoplamiento de componentes por la reflexión en la superficie del cilindro. En un sistema como este las componentes cartesianas son inseparables. Cuando se tiene un sistema de coordenadas en el cuál las componentes ortogonales no se acoplan, las ecuaciones individuales pueden ser resueltas independientemente.

En el caso anteriormente mencionado, nos referimos a las ecuaciones individuales como las ecuaciones de onda escalares. En coordenadas cartesianas, la ecuación de onda es:

$$\nabla^2 \psi - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.16})$$

donde ψ es la amplitud de una de las componentes ortogonales. Para encontrar una solución válida, usamos la técnica de separación de variables obteniendo:

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})\phi(t) = \psi_0 e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} e^{j\omega t} + c.c \quad (\text{II.17})$$

El término ψ es la amplitud; la constante de separación k es el vector de onda y ω es la frecuencia angular de la onda. Utilizaremos el vector de onda como la variable principal en la mayoría de los cálculos de guías de onda. La magnitud de este vector está definida en términos de la frecuencia angular y la velocidad de fase:

$$|\vec{k}| = \omega \sqrt{\mu\epsilon} = k \quad (II.18)$$

Este vector apunta en la dirección de viaje de la onda plana. La magnitud de k describe la cantidad de fase que se acumula mientras la onda plana viaja una distancia unitaria. Se puede pensar en k como la frecuencia espacial.

Escogiendo correctamente el signo para cada término, se puede describir la onda que viaja hacia adelante o hacia atrás a lo largo del eje de propagación.

$$e^{jkz} = e^{jk(r_1 + \lambda)} = e^{jkz} e^{jk\lambda} \quad (II.19)$$

Esta igualdad es válida solo si $e^{jk\lambda} = 1$, lo cual requiere que $k\lambda = 2\pi$. Resolviendo para k : $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Esta es la expresión para el vector de onda k en términos de su longitud de onda λ .

2.1.4 Guías de onda planas

La guía de onda óptica más sencilla es la "guía de onda plana infinita". Dicha estructura, consiste en una capa dieléctrica de alto índice de refracción en la capa central y un material dieléctrico con índice de refracción menor en las capas superiores e inferiores.

Evidentemente es una idealización de una guía de onda real, ya que no existen las guías de onda planas *infinitas*, sin embargo el análisis es útil para problemas reales.

2.1.5 Confinamiento de la luz

La luz es confinada en la capa central debido al efecto de reflexión total interna. Este efecto se puede entender si se consideran tres medios con distinto índice de refracción donde $n_2 > n_1 > n_3$, de manera que cuando la luz entra por la región de índice n_3 se pueden tener 3 distintos casos, los cuáles se muestran en la figura II.1.

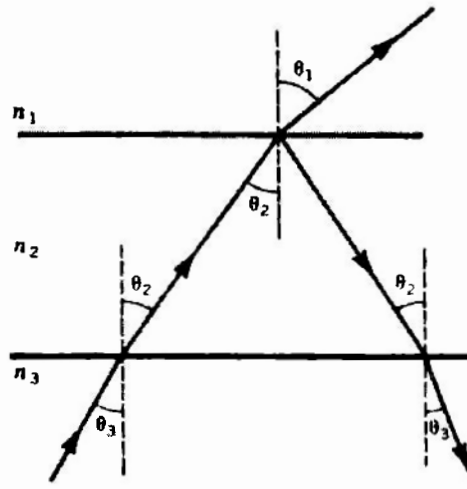


Figura II.2: Rayos en modo de radiación, modos de aire o modos de propagación.

Estos ocurren cuando las desigualdades (II.20) se cumplen.

Como se puede observar, en caso de que se tenga un ángulo θ_3 pequeño y los rayos cumplan las siguientes desigualdades:

$$0 \leq \theta_3 \leq \frac{\pi}{2}, \quad \theta_2 < \sin^{-1} \left(\frac{n_1}{n_2} \right), \quad \theta_3 < \sin^{-1} \left(\frac{n_1}{n_3} \right) \quad (II.20)$$

la luz será transmitida a través de las dos interfaces. A los rayos que cumplen estas desigualdades se les llama modos de radiación o de aire debido a que generalmente el medio de índice n_1 es aire.

El segundo caso es cuando θ_3 aumenta a un valor lo suficientemente grande, de manera que θ_3 excede el ángulo crítico para reflexión total por lo que los rayos de luz no llegarán a la región de índice n_1 como se muestra en la figura II.2.

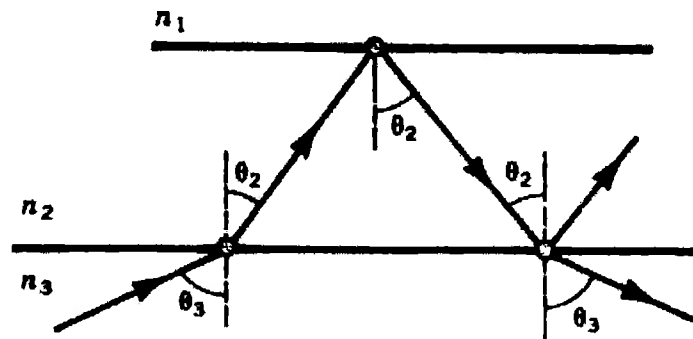


Figura II.3: Modo de sustrato

Para que esto ocurra θ_2 y θ_3 estarán limitados por las siguientes desigualdades:

$$\sin^{-1}\left(\frac{n_1}{n_3}\right) < \theta_3 < \frac{\pi}{2}, \quad \sin^{-1}\left(\frac{n_1}{n_2}\right) < \theta_2 < \sin^{-1}\left(\frac{n_3}{n_2}\right) \quad (\text{II.21})$$

A este tipo de rayos se les denomina modos de sustrato ya que el medio en el que se propagan (el de índice de refracción n_3 es el sustrato o medio de soporte para la capa dieléctrica de índice n_1).

Finalmente se puede hablar del efecto de reflexión total interna como el tercer caso en el cuál se puede introducir un rayo en la región de índice n_1 de modo que el ángulo de incidencia del rayo satisface la siguiente desigualdad:

$$\sin^{-1}\left(\frac{n_3}{n_2}\right) < \theta_2 < \frac{\pi}{2} \quad (\text{II.22})$$

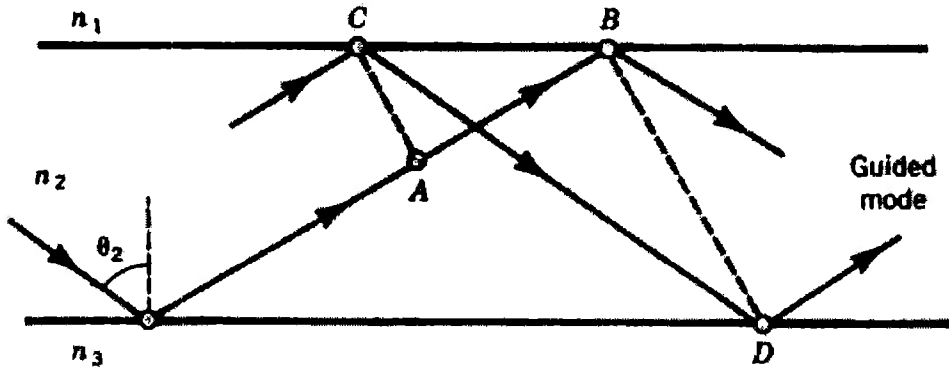


Figura II.4: Modo guiado

A estos rayos (mostrados en la figura II.3) se les denomina modos de guía de onda y para obtenerlos es necesario que el ángulo de incidencia θ_i exceda a $\frac{\pi}{2}$. Es por esto también que los modos de guía de onda no pueden ser excitados simplemente iluminando la superficie de la guía. Por lo que más adelante se describirá un método de acoplamiento.

En el caso de la guía de onda a la capa central (antes referida como la de índice n_2) se le denomina "core" o núcleo y denotaremos su índice de refracción a partir de ahora como n_{core} , el medio superior (índice n_1) se le conoce como "superestrato" o simplemente "cubierta", su índice de refracción será referido como n_c , finalmente a la capa inferior (índice n_3) se le conoce como "substrato" y llamaremos a su índice de refracción n_s .

Recapitulando lo anteriormente expuesto; para que suceda el confinamiento de la luz se debe cumplir que:

$$n_{cor} > (n_s, n_c)$$

2.1.6 Modos propagados

Para encontrar los modos propagados en una guía de onda analizaremos el problema desde el punto de vista de la luz como rayo. De manera que, usando la figura II.3, un rayo viaja de C a D nos encontramos con que será reflejado dos

veces mientras que un segundo rayo que va de A a B no experimentaría reflexión alguna. Como los frentes de onda son superficies de fase constante, debemos tener asociada la diferencia de fase con los dos caminos de propagación igualando a un múltiplo de 2π . Para calcular las longitudes de los dos caminos de propagación, las líneas continuas AB y CD, se usa la geometría de la figura II.4 que es una versión redibujada de la figura II.1.5 previamente presentada:

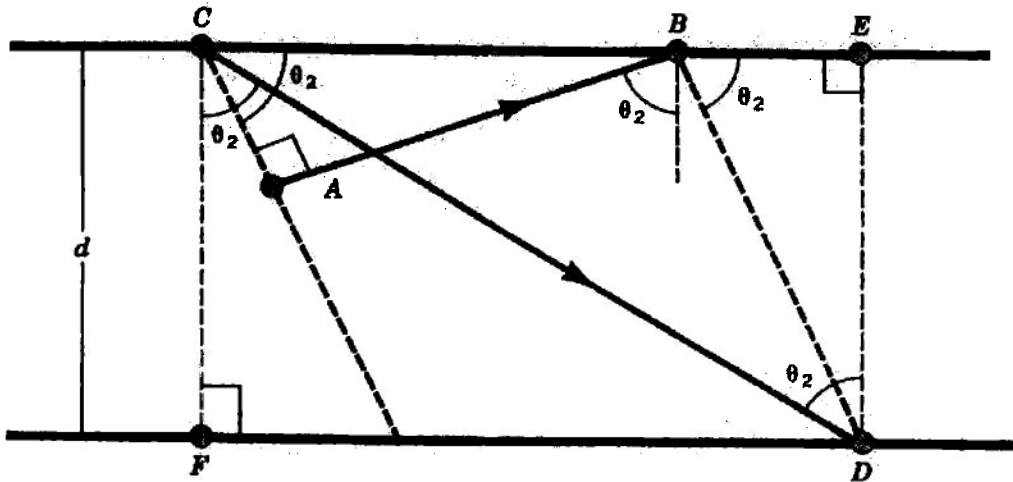


Figura II.5: Geometría para encontrar los modos guiados utilizando el modelo de rayos de la óptica

Entonces, para determinar las distancias \overline{CD} y \overline{AB} utilizaremos los triángulos marcados en la figura.

Del triángulo CDF:

$$\frac{d}{\overline{CD}} = \cos\theta_2 \quad (II.23)$$

De ABC:

$$\frac{\overline{AB}}{\overline{CB}} = \sin\theta_2 \quad (II.24)$$

De CDE:

$$\frac{\overline{CE}}{d} = \tan\theta_2 \quad (II.25)$$

Y finalmente de BDE:

$$\frac{d}{\overline{BE}} = \tan\theta_2 \quad (II.26)$$

La distancia a lo largo del eje de la guía es:

$$\overline{CE} = \overline{CB} + \overline{BE} \quad (II.27)$$

Resolviendo para \overline{CB} y sustituyendo para \overline{CE} y \overline{BE} :

$$\overline{CB} = d \left(\tan\theta_2 - \frac{1}{\tan\theta_2} \right) \quad (II.28)$$

La diferencia de fase entre los dos caminos está dada por el lado izquierdo de la ecuación y se requiere que está sea igual a un entero múltiplo de 2π :

$$n_{core}k(\overline{CD} - \overline{AB}) + \delta_1 + \delta_3 = m \cdot 2\pi \quad (II.29)$$

donde δ_1 y δ_3 son corrimientos de fase debidos a la reflexión total. Sus valores para las ondas TE se calculan así:

$$\delta_1 = -2 \tan^{-1} \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_2 - (n_c/n_{core})^2}}{\cos \theta_2}$$

$$\delta_3 = -2 \tan^{-1} \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_2 - (n_s/n_{core})^2}}{\cos \theta_2} \quad (II.30)$$

Sustituyendo las relaciones anteriores:

$$\begin{aligned} \frac{n_{core} \kappa d}{\cos \theta_2} - n_{core} \kappa d \sin \theta_2 \left(\tan \theta_2 - \frac{1}{\tan \theta_2} \right) + \delta_1 + \delta_3 &= m \cdot 2\pi \\ \frac{n_{core} \kappa d}{\cos \theta_2} (1 - \sin^2 \theta_2 + \cos^2 \theta_2) + \delta_1 + \delta_3 &= m \cdot 2\pi \\ \frac{n_{core} \kappa d}{\cos \theta_2} \cdot 2 \cos^2 \theta_2 + \delta_1 + \delta_3 &= m \cdot 2\pi \\ 2n_{core} \kappa d \cos \theta_2 + \delta_1 + \delta_3 &= m \cdot 2\pi \end{aligned} \quad (II.31)$$

A esta ecuación se le conoce como la relación de dispersión para ondas TE guiadas.

Podemos ver que θ_2 solo puede tener ciertos valores θ_{2m} determinados por los valores enteros de m en la ecuación II.32. Los rayos asociados a los valores discretos de θ_{2m} son los modos de la guía de onda.

Recordando las condiciones, previamente descritas, que se requieren en el ángulo θ_2 para que exista la reflexión total se deduce que existirá un número máximo de modos m_{max} que se puede propagar en la guía. Este valor máximo está dado por:

$$m_{max} \leq \frac{2dn_{core}}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{n_s}{n_{core}} \right)^2} + \frac{\delta_1 + \delta_3}{2\pi} \quad (II.32)$$

Si definimos también la frecuencia normalizada como:

$$V = \kappa d n_{core} \sqrt{1 - \left(\frac{n_s}{n_{core}} \right)^2} = \kappa d \sqrt{n_{core}^2 - n_s^2} \quad (II.33)$$

Se puede reescribir la ecuación II.32 en términos de V :

$$m_{\max} \leq \frac{V}{\pi} + \frac{\delta_1 + \delta_3}{2\pi} \quad (11.34)$$

Como m solamente puede ser un entero positivo o cero, si $V < \delta_1 + \delta_3$, ningún modo se propagará en la capa del dieléctrico. Esta condición se le nombra condición de corte y al valor de V relativo a esta condición $V = \delta_1 + \delta_3$ se le denomina valor de corte para la guía.

Siendo que el número de modos en la guía se encuentra en función de V y que la magnitud de $\delta_1 + \delta_3$ está limitada a no ser más grande que 2π , podemos evaluar las contribuciones al número de modos en la guía por los parámetros de 11.33. El número de modos aumenta haciendo n_1 más grande, disminuyendo el valor de n_2 , aumentando el ancho de la guía y disminuyendo la longitud de onda.

2.1.7 Propagación de la luz en una guía de onda asimétrica

Una guía de onda asimétrica es aquella en la cuál $n_1 \neq n_2$, es decir, el sustrato y la cubierta tienen distintos índices de refracción.

Debemos considerar dos posibles polarizaciones para el campo eléctrico: transversal eléctrica (TE) y transversal magnética (TM). La TE se refiere a cuando se tienen ondas con una componente longitudinal del campo magnético, mientras que las TM son las que tienen una componente longitudinal del campo eléctrico. Los resultados con ambas son muy similares por lo que no es necesario explicar las dos.

El rayo geométrico es paralelo al vector de propagación k por lo que existe un conjunto discreto de vectores de propagación asociados con este conjunto de rayos predecidos por la ecuación 11.34. Podemos descomponer cualquiera de estos vectores de propagación en dos componentes como lo muestra la figura 11.5

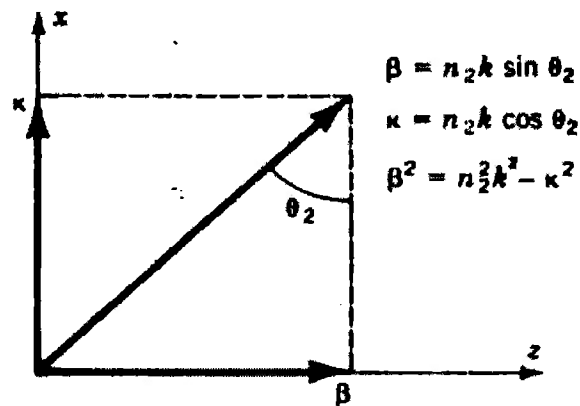


Figura II.6: definición de la constante de propagación
en una onda guiada.

La luz asociada con un modo particular en la guía de onda parece propagarse a través de la guía con una constante de propagación efectiva β definida en la figura II.5. Los límites de β para el modo de guía de onda vienen directamente de los establecidos anteriormente en la ecuación II.22:

$$kn_s < \beta < kn_{core} \quad (II.35)$$

Podemos usar la constante de propagación efectiva para definir un índice de refracción efectivo en la guía:

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k} \quad (II.36)$$

Los límites de este índice de refracción efectivo son

$$n_s < n_{eff} < n_{core} \quad (II.37)$$

Al introducir los términos β y κ de la figura II.5 se puede dividir la onda en la guía en dos componentes; una onda estacionaria que existe entre las dos interfaces y una onda propagándose a lo largo del eje z con una velocidad ω/β .

Usando estas nuevas variables podemos reescribir las ecuaciones II.31:

$$\delta_1 = -2 \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\beta^2 - (n_s k)^2}}{\kappa} \right] \quad (II.38)$$

El radical en esta ecuación es igual a la constante de decadencia de la onda evanescente asociada a la reflexión total:

$$\sqrt{\beta^2 - n^2 k^2} = kn\alpha = \gamma \quad (\text{II.39})$$

Introduciendo una constante de decadencia para cada una de las fronteras de la guía:

$$\begin{aligned} \gamma_c^2 &= (kn_c \alpha_c)^2 = \beta^2 - n_c^2 k^2 = (n_{core}^2 - n_c^2) k^2 - \kappa^2 \\ \gamma_s^2 &= (kn_s \alpha_s)^2 = \beta^2 - n_s^2 k^2 = (n_{core}^2 - n_s^2) k^2 - \kappa^2 \end{aligned} \quad (\text{II.40})$$

Combinando todas estas variables podemos escribir la relación de dispersión (ecuación II.32) como:

$$\kappa d - \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_c}{\kappa}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_s}{\kappa}\right) = m\pi \quad (\text{II.41})$$

Para resolver la relación de dispersión gráficamente se toma la tangente de ambos lados de la eq. II.42:

$$\tan(\kappa d - m\pi) = \tan\left[\tan^{-1}\left(\frac{\gamma_c}{\kappa}\right) + \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_s}{\kappa}\right)\right] \quad (\text{II.42})$$

Si aplicamos la siguiente identidad trigonométrica:

$$\tan(a \pm b) = \frac{\tan a \pm \tan b}{1 - \tan a \tan b} \quad (\text{II.43})$$

En ambos lados de la ecuación queda:

$$\frac{\tan \kappa d - \tan m\pi}{1 + \tan \kappa d \tan m\pi} = \frac{\gamma_c + \gamma_s}{\kappa - \frac{\gamma_c \gamma_s}{\kappa}}$$

$$\tan \kappa d = \frac{\kappa(\gamma_c + \gamma_s)}{\kappa - \gamma_c \gamma_s} \quad (II.44)$$

Esta es la ecuación de modo para los modos TE de guía de onda y es la forma que generalmente se encuentra en las ondas ópticas para relación de dispersión.

Para solucionar la ecuación II.45 se grafica la tangente de κd y $f(\kappa d)$:

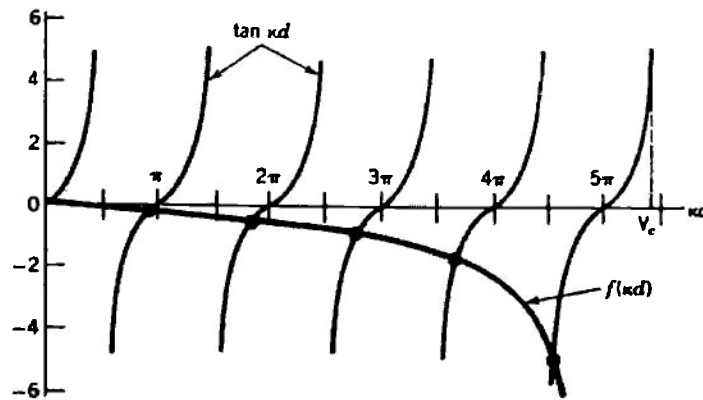


Figura II.7: Solución de la relación de dispersión; las intersecciones entre $f(\kappa d)$ y $\tan(\kappa d)$ son las soluciones a esta ecuación.

dónde

$$f(\kappa d) = \frac{\kappa d(\gamma_c d + \gamma_s d)}{(\kappa d)^2 - (\gamma_c d)(\gamma_s d)} \quad (II.45)$$

En la figura II.6 las intersecciones de la curva $f(\kappa d)$ con las curvas $\tan(\kappa d)$ son las soluciones de II.45.

La curva $f(\kappa d)$ no se extiende sin límite con aumentos de κd , teniendo un valor máximo para κd (su asíntota) por encima del cual una de las gammas (γ) se vuelve imaginaria. De las ecuaciones II.41:

γ_c è imaginaria cuando $(n_{core}^2 - n_c^2)k^2 < \kappa^2$

γ_c è imaginaria cuando $(n_{core}^2 - n_s^2)k^2 < \kappa^2$ (II.46)

Como nuestras condiciones iniciales asumen que $n_c > n_s$, γ_c se volverá imaginaria primero. El punto de interés aquí sería cuando $\gamma_c = 0$, justo antes de que γ_c se vuelva imaginario. En este punto es cuando los modos de sustrato son producidos y los modos guiados desaparecen.

Cuando $\gamma_c = 0$:

$$(n_{core}^2 - n_s^2)k^2 = \kappa^2 \quad (II.47)$$

Sacamos la raíz cuadrada y multiplicamos ambos lados por el ancho de la guía:

$$kd \sqrt{(n_{core}^2 - n_s^2)} = \kappa d \quad (II.48)$$

De II.34:

$$V_c = \kappa d \quad (II.49)$$

V_c es la frecuencia de corte del ancho normalizado. Para una guía de ancho d , existe una longitud de onda mínima que se propaga en la guía. Este límite de corte ocurre cuando los rayos tienen un ángulo de incidencia menor al ángulo crítico.

Examinando la figura II.6, vemos que no solo existe un máximo para kd por encima del cuál $f(kd)$ y $\tan(kd)$ no se intersectan, sino que también se puede observar un valor mínimo de kd , $kd = \pi/2$, por debajo del cuál no existen soluciones en una guía de onda asimétrica por lo que no existirá tampoco ningún modo guiado.

2.1.8 Caracterización paramétrica

Sería muy complicado si se tuvieran que obtener repetidamente soluciones gráficas para las guías de onda cada vez que se cambiara el ancho, longitud de onda o los índices de refracción. Para calcular las propiedades de la guía una sólo vez hace falta introducir dos nuevas variables. Una vez que se obtienen soluciones con estos parámetros se pueden usar curvas paramétricas que

relacionan estos nuevos parámetros para encontrar las propiedades de cualquier guía.

Índice normalizado

$$b = \frac{N^2 - n_c^2}{n_{core}^2 - n_s^2} \quad (II.50)$$

donde N es el índice de refracción efectivo. Sustituyendo los límites de N en la ecuación para **b**, encontramos que $0 < b < 1$

Parámetro de asimetría

$$a = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_{core}^2 - n_s^2} \quad (II.51)$$

debido a que asumimos inicialmente que $n_{core} > n_s > n_c$, sabemos que **a** será mayor que 0.

Estos nuevos parámetros permiten reescribir el desplazamiento de fase δ_c (II.31) de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \delta_c &= -2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{N^2 - n_c^2}{n_{core}^2 \cos^2 \theta_{core}}} \\ &= -2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{N^2 - n_c^2}{n_{core}^2 - N^2}} \\ &= -2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{N^2 - n_s^2 + n_s^2 - n_c^2}{n_{core}^2 - N^2 - n_s^2 + n_s^2}} \sqrt{\frac{n_{core}^2 - n_s^2}{n_{core}^2 - n_s^2}} \\ &= -2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{b+a}{1-b}} \end{aligned} \quad (II.52)$$

con el mismo procedimiento se obtiene δ_s :

$$\delta_s = -2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{1-b}{1+b}} \quad (II.53)$$

La expresión para la relación de dispersión (II.32) puede ser reescrita en términos de estas variables como:

$$2kdn_{core} \cos\theta_{core} - 2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{b+a}{1-b}} - 2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{b}{1-b}} = 2m\pi \quad (II.54)$$

El primer término de esta expresión se puede escribir en términos del número V:

$$\begin{aligned} 2kdn_{core} \cos\theta_{core} &= 2kd \sqrt{n_{core}^2 \cos^2 \theta_{core}} \\ &= 2kd \sqrt{n_{core}^2 - N^2} \\ &= 2V \sqrt{1-b} \end{aligned} \quad (II.55)$$

Finalmente la relación de dispersión se puede escribir así:

$$V \sqrt{1-b} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{b+a}{1-b}} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{b}{1-b}} = m\pi \quad (II.56)$$

Si se grafica esto para varios valores de m y de a, nos encontramos con las curvas de dispersión (figura II.7) las cuáles pueden ser utilizadas para cualquier diseño de guía de onda plana.

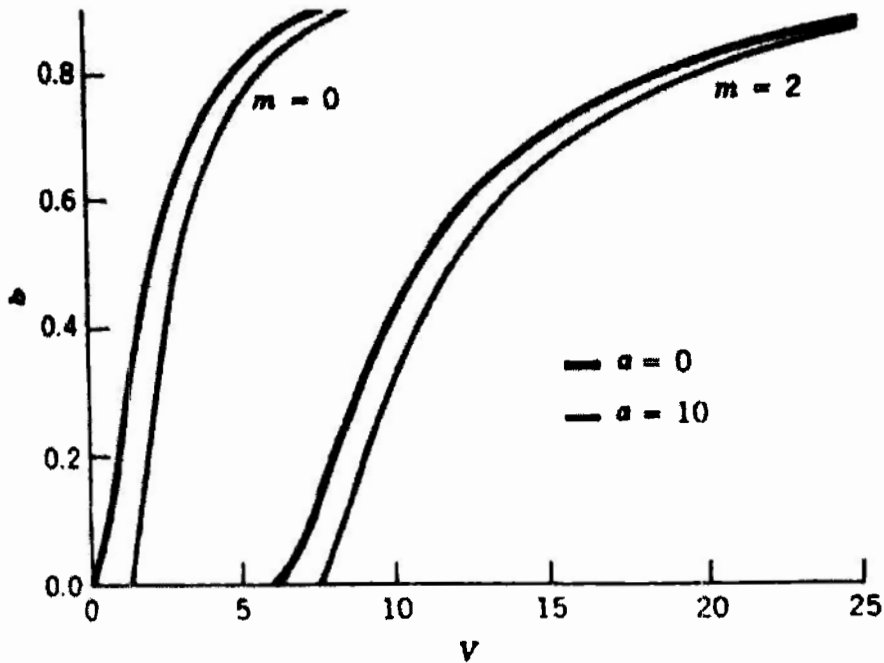


Figura 11.8: Curvas de dispersión; diagrama b-V normalizado para el primer y tercer modos de una guía asimétrica con un parámetro de asimetría igual a 10

Los parámetros usados en las soluciones gráficas discutidos anteriormente se pueden expresar en términos de los nuevos parámetros normalizados:

$$\kappa d = V\sqrt{1-b}, \quad \gamma_c d = V\sqrt{b+a}, \quad \gamma_s d = V\sqrt{b} \quad (11.57)$$

Esta última formulación de la relación de dispersión nos hace mucho más sencillo evaluar la condición de corte para cualquier modo m en una guía de onda.

2.1.9 Acoplamiento

Una técnica para excitar un modo de guía de onda es el acoplar la luz al extremo pulido de la capa dieléctrica, a lo largo de la dirección z y perpendicular al plano x,y .

Para explicar esta técnica consideraremos una guía de onda con escalón en el índice de refracción y usaremos la óptica geométrica para seguir la luz, introducida en el lado plano de la superficie de la guía, a través de la guía.

La guía de onda con escalón en el índice es una guía en la cuál el índice va aumentando si se va avanzando hacia el centro de la misma, teniendo así la capa con mayor índice de refracción en el centro, cubierta por dos capas (la inferior y la superior) con índice de refracción menor y siendo estas capas a su vez cubiertas por el aire ($n=1$), con un índice de refracción menor que las anteriores. Así, que como se puede observar de está definición, no se trata de nada diferente a la guía de onda mostrada previamente en la figura II.1.a.

La guía aceptara los rayos que incidan en la cara extremo de la guía con un ángulo menor al ángulo crítico. A este ángulo en el cuál los rayos son aceptados se le denomina ángulo de aceptación y se le asigna la siguiente notación: $\theta_{i,c}$.

El valor máximo de este ángulo se obtiene de analizar el hecho de que los rayos atrapados en la guía tienen que incidir en la interface núcleo/cubierta con un ángulo $\theta_{t,c}$ el cuál excede el ángulo crítico para la reflexión total.

Cuando se cumple este requerimiento, la luz queda atrapada dentro de la guía hasta que sale por el otro extremo.

Utilizando la figura II.5 se puede calcular el ángulo incidente $\theta_{i,c}$ máximo, de la siguiente forma:

$$\theta_2 \geq \theta_c = \sin^{-1} \frac{n_c}{n_{core}} \quad (II.58)$$

El ángulo $\theta_{i,c}$ se puede escribir en términos de los lados del triangulo mostrado en la figura II.5:

$$\begin{aligned} a^2 &= b^2 + c^2 \\ 1 &= \left(\frac{b}{a}\right)^2 + \left(\frac{c}{a}\right)^2 \\ \sin\theta_2 &= \frac{b}{a} \\ \left(\frac{c}{a}\right)^2 &= 1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2 \leq 1 - \left(\frac{n_c}{n_{core}}\right)^2 \end{aligned} \quad (II.59)$$

Los lados del triángulo de la figura II.5 también se pueden relacionar con el ángulo de transmisión θ_t , en la superficie frontal de la guía:

$$\frac{c}{a} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_c}{n_{core}}\right)^2} = \sin\theta_t \quad (II.60)$$

Por ley de Snell se puede relacionar el ángulo de transmisión con el ángulo de incidencia:

$$\frac{n_{core}}{n_0} = \frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_t} \quad (II.61)$$

Así escribimos el ángulo de aceptación como:

$$\sin\theta_i \leq \sin\theta_{NA} = \frac{n_{core}}{n_0} \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2} \quad (II.62)$$

Definiremos la apertura numérica en la guía en términos del ángulo de aceptación como:

$$\begin{aligned} NA &= n_0 \sin\theta_{NA} = n_{core} \sin\theta_t \\ NA &= n_{core} \sqrt{1 - \left(\frac{n_c}{n_{core}}\right)^2} = \sqrt{n_{core}^2 - n_c^2} \end{aligned} \quad (II.63)$$

La apertura numérica es proporcional al ángulo incidente más grande que la guía de onda puede aceptar y transmitir.

Es importante recalcar la importancia del ángulo crítico para acoplar el láser a la guía de onda ya que sin ello no habrá salida en nuestra guía de onda, con lo que resultará imposible la funcionalidad del sensor. También la comprensión de que todos los índices de refracción inciden en el comportamiento de la luz es la base del funcionamiento de la capa fotosensible del sensor.

Para el desarrollo del proyecto, una vez entendido el funcionamiento de la guía de onda, es necesario comprender otro paso fundamental: el intercambio iónico, el cual nos ayudará a generar el gradiente necesario para crear el efecto *mirage*.

2.2 Intercambio Iónico:

La técnica de intercambio iónico es una técnica que nos permite conseguir propiedades mecánicas especificadas en la superficie del sustrato de vidrio, además de crear en él una región de índice de refracción más alto para el confinamiento de la luz.

Esta técnica consiste en intercambiar un ión de dimensiones relativamente grandes, proveniente de una sal alcalina fundida, con uno más pequeño en el vidrio. Con esto se logra producir un esfuerzo concentrado en la superficie del vidrio que lo hace más resistente entre otras cosas. Además de esto el proceso permite aumentar o disminuir el índice de refracción por dos efectos: uno relativo al tamaño de los iones de intercambio y el otro a la polarizabilidad electrónica.

Para ejemplificar un poco el primer efecto podemos hablar de que si un ion pequeño como el Li^+ reemplaza a uno más grande como el Na^+ o el K^+ , se lograra producir una placa menos densa que usualmente tiene un índice de refracción más bajo y si el caso es opuesto (un ion de radio mayor reemplazando a uno de radio menor) la placa se expandiría a una estructura más densa elevando el índice de refracción.

Respecto al segundo efecto, la polarizabilidad electrónica, se habla de que si un ion de mayor polarizabilidad electrónica como Tl^+ , Cs^+ , Ag^+ , Rb^+ o K^+ reemplaza a un ion de menor polarizabilidad tal como el Na^+ se logra un incremento en el índice de refracción y de ser al revés se puede lograr el decremento en el índice de refracción de igual forma.

Para este proyecto se decidió utilizar vidrio del tipo soda lime (debido a su alto contenido de iones alcalinos, gran disponibilidad y muy bajo costo). Sin embargo este vidrio tiene también el inconveniente de ser de baja calidad óptica. Por otra parte tiene una alta concentración en sodio, siendo los iones de sodio unos de los más móviles en vidrios silicatos, lo cual lo hace muy buen material para el intercambio iónico. También con este material se tiene que la cantidad de pérdidas en la superficie es relativamente baja (una superficie muy lisa).

Otro de los inconvenientes de este vidrio es que frecuentemente se varia su composición lo cual altera parámetros típicos que da para cada lote el fabricante como lo son el índice de refracción, birrefringencia y homogeneidad. Es por esto que para este proyecto será de gran importancia el separar los sustratos por lote para tratar las muestras independientemente.

Es importante considerar para este proceso también el rango de temperaturas para poder realizar el intercambio, el cual se define de la siguiente manera:

- El valor mínimo estará sujeto al punto de fundición de las sales utilizadas
- El valor máximo tiene que ver con la sensibilidad a la temperatura de los diversos componentes involucrados en el intercambio.

También es importante considerar la transición vítrea (punto en el cuál se deforman por su propio peso) la cual se encuentra a partir de los 550°C y que normalmente se toma restándole 200°C para asegurarse de que no existan deformación de precisión de las superficies al final del proceso. Se ha encontrado que las temperaturas más adecuadas están entre los 40 y 60°C por encima del punto de fundición de la sal, ya que se asegura así una movilidad adecuada de los iones durante la fundición al mismo tiempo que se evaden los problemas asociados con las altas temperaturas.

2.2.1 Principio del intercambio iónico

Como se mencionó anteriormente el método de intercambio iónico consiste en la difusión de iones fuente, de mayor radio iónico o polarizabilidad eléctrica (coeficiente de refracción) con el sustrato.

En el intercambio iónico se modifican las propiedades ópticas del sustrato conduciendo a una elevación del índice de refracción. Este proceso puede ser de carácter puramente térmico, donde el sustrato es sumergido en un baño de sal fundida difundiendo así los iones en alguna dirección específica lo cual, crea una capa formando así una guía de onda plana del tipo de la de la siguiente figura:

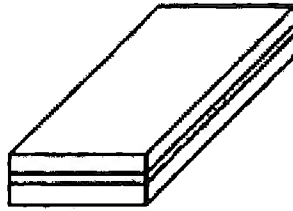


Figura II.9: Estructura guía de onda plana

2.2.2 La difusión durante el proceso

En los procesos térmicos aparece generalmente el fenómeno de difusión. La difusión es un proceso de transporte en el cuál se presenta el movimiento de una sustancia a través de una mezcla de está con otra sustancia debido al gradiente de concentración de la misma.

Específicamente en el caso de el proyecto, cuando se sumerge un substrato de vidrio que contiene iones de tipo A^+ en una sal fundida que contiene iones químicamente similares de tipo B^+ ambas concentraciones de iones estarán inicialmente fijas en la interfase del vidrio y la sal fundida, pero repentinamente estás empezaran a mezclarse desde los límites más cercanos a ella. La agitación térmica en la interfase producirá de esta manera colisiones aleatorias en las cuáles un ion B^+ reemplaza a uno A^+ para después difundir este proceso más allá de la misma. Los iones A^+ en la sal se alejan mucho más rápido de la superficie que los iones B^+ en el vidrio los cuáles invaden lentamente una capa muy delgada cerca de la superficie del substrato.

Este proceso puede ser acelerado a altas temperaturas ya que la agitación térmica es mayor y la estructura del vidrio menos rígida lo cual permite el intercambio con mayor facilidad.

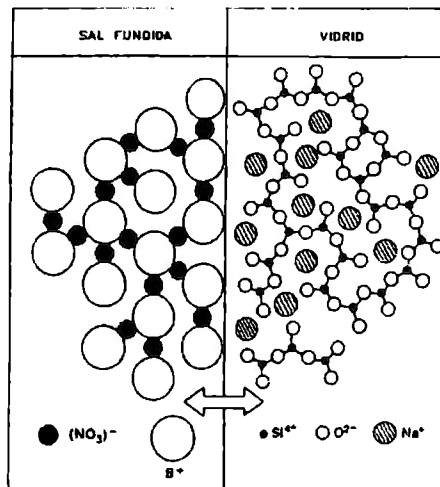


Figura II.10: Diagrama de la interfase sal fundida-vidrio ($A^+=Na^+$)

El intercambio continúa aún tras extraer el vidrio de la sal, mientras se mantenga a una temperatura elevada, de manera que los iones que penetraron al vidrio se redistribuyen por sí mismos para alcanzar el equilibrio. Nos referimos a equilibrio como la concentración uniforme de ambos iones B^+ y A^+ por todo el sustrato.

Para lograr esto se mueven hacia la profundidad del sustrato creando así un decremento en la concentración de la superficie. El proceso continúa hasta que la fuente de calor es retirada y el sustrato llega a una temperatura muy por debajo de la temperatura de intercambio. Esta temperatura no debe exceder los $350^\circ C$ puesto que de lo contrario se podría dañar la superficie del sustrato debido a la descomposición del nitrato y una excesiva relajación térmica en el vidrio.

Con este proceso se logra entonces un perfil de concentración que tiene un máximo en la superficie y disminuye gradualmente hacia el interior del sustrato.

El cambio de índice resultante del intercambio iónico se debe básicamente a que los iones participantes en él tienen diferente polarizabilidad electrónica y que estos ocupan un volumen diferente en el vidrio.

Existe un modelo para predecir el valor del cambio de índice resultante de intercambiar un ión por otro en la composición del vidrio, el cual se mostrará a continuación.

El índice de refracción n se puede expresar en términos de la refracción por unidad de volumen:

$$n = 1 + \frac{R_o}{V_o} \quad (II.64)$$

donde R_o es la refracción por mol de un átomo de oxígeno y V_o es el volumen de vidrio por mol de átomos de oxígeno (R_o y V_o tienen las mismas unidades).

La variación del índice de refracción Δn inducida en torno a los parámetros previamente definidos, se puede evaluar con la siguiente ecuación:

$$\Delta n \cong \frac{x}{V_o} \left(\Delta R - \frac{R_o}{V_o} \Delta V \right) \quad (II.65)$$

De esta ecuación podemos ver que la relación entre la concentración de iones nuevos en el vidrio (expresada por el término x) y el cambio de índice de refracción es lineal.

El modelo anteriormente mencionado funciona muy bien para cuando se tienen grandes cambios en el índice de refracción. Sin embargo, para el caso del intercambio iónico en capas delgadas de la superficie de substratos mucho más gruesos, no se puede permitir un cambio de volumen porque el substrato rígido resiste la tendencia a inclinarse o doblarse acomodando la expansión o compresión local. Es por esta situación que se desarrollan esfuerzos mecánicos cuya magnitud se puede apreciar comparando la proporción del grosor de la capa intercambiada con respecto al grosor del substrato.

Para describir la evolución de la concentración de iones podemos hablar de un modelo de Inter-difusión, el cual consiste principalmente en dos etapas: la primera describe el intercambio de iones que se encuentran sobre la superficie y la segunda la difusión de los iones intercambiados hacia la matriz vítrea.

2.2.3 Intercambio de iones en la superficie del vidrio:

La reacción química que describe el intercambio de iones A^+ y B^+ a través de la superficie del vidrio es: $A_{(vidrio)} + B_{(soln)} \rightleftharpoons A_{(soln)} + B_{(vidrio)}$

En esta reacción se tendrá una cinética diferente dependiendo de la concentración de especies disponibles y de la temperatura. Si la velocidad de la reacción cinética es entonces igual o mayor a la del fenómeno de difusión de los iones en el vidrio, se establecerá un equilibrio regulado por la constante de la reacción K, que se calcula de la siguiente forma:

$$K = \frac{C_A^{fuente} C_B^{vidrio}}{C_A^{vidrio} C_B^{fuente}} \quad (II.66)$$

donde C_i es la concentración de la especie i en el medio x .

Para preparar el baño de sal al cuál será sometido el substrato de vidrio será preparado de manera que contenga una gran cantidad de iones B^+ , por lo que se puede decir que constituye una fuente de concentración constante C_B^{fuente} durante el proceso. Así mismo se tiene una cantidad de iones A^+ que entran en la superficie del substrato a causa del baño de sal, que a pesar de ser mínima, puede ser también considerada como una constante C_A^{fuente} mientras ocurre la reacción.

En el instante inicial, el vidrio no contiene ion dopante B^+ alguno, por lo que supondremos que todos los iones A^+ son reemplazados por iones B^+ y podemos representar la conservación o equilibrio de estos elementos en ese momento como:

$$C_B^{vidrio}(t) + C_A^{vidrio}(t) = C_A^{vidrio}(0) \quad (II.67)$$

Para los iones dopantes B^+ , la concentración se mantiene constante durante el baño y es posible definir la fracción molar x_B como:

$$x_B = \frac{C_B^{fuente}}{C_B^{fuente} + C_A^{fuente}} \quad (II.68)$$

La concentración normalizada en la superficie del vidrio $C_{B,s}^{vidrio}$ está definida por:

$$C_{\text{superficie}} = \frac{C_B^{\text{vidrio}}}{C_A^{\text{vidrio}}(0)} \quad (II.69)$$

Tomando en cuenta las últimas definiciones podemos describir la constante de equilibrio K de la reacción de intercambio como:

$$K = \frac{(1 - x_B)C_{\text{superficie}}}{x_B(1 - C_{\text{superficie}})} \quad (II.70)$$

Y de la misma forma la concentración normalizada $C_{\text{superficie}}$ en los iones B+:

$$C_{\text{superficie}} = \frac{Kx_B}{1 + x_B(K - 1)} \quad (II.71)$$

De la última ecuación podemos ver como la concentración de dopantes en la superficie estará relacionada con la temperatura, a través de la constante K , y la concentración de iones dopantes en la sal, a través de x_B . De mantener estos parámetros fijos, tendríamos que la concentración en iones dopantes de la superficie de vidrio es constante para cualquiera que sea la duración de intercambio.

2.2.3 Inter-difusión a través del vidrio:

Como se mencionó en la descripción de intercambio en la interfase, se establece un equilibrio si la cinética en el intercambio es más rápida que los fenómenos de difusión. Siendo la concentración de iones dopantes una fuente de iones constante en la superficie del vidrio, la repartición de iones B+ ya intercambiados en está busca la homogeneidad intercambiándose con los siguientes iones A+ en el substrato del vidrio por lo que aparecen dos flujos opuestos de iones A+ y B+ creando un gradiente de concentración.

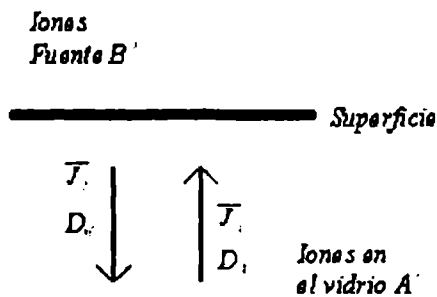


Figura II.11: Modelo de la difusión a través del vidrio.

Para el modelo matemático de esta fase será importante definir algunos conceptos antes. Primero el coeficiente de Stewart el cuál se puede escribir con los parámetros de la figura de la siguiente manera:

$$\alpha = 1 - \frac{D_B}{D_A} \tag{II.72}$$

Por otra parte está la difusión de Fick, la cual establece que donde se tiene presencia de zonas de carga o de espacios a través del substrato, se crea un campo eléctrico interno E_{in} , y que por ello es posible ajustar de manera voluntaria un campo eléctrico externo E_{ex} para acelerar o controlar la difusión.

Tomando estos dos conceptos en cuenta, obtenemos una expresión para la variación de concentración de iones en función del tiempo:

$$\frac{\partial}{\partial t}(x, y, t) = D_B \Delta c(x, y, t) \tag{II.73}$$

Esta ley de variación acepta una solución analítica considerando el problema en una dimensión y las condiciones en los límites de la difusión $c(0, t) = c_{superficie}$ y $c(\infty, t) = 0$.

$$c(x, y, t) = c_{\text{superficie}} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_B t}} \right) \quad (\text{II.74})$$

donde erfc es la función del error complementario que se define como:

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-t^2} dt \quad (\text{II.75})$$

El perfil de valores obtenidos a partir de esta ecuación permite definir la profundidad efectiva de difusión de los iones dopantes B+ como indica la siguiente ecuación:

$$d_{\text{eff}} = 2\sqrt{\alpha D_B t} \quad (\text{II.76})$$

El efecto que causa α se visualiza mejor para el intercambio iónico en una dimensión cuando nos se aplica un campo externo. La siguiente figura muestra una serie de perfiles de concentración simulados por diferentes valores del coeficiente de Stewart α .

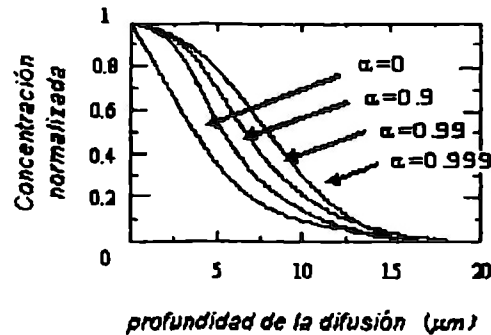


Figura II.12: Perfiles de concentración para diferentes valores de alfa.

Se observa que a medida que α se incrementa a partir de cero, la forma de la solución se va transformando de un perfil de la función error complementario a una función escalón. De aquí se puede deducir porque los procesos de intercambio iónico, permiten el mismo perfil en las diferencias del índice de refracción. El valor de α , entonces, depende de los iones utilizados y la composición del substrato de vidrio.

2.2.4 Análisis del modelo:

- Algunas limitaciones del modelo de difusión

Nos encontramos también con que el modelo propuesto tiene algunas limitaciones como lo es la correlación entre las variaciones de concentración en el índice, ya que está dada por una ecuación empírica que asegura que el cambio en el índice es creado por un cambio de polarizabilidad y no por esfuerzos mecánicos importantes.

Por otra parte si decimos que el proceso de intercambio iónico en la interfase es un fenómeno mucho más rápido con respecto a la difusión y que se establece un equilibrio en la superficie, esto implicaría también una concentración constante en iones dopantes C_{i_1, \dots, i_n} , y como consecuencia de esto, se observa que el equilibrio es establecido en el caso que los coeficientes de difusión D_A y D_i sean demasiado elevados.

El último límite que mencionaremos es respecto a las aproximaciones del fenómeno de difusión en sí, la cual supone la estructura de la matriz vítrea como homogénea, para poder considerar que los coeficientes de difusión D_A y D_i son constantes, pero variaciones locales en la estructura pueden modificar de cierta manera esta matriz involucrando intercambios de diversos iones.

- Ventajas de usar esta técnica para este proyecto

El intercambio iónico es una técnica muy conveniente para la fabricación de guías de onda por diversas razones, entre ellas:

- ⇒ Es un proceso simple y escalable a grandes volúmenes que produce guías de onda reproducibles y con bajas pérdidas de propagación.
- ⇒ El proceso ofrece además gran flexibilidad en la elección de los parámetros de fabricación como lo son el tiempo y la temperatura del intercambio así como la concentración de iones dopantes, por lo que puede ser optimizado para una gran gama de aplicaciones.

- ⇒ Las guías de onda fabricadas a partir de esta técnica son de excelente compatibilidad con las fibras ópticas por lo que minimizan las pérdidas por acoplamiento.
- ⇒ Se pueden hacer igualmente compatibles con otros materiales lo cual facilita el uso de polímeros no lineales y dispositivos hechos usando otros materiales como los detectores.

2.2.5 Elección del par a utilizar para el intercambio:

Son varios los tipos de iones que permiten un incremento en el índice de refracción del vidrio cuando son intercambiados con iones Na^+ , entre ellos Li^+ , Cs^+ , Rb^+ , K^+ , Ag^+ , Tl^+ .

Cada uno de estos tiene sus ventajas y desventajas para el intercambio por lo que es importante analizarlas para determinar el más apropiado para el proyecto.

Ion	Polarizabilidad Electrónica ($n_D^2 - 1$) A^3	Radio Iónico Å	Sales	Punto de Fundición °C	Punto de Descomposición °C	Incremento en el índice de refracción	Pérdidas en la guía de onda	Riesgos o dificultades en la fabricación
Na^+	0.41	0.95	$NaNO_3$	307	380	-		No
Li^+	0.03	0.65	$LiNO_3$	264	600	-0.01	>1db/cm	No
Tl^+	5.2	1.49	$TlNO_3$	206	430	0.1	<0.1db/cm	Toxico
Cs^+	3.34	1.65	$CsNO_3$	414	-	0.04	>1db/cm	Toxico
Ag^+	2.4	1.26	$AgNO_3$	212	444	0.1	>2db/cm	No
Rb^+	1.98	1.49	$RbNO_3$	310	-	0.015		Flamable
K^+	1.33	1.33	KNO_3	334	400	0.009	<0.2db/cm	No

Tabla II.2

El par seleccionado para el intercambio fue K^+-Na^+ por las siguientes razones:

- Existen pocos riesgos en la fabricación ya que la sal empleada no es una sustancia tóxica.
- Se puede tener un mayor control sobre el proceso, ya que los tiempos de intercambio relativamente largos (de varias horas) lo facilitan.
- Las pérdidas por propagación son de las más bajas siendo superadas sólo por el Tl^+ que resulta inconveniente por su toxicidad.

2.3 Conclusiones:

Este capítulo analizó la guía de onda presentando sus principales geometrías y ahondando en el modelo de la guía de onda plana ya que es este modelo el que nos facilita la comprensión de las mismas y a su vez el que más concierne a este proyecto. Se hizo también referencia a la propagación, el número de modos y la distribución de campos, todo esto con el fin de facilitar la comprensión de la propagación de la luz en la guía.

Además de esto, se trataron el intercambio iónico y la difusión como método de fabricación y se presentó su modelo matemático. Con esta información nos será posible optimizar el proceso de fabricación y caracterizar experimentalmente las guías obtenidas.

Así mismo se seleccionó el par de intercambio a utilizar tomando en consideración principalmente los riesgos.

2.4 Referencias bibliográficas:

- Saleh, Bahaa E. A. y Teich, Malvin Carl, "Fundamentals of Photonics", A Wiley Interscience Publication (Wiley series in pure and applied optics), 1991.
- Ramaswami, R. V. y Sivarajan, K. N., "Optical Networks" A practical perspective. Morgan Kuffman Publishers. pp.25-31 (1998).
- Guenther, R. "Modern Optics". John Wiley & Sons. pp.148-165 (1990).
- Ramaswami, R. V. y Srivastava, R., "Ion-Exchanged Glass Waveguides: A Review", Journal of lightwave technology vol.6 (6) pp. 984-1001(Junio,1988).
- Moiseev, V. V., "Ion Exchange and Constitution of Glass", Journal of Non-Crystalline Solids 42 pp.589-600 (1980).
- Bird, R.B, Stewart, W.E. & Lightfoot E.N. "Fenómenos de transporte". Editorial Reverte, Capítulo 16 (1973).
- B. L. Zimering and A. C. Boccara, "Applications of a compact photothermal-deflection-based setup for trace-gas detection in real-time *in situ* environmental monitoring and chemical analysis," Appl. Opt. **36**, 3188-3194 (1997)
- Salazar, A.; Sánchez-Lavega, A.; Fernández, J. "Theory of thermal diffusivity determination by the "mirage" technique in solids" Journal of Applied Physics, Volume 65, Issue 11, June 1, 1989, pp.4150-4156
- A.C. Boccara, D. Fournied, J. Badoz. "Thermo-optical spectroscopy: Detection by the 'mirage effect' " Appl Phys 36, 13-132
- Murphy, J. C.; Aamodt, L. C. "Photothermal spectroscopy using optical beam probing - Mirage effect". Journal of Applied Physics, vol. 51, Sept. 1980, p. 4580-4588
- Blaker, J. Warren. Optics--an introduction for students of engineering / J. Warren Blaker, William M. Rosenblum. New York : Macmillan Pub. Co. ; Toronto : Maxwell Macmillan Canada ; New York : Maxwell Macmillan International, c1993

CAPÍTULO 3: Simulaciones; Caracterización teórica de las guías de onda

En este capítulo se expondrán las simulaciones realizadas en Matlab, Comsol y Python para analizar el comportamiento teórico de las guías de onda realizadas. Este comprenderá en un inicio el programa de Matlab que nos permite calcular betas e índices de refracción efectiva, sirviendo como punto de inicio para las simulaciones posteriores en Comsol. Finalmente se analiza una simulación más en otro programa; Python. Con estas simulaciones se podrá tener una idea general de los resultados a esperar en la parte experimental, expuesta en el siguiente capítulo.

3.1 Programa en Matlab para el cálculo de betas e índices de refracción efectiva

Para calcular las constantes de propagación de los modos permitidos y los índices de refracción efectiva en una guía de onda plana de manera automatizada se realizó un programa en Matlab. Este programa tiene como entradas los índices de refracción de la cubierta, el núcleo y el substrato, el ancho del núcleo y la longitud de onda.

El procedimiento que emplea este programa para realizar el cálculo es el del método gráfico en el cuál se requiere calcular primero el vector de propagación en vacío, el cuál se calcula de la siguiente forma:

$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, posteriormente conociendo este valor se puede calcular el parámetro de asimetría con las siguiente ecuación:

$a = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{(n_1^2 + n_2^2)}$, luego variando en pasos la altura de la guía de onda, lo cuál simula el gradiente en el índice de refracción se va buscando la solución a la ecuación característica para $v=0,1,2$:

$$f(x) = v\pi + a \tan\left(\sqrt{\frac{x}{1-x}}\right) + a \tan\left(\sqrt{\frac{(x+a)}{1-x}}\right) - V\sqrt{1-x} \quad (III.1)$$

Para solucionar está ecuación el programa emplea el método de Newton Raphson por lo que se calculó primero la derivada de está función como:

$$f(x) = \frac{-90}{\pi(x-1)\sqrt{\frac{-x}{(x-1)}}} - \frac{90}{\pi(x-1)\sqrt{\frac{-(x+0.966)}{(x-1)}}} + \frac{V}{2\sqrt{1-x}} \quad (\text{III.2})$$

Y se fueron calculando valores de b conforme al método con la siguiente fórmula:

$x(i+1) = x(i) - \frac{f(i)}{f'(i)}$, este valor se guardaba como solución de b cuando el error relativo era menor que 0.000001. El error se calcula como:

$$\text{error} = |x(i+1) - x(i)|$$

Ya con el valor para b encontrado se pueden calcular los índices efectivos y las betas con las siguientes formulas:

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{b(n_f^2 - n_s^2) + n_s^2}$$

$$\beta = K_0 n_{\text{eff}} \quad (\text{III.3})$$

3.1.1 Código del programa

El código del programa elaborado se muestra a continuación:

```
clear all
nf=1.5; %Datos de entrada
nc=1;
ns=1.45;
h=1e-6; % se varia h para simular gradiente
lambda=0.635e-6; %longitud de onda del láser empleado
Ko=2*pi/lambda; %cálculo del vector de propagación en vacío
a=(ns^2-nc^2)/(nf^2-ns^2) %cálculo del parámetro de asimetría
```

```

cont=1;
pasos=50;
ps=h/pasos;

for hv=ps:ps:h

for v=0:1:2
% Método Newton Raphson para encontrar el valor de b,
x(1)=0.0000000001;
d=1;
error=1;
V(cont)=Ko*hv*sqrt(nf^2-ns^2);

while error>0.000001,

f(d)=v*pi+atan(sqrt(x(d)/(1-x(d))))+atan(sqrt((x(d)+a)/(1-x(d))))-V(cont)*sqrt(1-x(d));

fd(d)=-90/(pi*(x(d)-1)*sqrt(-x(d)/(x(d)-1)))-90/(pi*(x(d)-1)*sqrt(-(x(d)+a)/(x(d)-1)))+V(cont)/(2*sqrt(1-x(d)));

x(d+1)=x(d)-f(d)/fd(d);
error=abs(x(d+1)-x(d));
d=d+1;
end

b(v+cont)=x(d);
end

%cálculo de los índices eff. con la b encontrada
neff(cont)=sqrt(b(cont)*(nf^2-ns^2)+ns^2);

```



```
beta(cont)=Ko*neff(cont);

cont=cont+1;
end

%Se manda a pantalla los resultados

figure(1);
plot(b,'r.-');
title('b');
axis tight;

figure(2);
plot(neff,'b.-');
title('neff');
axis tight;

figure(3);
plot(beta,'g.-');
title('beta');
axis tight;

b
neff
beta
```

3.1.2 imágenes del programa corriendo:

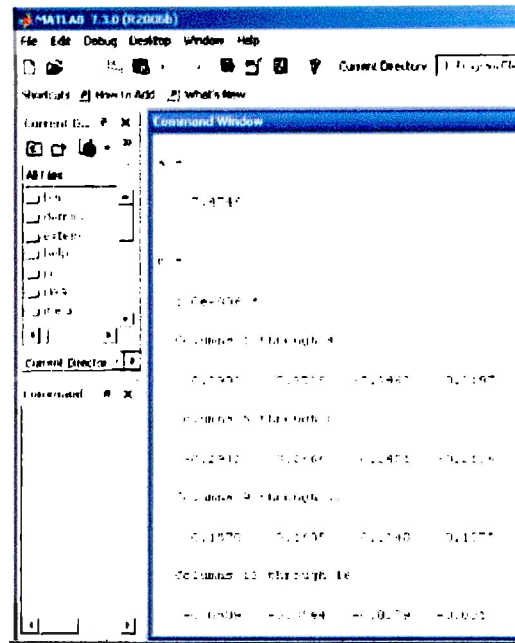


Figura III.1: Aquí se muestran los resultados del cálculo del parámetro de asimetría, así como algunas de las bs calculadas en la iteración

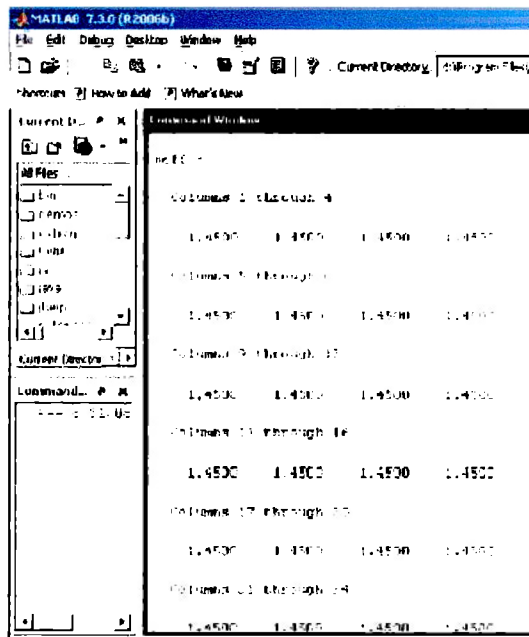


Figura III.2: Aquí se muestran los resultados para el cálculo del índice de refracción efectivo

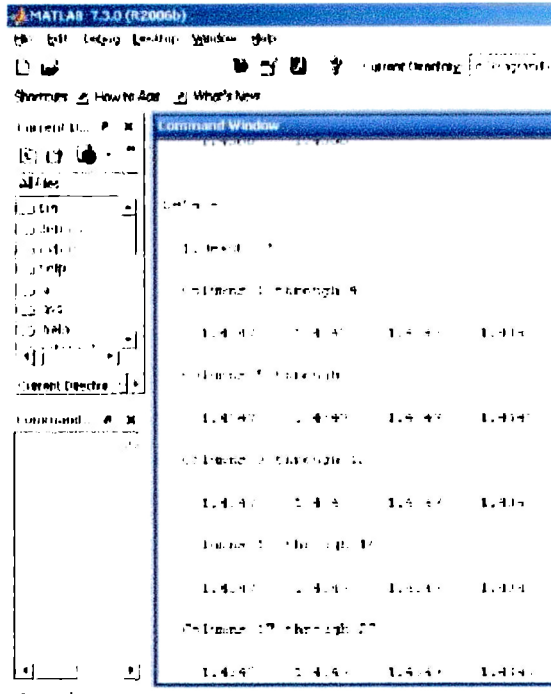


Figura III.3: Los resultados obtenidos para el cálculo de la beta

3.2 Simulaciones en COMSOL

Comsol es un programa para el análisis de elemento finito que además permite solucionar ecuaciones de aplicaciones físicas y de la ingeniería. El programa ya tiene cargadas las ecuaciones diferenciales empleadas para varias aplicaciones, sin embargo, se le puede cargar cualquier ecuación diferencial que se requiera manualmente.

La secuencia básica para realizar la solución de un problema en este programa es:

- Realizar el modelo gráfico
- Dar las propiedades de cada parte del modelo al programa
- Especificar el tipo de mallado para la solución del problema
- Solucionar el problema
- Ver la solución específica de interés

Así para la simulación empleamos el modelo que se muestra en la figura III.4 que es la vista en la dirección de propagación de la guía de onda para el caso de una guía de onda plana normal, sin el gradiente en el índice de refracción. En esta figura se pusieron tamaños aproximados a los de las guías que serían fabricadas en la etapa experimental. Además de esto se emplearían para solucionar el problema la ecuación de Helmholtz la cuál se encuentra ya cargada en el programa.

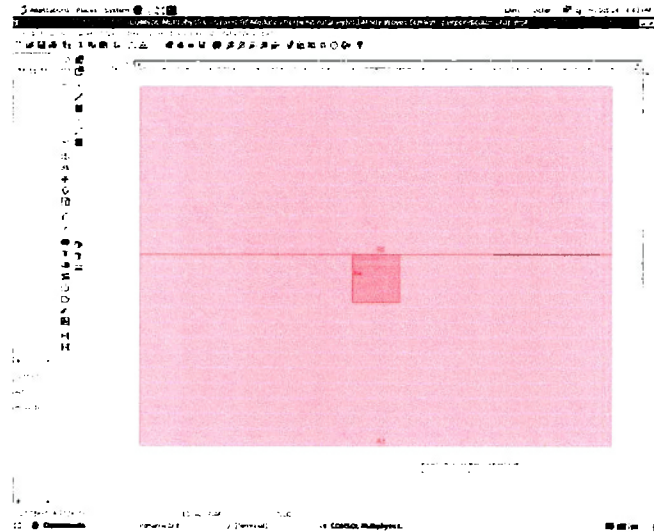


Figura III.4: Modelo geométrico empleado para la simulación

Se definió entonces aire como la capa superior ($n=1$), vidrio intercambiado para el núcleo ($n=1.5$) y vidrio para la capa inferior ($n=1.4$).

Posteriormente se definió el punto de excitación y el mallado obteniendo un modelo similar al que se muestra en la figura III.5:

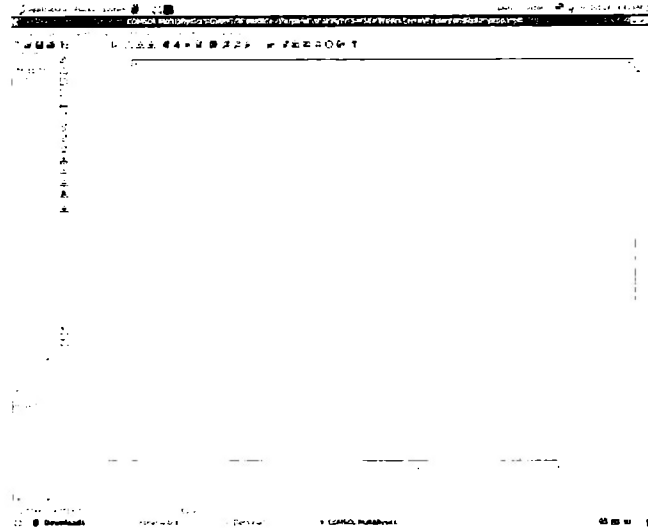


Figura III.5: Mallado para la solución del problema

Así usando el mallado previamente expuesto se solucionó el problema obteniendo el siguiente resultado:

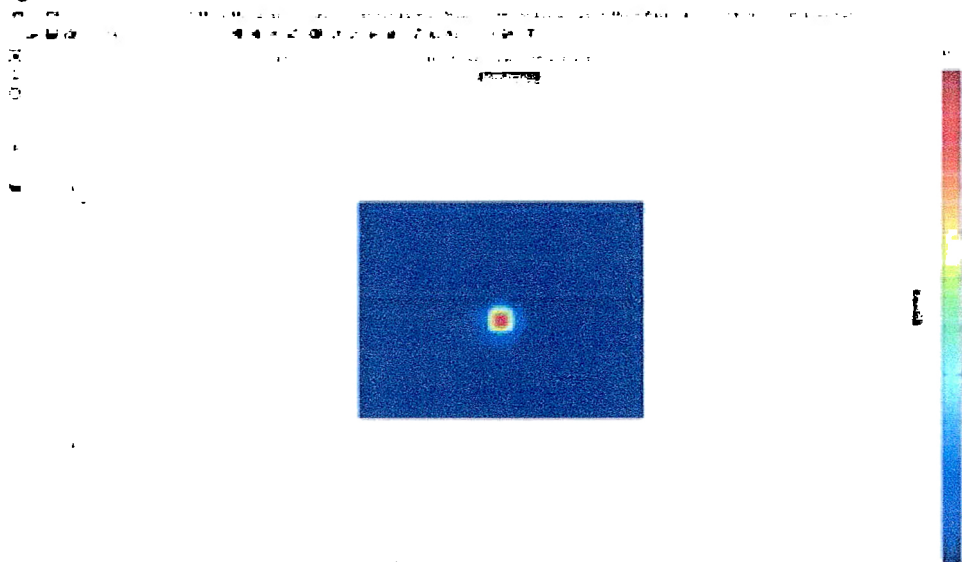


Figura III.6: Se observa el resultado de la simulación con la escala de la derecha, que representa mayor potencia en la superficie para el punto en rojo, y menor para el azul oscuro.

Como se puede observar en la figura III.6, la luz se confina y transmite en el núcleo de la guía.

Posteriormente se realizaron simulaciones en las que se ponía un núcleo de forma semi- triangular. Esto simulaba el efecto de un gradiente en el índice de refracción,

los parámetros se fueron estableciendo conforme a lo del ejemplo anterior, obteniendo como resultado un desplazamiento del modo transmitido. Efecto que se puede observar en las siguientes figuras:

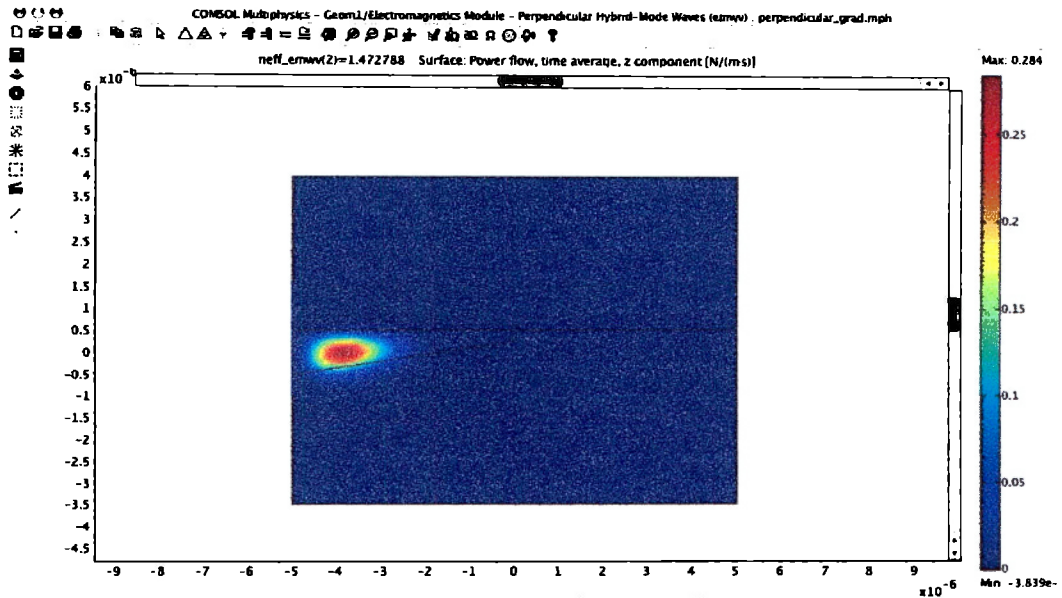


Figura III.7: Simulación con gradiente en el índice de refracción. Se puede ver el modo desplazado

La figura III.8 nos muestra una guía de onda con perfil triangular, lo cuál al igual que en la anterior simula el gradiente en el índice de refracción. La figura III.9 nos muestra la misma guía de onda de la figura III.8 pero ahora con una capa de película delgada con un índice de refracción de 1.45, lo cuál simula a la película de material sensible. Se puede observar que al variar el índice de reflexión de esta capa la deflexión del haz aumenta, por lo que se observa con un mayor desplazamiento con respecto al de la primera figura (III.8).

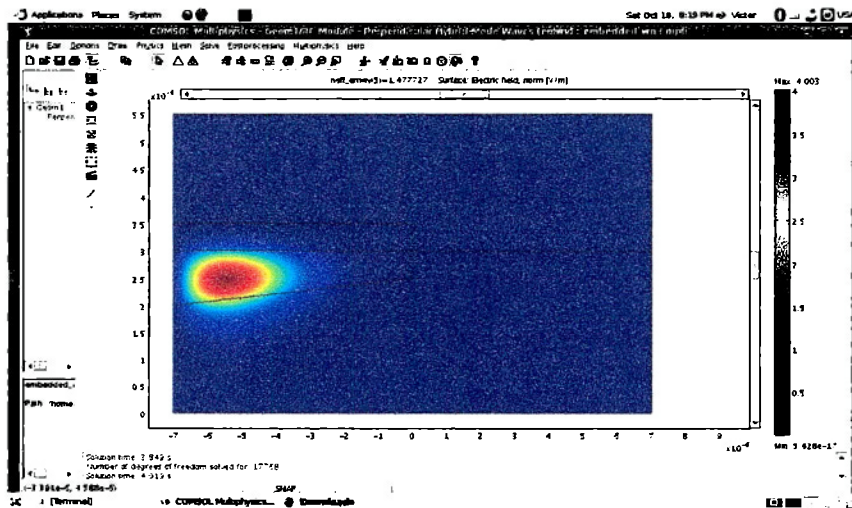


Figura III.8: Simulación de guía de onda con gradiente en el índice de refracción.

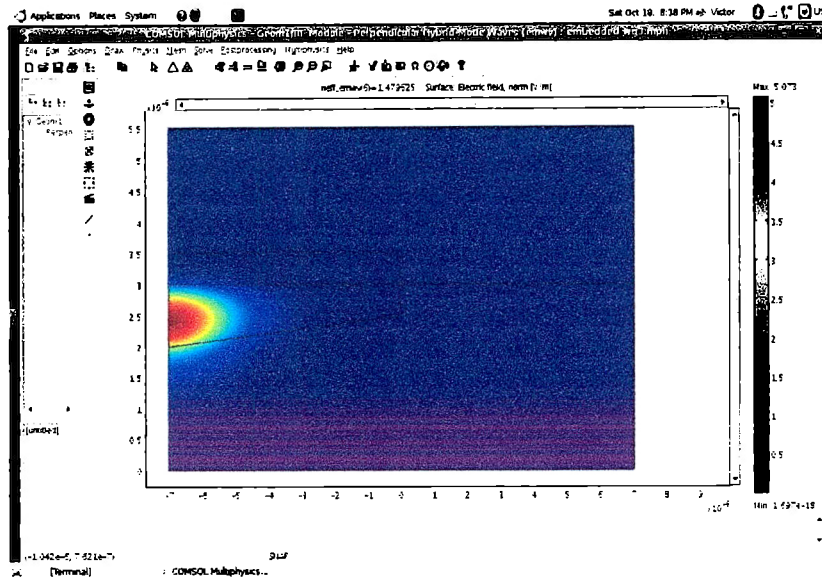


Figura III.9: Simulación de guía de onda con gradiente en el índice de refracción con una capa de película de material sensible con $n=1.45$.

De estas simulaciones se puede concluir que definitivamente puede darse el desplazamiento del modo guiado si se logra crear una capa con la configuración planteada por estas simulaciones.

3.3 Simulaciones con Python

Python es un lenguaje multipropósito de alto nivel que fue diseñado pensando en la productividad del programador y en la fácil lectura del código por lo que emplea sintaxis y semánticas minimalistas mientras que la librería estándar es grande y comprensible.

Las simulaciones realizadas en el lenguaje anteriormente mencionado se realizaron bajo una librería de nombre CAMFR (CAvity Modelling Framework), la cuál sirve para solucionar ecuaciones de Maxwell en su forma vectorial por lo que es útil para resolver problemas electromagnéticos en general, sin embargo, su foco principal de aplicación es el campo de la fotónica.

Esta basado en una combinación de la expansión del Eigenmodo y las condiciones de frontera avanzadas como capas perfectamente adaptadas. Esta librería se puede usar para calcular la matriz de dispersión de una estructura, el campo dentro de una estructura para una excitación dada, los diagramas de banda para una estructura periódica infinita, las ganancias d y resonancia de

longitud de onda para modos laser, la respuesta a una fuente de corriente en una cavidad arbitraria o o estructuras terminadas por la repetición semi-infinita de otra estructura entre otras. Estos cálculos se pueden hacer para geometrías 2D del tipo estructuras cartesianas o en 3D para estructuras cilíndricas simétricas.

Para definir las estructuras se puede hacer fácilmente capa por capa o usando formas geométricas primitivas. Así mismo se cuenta con rutinas integradas para graficar para poder tener una retroalimentación de simulación rápida.

Los resultados obtenidos de simular con este programa se muestran a continuación:

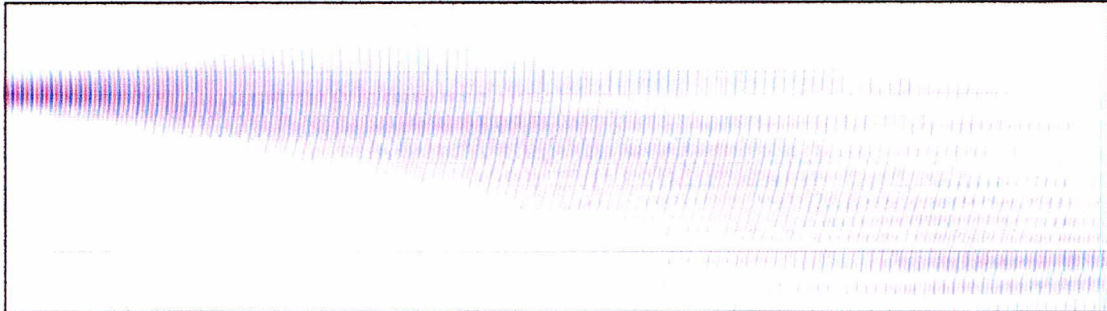


Figura III.10: Se muestra una guía de onda con mayor índice de refracción en la parte superior que en la inferior, la luz se desvía hacia la zona de mayor índice de refracción

La figura III.10 muestra la dirección seguida por el haz de luz dentro de la guía de onda con un gradiente en el índice de refracción, a manera que conforme va aumentando el índice de refracción en la zona inferior, se va desviando el haz hacia esta zona.

3.4 Importancia de estas simulaciones

Las simulaciones anteriormente mostradas nos prueban que de poderse fabricar una guía de onda con gradiente en el índice de refracción se lograría tener una desviación de la luz significativa, la cuál a su vez se acentuaría al colocar una capa de material sensible para completar el modelo del sensor. De esta manera, caracterizando nuestra guía de onda y posteriormente nuestro sistema de guía de onda y material sensible (sensor) podríamos detectar la presencia de algún gas en el ambiente, ya que dependiendo de la concentración del mismo el material sensible se vería afectado por el modificando así su índice de refracción y a su vez la deflexión de la luz en el sistema.

Los cálculos realizados con el programa de Matlab nos dieron una primera aproximación de los índices de refracción efectivos, lo cuál nos permitía tener un punto de partida para las simulaciones realizadas con Comsol, finalmente las simulaciones en Python nos permitieron ver la trayectoria completa del haz de luz dentro de la guía gracias a la vista empleada para las mismas.

Además de esto, la congruencia en las simulaciones de Comsol con respecto a las de Python nos da mayor seguridad respecto al comportamiento a esperar en nuestras guías de onda y posteriormente en el sensor óptico. De los resultados obtenidos mediante las simulaciones partiremos para contrastarlos con los resultados de la parte práctica la cuál se expone en el siguiente capítulo.

CAPÍTULO 4: Fase experimental

La fase experimental del proyecto está compuesta por cuatro fases importantes:

- Preparación para el intercambio
- Intercambio iónico
- Preparación de los experimentos
- Experimentos

A lo largo de este capítulo se explicará cada una de estas fases y las pruebas realizadas así como sus resultados y las acciones que estos conllevaron.

Empezaremos entonces por lo más básico; la preparación del horno y otros accesorios necesarios para llevar a cabo los intercambios iónicos.

4.1 Preparación para el intercambio iónico

Una parte esencial del trabajo es el intercambio iónico anteriormente descrito. Para realizar dicho proceso necesitamos cierta infraestructura que nos permita fundir el químico necesario, en este caso nitrato de potasio, y mantener una temperatura que no varíe mucho durante un periodo prolongado.

Para cumplir con lo anterior se utilizó un horno que permite llegar y superar la temperatura de fusión del KNO_3 , es decir aproximadamente 340°C y que es controlado por un sistema PID para estabilizar la temperatura.

Instrumentos

- Horno

El horno que utilizamos demanda 220V de la línea de alimentación por lo que ésta tuvo que adaptarse para que pudiéramos hacer uso de él. Además cuenta con un orificio de aproximadamente 20cms de diámetro donde se introdujo el sustrato y se alcanza la temperatura mencionada.

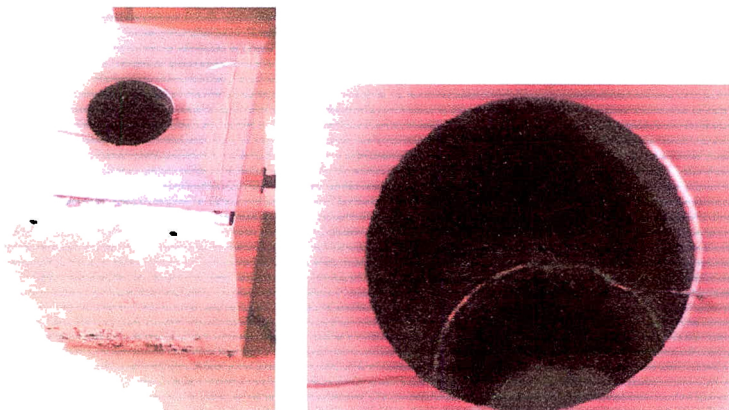


Figura IV.1: Horno

- Controlador PID

El instrumento más importante para el proceso, es el controlador PID. Contamos con un controlador que tiene la función de auto-sintonizarse.

Para que el controlador pudiera medir y regular la temperatura del horno, es necesario contar con dos termopares. Existen varios tipos de termopares, tipo K, tipo N, tipo L, etc. Nosotros utilizamos termopares del tipo K, ya que presentaban la ventaja de tener un rango de medición de -100°C hasta 1370°C , suficiente para los propósitos del intercambio iónico.

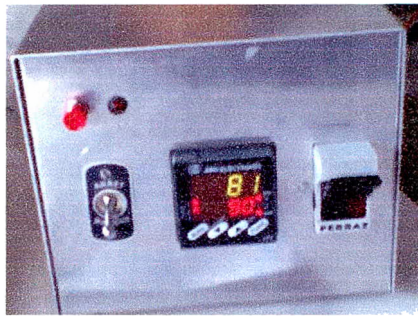


Figura IV.2: Controlador PID

- Termómetro Digital

Así mismo para verificar las temperaturas que marcaba el controlador, utilizamos un termómetro digital que también marcaba la temperatura por medio de un termopar tipo K. Es importante señalar que este termómetro fue previamente verificado al hacer comparaciones con un termómetro de mercurio a temperaturas menores de 100°C .



Figura IV.3: Termómetro

4.1.1 Calibración del horno con el controlador

Como cualquier controlador PID tenemos que elegir los parámetros más adecuados para evitar un sobrepaso mayor permitido por el proceso:

- Pb Banda Proporcional P
- Ti Tiempo de Integración I
- Td Tiempo de Derivación D

Sin embargo todo esto es simplificado porque el controlador con el que contamos, tiene una función automática de sintonía y basta con señalar parámetros menos específicos y obtendremos una salida controlada después de unos minutos.

Entre los parámetros que hay que definir en el controlador son:

- Punto Objetivo o *Set Point*.
- Si se desea que se auto-sintonice mediante el algoritmo *SMART*.
- Alarmas de histéresis y de algún objetivo alcanzado.
- Pb, Ti, Td
- Precarga integral
- Límite superior del punto objetivo
- Límite inferior del punto objetivo

Debido a que el proceso de intercambio iónico no requiere periodos de duración de segundos o minutos sino de horas, optamos por usar la función de auto-sintonía

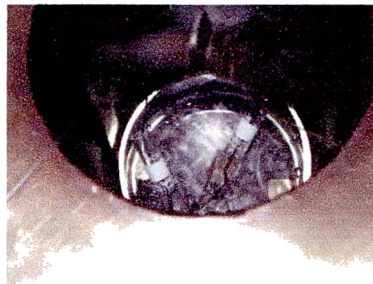


Figura IV.4: Agua en vaso precipitado con termopares

Las primeras mediciones que hicimos fueron calentando 100 ml agua de la llave en un vaso de precipitado ajustando el controlador con los siguientes parámetros:

- ◆ Punto Objetivo 90° C
- ◆ Límite superior 95° C
- ◆ Límite inferior 71 ° C

Tomando mediciones con un intervalo de 5 minutos encontramos que:

Minutos	Termómetro Digital Auxiliar	Controlador
0	21.4	18
5	31.6	31
10	51.6	57
15	74.1	80
20	85.9	94
25	94	102
30	95.8	103
35	95.5	104
40	94.9	105
45	96.5	109

Tabla IV.1

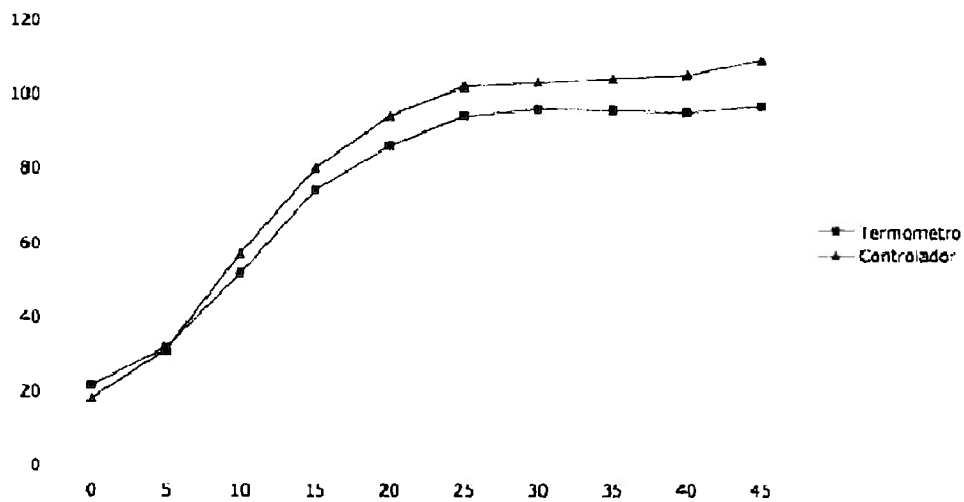


Figura IV.5: Control de temperatura 1

La segunda medición fue con 100ml de agua sin destilar los siguientes parámetros:

- ◆ Punto Objetivo 90° C
- ◆ Límite superior 91° C
- ◆ Límite inferior 89 ° C

Se obtuvieron los siguientes resultados:

Minutos	Termómetro Digital Auxiliar	Controlador
0	22	20
5	24.6	23
10	37.2	37
15	60	62
20	85	90
25	92.9	98
30	93	100
35	93.3	101
40	93.4	102
45	91.7	101
50	92.4	102
55	90.3	100
60	92	99

Tabla IV.2

Prueba2: sp90, r189, rh91

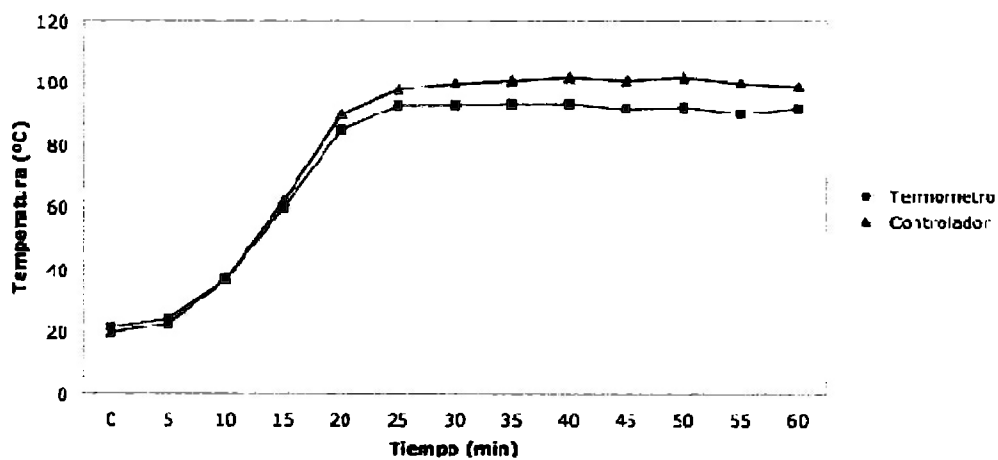


Figura IV.6: Control de temperatura 2

Como podemos observar en la Figura IV.5 y IV.6, ajustando los parámetros de SetPoint (SP), límite inferior (RI) y límite superior (Rh), podemos obtener un control de temperatura lo suficientemente estable para nuestros experimentos.

4.1.2 Aditamentos para el horno

Para comenzar con la fase experimental mientras se calibraba el horno se realizaron varios depósitos de aluminio sobre portaobjetos de vidrio los cuáles son utilizados para hacer el intercambio iónico.

Por otra parte se hicieron dos aditamentos para poder meter y sacar el sustrato de una manera mucho más sencilla y efectiva. Estos consistieron en una base de metal para sostener el vaso de precipitados (Figura IV.7), así como una pequeña rejilla del tamaño de un portaobjetos con ganchos al final del alambre para colgarla a la estructura anterior (Figura IV.8).

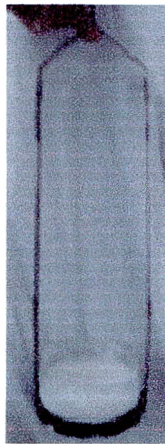


Figura IV.7: arreglo 1



Figura IV.8: arreglo 2

El primer arreglo se realizó con la intención de poder subir y bajar el vaso de precipitados con mayor facilidad y menor riesgo. El segundo arreglo tuvo como objetivo el poder bajar el sustrato de vidrio sin necesidad de subir el vaso de precipitados para ello, ya que esto alteraría su temperatura.

4.2 Intercambios iónicos

La metodología para realizar el intercambio iónico es la siguiente:

- Se prende el horno ya sintonizado y con el límite superior e inferior fijados en 375 grados.
- Se llena el vaso de precipitados con la sal (Nitrato de potasio) y se introduce al horno.

- Posteriormente cuando el horno alcanza la temperatura indicada y el Nitrato de potasio se ha fundido, se rellena el vasito con un poco más de la sal para asegurar que al introducir el sustrato quede completamente cubierto.
- Cuando el horno se estabiliza en la temperatura (la de 375 grados), se introduce el sustrato con el depósito de aluminio y se deja a intercambiar durante el tiempo preestablecido.
- Al terminar ese tiempo se apaga el horno y se retira el sustrato ya intercambiado, se enjuaga con agua para quitarle el resto de las sales que le quedan pegadas y se seca con aire comprimido.
- Posteriormente se marca de que lado se encontraba el aluminio y de que lado se había realizado el intercambio para poder proceder a retirar el aluminio.
- El aluminio se retira realizando un pequeño lavado con jabón dextrán. Para esto se coloca el sustrato en un vaso de precipitados y se le pone este jabón encima hasta que lo cubra por completo. Después se calienta un poco con una parilla eléctrica y se mueve el sustrato ligeramente.
- Con este procedimiento se retira por completo el aluminio y queda solamente el vidrio que se dopo con los iones de la sal previamente, es por eso que resulta tan importante marcar el sustrato antes de remover el aluminio.
- Después de ese procedimiento se vuelve a enjuagar el vidrio con agua para retirar los restos de jabón y nuevamente se seca con aire comprimido.
- De esta forma se tiene el sustrato ya listo para realizar las pruebas.
- Por otra parte es importante señalar que la sal fundida del horno se debe sacar todavía en ese estado y dividir de preferencia en dos vasos de precipitados que deben ser colocados ligeramente del lado para evitar que al solidificarse de nuevo la sal reviente los vasos.

4.3 Preparación de los experimentos

Ya con los sustratos intercambiados y listos se prepararon para el acoplamiento de la luz. Para ello, se cortaron de ambos lados en forma que quedara un escalón para la luz. Como se muestra en la ilustración:

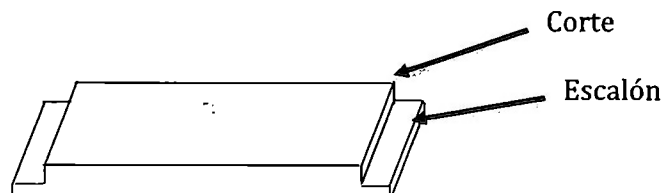


Figura IV.9: Corte y escalón

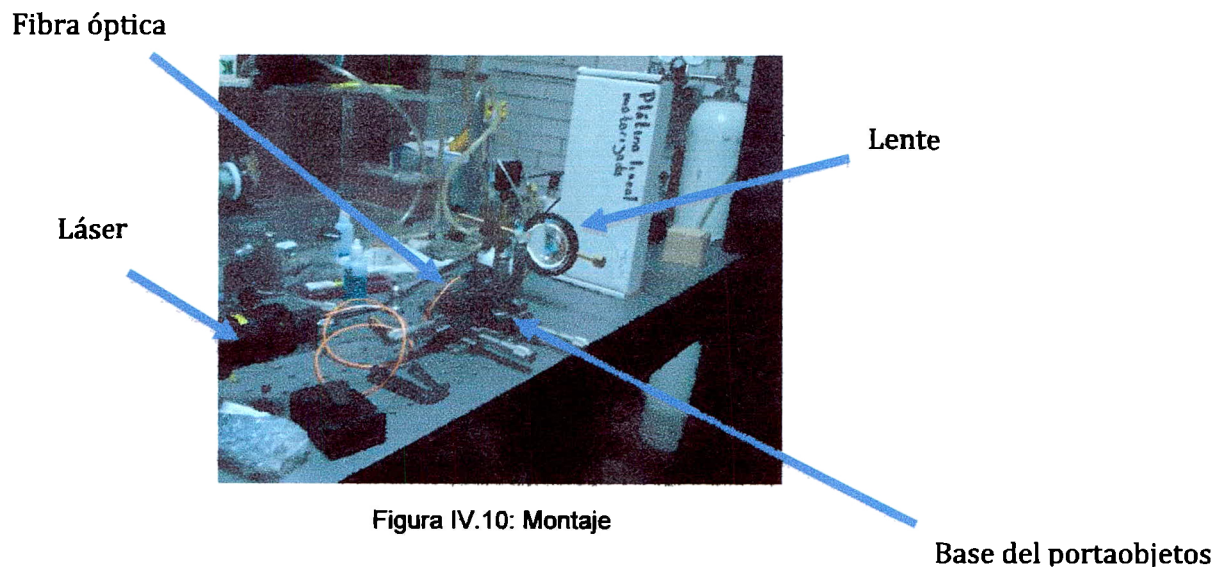
Para lograr este escalón es necesario pasar la cortadora varias veces modificando cada vez un poco la posición del vidrio. Ya que se llevó acabo este proceso se

toma el vidrio y haciendo fuerza en ambos extremos se rompe. De esta manera queda un escalón, el cuál no es uniforme por lo que es necesario pulirlo hasta que quede perfectamente plano. Este pulido al mismo tiempo ayuda para poder acoplar el láser a la guía de onda.

El pulido se hace con diferentes lijas que varían en su granulado. Primero se pasa por una lija de calibre 400, que es comúnmente usada para madera. Se pule hasta tener un color uniforme y no apreciar variaciones en el escalón. Se continúa con otra lija con un granulado más fino y se repite el proceso de la lija anterior y se prosigue con varios papeles de lija cada vez más finos hasta llegar al papel óptico que permite tener variaciones mínimas sólo observables con un microscopio.

Una vez pulidas los vidrios, se intentó acoplar la luz para observar su comportamiento a la salida de nuestra guía de onda. La luz empleada para este experimento fue un láser con una longitud de onda de 0.635 micras; luz roja visible. A la salida de la guía de onda se montó también una lente debido a que en los primeros experimentos se detectó que existían problemas para visualizar la luz a la salida ya que está se dispersaba demasiado. La finalidad de esta lente es la de concentrar de nuevo la luz que se dispersaba al salir de la guía de onda plana para así poderla analizar con mayor facilidad. El sustrato se colocaba sobre una base con movilidad en tres dimensiones, así mismo la fibra óptica que acoplaba el láser a la guía también podía ser manipulado en 3 direcciones.

A continuación se muestra el montaje empleado:



4.4 Experimentos

Las pruebas realizadas se dividieron en 4 bloques.

4.4.1 Primer bloque de pruebas

El primer bloque de pruebas se realizó con la configuración mostrada en la figura IV.11. Se realizaron tres depósitos el primero de una longitud de aproximadamente el 50% del portaobjetos, el segundo de alrededor de 75% y el tercero del 90%. Los tiempos del intercambio fueron fijados con base en la longitud del depósito de la siguiente forma:

Sustrato	Longitud del depósito	Tiempo de intercambio
1	50%	3hrs
2	75%	5hrs
3	90%	7hrs

Tabla IV.3

Los tiempos de intercambio se eligieron de esta manera pensando en obtener resultados más o menos similares en todos los sustratos ya que al existir un depósito más largo la barrera para los iones sería mayor y el espacio para intercambiarse sería menor por lo que se asume se necesitará de un tiempo más largo para intercambiar la misma cantidad de iones que con un depósito de menor longitud.

Este depósito va desvaneciéndose a lo largo de su longitud siendo siempre más concentrado en la orilla y perdiendo tono conforme se acerca a la parte sin depósito; esto se ve más claramente en la figura IV.12.

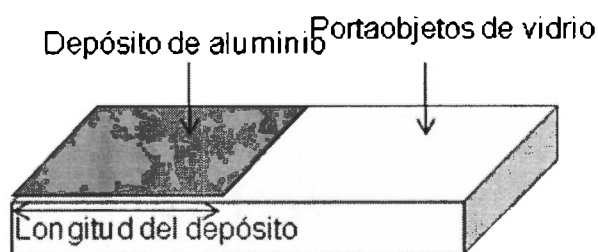


Figura IV.11: Configuración del depósito primer bloque

Depósito
de
aluminio

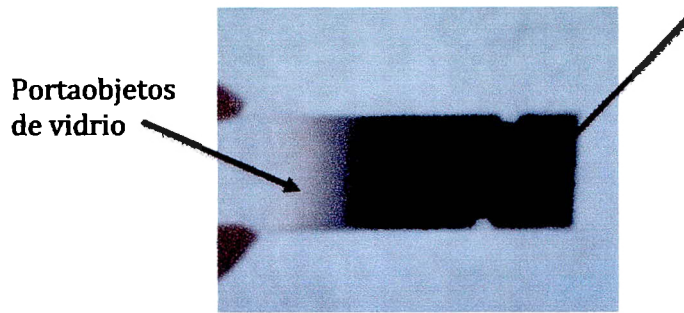


Figura IV.12: foto del depósito

Resultados

El comportamiento esperado es obtener una desviación en el ángulo que fuera visible a la salida del sustrato, sin embargo, esto no ocurrió. No sólo no se logró ver la desviación en ángulo de la luz, ni siquiera se pudo acoplar esta a la guía, por lo que no se pudo comprobar ni el efecto *Mirage* ni la transmisión de luz dentro de los sustratos de vidrio. Es probable que los tiempos de intercambio no hayan sido lo suficientemente largos por lo que las guías de onda no se alcanzaban a formar del todo.

Como consecuencia de lo ocurrido en estos primeros experimentos decidimos regresar a las bases y comprobar primero que el intercambio iónico realmente se estaba dando y que se llegaban a formar las guías de onda. Para ello realizaríamos una segunda corrida en la que se someterían al intercambio iónico portaobjetos de vidrio sin depósito alguno.

4.4.2 Segundo bloque de pruebas

Para el segundo bloque se decidió tomar el tiempo más largo de intercambio que el del bloque anterior (7hrs) y realizar también dos pruebas adicionales con 2hrs más (9hrs) y con dos menos (5hrs) para verificar el tiempo necesario de intercambio iónico para formar la guía de onda.

Resultados

Para los sustratos de 5hrs y 7hrs no se logró el confinamiento de la luz, obteniendo resultados similares a los de la corrida anterior. Sin embargo para el intercambio de 9hrs se logró confinar la luz y se observó una línea recta a la salida, la cuál comprobaba la existencia de la guía. Se observaba la salida de la guía como una línea y no como un punto debido a que el intercambio se da a lo largo de toda la superficie de la guía de onda plana que no es de tipo canal por lo que a pesar de que el láser acoplado es puntual la luz se dispersa dentro de la guía a lo largo de toda la superficie, lo cuál ensancha el punto que normalmente se vería a la salida convirtiéndolo en una línea tal cual se muestra en el capítulo 3. De esta corrida se aprendió que se requiere cuando menos de 9hrs de intercambio iónico para formar la guía de onda, comprobando así también que el método de

intercambio iónico es lo suficientemente efectivo, al menos para la fabricación de guías de onda planas con núcleo de índice de refracción constante.

La siguiente corrida sería entonces con la intención de comprobar la formación de una guía de onda plana con un gradiente en el índice de refracción y el efecto *Mirage* asociado a ello.

4.4.3 Tercer bloque de pruebas

El tercer bloque se hizo cambiando la dirección del depósito de aluminio haciéndolo paralelo a la dirección de propagación de la luz como se muestra en la Figura IV.13 Esta modificación se hizo con la finalidad de hacer más clara la desviación de la luz ya que, con el depósito en esa dirección, el haz de luz tendría una longitud mayor dentro de la guía para ver la diferencia en el índice de refracción y nos daría como resultado un corrimiento del haz más pronunciado a la salida en el eje horizontal en lugar del que se debía de dar con la configuración anterior que además era sobre el eje y lo que también lo hacía más difícil de observar.

Además de esto se decidió tomar un tiempo mayor al mínimo descubierto en el bloque anterior con el fin de asegurar el intercambio iónico, este fue de 10hrs.

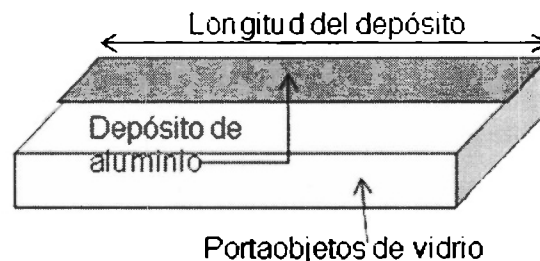


Figura IV.13: Configuración depósito segundo bloque

Resultados

Los resultados de este bloque no fueron lo suficientemente claros, creemos haber observado una pequeña desviación de la luz, sin embargo, la observación no es lo suficientemente contundente. Es probable que la desviación de la luz sea en realidad muy difícil de observar debido a que el intercambio está formando una capa de menos de una micra de ancho, también es posible que el aluminio se esté oxidando durante el intercambio iónico. Para mejorar el experimento en términos del primer problema se puede cambiar las sales empleadas en el intercambio iónico por algunas que nos permitan un cambio mayor en el índice de refracción como las sales de plata, por ejemplo, sin embargo esto no será posible para nuestro proyecto debido a que no contamos con la infraestructura necesaria para realizar un intercambio de ese tipo ya que los vapores de las sales de plata son altamente tóxicas. Es por ello que en lugar de cambiar las sales para el intercambio se decidió alargar los tiempos de intercambio a más del doble, buscando así mejorar el ancho del núcleo de nuestra de guía de onda.

Para mejorar en el segundo aspecto, la posible oxidación del aluminio, se realizarán nuevas pruebas ahora con depósitos de titanio debido a que este metal es mucho más resistente.

También será importante buscar un punto de comparación entre la luz confinada en una guía de onda normal y la luz que se confina en nuestra guía de onda con gradiente en el índice de refracción de esta manera la desviación de la luz sería más clara pudiendo así comparar directamente las salidas.

4.4.4 Cuarto bloque de pruebas

Para el cuarto bloque se modificaron los aspectos anteriormente mencionados, tomando una nueva configuración para el depósito ahora hecho en una muestra con aluminio y en la otra con titanio. Este depósito se haría ahora solo a lo largo de la mitad del sustrato, como se muestra en la figura IV.14, con la finalidad de poder cortarlo a la mitad al terminar el intercambio obteniendo así dos guías de onda; una normal y la otra con un gradiente en el índice de refracción. De esta manera se garantiza que los intercambios se hayan llevado a cabo en exactamente las mismas condiciones para los dos casos (con y sin depósito) y se puede hacer una comparación válida entre los resultados obtenidos para ambas guías.

Los tiempos de intercambio se alargaron para estas pruebas hasta las 24hrs.

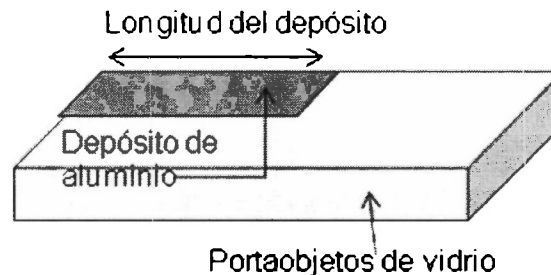


Figura IV.14: Configuración depósito tercer bloque

Resultados

Se logró el confinamiento de la luz nuevamente para este bloque de pruebas y nos fue de gran utilidad el esquema comparativo planteado. Gracias a esta nueva configuración se pudo marcar el modo confinado primero para la parte intercambiada sin depósito de aluminio y posteriormente para la parte intercambiada con el depósito. De esta comparación se pudo observar un claro desplazamiento del haz de luz a la salida del sustrato en la dirección vertical.

El desplazamiento esperado era en la dirección horizontal, pero al tratarse de un desplazamiento en la dirección vertical se pueden concluir dos cosas:

1. Se está creando un gradiente en la dirección vertical
2. El gradiente en la dirección horizontal es de menor magnitud al vertical

El primer punto se explica fácilmente si recordamos el proceso de difusión dentro del vidrio, el cuál genera una mayor concentración de iones en la superficie que en el resto de la guía. Al actuar el depósito de aluminio como barrera, los iones que entran al vidrio son menos que los que entran en la guía que no tenía depósito alguno; es por eso que se aprecia una diferencia en esta orientación.

Respecto al segundo punto también se puede explicar mediante el fenómeno de difusión, ya que al existir un intercambio por tiempos tan prolongados, los iones se difunden en el vidrio, reacomodándose incluso por debajo del depósito, lo cuál no permite que se genere un buen gradiente en la dirección horizontal. Además de esto el aluminio también llega un momento en el que intercambia iones con la sal, dejando de funcionar así como barrera perfecta.

Es por ello que sería importante cambiar las sales, de manera que se pudiera realizar un intercambio iónico más corto que si nos logrará formar la guía, para ello se necesitarían sales con una mejor capacidad para incrementar el índice de refracción. Por otra parte sería también interesante cambiar el material del depósito a manera que se garantizara un paso mínimo de iones a través de ella. Para esto se puede proponer como mejor combinación un depósito de plata para intercambiar con sales de plata; esto sería una muy buena combinación debido a que nos permitiría asegurar que los iones no se intercambiarían en el material del depósito, esto porque el depósito ya estaría completamente dopado por iones de este tipo, siendo así mucho más complicado el intercambio de estos en esta zona. Por otra parte, en la zona no cubierta por el depósito se lograría un cambio más grande en el índice de refracción en tiempos menores.

4.5 Conclusiones

Como se vio en el capítulo 2, el intercambio iónico depende tanto de temperatura, como del tiempo de duración de éste. Para poder considerar la temperatura como una constante y sólo ir variando los tiempos del intercambio iónico durante los experimentos, es necesario contar con un dispositivo que nos facilite un control de temperatura de manera estable. Para este proyecto se usó un horno gobernado por un controlador PID.

El proceso de intercambio iónico es un proceso técnicamente simple si se tiene la temperatura estable y para este proyecto no se necesita más que ir variando los tiempos de exposición del vidrio con las sal alcalina (KNO_3).

Una vez realizado el intercambio iónico en las diferentes configuraciones realizadas, es importante el proceso de pulido para acoplar la luz de manera eficiente. El proceso se puede acelerar mediante una pulidora automatita, sin embargo por las posibilidades de infraestructura durante la realización, se optó por hacerlo de manera manual, lo que hacía lento el proceso, sin embargo se puede ir observando gradualmente la calidad de éste.

Finalmente es importante tener paciencia al ir probando cada una de las configuraciones ya que el acoplamiento del láser no es un proceso trivial y mucho menos distinguir los resultados.

Índice de figuras

Figura I.1: Interferómetro de Young	5
Figura I.2: Interferómetro de Michelson	7
Figura I.3: Arreglo experimento <i>Mirage</i> 1	9
Figura I.4: Arreglo experimento <i>Mirage</i> 2	9
Figura I.5: Mapa conceptual	12
Figura II.1 Guías de onda ópticas (a) plana; (b) canal; (c) fibra	15
Figura II.2: Rayos en modo de radiación	21
Figura II.3: Modo de sustrato	22
Figura II.4: Modo guiado	23
Figura II.5: Geometría para encontrar los modos guiados	24
Figura II.6: definición de la constante de propagación en una onda guiada	27.
Figura II.7: Solución de la relación de dispersión	30
Figura II.8: Curvas de dispersión	33
Figura II.9: Estructura guía de onda plana	38
Figura II.10: Diagrama de la interfase sal fundida-vidrio ($A+=Na+$)	39
Figura II.11: Modelo de la difusión a través del vidrio.	43
Figura II.12: Perfiles de concentración para diferentes valores de alfa.	44
Figura III.1: Resultados del cálculo del parámetro de asimetría	53
Figura III.2: Resultados para el cálculo del índice de refracción efectivo	54
Figura III.3: Resultados obtenidos para el cálculo de la beta	55
Figura III.4: Modelo geométrico empleado para la simulación	55
Figura III.5: Mallado para la solución del problema	56
Figura III.6: Resultado de la simulación	56
Figura III.7: Simulación con gradiente en el índice de refracción	57
Figura III.9: Simulación de guía de onda con gradiente en el índice de refracción	58
Figura III.10: Guía de onda con mayor índice de refracción en la parte superior	59
Figura IV.1: Horno	61
Figura IV.2: Controlador PID	62

Figura IV.3: Termómetro	63
Figura IV.4: Agua en vaso precipitado con termopares	64
Figura IV.5: Control de temperatura 1	65
Figura IV.6: Control de temperatura 2	66
Figura IV.7: arreglo 1	67
Figura IV.8: arreglo 2	67
Figura IV.9: Corte y escalón	68
Figura IV.10: Montaje	69
Figura IV.11: Configuración del depósito primer bloque	70
Figura IV.12: foto del depósito	70
Figura IV.13: Configuración depósito segundo bloque	72
Figura IV.14: Configuración depósito tercer bloque	73