



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN ÓPTICA, A.C.

VERSIÓN DEFINITIVA

**“DISEÑO E IMPLEMENTACIÓN DE COMPONENTES INTEGRADOS EN LA
PLATAFORMA DE SILICIO POROSO PARA APLICACIONES EN FOTÓNICA
CUÁNTICA”**



Tesis que para obtener el grado de Maestro en Ciencias (Óptica)

Presenta: Guillermo R. Aragón Pacheco

Director de Tesis: Dr. Roberto Ramírez Alarcón.

León · Guanajuato · México
Diciembre de 2022

Para mi amada Nohemi, por ser mi apoyo, mi confidente, mi lugar de reposo, mi crítica y en muchos casos mi lógica. Gracias por compartir todo conmigo.

Agradecimientos

Agradecimientos al Centro de Investigaciones en Óptica A.C., por todo el apoyo que recibí de los profesores en las materias, de la orientación de servicios escolares y de todo el personal por generar un ambiente placentero.

Agradezco al CONACYT, por darme los medios económicos para mudarme a otro estado y poder llevar a cabo mis estudios con comodidad.

Agradecimientos para el Dr. Roberto Ramírez Alarcón, quien estuvo asesorándome en mi maestría y me ayudó a conseguir los medios necesarios para llevarla a cabo. Extiendo el agradecimiento al Dr. Alfredo Benítez por su apoyo en la fabricación del silicio poroso y su apoyo durante el proceso de escritura de tesis. También agradezco a la Dra. Verónica Vázquez por sus revisiones y consejos para mejorar esta tesis.

Agradezco a Samuel Durán, por su guía en todo momento y el que compartiera su conocimiento conmigo. A todo el equipo de guías de onda en el laboratorio de láseres, Edwin Trejo, Alexis Trejo por su constante apoyo, motivación y tiempo compartido.

Quiero agradecer a mi madrina Ahide López Merino por inspirarme a entrar al mundo de la ciencia.

Aprovecho para agradecer a mi familia porque siempre han estado para mí en todas las situaciones, en las malas, en las buenas y cuando los he necesitado. A mi madre Patricia Pacheco, a mi padre Raymundo Aragón y a mi hermano Isai Aragón. A mi abuelita, Maria Elena Espinosa.

Declaración de autenticidad

Por la presente declaro que esta obra está constituida por mi autoría, exceptuando cuando se hace referencia específica a la obra de otras personas. El contenido de esta tesis es original y no ha sido presentado total ni parcialmente para ninguna otra titulación de este no de ningún otro centro de estudios. Esta tesis es el resultado de mi propio trabajo y ni incluye nada que sea el resultado de algún trabajo realizado en colaboración, a menos que se indique específicamente en el texto.

Guillermo R. Aragón Pacheco.
León, Guanajuato, México.
Noviembre 2022.

Índice general

Lista de Figuras	VIII
1. Antecedentes y estado del arte	1
1.1. Introducción	1
1.2. Objetivos	2
1.3. Antecedentes	2
2. Marco teórico	4
2.1. Silicio poroso	4
2.1.1. Fabricación	4
2.1.2. Anodizado	5
2.1.3. Celda de trabajo para anodizado	5
2.1.4. Proceso de lavado	6
2.1.5. Uniformidad de capa	6
2.1.6. Aditivos al Electrolito	6
2.1.7. Ajustes de la Porosidad	7
2.1.8. Variabilidad del proceso	7
2.1.9. Índice de refracción del silicio poroso	8
2.1.10. Propiedades no lineales del silicio poroso	9
2.2. Ecuaciones de Maxwell	9
2.2.1. Ecuaciones de Maxwell Macroscópicas	9
2.2.2. Propagación de la luz en medios dieléctricos isotrópicos	12
2.3. Teoría ondulatoria para guías de ondas ópticas	16
2.3.1. Formación de modos	17
2.3.2. Ecuaciones de Maxwell en guías de onda	19
2.3.3. Guías de onda rectangulares infinitas	21
2.3.4. Ecuaciones de dispersión para los modos TE y TM en guías de onda rectangulares infinitas	23
2.3.5. Guías de onda Rectangulares en tres dimensiones	27
2.4. Óptica no lineal	30
2.4.1. Generación espontánea por mezclado de cuatro ondas	31
2.4.2. Intensidad Espectral Conjunta	33

3. Procedimiento	35
3.1. Modelado del índice de refracción del silicio	35
3.2. Simulación en COMSOL	35
3.3. Síntesis de Silicio Poroso	36
3.4. Guías de onda en Silicio Poroso	39
4. Resultados	42
4.1. Ajustes de curvas de índice de refracción	42
4.2. Silicio Poroso	45
4.3. Simulación propagación en guías de onda	47
4.4. Simulación de generación de Fotones	50
4.5. Guías de onda en silicio poroso	54
4.6. Imágenes SEM	58
5. Conclusiones	62
Bibliografía	64

Lista de Figuras

2.1. Rayos de luz y su frentes de fase en una guía de onda	17
2.2. Guía de onda rectangular infinita	21
2.3. Perfil de la estructura	24
2.4. Guía de onda rectangular en 3 dimensiones	27
2.5. Proceso de mezclado de 4 ondas.	31
2.6. Suma de vectores de onda.	32
2.7. Proceso de mezclado espontáneo de 4 ondas.	33
3.1. Arreglo experimental para síntesis de silicio poroso. a) Esquema del reactor. b) Sistema completo	36
3.2. Gráfica de relación entre corriente eléctrica y velocidad de ataque químico	37
3.3. Gráfica de relación entre corriente eléctrica y porcentaje de porosidad en silicio	38
3.4. Diagrama de silicio poroso tricapa	39
3.5. Diagrama de la estación de microfabricación	39
3.6. Diagrama del grabado de las guías.	40
3.7. Arreglo óptico para análisis de guías de onda. a) Se observa el arreglo óptico completo. b) Los rectángulo verdes muestran las tres plataformas usadas para ajustar la fibra (rectángulo morado), el objetivo de microscopio (rectángulo azul) y la muestra con la guía de onda (rectángulo naranja)	41
4.1. Dispersión cromática para el silicio poroso	42
4.2. Comparación de modelos efectivos a diferente porcentaje de porosidad .	43
4.3. Comparación con resultados de Estrada	45
4.4. Cuartos de obleas de silicio poroso	45
4.5. Comparación de datos experimentales y simulados, las líneas continuas son los valores experimentales, las líneas discontinuas son los valores teóricos con el modelo de Bruggeman y las líneas con puntos son los valores teóricos del modelo de Looyenga	46
4.6. Propagación de modo fundamental a 780 nm 60% Porosidad núcleo. a) 0.6 μm de anchura a 780nm TE_0 , b) 0.6 μm de anchura a 780nm TM_0 , c) 13 μm de anchura a 780nm TE_0 , d) 13 μm de anchura a 780nm TM_0	47

4.7. Propagación de modo fundamental a 1550 nm 60% Porosidad núcleo. a) 0.7 μm de anchura a 1550nm TE_0 , b) 0.7 μm de anchura a 1550nm TM_0 , c) 10 μm de anchura a 1550nm TE_0 , d) 10 μm de anchura a 1550nm TM_0	48
4.8. Propagación de modo fundamental a 780 nm 70% Porosidad núcleo. a) 0.6 μm de anchura a 780nm TE_0 , b) 0.6 μm de anchura a 780nm TM_0 , c) 13 μm de anchura a 780nm TE_0 , d) 13 μm de anchura a 780nm TM_0	49
4.9. Propagación de modo fundamental a 1550 nm 70% Porosidad núcleo. a) 0.8 μm de anchura a 1550nm TE_0 , b) 0.8 μm de anchura a 1550nm TM_0 , c) 11 μm de anchura a 1550nm TE_0 , d) 11 μm de anchura a 1550nm TM_0	50
4.10. Dispersión anómala para grosor de 750nm, con 3 anchuras diferentes de 750nm, 760nm y 780nm, la línea continua es la dispersión para los modos TE y la punteada para los modos TM	51
4.11. Gráfica de condiciones de empatamiento de fase.	52
4.12. Gráfica generación de fotones en longitud de onda.	53
4.13. Función del láser de bombeo, función del empatamiento de fase y la intensidad espectral conjunta.	53
4.14. Pruebas de Canales en silicio poroso bicapa 60% - 80%. a) Canales del 1 al 6, b) Canales del 7 al 13, c) Canales del 13 al 23, d) Canales del 22 al 30	54
4.15. Pruebas de Canales en Silicio Poroso Bicapa 60% - 80% vista lateral. a) Canales del 1 al 6, b) Canales del 7 al 13, c) Canales del 13 al 23, d) Canales del 22 al 30	55
4.16. Fotografía de guías de onda en microscopio digital.	56
4.17. Modo de la guía 4.	57
4.18. Modo guía 3.	57
4.19. Imágenes tomadas con el SEM. a) Sección transversal del silicio poroso donde se observan las capas de silicio poroso. b) Sección transversal de la guía número 4	59
4.20. Modos simulados en COMSOL. a) Modo teórico con índices experimentales. b) Modo teórico con índices teóricos.	61

Antecedentes y estado del arte

1.1. Introducción

El desarrollo de tecnologías cuánticas ha dado pasos importantes en los últimos años. Actualmente se busca generar dispositivos que tengan una funcionalidad práctica y puedan empezar a solucionar problemas de la vida diaria. Existe una gran diversidad de tecnologías cuánticas para las cuales es necesario crear, manipular y detectar estados cuánticos con propiedades bien definidas. Los primeros procesadores cuánticos utilizaron iones atrapados en superconductores. Sin embargo conlleva varios problemas, ya que los qubits superconductores se deben de construir individualmente, lo que complica realizar copias idénticas de ellos además de que se requieren temperaturas cercanas al cero absoluto, requiriendo una mayor cantidad de recursos al momento de aumentar la escala [1].

En el caso de la espintrónica, se manipulan las propiedades del electrón y su giro. Se pueden confinar en estructuras semiconductoras como puntos cuánticos, en átomos o en moléculas y normalmente son sujetas a campos magnéticos para manipulación [2].

Por otro lado tenemos a la fotónica, se usan fotones para poder hacer tecnologías cuánticas. Durante varios años, las otras dos tecnologías tomaron mucha importancia. El problema llegó al momento de escalar la estructura básica, ya que muchos de los desarrollos ocupan temperaturas cercanas al cero absoluto o propiedades magnéticas elevadas. Actualmente existen varias empresas que han apostado a las tecnologías cuánticas por el camino de la fotónica [3] [4] [5].

Algunas de las razones por las que se ha observado a la fotónica, es porque se puede llevar a cabo en temperatura ambiente, tiene un proceso de manufactura relativamente sencillo, ya que se puede realizar con las tecnologías que actualmente se usan para el desarrollo de microcomponentes electrónicos, como es la fotolitografía. Varios desarrollos de fotónica, se han llevado a cabo en materiales comunes como lo es el silicio. Como no dependen de factores externos complicados, se pueden diseñar chips de forma modular y se pueden hacer redes que trabajen juntas. Al estar hablando de fotones, que son partículas que se mueven a la velocidad de la luz, los procesos pueden alcanzar altas velocidades de reloj. Por otra parte los fotones tienen un rango muy amplio de aplicación, lo cual permitiría ajustarse a lo que ya se tiene actualmente para telecomunicaciones en fibras ópticas.

Para la generación de fotones, existen algunos métodos como el SPDC (Spontaneous Parametric Down-Conversion) o el SFWM (Spontaneous Four Wave Mixing) que son fenómenos ópticos no lineales en los cuales se pueden crear fotones que se encuentran entrelazados, esto es, partículas generadas en una manera que su estado cuántico no se puede describir de forma independiente, incluyendo cuando las partículas se encuentran lejos entre ellas.

1.2. Objetivos

El objetivo general es diseñar e implementar componentes integrados en la plataforma de silicio poroso para aplicaciones de fotónica cuántica integrada. Para ello, se deben conseguir dos objetivos particulares:

El primero consiste en caracterizar los parámetros de síntesis de silicio poroso para la modificación del índice de refracción y su reproducibilidad en el CIO (Centro de Investigaciones en Óptica, A.C.).

El segundo consiste en determinar los parámetros de fabricación para las guías en la plataforma de silicio poroso, que permita la generación de parejas de fotones mediante SFWM.

1.3. Antecedentes

Los estados cuánticos son fundamentales para las tecnologías cuánticas. Su manipulación es crítica para aplicaciones reales en áreas de la investigación como en información cuántica y en computación cuántica [6] [7]. Los fotones son portadores de información ideales para ser usados como un sistema de procesamiento de información debido a su rápida velocidad de propagación, su nula interacción con el medio externo, su baja decoherencia, sus bajas pérdidas de propagación y a que pueden ser manipulados con relativa facilidad [8]. Por las propiedades antes mencionadas la fotónica cuántica sobresale como una opción para la implementación de circuitos cuánticos debido a sus aplicaciones en información cuántica, incluyendo teleportación cuántica, simulación cuántica y metrología cuántica [9]. A su vez la implementación de estos dispositivos fotónicos es compatible con la tecnología ya existente de semiconductor de óxido de metal complementario, por sus siglas en inglés CMOS (complementary metal-oxide-semiconductor).

Los dispositivos de óptica integrada son dispositivos que se basan principalmente en elementos de guías de ondas electromagnéticas. Para su fabricación se han utilizado diversos sustratos como vidrio, silicio, $LiNbO_3$, entre otros. El silicio ha sido uno de los sustratos más usados para el desarrollo de tecnologías fotónicas en los últimos años, incluyendo aplicaciones como amplificadores ópticos, detectores, moduladores e interruptores, así mismo en guías de onda [10]. Existen varios tratamientos del silicio para brindar propiedades para cada una de las funcionalidades que se deseen. Una configuración del silicio poco explorada es el silicio poroso, el cual es fabricado mediante un grabado electroquímico del silicio cristalino, produciendo una estructura nanoporosa

compuesta por silicio y aire. Los poros pueden variar de 5 a 100nm dependiendo del proceso de grabado y del dopaje usado en el sustrato. Debido a que los poros son de menor tamaño que la longitud de onda visible, el silicio poroso se comporta como un medio efectivo con índice de refracción entre los índices de refracción del aire y del silicio[11].

El silicio poroso tiene propiedades no lineales similares al silicio [12], lo cual permite implementar las mismas estructuras fotónicas integradas, pero con el beneficio de que los contrastes de índice de refracción en las guías de onda se pueden manipular dependiendo de la porosidad, modificando los parámetros geométricos de las guías.

2.1. Silicio poroso

El silicio ha sido considerado como el material más estudiado y más influyente en toda la historia de la humanidad. Gracias a él se han podido desarrollar circuitos integrados que se encuentran en prácticamente cualquier cosa hoy en día. Por esto, se considera que nos encontramos en la era del silicio. El silicio se ha logrado modificar al usar otro tipo de elementos dentro de su estructura para darle propiedades nuevas lo que ha servido para que se pueda utilizar en diversos campos del conocimiento como: optoelectrónica, óptica, acústica, conversión de energía, diagnóstico, nutrición, terapia médica, microsistemas y cosméticos.

Una de las variantes del silicio es el silicio poroso, que como su nombre lo indica, se produce mediante un proceso físico o químico que crea poros en el silicio cristalino cambiando sus propiedades. En este trabajo nos interesa controlar el índice de refracción del silicio induciendo diferentes grados de porosidad en la muestra.

Para la síntesis de silicio poroso se utilizó la técnica de anodizado, siendo la primera técnica reportada y una de las más versátiles al momento de modificar controladamente las propiedades del material.

2.1.1. Fabricación

Para la creación de silicio poroso existen diversos métodos, englobados en métodos de *bottom-up* y *top-down*. Los métodos *bottom-up* son aquellos en los cuales se hace uso de precursores para la creación del material interesado, suelen ser métodos químicos aunque existen métodos físicos que suelen requerir de instrumentos más sofisticados. Por otra parte, los métodos *top-down* son aquellos en los que se tiene el material en volumen, y se le realiza un proceso en el cual el material se transforma al material deseado mediante métodos físicos, químicos o electroquímicos.

Algunos de los métodos de los cuales se parte de una oblea de silicio para la creación del silicio poroso son: anodizado, grabado por vapor, litografía y grabado fotónico. El primer método que se reportó para la creación de silicio poroso fue la técnica *top-down* de anodizado en 1956 por Uhler [13]. Originalmente esta técnica generaba cavidades mesoporosas (diámetro de $2nm$ a $50nm$). Posteriormente se hicieron ajustes para poder

realizar cavidades microporosas (diámetros menores a $2nm$) y cavidades macroporosas (diámetros mayores a $50nm$).

2.1.2. Anodizado

Cuando a una oblea de silicio se le hacen poros en la superficie, es normalmente conocido como anodizado. El electrolito, o la sustancia donde se diluye, más usado es el ácido fluorhídrico HF . Alternativamente se puede usar otro tipo de ácido como el fluoruro de amonio NH_4F .

El grado de anodizado depende de la velocidad de formación de la capa de porosidad. La morfología del poro dependerá del tipo de oblea que se use y su resistividad, así mismo dependerá del tiempo y la densidad de corriente aplicada y de la composición del electrolito. Algunos factores secundarios que afectan a la formación de los poros son la temperatura y el pH del electrolito.

Las obleas de silicio tienen una capa de dióxido de silicio (SiO_2) que se remueve al ser introducida al HF . La limpieza inicial de la oblea es un factor que afecta a la anodización.

Una oblea dopada con una gran cantidad de cargas positivas (tipo p) o negativas (tipo n) ($> 10^{18}cm^{-3}$) se puede anodizar de forma directa con electrolitos con base de HF para formar estructuras mesoporosas en el silicio. Por otro lado, obleas con poca concentración de cargas positivas o negativas $< 10^{18}cm^{-3}$, normalmente requiere un contacto óhmico. Obleas tipo p con poca concentración de cargas pueden producir capas con microporosidad, mesoporosidad o macroporosidad. Las obleas tipo n con poca concentración de cargas requieren de una luz blanca de asistencia. La luz genera pares electrón-hueco en el área expuesta facilitando el proceso electroquímico de disolución. Con una iluminación frontal se crea una bicapa, siendo la capa superficial una capa microporosa con alta porosidad, y la capa inferior es macroporosa con una menor porosidad. El espesor de las capas es dependiente de la intensidad, la longitud de onda y del coeficiente de absorción de la oblea. Si no existe iluminación se requiere un mayor voltaje y se producen capas macroporosas con baja porosidad.

2.1.3. Celda de trabajo para anodizado

El proceso de anodizado se puede realizar en un equipo sencillo formado por un contenedor de HF , con espacio para un electrodo y una fuente de poder regulable, llamado celda de trabajo para anodizado. Se pueden procesar áreas pequeñas de la oblea, bloqueando las partes que no se quieran anodizar, esto es debido a que sólo las zonas expuestas al electrolito serán atacadas.

Para asegurar reproducibilidad y uniformidad en el proceso se debe tener un control sobre la reacción, las celdas de trabajo permiten mantener temperaturas controladas, flujo del electrolito adecuado y agitación para eliminar burbujas. Existen muchos diseños de celdas de anodizado, algunas de ellas ya se encuentran patentadas y disponibles en el mercado para su compra. El diseño de la celda de trabajo depende de la aplicación del silicio poroso, de las características de la oblea, del electrolito y de los electrodos.

En algunos casos, el flujo del electrolito es continuo para que la velocidad de reacción sea constante. Se controla la temperatura para evitar variaciones durante el proceso. Se ajustan los electrodos en zonas específicas para que el proceso de anodizado sea repetible.

2.1.4. Proceso de lavado

Después del proceso de anodizado quedan especies químicas tóxicas como el electrolito HF o remanentes del grabado como el tetrafluoruro de Silicio (SiF_4) y el ácido hexafluorosilícico (H_2SiF_6). Estos residuos son solubles en agua y pueden generar reacciones secundarias que afectan la morfología del material, produciendo inhomogeneidades. Por ello, la oblea anodizada se lava con agua para remover los residuos superficiales y posteriormente se realiza un proceso de secado mediante revoluciones o un secado al aire libre. Para la limpieza interna de la región porosa se realiza un lavado con alcohol, secando al aire libre.

En la práctica, es difícil eliminar los residuos en estructuras microporosas y mesoporosas debido a las fuerzas capilares, por lo cual en estos casos se debe repetir varias veces el ciclo de lavado y secado para disminuir la concentración de compuestos tóxicos.

2.1.5. Uniformidad de capa

Las propiedades físicas del silicio poroso son muy variables, dependen del espesor y de la porosidad, la rugosidad entre las capas de poros y las interfaces de capas o sustrato, y el gradiente de la porosidad vertical. Al controlar las variaciones dentro del proceso de anodizado, se pueden reducir estos puntos de inhomogeneidad.

Una corriente uniforme a través de toda la superficie expuesta es esencial, por lo que un electrodo del tamaño y de la forma similar del área expuesta es recomendado. Así mismo el contacto eléctrico a la oblea debe ser uniforme en toda la superficie trasera de contacto, especialmente para obleas de poca resistividad.

Efectos por franjas eléctricas afectan la uniformidad del anodizado, debido a las variaciones de cantidad del electrolito. Se puede formar un menisco debido a las fuerzas de cohesión y de adhesión, provocando que las regiones cercanas a la pared del reactor o celda de trabajo tengan mayor electrolito que la parte central.

La existencia de gradientes de químicos, la acumulación de burbujas de hidrógeno, tanto en la superficie como en los poros del silicio, y una temperatura no uniforme debido al calentamiento, son factores que afectan a la uniformidad del proceso de anodizado. Se puede hacer uso de técnicas de agitación para que el electrolito tenga una temperatura y concentración de químicos más uniforme y permita un proceso de anodizado más repetible. La agitación ultrasónica permite liberar las burbujas de hidrógeno.

2.1.6. Aditivos al Electrolito

Se pueden añadir surfactantes (agente que reduce la tensión superficial del electrolito) para evitar que las burbujas de hidrógeno se peguen en la superficie o en los poros

del silicio. Usualmente se hace uso de alcoholes como etanol o metanol. Los surfactantes basados en alcohol pueden generar un lixiviado químico, haciendo que exista un gradiente en la porosidad del silicio durante el proceso de anodizado. Esto es común en procesos de anodizado con duración larga y con altas concentraciones de alcohol. Sin un surfactante la superficie del silicio suele ser más áspera y existe la posibilidad de que los espesores de las capas porosas no sean homogéneas.

Dependiendo del surfactante se pueden lograr modificaciones en las características del silicio poroso. Usar ácido clorhídrico cambia el pH de la reacción generando condiciones especiales en las cuales se puede llevar a cabo, por ejemplo, procesos estables y mejorados de fotoluminiscencia en el silicio poroso. Usando oxidantes como CrO_3 , aumenta el tamaño del poro en promedio. Otro surfactante que aumenta el tamaño del poro es el peróxido de hidrógeno (H_2O_2). Usando glicerina se puede obtener una superficie más lisa ya que aumenta la viscosidad del electrolito. Por último, se puede funcionalizar el silicio poroso al incorporar moléculas orgánicas al electrolito.

2.1.7. Ajustes de la Porosidad

La porosidad de la capa dependerá de la concentración de alcohol usado en el electrolito. Para altas porosidades y un poro de mayor tamaño se deben utilizar mayores concentraciones de alcohol, sin embargo esto generará un gradiente de porosidades a medida que el proceso de anodizado vaya avanzando en la oblea.

Por otra parte la porosidad puede ser controlada mediante la densidad de corriente aplicada y el tiempo de reacción del anodizado, lo cual permite que se puedan fabricar estructuras complejas multicapas. Se debe considerar la densidad de corriente y el tiempo de anodizado para que el flujo total de carga sea comparable en cada proceso. Si el flujo total de carga es aproximado, la porosidad será similar. La diferencia de porosidad se atribuye a la lixiviación del alcohol en el electrolito. La diferencia de porosidad se ve reflejada en el área superficial, el volumen de poro y el diámetro promedio del poro.

2.1.8. Variabilidad del proceso

Al realizar varios procesos de anodizado, el electrolito debe ser revisado debido a que por los procesos de disolución se crean residuos que afectan el proceso, por ejemplo, silicio disuelto en el electrolito en la forma de H_2SiF_6 . También puede disminuir la concentración de flúor, incrementando la conductividad del electrolito, así como su pH. Hacer uso de un electrolito continuamente genera una reducción del espesor de la capa y un aumento en la porosidad. Para contrarrestar estos inconvenientes, se debe cambiar el electrolito, esto se puede lograr con un sistema de control basado en las concentraciones de HF y surfactante para que permanezcan constantes, lo cual puede llegar a ser más complicado de diseñar desde el reactor o celda de trabajo. Así mismo involucra mayores complicaciones al deber de tener un lugar seguro donde se almacene el electrolito fresco y donde se deseche el usado.

Por otra parte, el proceso simultáneo de anodizado de varias obleas requiere una densidad de corriente más elevada, lo cual conlleva a que el electrolito se caliente.

Considerando el tiempo de anodizado, y el tipo de oblea, puede resultar en cambios significativos del proceso. La disolución química también es dependiente de la temperatura.

2.1.9. Índice de refracción del silicio poroso

El silicio poroso se considera como una mezcla de silicio, aire, y en algunos casos dióxido de silicio, de forma que sus propiedades ópticas son dependientes de las propiedades ópticas de los materiales constitutivos, así como del espesor de la capa, la porosidad y la forma y tamaño de los poros. El silicio poroso es un material atractivo debido a que es posible modificar sus propiedades ópticas desde el proceso de fabricación.

El índice de refracción es una función compleja de la longitud de onda $\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) - ik(\lambda)$ donde k es el coeficiente de extinción. Este coeficiente determina la forma en que la luz se propaga dentro de un material. El cuadrado del índice de refracción es la función dieléctrica $\epsilon(\omega) = \tilde{n}^2(\omega)$, la cual contribuye a las ecuaciones de Maxwell.

El silicio poroso se puede definir como un medio efectivo, cuyas propiedades ópticas dependen de los volúmenes relativos de los componentes del material, en este caso el silicio y el aire que llena los poros. Existen soluciones teóricas que son provistas por métodos de aproximaciones de medio efectivo, en los cuales se describe al índice de refracción efectivo (\tilde{n}_{eff}) de un material poroso como una función del índice de refracción complejo del material base, en este caso silicio (\tilde{n}_{Si}), del índice de refracción del material embebido, en este caso aire ($\tilde{n}_{aire} = 1$), la porosidad P y la topología de los poros.

Los modelos más usados son la aproximación de Bruggeman [14], la fórmula de Looyenga [15] y la regla de mezclado de Maxwell-Garnett [16]. La aproximación de Bruggeman, dada por:

$$P \frac{\tilde{n}_{aire}^2 - \tilde{n}_{eff}^2}{\tilde{n}_{aire}^2 + 2\tilde{n}_{eff}^2} + (1 - P) \frac{\tilde{n}_{Si}^2 - \tilde{n}_{eff}^2}{\tilde{n}_{Si}^2 + 2\tilde{n}_{eff}^2} = 0, \quad (2.1)$$

donde es P es el porcentaje de porosidad que tiene el material, y n_{eff} es el índice de refracción del medio efectivo. La aproximación de Bruggeman es adecuada para estructuras de poro irregular con baja porosidad, mientras que el modelo de Looyenga es adecuado para altas porosidades y está dado por:

$$n_{eff}^{2/3} = (1 - P)n_{Si}^{2/3} + Pn_{aire}^{2/3}. \quad (2.2)$$

La regla de Maxwell-Garnett describe partículas de silicio dentro de una matriz de vacío, y está dada por:

$$\frac{1 - n_{eff}^2}{2 + n_{eff}^2} + (1 - P) \frac{\tilde{n}_{Si}^2 - 1}{\tilde{n}_{Si}^2 + 2} = 0. \quad (2.3)$$

En un estudio detallado [17], se reportó que las aproximaciones de Bruggeman y Looyenga tienden a mejores descripciones del índice de refracción de silicio poroso en el rango de longitudes de onda de $500 - 1000nm$, comparado con la regla de Maxwell-Garnett, por lo que en este trabajo se usarán dichos modelos para estimar el índice de refracción de las muestras fabricadas.

2.1.10. Propiedades no lineales del silicio poroso

La birrefringencia dentro del silicio poroso depende sustancialmente de la porosidad. Al aumentar la porosidad en silicio resistivo con mesoporos formados por grabado, disminuye el índice de refracción efectivo para las ondas ordinarias (n_o) y extraordinarias (n_e), y existe un aumento de la birrefringencia $\Delta n = n_o - n_e$ [18]. En el trabajo de Golovan describen que la estructura del silicio poroso es un medio amorfo, por lo cual, se le atribuye el efecto de birrefringencia a la orientación de los poros [19]. Los modelos efectivos permiten una descripción de las propiedades no lineales mediante una susceptibilidad no lineal efectiva. [20].

Dentro del trabajo de Apiratikul [12], hacen comparaciones de propiedades no lineales del silicio poroso, que cuenta con 3 capas de 60 %, 80 % y 60 % de porosidad, con respecto al silicio sobre aislante. En el trabajo concluyen que a pesar de que las guías de silicio poroso son entre 60 % y 80 % aire, tienen un coeficiente de absorción de dos fotones ligeramente menor a la del silicio en volúmen. Por otro lado la absorción de cargas libres en la sección transversal es aproximadamente dos órdenes de magnitud superior a la del silicio en volumen. Explican que la alta absorción de cargas libres en el silicio puede ser debido al aumento de frecuencia de colisiones dentro del material causado por la baja movilidad de electrones, lo cual es producido a su vez por el esqueleto altamente dopado del silicio poroso.

2.2. Ecuaciones de Maxwell

Para poder definir cómo se propaga la luz en el silicio poroso, debemos hacer un estudio de primeros principios. Entender algunos fenómenos que exhiben los sólidos nos da visión de cómo entender las propiedades ópticas del silicio poroso. Algunos de tales fenómenos son la absorción, dispersión, doble refracción, efectos de polarización, efectos electro-ópticos y efectos magneto-ópticos. Muchos de estos efectos se pueden comprender usando la teoría clásica de electromagnetismo. Los efectos macroscópicos se pueden explicar sin problema alguno, mientras que en los microscópicos se requiere un tratamiento de teoría cuántica.

2.2.1. Ecuaciones de Maxwell Macroscópicas

El estado electromagnético de la materia es descrito por 4 cantidades.

- ρ El volumen de la densidad de carga.
- \mathbf{P} El volumen de la densidad de dipolos eléctricos, también llamado *polarización*

- **M** El volumen de la densidad de dipolos magnéticos, también llamado *magnetización*
- **J** La corriente eléctrica por unidad de área, llamada *densidad de corriente*

Estas 4 cantidades son consideradas como un promedio macroscópico, para evitar variaciones debido a las contribuciones microscópicas causadas por los átomos. Así mismo estas cuatro cantidades macroscópicas están relacionadas con los promedios macroscópicos de los campos eléctricos **E** y campos magnéticos **H**, mediante las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (2.4a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.4b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\epsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P} + \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.4c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla \cdot \mathbf{M} \quad (2.4d)$$

donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} T \cdot m \cdot A^{-1}$ es la permeabilidad magnética y $\epsilon_0 = 8.8541878176 \times 10^{-12} C^2 / (Nm^2)$ es la permitividad eléctrica ambas en vacío. Se puede utilizar el *desplazamiento eléctrico*, representado por **D** que es $\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$, y la *inducción magnética*, representada por **B**, definida por $\mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$, quedando las ecuaciones anteriores de la siguiente forma

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.5a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.5b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.5c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.5d)$$

El comportamiento de los electrones de conducción en un campo eléctrico es descrito por la ley de Ohm

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.6)$$

donde σ es la conductividad.

Las relaciones constitutivas describen la respuesta completa de las cargas ligadas a átomos respecto a un campo eléctrico y magnético.

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.7)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.8)$$

Otra forma de describir la respuesta de cargas ligadas a átomos es

$$\mathbf{P} = (\epsilon - \epsilon_0)\mathbf{E} = \chi\epsilon_0\mathbf{E} \quad (2.9)$$

Esta ecuación proporciona una relación entre la polarización y el campo eléctrico presente donde χ es conocida como susceptibilidad eléctrica. En materiales isotrópicos χ es un escalar, sin importar la dirección del campo eléctrico aplicado. Para medios no isotrópicos, la magnitud de la polarización varía dependiendo de la dirección del campo aplicado, por lo que χ es un tensor.

$$\chi = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1 \quad (2.10)$$

Conociendo lo anterior podemos continuar con el desarrollo de la ecuación de onda general para materiales no magnéticos, y un medio eléctricamente neutro. Esto hace que \mathbf{M} y ρ se hagan cero, por lo cual las ecuaciones 2.4 quedan de la siguiente forma:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\epsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P} \quad (2.13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.14)$$

Para obtener la ecuación de onda para el campo \mathbf{E} se debe realizar el rotacional de la ecuación 2.11

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \times \left(-\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) \quad (2.15)$$

La derivada temporal no afecta al rotacional, por lo cual podemos permutar el orden en cómo se operan.

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu_0 \left(\nabla \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) \quad (2.16)$$

Derivamos temporalmente la ecuación 2.12

$$\nabla \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (2.17)$$

Sustituimos la ecuación 2.17 en 2.16 y obtenemos

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu_0 \left(\epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \right) \quad (2.18)$$

Usando la relación $\mu_0 * \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$, donde $c = 299792458m/s$ es la velocidad de la luz en el vacío y acomodando términos obtenemos

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (2.19)$$

Los dos términos del lado derecho de la ecuación son llamados los términos fuente. Surgen por la presencia de las cargas de polarización y las cargas de conducción dentro del medio. La forma en la que la propagación de la luz es afectada por estas fuentes se observa al obtener una solución a la ecuación de onda con los términos fuente incluidos. El término de polarización en medios no conductivos $-\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}$ describe varios procesos ópticos como lo es la dispersión, absorción, doble refracción y actividad óptica por mencionar algunos. El término de la conducción $-\mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}$ en metales es importante, ya que la solución de la ecuación de onda explica la opacidad y la reflectancia de los metales. Para semiconductores se deben considerar ambos términos.

2.2.2. Propagación de la luz en medios dieléctricos isotrópicos

En un medio no conductivo, los átomo se encuentran atados a los átomos del medio. En un medio isotrópico, no existe una dirección de preferencia. Supongamos que cada electrón con carga $-e$, en un dieléctrico es desplazado una distancia r de su punto de equilibrio. El resultado es una polarización \mathbf{P} macroscópica del medio dada por

$$\mathbf{P} = -Ner \quad (2.20)$$

donde N es el número de electrones por unidad de volumen. Si el desequilibrio de los electrones resulta en un campo eléctrico estático, y si los electrones están ligados de forma elástica a su posición de equilibrio con una fuerza constante K , entonces la ecuación de la fuerza es

$$-e\mathbf{E} = -K\mathbf{r} \quad (2.21)$$

La polarización estática estaría dada por

$$\mathbf{P} = \frac{Ne^2}{K} \mathbf{E} \quad (2.22)$$

Si quisiéramos hablar de un sistema en el cual \mathbf{E} varía en el tiempo, deberíamos considerar el movimiento actual de los electrones. Se puede considerar un modelo clásico de osciladores armónicos amortiguados:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} + K\mathbf{r} = -e\mathbf{E} \quad (2.23)$$

donde m es la masa del oscilador y γ es un factor de amortiguamiento. El término $m\gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt}$ representa la fuerza de amortiguamiento por fricción, y es proporcional a la velocidad del electrón, cuya constante está representada por $m\gamma$.

Supongamos que el campo eléctrico varía de forma armónica con el tiempo, con el factor de $e^{-i\omega t}$, donde ω es la frecuencia. Suponiendo que el electrón se mueve con la misma dependencia temporal armónica

$$\mathbf{r} = r e^{-i\omega t} \quad (2.24)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = -i\omega r e^{-i\omega t} \quad (2.25)$$

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\omega^2 r e^{-i\omega t} \quad (2.26)$$

La ecuación 2.23 cambia usando las derivadas temporales correspondientes a

$$(-m\omega^2 - i\omega m\gamma + \mathbf{K}) r = -e\mathbf{E} \quad (2.27)$$

Por consecuencia la polarización sería

$$\mathbf{P} = \frac{ite^2}{-m\omega^2 - i\omega m\gamma + \mathbf{K}} \mathbf{E} \quad (2.28)$$

la cual se reduce al valor estático, ecuación 2.22, cuando $\omega = 0$. Por lo que para una amplitud del campo eléctrico aplicado, una cantidad de polarización varía con la frecuencia. La fase de \mathbf{P} relativa al campo eléctrico también depende de la frecuencia.

La ecuación 2.28 se puede reescribir

$$\mathbf{P} = \frac{ite^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \mathbf{E} \quad (2.29)$$

donde

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\mathbf{K}}{m}} \quad (2.30)$$

ω_0 es la frecuencia de resonancia efectiva de los electrones ligados.

La fórmula para la polarización 2.29 es similar a la fórmula de un oscilador armónico impulsado, debido a que el desplazamiento elástico de los electrones ligados constituyen la polarización. Se espera encontrar un fenómeno de resonancia cuando las frecuencias de la luz se encuentren cercanas a la frecuencia de resonancia ω_0 . Este fenómeno de resonancia se puede observar como cambios abruptos de índice de refracción en el medio y también como una alta absorción de la luz en y cerca de la frecuencia de resonancia.

Utilizamos la ecuación de polarización 2.29 en la ecuación de onda 2.19 lo que da de resultado:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{-\mu_0 N e^2}{m} \left(\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.31)$$

Usando la propiedad vectorial $\nabla \times (\nabla \times \vec{w}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{w}) - \nabla^2 \vec{w}$ la ecuación anterior se modifica a

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{-\mu_0 N e^2}{m} \left(\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.32)$$

Por la relación lineal que existe entre el campo eléctrico \mathbf{E} y la polarización \mathbf{P} se puede decir que $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, usando la relación de $\frac{1}{c^2} = \mu_0 \epsilon_0$ y acomodando términos por lo cual la ecuación quedaría

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{-N e^2}{m c^2 \epsilon_0} \left(\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.33)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \left(1 + \frac{N e^2}{m \epsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.34)$$

Buscando una solución en forma de $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\kappa z - \omega t)}$, se encuentra que esta forma representa una onda armónica plana homogénea. Una sustitución demuestra que es una solución siempre y cuando

$$\mathcal{K}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{N e^2}{m \epsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) \quad (2.35)$$

La presencia del término imaginario en el denominador implica que el número de onda \mathcal{K} , debe ser un número complejo, el cual tiene su parte real e imaginaria de la siguiente forma:

$$\mathcal{K} = k + i\alpha \quad (2.36)$$

También se puede introducir un índice de refracción complejo de la forma

$$\mathcal{N} = n + i\kappa \quad (2.37)$$

donde

$$\mathcal{K} = \frac{\omega}{c} \mathcal{N} \quad (2.38)$$

La solución propuesta puede ser modificada a

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-\alpha z} e^{i(\kappa z - \omega t)} \quad (2.39)$$

El factor $e^{-\alpha z}$ indica que la amplitud de la onda disminuye exponencialmente con la distancia. Entre más progrese la onda, su energía es absorbida por el material. Como la energía de una onda es proporcional al cuadrado del campo eléctrico $|\mathbf{E}|^2$, la energía varía con la distancia en un factor de $e^{-2\alpha z}$ y por lo tanto, 2α es el coeficiente de absorción del medio. La parte imaginaria κ del índice de refracción complejo es conocido como el índice de extinción.

Ambos números están relacionados mediante la siguiente ecuación.

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \kappa \quad (2.40)$$

El factor de fase $e^{i(\kappa z - \omega t)}$ indica que es una onda armónica con velocidad de fase $u = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}$

Por las ecuaciones 2.35 y 2.37 podemos llegar a

$$\mathcal{N}^2 = (n + i\kappa)^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.41)$$

Separando la parte real e imaginaria tenemos lo siguiente

$$n^2 - \kappa^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \right) 2n\kappa = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \left(\frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \right) \quad (2.42)$$

Así se puede calcular el índice de refracción real y el coeficiente de extinción, donde ambos valores dependen de la frecuencia. La absorción es más fuerte en la frecuencia de resonancia ω_0 . El índice de refracción real es mayor a la unidad para frecuencias más bajas y aumenta cuando la frecuencia se acerca a la frecuencia de resonancia. Esto sucede en dispersión normal. Existe una región en la cual la índice de refracción disminuye al aumentar la frecuencia, este fenómeno es conocido como dispersión anómala.

Todo lo anterior se ha asumido con una sola frecuencia de resonancia. Esto significaría que todos los electrones están atados a los átomos por las mismas fuerzas, siendo esto erróneo. Para considerar las diferentes energías debidas a las diferentes fuerzas a las que están sometidos los electrones debemos considerar que ciertas fracciones de la totalidad de electrones tienen cierta frecuencia de resonancia. La fórmula que considera las diferentes frecuencias de resonancia para los electrones sería

$$\mathcal{N}^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j \left(\frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega} \right) \quad (2.43)$$

donde, f_j es la fracción de electrones que tienen una frecuencia de resonancia ω_j , y son conocidas como las fuerzas del oscilador. Cada constante de amortiguamiento de cada frecuencia de resonancia es denotada por γ_j .

Cuando el límite de la frecuencia ω se acerca a 0, el valor que toma la ecuación 2.43 es el de la constante dieléctrica del medio. Si las constantes de amortiguamiento son bajas, los términos dependientes de estas constantes pueden ser despreciados. Como esos términos son aquellos que portan la parte imaginaria del número complejo, se puede decir que se vuelve real y toma la forma siguiente.

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j \left(\frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2} \right) \quad (2.44)$$

A partir de métodos experimentales, y de un procedimiento de ajuste de curvas se puede aproximar a la ecuación anterior. Cuando la ecuación se expresa en términos de longitud de onda en lugar de frecuencia, la ecuación se llama ecuación de Sellmeier. Usando $c = \omega\lambda$, la ecuación anterior queda

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j \left(\frac{f_j}{\frac{c^2}{\lambda_j^2} - \frac{c^2}{\lambda^2}} \right) = 1 + \frac{Ne^2}{c^2 m\epsilon_0} \sum_j \left(\frac{f_j \lambda_j \lambda}{\lambda - \lambda_j} \right) \quad (2.45)$$

2.3. Teoría ondulatoria para guías de ondas ópticas

El desarrollo de la teoría ondulatoria para guías de ondas ópticas está basada en [21]. Las guías de onda más sencillas consisten en un núcleo, en el cual la luz es confinada, y un revestimiento, el cual cubre el núcleo. En este caso, se puede tomar como que el cubierta superior como un material y el inferior como otro. El índice de refracción del núcleo n_1 debe ser mayor que el del revestimiento n_0 . Esto permite que la luz acoplada a la guía de onda quede confinada en el núcleo por reflexión total interna. Para que exista reflexión total interna debe cumplirse el requisito $n_1 \sin(\pi/2 - \phi) \geq n_0$. Esta condición es obtenida de la ley de Snell considerando que el rayo refractado ϕ debe tener un valor mínimo de 90 grados. Como el ángulo refractado ϕ se relaciona con el ángulo incidente θ mediante $\sin \theta = n_1 \sin \phi \leq \sqrt{n_1^2 - n_0^2}$ se obtiene la condición para la reflexión total interna

$$\theta \leq \sin^{-1} \sqrt{n_1^2 - n_0^2} \equiv \theta_{max} \quad (2.46)$$

Como la diferencia entre los índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento es del orden de $n_1 - n_0 = 0.01$, se puede hacer una aproximación eliminando el inverso del seno para valores pequeños, por lo cual la ecuación 2.46 se puede aproximar a

$$\theta_{max} \cong \sqrt{n_1^2 - n_0^2} \quad (2.47)$$

θ_{max} denota el ángulo máximo para aceptar luz y también es conocido como *apertura numérica (NA)*.

La diferencia relativa del índice de refracción entre n_1 y n_0 es definida como

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_0^2}{2n_1^2} \cong \frac{n_1 - n_0}{n_1} \quad (2.48)$$

Δ es expresada como un porcentaje normalmente. La apertura numérica NA está relacionada con la diferencia relativa de índice de refracción Δ por

$$NA = \theta_{max} \cong n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.49)$$

2.3.1. Formación de modos

Para que la luz se confine en el núcleo de la guía de onda debe cumplir el criterio de reflexión total interna. Aún cumpliendo esa regla, no todos los ángulos se propagarán por la guía. Cada modo está relacionado con un ángulo discreto en el cual la luz se podrá propagar. Estos ángulos discretos son proporcionados por el análisis de las ondas electromagnéticas.

Consideremos una onda plana viajando a lo largo del eje z con una inclinación ϕ , como se observa en la figura 2.1 tomada de [21]. Las fases de los frentes de ondas son perpendiculares a los rayos de la luz. La longitud de onda dentro del núcleo es λ/n_1 , mientras que el número de onda está definido por kn_1 ($k = 2\pi/\lambda$), donde λ es la longitud de onda en el vacío. Las constantes de propagación dentro del núcleo, en los ejes z y x están definidas por

$$\beta = kn_1 \cos \phi \quad (2.50)$$

$$\kappa = kn_1 \sin \phi \quad (2.51)$$

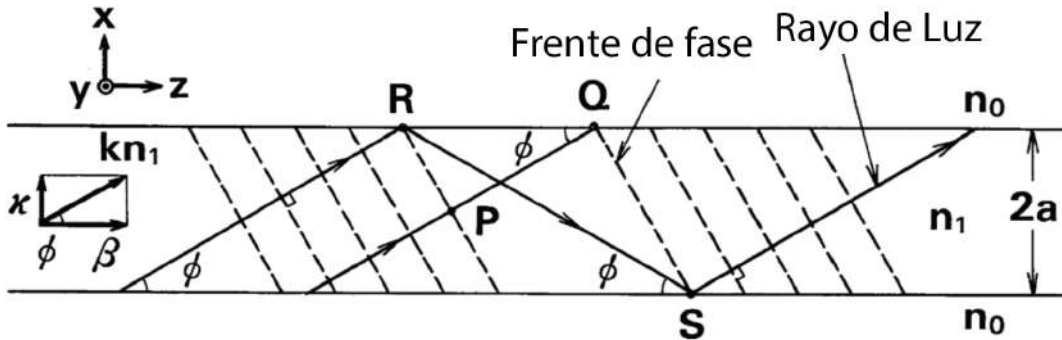


Figura 2.1: Rayos de luz y su frentes de fase en una guía de onda

El coeficiente de reflexión de la luz totalmente reflejada, que se encuentra polarizada perpendicularmente al plano de incidencia se obtiene usando las condiciones de frontera entre dos substratos, llegando a la ecuación de Fresnel que es

$$r = \frac{A_r}{A_i} = \frac{n_1 \sin \phi + j \sqrt{n_1^2 \cos^2 \phi - n_0^2}}{n_1 \sin \phi - j \sqrt{n_1^2 \cos^2 \phi - n_0^2}} \quad (2.52)$$

donde A_r es la amplitud de la onda refractada y A_i es la amplitud de la onda incidente.

Cuando expresamos el coeficiente de reflexión compleja r como $r = \exp(-i\phi_{cambio})$, la cantidad del cambio de fase Φ es obtenida como

$$\phi_{cambio} = -2 \tan^{-1} \frac{\sqrt{n_1^2 \cos^2 \phi - n_0^2}}{n_1 \sin \phi} = -2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{2\Delta}{\sin^2 \phi} - 1} \quad (2.53)$$

Pensemos que en la figura 2.1 y en la diferencia de fase entre los dos rayos PQ y RS. El rayo PQ no se refleja por lo cual no tiene cambio. En cambio, el rayo RS es reflejado dos veces. Como los puntos P y R o puntos Q y S están en la misma fase del frente de onda, los caminos ópticos PQ y RS deben de ser iguales, o su diferencia debe ser un múltiplo de 2π .

Con trigonometría se puede encontrar que los puntos Q y R tienen una distancia de $2a/\tan \phi - 2a \tan \phi$ y la distancia entre los puntos P y Q es expresada

$$\ell_1 = \left(\frac{2a}{\tan \phi} - 2a \tan \phi \right) \cos \phi = 2a \left(\frac{1}{\sin \phi} - 2 \sin \phi \right) \quad (2.54)$$

La distancia entre R y S es dada por

$$\ell_2 = \frac{2a}{\sin \phi} \quad (2.55)$$

La condición de empatamiento de fase para los caminos ópticos de PQ y RS es

$$kn_1\ell_2 + 2\phi_{cambio} - kn_1\ell_1 = 2m\pi \quad (2.56)$$

donde m es un entero. Usando las ecuaciones 2.53, 2.54 y 2.55 en 2.56 obtenemos una condición para que la luz se pueda propagar dependiendo del ángulo de inclinación ϕ con el cual se propaga la luz en la guía de onda

$$\tan \left(kn_1 a \sin \phi - \frac{m\pi}{2} \right) = \sqrt{\frac{2\Delta}{\sin^2 \phi} - 1} \quad (2.57)$$

A partir de esta ecuación podemos observar que la propagación de la luz en la guía de onda está discretizada y depende del ángulo de la onda propagada, la estructura de la guía de onda (el radio del núcleo a , el índice de refracción n_1 y la diferencia de índice de refracción Δ) y la longitud de onda λ de la fuente de luz usada. La distribución del campo óptico que satisface la condición de empatamiento de fase de la ecuación 2.57 es llamado modo. El valor de la constante de propagación β es discreto. El modo cuando el ángulo ϕ es mínimo ($m = 0$), es conocido como el modo fundamental, los otros modos son conocidos como modos de orden superior ($m \geq 1$).

2.3.2. Ecuaciones de Maxwell en guías de onda

Regresemos a las ecuaciones de Maxwell para describir las guías de onda. Para un medio homogéneo, dieléctrico sin pérdidas (significa que no hay corrientes $\mathbf{J} = 0$, magnetización $\mathbf{M} = 0$, cargas $\rho = 0$ ni polarización $\mathbf{P} = 0$), las ecuaciones de Maxwell (2.4) quedan de la siguiente manera

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.58)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.59)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.60)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.61)$$

donde ϵ es la permitividad eléctrica del medio y μ es la permeabilidad magnética del medio. Estos valores están relacionados con los valores del vacío mediante las siguientes relaciones

$$\epsilon = \epsilon_0^2 \mu = \mu_0 \quad (2.62)$$

donde n es el índice de refracción del medio. El número de onda de la luz en el medio es expresado como

$$\Gamma = \omega \sqrt{\epsilon \mu} = \omega n \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = kn \quad (2.63)$$

En la ecuación 2.63 ω es la frecuencia angular del campo electromagnético que varía de forma sinusoidal respecto al tiempo, k es el número de onda en el vacío que esta relacionado con la frecuencia angular ω de la siguiente forma

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{\omega}{c} \quad (2.64)$$

Cuando una onda electromagnética tiene una frecuencia $f[Hz]$, se propaga $c/f[m]$ en un periodo de variación sinusoidal. Por lo cual la longitud de onda de una onda electromagnética se obtiene de la siguiente manera

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{\omega/k}{f} = \frac{2\pi}{k} \quad (2.65)$$

donde la frecuencia angular está relacionada con la frecuencia $\omega = 2\pi f$.

Los campos electromagnéticos \mathbf{E} y \mathbf{H} suelen ser representados como amplitudes complejas llamadas fasores. En este caso trataremos al campo eléctrico, teniendo un tratamiento idéntico el campo magnético.

$$\mathbf{E}(t) = |\mathbf{E}| \cos(\omega t + \phi) \quad (2.66)$$

Siendo $|\mathbf{E}|$ la amplitud y ϕ la fase. Se puede representar de forma exponencial de la siguiente manera

$$\mathbf{E}(t) = |\mathbf{E}| e^{i(\omega t + \phi)} \quad (2.67)$$

Cuando se consideran las ondas electromagnéticas con una frecuencia angular ω , se propagan en la dirección z , con una constante de propagación β , los campos eléctricos y magnéticos se pueden representar de la siguiente manera:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(r) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.68)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}(r) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.69)$$

donde r representa la posición en el plano transversal al eje z . Sustituyendo 2.68 y 2.69 en 2.58 y 2.59 se obtiene el siguiente grupo de ecuaciones en coordenadas cartesianas.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial y} + j\beta \mathbf{E}_y &= -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_x \\ -j\beta \mathbf{E}_x - \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial x} &= -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_y \\ \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial y} &= -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_z \\ \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial y} + j\beta \mathbf{H}_y &= j\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}_x \\ -j\beta \mathbf{H}_x - \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial x} &= j\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}_y \\ \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} &= j\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}_z \end{aligned} \quad (2.70)$$

Las ecuaciones que obtenemos son muy generales por lo cual no satisfacen un caso específico. Para esto se debe hacer uso de las condiciones de frontera específicas para cada problema. Un caso común es cuando el índice de refracción no es continuo.

En este caso se deben satisfacer las condiciones de los componentes tangenciales del campo eléctrico y magnético en la interfaz

$$\mathbf{E}_t^{(1)} = \mathbf{E}_t^{(2)} \quad (2.71)$$

$$\mathbf{H}_t^{(1)} = \mathbf{H}_t^{(2)} \quad (2.72)$$

donde el subíndice t denota el componente tangencial de la interfaz, y los superíndices denotan el medio. Las ecuaciones anteriores significan que los campos tanto eléctrico como magnético, tangenciales a la interfaz o al cambio de medio deben de ser continuos. Otras condiciones naturales requieren que ambos campos sean cero a infinito.

2.3.3. Guías de onda rectangulares infinitas

Las guías de onda rectangulares infinitas son guías en las que un eje de propagación se considera que va al infinito como en la imagen 2.2, esto se considera que son guías de onda de dos dimensiones y se realiza el tratamiento matemático debido a que es más sencillo de esta forma. Más adelante se expande el razonamiento a una guía rectangular de tres dimensiones.

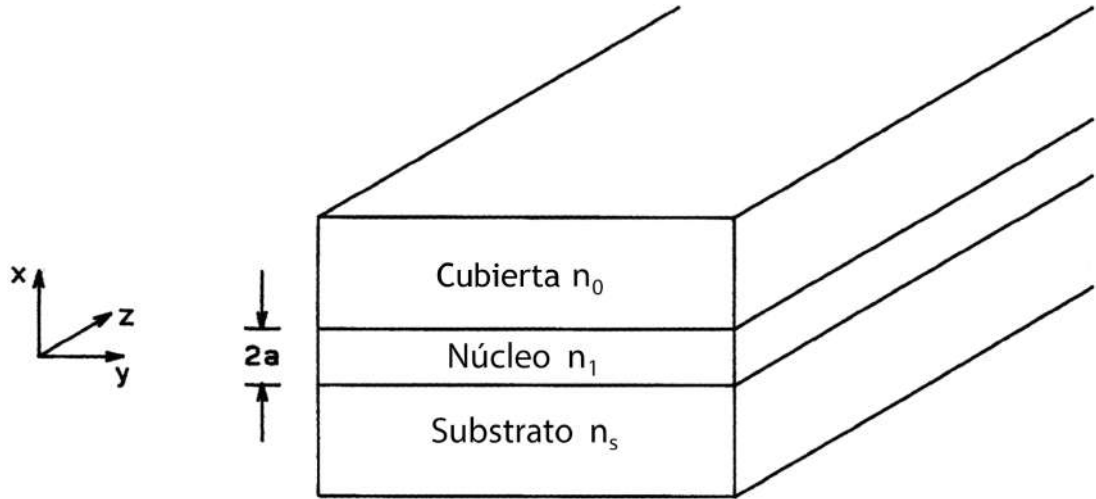


Figura 2.2: Guía de onda rectangular infinita

Para describirlas, tomamos en cuenta que el medio es un dieléctrico por lo cual la permitividad y permeabilidad se pueden describir de la siguiente manera $\epsilon = \epsilon_0 n^2$ y $\mu = \mu_0$. Considerando los campos electromagnéticos complejos ($\tilde{\mathbf{E}}$ y $\tilde{\mathbf{H}}$), se colocan en las ecuaciones de Maxwell 2.58 y 2.59 obteniendo

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -\mu_0 \frac{\partial \tilde{\mathbf{H}}}{\partial t} \quad (2.73a)$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = \epsilon_0 n^2 \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} \quad (2.73b)$$

La propagación de la onda plana es el objetivo de estudio, por lo cual la forma de los campos será

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E}(x, y)e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.74a)$$

$$\tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{H}(x, y)e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.74b)$$

sustituyendo 2.74 en 2.73 se obtienen los siguientes conjuntos de ecuaciones

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial y} + j\beta \mathbf{E}_y &= -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_x \\ -j\beta \mathbf{E}_x - \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial x} &= -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_y \\ \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial y} &= -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_z \end{aligned} \quad (2.75)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial y} + j\beta \mathbf{H}_y &= j\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}_x \\ -j\beta \mathbf{H}_x - \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial x} &= j\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}_y \\ \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} &= j\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}_z \end{aligned} \quad (2.76)$$

En una guía de onda rectangular infinita, tanto los campos eléctricos como los magnéticos no tienen dependencia en el eje y . Por esta razón, $\partial \mathbf{E}/\partial y = 0$ y $\partial \mathbf{H}/\partial y = 0$. Tomando en consideración las ecuaciones 2.75 y 2.76, se obtienen dos modos electromagnéticos independientes, denotados como modo TE y modo TM.

El modo TE satisface la siguiente ecuación de onda

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mathbf{E}_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) \mathbf{E}_y &= 0 \\ \text{donde} \\ \mathbf{H}_x &= -\frac{\beta}{\omega\mu_0} \mathbf{E}_y \\ \mathbf{H}_z &= \frac{j}{\omega\mu_0} \frac{d\mathbf{E}_y}{dx} \\ \mathbf{E}_x = \mathbf{E}_z = \mathbf{H}_y &= 0 \end{aligned} \quad (2.77)$$

Por las condiciones de frontera descritas anteriormente, los componentes tangenciales de \mathbf{E}_y y \mathbf{H}_z deben ser continuos en la interfaz, esto es que deben valer lo mismo muy cerca de la interfaz de núcleo-substrato y núcleo-cubierta. El componente del campo

eléctrico en el eje de la z debe ser cero ($\mathbf{E}_z = 0$). Esto es porque el campo eléctrico está en el plano perpendicular al eje de propagación, en este caso el eje z . Esta distribución del campo electromagnético es llamado el modo transversal eléctrico (TE).

El modo TM satisface la siguiente ecuación de onda

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{n^2} \frac{d\mathbf{H}_y}{dx} \right) + \left(k^2 - \frac{\beta^2}{n^2} \right) \mathbf{H}_y = 0$$

donde

$$\mathbf{E}_x = -\frac{\beta}{\omega\epsilon_0 n^2} \mathbf{H}_y \tag{2.78}$$

$$\mathbf{E}_z = -\frac{j}{\omega\epsilon_0 n^2} \frac{d\mathbf{H}_y}{dx}$$

$$\mathbf{E}_y = \mathbf{H}_x = \mathbf{H}_z = 0$$

El campo magnético en el eje de z es cero ($\mathbf{H}_z = 0$) ya que el campo magnético se encuentra en el plano transversal al de propagación que es el eje z . Por esto este modo se llama transversal Magnético (TM).

2.3.4. Ecuaciones de dispersión para los modos TE y TM en guías de onda rectangulares infinitas

Las constantes de propagación y los campos electromagnéticos se pueden obtener de las ecuaciones 2.78 y 2.77. A partir de ellas se puede obtener la ecuación de dispersión y la distribución de los campos eléctricos. Se considera que es una guía rectangular infinita con un índice de refracción continuo en el núcleo, en la figura 2.3 [21] se muestra un perfil de la estructura. Considerando que los campos electromagnéticos están confinados en el núcleo y decaen exponencialmente al cubierta y substrato, la distribución del campo eléctrico se puede expresar de la siguiente forma:

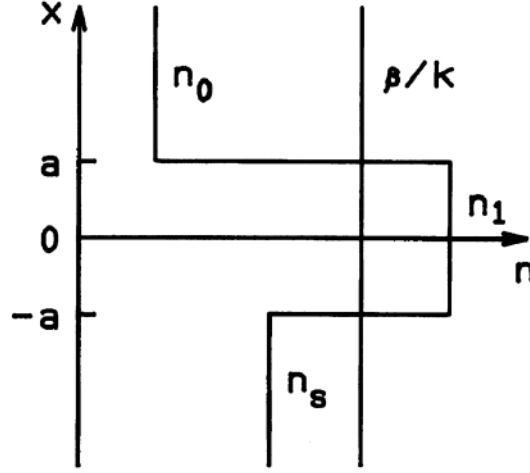


Figura 2.3: Perfil de la estructura

$$\mathbf{E}_y = \begin{cases} A \cos(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)}, & (x > a) \\ A \cos(\kappa x - \phi), & (-a \leq x \leq a) \\ A \cos(\kappa a + \phi) e^{-\xi(x+a)}, & (x < -a) \end{cases} \quad (2.79)$$

donde A es la amplitud de, κ , σ , y ξ son los números de onda a lo largo del eje x , en las regiones del núcleo y cubierta. Los números de onda están dados por

$$\begin{cases} \kappa = \sqrt{k^2 n_1^2 - \beta^2} \\ \sigma = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_0^2} \\ \xi = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_s^2} \end{cases} \quad (2.80)$$

El componente y del campo eléctrico \mathbf{E}_y en la ecuación 2.79 es continuo en los límites de las interfaces núcleo-cubierta y núcleo-sustrato, esto significa ($x = \pm a$). Otra condición de frontera es que el componente z del campo magnético \mathbf{H}_z debe ser continuo en los límites. \mathbf{H}_z es dado por 2.77, donde podemos despreciar los términos dependientes de x . Las condiciones de frontera de \mathbf{H}_z son determinadas por las condiciones de continuidad de $d\mathbf{E}_y/dx$ como

$$\frac{\mathbf{E}_y}{dx} = \begin{cases} -\sigma A \cos(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)}, & (x > a) \\ -\kappa A \cos(\kappa x - \phi), & (-a \leq x \leq a) \\ \xi A \cos(\kappa a + \phi) e^{-\xi(x+a)}, & (x < -a) \end{cases} \quad (2.81)$$

De las condiciones de continuidad en $x = \pm a$ para $d\mathbf{E}_y/dx$, se pueden obtener las siguientes ecuaciones

$$\begin{cases} \kappa A \sin(\kappa a + \phi) = \xi A \cos(\kappa a + \phi) \\ \sigma A \cos(\kappa a - \phi) = \kappa A \sin(\kappa a - \phi) \end{cases} \quad (2.82)$$

Eliminando la constante A , tenemos que

$$\tan(u + \phi) = \frac{w}{u} \quad (2.83a)$$

$$\tan(u - \phi) = \frac{w'}{u} \quad (2.83b)$$

donde

$$\begin{cases} u = \kappa a \\ w = \xi a \\ w' = \sigma a \end{cases} \quad (2.84)$$

De las ecuaciones 2.83 se obtienen las ecuaciones de valores característicos (ecuaciones de eigenvalores) con la siguiente forma

$$u = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{w}{u} \right) + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{w'}{u} \right) \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.85)$$

$$\phi = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{w}{u} \right) - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{w'}{u} \right) \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.86)$$

Los números de onda transversales normalizados u , w , y w' no son independientes. Usando las ecuaciones 2.80 y 2.84 se puede obtener una ecuación que relacione estos valores.

$$u^2 + w^2 = k^2 a^2 (n_1^2 - n_s^2) \equiv v^2 \quad (2.87)$$

$$w' = \sqrt{\gamma v^2 + w^2}, \quad (2.88a)$$

$$\gamma = \frac{n_s^2 - n_0^2}{n_1^2 - n_s^2} \quad (2.88b)$$

donde v es la frecuencia normalizada, definida en 2.88a y γ es una medida de la asimetría que existe en los índices de refracción de los medios. Cuando la longitud de onda de la luz de entrada y los parámetros geométricos de la guía de onda son definidos, la frecuencia normalizada v y la asimetría de índices de refracción γ también se definen. Por consiguiente, u , w , w' y ϕ están dados al resolver las ecuaciones de valores propios 2.85 y 2.86, bajo las condiciones de las ecuaciones 2.87 y 2.88.

En una guía de onda asimétrica ($n_s > n_0$) como la figura 2.3, el índice de refracción n_s es usado como el índice de refracción del cubierta para la definición de la frecuencia normalizada v . Esto es debido a que las condiciones de corte están definidas por la

constante de propagación normalizada β/k la cual corresponde con el cubierta de más alto índice de refracción. Las ecuaciones 2.85, 2.87 y 2.88 son las ecuaciones de dispersión o las ecuaciones de eigenvalores para los modos TE_m . Debido a esto, podemos decir que cuando la frecuencia normalizada y el factor de asimetría se determinan por la luz entrante y la geometría de la guía de onda, también se determina la constante de propagación a partir de las ecuaciones anteriores. Por 2.79 y 2.80, sabemos que el número de onda transversal κ debe ser un número real, para que la mayor parte del campo óptico se encuentre confinado en el núcleo. Para eso la siguiente condición debe satisfacerse

$$n_s \leq \frac{\beta}{k} \leq n_1, \quad (2.89)$$

β/k es un valor adimensional y es un índice de refracción para la onda plana. Es por esto que es llamado índice efectivo y es usualmente expresado como

$$n_e = \frac{\beta}{k} \quad (2.90)$$

Cuando $n_e < n_s$, el campo electromagnético en el cubierta se vuelve oscilatorio en la dirección transversal. Esto es que el campo es disipado como un modo de radiación. Debido a que la condición $\beta = kn_s$ representa la condición crítica en la cual el campo es cortado y se convierte en un modo no guiado (modo de radiación), es conocida como la condición de corte. Este nuevo parámetro se define como

$$b = \frac{n_e^2 - n_s^2}{n_1^2 - n_s^2} \quad (2.91)$$

Las condiciones para que existan modos guiados se expresa por

$$0 \leq b \leq 1 \quad (2.92)$$

y la condición de corte es

$$b = 0 \quad (2.93)$$

b es llamada la *constante de propagación normalizada*. Reescribiendo la ecuación 2.84 usando la frecuencia normalizada v y la constante de propagación normalizada b , se obtiene

$$2v\sqrt{1-b} = m\pi + \tan^{-1} \sqrt{\frac{b}{1-b}} + \tan^{-1} \sqrt{\frac{b+\gamma}{1-b}} \quad (2.94)$$

2.3.5. Guías de onda Rectangulares en tres dimensiones

Existe un método analítico para analizar las guías de onda rectangulares. Este método fue propuesto por Marcatili [21], en el cual se trata con una guía de onda de tres dimensiones. En la figura 2.4 [21] se describe la estructura a tratar, en la cual se observan unas áreas con sombra. En esos lugares se hace la suposición que el campo electromagnético decae muy rápido en esa región del cubierta por lo cual es despreciado, provocando que no se coloquen restricciones en los límites al campo electromagnético.

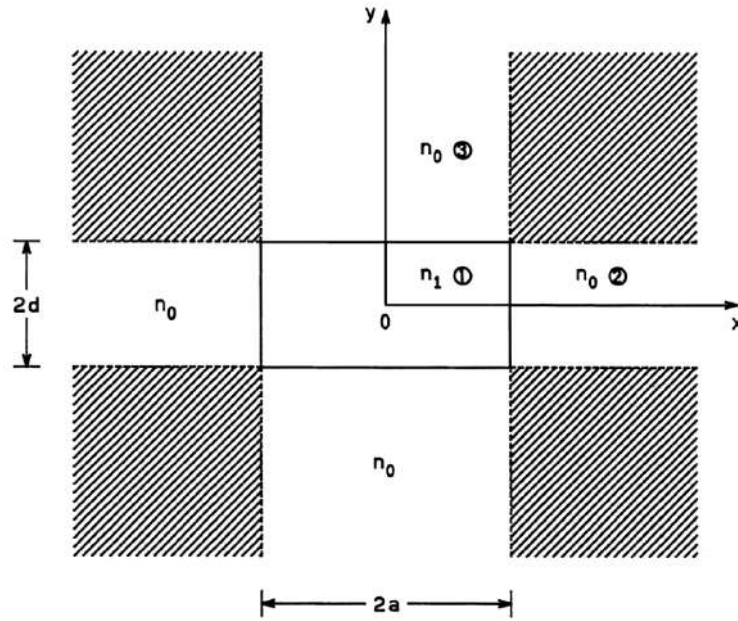


Figura 2.4: Guía de onda rectangular en 3 dimensiones

Primero consideramos el modo electromagnético en el cual \mathbf{E}_x y \mathbf{H}_y son predominantes. Según la aproximación de Marcatili, $\mathbf{H}_x = 0$ por lo que las ecuaciones 2.75 y 2.76 quedarían de la siguiente manera

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial y^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) \mathbf{H}_y = 0 \quad (2.95)$$

$$\begin{cases} \mathbf{H}_x = 0 \\ \mathbf{E}_x = -\frac{\omega \mu_0}{\beta} \mathbf{H}_y + \frac{1}{\omega \epsilon_0 n^2 \beta} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial x^2} \\ \mathbf{E}_y = \frac{1}{\omega \epsilon_0 n^2 \beta} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_y}{\partial x \partial y} \\ \mathbf{E}_z = \frac{-i}{\omega \epsilon_0 n^2} \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} \\ \mathbf{H}_z = \frac{-i}{\beta} \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial y} \end{cases} \quad (2.96)$$

Para considerar ahora el campo electromagnético que es predominante en \mathbf{E}_y y \mathbf{H}_x hacemos $\mathbf{H}_y = 0$ en las ecuaciones 2.75 y 2.76 quedando de la siguiente manera

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}_x}{\partial y^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) \mathbf{H}_x = 0 \quad (2.97)$$

$$\begin{cases} \mathbf{H}_y = 0 \\ \mathbf{E}_x = -\frac{1}{\omega \epsilon_0 n^2 \beta} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_x}{\partial x \partial y} \\ \mathbf{E}_y = -\frac{\omega \mu_0}{\beta} \mathbf{H}_x - \frac{1}{\omega \epsilon_0 n^2 \beta} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_x}{\partial y^2} \\ \mathbf{E}_z = \frac{i}{\omega \epsilon_0 n^2} \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} \\ \mathbf{H}_z = \frac{-i}{\beta} \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial x} \end{cases} \quad (2.98)$$

Los modos obtenidos en las ecuaciones 2.95 y 2.96 son descritos como \mathbf{E}_{pq}^x (donde p y q son enteros que describen la forma de los modos), esto debido a que los campos electromagnéticos dominantes son \mathbf{E}_x y \mathbf{H}_y . Por otro lado los modos de las ecuaciones 2.97 y 2.98 son llamados \mathbf{E}_{pq}^y debido a que sus campos electromagnéticos dominantes son \mathbf{E}_y y \mathbf{H}_x .

Debido a la simetría de la estructura como se muestra en la figura 2.4, se pueden resolver sólo las regiones 1-3, planteando las siguientes soluciones para el modo \mathbf{E}_x con sus debidas condiciones de frontera como se expresan a continuación

$$\mathbf{H}_y = \begin{cases} A \cos(k_x x - \phi) \cos(k_y y - \psi) & \text{región 1} \\ A \cos(k_x a - \phi) e^{-\gamma_x(x-a)} \cos(k_y y - \psi) & \text{región 2} \\ A \cos(k_x x - \phi) e^{-\gamma_y(y-d)} \cos(k_y d - \psi) & \text{región 3} \end{cases} \quad (2.99)$$

donde los números de onda transversales son k_x , k_y , γ_x y γ_y . Las fases ópticas son ϕ y ψ . Estos valores son proporcionados por

$$\begin{cases} -k_x^2 - k_y^2 + k^2 n_1^2 - \beta^2 = 0 & \text{región 1} \\ \gamma_x^2 - k_y^2 + k^2 n_0^2 - \beta^2 = 0 & \text{región 2} \\ -k_x^2 + \gamma_y^2 + k^2 n_0^2 - \beta^2 = 0 & \text{región 3} \end{cases} \quad (2.100)$$

y

$$\begin{cases} \phi = (p-1) \frac{\pi}{2} & (p = 1, 2, \dots) \\ \phi = (q-1) \frac{\pi}{2} & (q = 1, 2, \dots) \end{cases} \quad (2.101)$$

En esta definición los números enteros p y q empiezan desde el 1, ya que así lo definió Marcatili. El modo de orden más bajo en una guía rectangular sería el $\mathbf{E}_{p=1,q=1}^x$ o el $\mathbf{E}_{p=1,q=1}^y$, los cuales solo tienen un pico de campo eléctrico en la dirección de ambos ejes x y y.

Aplicando condiciones de frontera, un campo eléctrico $\mathbf{E}_z \propto (1/n^2) \partial \mathbf{H}_y / \partial x$ y debe ser continuo en $x = a$ y el campo magnético $\mathbf{H}_z \propto \partial \mathbf{H}_y / \partial y$ debe ser continuo en $y = d$. Con esto se obtienen las ecuaciones de dispersión siguientes

$$k_x a = (p-1)\frac{\pi}{2} + \tan^{-1}\left(\frac{n_1^2 \gamma_x}{n_0^2 k_x}\right) \quad (2.102)$$

$$k_y d = (q-1)\frac{\pi}{2} + \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_y}{k_y}\right) \quad (2.103)$$

Los números de onda transversales están relacionados por la ecuación 2.100 de la siguiente forma

$$\gamma_x^2 = k^2(n_1^2 - n_0^2) - k_x^2, \quad (2.104)$$

$$\gamma_y^2 = k^2(n_1^2 - n_0^2) - k_y^2, \quad (2.105)$$

La constante de propagación β es obtenida por

$$\beta^2 = k^2 n_1^2 - (k_x^2 + k_y^2) \quad (2.106)$$

Para calcular la ecuación de dispersión para el modo \mathbf{E}_{pq}^y , se expresa el campo magnético \mathbf{H}_x

$$\mathbf{H}_x = \begin{cases} A \cos(k_x x - \phi) \cos(k_y y - \psi) & \text{región 1} \\ A \cos(k_x a - \phi) e^{-\gamma_x(x-a)} \cos(k_y y - \psi) & \text{región 2} \\ A \cos(k_x x - \phi) e^{-\gamma_y(y-d)} \cos(k_y d - \psi) & \text{región 3} \end{cases} \quad (2.107)$$

Aplicando las condiciones de frontera, un campo eléctrico $\mathbf{E}_z \propto (1/n^2)\partial\mathbf{H}_x/\partial y$ y debe ser continuo en $y = d$ y el campo magnético $\mathbf{H}_z \propto \partial\mathbf{H}_y/\partial y$ debe ser continuo en $y = d$. Con esto se obtienen las ecuaciones de dispersión siguientes

$$k_d a = (p-1)\frac{\pi}{2} + \tan^{-1}\left(\frac{\gamma_x}{k_x}\right) \quad (2.108)$$

$$k_y d = (q-1)\frac{\pi}{2} + \tan^{-1}\left(\frac{n_1^2 \gamma_y}{n_0^2 k_y}\right) \quad (2.109)$$

2.4. Óptica no lineal

La generación espontánea por mezclado de cuatro ondas es un fenómeno que puede ser explicado por la óptica no lineal. La óptica no lineal es un fenómeno que ocurre como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de un material en presencia de la luz [22]. Típicamente una luz de láser, tiene la intensidad necesaria para modificar las propiedades ópticas de un material. Es por eso que el estudio de este cambio de propiedades inició con el descubrimiento de la generación del segundo armónico por Franken [23], justo después de la demostración del primer láser funcional diseñado por Maiman [24] en 1960. Se llaman efectos no lineales ya que son respuestas del material que dependen en forma no lineal de la magnitud del campo óptico aplicado. Por ejemplo, la generación del segundo armónico sucede debido a la respuesta de los átomos que escala de forma cuadrática a la fuerza del campo óptico aplicado. Esto significa que entre más potencia tenga la luz aplicada, mayor será la intensidad de la luz generada en el segundo armónico.

Para explicar de forma matemática la no linealidad óptica, consideremos cómo el momento dipolar por unidad de volumen, o polarización $\tilde{\mathbf{P}}(t)$, depende de la fuerza de un campo óptico aplicado $\tilde{\mathbf{E}}(t)$. En el caso de la óptica convencional, la polarización inducida depende linealmente de la fuerza del campo eléctrico, lo cual normalmente se describe como en la ecuación 2.9

En óptica no lineal la respuesta de la polarización puede generalizarse como una serie de potencias del campo eléctrico $\tilde{\mathbf{E}}(t)$ como

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{P}}(t) &= \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} \tilde{\mathbf{E}}(t) + \chi^{(2)} \tilde{\mathbf{E}}^2(t) + \chi^{(3)} \tilde{\mathbf{E}}^3(t) \dots \right] \\ &\equiv \tilde{\mathbf{P}}^{(1)}(t) + \tilde{\mathbf{P}}^{(2)}(t) + \tilde{\mathbf{P}}^{(3)}(t) + \dots\end{aligned}\quad (2.110)$$

Las cantidades $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son conocidas como las susceptibilidades de segundo y tercer orden, respectivamente. Si la luz es muy intensa, el movimiento se desviará del campo eléctrico expuesto y pueden existir susceptibilidades de órdenes superiores.

En este caso es la misma variación cuadrática de una fuente lumínica la que genera el segundo armónico, si fuera una variación cúbica sería el tercer armónico y sucesivamente. Por otro lado, no sólo es necesario que un campo electromagnético interactúe, pueden ser varios y generar diferentes fenómenos como sumas de frecuencias o diferencia de frecuencias.

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{E}}(t) &\propto \mathbf{E}_1 \exp(i\omega_1 t) + \mathbf{E}_1^* \exp(-i\omega_1 t) + \mathbf{E}_2 \exp(i\omega_2 t) + \mathbf{E}_2^* \exp(-i\omega_2 t) \\ \tilde{\mathbf{E}}^2(t) &\propto \mathbf{E}_1^2 \exp(2i\omega_1 t) + \mathbf{E}_1^{*2} \exp(-2i\omega_1 t) \\ &\quad + \mathbf{E}_2^2 \exp(2i\omega_2 t) + \mathbf{E}_2^{*2} \exp(-2i\omega_2 t) \\ &\quad + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 \exp[i(\omega_1 + \omega_2)t] + 2\mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2^* \exp[-i(\omega_1 + \omega_2)t] \\ &\quad + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* \exp[i(\omega_1 - \omega_2)t] + 2\mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2 \exp[-i(\omega_1 - \omega_2)t] \\ &\quad + 2|\mathbf{E}_1|^2 + 2|\mathbf{E}_2|^2\end{aligned}\quad (2.111)$$

El factor $\mathbf{E}_1^2 \exp(2i\omega_1 t) + \mathbf{E}_1^{*2} \exp(-2i\omega_1 t)$ corresponde a la generación del segundo armónico de la fuente 1, mientras que $\mathbf{E}_2^2 \exp(2i\omega_2 t) + \mathbf{E}_2^{*2} \exp(-2i\omega_2 t)$ corresponde a la generación del segundo armónico de la fuente 2. Por otra parte los términos $2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 \exp[i(\omega_1 + \omega_2)t] + 2\mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2^* \exp[-i(\omega_1 + \omega_2)t]$ es otro fenómeno de óptica no lineal donde tienen se suman las frecuencias de la fuente 1 y 2, mientras que $2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* \exp[i(\omega_1 - \omega_2)t] + 2\mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2 \exp[-i(\omega_1 - \omega_2)t]$ es la diferencia de las frecuencias.

2.4.1. Generación espontánea por mezclado de cuatro ondas

Normalmente los procesos de óptica no lineal se refieren como procesos de mezclado de n ondas, donde n es el número de fotones involucrados, incluyendo el emitido. En la figura 2.5 [25], se observa un proceso de mezclado de 4 ondas. Las líneas no continuas son niveles virtuales energéticos. En este caso, las flechas que apuntan hacia arriba corresponden a fotones absorbidos y contribuyen en un factor de su campo \mathbf{E}_i . Las flechas que apuntan hacia abajo corresponden a los fotones emitidos y contribuyen en un factor de su campo complejo conjugado \mathbf{E}_i^* , por lo cual la polarización final será una mezcla de los campos

$$\mathbf{P} \propto \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_3^* \quad (2.112)$$

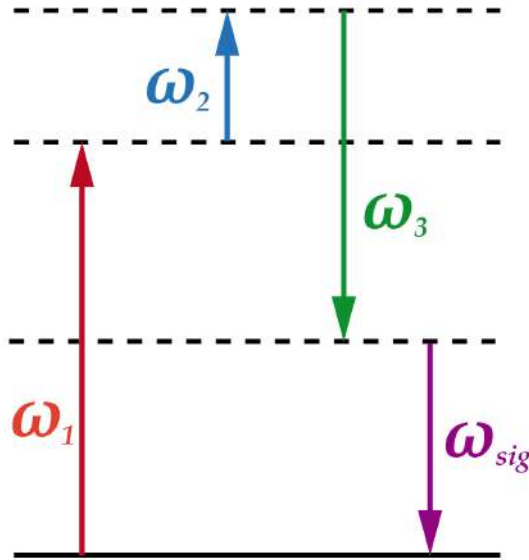


Figura 2.5: Proceso de mezclado de 4 ondas.

debe existir la conservación de energía en los fotones. Sumamos las frecuencias de todos los fotones involucrados

$$\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = \omega_{sig} \quad (2.113)$$

Al multiplicarlos por la constante de Planck \hbar obtenemos las energías

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 - \hbar\omega_3 = \hbar\omega_{sig} \quad (2.114)$$

Por otra parte también debe existir la conservación del momento. Cuando una onda se propaga en el espacio tiene una dependencia espacial que está descrita por el vector de onda

$$\tilde{\mathbf{E}}(\vec{r}, t) \propto \mathbf{E} \exp[(i\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})] + \mathbf{E}^* \exp[(i\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})] \quad (2.115)$$

Por lo que al sumar los vectores de los diferentes campos deben de ser igual al resultante, como se muestra en la figura 2.6 [25].

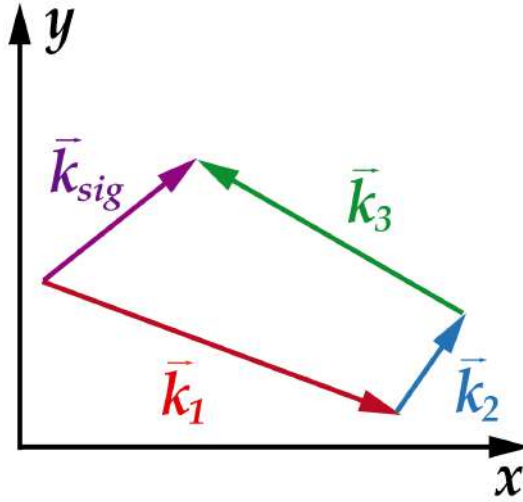


Figura 2.6: Suma de vectores de onda.

$$k_1 + k_2 - k_3 = k_{sig} \quad (2.116)$$

Al multiplicarlos por la constante de Planck \hbar obtenemos los momentos

$$\hbar k_1 + \hbar k_2 - \hbar k_3 = \hbar k_{sig} \quad (2.117)$$

El que conserve ambos, momento y energía, se llama empatamiento de fase y es un requisito para la existencia del proceso de mezclado de ondas.

Para el proceso espontáneo de mezclado de 4 ondas, o *Spontaneous Four Wave Mixing* (SFWM) como lo dice su nombre, se ocupan 4 ondas involucradas. Es un proceso que tiene una susceptibilidad no lineal de tercer grado $\chi^{(3)}$, en el cual dos fotones con las mismas características, al atravesar el medio con propiedades no lineales son absorbidos

y se emiten dos fotones que se encuentran entrelazados y con una frecuencia diferente entre ellos. Este proceso normalmente considera a los fotones que entran al material como fotones de bombeo que tienen una frecuencia ω_p y a los fotones de salida como fotones de señal y fotones acompañantes con frecuencias ω_s y ω_i respectivamente, como se muestra en la figura 2.7.

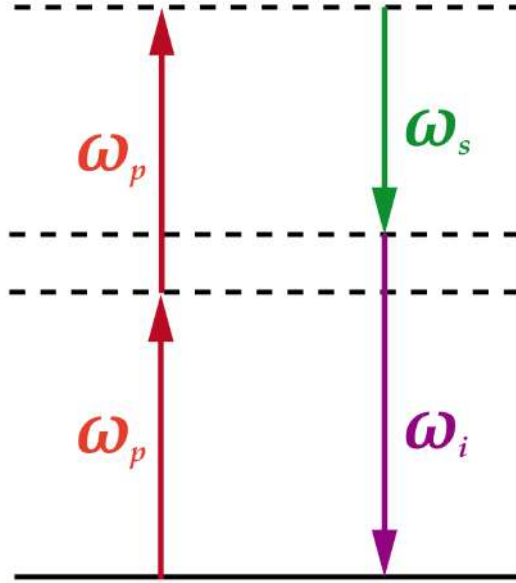


Figura 2.7: Proceso de mezclado espontáneo de 4 ondas.

2.4.2. Intensidad Espectral Conjunta

Un estado bifotónico $|1\rangle_1|1\rangle_2$ generado por SFWM es descrito por la siguiente ecuación

$$|\psi\rangle \propto \iint d\omega_1 d\omega_2 \left[\Phi \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \right) \right] \phi_{PM}(\omega_1, \omega_2) t(\omega_1) t(\omega_2) |1\rangle_1 |1\rangle_2 \quad (2.118)$$

donde Φ es la envolvente espectral del bombeo, normalmente considerada como una función gaussiana. ϕ_{PM} es la función de emparejamiento de fase, y $t(\omega_1)$ es la función de transferencia (amplitud de la transmisión) de la frecuencia 1 y $t(\omega_2)$ corresponde a la frecuencia 2 del dispositivo. Convencionalmente $\phi_{PM} = \text{sinc}(\Delta k L)$ donde L es la longitud de la guía de onda y Δk es la desviación del emparejamiento de fase perfecto $\Delta k = 2k_p - k_s - k_i$, en términos de los números de onda del bombeo (k_p), la señal k_s y del acompañante k_i [26].

La intensidad espectral conjunta o *Joint Spectral Intensity* (JSI) es proporcionada por la magnitud cuadrada de la amplitud espectral conjunta, que es el producto de Φ y Ψ definido por 2.118 [27] y puede ser medida de forma experimental [28]. La forma de

la JSI en el plano de $\omega_1 - \omega_2$ depende de la longitud de onda de bombeo, de los puntos de empatamiento de fase y de las funciones de transmisión T_1 y T_2 de los dos fotones generados. La JSI es usada para distinguir entre estados de dos fotones separables, correlacionados y anti-correlacionados. Así mismo para cuantificar el entrelazamiento [29] [30] [31].

3.1. Modelado del índice de refracción del silicio

Para modelar el índice de refracción de las muestras de silicio poroso sintetizadas se consideraron los modelos de Bruggeman 2.1 y Looyenga 2.2. Para ello se utilizaron los valores medidos para el silicio reportados en [32], válidos para el rango espectral de $250 - 1450nm$, ajustados a una función y extrapolados hasta la longitud de onda de interés de este estudio de $1550nm$. El índice de refracción del silicio para este rango de longitudes de onda varía lentamente por lo que consideramos que la extrapolación es válida. El índice de refracción del aire se considera constante e igual a 1 en la región espectral de interés.

Las ecuaciones de Bruggeman y Looyenga se resolvieron en Matlab dejando n_{eff} , el índice de refracción efectivo, como la incógnita.

3.2. Simulación en COMSOL

Con los datos obtenidos de los índices de refracción para diferentes porosidades se procedió a realizar simulaciones en las cuales el material pudiera guiar luz. En este estudio se consideraron guías de onda de costilla, en las cuales tuviera un silicio poroso con menor porosidad y mayor índice de refracción como la guía, el sustrato en donde se apoyaría la guía sería en una capa de silicio con mayor porosidad y menor índice de refracción, y por último, estaría cubierta de aire para cumplir con los requisitos de propagación de la luz por reflexión total interna.

Para hacer la simulación se usó el software comercial COMSOL, dentro del cual existen diversos paquetes de simulador, como corriente eléctrica, acústica, transportes de químicos, electroquímica, flujo de fluidos, transferencia térmica, plasma, frecuencia de radio, semiconductores, estructuras mecánicas y óptica. El paquete de óptica permite la solución de las ecuaciones de Maxwell teniendo en cuenta las condiciones de frontera entre los materiales. Para las simulaciones se colocaron los valores de las tres regiones del material: la guía con silicio de baja porosidad, el sustrato con silicio de alta porosidad y la cubierta que fue aire. Los porcentajes de silicio poroso con el cual se hicieron las simulaciones fueron desde 50 % hasta 80 %.

Por otra parte se utilizó un programa elaborado por estudiantes del grupo de trabajo, el cual hace los mismos cálculos que COMSOL, pero ordena los índices efectivos para los modos TE y TM dependientes de la longitud de onda y tienen una función de corte para determinar cuáles son las longitudes de onda máximas que se pueden propagar en el material, tomando en cuenta los índices de refracción del núcleo, cubierta y parámetros geométricos de la guía.

Con la ayuda de ambos programas se buscaron configuraciones en las cuales existieran propiedades de dispersión anómala cerca de la longitud de interés de 1550 nm .

Teniendo algunas estructuras y geometrías interesantes con diferentes configuraciones de índice de refracción, los datos fueron procesados en Mathematica para el cálculo que permite saber cuáles serían las propiedades de los fotones generados, así como la JSI.

3.3. Síntesis de Silicio Poroso

Para el silicio poroso se usó una oblea de silicio con diámetro de 50.8 mm , tipo p dopada con boro, con una orientación cristalina $\langle 100 \rangle$, una resistividad baja de entre 0.001 y $0.005\ \Omega\text{cm}$ y un espesor de $280\ \mu\text{m}$. La oblea se cortó en cuatro piezas de aproximadamente la misma área.

Se hizo uso de un reactor circular de plástico. En la figura 3.1 se muestra el esquema del sistema de síntesis del silicio poroso. Para armarlo se coloca primero la base, seguido de una placa de cobre que será el cátodo, el elemento que se reduce en el proceso químico. Dicho de otra manera, es el material que recibe a los electrones provenientes del ánodo. Sobre la placa de cobre se coloca un cuarto de la oblea y posteriormente se coloca la parte superior del reactor que cuenta con un o-ring para evitar filtraciones.

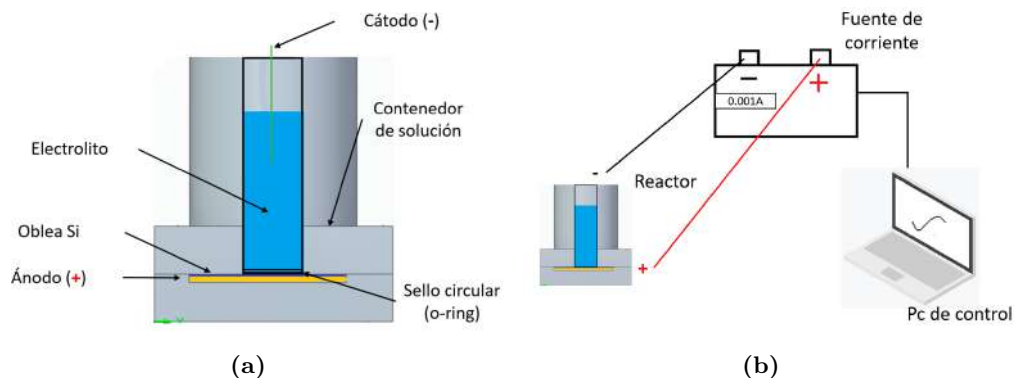


Figura 3.1: Arreglo experimental para síntesis de silicio poroso. a) Esquema del reactor. b) Sistema completo

La parte superior del reactor es un espacio cilíndrico en el cual se deposita el electrolito. Antes de colocar el electrolito, se utiliza alcohol etílico para observar si existe alguna fuga en el reactor armado.

Al asegurar que no existan fugas, se procede a realizar la mezcla del electrolito. En este caso se usa 50% de ácido fluorhídrico (HF) al 40% de pureza y 50% de alcohol etílico. 16 ml de electrolito es suficiente para realizar el anodizado, por lo cual se miden 8 ml de etanol en una probeta y poco a poco se agregan los 8 ml de HF.

Teniendo el electrolito preparado, se procede a verter por las paredes del reactor. Una vez dentro del reactor el electrolito, se procede a colocar una placa de tungsteno, que sirve como el ánodo, el material que se oxida, esto es, el material que da electrones.

Armado el reactor con el silicio, los electrodos y el electrolito, se coloca la fuente de poder que suministra la energía para que se lleve a cabo el proceso electroquímico. La parte negativa se conecta al tungsteno y la parte positiva al cobre. El parámetro a controlar en el proceso es la densidad de corriente, en la figura 3.2 se observa la curva de velocidad de ataque respecto a la corriente eléctrica, y en la figura 3.3 se observa la curva de la porosidad respecto a la corriente eléctrica. Este proceso fue descrito por [33] y se logró medir mediante el proceso de gravimetría. Si se desea una porosidad más elevada y un ataque químico más rápido, se debe de usar una corriente mayor y en caso de que se busque una porosidad baja, se usa una corriente baja, lo que también significa que el ataque al silicio será lento. Se debe de asegurar que la corriente permanezca estable ya que en caso contrario, el ataque sería no uniforme provocando capas intermedias con una diferente porosidad.

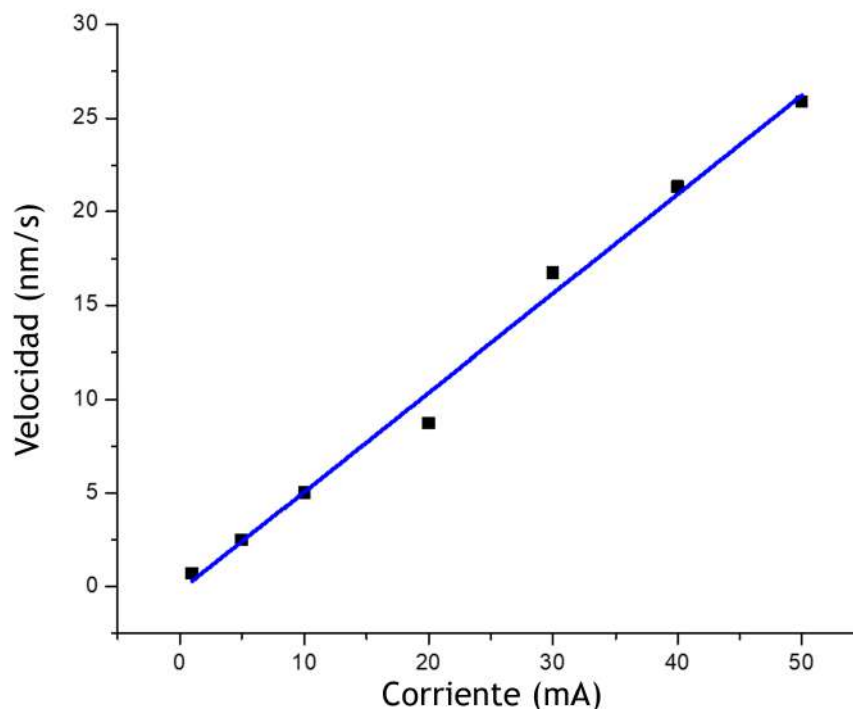


Figura 3.2: Gráfica de relación entre corriente eléctrica y velocidad de ataque químico

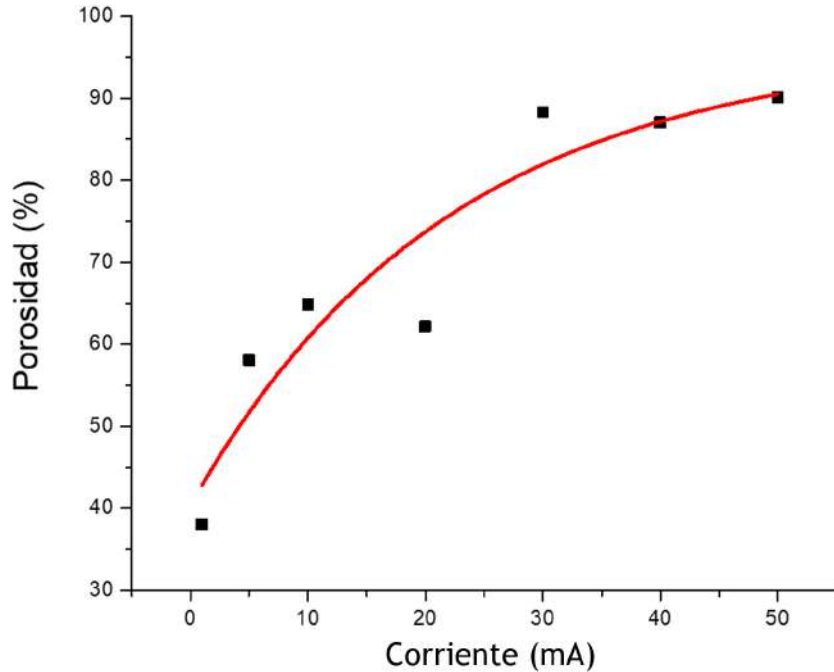


Figura 3.3: Gráfica de relación entre corriente eléctrica y porcentaje de porosidad en silicio

En caso de que se busque hacer una bicapa de silicio poroso o multicapa, se debe de utilizar la velocidad del ataque químico dependiente de la corriente eléctrica para diseñar los tiempos necesarios para que las capas crezcan con el espesor deseado. Este proceso es bastante controlado por el hecho de que al momento de usar una oblea de silicio p, significa que tiene un exceso de portadores positivos o huecos en el material. Al momento de atacar con electrones al silicio se lleva la reacción química en la cual se genera SiF_6 el cual se diluye en el electrolito y va eliminándose de la oblea de silicio, dejando el silicio que queda con una carga neutra, por lo cual el silicio que siga con portadores mayoritarios positivos será el principal foco de ataque del HF. Esto no significa que el HF no le haga nada al silicio, sin embargo su interacción será más baja en comparación con el silicio dopado.

En la figura 3.4, se observa un diagrama de cómo se obtendría una muestra de silicio poroso tricapa.

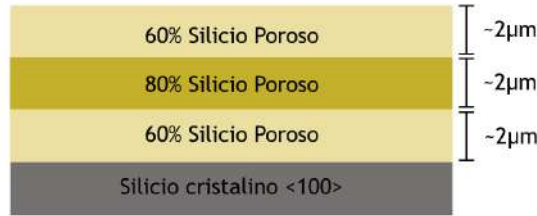


Figura 3.4: Diagrama de silicio poroso tricapa

3.4. Guías de onda en Silicio Poroso

El proceso de ablación láser se realizó dentro del Laboratorio de Óptica Ultrarrápida del CIO. Es un laboratorio de uso común para todos los investigadores del CIO y cuenta con diversos equipos. Para el grabado de las guías se hizo uso del láser de femtosegundos Libra de la marca Coherent. El pulso dura 50 femtosegundos, tiene una potencia de 3.5mJ por pulso y una frecuencia de repetición de 1kHz. La longitud de onda del láser es de 808nm.

El haz dividido llega a la estación de microfabricación μfab de Newport, se puede ver un diagrama de dicha estación en la figura 3.5. Esta estación consta de una plataforma móvil que puede moverse 100mm en el eje x y , y 5mm en el eje z . Cuenta con una resolución de 50 nm. Tiene una velocidad máxima de 300mm/s en el plano XY. Cuenta con un microscopio de reflexión digital en el eje z para una monitorización en tiempo real del grabado láser.



Figura 3.5: Diagrama de la estación de microfabricación

Debido a que el material es nuevo para este tipo de proceso de ablación láser, se hicieron varias pruebas para determinar cuáles son los parámetros adecuados. Los parámetros a modificar fueron la potencia de salida del láser, la velocidad de grabado, la profundidad de grabado y el objetivo usado.

La ablación láser se hizo en 10 diferentes grupos de 3, en cada grupo se cambió la

potencia promedio del láser con la cual fueron fabricadas en 5 mW , 15 mW y 20 mW . El primer grupo se fabricó con el láser enfocado en la superficie, con un objetivo de microscopio de 20x, una velocidad de $300\ \mu\text{m/s}$ y una pasada del láser. El segundo grupo se fabricó con el láser enfocado en la superficie, con un objetivo de 20x, una velocidad de $500\ \mu\text{m/s}$ y una pasada del láser. El tercer grupo se fabricó con el láser enfocado $10\ \mu\text{m}$ debajo de la superficie, con un objetivo de 20x, una velocidad de $500\ \mu\text{m/s}$ y una pasada del láser. El cuarto grupo se fabricó con el láser enfocado $10\ \mu\text{m}$ por arriba de la superficie, con un objetivo de 20x, una velocidad de $500\ \mu\text{m/s}$ y una pasada del láser. El quinto grupo se fabricó con el láser enfocado en la superficie, con un objetivo de 20x, una velocidad de $500\ \mu\text{m/s}$ y dos pasadas del láser. El sexto grupo se fabricó con el láser enfocado en la superficie, con un objetivo de 60x, una velocidad de $500\ \mu\text{m/s}$ y una pasada del láser. El séptimo grupo se fabricó con el láser enfocado $10\ \mu\text{m}$ debajo de la superficie, con un objetivo de 60x, una velocidad de $500\ \mu\text{m/s}$ y una pasada del láser. El octavo grupo se fabricó con el láser enfocado $10\ \mu\text{m}$ por arriba de la superficie, con un objetivo de 60x, una velocidad de $500\ \mu\text{m/s}$ y una pasada del láser. El noveno grupo se fabricó con el láser enfocado en la superficie, con un objetivo de 60x, una velocidad de $500\ \mu\text{m/s}$ y dos pasadas del láser. El décimo grupo se fabricó con el láser enfocado en la superficie, con un objetivo de 60x, una velocidad de $300\ \mu\text{m/s}$ y una pasada del láser. Una vez observados los canales, se procedió a hacer una limpieza en HF diluido 1:100, durante 30 minutos para remover el dióxido de silicio.

Después de observar los resultados obtenidos, se realizaron varias guías de onda con una potencia de 15mW , $500\ \mu\text{m/s}$, enfocado en la superficie de la muestra, con un objetivo de 20x. Se usó esta configuración, ya que era la que mostraba claramente una ablación del material sin llegar a ser muy severa. Se hicieron un total de 17 guías de onda con una separación aumentando de $2\ \mu\text{m}$.

En la figura 3.6 se observa cómo quedan los canales en el silicio poroso después de la ablación láser. La guía de onda se encuentra entre ambos canales y en la zona de menor porosidad. Se espera que las guías de onda no queden de forma completamente rectangular debido a que el proceso de ablación láser deja los canales un poco ovalados.



Figura 3.6: Diagrama del grabado de las guías.

Para el análisis de las guías de onda, se examinó cada una de ellas en un arreglo experimental que cuenta con 2 plataformas con movimiento en los 3 ejes con una resolución de $50\ \mu\text{m}$ por revolución y un desplazamiento máximo de 4 mm . Una de las

plataformas se usó para ajustar la fibra óptica de entrada y el segundo para ajustar un objetivo de microscopio de 20x que recolecta el modo a la salida de la guía de onda. Una tercer plataforma de menor tamaño, fue usada para colocar la muestra de silicio poroso. Finalmente se colocó un microscopio digital en la parte superior para poder observar la proximidad de la fibra óptica con la guía de onda. En la figura 3.7 se observa el arreglo óptico.

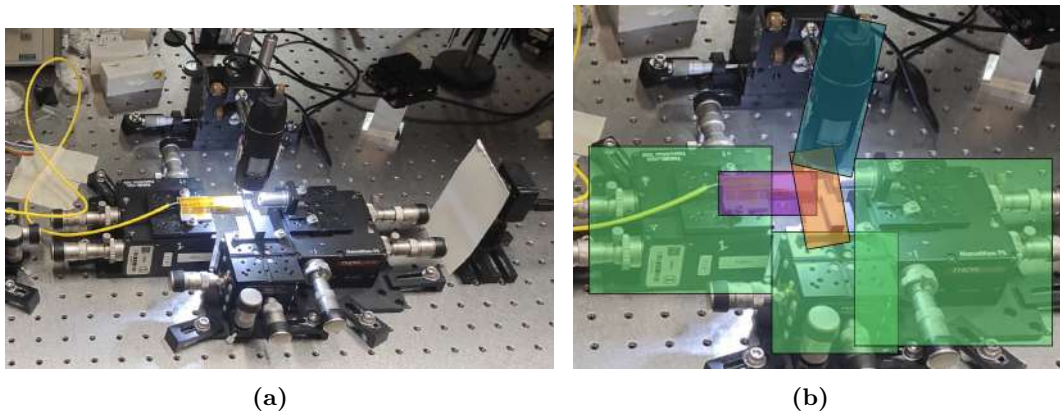


Figura 3.7: Arreglo óptico para análisis de guías de onda. a) Se observa el arreglo óptico completo. b) Los rectángulo verdes muestran las tres plataformas usadas para ajustar la fibra (rectángulo morado), el objetivo de microscopio (rectángulo azul) y la muestra con la guía de onda (rectángulo naranja)

Se caracterizaron las guías de onda con una fuente láser de $780nm$ y una fuente láser de $1550nm$. Se hizo uso de una fibra óptica con terminación en punta, lo que genera una especie de lente que permite enfocar la luz a unas cuantas micras del sustrato. Después de la recolección de la luz por el objetivo de microscopio, la luz es colimada para que se incida en una cámara que detecta las longitudes de onda cercanas a $780nm$ y otra cámara que detecta las longitudes cercanas a $1550nm$.

Por último, se observaron las muestras donde se hicieron las ranuras y las guías de onda en un microscopio electrónico de barrido (SEM por sus siglas en inglés), para poder determinar los parámetros geométricos de las muestras.

4.1. Ajustes de curvas de índice de refracción

Se realizó un ajuste a los datos obtenidos de del artículo [32]. En la figura 4.1 se observa el ajuste del índice de refracción junto con los datos.

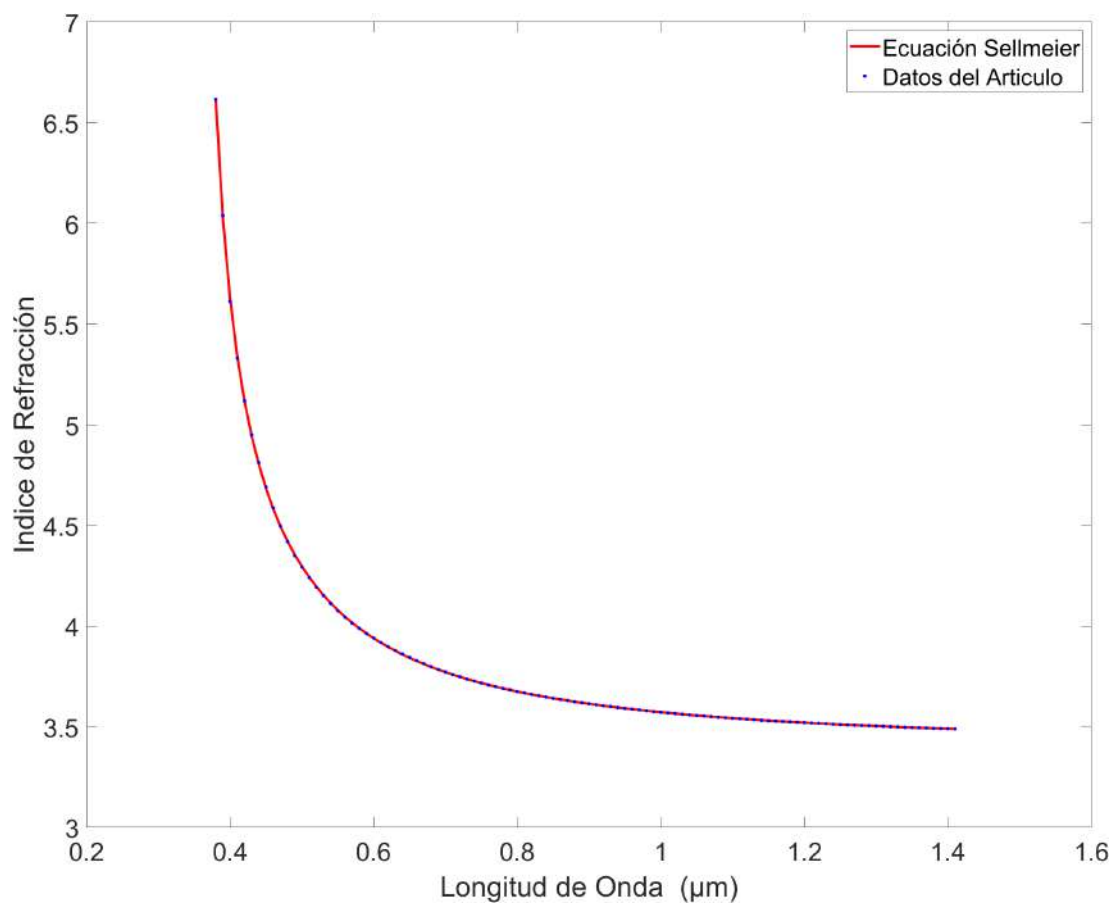


Figura 4.1: Dispersión cromática para el silicio poroso

La ecuación obtenida fue la siguiente

$$n_{Si}(\lambda) = \frac{a * (\lambda)^2}{\lambda^2 - c} + \frac{b * (\lambda)^2}{(\lambda)^2 - d} + e \quad (4.1)$$

donde los coeficientes son

$$\begin{aligned} a &= 2.3384 \\ b &= 0.5570 \\ c &= 0.0358 \\ d &= 0.1175 \\ e &= 0.5154 \end{aligned} \quad (4.2)$$

En la figura 4.2 se observan las curvas para las diferentes porosidades con los 2 modelos de medios efectivos que se usaron, Looyenga y Bruggeman. Se observa que para porosidades bajas, el modelo efectivo de Bruggeman suele dar un valor más elevado en comparación al de Looyenga. Este procedimiento es invertido al ir a porosidades más altas.

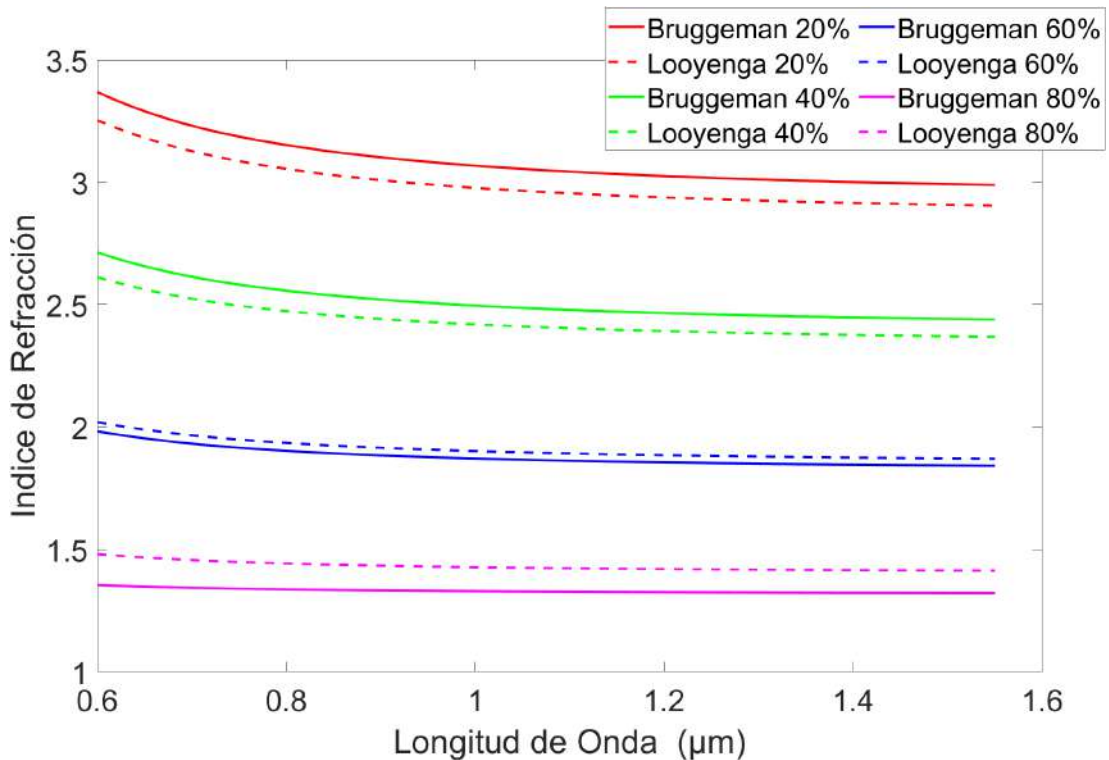


Figura 4.2: Comparación de modelos efectivos a diferente porcentaje de porosidad

Los valores obtenidos mediante simulaciones fueron comparados con los resultados obtenidos por Estrada [34]. Se diseñó una ecuación para determinar de los índices de refracción respecto a la longitud de onda en nm con la forma:

$$n_{eff}(\lambda) = \frac{a * \lambda^2}{\lambda^2 - c} + \frac{b * \lambda^2}{\lambda^2 - d} + e \quad (4.3)$$

donde los coeficientes para Bruggeman a 60 % son

$$\begin{aligned} a &= 0.4891 \\ b &= 0.6665 \\ c &= -0.0097 \\ d &= 0.0742 \\ e &= 0.6663 \end{aligned} \quad (4.4)$$

para Bruggeman a 80 % son

$$\begin{aligned} a &= 0.4788 \\ b &= 0.7117 \\ c &= -0.0112 \\ d &= 0.0742 \\ e &= 0.6587 \end{aligned} \quad (4.5)$$

Para los índices de refracción del modelo de medio efectivo de Looyenga se obtuvieron los siguientes coeficientes para 06 % de porosidad

$$\begin{aligned} a &= 0.4891 \\ b &= 0.66655 \\ c &= -0.0097 \\ d &= 0.0742 \\ e &= 0.6663 \end{aligned} \quad (4.6)$$

y para el modelo de Looyenga con porosidad del 80 % son

$$\begin{aligned} a &= 0.3353 \\ b &= 0.3885 \\ c &= 0.0724 \\ d &= -0.0068 \\ e &= 0.6792 \end{aligned} \quad (4.7)$$

En la figura 4.3 se observa la comparación de los valores obtenidos con los obtenidos por Estrada. En este caso se obtuvo una excelente concordancia para los datos simulados a partir de las curvas de dispersión cromática del silicio utilizando los modelos de medios efectivos, con las gráficas comparadas del artículo de Estrada.

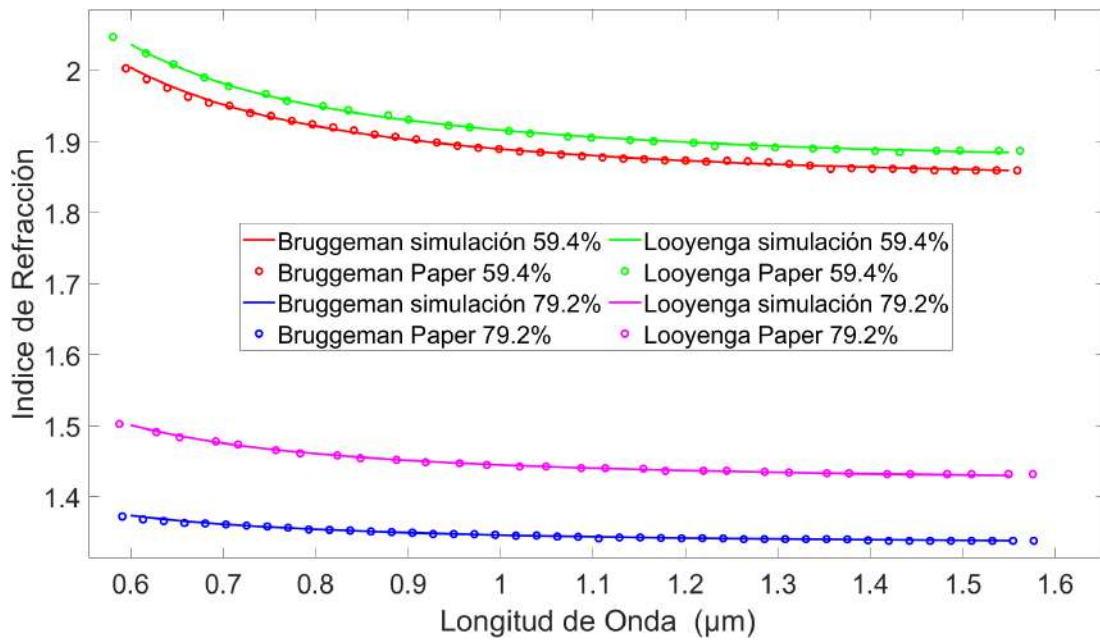


Figura 4.3: Comparación con resultados de Estrada

4.2. Silicio Poroso

Después del anodizado del silicio, quedan cuartos de obleas con un círculo de color diferente. Este círculo es el que contiene el silicio poroso como se muestra en la figura 4.4.

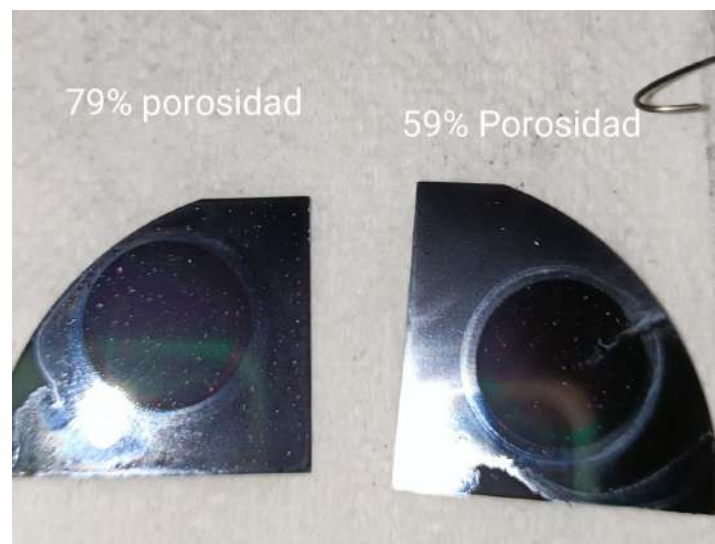


Figura 4.4: Cuartos de obleas de silicio poroso

Se realizaron diferentes muestras de silicio poroso, con una porosidad nominal de 80 %, 70 %, 60 % y 50 %. Con la ayuda del elipsómetro Espectra Ray 4 que se encuentra en el cuarto limpio del CIO, se hicieron las mediciones del índice de refracción de las muestras. Los valores obtenidos del elipsómetro tienen un rango de $200nm$ a $1000nm$, por lo cual se procesaron los datos y se obtuvo una curva para las mediciones. Los datos experimentales se compararon con los datos simulados de los modelos efectivos. En la figura 4.5 se observa la comparación.

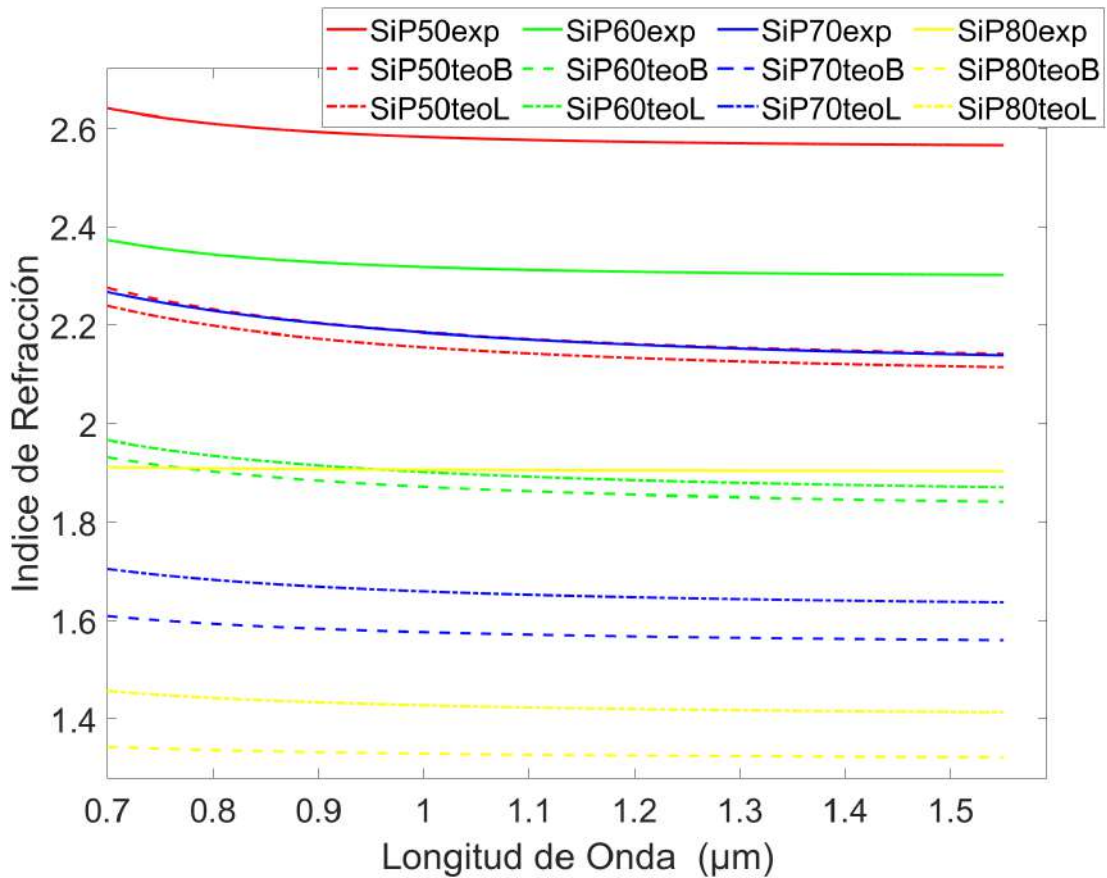


Figura 4.5: Comparación de datos experimentales y simulados, las líneas continuas son los valores experimentales, las líneas discontinuas son los valores teóricos con el modelo de Bruggeman y las líneas con puntos son los valores teóricos del modelo de Looyenga

Se observa que los datos experimentales no concuerdan con los simulados. Esto pudiera ser porque los modelos matemáticos que se utilizaron al momento de medir las muestras no fueron los adecuados, ya que se ocuparon modelos para el dióxido de silicio debido a que el modelo existente para el silicio poroso en el equipo daba un resultado muy diferente al esperado. Por otro lado, es posible que exista una variación de los valores obtenidos experimentalmente con los simulados, ya que existe una gran cantidad de variables al momento de realizar la fabricación del material.

4.3. Simulación propagación en guías de onda

De acuerdo a la simulación, para las guías de onda con un núcleo de 60 % de porosidad y una base de 80 % de porosidad existe guiado monomodal en 780 nm, TE y TM para una grosor de 2 μm desde 0.6 μm hasta 13 μm de anchura. Estas simulaciones se hicieron en COMSOL para tener una aproximación teórica, para tener parámetros de fabricación

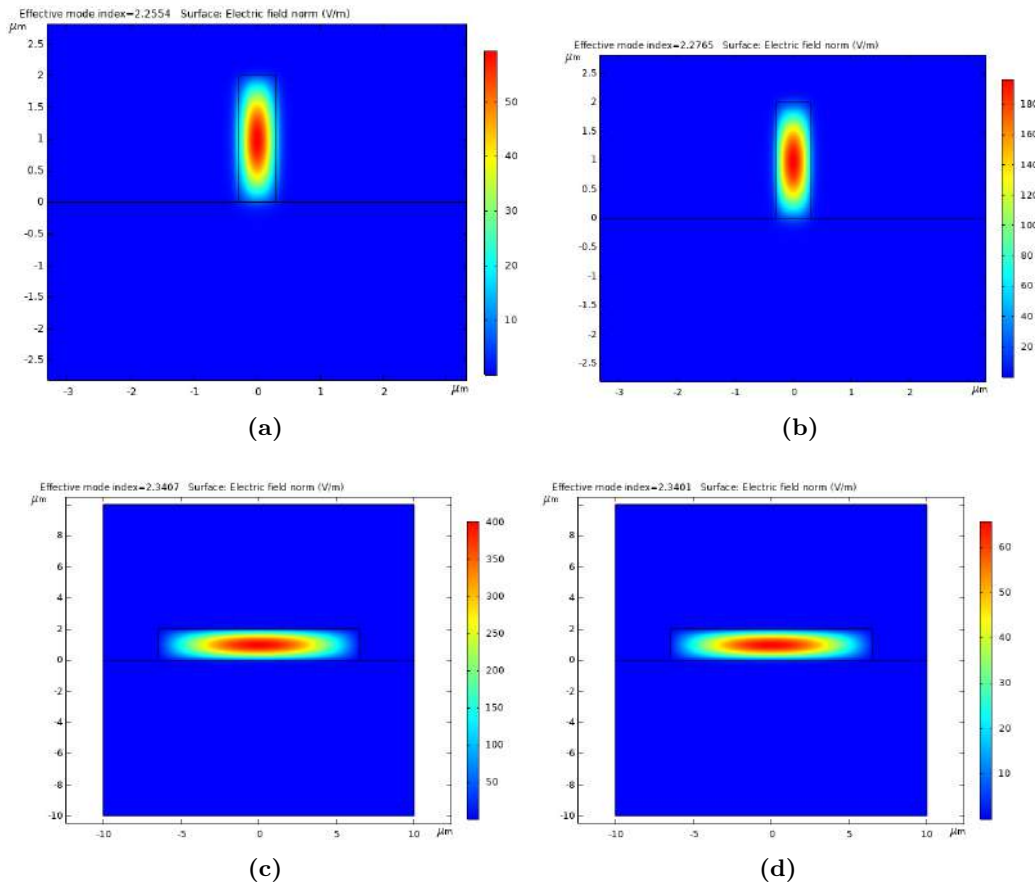


Figura 4.6: Propagación de modo fundamental a 780 nm 60 % Porosidad núcleo. a) 0.6 μm de anchura a 780nm TE_0 , b) 0.6 μm de anchura a 780nm TM_0 , c) 13 μm de anchura a 780nm TE_0 , d) 13 μm de anchura a 780nm TM_0

Para las guías de onda con un núcleo de 60 % de porosidad y una base de 80 % de porosidad existe guiado monomodal en 1550 nm, TE y TM para un grosor de 2 μm desde 0.7 μm hasta 10 μm de anchura.

4.3 Simulación propagación en guías de onda

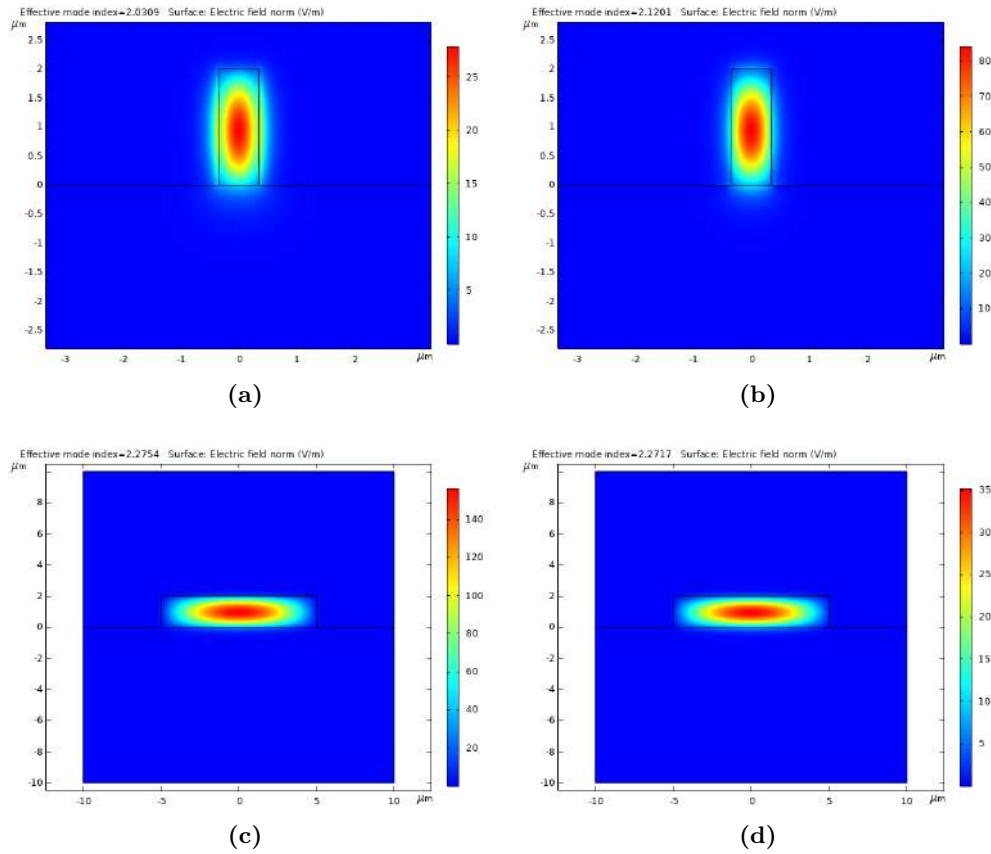


Figura 4.7: Propagación de modo fundamental a 1550 nm 60% Porosidad núcleo. a) $0.7\text{ }\mu\text{m}$ de anchura a 1550 nm TE_0 , b) $0.7\text{ }\mu\text{m}$ de anchura a 1550 nm TM_0 , c) $10\text{ }\mu\text{m}$ de anchura a 1550 nm TE_0 , d) $10\text{ }\mu\text{m}$ de anchura a 1550 nm TM_0

Para las guías de onda con un núcleo de 70% de porosidad y una base de 80% de porosidad existe guiado monomodal en 780 nm , TE y TM para un grosor de $2\text{ }\mu\text{m}$ desde $0.6\text{ }\mu\text{m}$ hasta $13\text{ }\mu\text{m}$ de anchura.

4.3 Simulación propagación en guías de onda

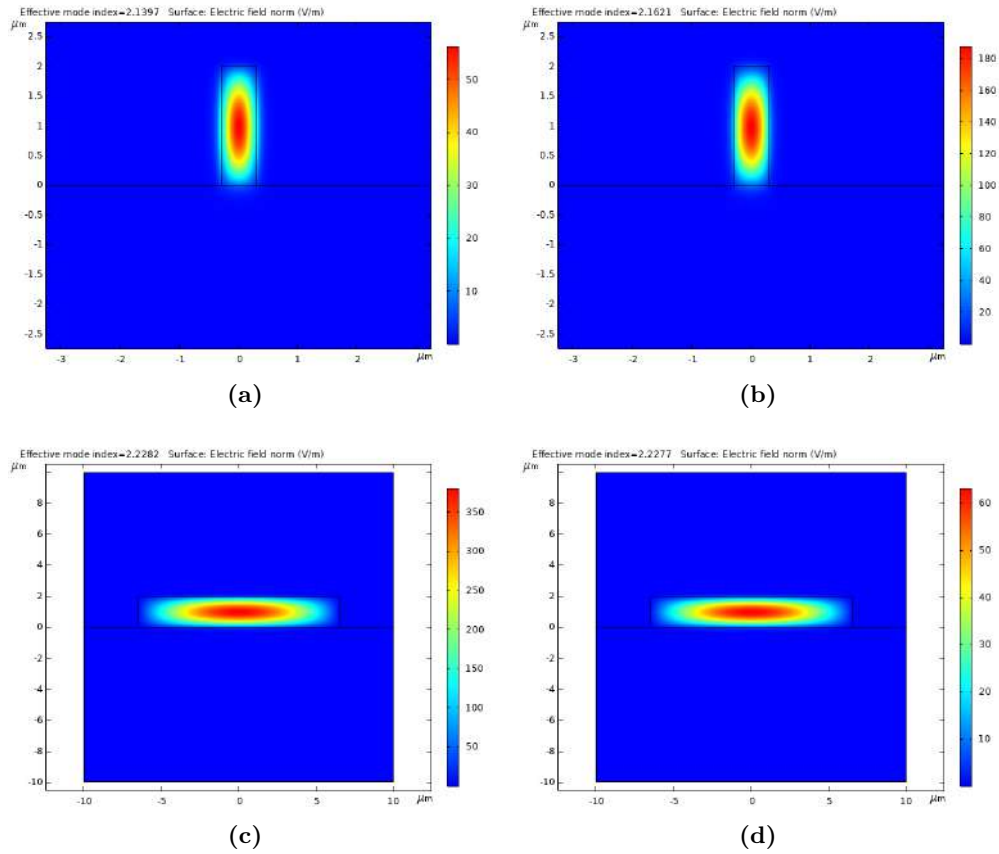


Figura 4.8: Propagación de modo fundamental a 780 nm 70% Porosidad núcleo. a) $0.6 \mu\text{m}$ de anchura a 780 nm TE_0 , b) $0.6 \mu\text{m}$ de anchura a 780 nm TM_0 , c) $13 \mu\text{m}$ de anchura a 780 nm TE_0 , d) $13 \mu\text{m}$ de anchura a 780 nm TM_0

Para las guías de onda con un núcleo de 70% de porosidad y una base de 80% de porosidad existe guiado monomodal en 1550 nm , TE y TM para un grosor de $2 \mu\text{m}$ desde $0.8 \mu\text{m}$ hasta $11 \mu\text{m}$ de anchura.

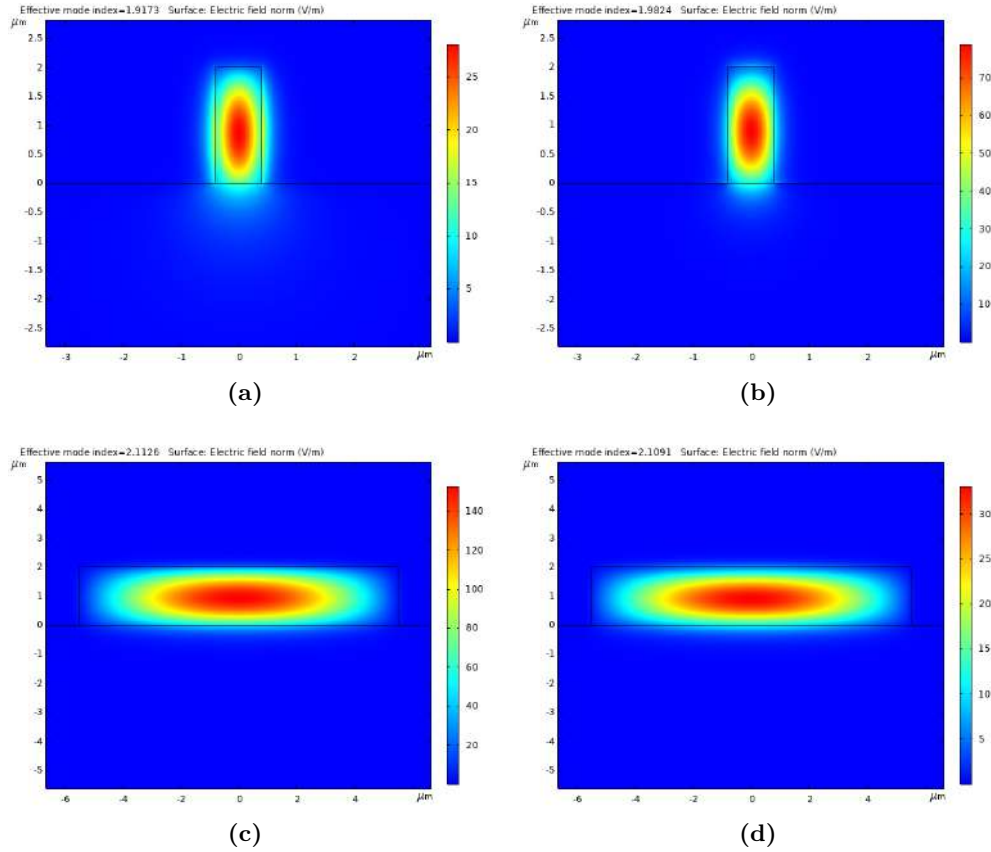


Figura 4.9: Propagación de modo fundamental a 1550 nm 70% Porosidad núcleo. a) $0.8\text{ }\mu\text{m}$ de anchura a 1550 nm TE_0 , b) $0.8\text{ }\mu\text{m}$ de anchura a 1550 nm TM_0 , c) $11\text{ }\mu\text{m}$ de anchura a 1550 nm TE_0 , d) $11\text{ }\mu\text{m}$ de anchura a 1550 nm TM_0

Estas simulaciones demuestran que hay un buen rango en la anchura para la fabricación de las guías de onda en la que se todavía se pueda observar un monomodo. Por el material y la forma en las que se forman los poros en el silicio, es mucho más probable que los modos que se observen mejor sean los TE. Por este razonamiento, será más probable obtener un guiado de luz a anchuras un poco más grandes.

4.4. Simulación de generación de Fotones

Se hizo el análisis para el SFWM, para poder lograrlo primero se encontraron parámetros geométricos en los cuales existiera dispersión anómala y pudieran existir las condiciones de empatamiento de fase. Estos parámetros se encontraron para una relación de 60% y 80% de porosidad experimental y para una grosor de 750 nm de silicio poroso en el núcleo. En la figura 4.10 se muestran los valores obtenidos para diferentes anchuras. Podemos observar que al aumentar la anchura de las guías, la dispersión se

va desplazando a longitudes de onda más elevadas.

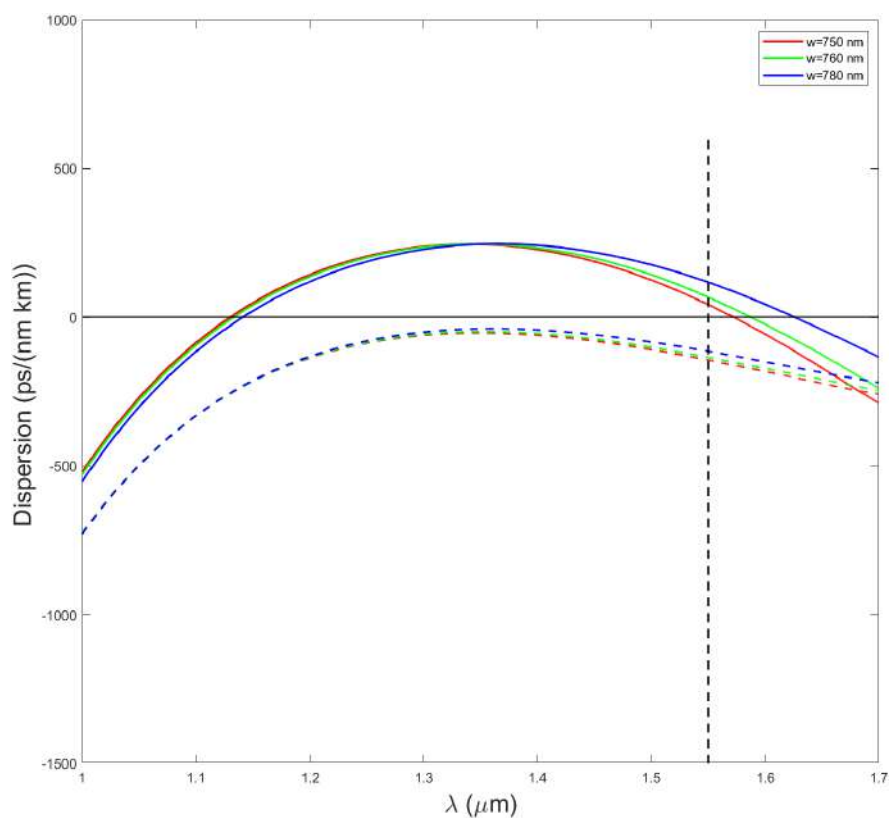


Figura 4.10: Dispersión anómala para grosor de 750nm , con 3 anchuras diferentes de 750nm , 760nm y 780nm , la línea continua es la dispersión para los modos TE y la punteada para los modos TM

Al resolver las condiciones de empatamiento de fase podemos obtener la figura 4.11. La gráfica nos dice cuál sería la separación de frecuencia en la cual los fotones se pueden generar dependiendo de la frecuencia de los fotones de bombeo. La línea gris vertical nos dice la frecuencia del haz de bombeo, la intersección con la curva nos dice la frecuencia de los haces de señal y de acompañamiento. Uno tiene una frecuencia positiva y otro negativa para que se cumplan las condiciones de conservación de energía y de momento.

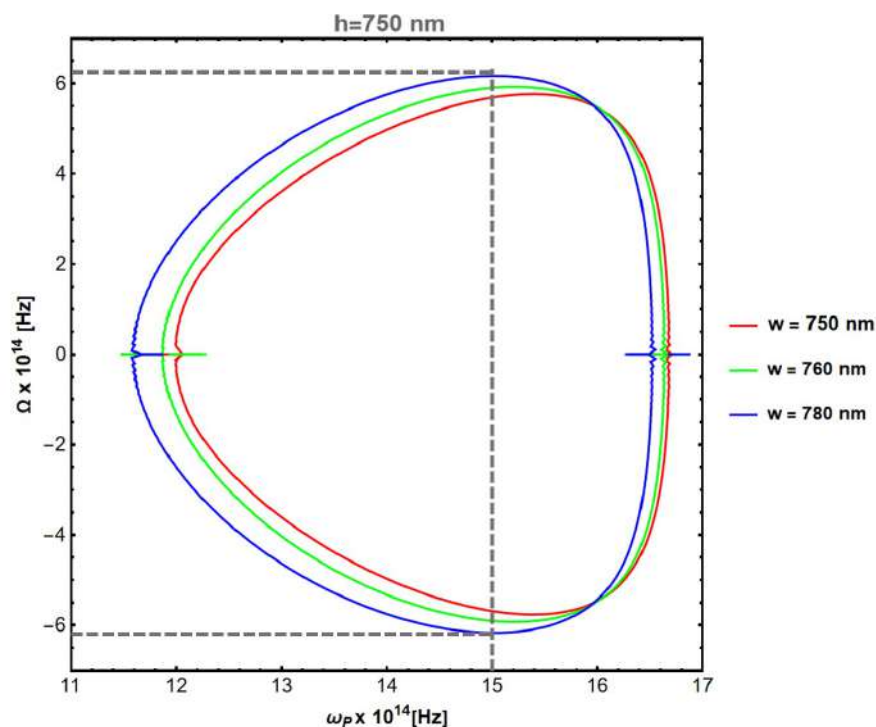


Figura 4.11: Gráfica de condiciones de empatamiento de fase.

En la figura 4.12 se observa una gráfica que explica cómo se relacionan los fotones de bombeo con los generados en longitud de onda. Se traza una línea horizontal en términos de la longitud de onda del bombeo y los dos puntos que intersecta en la curva son los fotones que son generados y la longitud de onda que tendrán. En la figura se observa que para una longitud de onda de 1550 nm se generan fotones cercanos a 1060 nm y 1620 nm cuando la guía de silicio poroso tenga un grosor de 750 nm y una anchura de 780 nm .

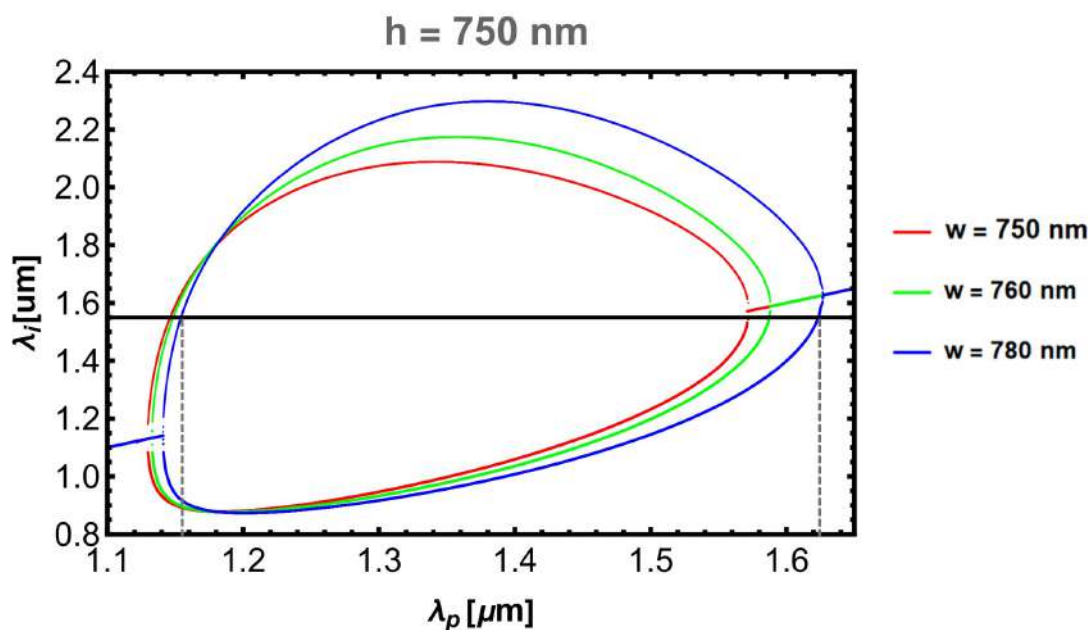


Figura 4.12: Gráfica generación de fotones en longitud de onda.

Por último, en la figura 4.13 se muestran tres gráficas, la primera es la función del láser de bombeo, la segunda es la función del empatamiento de fase y la tercera el la intensidad espectral conjunta. La tercer gráfica es el producto de las dos anteriores, descrito por la ecuación 2.118. Estos datos son para la muestra de silicio poroso con un grosor de 750 nm y una anchura de 760 nm .

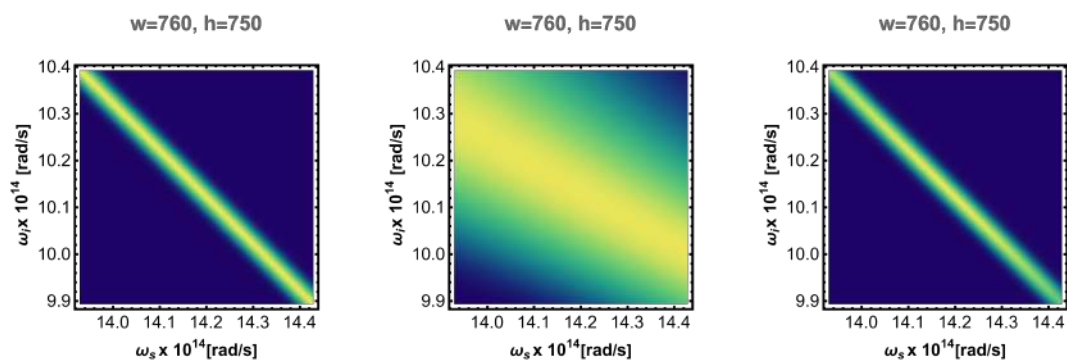


Figura 4.13: Función del láser de bombeo, función del empatamiento de fase y la intensidad espectral conjunta.

4.5. Guías de onda en silicio poroso

Inicialmente se observó el arreglo de canales a través de un microscopio digital. Se observaron por la parte superior y por la parte lateral para determinar si existió ablación del material o sólo modificación del mismo. En la figura 4.14 se observan las imágenes de la parte superficial y en la figura 4.15 la parte lateral de las guías.

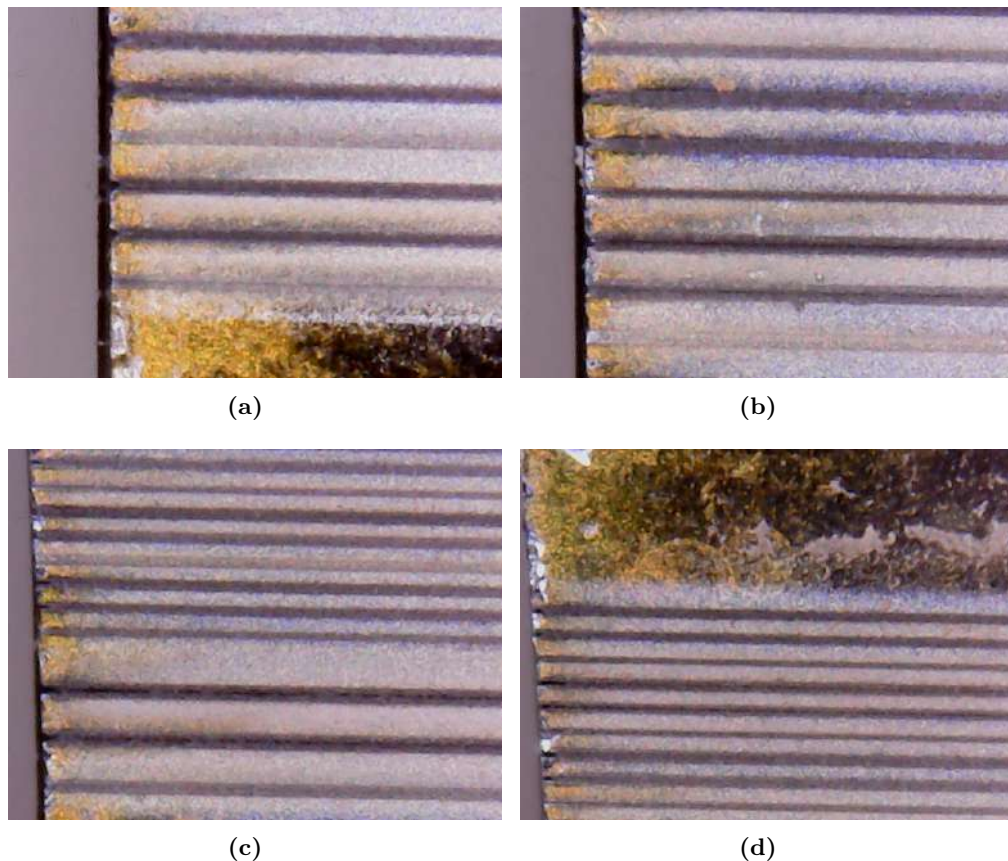


Figura 4.14: Pruebas de Canales en silicio poroso bicapa 60% - 80%. a) Canales del 1 al 6, b) Canales del 7 al 13, c) Canales del 13 al 23, d) Canales del 22 al 30

En las imágenes de los canales en su vista superior se observa la tendencia de un mayor contraste en la imagen lo que nos indica que se hizo una mayor ablación al aumentar la potencia del láser. Comparando el grupo uno (canales 1, 2 y 3) y dos (canales 4, 5 y 6) en el cual la diferencia depende de la velocidad de micromaquinado, no existió una diferencia tan amplia, por lo cual conviene una mayor velocidad para menor tiempo de fabricación. Por otra parte el objetivo de 60x hace por lo general que el canal sea más pequeño como se observa en las figuras 4.14(c) y 4.14(d), es por eso que los canales fabricados se encuentran distanciados $50 \mu m$ en lugar de $100 \mu m$ con el objetivo de 20x. Por otra parte se observa que la mayoría de los canales grabados

usando el objetivo de 60x (canales del 16 al 30) tienen un buen contraste en la imagen indicando que tienen una buena ablación. Para el sexto grupo (canales 16, 17 y 18) se enfocó el láser debajo de la superficie de la muestra, pero el primer canal se observa con poco contraste, lo que significa que el láser modificó el material de forma más profunda 4.14(c). Esto no es benéfico para los canales, ya que el silicio queda atrapado y no se puede eliminar del sustrato. Esto provoca que sólo cambien sus propiedades estructurales y permanezca dentro del sustrato, por lo cual no conviene enfocar el láser debajo de la superficie. Por otro lado en el séptimo grupo (canales 19, 20 y 21) se enfocó el láser por arriba del sustrato y se produjeron canales más pequeños. Esto puede llegar a ser benéfico ya que se puede controlar el tamaño del canal subiendo el enfoque del láser. Al momento de fabricar los canales de doble pasada láser, se observó que al momento de la segunda pasada el láser se desviaba de su recorrido original unas decenas de nanómetros, provocando que los bordes de los canales quedaran más grandes, ya que había una mayor ablación en la entrada.

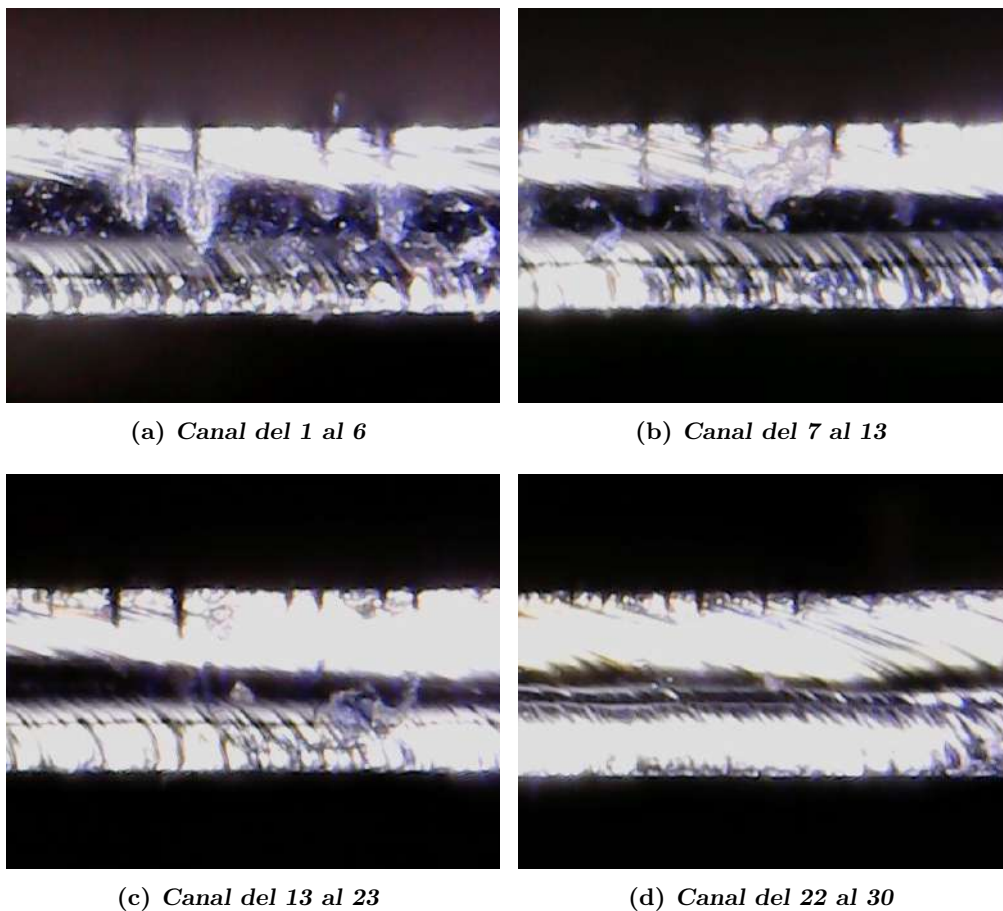


Figura 4.15: Pruebas de Canales en Silicio Poroso Bicapa 60% - 80% vista lateral. a) Canales del 1 al 6, b) Canales del 7 al 13, c) Canales del 13 al 23, d) Canales del 22 al 30

En la figura 4.15 se observan fotografías laterales de los canales tomadas por el microscopio digital. En ellas se puede apreciar la profundidad de la ablación ocasionada por el láser. Se observan de una forma más fácil los canales hechos por el objetivo de 20x (figuras 4.15(a), 4.15(b) y la mitad de los canales de la figura 4.15(c)) ya que fueron más profundos comparados con los de 60x (mitad de los canales de la figura 4.15(c) y la figura 4.15(d)). Se observa en la primera imagen una comparación de los dos primeros grupos en los cuales existió una variación de velocidad al fabricar. Existe una mayor penetración con una velocidad de fabricación menor, lo cual tiene sentido por ser más energía suministrada dentro del material. Casi no se observa pero al usar una potencia de 5 *mW* la penetración es muy baja, apenas se puede observar en las imágenes. En la segunda imagen se observa la comparación de otros dos grupos, el enfocado debajo del material y sobre el material. Aquí se puede comprobar que al enfocar el láser debajo del material, se lleva una ablación pequeña en la parte superior, pero existe debajo de la ablación un cambio de coloración del material, indicando posiblemente un cambio de la estructura del material. La tercer imagen muestra los canales hechos con la doble ablación láser. Se ven con mucho mejor contraste, por lo cual se puede determinar que existió una mejor remoción del silicio poroso quedando el canal visiblemente más grande.

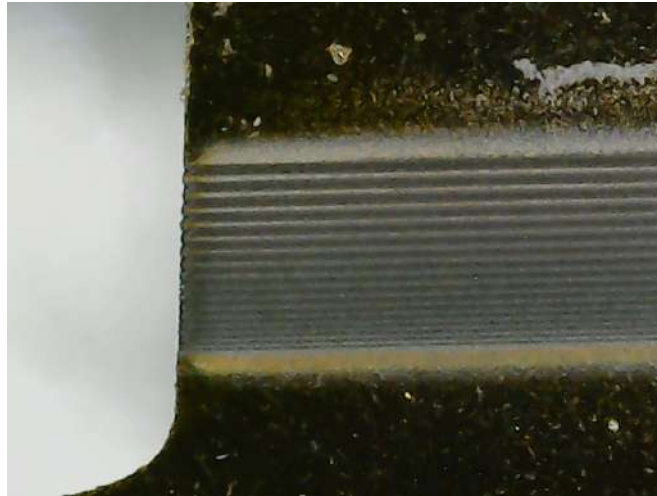


Figura 4.16: Fotografía de guías de onda en microscopio digital.

Después de los canales de prueba, se hizo un total de 18 canales, entre canal y canal se encuentran 17 guías de onda. La figura 4.16 muestra las guías de onda. Tomando la imagen como referencia, se enumeraron las guías de arriba a abajo. La guía número 4 es la que mostró un modo más claro. En la figura 4.17 se expone el comportamiento multimodo observado en la guía 4. En este caso se observan 4 lóbulos, sin embargo uno se ve deformado, lo que significa que en este caso la guía no es completamente simétrica. Esto se debe a que el láser devastó el material provocando que la guía quedara en una forma trapezoidal.

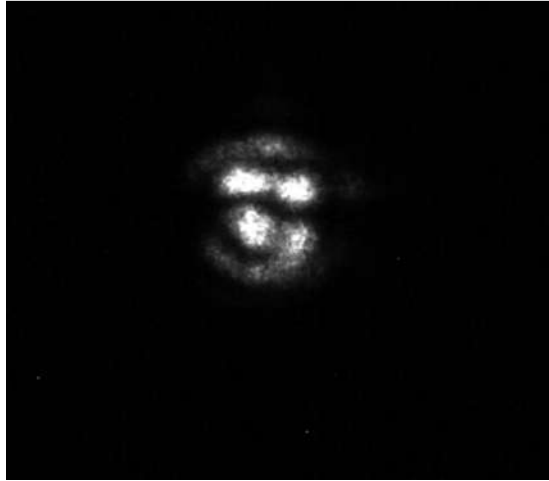


Figura 4.17: Modo de la guía 4.

La guía 3 tuvo un guiado, sin embargo, existieron demasiadas pérdidas por las que no se distinguía ningún modo claramente. En la figura 4.18, se observa lo capturado con la cámara.



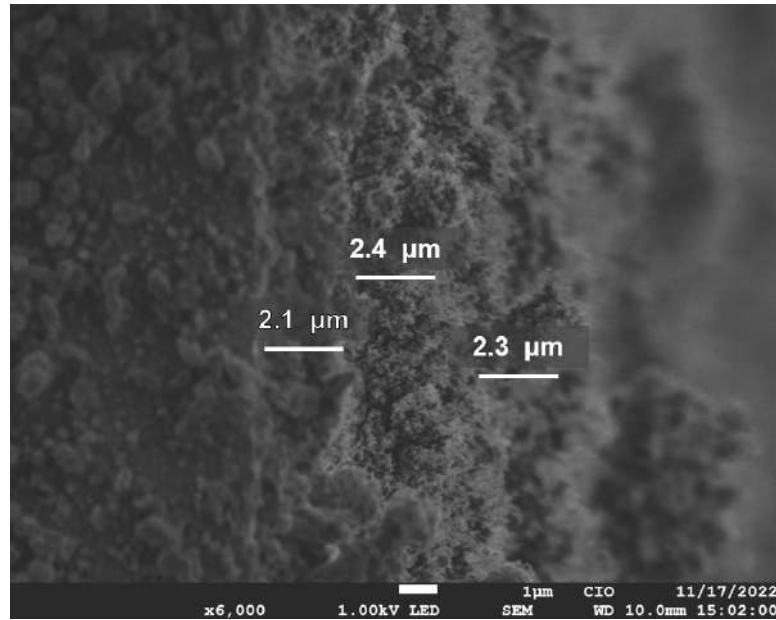
Figura 4.18: Modo guía 3.

Se suelen caracterizar las guías con una longitud de onda cercana al visible, ya que mediante un visor, o con la vista directa se puede hacer la calibración. Sin embargo para esta guía no se observó nada en en la longitud de onda de 780 nm , se logró observar el modo hasta que se usó la fuente láser de 1550 nm . Esto fue posiblemente debido a que la fuente usada de 780 nm , tras pasar por la fibra óptica daba una potencia máxima de 1 mW , mientras que para la fuente de 1550 nm se obtenía una potencia de salida de 8 mW . El modo obtenido con la longitud de onda de 1550 nm tuvo una potencia de $25.94\text{ }\mu\text{W}$, por lo cual la eficiencia de la guía es muy baja, con un valor de 0.32% .

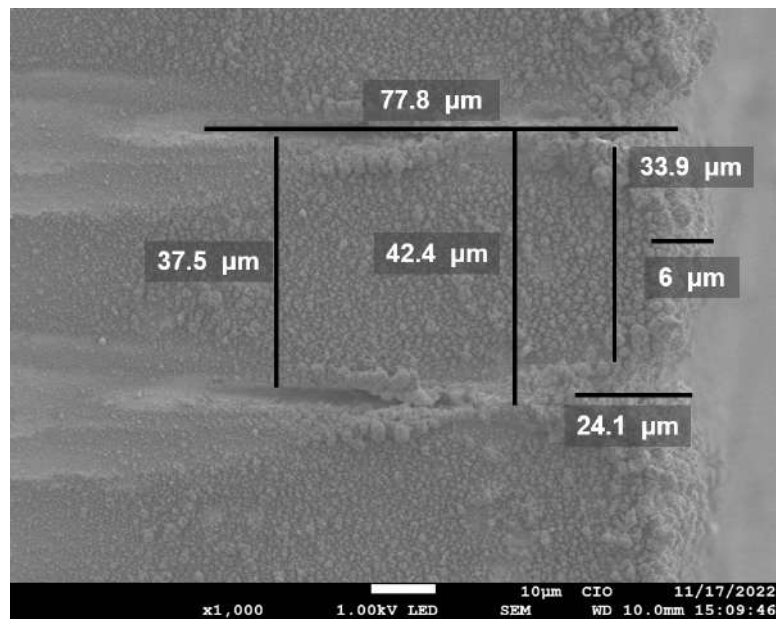
4.6. Imágenes SEM

Una vez identificada una guía que posee cualidades adecuadas para que se puedan propagar modos a través de ella, se procedió a obtener imágenes de mayor resolución sobre las guías.

Inicialmente se tomó una imagen en sección transversal de la muestra en la cual se querían observar las capas de silicio poroso. En la figura [4.19\(a\)](#) se muestra un aproximado de las capas. Debido a que fue la muestra a la que se le hicieron varias pruebas de grabado de canales generando residuos, y a un mal proceso de cortado, no se observan claramente las capas de silicio poroso. Basados en las características de fabricación, se pueden estimar las capas que se diseñaron para tener un grosor de $2 \mu m$.



(a)



(b) Guía 4.

Figura 4.19: Imágenes tomadas con el SEM. a) Sección transversal del silicio poroso donde se observan las capas de silicio poroso. b) Sección transversal de la guía número 4

Por otra parte se puede observar la guía 4 en la figura 4.19(b). Hay varias medidas trazadas en la imagen. Idealmente la guía debe de encontrarse en las primeras 6 micras

del material, es donde se encuentra la tricapa de silicio poroso. Por otra parte, el ancho de la guía es más pequeño y se va ensanchando mientras el láser remueve menos material, por lo cual se forma un trapecoide en la punta de la guía. Además se alcanza a ver que la afectación del láser es mucho mayor a lo que se esperaba. Llega a una profundidad de aproximadamente $77.8 \mu m$ con la configuración del láser descrita en las secciones anteriores. Sin embargo, se observa un comportamiento curioso, se forma una cintura del láser, justo donde la guía mide $42.4 \mu m$ de anchura, a una profundidad de $25 \mu m$. Esto puede ser debido a que la energía necesaria para remover el material no es suficiente, por lo cual sólo derrite el silicio, dejando un depósito de silicio amorfo dentro del canal. Esto explicaría la coloración diferente en las imágenes del microscopio digital.

Esta configuración obtenida por el SEM fue introducida en COMSOL para determinar si existe un guiado de los modos a través del material, sin embargo no existe, por lo cual se puede llegar a diversas razonamientos.

El primer razonamiento es que las guías realmente son mas pequeñas de los que se alcanza a ver en las imágenes del SEM. Esto se debe a que hay muchas impurezas en el material debido al proceso de micromaquinado. Se realizó una limpieza con HF para realizar las observaciones en el SEM. Sin embargo, la limpieza afectó a los canales. Debido a eso, se recomienda hacer un corte transversal a la muestra, siguiendo la orientación cristalina del sustrato.

El segundo, los índices de refracción son diferentes a los que se obtuvieron comparando los valores simulados contra los medidos por elipsometría. Se hizo la simulación con ambos índices de refracción y con ninguno se puede llegar a los parámetros geométricos de una anchura de $33.9 \mu m$. Utilizando los valores de índice de refracción por la teoría de medios efectivos y para los valores obtenidos por elipsometría, el valor de anchura máximo para que las guías tengan un comportamiento similar al observado sería de $9 \mu m$.

En la figura 4.20 se pueden observar los modos aproximados para cada uno de los parámetros geométricos. Son muy parecidos, sin embargo los cambios se aprecian al ver el índice efectivo de cada uno y el campo eléctrico es mayor donde se hace uso de los índices experimentales. Se observan los 4 lóbulos, sin embargo en la parte experimental uno de ellos se ve deformado debido a que la geometría real se debe aproximar a una forma trapecoidal.

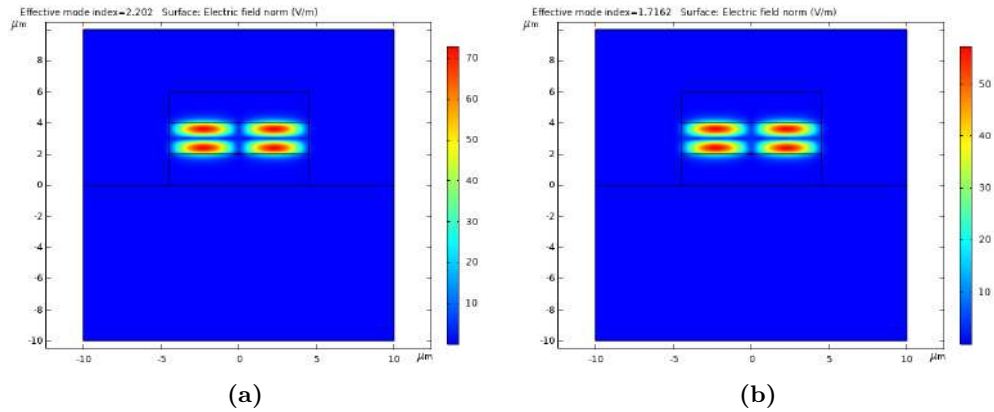


Figura 4.20: Modos simulados en COMSOL. a) Modo teórico con índices experimentales. b) Modo teórico con índices teóricos.

El tercero es que las capas de silicio poroso son realmente de mayor grosor. Si esto fuera cierto, la anchura puede aumentar, ya que para que se observen los modos como los obtenidos, la guía debe ser lo más cercano a una guía cuadrada. Para determinar esto, se debe realizar el corte transversal de la muestra para poder observar con claridad la tricapa formada.

EL cuarto, el modo que se observa no es generado por el silicio poroso. Este razonamiento sería el más complicado que sea cierto, debido a que el material debajo del silicio poroso es silicio cristalino. Esto no permitiría que existan las condiciones adecuadas de guiado. Sin embargo, podría haber existido un cambio de la estructura del silicio, a un silicio amorfo con un índice de refracción diferente que pueda estar permitiendo la propagación de los modos. Para poder determinar si sucede esto, el SEM con la muestra cortada por el eje cristalino, puede proporcionar la información para discernir el modo obtenido.

Conclusiones

En este trabajo se demostró la capacidad de realizar guías de onda en la plataforma de silicio poroso desarrolladas completamente en el CIO. También se mostraron las simulaciones en las cuales pueden existir condiciones para que se lleve a cabo el fenómeno de SFWM, lo que da pauta para que dentro del dispositivo exista generación de fotones entrelazados.

La guía de onda se logró realizar con ablación láser. Este proceso plantea varios desafíos pero promete ser una excelente herramienta para poder avanzar y desarrollar dispositivos fotónicos integrados en la plataforma de silicio poroso. Actualmente se debe mejorar el proceso para poder controlar de una forma efectiva la profundidad en la cual el haz láser va a penetrar en el silicio poroso. Se puede controlar con varios parámetros, pero se deben encontrar los adecuados para los propósitos necesarios en el caso de querer disminuir el tamaño de las guías hasta que tengan las geometrías necesarias para los procesos no lineales.

Se deben buscar mejores parámetros geométricos para poder obtener mejores resultados para la generación de fotones. Esto debido a que el proceso es completamente dependiente de la geometría de la guía y de los contrastes de los índices de refracción del núcleo, substrato y cubierta de la guía de onda. Por otro lado, se debe tener una medición más confiable del índice de refracción experimental, ya que no concuerdan con las simulaciones de los modelos de medios efectivos.

Aunado a todo esto, se debe asegurar la repetibilidad del proceso, para eso se debe hacer una caracterización completa de la guía de onda funcional. Así mismo, se debe usar una fuente diferente para 780 nm , para lograr observar la propagación de modos en esta longitud de onda.

Trabajo futuro

Para futuros trabajos, se quiere llevar a un dispositivo físico que permita la generación de fotones dentro del silicio poroso con herramientas y recursos dentro del CIO. Es posible lograrlo, pero se deben hacer pruebas de fabricación, así como la caracterización de las guías una vez que se puedan realizar. Se espera poder hacer mediciones con el SEM con mejor calidad al observar la muestra en un área donde no existan impurezas y suciedad debido al proceso de fabricación o al desgaste de la muestra. Por otro lado,

se puede hacer uso del perfilómetro para tener información más detallada de los perfiles de la muestra.

Con la información obtenida se puede diseñar de mejor manera las guías de onda para que exhiba la dispersión anómala y se puedan fabricar las guías de onda así como las fuentes de fotones.

Se pueden explorar otras técnicas de fabricación para las guías de onda, para obtener mejores resultados, como el uso de litografía con haz de electrones o fotolitografía, removiendo el material excedente con KOH (Hidróxido de Potasio).

Una vez teniendo la fuente de fotones, se podrá realizar la manipulación de los fotones para tener aplicaciones de tecnologías cuánticas.

Bibliografía

- [1] Tim Wogan. Atomic quantum processors make their debut. *Physics world*, Apr 2022. [1](#)
- [2] Michael N Leuenberger and Daniel Loss. Spintronics and quantum computing: switching mechanisms for qubits. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 10(1):452–457, 2001. Proceedings of the First International Conference on the Physics and Applications of Spin-Related Phenomena in Semiconductors. [1](#)
- [3] Xanadu. Quantum computational advantage on xanadu cloud. [1](#)
- [4] Juan M Arrazola, Ville Bergholm, Kamil Brádler, Thomas R Bromley, Matt J Collins, Ish Dhand, Alberto Fumagalli, Thomas Gerrits, Andrey Goussev, Lukas G Helt, et al. Quantum circuits with many photons on a programmable nanophotonic chip. *Nature*, 591(7848):54–60, 2021. [1](#)
- [5] Lars S Madsen, Fabian Laudenbach, Mohsen Falamarzi Askarani, Fabien Rortais, Trevor Vincent, Jacob FF Bulmer, Filippo M Miatto, Leonhard Neuhaus, Lukas G Helt, Matthew J Collins, et al. Quantum computational advantage with a programmable photonic processor. *Nature*, 606(7912):75–81, 2022. [1](#)
- [6] Emanuel Knill, Raymond Laflamme, and Gerald J Milburn. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *nature*, 409(6816):46–52, 2001. [2](#)
- [7] Artur K Ekert. Quantum cryptography and bell’s theorem. In *Quantum Measurements in Optics*, pages 413–418. Springer, 1992. [2](#)
- [8] Jianwei Wang, Fabio Sciarrino, Anthony Laing, and Mark G Thompson. Integrated photonic quantum technologies. *Nature Photonics*, 14(5):273–284, 2020. [2](#)
- [9] Dik Bouwmeester, Jian-Wei Pan, Klaus Mattle, Manfred Eibl, Harald Weinfurter, and Anton Zeilinger. Experimental quantum teleportation. *Nature*, 390(6660):575–579, 1997. [2](#)
- [10] H Arrand, TM Benson, T Anada, M Krueger, MG Berger, R Aren-Fischer, HG Munder, H Luth, A Loni, and RJ Bozeat. Optical waveguides and com-

-
- ponents based on porous silicon. In *Integrated Photonics Research*, page ITuD3. Optica Publishing Group, 1996. 2
- [11] Helena F Arrand, Trevor M Benson, Phillip Sewell, Armando Loni, Robert J Bozeat, Rüdiger Arens-Fischer, M Kruger, M Thonissen, and H Luth. The application of porous silicon to optical waveguiding technology. *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, 4(6):975–982, 1998. 3
- [12] Paveen Apiratikul, Andrea M. Rossi, and Thomas E. Murphy. Nonlinearities in porous silicon optical waveguides at 1550 nm. *Opt. Express*, 17(5):3396–3406, Mar 2009. 3, 9
- [13] A. Uhlir Jr. Electrolytic shaping of germanium and silicon. *Bell System Technical Journal*, 35(2):333–347, 1956. 4
- [14] D. A. G. Bruggeman. Berechnung verschiedener physikalischer konstanten von heterogenen substanzen. i. dielektrizitätskonstanten und leitfähigkeiten der mischkörper aus isotropen substanzen. *Annalen der Physik*, 416(7):636–664, 1935. 8
- [15] H. Looyenga. Dielectric constants of heterogeneous mixtures. *Physica*, 31(3):401–406, 1965. 8
- [16] J. C. Maxwell Garnett. Colours in metal glasses and in metallic films. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 203:385–420, 1904. 8
- [17] A Wolf, B Terheiden, and R Brendel. Light scattering and diffuse light propagation in sintered porous silicon. *Journal of Applied Physics*, 104(3):033106, 2008. 9
- [18] Leonid A Golovan, Viktor Yu Timoshenko, and Pavel K Kashkarov. Optical properties of porous-system-based nanocomposites. *Physics-Uspekhi*, 50(6):595, jun 2007. 9
- [19] Leonid A. Golovan, Vasily A. Melnikov, Stanislav O. Konorov, Andrei B. Fedotov, Victor Yu. Timoshenko, Aleksei M. Zheltikov, Pavel K. Kashkarov, Denis A. Ivanov, Georgi I. Petrov, and Vladislav V. Yakovlev. Linear and nonlinear optical anisotropy of amorphous oxidized silicon films induced by a network of pores. *Phys. Rev. B*, 73:115337, Mar 2006. 9
- [20] L. Golovan', S.V. Zobotnov, Victor Timoshenko, and Pavel Kashkarov. Consideration for the dynamic depolarization in the effective-medium model for description of optical properties for anisotropic nanostructured semiconductors. *Semiconductors*, 43:218–222, 02 2009. 9
- [21] Katsunari Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides*. Academic Press, 2006. 16, 17, 23, 27
-

- [22] R.W. Boyd and D. Prato. *Nonlinear Optics*. Elsevier Science, 2008. [30](#)
- [23] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7:118–119, Aug 1961. [30](#)
- [24] TH Maiman. Optical and microwave-optical experiments in ruby. *Physical review letters*, 4(11):564, 1960. [30](#)
- [25] R. Trebino. *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Springer US, 2000. [31](#), [32](#)
- [26] Ranjeet Kumar, Jun Rong Ong, Marc Savanier, and Shayan Mookherjea. Controlling the spectrum of photons generated on a silicon nanophotonic chip. *Nature communications*, 5(1):1–7, 2014. [33](#)
- [27] Galan Moody, Lin Chang, Trevor J Steiner, and John E Bowers. Chip-scale nonlinear photonics for quantum light generation. *AVS Quantum Science*, 2(4):041702, 2020. [33](#)
- [28] Kevin Zielnicki, Karina Garay-Palmett, Daniel Cruz-Delgado, Hector Cruz-Ramirez, Michael F O’Boyle, Bin Fang, Virginia O Lorenz, Alfred B U’Ren, and Paul G Kwiat. Joint spectral characterization of photon-pair sources. *Journal of Modern Optics*, 65(10):1141–1160, 2018. [33](#)
- [29] Offir Cohen, Jeff S Lundeen, Brian J Smith, Graciana Puentes, Peter J Mosley, and Ian A Walmsley. Tailored photon-pair generation in optical fibers. *Physical review letters*, 102(12):123603, 2009. [34](#)
- [30] Georg Harder, Vahid Ansari, Benjamin Brecht, Thomas Dirmeier, Christoph Marquardt, and Christine Silberhorn. An optimized photon pair source for quantum circuits. *Optics express*, 21(12):13975–13985, 2013. [34](#)
- [31] CK Law, Ian A Walmsley, and JH Eberly. Continuous frequency entanglement: effective finite hilbert space and entropy control. *Physical Review Letters*, 84(23):5304, 2000. [34](#)
- [32] Martin A. Green. Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300k including temperature coefficients. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 92(11):1305–1310, 2008. [35](#), [42](#)
- [33] Emmanuel Bautista Bustamante. *Semi-Automatización del proceso de obtención de silicio poroso para aplicaciones en sistemas fotovoltaicos*. Centro en investigaciones en Óptica, A.C., 2022. [37](#)
- [34] D. Estrada-Wiese and J.A. del Río. Refractive index evaluation of porous silicon using bragg reflectors. *Revista mexicana de física*, 64:72 – 81, 02 2018. [43](#)