



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA



ESCUELA TÉCNICA
SUPERIOR DE
INGENIEROS DE
TELECOMUNICACIÓN



Centro de Tecnología Nanofotónica de Valencia



DISEÑO E IMPLEMENTACIÓN DE SENSORES EN CRISTALES NANOFOTÓNICOS

Proyecto Fin de Carrera

Valencia, 2012

Autor:

Alejandro Díaz Tormo

Director:

Alejandro José Martínez Abietar

Dpto. de Comunicaciones

Índice general

Resumen	III
Summary	IV
Lista de acrónimos	V
1. Introducción	1
2. Teoría de los Cristales Fotónicos	3
2.1. Cristales fotónicos de una dimensión	4
2.2. Cristales fotónicos de dos dimensiones	7
2.3. Cavidades	9
2.4. Confinamiento de la luz	11
3. Sensores en cristal fotónico	13
3.1. Guías en dieléctrico periódico, nanobeam	13
3.2. Estructuras periódicas planares, red cuadrada	16
4. Metodología de Trabajo	18
4.1. Diseño y simulaciones	18
4.2. Fabricación	22
4.3. Caracterización	24

5. Resultados	30
5.1. Nanobeam	30
5.1.1. Primera muestra	30
5.1.2. Segunda muestra	35
5.2. Red cuadrada	39
5.2.1. Primera muestra	39
5.2.2. Segunda muestra	45
6. Conclusiones y Líneas Futuras	51
A. Simetrías, zona de Brillouin y red recíproca	55
A.1. Clasificación de los modos electromagnéticos según sus simetrías	55
A.2. Red recíproca	57
A.3. Vectores de red recíproca	58
A.4. Zona de Brillouin	59
A.5. Zona de Brillouin de redes bidimensionales	60
B. Proceso de Fabricación	63
Referencias	66

Resumen

La tecnología óptica se ha convertido en un área científica de indudable trascendencia para el avance de nuestra sociedad. Permite disponer de anchos de banda y velocidades de transmisión que eran impensables hace unos años, pero sin los que no serían posibles las redes tal y como las conocemos hoy en día. Con el desarrollo de esta tecnología y la fuerte tendencia a la miniaturización de los dispositivos ha surgido la rama de la nanofotónica y los cristales fotónicos.

Los cristales fotónicos son estructuras formadas artificialmente para que presenten una periodicidad en el índice de refracción. En este proyecto se propone su estudio con la finalidad de implementar un sensor capaz de identificar el índice de refracción de un líquido o un gas cualquiera.

Se han podido diseñar, fabricar y caracterizar diversas muestras de estos cristales nanofotónicos, lo que ha permitido comprobar la correspondencia entre su comportamiento teórico y su comportamiento real, además de su utilidad como sensor.

Summary

Optical technology has become a scientific area of undoubted importance for the advancement of our society. It allows bandwidth and transmission speeds that were unthinkable a few years ago, but without which we would not know the networks as they are today. With the development of this technology and the strong trend towards the miniaturization of devices has emerged the branch of nanophotonics and also the photonic crystals.

Photonic crystals are artificially formed structures designed to present a periodicity in the refractive index. This project proposes the study of these crystals in order to implement a sensor able to identify the refraction index of a liquid or a gas.

It has been possible to design, fabricate and characterize various nanophotonic crystal samples, so the correspondence between theoretical and real behavior as a sensor could be verified.

Lista de acrónimos

EBL	Electron Beam Lithography
FDTD	Finite-Difference Time-Domain
FOM	Figure of Merit
GPIB	General-Purpose Instrumentation Bus
HF	Ácido Fluorhídrico
ICP	Inductively Coupled Plasma
IR	Infrarrojos
NTC	Nanophotonics Technology Center
PBG	Photonic Band Gap
PMMA	Poly(Methyl Methacrylate)
PWE	Plane-Wave Expansion method
RIE	Reactive Ion Etching
SEM	Scanning Electron Microscope
TIR	Total Internal Reflection
UPV	Universidad Politécnica de Valencia

Capítulo 1

Introducción

En las últimas décadas se ha ido desarrollando un nuevo campo de la óptica denominado nanofotónica y que ha experimentado un gran auge, ya que permite conseguir dispositivos y circuitos ópticos integrados con un tamaño en la escala de los nanómetros. Se espera que permita dar un paso análogo y tan importante como el que dio la electrónica en su día al reducir de manera considerable el tamaño de todos sus componentes, apareciendo así la microelectrónica.

Pese al empeño de la óptica integrada convencional en la realización de procesados totalmente en el dominio óptico y mediante dispositivos de tamaño muy reducido, no siempre es posible realizar algunas de las funcionalidades más complejas. La nanofotónica surge como una candidata firme para suplir la necesidad de obtener un control más preciso de la luz y así lograr implementar cualquiera de estas funcionalidades [3].

Junto a esta tecnología surgen los cristales fotónicos, que además de la importante ventaja que comparten con la óptica integrada en lo referente al tamaño final de los dispositivos, también hay que mencionar que para el proceso de fabricación de estos dispositivos se puede hacer uso de técnicas ya existentes procedentes de la industria de la microelectrónica. Los cristales fotónicos han jugado un papel muy importante en el desarrollo de dispositivos de procesado óptico. Consisten en estructuras con variaciones periódicas del índice de refracción del material que las constituye, y en base a esta configuración tan simple se pueden crear dispositivos que realicen funcionalidades mucho más complejas que únicamente la de guiar la luz de un punto a otro de un circuito. El hecho de que presenten esta periodicidad hace que emerjan una serie de propiedades muy interesantes, y una de las que más justifica la inversión e investigación realizada en estos materiales es la generación de una banda prohibida para fotones (*photonic band gap*, PBG) que se puede diseñar prácticamente a voluntad.

Introduciendo un defecto intencionado en el cristal nanofotónico se rompe su periodicidad y se puede confinar un modo óptico en un espacio muy pequeño debido al PBG. Estas cavidades

han alcanzado un gran interés en los últimos años por su capacidad de confinar fuertemente la luz en dimensiones comparables a la longitud de onda y para longitudes de onda utilizadas en telecomunicaciones ópticas. Además, el alto factor de calidad y bajo volumen modal de estas resonancias permiten una gran cantidad de aplicaciones en áreas tan diversas como láseres de bajo umbral, conmutadores ópticos, no-linealidades ópticas a baja potencia [2, 16], opto-mecánica [9], y por supuesto sensores [18, 17, 11].

Este texto surge como parte de un proyecto a nivel europeo denominado TAILPHOX, en el que se trata de diseñar e implementar cristales *phoXonicos* que permitan controlar simultáneamente ondas fonónicas y fotónicas. Primero nos centraremos en diseñar y fabricar estructuras fotónicas de alto factor de calidad con la finalidad de utilizarlas en aplicaciones de sensado, concretamente se pretende obtener el índice de refracción de un líquido o un gas cualquiera para poder identificar de qué líquido o gas se trata.

En iniciativas posteriores, las estructuras diseñadas aquí se deberán estudiar también desde el punto de vista fonónico y obtener un sensor que pueda medir tanto las propiedades fotónicas como fonónicas de un líquido o un gas. Estos sensores tienen la ventaja de poder obtener por un lado el índice de refracción y por otro la masa del material bajo medida.

Este trabajo ha sido desarrollado en el seno del *Centro de Tecnología Nanofotónica de Valencia* (NTC), el cual forma parte de TAILPHOX, y que además se encuentra en la Universidad Politécnica de Valencia (UPV).

En el capítulo 2 "Teoría de los Cristales Fotónicos" se comienza explicando los fundamentos de los cristales fotónicos de una o varias dimensiones, para terminar con la explicación de las cavidades realizables en estos cristales y de cómo aprovecharemos las distintas maneras de confinar la luz.

Para la implementación del sensor se proponen dos estructuras distintas de cristal fotónico, ambas se explican en el capítulo 3 "Sensores en cristal fotónico", donde se discutirán las ventajas y desventajas de cada una de ellas.

En el capítulo 4 "Metodología de Trabajo" se explica el procedimiento seguido y las herramientas utilizadas en el diseño del sensor, desde el software de simulación utilizado en la etapa de diseño hasta el montaje disponible en el laboratorio para la caracterización de las estructuras fabricadas.

Posteriormente, en el capítulo 5 "Resultados" se muestran las medidas y resultados obtenidos empleando el sensor diseñado, y finalmente en el capítulo 6 "Conclusiones y Líneas Futuras" se obtienen una serie de conclusiones sobre el sensor y se proponen caminos para mejorar el diseño y su sensibilidad.

Por último, se incluyen una serie de apéndices cuya finalidad es completar y aclarar algunos de los aspectos desarrollados a lo largo del proyecto. En el apéndice A "Simetrías, zona de Brillouin y red recíproca" se explican conceptos relacionados con la física de estado sólido y a los que se hará mención a lo largo de todo el proyecto. En el apéndice B "Proceso de Fabricación" se explica en detalle todo el proceso que se sigue en la fabricación de las muestras diseñadas.

Capítulo 2

Teoría de los Cristales Fotónicos

Durante las últimas dos décadas, se ha prestado mucha atención a los cristales fotónicos fabricados en láminas de dieléctrico. Los cristales fotónicos son estructuras con variaciones periódicas en el índice de refracción del material que las constituye y que presentan ciertas características que no se pueden conseguir con materiales convencionales [7].

La periodicidad del cristal se puede presentar en una o varias dimensiones del espacio, constituyendo así cristales fotónicos de una, dos o tres dimensiones. En la figura 2.0.1 se ilustra un ejemplo de cada uno de ellos.

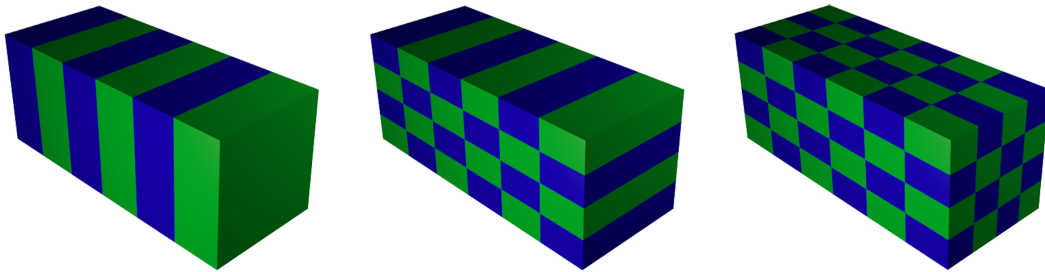


Figura 2.0.1: Ejemplos de cristales fotónicos. De izquierda a derecha, cristal fotónico de 1, 2 y 3 dimensiones. Los colores representan distintos valores del índice de refracción.

Un parámetro fundamental de los cristales fotónicos es la distancia que separa una capa de un índice de refracción con la siguiente capa del mismo material, se denomina *periodo* y está directamente relacionada con la longitud de onda de los fotones que se propagan. Por ello, para trabajar a la longitud de onda dentro del espectro visible y del infrarrojo cercano, deberemos trabajar entonces en la escala de los nanómetros.

Cuando en un material los átomos y moléculas que lo componen se distribuyen periódicamente en el espacio se dice que forman una red cristalina. Esta geometría define un potencial que afecta a los electrones que la atraviesan y le otorga propiedades específicas a cada material. En analogía con las bandas electrónicas de sólidos ordenados, donde la periodicidad atómica forma un potencial periódico que origina bandas o niveles de energía para los electrones¹, la distribución espacial a nivel macroscópico de la constante dieléctrica origina una estructura de bandas para los fotones. Si la variación de la constante dieléctrica del cristal es suficientemente grande, entonces la refracción y reflexión de la luz, que se produce al pasar de un dieléctrico al otro, producirá muchos de los fenómenos que afectan a los electrones pero en este caso afectarán a los fotones.

Una característica de los cristales fotónicos que se deriva de lo anterior es que aparece una banda prohibida para los fotones. Esta banda, que comúnmente se llama *photonic band gap* (PBG), aparece si la geometría es la adecuada y si el potencial de la red es lo suficientemente grande. Este fenómeno también se conoce como reflexión de Bragg, e impide que la luz se transmita para ciertas frecuencias y para ciertas direcciones. Por tanto, cuando la luz con una frecuencia perteneciente al PBG intente atravesar la estructura se verá totalmente reflejada, es decir, el cristal actuará como un espejo. Concretamente, cuando un cristal fotónico es capaz de reflejar la luz con cualquier polarización y con cualquier ángulo de incidencia para un determinado rango de frecuencias, se dice que el cristal tiene un *photonic band gap* completo. Esta banda puede diseñarse a voluntad utilizando estructuras periódicas más complejas y diferentes índices de refracción, por lo que se puede impedir o favorecer la propagación de fotones con las frecuencias que se deseen. Estrictamente hablando, solamente se podrá conseguir un control total de la luz utilizando un cristal fotónico tridimensional, ya que se podrá inhibir completamente la propagación de la luz en todas las direcciones del espacio.

2.1. Cristales fotónicos de una dimensión

El cristal fotónico más simple de una dimensión consiste en capas alternantes de materiales con diferente constante dieléctrica, cuyo esquema se correspondería con el primero de la figura 2.0.1. La manera tradicional de visualizar este sistema es imaginarse que una onda plana de luz se propaga a lo largo de la dirección en la que se encuentra la periodicidad y considerar que al cambiar de un medio parte de la onda se transmitirá y parte se reflejará en la dirección contraria. La suma de las múltiples reflexiones y refracciones son las que generarán los modos ópticos y el espectro de transmisión del cristal. Este problema físico se aborda a través de gráficas como la de la figura 2.1.1, en la que se puede observar el diagrama de bandas de una estructura de este tipo.

Los diagramas de bandas indican los modos que se transmiten a lo largo de una guía o estructura. Entender estas gráficas totalmente no es algo intuitivo y habría que explicar conceptos utilizados en la física de estado sólido, cosa que se hace en el apéndice A "Simetrías, zona de Brillouin y red

¹Un ejemplo claro es lo que ocurre en los semiconductores entre la banda de valencia y la de conducción.

recíproca¹. Aún así, es importante conocer qué significa cada eje. El eje vertical es la frecuencia que tendría en el vacío la onda plana que hemos mencionado anteriormente, pero también es indicativo de la energía necesaria para excitar un modo. Cuanta más energía necesite un modo para transmitirse, más arriba estará en este eje. Por otro lado, el eje horizontal es proporcional a la frecuencia del modo transmitido². Además, también revela la dirección de propagación de los modos, en nuestro caso sólo nos interesan los modos que se transmiten en la dirección de periodicidad de una estructura.

Al representar la frecuencia en función del vector de onda de los modos, los podremos clasificar según su valor del vector de onda k . Se suele utilizar la letra N para denotar el orden de los modos o bandas en línea creciente con la frecuencia, de manera que cada modo se puede referenciar por su nombre único (k, N) . A N se le llama *número de banda*, y a medida que crece también lo hace la frecuencia del modo al que hace referencia.

Ambos ejes de los diagramas de bandas se suelen presentar normalizados. Esto es así porque una de las propiedades más interesantes de los cristales fotónicos es que proporcionan sus resultados con su tamaño, es decir, existe una relación directa entre las soluciones de estructuras dieléctricas que sólo difieren en un factor de escalado. Ésta se conoce como la propiedad de escalabilidad que se deriva de las ecuaciones de Maxwell³. Por tanto, si se conoce la solución para una estructura determinada, el resultado de esa misma estructura escalada por un factor será como la original pero escalada por ese mismo factor.

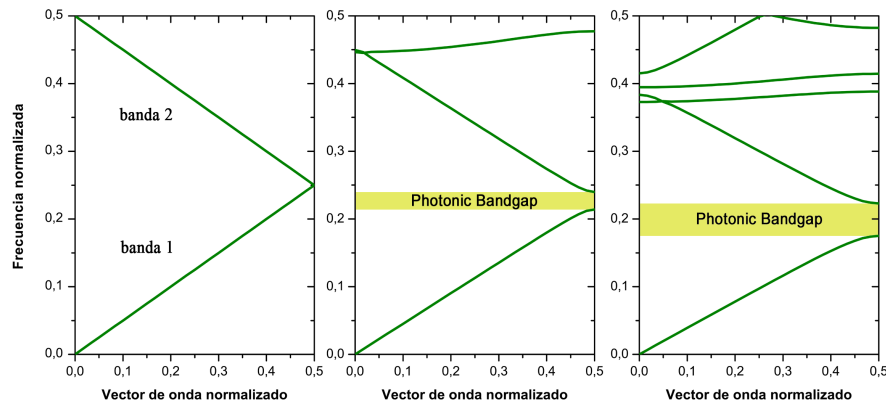


Figura 2.1.1: Diagrama de bandas de un cristal fotónico de una dimensión consistente en capas alternantes de distintos dieléctricos. Se muestran los primeros modos de la estructura. Izquierda: las capas tienen la misma constante dieléctrica $\epsilon = 2$, es un medio uniforme en las tres direcciones. Centro: capas alternadas de $\epsilon = 2$ y $\epsilon = 2,4$. Derecha: capas alternadas de $\epsilon = 2$ y $\epsilon = 3$.

²No confundir la frecuencia de la luz con la frecuencia de un modo. Los rayos de luz, al transmitirse a lo largo de una estructura, se reflejan y refractan en múltiples ocasiones, y cada uno de estos rayos reflejados y refractados tendrá su propia amplitud y fase. Por tanto, la suma de todas estas contribuciones de los distintos rayos formará una distribución de campo o modo concreto. Donde los rayos se sumen en fase el modo tendrá un máximo, y donde se anulen tendrá un nulo. Este modo generado puede transmitirse o no en una estructura determinada.

³Conjunto de cuatro ecuaciones que describen por completo los fenómenos electromagnéticos.

Queremos transmitir luz solamente a lo largo de la dirección de periodicidad del cristal fotónico, para ello los modos ópticos han de cumplir unas condiciones de contorno. Estas condiciones hacen que sólo se pueda transmitir un número discreto de modos y además con unas distribuciones de campo muy concretas, a diferencia de lo que ocurriría en el espacio libre, donde tendríamos un continuo de modos. Ahora bien, hay que tener presentes varios conceptos deducibles a partir de las ecuaciones de Maxwell.

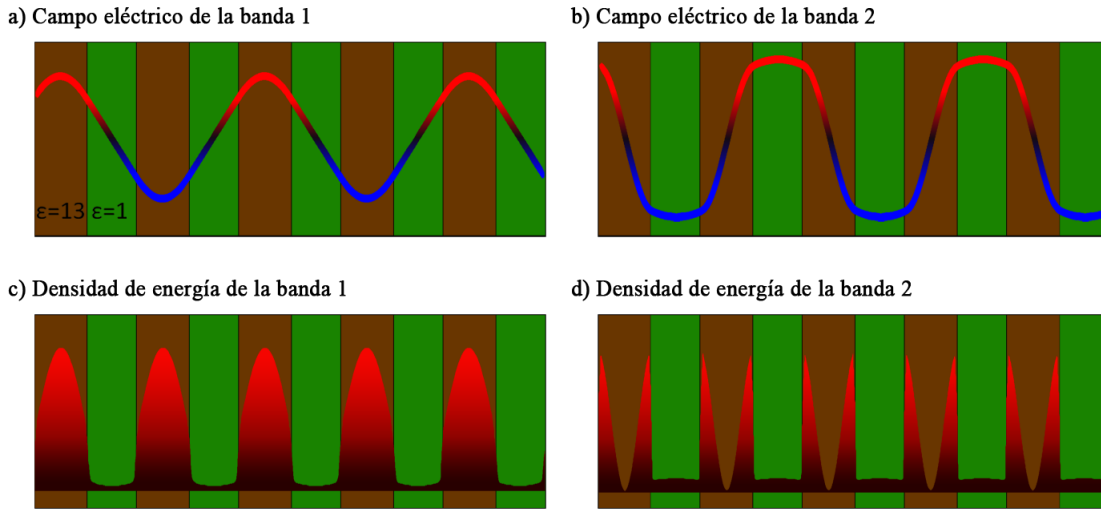


Figura 2.1.2: Modos asociados con el PBG de un cristal fotónico consistente en capas alternantes de distintos dieléctricos. El marrón y el verde se corresponden con $\epsilon = 13$ y $\epsilon = 1$ respectivamente. (a) Campo eléctrico de la banda 1. (b) Campo eléctrico de la banda 2. (c) Densidad de energía del campo de la banda 1. (d) Densidad de energía del campo de la banda 2.

El concepto más importante, explicado de una manera sencilla, es que un modo concreto tenderá a utilizar la menor energía posible para transmitirse. Si la densidad de energía es $\epsilon |E|^2 / 8\pi$, donde ϵ es la permitividad del medio⁴ y E es el campo eléctrico, la manera que tiene el modo de minimizar su energía es concentrando el campo en las zonas de ϵ mayor. Es decir, si se concentra el campo en las zonas de ϵ alto se necesitará una energía muy pequeña (ver figuras 2.1.2.a y 2.1.2.c), pero si se concentra en las zonas de ϵ bajo la energía necesaria aumentaría (ver figuras 2.1.2.b y 2.1.2.d). Teniendo esto presente podemos deducir que la energía necesaria para excitar el modo de la figura 2.1.2.a es menor que para excitar el modo de la figura 2.1.2.b, o lo que es lo mismo, la frecuencia necesaria para excitar el primer modo será menor que para el segundo, ya que la energía está relacionada con la frecuencia. De esta diferencia de energías y frecuencias es de donde surge el PBG.

Ampliando este concepto un poco más, se puede comprobar que al aumentar la diferencia entre las

⁴La relación entre la permitividad relativa ϵ y el índice de refracción n de un medio se puede aproximar por: $n = \sqrt{\epsilon}$

permitividades ϵ del medio también se estará aumentando la diferencia de energías entre modos, y consecuentemente el PBG se hará más grande (ver figura 2.1.1).

En apartados posteriores veremos cómo es posible introducir una variación en la periodicidad de estos cristales para crear cavidades ópticas con una resonancia muy estrecha y que resultan muy útiles para multitud de aplicaciones.

2.2. Cristales fotónicos de dos dimensiones

Ahora que hemos discutido las propiedades más interesantes de los cristales fotónicos unidimensionales, en este apartado vamos a explicar cómo cambia la situación cuando el cristal es periódico en dos dimensiones y homogéneo en la tercera. El PBG ya no se encuentra únicamente en una dirección, sino que se produce en el plano de periodicidad. Podemos dividir los modos transmitidos en este plano en dos polarizaciones independientes, cada una con su propio diagrama de modos.

Un poco más adelante veremos como, al igual que en los cristales unidimensionales, en estos cristales bidimensionales se pueden crear cavidades para confinar la luz, la diferencia es que en este caso se puede confinar la luz en dos de las tres dimensiones del espacio y no sólo en una.

La figura 2.2.1 es un ejemplo típico de cristal fotónico de dos dimensiones, donde se puede observar una distribución de columnas de dieléctrico que se extienden indefinidamente en el eje z y que es periódica en el plano xy . Para ciertos valores del radio de las columnas cilíndricas aparece un PBG en este plano, lo que quiere decir que no es posible la transmisión de ningún modo a lo largo del eje x ni a lo largo del eje y . Dentro del rango de frecuencias del PBG, la luz con una dirección contenida en el plano xy se reflejará.

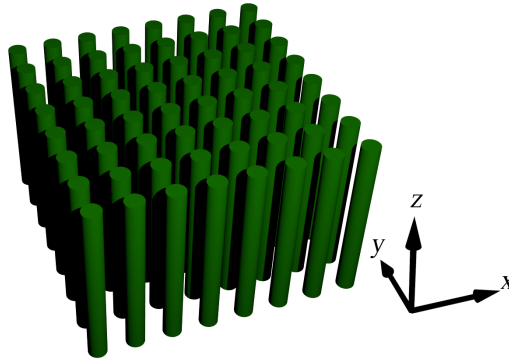


Figura 2.2.1: Cristal fotónico bidimensional compuesto por una red de columnas dieléctricas. El PBG se encuentra en el plano xy , en la dirección perpendicular z las columnas son infinitas y por tanto no se podrá confinar la luz.

Una propiedad interesante de estas estructuras bidimensionales es que existe una simetría de carácter especular, la estructura permanecería invariante si la reflejásemos en un espejo imaginario

colocado en el plano xy . De manera que si la luz se propaga estrictamente en este plano los modos se pueden dividir en dos polarizaciones distintas e independientes⁵:

- Modos TE (Transversal Eléctrico): el campo eléctrico E tiene sus componentes en el plano xy , mientras que el campo magnético H tiene sólo componente en la dirección z .
- Modos TM (Transversal Magnético): el campo eléctrico E tiene componente en z , pero el magnético H puede tener sus componentes en el plano xy .

Con apoyo en las ecuaciones de Maxwell se puede desprender la propiedad de continuidad del campo eléctrico. Esta propiedad nos indica que las componentes tangenciales del campo eléctrico a una superficie de separación entre dos medios siempre son continuas (iguales), en la figura 2.2.2 se ilustra y explica esta situación. Se deriva una propiedad parecida para los campos magnéticos, pero es mucho menos influyente sobre la distribución de campo de un modo que la de los campos eléctricos. Debido a esto, los modos de una polarización tendrán comportamientos distintos a los de la otra, es como si cada polarización estuviera viendo una estructura distinta. Para los modos TE la continuidad de campo eléctrico obliga a que este campo tenga que atravesar las discontinuidades producidas por los cambios de dieléctrico, cosa que en los modos TM no pasa. Esto hace que el PBG sea mucho más ancho para los modos TE, por ello haremos hincapié en estos modos de ahora en adelante.

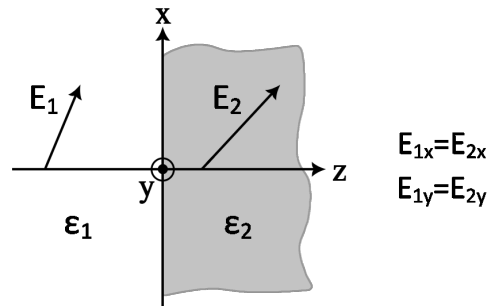


Figura 2.2.2: La continuidad de campo eléctrico obliga a que al pasar de un dieléctrico a otro, las componentes del campo paralelas a la interfaz, E_x y E_y , se mantienen constantes. Por el contrario, la componente perpendicular a la interfaz, E_z , no se mantiene constante.

En la figura 2.2.3 se ha representado el diagrama de modos TE y TM de una distribución de columnas dieléctricas infinitas, en la que se puede apreciar como efectivamente los diagramas son distintos para ambas polarizaciones. Además, en el recuadro interior de la izquierda se muestra la zona de Brillouin, con su zona irreducible marcada en azul. La zona de Brillouin es un concepto que proviene de la física de estado sólido y que se explica en detalle en el apéndice A.

⁵Para más información sobre las polarizaciones y modos consultar el apéndice A "Simetrías, zona de Brillouin y red recíproca".

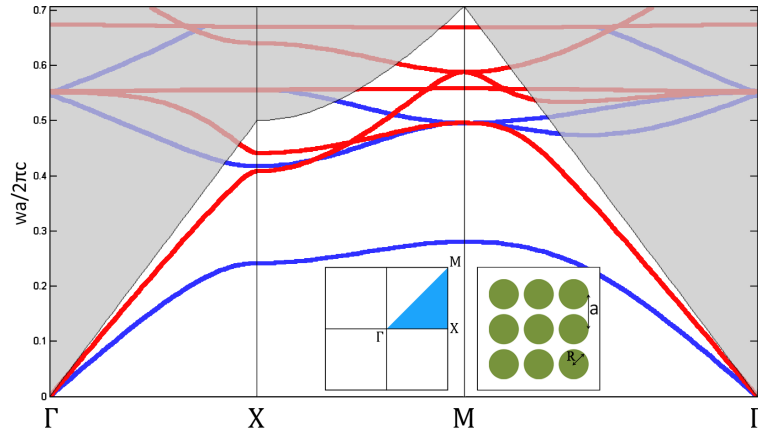


Figura 2.2.3: Estructura de bandas fotónicas de una distribución de columnas dieléctricas de $\epsilon = 12$ y radio $R = 0,2a$ en aire. Las bandas rojas representan los modos TE y las azules los modos TM. Se ha sombreado en gris el cono de luz. El recuadro interior de la izquierda muestra la zona de Brillouin, marcada en azul su zona irreducible. El recuadro interior de la derecha muestra una sección de la estructura dieléctrica.

Dependiendo de la estructura utilizada, se favorecerá la aparición de un PBG mayor para una polarización concreta. Veremos en la sección 2.3 que, tanto para cristales de una o varias dimensiones, una vez diseñada la estructura para que tenga el PBG deseado se puede introducir un defecto, creando así una cavidad.

Como se ha comentado anteriormente, para conseguir un control total sobre la luz será necesario un cristal fónico 3D, donde la propagación puede ser inhibida en todas las direcciones. Sin embargo, la implementación física de estas estructuras es muy compleja, y todavía lo es más la introducción de defectos en su interior para crear cavidades y guías. La alternativa que más se aproxima a esto son las estructuras periódicas planares, que en definitiva son cristales fotónicos bidimensionales con altura finita. Teóricamente los cristales fotónicos 2D se extienden hasta el infinito, cosa que carece de sentido en la realidad. En la sección 2.4 "Confinamiento de la luz" se verá cómo limitar la extensión en el plano de periodicidad y cómo limitar la altura de manera que, al menos aproximadamente, se mantengan muchas de las propiedades de los cristales fotónicos bidimensionales infinitos. La ventaja adicional es que al mismo tiempo son más fácilmente realizables a escalas de micrómetros o inferiores, sobretodo porque se pueden utilizar técnicas de fabricación muy similares a las que se utilizan comúnmente en los dispositivos ópticos integrados.

2.3. Cavidades

Es posible introducir defectos estructurales que rompan la periodicidad de una estructura. Cuando hablamos de defectos en cristales fotónicos, no nos referimos a imperfecciones de ningún tipo, sino

a la introducción de particularidades locales en la periodicidad. Así pues, un defecto en un cristal fotónico formado por láminas de silicio (como el primero de la figura 2.0.1) podría ser simplemente la eliminación de una lámina de dieléctrico, disminuir el grosor de dicha lámina, o dicho de una manera más amplia, la introducción deliberada de una singularidad que altere la periodicidad del cristal. En cualquier caso, el significado de la palabra defecto se obtendrá del contexto, ya que si estamos hablando de procesos de fabricación, seguramente nos estemos refiriendo a pequeñas deformaciones indeseadas de las estructuras fabricadas.

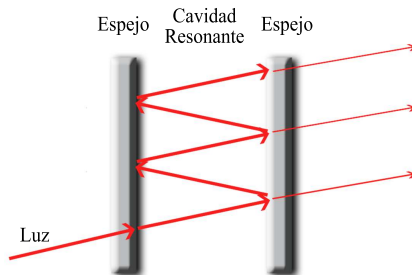


Figura 2.3.1: Esquema del funcionamiento de una cavidad en un cristal fotónico. Los espejos sustituyen al PBG reflejando ciertas longitudes de onda de la luz. Los rayos de luz más finos de la derecha representan las pérdidas de la cavidad.

Lo que ocurre al intentar excitar la estructura con una frecuencia contenida en el PBG es que no existe ningún modo con un vector de onda real, sino que el vector de onda se convierte en un número complejo y aparece una componente imaginaria. Lo que quiere decir que la amplitud de la onda decaerá exponencialmente según penetra en el cristal. Pero, ¿qué pasa si introducimos un defecto en mitad de la estructura? La introducción de este defecto permite la aparición de un modo localizado en su entorno con una frecuencia que pertenece al PBG. Será un modo permitido en la zona del defecto pero no en el resto de la estructura que lo rodea y que actúa como un espejo. La luz no puede escapar y queda confinada en ese espacio, como se puede apreciar en las figuras 2.3.1 y 2.3.2.

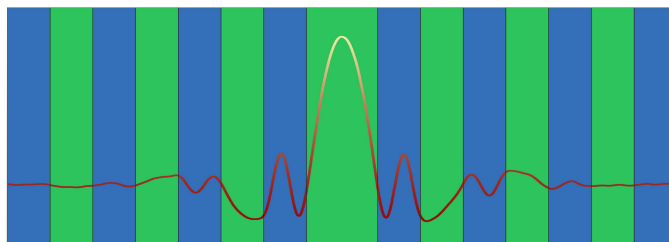


Figura 2.3.2: Distribución de campo eléctrico de un cristal fotónico formado con capas de distinto dieléctrico. Se ha formado un defecto en el medio ensanchando una de las capas de dieléctrico menor. El verde indica las zonas de constante dieléctrica menor y el azul las de mayor.

Con un defecto puntual se genera una cavidad resonante y si se introduce un defecto lineal se tendrá una guía de ondas. Con estos elementos básicos formados en cristal fotónico se pueden crear estructuras funcionales muy complejas. En este aspecto, ha sido un tema de estudio intenso, y si añadimos estas ideas a la madurez actual de la tecnología de fabricación planar, un importante número de trabajos se han llevado a cabo. Entre ellos se encuentran los láseres de bajo umbral, guías en cristales fotónicos, o la integración de guías con microcavidades (defectos) en estos cristales. Además, la baja velocidad de grupo de algunos modos transmitidos en cristales fotónicos favorece la aparición de no-linealidades y de efectos útiles para el sensado óptico.

2.4. Confinamiento de la luz

Simplemente para transmitir luz en una dirección es necesario que esté confinada en las otras dos dimensiones. Sin este confinamiento, la luz se escaparía y no se produciría una transmisión efectiva. En cristales fotónicos de una dimensión, el PBG sólo se puede producir en una dirección, así pues, el confinamiento de la luz se produce únicamente en esa dimensión. Por extensión, para confinar el campo en dos o tres dimensiones se debe utilizar un cristal fotónico de dos o tres dimensiones, respectivamente. El problema es que la fabricación de cristales tridimensionales resulta ser de gran complejidad y obliga a buscar otros mecanismos para confinar la luz en, al menos, una de las tres dimensiones.

En una estructura periódica en dos de las tres dimensiones del espacio, sólo se podrá tener control de la luz en las direcciones contenidas en el plano de la periodicidad. En cuanto a la tercera dimensión, la dirección perpendicular al plano de periodicidad, la luz no estará confinada y se propagará infinitamente como una señal oscilatoria en la dirección que no nos interesa.

Además existe otro problema desde el punto de vista físico. Teóricamente los cristales son infinitos en sus tres dimensiones, pero obviamente esto no es realizable y hay que cortar el cristal en algún punto. Cuando limitamos el cristal en las direcciones de periodicidad basta con coger el número de periodos suficiente para que su comportamiento espectral no se vea afectado significativamente. Pero acotar en la dirección que no tiene periodicidad, como la dirección z de la figura 2.2.1, no tiene una solución tan directa.

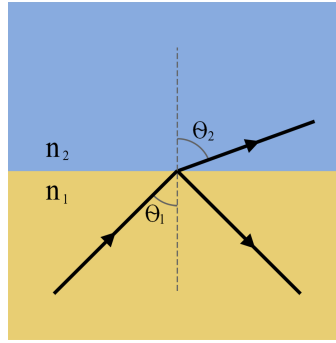


Figura 2.4.1: Ley de Snell: $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$. La luz incidente con un ángulo θ_1 sobre la interfaz entre dos dieléctricos n_1 y n_2 , se refracta con un ángulo θ_2 dado por la Ley de Snell. Cuando $n_1 > n_2$, puede que θ_2 no tenga solución para cierto ángulo θ_1 , y que por tanto la luz sufra reflexión interna total o TIR.

Por tanto, tenemos dos problemas, el confinamiento en la dimensión no periódica y su acotamiento. Para ambos problemas la solución se encuentra en las guías de ondas convencionales como la fibra óptica, que confinan el campo por *total internal reflection* (TIR) o contraste de índice, evitando la transmisión de luz en una dirección. Este fenómeno se debe al concepto de ángulo crítico que utiliza la Ley de Snell. Básicamente, se explica que si un rayo de luz incide sobre la superficie que separa dos dieléctricos distintos con un ángulo lo suficientemente bajo (el rayo es casi paralelo a la superficie divisoria), entonces este rayo será totalmente reflejado y quedará confinado en esa dimensión. El ángulo mínimo para que se produzca TIR se denomina ángulo crítico. En la figura 2.4.1 se ilustra el funcionamiento de la Ley de Snell.

En nuestro caso la luz se transmitirá por una estructura de silicio con altura finita, y el medio superior e inferior será el aire. Cuando el ángulo de incidencia de la luz con el plano de discontinuidad no cumpla los requisitos para que se produzca TIR, entonces el modo óptico radiará parte de su energía al aire según se vaya propagando, no se considera un modo transmitido. En el diagrama de bandas de la figura 2.2.3 se ha sombreado la zona en la que los modos sufren este tipo de pérdidas. Esta zona recibe el nombre de cono de luz, y la línea que la separa de los modos transmitidos se llama línea de luz o *light line*. Si los modos se encuentran por debajo de ésta entonces estarán guiados por TIR y decaerán exponencialmente en el aire.

Capítulo 3

Sensores en cristal fotónico

Para la realización de este proyecto hemos propuesto dos tipos de estructuras distintas para utilizarlas como sensores, en ambos casos se hace uso de las cavidades para este propósito. Por un lado veremos las guías en dieléctrico periódico, y por otro los cristales fotónicos bidimensionales con red cuadrada.

3.1. Guías en dieléctrico periódico, nanobeam

Consisten en unas estructuras muy sencillas, con las que además de simplificar el diseño se puede lograr potenciar ciertas características útiles. Se trata de utilizar guías en un dieléctrico periódico, que básicamente son cristales fotónicos de una dimensión pero limitados en altura y en anchura. Un poco más adelante explicaremos las características que este tipo de estructuras nos ofrece y de las que podremos sacar provecho. Pero antes de nada debemos explicar el funcionamiento de estas guías para poder comprender qué diseño debemos escoger para el desarrollo de este proyecto.

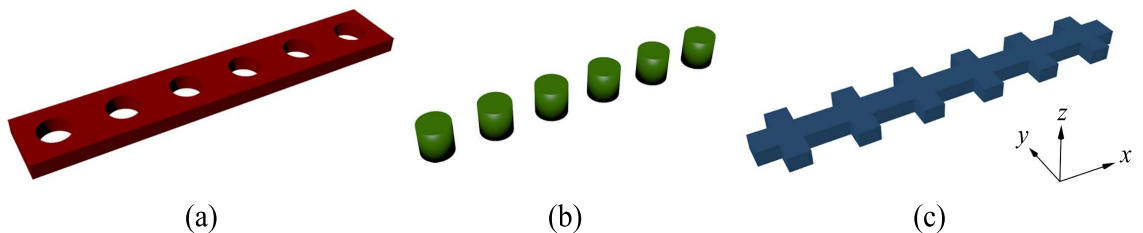


Figura 3.1.1: Ejemplos de guías en dieléctrico periódico. Combinan la periodicidad en la dirección de propagación con el guiado por salto de índice en las otras dos dimensiones.

Hemos de diseñar y fabricar una guía en un cristal fotónico de una dimensión lo más simple posible y que confine la luz en las tres dimensiones, para ello vamos un paso más lejos a la limitación de altura de la guía y limitaremos también la anchura de la misma. Utilizaremos el mismo mecanismo de TIR para el confinamiento en esas dos dimensiones.

Existen muchos tipos de guías con estructura periódica que son realizables, algunos de los ejemplos más sencillos se muestran en la figura 3.1.1. Todas ellas presentan un PBG en la dirección de su periodicidad y pueden confinar la luz en las otras dimensiones por el principio de TIR.

Si consideramos la estructura (b) de la figura 3.1.1 puede parecer imposible confiar en que la reflexión interna total guíe la luz en la dirección x , porque da la impresión de que los rayos ópticos no se mantienen dentro de los cilindros de dieléctrico. Sin embargo, esto no es correcto, la periodicidad del sistema garantiza que el vector de onda k se conserva en esa dirección, y consecuentemente todavía existe un cono de luz por debajo del que se pueden localizar las bandas. Existen modos que se propagan indefinidamente en esta estructura.

En particular, nosotros nos centraremos en el estudio de la primera de las estructuras de la figura 3.1.1, una tira de silicio en la que se hacen una serie de agujeros cilíndricos equiespaciados, que también recibe el nombre de *nanobeam*. En ella se puede introducir fácilmente un defecto para conseguir una cavidad separando un poco más de lo normal dos de los agujeros. Esta estructura aparentemente simple en realidad tiene una relación entre el factor de calidad y volumen modal que rivaliza con las mejores cavidades realizadas en cristales fotónicos de dos dimensiones [4, 6]. Más aún, el campo cercano de la cavidad es altamente ‘accesible’, en el sentido que hay dos dimensiones con confinamiento por reflexión interna total, las superficies laterales y la superior e inferior. Esto debería facilitar su aplicación para el sensado. Además, sin entrar en detalles, el hecho de que se pueda suspender la estructura en el aire la hace funcional para transmitir los modos fonónicos (vibraciones), formando así un sensor fonónico. Esto no sucede por ejemplo con la segunda estructura, ya que no se puede suspender en el aire.

Debido al alto confinamiento del modo óptico y a su accesibilidad, estos resonadores son altamente sensibles a cambios locales de su entorno. Por un lado, esta sensibilidad puede limitar el factor de calidad máximo realizable en estas estructuras. El factor de calidad es un parámetro que da una idea de lo estrecho que es el espectro de la resonancia en frecuencia, y generalmente cuanto más alto sea su valor mejor. Por otro lado, las deposiciones controladas o adhesión de capas sobre la superficie del resonador pueden ser usadas para sintonizar la longitud de onda de resonancia, una técnica que ya ha sido utilizada en experimentos de electrodinámica cuántica. Por último, pero no menos importante, esta propiedad puede ser usada para medir cambios en el entorno que afecten a la longitud de onda de resonancia y a su factor de calidad. Esta es la utilidad que debemos aprovechar en este proyecto para poder realizar medidas de presión de gas, o de concentraciones relativas en una mezcla de gases o líquidos con diferentes índices de refracción.

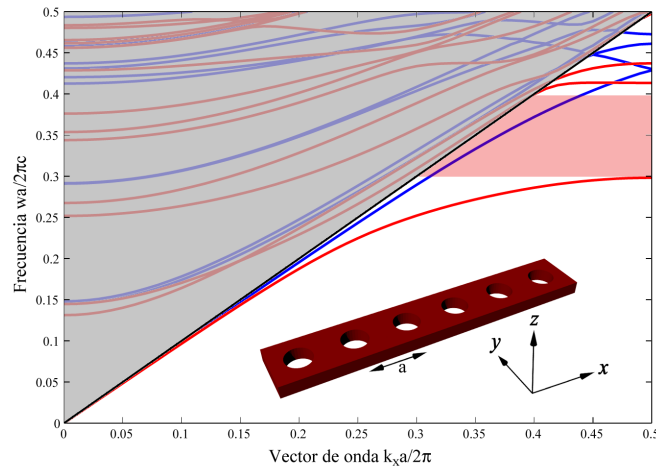


Figura 3.1.2: Diagrama de bandas del nanobeam con radio de los agujeros $R = 0,356 \cdot a$ y altura $h = 0,373 \cdot a$. Los modos TE en rojo y los TM en azul con sus correspondientes PBG. La zonas sombreadas en gris y en rojo claro son el cono de luz y el PBG de los modos TE, respectivamente.

El diagrama de bandas del nanobeam se muestra en la figura 3.1.2, en el que se puede observar el cono de luz, los modos transmitidos con polarización TE y TM, y sobretodo el PBG. Es importante destacar que, debido a la continuidad de campo eléctrico explicada en apartados anteriores, esta estructura favorece la aparición del PBG para los modos TE (campo eléctrico en el eje y).

Nuestra intención es introducir un defecto en esta estructura para poder utilizarla en aplicaciones de sensado. Explotaremos la característica inherente que nos ofrecen para medir pequeñas variaciones del índice de refracción del medio que se encuentra a su alrededor. El potencial de estas microcavidades con alto factor de calidad hace que los cristales nanofotónicos resulten muy atractivos para estas aplicaciones. Además, permite una alta integración de muchos sensores en un mismo chip.

La idea es que un cambio en el índice de refracción del medio exterior, en este caso el aire, generará un desplazamiento del espectro de transmisión de la estructura. Ahora bien, los cambios muy leves del índice producirán desplazamientos muy pequeños del espectro y no los podremos medir con mucha precisión. Aquí es donde entra en juego la estrechísima resonancia que producen las cavidades. Con una resonancia tan estrecha se hacen muy evidentes los pequeños desplazamientos del espectro, cuanto más estrecha sea más evidentes se harán estos desplazamientos y mayor precisión se podrá conseguir en la medida.

Si sustituimos el aire por un líquido o un gas cualquiera estaremos cambiando el índice de refracción del medio exterior. De esta manera provocaremos un desplazamiento de la resonancia y por tanto, localizando la nueva longitud de onda de la resonancia se obtiene casi directamente el índice de refracción del líquido/gas. El índice de refracción es diferente para cada material, y por tanto, si conocemos su índice de refracción se puede identificar este material.

3.2. Estructuras periódicas planares, red cuadrada

Como comentábamos al principio del capítulo hemos propuesto dos estructuras distintas para utilizarlas como sensor, una es el nanobeam y la segunda, que se explica en esta sección, se trata de una placa o *slab* en el que se realizan agujeros circulares.

Estas estructuras son cristales fotónicos bidimensionales en los que se puede introducir defectos puntuales y lineales [7]. Se puede crear una cavidad eliminando un determinado agujero de la estructura o una guía eliminando una fila de agujeros en una determinada dirección [14].

La distribución de los agujeros puede seguir muchos patrones distintos, en la figura 3.2.1 se pueden ver algunos de los más utilizados, pero nosotros nos centraremos en la red cuadrada.

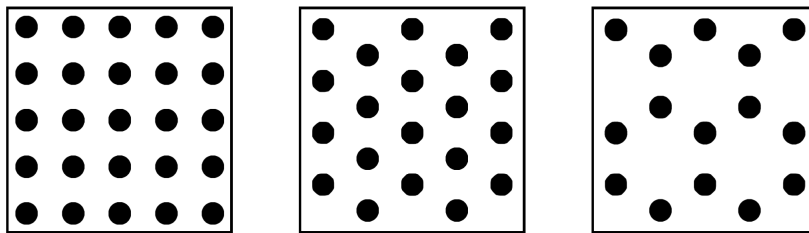


Figura 3.2.1: Algunas de las distribuciones de red más comunes. De izquierda a derecha: red cuadrada, triangular y honeycomb.

Obviamente, como pasaba en el caso del nanobeam, la estructura debe ser finita en las tres dimensiones. Limitamos la altura utilizando el confinamiento por TIR y en el plano de periodicidad cogeremos el número suficiente de periodos en cada dirección para que las pérdidas producidas no sean apreciables.

El funcionamiento de este tipo de estructura como sensor es totalmente análogo al del nanobeam, aunque en este caso se espera tener una menor sensibilidad a la hora de obtener el índice de refracción de un medio, ya que la cavidad no se encuentran tan expuesta al medio exterior. Se introduce la muestra en un medio distinto al aire, se excita el modo de la cavidad y se mide el desplazamiento de la resonancia en frecuencia para obtener el índice de refracción del medio.

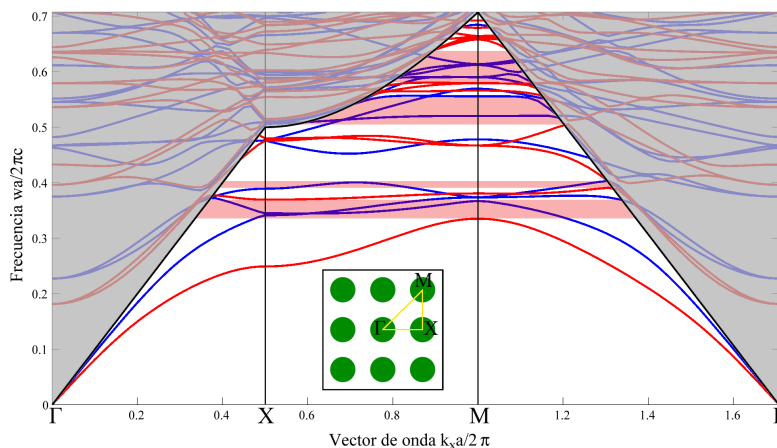


Figura 3.2.2: Diagrama de bandas de la red cuadrada con altura $h = 0,6 \cdot a$ y radio de los agujeros $R = 0,425 \cdot a$. Los modos TE en rojo y los TM en azul. La zonas sombreadas en gris y en rojo claro son el cono de luz y el PBG de los modos TE, respectivamente. En el recuadro interior se han marcado los puntos de máxima simetría de la estructura.

En la figura 3.2.2 se muestra el diagrama de bandas de la red cuadrada con un radio de los agujeros de $R = 0,425 \cdot a$ y una altura $h = 0,6 \cdot a$. Al igual que en el caso del nanobeam, esta estructura favorecerá la aparición de un PBG para los modos TE, aunque también aparece para los TM.

Tenemos mayor libertad en esta estructura para formar la cavidad, podremos disminuir el radio de uno o varios agujeros centrales o directamente omitir esos agujeros, podemos omitir toda una fila de agujeros para crear una guía que además acople luz a una cavidad, etc. En el capítulo 4 veremos algunas de estas alternativas.

Capítulo 4

Metodología de Trabajo

Una vez conocidas las bases teóricas de los cristales fotónicos y lo que se puede esperar de ellos el siguiente paso es el diseño de las estructuras. En esta primera fase haremos uso un software de diseño con el que crearemos un modelo tridimensional de la estructura y veremos su respuesta en el dominio de las frecuencias. Es de esperar que los resultados que nos proporcionen estos programas se acerquen al comportamiento real de las estructuras fabricadas, aunque siempre se producirán desviaciones, ya sean debidas a limitaciones en el modelo creado, a limitaciones en la fabricación o por cualquier otro motivo.

En cuanto las simulaciones se ajusten a nuestras exigencias podremos pasar a la fase de fabricación y posteriormente a la caracterización de las muestras fabricadas.

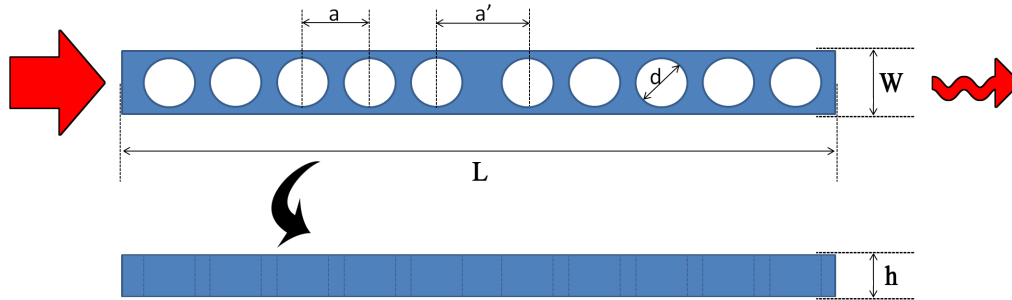
4.1. Diseño y simulaciones

Para diseñar las estructuras con cavidad y que se ajusten a nuestras necesidades disponemos de un software de simulación que utiliza el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo o *finite-difference time-domain* (FDTD). Este software calcula el campo electromagnético en función del tiempo y del espacio para una estructura dieléctrica dada y en respuesta a una excitación determinada. Se puede utilizar para estudiar la propagación de la luz en una gran variedad de estructuras fotónicas distintas e incluso obtener la distribución de campo y energía en un momento determinado.

Con esta herramienta obtendremos la respuesta temporal de la estructura al excitarla con un impulso. Como es conocido, ese impulso abarca todo el espectro de frecuencias, y al transmitirse a lo largo del cristal cada una de las frecuencias se verá afectada de manera distinta. Por tanto, para obtener el espectro de transmisión basta con aplicar la Transformada de Fourier sobre la respuesta recogida al final de la estructura.

Por otro lado, disponemos de otro software para generar y analizar los diagramas de bandas de los cristales. Este programa se basa en el método de expansión en ondas planas o *Plane Wave Expansión* (PWE) para estructuras periódicas [8]. El método PWE resulta muy útil para conocer qué modos se transmiten para cada frecuencia, comprobar la anchura y posición del PBG, e incluso se puede obtener la velocidad de grupo de los modos.

Los dos softwares de simulación disponibles deben de complementarse el uno al otro. La desventaja del método PWE es que el diseño de la cavidad se complica. Así que, conociendo el diagrama de bandas del cristal sin cavidad y con determinadas dimensiones, pasaremos pues a comprobar y comparar los resultados con el método FDTD. Si los resultados de los distintos métodos se ajustan quiere decir que podemos proceder al diseño de la cavidad en FDTD.



$$N_{\text{holes}} = \text{Número de agujeros}$$

Figura 4.1.1: Vistas de las secciones del esquemático del nanobeam utilizado en las simulaciones con los parámetros de diseño. a : distancia de periodicidad, a' : separación de los agujeros centrales para formar la cavidad, d : diámetro de los agujeros, L : longitud de la estructura, W : anchura de la estructura, N_{holes} : número de agujeros totales, h : altura de la estructura.

En la figura 4.1.1 se muestra el esquemático utilizado en las simulaciones del nanobeam con todos los parámetros de diseño. Basándonos en los espectros obtenidos debemos optimizar cada uno de los parámetros para que la estructura se ajuste lo mejor posible a nuestras expectativas. Una vez obtenidos unos resultados preliminares mandaremos a fabricar la estructura.

La idea es que la luz de entrada se va atenuando de manera exponencial según va atravesando la estructura debido al PBG. Si la estructura fuese infinita se reflejarían todas las frecuencias del PBG, pero no es el caso, de manera que todavía llega cierta energía a la cavidad. Se puede considerar que el PBG no actúa como un espejo de anchura infinitesimal, sino que actúa como un espejo distribuido con cierta profundidad y la luz se va reflejando a medida que penetra en él. En la cavidad se va acumulando la energía que llega a la frecuencia de resonancia, ya que no puede escapar. Finalmente, a la salida del circuito se debería observar una atenuación de todas

las frecuencias contenidas en el PBG, a excepción de un pico correspondiente a la resonancia y que debería de estar dentro de éste.

Cada uno de los parámetros afectará de manera distinta al espectro de transmisión final. Unos afectarán principalmente a la posición del PBG, pudiendo trasladarlo a longitudes de onda más altas o más bajas. Otros influirán en la atenuación, en las pérdidas o en el factor de calidad de la resonancia. Sin embargo, en general no son dependencias directas e independientes, sino que, por ejemplo, al trasladar el PBG también se afectará más levemente al factor de calidad. Estas dependencias cruzadas son las que complican tanto el proceso de diseño.

Una de las dependencias más importantes consiste en que cuando se aumenta la proporción de dieléctrico de la estructura, bien reduciendo el radio de los agujeros o bien aumentando la anchura, se consigue incrementar el *índice efectivo* del cristal. De esta manera se consigue reducir la frecuencia, y por tanto la energía de los modos. Para entender mejor este concepto, resulta útil imaginarse que un modo al propagarse por una guía está viendo un índice de refracción promediado de toda la sección de dicha guía. Si la sección de la guía tiene parte de silicio ($n_{Si} \approx 3,46$) y parte de aire ($n_{Air} \approx 1$), intuitivamente sabemos que el modo propagado estará viendo un índice efectivo promedio entre ambos, $n_{Air} \leq n_{Eff} \leq n_{Si}$, ya que la energía se está propagando por ambos medios. Para hacernos una idea, existen fórmulas complejas que se suelen utilizar para fibras ópticas que son capaces de obtener el valor exacto del índice efectivo en función de la distribución de campo del modo, el índice de refracción del núcleo de la fibra, el índice de la cubierta, la temperatura, etc.

A continuación se explican los efectos directos que provocamos si cambiamos cada uno de los parámetros de diseño del nanobeam:

- a : Distancia de periodicidad. Es el parámetro que define la posición del PBG
- a' : Longitud del defecto. Cuanto mayor sea su longitud mayor será la frecuencia de resonancia asociada y viceversa.
- d : Diámetro de los agujeros. Cambiamos la proporción de silicio, si reducimos el diámetro de los agujeros el índice efectivo aumenta y todo espectro se traslada a frecuencias más bajas. No es posible fabricar agujeros muy grandes, llega un punto en el que la pared de silicio entre dos de los agujeros es tan fina que el ataque del silicio se comería también esta pared y los agujeros se unirían.
- W : Anchura de la guía. Cambiamos la proporción de silicio, si aumentamos el ancho entonces el índice efectivo aumenta y todo espectro se traslada a frecuencias más bajas. Se escoge para que la guía sin agujeros sea monomodo.
- N_{holes} : Número de agujeros, que indica también el número de periodos del cristal. Lo normal es poner la mitad a cada lado de la cavidad. Principalmente afectará a la atenuación de las frecuencias fuera del PBG y al factor de calidad del modo resonante. También es un factor importante en las pérdidas globales del sistema.

- L : Longitud de la estructura. En general este parámetro dependerá del número de periodos de la estructura y de la longitud de la cavidad. No resulta decisivo para el diseño fabricado, pero sí para las simulaciones, ya que cuanto mayor sea la muestra mayor coste computacional.
- h : Altura. También cambia la proporción de silicio. Su valor nominal es 250 nm, determinado por el confinamiento por TIR.

Es conveniente destacar que para que la frecuencia de resonancia de la cavidad caiga dentro del PBG debe existir una relación entre a y a' . En varios estudios la relación utilizada es:

$$a' = a + \frac{\lambda}{4 \cdot n_{Eff}}$$

donde λ es la longitud de onda de trabajo que suele ser de 1.55 μm . Normalmente esta fórmula se ha venido utilizando para casos donde la diferencia entre índices de refracción de los medios no es tan abrupta como en nuestro caso, pero nos sirve como primera aproximación. Si la frecuencia de resonancia cae fuera del PBG entonces no la podremos diferenciar en el espectro, pero también puede ocurrir que la cavidad sea multimodal y existan varias resonancias que caigan dentro del PBG.

Por otro lado, está la relación W/h que podemos escoger para que la guía sin agujeros sea monomodo. La relación debe ser de $W/h \approx 1,8$, así que si escogemos una altura de 250 nm nos sale una anchura de 450 nm, pero tenemos cierto margen para cambiar W y que la guía permanezca siendo monomodo.

En cuanto a la red cuadrada, en la figura 4.1.2 se representan varios modelos que han sido utilizados en las simulaciones. Como se puede apreciar, el modelo puede variar significativamente dependiendo de la orientación de la cavidad, su posición, su tamaño y de cómo se acople la luz en ella.

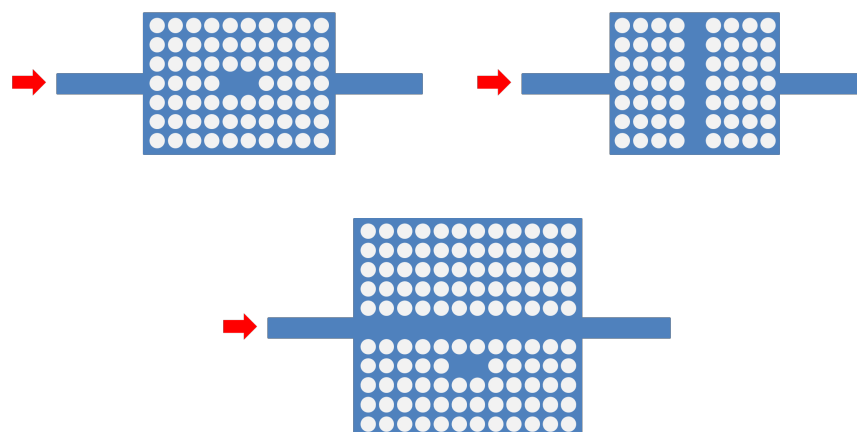


Figura 4.1.2: Esquemáticos utilizados en las simulaciones de la red cuadrada. Izquierda: cavidad formada al omitir dos agujeros. Derecha: cavidad formada omitiendo una columna entera de agujeros. Abajo: guía en red cuadrada que acopla parte de su energía a una cavidad.

Se introducen muchas más variables en los modelos de la red cuadrada, pero los principales con los que podremos ajustar los resultados son la distancia de periodicidad, el diámetro de los agujeros y la posición y tamaño de la cavidad. Pese a que ahora los modelos son un poco más complejos por tratarse de cristales bidimensional, al cambiar los parámetros de diseño se producirán aproximadamente las mismas consecuencias que en el caso del nanobeam, unos cambiarán el PBG de lugar y anchura, otros trasladarán el espectro entero, etc.

4.2. Fabricación

La fabricación de ambas estructuras se lleva a cabo totalmente en el Centro de Tecnología Nanofotónica de Valencia. Se trata de un proceso optimizado de fotolitografía directa mediante cañón de electrones, *Electron Beam Lithography* (EBL). Para hacernos una idea de la escala con la que se ha de trabajar en fabricación se muestra en la figura 4.2.1 una comparación entre el ancho de un pelo humano y la longitud aproximada de un nanobeam.

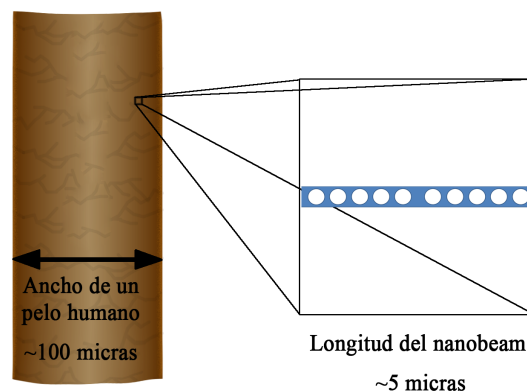


Figura 4.2.1: Comparación de tamaños entre un pelo humano y un nanobeam

El primer paso de este proceso de fabricación consiste en depositar una capa de resina fotosensible sobre el silicio. Este paso se realiza con un equipo llamado *coater* y para nuestro caso concreto se depositan 100 nm de resina positiva PMMA. La resina es expuesta de forma selectiva con un cañón de electrones, lo cual permite la definición de los motivos submicrónicos mediante el rastreo de un haz focalizado de electrones.

Tras la exposición y el revelado, el patrón del nanobeam o de la red cuadrada se encuentra transferido a la resina, que actuará como máscara para el ataque del sustrato. Se ataca la capa de silicio en un proceso de ICP (*Inductively Coupled Plasma*). Tras este ataque y una limpieza de plasma de oxígeno para quitar la resina, el motivo se encuentra ya transferido al silicio de la muestra.

El último paso, necesario para liberar la membrana y dejarla suspendida [13], consiste en un ataque húmedo de ácido fluorhídrico HF a la muestra. Para realizar este ataque de forma selectiva sólo en la zona deseada, no en las guías de entrada y salida, se requiere de un nuevo proceso de litografía. Tras esta segunda exposición, la muestra se sumerge unos minutos en una disolución de ácido fluorhídrico HF para, quitar el óxido de silicio bajo las estructuras. Finalmente, tras una última limpieza y corte, la muestra está lista para su caracterización óptica. Para más información, el proceso de fabricación se encuentra totalmente detallado en el apéndice B.

El proceso EBL se ha consolidado como una de las técnicas más comunes de fabricación a esta escala, ya que la naturaleza de los electrones junto con el desarrollo de haces extremadamente finos y su control preciso establecen la plataforma ideal para los requerimientos de la nanofabricación.

En cada muestra hay espacio para varios circuitos, ya sean de tipo nanobeam o de la red cuadrada, pero hay que mencionar que, a parte del patrón, se imprime también una guía de adaptación en cada uno de sus accesos. Estas guías impresas en la muestra facilitan el alineamiento además

de la adaptación de luz. No se accede directamente a la estructura, sino que se trata de que el extremo de las guías que da al exterior de la muestra tenga una anchura grande para hacer el circuito accesible, y que gradualmente se vaya estrechando hasta la anchura del propio nanobeam. El cambio gradual de uno de un parámetro con fines adaptativos se denomina comúnmente *taper*. En la figura 4.2.2 se muestra un esquema de la sección cruzada de fibra lensed junto con la guía en la que se implementa el taper. Se muestra solamente la parte de entrada a la muestra, pero la parte de salida es totalmente simétrica.

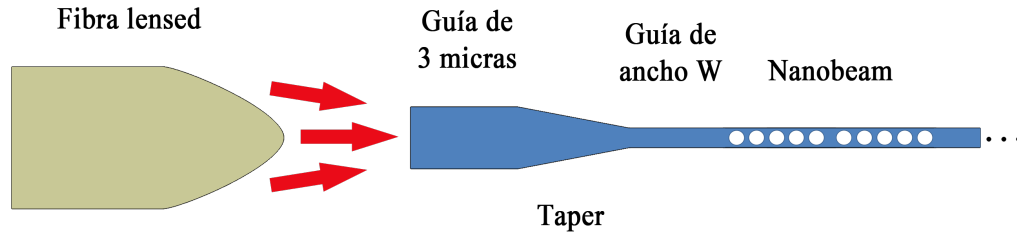


Figura 4.2.2: Esquema de la sección de entrada y del acoplo a la muestra. A la izquierda se muestra el corte transversal de la fibra lensed. A la derecha se puede observar el circuito dentro de la muestra compuesto por: guía de $3\mu\text{m}$ de ancho, taper, guía del mismo ancho que el nanobeam y por último el propio nanobeam.

Una vez fabricada la estructura debemos caracterizar y comprobar su respuesta en el laboratorio. En concreto, hemos realizado medidas de transmisión de los prototipos fabricados para comprobar que los PBGs y los modos guiados de las estructuras aparecen a las longitudes de onda esperadas.

4.3. Caracterización

Las estructuras basadas en cristales fotónicos con agujeros tienen el problema de que la eficiencia de acoplo de luz procedente de una fibra óptica externa es muy baja. Esto es debido a que la altura del núcleo de material de alto índice deber ser muy pequeña para conseguir confinar la luz en la dirección vertical. Este tamaño es muchísimo mas pequeño que el del modo de una fibra óptica, lo que provoca que el acoplo de luz entre ambos sea muy poco eficiente. Para mejorar el acoplo entre fibra y guía se suele hacer uso de fibras especiales que permiten focalizar la luz procedente de la fibra tradicional, además de una alta precisión de alineamiento entre la fibra y el cristal. Además, el hecho de que el material que forma el núcleo de la estructura tenga un índice de refracción muy diferente al de la fibra óptica provocará una desadaptación que aumentará aún más las pérdidas por desacoplo.

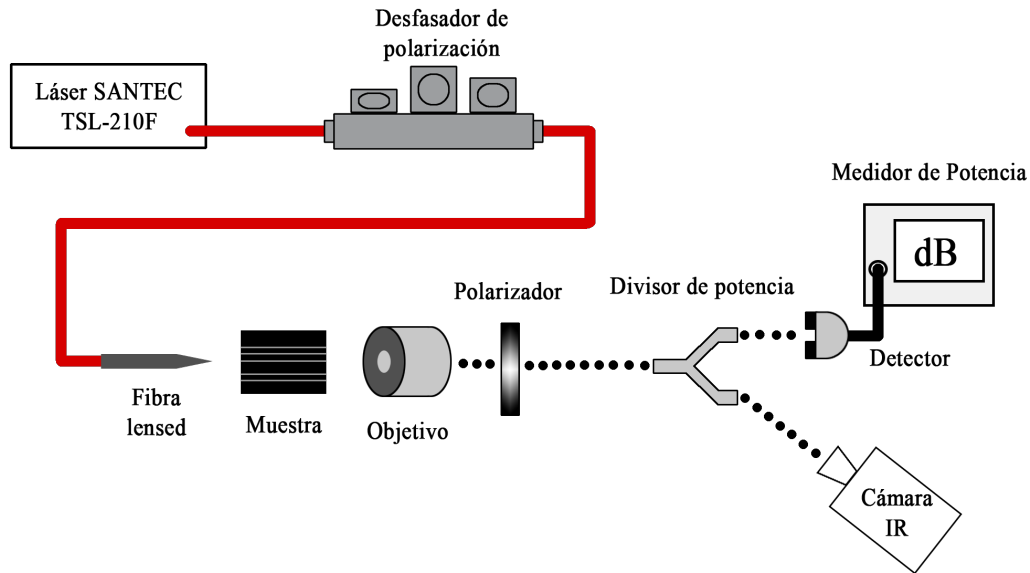


Figura 4.3.1: Esquema simplificado del montaje utilizado en el laboratorio para caracterizar las muestras fabricadas. La fibra óptica se indica con línea roja y la transmisión de la luz por el aire se indica con línea de puntos.

Para el proceso de caracterización hemos utilizado un montaje como el de la figura 4.3.1. Antes de realizar la medida propiamente dicha, debemos alinear la muestra con la guía de entrada y con el objetivo a su salida. Para el alineamiento disponemos de unidades de traslación con control en los tres ejes y precisiones de hasta $0.02 \mu\text{m}$ para posicionar correctamente la fibra de entrada y el objetivo de salida.

En primer lugar, disponemos como fuente óptica de un láser sintonizable de banda ancha que abarca el rango de longitudes comprendidas entre 1260 nm y 1630 nm, lo que permite caracterizar gran parte del espectro de la estructura fabricada. La fibra de salida se hace pasar por un desfasador de polarización que actúa por torsión para así seleccionar solamente los modos TE.

Posteriormente, para conseguir un buen acoplo de luz a la muestra utilizamos una fibra tipo lensed, esta fibra no acaba en un corte transversal, sino que se va reduciendo su anchura de manera que se optimice el acoplo. En este punto la luz interacciona con la muestra fabricada pasando a través de ella. Después de la muestra, la luz se encuentra con el espacio libre, por ello necesitamos enfocarla haciendo uso del objetivo.

Es posible que se haya producido cierto acoplo entre polarizaciones en la muestra, por ello, después del objetivo nos aseguramos de seleccionar solamente los modos TE con una lente polarizadora. Ahora la luz se divide en dos caminos utilizando un divisor óptico, por un lado parte de la luz se

lleva a una cámara de infrarrojos (IR) que nos ayuda a comprobar el alineamiento de la muestra, y por el otro lado se mide la potencia de luz con un detector.

Normalmente podríamos evitar utilizar el divisor para introducir menos pérdidas en el sistema y de esta manera tendríamos mejor relación señal a ruido en el detector. Primero alinearíamos la muestra utilizando la cámara IR, y posteriormente se sustituiría la cámara por el detector. Sin embargo, el montaje que hemos utilizado tiene la ventaja de que en todo momento conocemos el estado del alineamiento y no tenemos que estar cambiando los dispositivos de sitio, asegurándonos así de que todas las medidas se realizan correctamente y en las mismas condiciones.

A continuación se explican detalladamente todos los componentes y dispositivos del esquema de la figura 4.3.1:

1. Láser sintonizable de banda ancha SANTEC TSL-210F que abarca el rango de longitudes comprendidas entre 1260 nm y 1630 nm con una resolución de 0.01 nm. Su diseño es de tipo Fabry-Perot¹ y además es controlable con un ordenador a través del puerto GPIB.
2. Desfasador de polarización a la salida del láser, el cual permite seleccionar la polarización deseada a la entrada de la muestra.
3. Fibra lensed para optimizar el acoplo guía-muestra.
4. Objetivo colimador para enfocar la luz a la salida de la muestra.
5. Polarizador óptico para filtrar los modos indeseados.
6. Divisor de luz. Por cada camino se desvía el 50 % de la potencia de entrada.
7. Detector y medidor de potencia controlable a través del puerto GPIB.
8. Cámara IR para visualizar y comprobar el correcto alineamiento de la muestra.

En las figuras 4.3.2 y 4.3.3 se muestran imágenes reales de parte del montaje utilizado para la caracterización experimental de las estructuras fabricadas. En la primera se puede ver la fibra de entrada a la muestra, la muestra (cuadrado negro en el centro de la imagen) y la lente colimadora. En la segunda figura se muestra el polarizador, el divisor, el detector y la cámara de infrarrojos.

¹Un láser de tipo Fabry-Perot tiene dos espejos separados que forman una cavidad y entre ellos hay un medio amplificador.

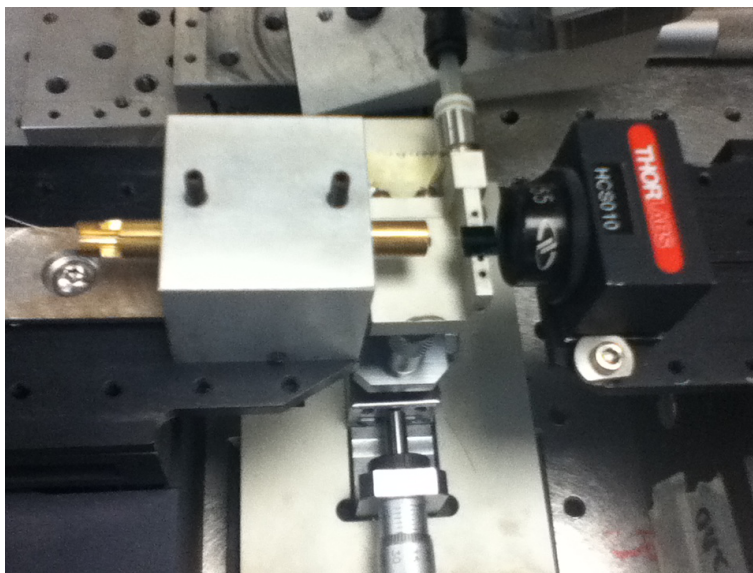


Figura 4.3.2: Imagen del montaje del laboratorio. De izquierda a derecha se puede observar la fibra lensed, la muestra y el colimador.

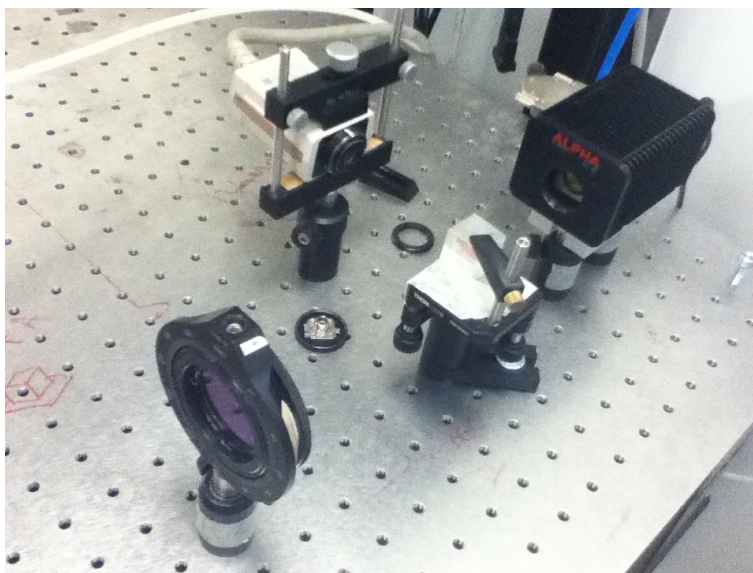


Figura 4.3.3: Imagen del montaje del laboratorio. Polarizador (abajo izquierda), divisor (centro), detector de potencia (arriba izquierda) y cámara de infrarrojos (arriba derecha).

Para caracterizar las muestras haremos uso de la alta resolución del láser. Con el desfasador de polarización seleccionamos solamente los modos TE. Desde el desfasador, la luz interacciona con la estructura al pasar a través de ella y finalmente se mide su potencia a la salida (amplitud, pero no fase de la señal). Haciendo un barrido de la longitud de onda del láser se obtendrá la respuesta en frecuencia para los modos TE.

Debemos ser muy selectivos con la polarización para que no intervenga la potencia de los modos TM en las medidas y haga que malinterpretemos las medidas. El polarizador es muy fácil de manipular, tiene una graduación con la que se selecciona directamente la polarización deseada, pero el desfasador de polarización no es tan sencillo. La polarización de salida del láser es cambiante, así que el desfasador se ha de ir ajustando para rechazar los modos TM, para ello, en vez de maximizar la respuesta TE, lo más sencillo es minimizar la polarización TM. Quitamos la muestra para que la luz del primer desfasador pase directamente por el polarizador (no se hace pasar la luz por la muestra). En cuanto obtengamos la mínima potencia para TM querrá decir que tanto el desfasador como el polarizador están “alineados” en polarización y habremos seleccionado los modos TE. Ahora ya podremos poner la muestra en su lugar y medir su respuesta TE.

Una vez colocada la muestra en su sitio debemos alinearla con la fibra de entrada y con la lente a la salida haciendo uso de las unidades de traslación disponibles. El proceso de alineación se debe hacer varias veces, ya que en cada muestra caben varias estructuras.

Hay que tener presente las limitaciones propias que imponen los equipos. Tanto el láser como el medidor tienen una respuesta en frecuencia e introducen ruido en el sistema, y por tanto se reflejarán en las medidas. Para que el láser introduzca el menor ruido posible hay que esperar un tiempo después de su encendido para que su temperatura se estabilice. Por otra parte, tenemos la limitación del rango de frecuencias con el que puede trabajar el láser. Si por cualquier motivo el PBG y la resonancia, diseñados con ayuda del software, se desvían lo suficiente para salirse del rango de trabajo entonces no podremos observar su espectro característico en las medidas.

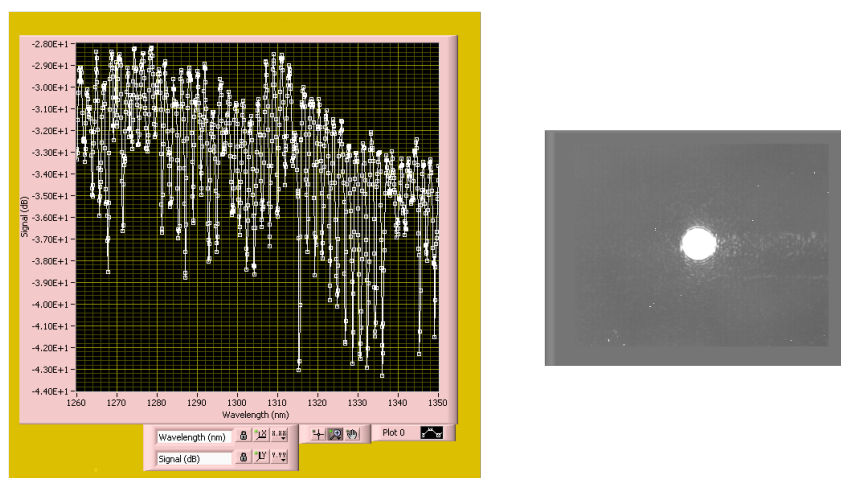


Figura 4.3.4: Imágenes reales de una medida en curso. A la izquierda se observa el espectro de la muestra que se está midiendo. A la derecha, la visualización directa procedente de la cámara IR, en la que se está viendo la luz procedente de la muestra.

Por último, en la figura 4.3.4 se observa una captura de una medida en curso. La imagen de la derecha procede de la cámara de infrarrojos y es en la que nos apoyamos para conocer el estado

del alineamiento de la muestra en todo momento. En este caso se puede apreciar que la muestra está correctamente alineada y que la relación señal a ruido de la medida es alta, si no fuese así se verían muchas más manchas blancas de luz por toda la imagen.

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo se exponen los resultados del proceso de caracterización. Se muestran los espectros de las estructuras tanto simulados como medidos en el laboratorio y además se muestran las imágenes obtenidas de las muestras con un microscopio electrónico de barrido o *Scanning Electron Microscope* (SEM). Con estas imágenes podremos comprobar si las muestras tienen las dimensiones esperadas y visualizaremos los pequeños defectos que puedan haber surgido en su fabricación. A partir de todos estos datos recopilados estaremos en disposición de obtener una serie de conclusiones para los dos tipos de estructuras propuestos y para cada circuito en concreto.

5.1. Nanobeam

5.1.1. Primera muestra

En este primer pedido de fabricación, aparte de varios circuitos como los explicados en apartados anteriores, se hicieron varios circuitos en los que se acoplaba luz a la cavidad del nanobeam mediante una guía secundaria puesta en paralelo. En la figura 5.1.1 se muestra una imagen SEM de un circuito fabricado de este tipo y en la figura 5.1.2 se muestran varias imágenes con mas resolución para observar más detenidamente los detalles y en las que se marcan las medidas de varios de los parámetros. Se hizo de esta manera con la intención de poder utilizar esta muestra también como un resonador opto-mecánico, es decir, que además de excitar los modos *fotónicos* se excitaran los modos *fonónicos* (mecánicos) del nanobeam [10, 15]. El estudio de la parte fonónica se está estudiando conjuntamente con otros centros de TAILPHOX, aunque en este texto nos centramos solamente en la parte fotónica.

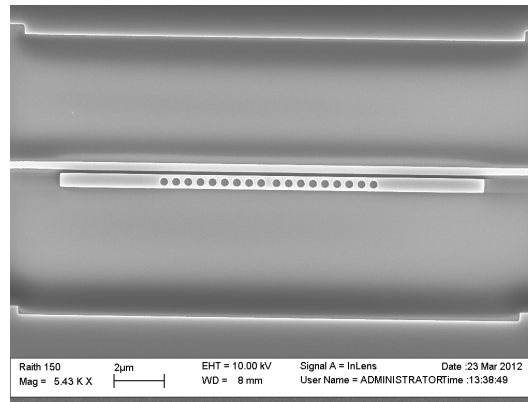


Figura 5.1.1: Imagen SEM de la cavidad de un nanobeam que se excita con otra guía adicional muy próxima y en paralelo.

Básicamente, consiste en introducir luz por un extremo de la guía que no tiene agujeros y la luz a la longitud de onda de la resonancia se debe acoplar a la cavidad. Una vez empiece a resonar la luz en la cavidad se estará concentrando mucha luz en un espacio muy pequeño, potenciando así la interacción entre luz y materia. El empuje que ejerce la luz sobre la materia en condiciones normales es inapreciable, pero al concentrar tanta energía en un mismo punto este efecto se ve multiplicado y se provocan oscilaciones mecánicas en la cavidad [5], excitando así los modos fonónicos del nanobeam. Se utiliza la guía de acoplo adicional para poder medir por un lado la respuesta óptica (guía de acoplo) y por el otro lado (nanobeam) la respuesta mecánica, y así tener mejor control sobre ambas.

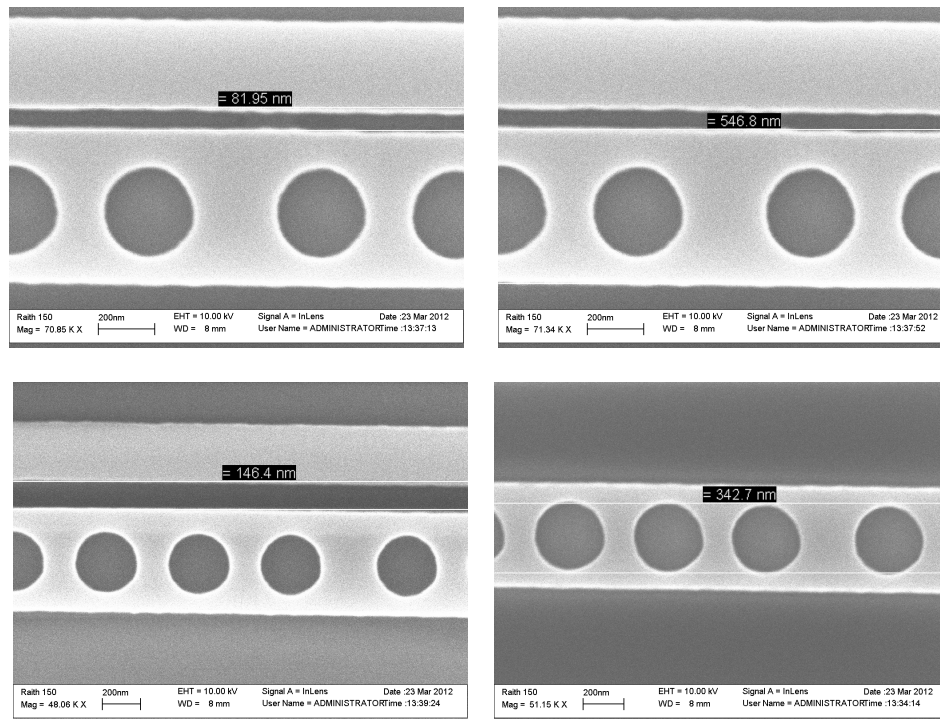


Figura 5.1.2: Imágenes SEM de varios de los circuitos del primer pedido de fabricación. Se marcan algunas medidas sobre las imágenes.

No es la finalidad de este proyecto explicar detalladamente el funcionamiento de este tipo de resonadores mecánicos, simplemente lo utilizaremos a conveniencia. El pico de absorción a la frecuencia de resonancia se debería desplazar al rodear la cavidad con algún otro material distinto al aire, y en principio esto nos bastaría para poder emplear este diseño como sensor.

Con esta configuración se mide el espectro en el extremo opuesto de la guía de acoplo sin agujeros. El problema es que esta guía ha de ser especialmente estrecha (anchura del orden de ~ 300 nm) y ha de estar lo suficientemente cerca del nanobeam (separación del orden de ~ 100 o 200 nm) para conseguir un buen acoplo con la cavidad, lo que resultó ser todo un reto a la hora de fabricar.

El espectro obtenido con estos diseños ha de ser parecido a la simulación de la izquierda de la figura 5.1.3, se puede observar un pico de absorción justo a la frecuencia de resonancia de $1.55 \mu\text{m}$ donde la energía se ha acoplado a la cavidad. A la derecha de la misma se observa la simulación con excitación directamente sobre el nanobeam. En esta imagen se observa el pico de transmisión de la frecuencia de resonancia centrado en el PBG, que abarca aproximadamente desde 1.3 hasta $1.9 \mu\text{m}$. Los parámetros utilizados para el nanobeam son: periodicidad $a = 529$ nm, distancia entre agujeros centrales para formar la cavidad $a' = 672$ nm, diámetro de los agujeros $d = 377$ nm, ancho del nanobeam $W = 592$ nm y altura $h = 250$ nm. Adicionalmente para el circuito con acoplo se ha utilizado: ancho de la guía de acoplo $W' = 300$ nm y separación entre guías $s = 150$ nm.

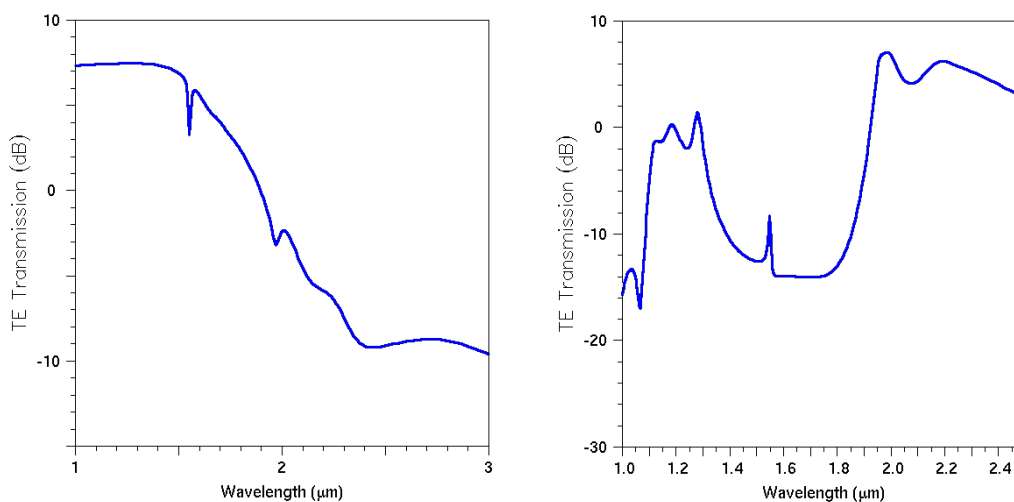


Figura 5.1.3: Espectro obtenido en las simulaciones del nanobeam. Izquierda: excitación del circuito mediante una guía de acoplo en paralelo. Derecha: excitación directa del nanobeam.

El acoplo entre dos guías convencionales es un tema ampliamente estudiado, pero la presencia de los agujeros del nanobeam hace que aparezcan atenuaciones inesperadas. En la simulación del circuito acoplado, la pendiente de bajada que aparece a la derecha del pico de absorción es debida al acoplo de la luz de la guía al nanobeam, lo que demuestra que este diseño puede complicar la obtención de unos resultados más limpios.

Se ha calculado la distribución de campo del modo que se ve resonar en las simulaciones a $1.55 \mu\text{m}$, se muestra en la figura 5.1.4 la componente transversal del campo.

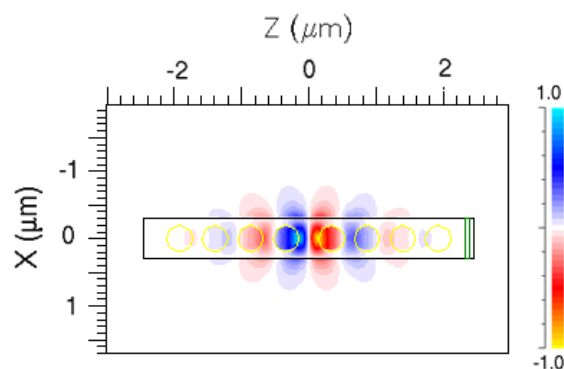


Figura 5.1.4: Distribución de campo (E_x) del modo resonante en la cavidad del nanobeam a $1.55 \mu\text{m}$.

De los seis circuitos distintos que se fabricaron en esta muestra (dos de ellos sin guía de acoplo), únicamente el segundo espectro medido de la figura 5.1.5 resultó mostrar un espectro interesante.

Ese pico se podría corresponder con el extremo superior del PBG que se puede observar en las simulaciones, suponiendo que esto es cierto, no vemos la resonancia en las medidas porque estaría a una longitud de onda muy baja, a la que el láser no alcanza. El rango de medida del láser SANTEC se encuentra entre 1260 nm y 1630 nm, y la resonancia se encontraría por debajo de ese margen. Midiendo las dimensiones de los circuitos en las imágenes SEM, vemos que las dimensiones de la muestra, en general, son mas pequeñas de lo esperado, desviándose varias decenas de nanómetros por debajo, y por tanto esta suposición adquiere un poco más de sentido.

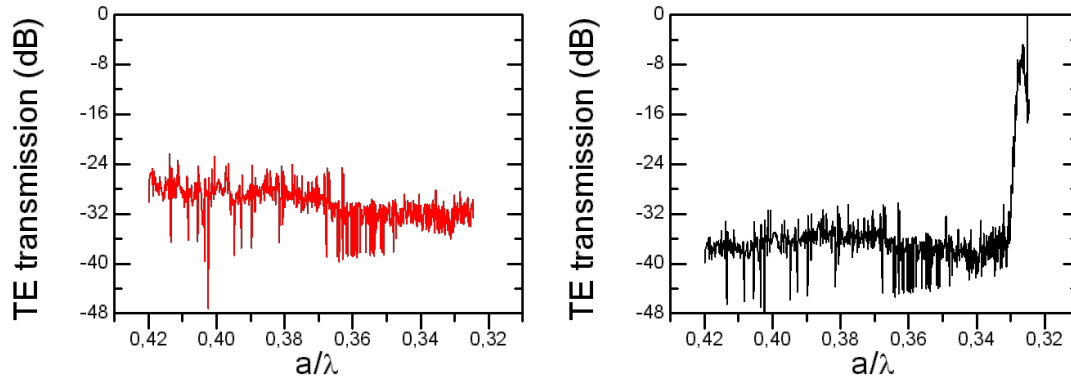


Figura 5.1.5: Espectro medido real de dos de los circuitos del nanobeam.
Izquierda: con acoplo . Derecha: sin acoplo.

Para comprobar su comportamiento como sensor se han realizado varias simulaciones en las que se ha variado el índice de refracción del medio exterior. Los resultados se muestran en la figura 5.1.6. El desplazamiento de la resonancia en función del incremento del índice de refracción del medio sirve para cuantificar la sensibilidad del sensor, la denominamos *figura de mérito* o FOM. La ecuación utilizada es $FOM = \Delta\lambda(nm)/\Delta n$, que da unas unidades de nanómetros/R.I.U. (Refractive index units), y con la que se obtiene un valor de aproximadamente 415 nm/R.I.U., es decir, un incremento en el índice de refracción en una unidad aumentará la longitud de onda de la resonancia en 415 nm, lo que es un valor bastante alto.

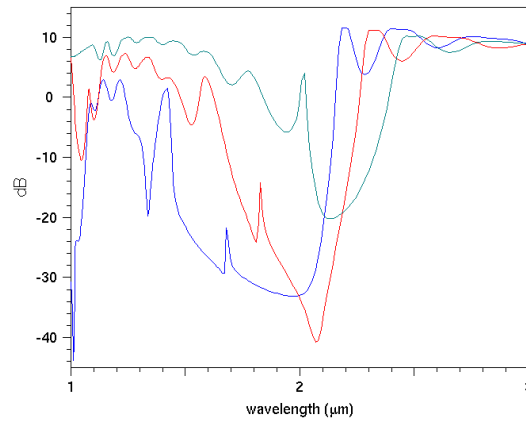


Figura 5.1.6: Simulaciones del nanobeam para distintos índices de refracción del medio exterior. Para un índice de refracción del medio exterior $n = 1$ (aire) el azul, para $n = 1,3$ el rojo y para $n = 1,9$ el verde.

A la vista de estos resultados podemos hacer varias conclusiones. Por un lado, el diseño con guía de acoplo no nos está dando los resultados esperados, además la estrechez de la guía de acoplo y la baja separación entre guías hacen que sea un diseño muy difícil de implementar en fabricación, lo que introduce mucha rugosidad e incertidumbre en el diseño. Por tanto, en el próximo pedido se intentará simplificar el diseño quitando la guía de acoplo e introduciendo la luz directamente al nanobeam, cuando se observe una resonancia en el nanobeam se volverá a plantear la cuestión de la guía de acoplo.

Por otro lado, no se observa ninguna resonancia en los resultados, pero más importante aún, en general no se observa ninguna parte del espectro identificable claramente con las simulaciones, prácticamente son espectros planos. Esto puede deberse a que las pérdidas son demasiado altas como para poder distinguir el espectro del nanobeam por encima del ruido inherente del sistema.

5.1.2. Segunda muestra

Teniendo en cuenta los resultados obtenidos en la muestra anterior hicimos varios cambios en este pedido. Para empezar, simplificamos el diseño eliminando la guía de acoplo adicional y nos quedamos con el nanobeam aislado.

En cuanto a la cuestión de las pérdidas, reducimos el número de agujeros que forman el nanobeam, que en el pedido anterior era de 18, a sabiendas de que esto implica reducir también el factor de calidad de la cavidad porque parte de la energía se escapará. Al reducir el número de agujeros se deberían reducir también apreciablemente las pérdidas. Utilizando el software de FDTD hicimos un estudio de convergencia para conocer el número mínimo de agujeros a cada lado de la cavidad que son necesarios para mantener aproximadamente la forma espectral de la estructura. Finalmente,

tomamos una decisión de compromiso, mantenemos 9 agujeros a cada lado de la cavidad para la mitad de los circuitos y 5 para la otra mitad.

Finalmente, escalamos varios de los circuitos para hacer la estructura más grande y subir todo el espectro hacia longitudes de onda más grandes, suponiendo que se mantendrán las desviaciones de tamaño en fabricación. Esperamos ver así la parte del espectro que en el pedido anterior no podíamos. Para cubrir más posibilidades se hicieron circuitos con varios escalados distintos, unos un poco más pequeños y otros un poco más grandes, pero manteniendo en todos ellos la misma relación de tamaño entre los distintos parámetros.

Las simulaciones de la figura 5.1.7 indican que hemos trasladado el PBG y la resonancia hacia longitudes de onda mayores. Se han hecho los cálculos para que al fabricar las estructuras sus resonancias bajen hasta una longitud de onda alrededor de $1.55 \mu\text{m}$, ya que contamos con que se reducirán sus dimensiones.

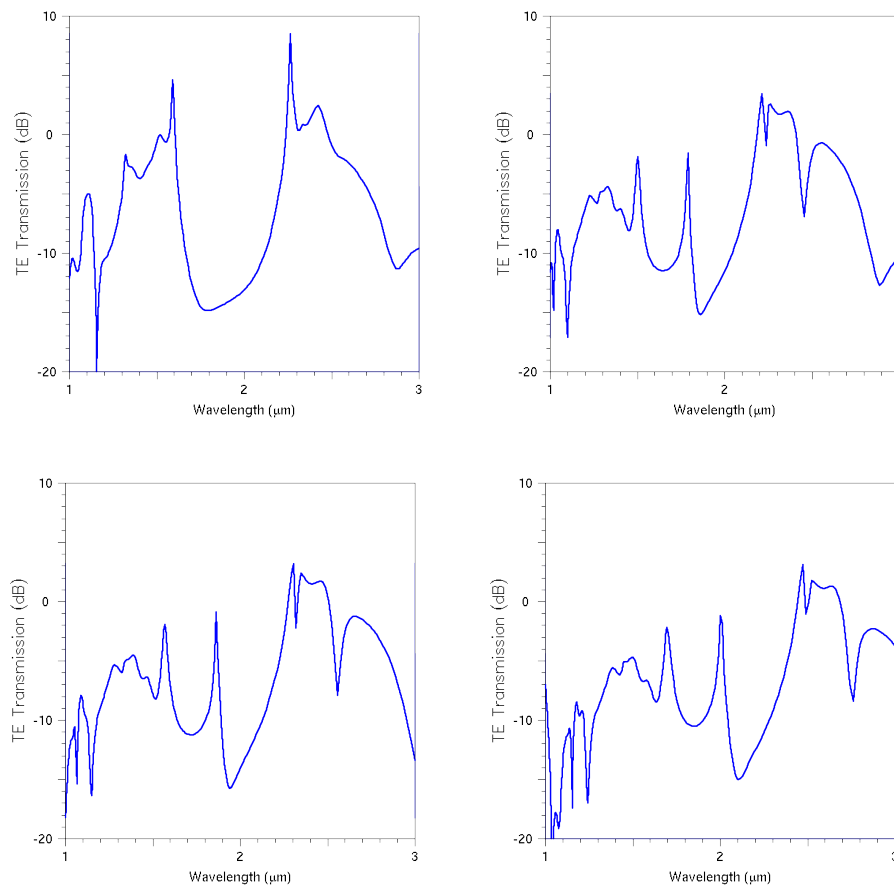


Figura 5.1.7: Simulaciones de la segunda muestra del nanobeam. La imagen de arriba a la izquierda se corresponde con un nanobeam sin cavidad, no hay resonancia. El resto sí que tienen cavidad y además distintos escalados en las dimensiones de los parámetros.

En la figura 5.1.8 se muestran varias imágenes SEM de este segundo pedido de fabricación. En las imágenes de abajo se puede ver que hubieron ciertos problemas con el atacado del silicio, y los agujeros tienen mayor rugosidad de la esperada.

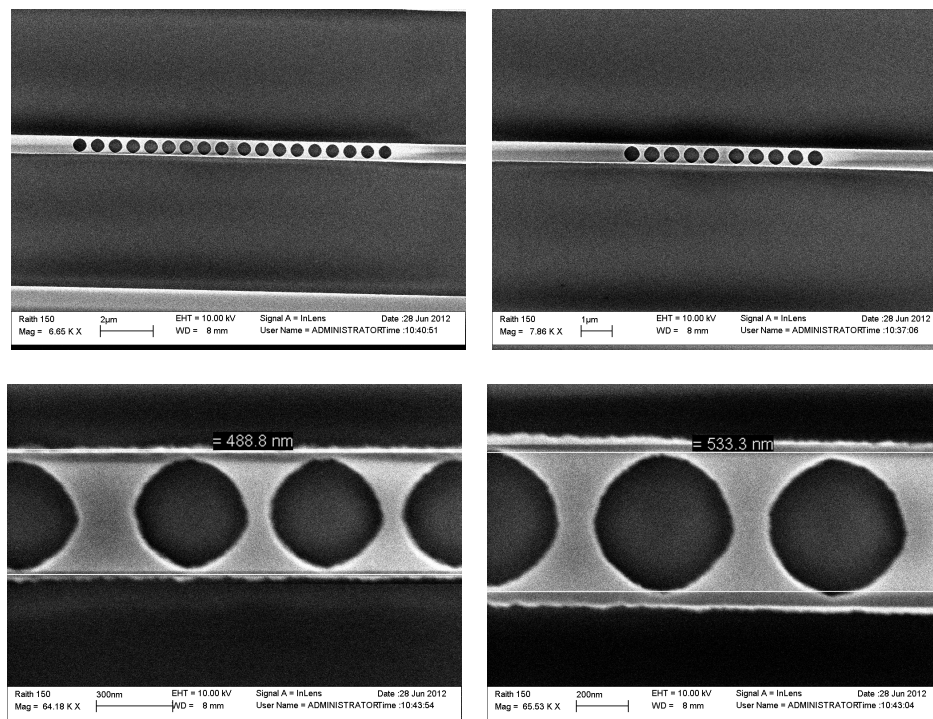


Figura 5.1.8: Imágenes SEM del segundo pedido del nanobeam. Arriba se ven dos circuitos, uno con 9 y el otro con 5 agujeros a cada lado de la cavidad. Abajo se pueden ver al detalle los agujeros.

Los espectros medidos se muestran en la figura 5.1.9, donde en la parte superior se puede ver el espectro de uno de los circuitos con 9 agujeros a cada lado de la cavidad. Los otros dos espectros se corresponden con dos circuitos distintos que tienen 5 agujeros a cada lado. El último de ellos, justamente el que se espera que tenga la resonancia a $1.55 \mu\text{m}$, es el único que parece presentar unos resultados interesantes. Las medidas para el resto de circuitos no se muestran porque directamente no se producía nada de transmisión o porque presentan un espectro prácticamente plano.

Además, se han señalado dos picos que podrían corresponderse con la resonancia buscada. El pico señalado de más a la izquierda del espectro tiene un factor de calidad mucho más bajo que el diseñado, en principio es algo normal, pero lo raro es que presente un nivel de señal comparable al de las oscilaciones de la derecha del espectro. En caso de que la resonancia fuera el segundo pico señalado, para empezar se encontraría en el centro de un PBG mucho más estrecho de lo esperado, y por otro lado seguramente presenta un nivel de señal tan leve que apenas sería posible utilizarlo para sensar.

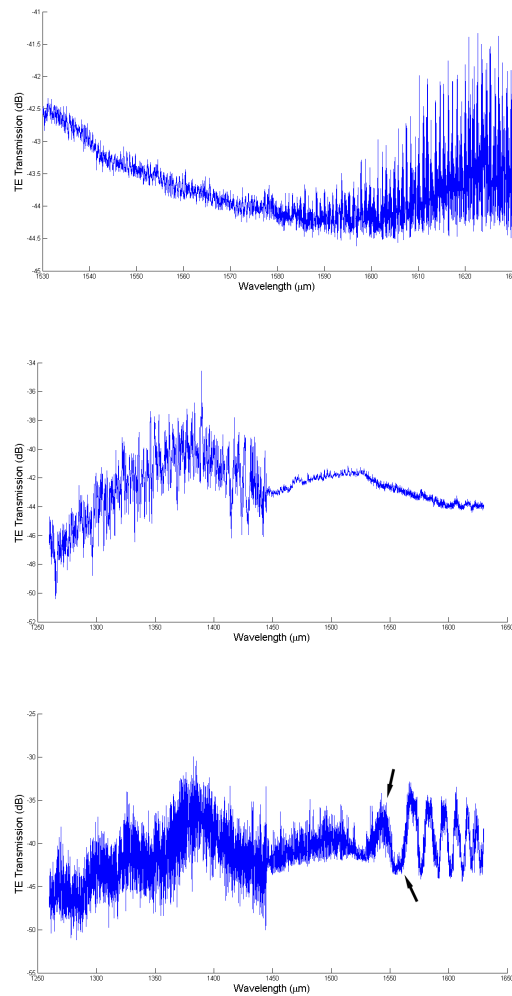


Figura 5.1.9: Medidas de varios circuitos del segundo pedido del nanobeam. Arriba: circuito con 9 agujeros a cada lado de la cavidad. Centro y abajo: dos circuitos con distinto escalado pero ambos con 5 agujeros a cada lado de la cavidad. Se indican con flechas las posibles resonancias.

Nos encontramos en una situación que no nos permite afirmar nada con seguridad respecto a las resonancias buscadas, y en el supuesto de que la estemos observando en alguno de los resultados su factor de calidad sería bajísimo. En ninguno de los circuitos con 9 agujeros a cada lado de la cavidad se ha medido nada interesante, así que lo único podemos sacar en claro es que el número de agujeros es un factor muy importante para las pérdidas. De la experiencia con otras muestras realizadas en el NTC sabemos que las pérdidas que presentan estos circuitos son altísimas, pero aún así deberíamos ser capaces de distinguir claramente zonas características del espectro y poder compararlas con las simulaciones.

Casualmente, en el NTC ya estábamos trabajando en un diseño distinto al nanobeam y que ofrece resultados más alentadores, se trata de la red cuadrada. Hasta el momento se había conseguido

obtener guías en la red cuadrada pero no defectos puntuales. Así que ante esta situación lo mejor es descartar el diseño del nanobeam por no presentar resultados concluyentes y dedicar nuestros esfuerzos a diseñar una cavidad en la red cuadrada.

5.2. Red cuadrada

Este diseño se ha estado estudiando en el NTC desde antes de proponer la utilización del nanobeam, por ello disponemos de unos parámetros base sobre los que podemos empezar a trabajar y deberíamos de poder diseñar la cavidad directamente. Estos parámetros son: distancia de periodicidad $a = 540$ nm, radio de los agujeros $R = 230$ nm y altura de $h = 325$ nm. Adicionalmente utilizaremos guías de entrada y salida de 400 nm de anchura.

Antes de nada, en la figura 5.2.1 se muestra el diagrama de bandas para los modos TE de esta estructura con las dimensiones comentadas, y donde se pueden ver los diversos PBG que aparecen.

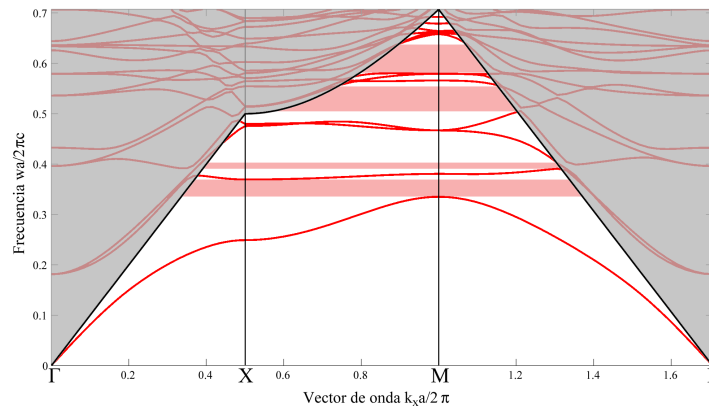


Figura 5.2.1: Diagrama de bandas TE de la estructura planar con red cuadrada y parámetros $a = 540$ nm, $R = 230$ nm y $h = 325$ nm. En rojo claro se han marcado los PBG.

5.2.1. Primera muestra

Con este primer pedido tratamos de averiguar qué tipo de cavidad funciona mejor dentro de la amplia variedad de posibilidades que existen.

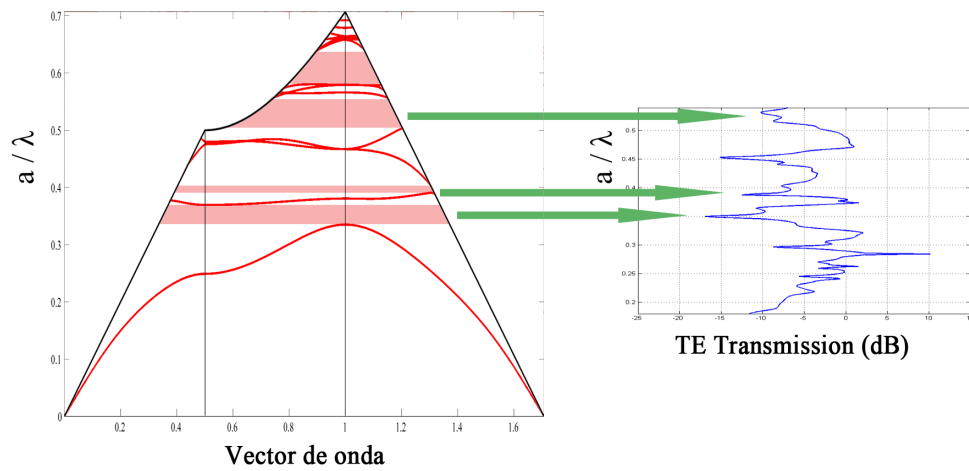


Figura 5.2.2: Correspondencia entre el diagrama de modos y las simulaciones FDTD de la red cuadrada.

Las simulaciones en FDTD deben cuadrar con lo obtenido en el diagrama de bandas. Los PBG que se ven en el diagrama de bandas se deben corresponder con atenuaciones del espectro en las simulaciones FDTD. Para comprobarlo debemos poner los ejes de frecuencia en las mismas unidades normalizadas (a/λ), giramos el espectro FDTD para facilitar la comparación y obtenemos así la figura 5.2.2, donde comprobamos que hay una buena correlación entre ambas simulaciones. Obviamente, la simulación FDTD que se encuentra a la derecha se ha obtenido sin introducir ninguna cavidad en el modelo y con las mismas dimensiones.

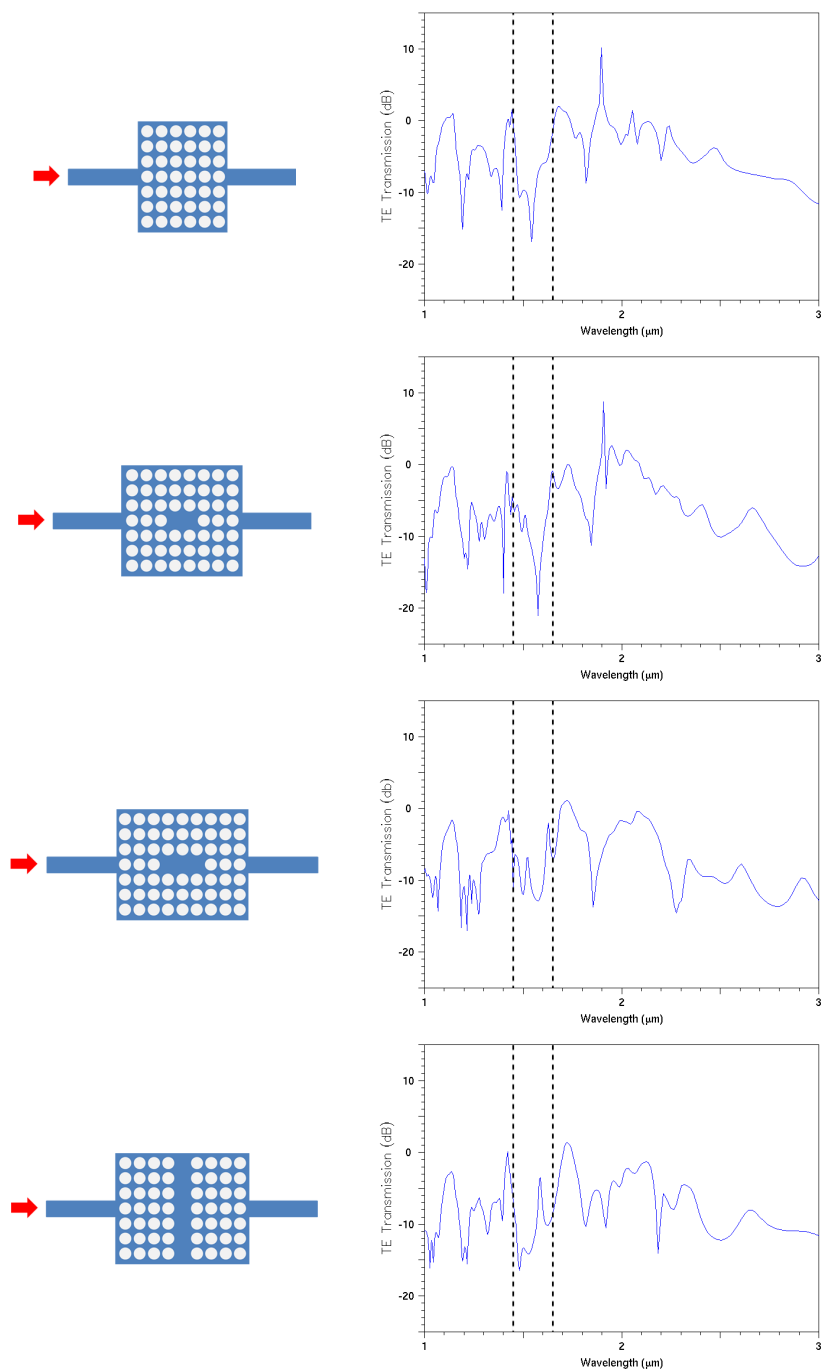


Figura 5.2.3: Modelos con cavidad y sus espectros. Las líneas discontinuas marcan los extremos del PBG.

La primera tanda de simulaciones FDTD realizadas se muestra en las figura 5.2.3, donde se trata de identificar las cavidades con mayor factor de calidad y más fácilmente realizables. En

la parte superior se observa el espectro de la estructura sin cavidad y con varios de los PBG que comentábamos. Se ha señalado con líneas discontinuas los límites del PBG, que deben ser los mismos para todas las estructuras con cavidad. Resulta que varias de las cavidades implementadas en red cuadrada presentan varias resonancias dentro del PBG, pero en principio no nos supone ningún problema. El PBG que nos interesa es el que se encuentra más cercano a $1.55 \mu\text{m}$, y justamente es en el que se distinguen con mayor claridad las resonancias de los distintos diseños.

A continuación, en la figura 5.2.4 se exponen los resultados de la caracterización de esos mismos diseños.

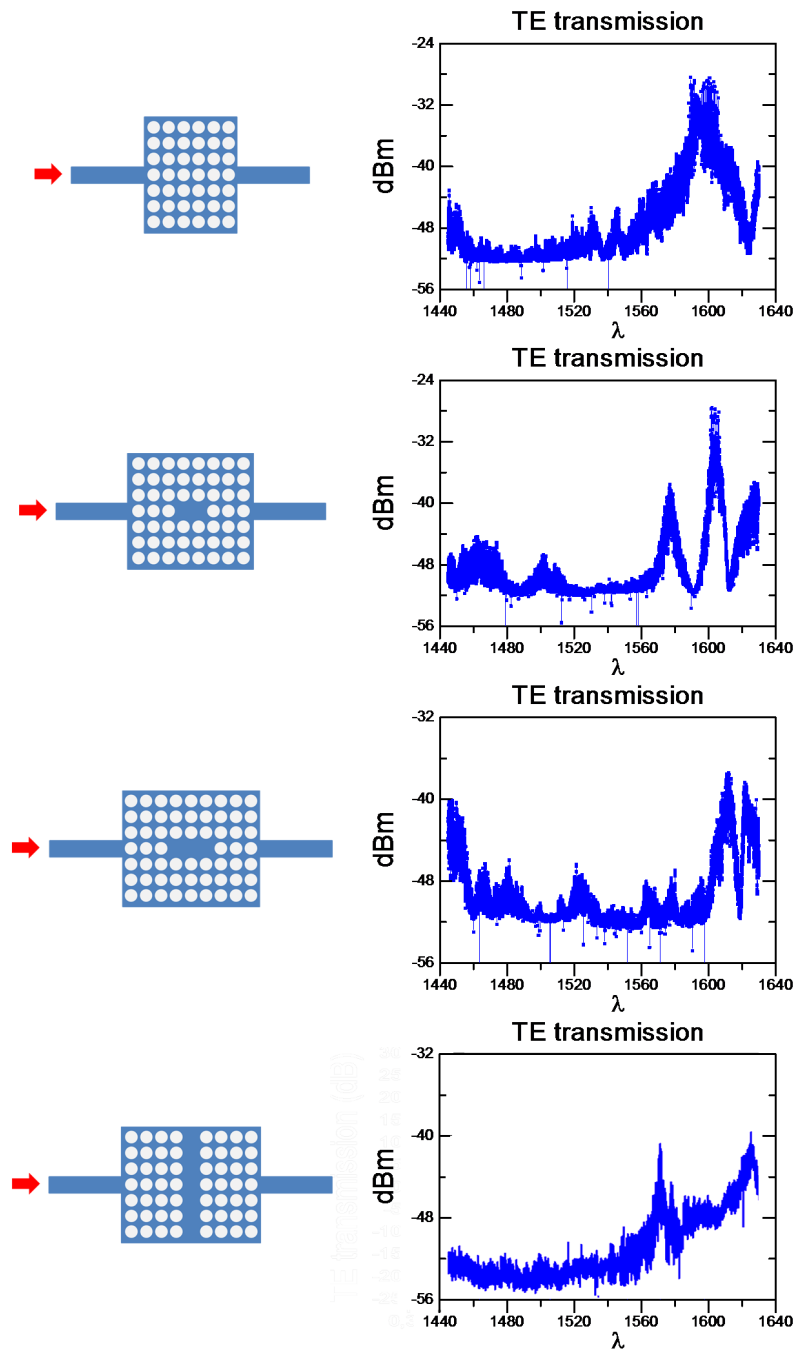


Figura 5.2.4: Medidas del primer pedido de la red cuadrada con los diseños a los que corresponden.

Como se puede observar, todos los circuitos presentan resonancias, pero curiosamente el que presenta la resonancia más aislada e identificable es en el que se ha creado el defecto omitiendo toda una columna de agujeros. La resonancia está a $1.56 \mu\text{m}$ ($a/\lambda = 0,345$). Suponiendo que la

resonancia es la que se observa en las simulaciones a $1.64 \mu\text{m}$, su distribución de campo debe ser como la mostrada en la figura 5.2.5, en la que se puede apreciar que el modo que resuena en la cavidad no está confinado en la dirección vertical.

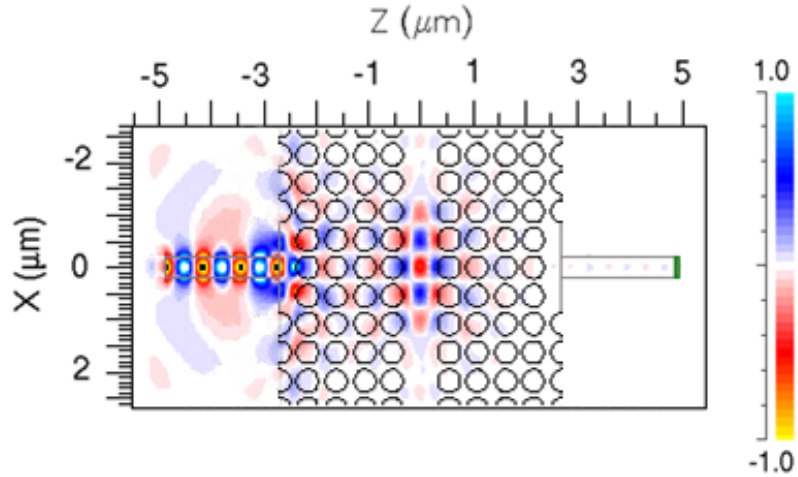


Figura 5.2.5: Simulación FDTD con excitación continua (no impulso) a la longitud de onda $\lambda = 1.64$. Se representa la componente x del campo eléctrico.

Para verificar la calidad del proceso de fabricación se exponen en la figura 5.2.6 algunas imágenes SEM de esta muestra. Parece que los agujeros presentan cierta rugosidad pero en general la fabricación ha sido bastante precisa.

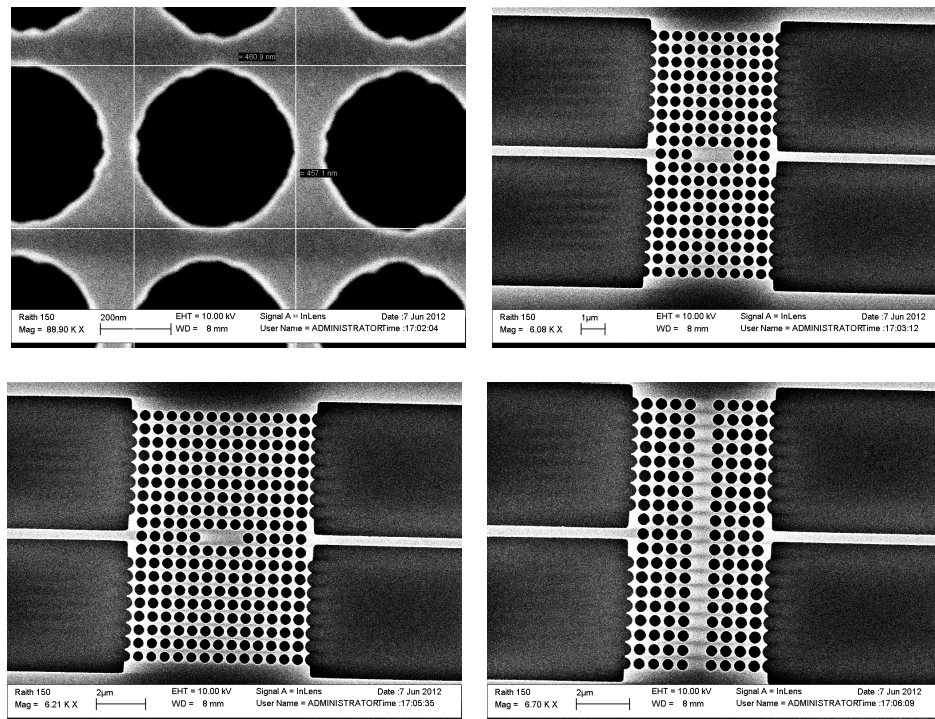


Figura 5.2.6: Imágenes SEM del primer pedido de fabricación de la red cuadrada.

Hemos obtenido muy buenos resultados con esta muestra ya que hemos identificado resonancias que podríamos utilizar para sensar y que parecen corresponderse con las simulaciones. Pero antes de eso intentaremos optimizar estas muestras para mejorar la sensibilidad de nuestro sensor, la resonancia de la cavidad vertical debería tener un factor de calidad bastante más alto si lográsemos confinar el modo en la dirección vertical. Para esto necesitamos diseñar y lanzar otro pedido de fabricación.

5.2.2. Segunda muestra

En este segundo pedido de fabricación de red cuadrada nos centraremos en optimizar la cavidad vertical que fabricamos en el pedido anterior. Mantendremos todos los parámetros de la red, $a = 540$ nm, $R = 230$ nm, $h = 325$ nm y guías de entrada y salida de 400 nm de anchura, pero añadiremos algunos agujeros en la parte superior e inferior de la cavidad para confinar el modo resonante en esa dirección.

En la figura 5.2.7 se muestran varias de las simulaciones obtenidas de los diseños. Comparando estas simulaciones con el pedido anterior. Vemos como además de aumentar la transmisión, podemos esperar un aumento considerable del factor de calidad.

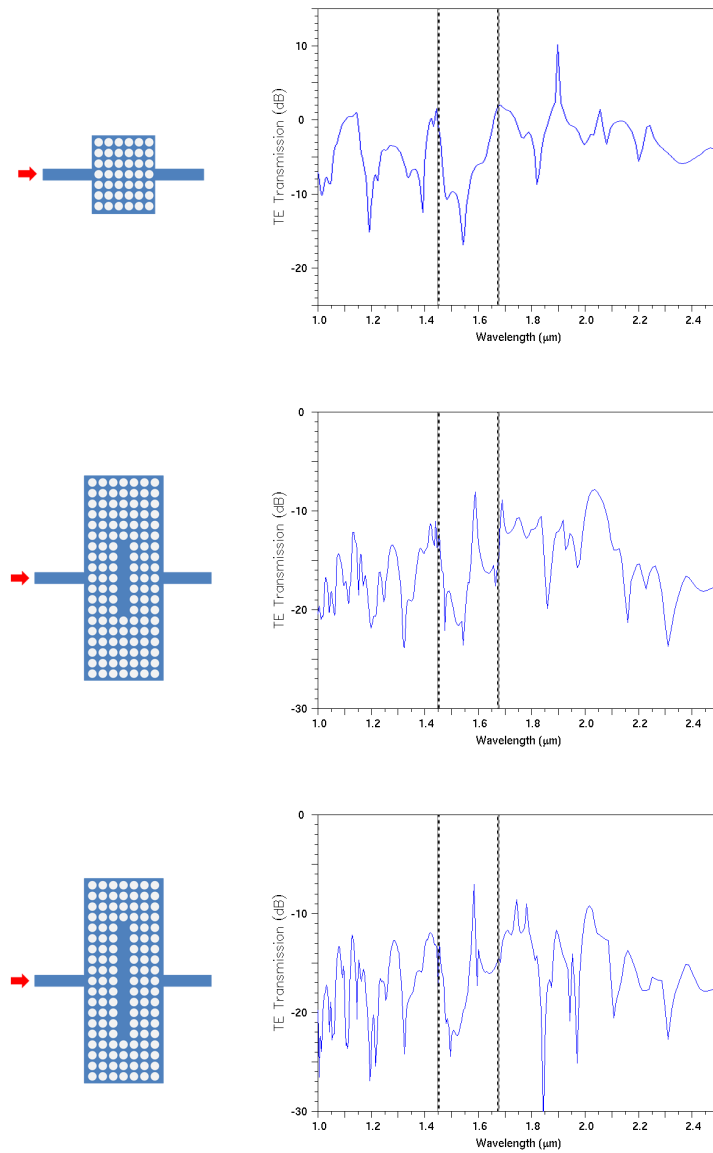


Figura 5.2.7: Simulaciones de red cuadrada con cavidad vertical y con sus respectivos modelos. Las líneas discontinuas marcan los límites del PBG.

Para conocer el comportamiento que tendría este diseño como sensor se han realizado varias simulaciones en las que se ha colocado una placa encima de la cavidad y se ha ido cambiando el índice de esta placa. Al cambiar el índice de la placa se debería observar un desplazamiento de la resonancia hacia longitudes de onda mayores. Con esta estructura no podremos cambiar directamente el índice de refracción de todo el medio exterior, ya que afectaríamos demasiado a todo el espectro y desaparecería el PBG. Los resultados mostrados en la figura 5.2.8 son meramente

orientativos, ya que todavía no sabemos con certeza cómo se realizarán las pruebas reales con este sensor. Una posibilidad para evitar destrozar todo el espectro sería cubrir las partes que no queremos que estén en contacto con el gas extraño con una resina protectora, dejando solamente al descubierto la zona de la cavidad. Como era de esperar con esos datos se obtiene una $FOM \approx 27$ nm/R.I.U., un valor mucho más bajo que en el nanobeam, pero como ya se ha dicho es sólo un ejemplo orientativo que depende de muchos factores.

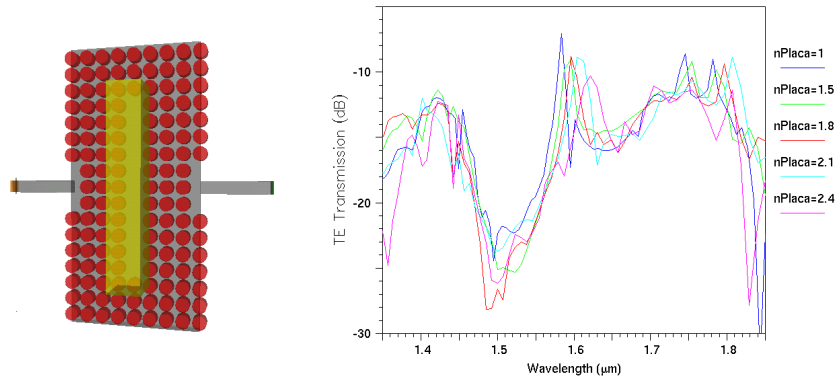


Figura 5.2.8: Simulaciones cambiando el índice de refracción de una placa colocada sobre la cavidad tal y como se muestra. Se ha utilizado una cavidad formada al omitir 11 agujeros y tiene 3 agujeros a cada lado.

Si echamos un vistazo a las imágenes SEM de estos nuevos circuitos (figura 5.2.9) veremos que, al igual que en la muestra anterior, se han dejado varios agujeros sin atacar con la intención de mejorar la adaptación de la luz en la interfaz guía-cristal fotónico. Se trata de una primera aproximación, pero en muestras futuras se podría estudiar la manera de mejorar esta adaptación en esta interfaz e incluso en la que se encuentra entre cristal fotónico y la cavidad. Con este tipo de adaptaciones podríamos conseguir disminuir las pérdidas por un lado, y por otro incrementar muchísimo el factor de calidad de la resonancia.

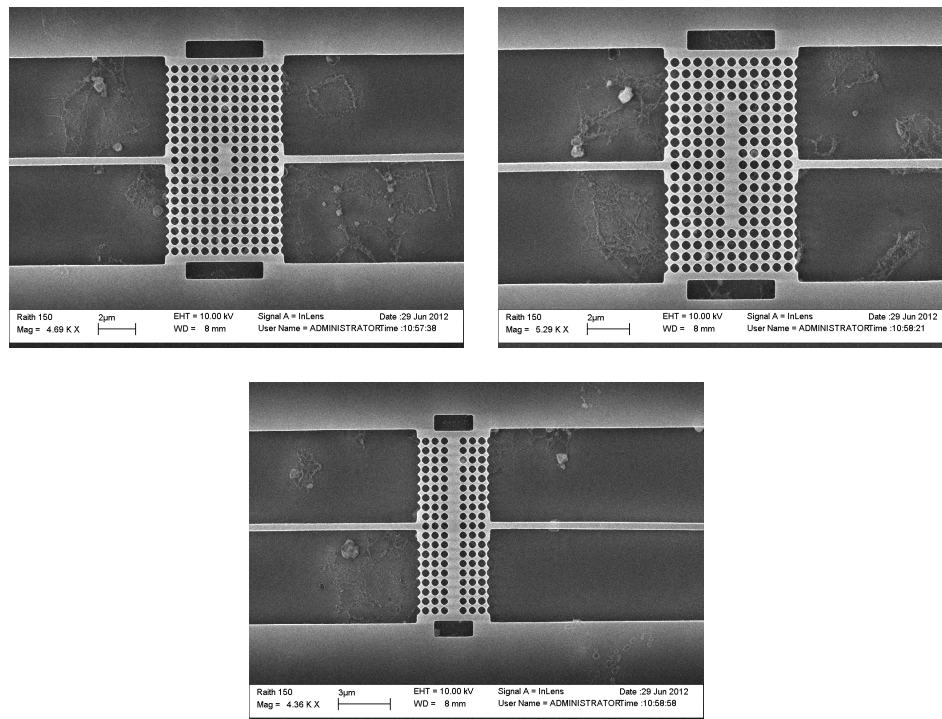


Figura 5.2.9: Imágenes SEM de la segunda muestra de la red cuadrada

Finalmente, en la figura 5.2.10 se puede observar cómo se ha reducido bastante la anchura en frecuencia de las resonancias, lo que está directamente relacionado con el factor de calidad. Además, se ha realizado una simulación con excitación continua a la frecuencia de resonancia para el circuito del centro, la distribución de campo resultante se muestra en la figura 5.2.11, donde se muestra el confinamiento en la dirección vertical.

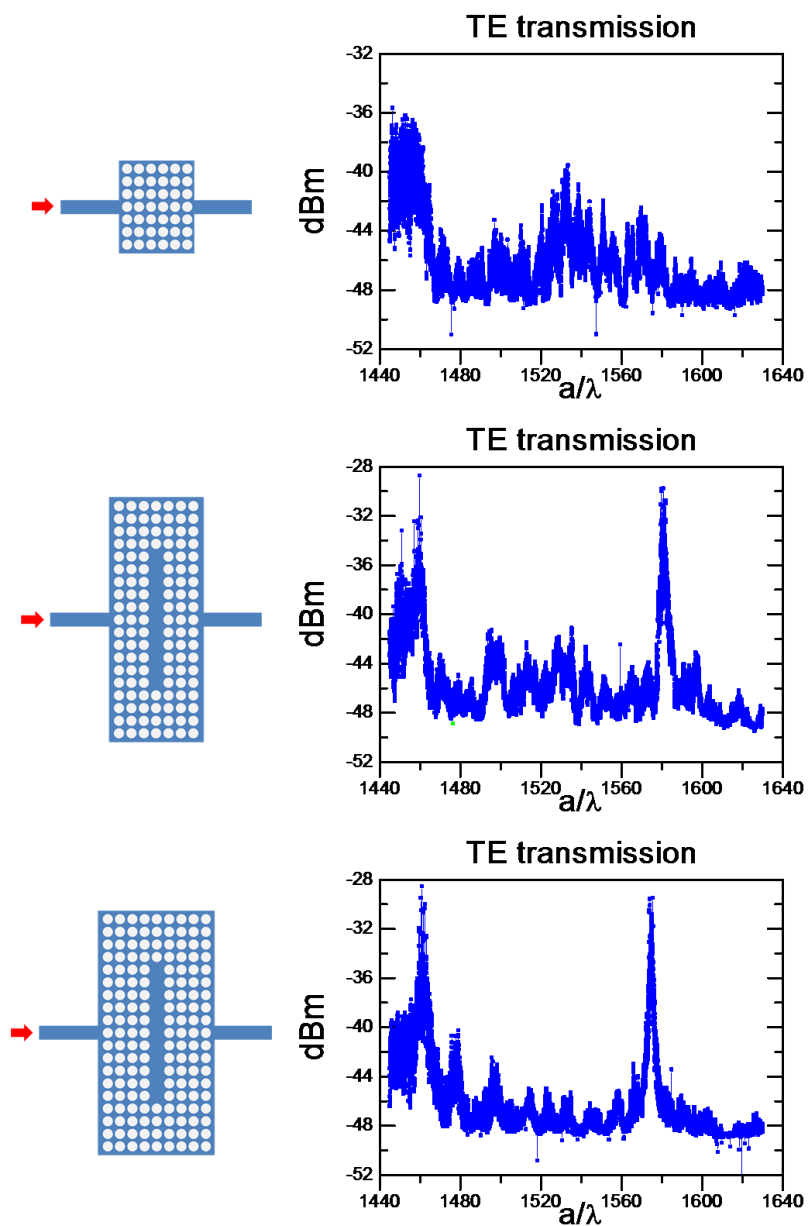


Figura 5.2.10: Medidas del segundo pedido de red cuadrada

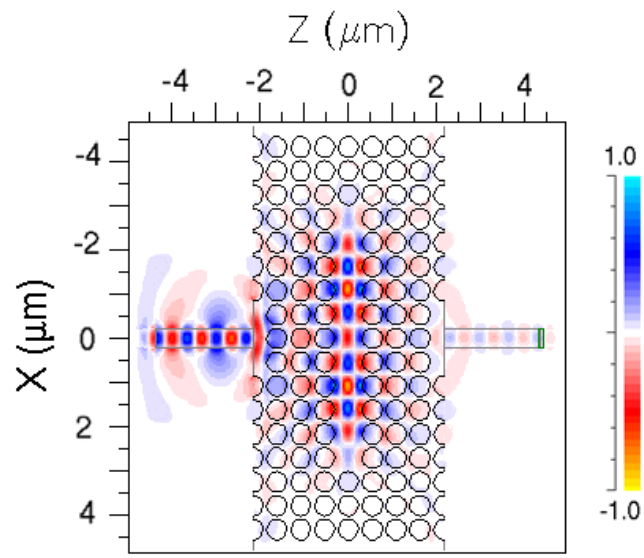


Figura 5.2.11: Excitación continua para el circuito con tres agujeros a cada lado de la cavidad, y con dicha cavidad formada al omitir 11 agujeros verticalmente. Se muestra la componente x del campo eléctrico.

Capítulo 6

Conclusiones y Líneas Futuras

El trabajo realizado en este proyecto ha estado centrado en el estudio de los cristales fotónicos y en su funcionalidad como sensor de índice de refracción. Concretamente se han propuesto dos estructuras dieléctricas distintas para este fin, por un lado la estructura que hemos llamado *nanobeam*, que se trata de una guía implementada en un cristal fotónico unidimensional, y por otro lado se ha propuesto una estructura periódica planar, en la cual se hacen agujeros en el silicio que la forma siguiendo una distribución cuadrada. En ambos casos se han introducido cavidades con la intención de obtener resonancias muy estrechas que podamos utilizar para sensar.

El diseño del nanobeam ha sido descartado temporalmente por no producir resultados concluyentes, pero como se puede comprobar en [6] es un diseño funcional con el que se ha conseguido producir factores de calidad muy altos. Se volverá a plantear su estudio en cuanto se mejoren las técnicas de fabricación y reducción de pérdidas en general.

En cuanto a la red cuadrada, ha demostrado ser un diseño realizable y de gran utilidad, no sólo como sensor, sino en muchas aplicaciones en las que ya se está trabajando en el NTC. Sin embargo, no se trata de un diseño totalmente definitivo, simplemente añadiendo más agujeros antes y después de la cavidad el factor de calidad de la resonancia debería aumentar significativamente. El problema es que subirían las pérdidas de la estructura y seguramente habría que estudiar cómo reducirlas sin cambiar el número de agujeros.

Es posible además mejorar la sensibilidad de estos sensores desde otros frentes. Uno de ellos es utilizando modos resonantes que concentren la mayor parte de su energía en la parte interior de los agujeros. Hasta ahora se han diseñado cavidades separando más de lo normal dos agujeros (nanobeam) u omitiendo algunos de ellos (red cuadrada), pero podríamos utilizar una cavidad consistente en un agujero de diferente tamaño al resto, y así se podría encontrar un modo con una distribución de campo de este tipo. El campo estaría concentrado en el interior del agujero, donde normalmente está el aire, de manera que con cualquier cambio en este medio se está influyendo

mucho sobre el campo que se encuentra ahí, y se provocarían desplazamientos de la frecuencia de resonancia mucho mayores.

Como hemos podido comprobar, pasar del diseño teórico a la realidad no siempre produce los resultados esperados, por eso hay que considerar todo el proceso de diseño, fabricación y caracterización como un sistema que ha de retroalimentarse hasta conseguir los resultados esperados.

No hemos tenido la oportunidad todavía de someter los sensores fabricados a una situación real de medida, pero es algo que no se puede demorar demasiado y ya se está planteando probarlos con distintos CO_2 y otros gases.

Por otro lado, se ha comentado la importancia de la adaptación en las interfaces que unen las distintas partes que forman las estructuras para reducir considerablemente las pérdidas que se producen en ellas. También se ha comentado la utilización de la fibra lensed en el acceso de entrada a las muestras, el taper realizado en las guías de entrada y salida de los cristales fotónicos y algún caso puntual más, todo ello con la misma finalidad.

Por el momento hemos mantenido la simetría de los cristales en todo momento, exceptuando la introducción de la cavidad, pero es posible personalizar las estructuras de una manera más profunda, simplemente introduciendo unos pequeños cambios estructurales se pueden conseguir mejores acoplos de luz y cavidades manteniendo las propiedades del PBG. Existe la posibilidad de optimizar el interfaz cristal-cavidad para multiplicar el valor del factor de calidad, lo que se puede implementar de maneras muy diversas e ingeniosas actualmente en estudio [12] y seguro que de muchas otras maneras aún por descubrir. En la figura 6.0.1 se muestran algunas de las más comunes, pero existen muchas otras y el número se multiplica al poder combinar varias de ellas en el mismo diseño. En concreto, la primera de ellas ha estado dando resultados bastante prometedores [1]. Aunque en este texto no se ha profundizado en esta cuestión claramente es algo de vital importancia para mejorar los diseños de futuras muestras.

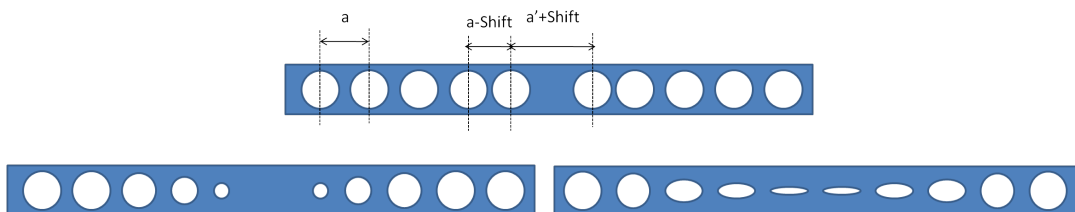


Figura 6.0.1: Modificaciones para optimizar el factor de calidad de la cavidad del nanobeam. Son modificaciones que se pueden aplicar también en la cavidad de la red cuadrada. Arriba: desplazamiento de los agujeros más cercanos a la cavidad hacia el exterior una cantidad determinada por *Shift*. Abajo izquierda: taper del radio de los agujeros. Abajo derecha: taper de la excentricidad de los agujeros.

En cuanto a los modos fonónicos de las estructuras, ya se está colaborando estrechamente con otros centros de TAILPHOX con la finalidad de medir sus respuestas y poder así utilizarlas como

sensores fonónicos. En la figura 6.0.2 se muestra la distribución de energía de varios modo fonónicos de la red cuadrada que podríamos excitar.

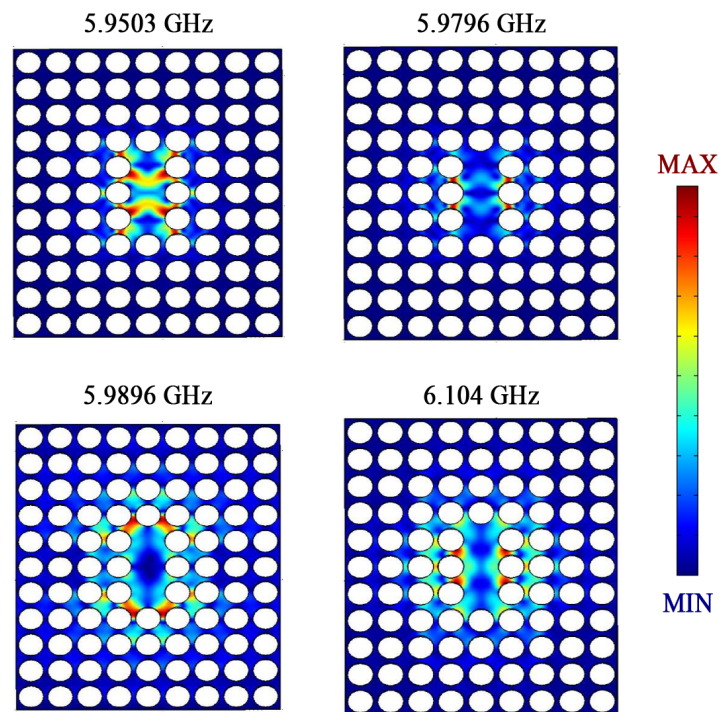


Figura 6.0.2: Distribución de energía de varios modos fonónicos de la red cuadrada. Se espera que se exciten estos modos simultáneamente a los fotónicos.

Apéndice A

Simetrías, zona de Brillouin y red recíproca

En estructuras dieléctricas es posible definir los modos electromagnéticos con según el tipo de simetría que tenga la estructura. En este apéndice se explican qué tipos de simetrías son útiles para definir los distintos modos electromagnéticos. Por un lado, la simetría traslacional, tanto continua como discreta, es muy importante debido a la periodicidad propia de los cristales fotónicos. Y por otro lado, también se estudiará la simetría rotacional y se explicarán varios conceptos de la física de estado sólido, zona de Brillouin y red recíproca.

A.1. Clasificación de los modos electromagnéticos según sus simetrías

En un sistema electromagnético, las simetrías que presente impondrán ciertas características a su comportamiento. Por ejemplo, en la figura A.1.1 se ha representado una estructura con simetría de inversión, es como si se pusiera un espejo vertical en la mitad de la cavidad y se reflejase la mitad de la estructura en él. Esta simetría impone unas condiciones de contorno a los modos que se transmitan a través de la estructura, de manera que los modos que pueden ocupar la cavidad tendrán simetría par o impar. Un modo par es aquel que no varía al invertirlo, es decir $H(-r) = H(r)$, por el contrario, un modo impar será aquel que cambia de signo al invertirlo, $-H(-r) = H(r)$. Los dos modos de la figura tienen la misma longitud de onda pero distinta distribución de campo, se dice que son modos degenerados.

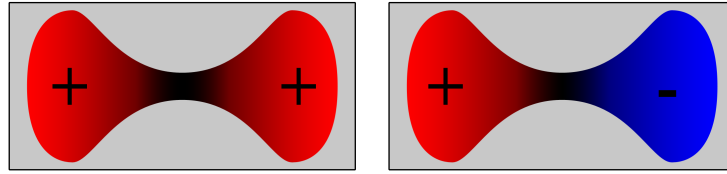


Figura A.1.1: Cavity bidimensional con simetría de inversión. El rojo representa valores positivos del campo y el azul valores negativos. A la izquierda se muestra un modo par ocupando la cavity, $H(-r) = H(r)$, y a la derecha un modo impar $-H(-r) = H(r)$.

El ejemplo anterior sirve para entender como afecta un tipo de simetría a la distribución de campo de los modos, a partir de él es posible hacerse una idea de cómo afectaría la simetría de traslación o de rotación.

La simetría traslacional continua es aquella en la que la estructura permanece invariante ante cualquier desplazamiento en una determinada dirección. Si la estructura viene definida por su distribución dieléctrica en el espacio $\varepsilon(r)$, entonces si desplazásemos la estructura en la dirección en la que se encuentra la simetría traslacional se tendría que $\varepsilon(r - d) = \varepsilon(r)$, donde el argumento d indica la cantidad desplazada en esa dirección. Un medio homogéneo es aquel que tiene simetría traslacional continua en las tres direcciones del espacio.

Como es sabido, los cristales fotónicos tienen una distancia de periodicidad que normalmente se denota con la letra a . Esto implica que la simetría de los cristales fotónicos no sea traslacional continua, sino del tipo traslacional discreta, lo que quiere decir que no se puede trasladar cualquier cantidad en una dirección. Para que la estructura se mantenga invariante, únicamente se podrá trasladar justo la distancia de periodicidad o múltiplos enteros de ésta, $\varepsilon(r - la) = \varepsilon(r)$, donde l es cualquier número entero positivo o negativo.

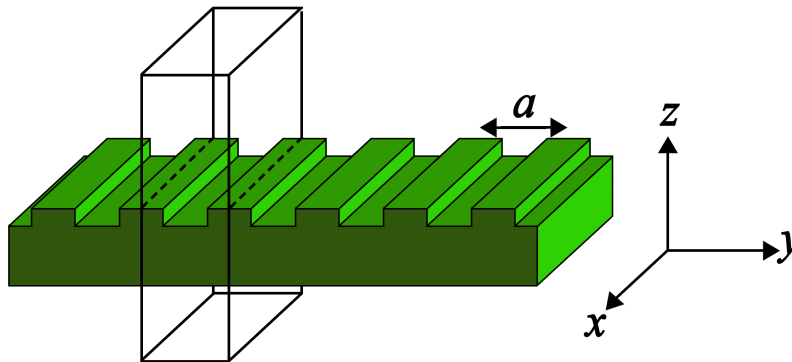


Figura A.1.2: Estructura con simetría traslacional discreta. En los ejes x e y se extiende infinitamente. Si se desplazase toda la estructura una cantidad a en la dirección z la estructura no cambiaría. La unidad mínima de repetición se ha señalado con una caja.

La periodicidad discreta en la dirección y de la figura A.1.2 hace que exista una dependencia del campo, que es simplemente el producto de una onda plana con una función periódica en la dirección y . Se puede entender como una onda plana que se modula por la periodicidad de la estructura. A este resultado se le conoce comúnmente como el teorema de Bloch, y nos dice que el campo magnético H del modo (para el campo eléctrico el resultado sería análogo) tiene una dependencia con el eje y de la forma:

$$H(\dots, y, \dots) \propto e^{ik_y y} \cdot u_{k_y}(y, \dots) \quad (\text{A.1.1})$$

donde $e^{ik_y y}$ indica la dependencia armónica de ese eje, y $u_{k_y}(y, \dots)$ es una función periódica cualquiera en la misma dirección. Es importante destacar que un modo o estado de Bloch con vector de onda k_y y el estado de Bloch con vector de onda $k_y + m \cdot \frac{2\pi}{a}$ son idénticos, donde m es un número entero y a es la periodicidad de la estructura. De hecho, sólo se necesita considerar que k_y existe en el rango $-\pi/a < k_y \leq \pi/a$. Esta región de valores no redundantes de k_y se llama *Zona de Brillouin*, y es la que se representa en los diagramas de bandas, el resto de modos se pueden obtener a partir de los modos de esta región.

Hasta ahora solamente se ha hecho uso de la simetría traslacional, pero como se explica en los siguientes apartados, el mismo concepto es ampliable para cristales fotónicos de varias dimensiones utilizando además la simetría rotacional que tenga la estructura.

A.2. Red recíproca

Si la función $u(r)$ es periódica se cumplirá que $u(r) = u(r + R)$ para todos los vectores R que mantienen la red inalterada al realizar la traslación. El conjunto de vectores R recibe el nombre de *vectores de red*. La función dieléctrica $\varepsilon(r)$ que define un cristal fotónico es un ejemplo de función periódica.

Cuando obtenemos la transformada de Fourier de esta función periódica, se podrá expresar la función $u(r)$ a partir de una serie de ondas planas con distintos vectores de onda:

$$u(r) = \int dk \cdot g(k) \cdot e^{j \cdot k \cdot r} \quad (\text{A.2.1})$$

donde $g(k)$ es el coeficiente de Fourier para la onda plana con vector de onda k . Si se tiene además en cuenta la expresión anterior, el hecho de que la función $u(r)$ es periódica a lo largo de una red se obtendrá que:

$$u(r) = u(r + R) = \int dk \cdot g(k) \cdot e^{j \cdot k \cdot r} = \int dk \cdot g(k) \cdot e^{j \cdot k \cdot r} \cdot e^{j \cdot k \cdot R} \quad (\text{A.2.2})$$

que es lo mismo que:

$$g(k) = g(k) \cdot e^{j \cdot k \cdot R} \quad (\text{A.2.3})$$

La condición dada por la ecuación anterior únicamente podrá conseguirse si $g(k) = 0$ o si $e^{j \cdot k \cdot R} = 1$. Lo que determinará esta condición es que, para una función $u(r)$ periódica, su transformada $g(k)$ será siempre cero, salvo para unas deltas situadas en los valores de vector de onda k tales que $e^{j \cdot k \cdot R} = 1$ (o equivalentemente, $k \cdot R = 2\pi n$). Este hecho puede entenderse de una forma mas sencilla si nos fijamos en el caso para una dimensión: si se está expandiendo mediante sinusoides una función $f(x)$ con periodo T , únicamente se tendrá que usar la senoide “fundamental” de periodo T y sus armónicos de periodos $T/2, T/3, T/4$, y así sucesivamente.

Estos vectores de red k tales que $e^{j \cdot k \cdot R} = 1$ reciben el nombre de *vectores de red recíproca* y se suelen designar mediante la letra G . Estos vectores formarán también una red periódica.

A.3. Vectores de red recíproca

En una red periódica determinada, todos los vectores de red R posibles pueden ser expresados en función de lo que se denominan *vectores de red primitivos*, que son los vectores mas pequeños que apuntan de un punto de la red a otro. Por ejemplo, en una red cúbica tridimensional con periodo a , los vectores R serán todos de la forma $R = la\hat{x} + ma\hat{y} + na\hat{z}$, donde l, m y n son números enteros. En general, se llamará a los vectores de red primitivos a_1, a_2 y a_3 , y no tendrán por qué ser vectores unitarios.

Del mismo modo, para la red recíproca también se podrán definir una serie de *vectores de red recíproca primitivos* b_i , tales que todos los vectores de red recíproca G podrán ser expresados como $G = lb_1 + mb_2 + nb_3$.

Por tanto, para determinar los vectores G de red recíproca para una red periódica definida por un conjunto de vectores de red R se deberá cumplir la condición $G \cdot R = 2\pi N$, lo que determinará que:

$$G \cdot R = (l \cdot a_1 + m \cdot a_2 + n \cdot a_3) \cdot (l' \cdot b_1 + m' \cdot b_2 + n' \cdot b_3) = 2\pi N \quad (\text{A.3.1})$$

Esta expresión deberá cumplirse para cualquier elección de l, m y n , lo que podrá conseguirse si se obtienen unos vectores b_j tales que $a_i \cdot b_j = 2\pi$ cuando $i = j$, y $a_i \cdot b_j = 0$ cuando $i \neq j$. De forma más compacta, se podrá escribir $a_i \cdot b_j = 2\pi\delta_{ij}$. Se podrá calcular el conjunto de vectores de red recíproca primitivos haciendo uso de las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} b_1 &= 2\pi \cdot \frac{a_2 \times a_3}{a_1 \cdot a_2 \times a_3} \\ b_2 &= 2\pi \cdot \frac{a_3 \times a_1}{a_1 \cdot a_2 \times a_3} \\ b_3 &= 2\pi \cdot \frac{a_1 \times a_2}{a_1 \cdot a_2 \times a_3} \end{aligned} \quad (\text{A.3.2})$$

A.4. Zona de Brillouin

En la ecuación A.4.1 se ve cómo la simetría de traslación discreta de un cristal fotónico permite expresar sus modos como modos de Bloch, los cuales se clasifican en función de un vector de onda k (para el caso genérico de un cristal tridimensional):

$$H_k(r) = e^{j \cdot k \cdot r} u_k(r) \tag{A.4.1}$$

donde k es el vector de onda que determina la fase del modo y $u_k(r)$ es una función con la misma periodicidad que la distribución dieléctrica que determina su patrón de campo.

Una característica importante de los estados de Bloch es que para valores distintos de k no se obtienen necesariamente modos distintos. Concretamente, un modo con un vector de onda k y otro con un vector de onda $k + G$ serán el mismo si G es un vector de red recíproca. El vector de onda k sirve para especificar las relaciones de fase entre las distintas celdas que son descritas por $u(r)$. Si k es incrementado por G , entonces la fase entre celdas es incrementada por $G \cdot R$, lo que equivale a $n2\pi$ y no será realmente una diferencia de fase.

Esto significa que existe muchísima redundancia en el valor de k , por lo que los cálculos que se realicen se podrán centrar únicamente en una región finita del espacio recíproco tal que no se pueda pasar de un punto a otro de esta región añadiendo cualquier G . Todos los valores de k que se encuentren fuera de esta zona, por definición, podrán ser alcanzados a partir de un punto de dentro de la zona añadiendo G , y serán por lo tanto puntos redundantes. Esta región es lo que se denomina *zona de Brillouin*. Una forma más visual de caracterizarla es la siguiente: si nos centramos en el espacio recíproco, la zona de Brillouin será el volumen que se encuentra más próximo a un determinado punto de la red recíproca que a cualquier otro. En la figura A.4.1 se muestra como se puede obtener el vector k equivalente en la zona de Brillouin a partir de otro vector k' que se encuentra fuera de ésta.

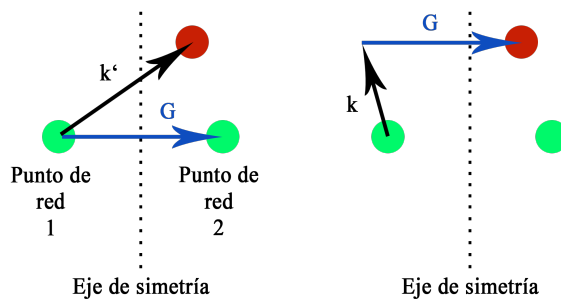


Figura A.4.1: La línea discontinua es un eje de simetría que definiría la zona de Brillouin. Los puntos en verde pertenecen a la red recíproca, y el rojo es un punto cualquiera. Si se toma como origen el punto de la izquierda, cualquier vector de red k' que se encuentre más allá de la línea de simetría puede ser expresado como la suma de un vector k en ese lado de la línea más un vector de red recíproca G .

A.5. Zona de Brillouin de redes bidimensionales

En esta sección se obtendrá la red recíproca y la zona de Brillouin de las redes utilizadas de forma más habitual en el campo de los cristales fotónicos: la red cuadrada y la red triangular (o hexagonal).

Para una red cuadrada con periodo a , los vectores de red son $a_1 = a\hat{x}$ y $a_2 = a\hat{y}$. Para poder utilizar las expresiones de A.3.2 para obtener los vectores de red recíproca, se puede hacer uso de un tercer vector de base en la dirección z de cualquier longitud, ya que el cristal es homogéneo en esa dirección. Los vectores de red recíproca obtenidos serán:

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{(2\pi)}{a}\hat{y} \\ b_2 &= \frac{(2\pi)}{a}\hat{x} \end{aligned} \tag{A.5.1}$$

Según esto, la red recíproca será también una red cuadrada, pero con espaciado $2\pi/a$ en lugar de a , tal y como se puede ver en la figura A.5.1.

Para determinar la zona de Brillouin habrá que fijarse en un determinado punto de la red (se toma como origen) y se marcará el área que está más próxima a este punto que a cualquier otro. Geométricamente, se dibujarán bisectores perpendiculares a todos los vectores de red que salen del origen, de forma que cada biselector representa la zona que es más cercana a cada uno de los dos puntos que unía el vector de red. La intersección de todas las zonas que están más cercanas al origen será la zona de Brillouin. En la figura A.5.1 se muestra la zona de Brillouin para el caso de una red con periodicidad cuadrada.

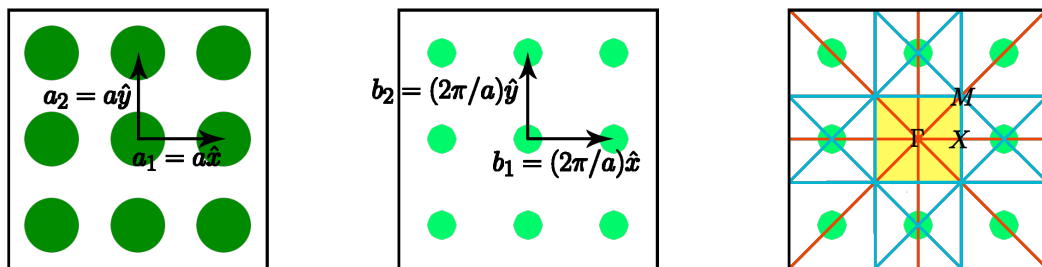


Figura A.5.1: De una estructura con red cuadrada (izquierda) se obtiene su red recíproca (central). En la figura de la derecha se ha marcado en amarillo la zona de Brillouin de la red recíproca y se han marcado los puntos de mayor simetría Γ , X y M . Además, el triángulo formado uniendo los tres puntos es la zona irreducible de Brillouin.

Se podrá hacer lo mismo para el caso de una red triangular, cuyos vectores de red son:

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{a \cdot (\hat{x} + \sqrt{3}\hat{y})}{2} \\ a_2 &= \frac{a \cdot (\hat{x} - \sqrt{3}\hat{y})}{2} \end{aligned} \tag{A.5.2}$$

Usando las expresiones de A.3.2 se obtendrá que los vectores de red reciproca serán:

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{(2\pi/a) \cdot (\sqrt{3}\hat{x} + \hat{y})}{2} \\ b_2 &= \frac{(2\pi/a) \cdot (\sqrt{3}\hat{x} - \hat{y})}{2} \end{aligned} \tag{A.5.3}$$

Esto proporcionará de nuevo una red triangular, pero rotada 90° respecto a la anterior, y con un espaciado $2\pi/a$. La zona de Brillouin, obtenida de la misma forma que se explicó para el caso de la red cuadrada, será en este caso un hexágono. Su zona irreducible se muestra en la figura A.5.2.

Cuando existe simetría rotacional en una red, las bandas de frecuencia $w_n(k)$ (frecuencia de la banda n en función del vector de onda) tienen redundancias adicionales dentro de la zona de Brillouin. De forma similar se puede demostrar que cuando una red tiene simetría de cualquier tipo entonces las funciones $w_n(k)$ tendrán la misma simetría.

En la derecha de la figura A.5.1 se pueden observar los puntos los puntos principales de simetría de una red cuadrada y que se referencian con las letras Γ , X y M . Estos puntos se repiten por toda la red como resultado de aplicar una simetría, es decir, desde el punto de vista de los modos no existe diferencia alguna entre todos los puntos marcados por ejemplo como Γ .

Como las funciones $w_n(k)$ tendrán las mismas simetrías respecto a los puntos Γ , X y M no es necesario considerar cada valor del vector de onda k dentro de la zona de Brillouin, sino solamente aquellos que sean totalmente independientes de las simetrías. La región de puntos totalmente independientes se denomina *zona irreducible de Brillouin*, está marcada en amarillo en la figura A.5.2. El resto de la zona de Brillouin y de la estructura son copias redundantes de la zona irreducible a las que se ha aplicado cierta combinación de simetrías.

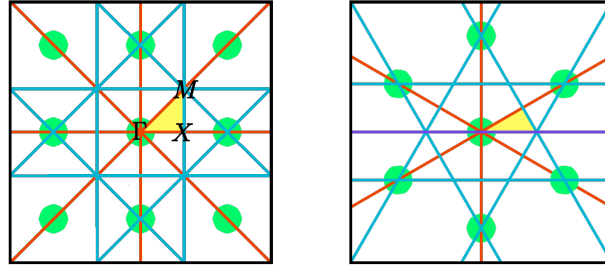


Figura A.5.2: La región marcada en amarillo es la zona irreducible de Brillouin de una red cuadrada (izquierda) y de una red triangular (derecha).

A lo largo de este apéndice se ha explicado la región mínima que se debe representar en los diagramas de bandas. Por un lado, en la dirección $\Gamma \rightarrow X$, el eje horizontal de vectores de onda ha de abarcar la zona $-\pi/a < k \leq \pi/a$ para representar toda la zona de Brillouin, o $0 \leq k \leq \pi/a$ para la zona irreducible. Por otro lado, el eje vertical de frecuencias que representa las funciones $w_n(k)$ tiene sentido para los modos que estén por debajo de la línea de luz, y esto se corresponde con $0 \leq w_n(k) \leq \pi c/a$. Como normalmente se representan estos ejes normalizados pues tendremos los límites siguientes en la dirección $\Gamma \rightarrow X$: $0 \leq ka/2\pi \leq 0,5$ y $0 \leq wa/2\pi \leq 0,5$. Esta región obtenida es la que se ha representado en todos los diagramas de bandas obtenidos en este proyecto.

Apéndice B

Proceso de Fabricación

Las estructuras de tipo *nanobeam* han sido fabricadas sobre obleas SOI (*Silicon On Insulator* - Silicio sobre aislante) de 6" (150 mm), las cuales constan de una capa de silicio de 250 nm crecida sobre un substrato de óxido de silicio de 3 μm . En la figura B.0.1 se muestra de forma esquemática la estructura de capas de este tipo de obleas. El diseño creado será expuesto mediante un proceso optimizado de fotolitografía directa mediante cañón de electrones, *Electron Beam Lithography* (EBL), sobre un material fotosensible depositado sobre la oblea. Se transfiere a la capa de silicio mediante un ataque seco, eliminando así las zonas que no se deseen. Los procesos de fabricación han sido optimizados para conseguir agujeros con baja excentricidad, elevada verticalidad y baja rugosidad de sus paredes.

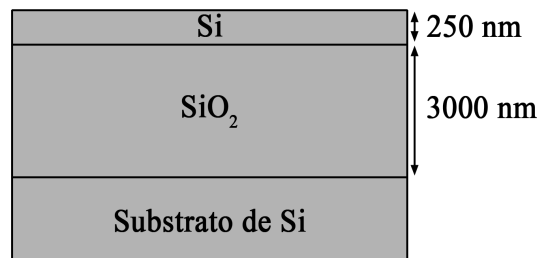


Figura B.0.1: Estructura de capas de las obleas SOI utilizadas en el proceso de fabricación.

A continuación se explica de manera más detallada los pasos seguidos para la fabricación de las estructuras basadas en cristales fotónicos de agujeros (mostrados también de forma esquemática en la figura B.0.2):

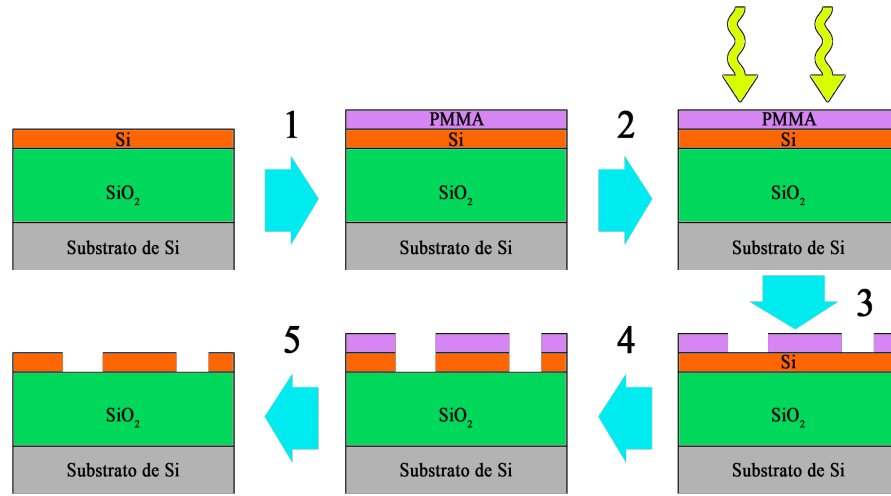


Figura B.0.2: Esquema de los primeros 5 pasos seguidos en el proceso de fabricación. 1-Deposición resina, 2-Exposición selectiva, 3-Revelado, 4-Ataque al silicio y 5-Eliminación de la resina.

1. El primer paso de este proceso de fabricación consiste en depositar una capa de resina fotosensible sobre el material. Se ha utilizado un equipo de cañón de electrones del fabricante *Raith*, concretamente un *Raith150*, trabajando con un voltaje de 10 KeV. La resina PMMA será depositada sobre la oblea mediante un proceso de *spin coating* y para nuestro caso concreto se depositan 100 nm de resina positiva PMMA. La PMMA es una resina positiva, de forma que las partes que se expongan mediante la técnica seleccionada (litografía por haz de electrones, luz ultravioleta,...) serán eliminadas posteriormente en el proceso de revelado. El uso de resinas positivas es ideal para la creación de cristales fotónicos de agujeros, ya que únicamente se tendrán que exponer las áreas correspondientes a los agujeros que se quieren realizar en la capa de silicio. Sin embargo, a la hora de crear las guías de acceso o limitar lateralmente los cristales fotónicos creados, habrá que exponer áreas muy grandes de superficie para atacar el silicio que delimita estas regiones, lo que será muy costoso en tiempo.
2. La resina es expuesta de forma selectiva con un cañón de electrones, lo cual permite la definición de los motivos submicrónicos mediante el rastreo de un haz focalizado de electrones. Este tipo de litografía permite obtener resoluciones de hasta 2 nm (aunque la resolución real estará limitada por la resina utilizada), por lo que es ideal para realizar diseños con unas dimensiones tan reducidas como las de las estructuras de cristal fotonico estudiadas.
3. Revelado de la oblea, de forma que se eliminarán las zonas de resina expuestas mediante el proceso de EBL y permanecerán aquellas que no han sido expuestas. De esta forma se creará la máscara con el diseño deseado.

4. Tras la exposición y el revelado, el patrón del nanobeam se encuentra transferido a la resina, que actuará como máscara para el ataque del sustrato. El ataque de la capa de silicio se realiza con un proceso seco RIE (*Reactive Ion Etching*) en el interior de un equipo de ICP (*Inductively Coupled Plasma*). Este proceso debe realizarse con los parámetros adecuados para transferir correctamente el dibujo de la máscara al silicio, consiguiendo una alta verticalidad de las paredes y una mínima rugosidad.
5. Tras este ataque y una limpieza de plasma de oxígeno para quitar la resina, el motivo se encuentra ya transferido al silicio de la muestra.
6. Corte del chip por las guías de acceso al cristal fotónico fabricado, de forma que se pueda acoplar lateralmente luz desde el exterior a estas guías.
7. El siguiente paso, necesario para liberar la membrana y dejarla suspendida, consiste en un ataque húmedo de ácido fluorhídrico a la muestra. Para realizar este ataque de forma selectiva sólo en la zona del nanobeam, pero no en las guías de entrada y salida, se requiere de un nuevo proceso de litografía. En este caso, dadas las dimensiones, se implementa mediante una litografía por ultravioleta con un *mask-aligner* y una máscara que permite abrir ventanas en la zona a atacar, mientras el resto queda protegido por una resina.
8. Tras esta segunda exposición, la muestra se sumerge durante cuatro minutos en una disolución de ácido fluorhídrico HF para, como hemos mencionado, quitar el óxido de silicio bajo las estructuras de nanobeam.
9. Tras una última limpieza y corte, la muestra está lista para su caracterización óptica.

Todo el proceso de fabricación comentado ha sido llevado a cabo íntegramente en el Centro de Tecnología Nanofotónica de Valencia.

Comentar por último que en lugar de trabajar directamente sobre obleas enteras se ha trabajado sobre trozos más pequeños de la propia oblea para aprovechar mejor la superficie total de una oblea. Los motivos a exponer son de tamaño muy reducido y si se utilizasen obleas enteras para el proceso se desaprovecharía todo el espacio con el que no se esté trabajando.

Referencias

- [1] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song and S. Noda, "High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal". *Letters to nature*, vol 425, 2003.
- [2] N. A. R. Bhat and J. E. Sipe, "Optical pulse propagation in nonlinear photonic crystals", *Phys. Rev. E*, vol. 64, pp. 056604, 2001.
- [3] J. Capmany, F. J. Fraile Peláez, J. Martí, "Dispositivos de Comunicaciones Ópticas", Ed. Síntesis, 1999.
- [4] P. B. Deotare, M. W. McCutcheon, I. W. Frank, M. Khan and M. Loncar, "High quality factor photonic crystal nanobeam cavities", *Applied Physics Letters* 94, 121106, 2009.
- [5] M. Eichenfield, R. Camacho, J. Chan, K. J. Vahala and O. Painter, "A picogram- and nanometre-scale photonic-crystal optomechanical cavity", *Nature Letters*, vol. 459, 2009.
- [6] J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, H. I. Smith and E. P. Ippen, "Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides", *Letters to nature*, vol 390, 1997.
- [7] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, R. D. Meade and J. N. Winn, "Photonic Crystals: Molding the flow of light", Ed. Princeton, 2008.
- [8] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis", *Opt. Express* 8, no. 3, 173-190, 2001.
- [9] T. J. Kippenberg and K. J. Vahala, "Cavity Optomechanics: Back-Action at the Mesoscale", *Science*, vol. 321, 2008.
- [10] V. Laude, J. C. Beugnot, S. Benchabane, Y. Pennec, B. D. Rouhani, N. Papanikolaou, J. M. Escalante and A. Martinez, "Simultaneous guidance of slow photons and slow acoustic phonons in silicon phoxonic crystal slabs, *Opt. Express* 9690, vol. 19, no. 10, 2011.
- [11] C. Lee, J. Thillaigovindan, C. Chen, X. T. Chen, Y. Chao, S. Tao, W. Xiang, A. Yu, H. Feng and G. Q. Lo, "Si nanophotonics based cantilever sensor", *Appl. Phys. Letters*, no. 93, 113113, 2008.

- [12] M. W. McCutcheon, P. B. Deatore, Y. Zhang and M. Loncar “High-Q transverse-electric/transverse-magnetic photonic crystal nanobeam cavities”, *Appl. Phys. Letters* **98**, 111117, 2011.
- [13] S. J. McNab, N. Moll, and Y. A. Vlasov, “Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides”, *Opt. Express* **11**, no. 22, 2927-2939, 2003.
- [14] O. Painter, J. Vuckovic, and A. Scherer, “Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 16, 1999.
- [15] Y. Pennec, B. D. Rouhani, E. H. El Boudouti, C. Li, Y. El Hassouani, J. O. Vasseur, N. Papanikolaou, S. Benchabane, V. Laude and A. Martinez, “Simultaneous existence of phononic and photonic band gaps in periodic crystal slabs”. *Opt. Express* 14301, vol. 18, no. 13, 2010.
- [16] M. Soljacic, S. G. Johnson, S. Fan, M. Ibanescu, E. Ippen, and J. D. Joannopoulos, “Photonic crystal slow-light enhancement of nonlinear phase sensitivity”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, no. 9, pp. 2052-2059, 2002.
- [17] T. Sünner, T. Stichel, S. H. Kwon, T. W. Schlereth, S. Höfing, M. Kamp, and A. Forchel, “Photonic crystal cavity based gas sensor”, *Appl. Phys. Letters*, no. 92, 261112, 2008.
- [18] V. Toccafondo, J. García-Rupérez, M. J. Bañuls, A. Griol, J. G. Castelló, S. Peransi-Llopis and A. Maquieira, “Single-strand DNA detection using a planar photonic-crystal-waveguide-based sensor”, *Opt. Letters*, vol. 35, no 21, 2010.