

# ACADEMIA MEXICANA DE ÓPTICA

www.amo-ac.mx

Inicio

Acerca de la AMO

Órganos de Gobierno

Membresía

Congresos

Comunicados

Convocatorias

Premio "Daniel Malacara Hernández"

Documentos

Explorando en la Óptica

Educación

Contacto

BUSCAR

buscar...

## Explorando en la Óptica

ACADEMIA MEXICANA DE ÓPTICA, A.C.



ACADEMIA MEXICANA  
DE ÓPTICA, A.C.



COMITÉ TERRITORIAL DE ÓPTICA  
Miembro desde 1972

**RIAO**

**Founder Member**

Síguenos en twitter  
@AMOtweets

## CRISTALES FOTÓNICOS

[L. A. Padilla Salas](#)

[luisadrianps@gmail.com](mailto:luisadrianps@gmail.com)

Norberto Arzate Plata

[narzate@cio.mx](mailto:narzate@cio.mx)

*Centro de Investigaciones en Óptica, A.C. León, Guanajuato, México.*

Publicado: 16 de Octubre de 2014.

Sección: Artículos de divulgación, Explorando en la Óptica, Academia Mexicana de Óptica, A.C.

**Resumen:** Los cristales fotónicos son materiales dieléctricos estructurados cuyo índice de refracción varía periódicamente en el espacio. Ellos se caracterizan por permitir que únicamente luz con frecuencias muy particulares puedan propagarse dentro del cristal. La selectividad de la luz permitida depende de las características físicas del cristal y la dirección de propagación de la luz. Al rango de frecuencias de la

luz no permitida dentro de los cristales se le llama brecha fotónica, en analogía con la brecha electrónica que se presenta en los semiconductores. La presencia de esta brecha fotónica hace posible la construcción de dispositivos con inhibición de la emisión espontánea, con alta reflexión y capacidad de tener luz localizada. En este artículo presentamos una breve reseña histórica del origen de los cristales fotónicos. Enseguida describimos las propiedades físicas principales de los cristales fotónicos enfocandonos en las relaciones de simetría que pueden tener. Finalmente, presentamos algunas de sus aplicaciones. Analizamos, en particular, su uso como dispositivos de guía de onda.

## INTRODUCCIÓN

El estudio de los cristales fotónicos se origina más de cien años atrás, desde 1887, cuando Lord Rayleigh explicó el fenómeno de reflexión de luz en un sistema compuesto de capas dieléctricas alternantes con diferentes índices de refracción [1]. En el contexto de cristales fotónicos, Rayleigh demostró que luz con longitud de onda o frecuencia apropiada no puede propagarse en el cristal. A tal frecuencia se le llama frecuencia no permitida. En general, en los cristales fotónicos puede existir un rango de frecuencias no permitidas, en cuyo caso se dice que existe una brecha fotónica o banda de frecuencias prohibidas. Si, además, el cristal fotónico no permite la propagación de luz con cualquier polarización y en cualquier dirección de propagación entonces se dice que el cristal tiene una banda fotónica completa. Un sistema de cristal fotónico en tres dimensiones, esto es en el que su índice de refracción es periódico en las tres direcciones espaciales, puede tener una banda fotónica completa.

En la naturaleza existen algunos materiales cuyos índices de refracción varían periódicamente en el espacio, tal es el caso del ópalo que es una piedra preciosa utilizada en joyería (ver Figura 1). El ópalo presenta el fenómeno llamado iridiscencia que se refiere a la capacidad de reflejar sólo algunas de las componentes de la luz de acuerdo al ángulo con que éste se observe. En esta caso, el material no tiene una brecha fotónica completa.

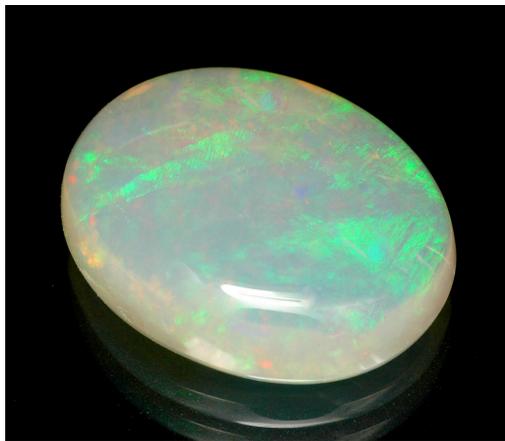
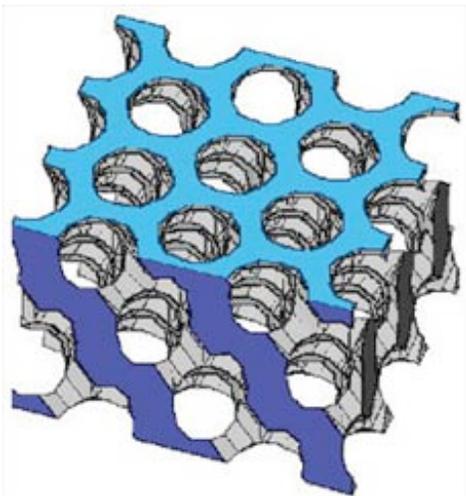


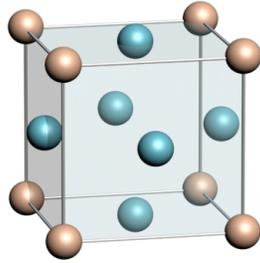
Figura 1: Piedra de ópalo tallada para joyería [5].

Eli Yablonovitch y Sajeev John, en 1987, fueron los primeros en proponer de manera independiente, la construcción de un cristal fotónico en tres dimensiones [2, 3]. Por un lado, Yablonovitch planteó por primera vez la posibilidad de usar un material con índice de refracción periódico en el espacio para inhibir la emisión espontánea en un láser de semiconductor [2]. Él propuso también usar una geometría basada en el interferómetro de Fabry-Perot para lograr que la luz incidente en una celda solar y la emisión espontánea generada, quedaran atrapadas en el recubrimiento de la celda, con ello se aumentaba la eficiencia de la misma al reducir las pérdidas de radiación por reflexión. John, por su parte, publicó un artículo sobre el confinamiento de luz en estructuras dieléctricas con desorden moderado y alto contraste de índices de refracción [3]. Él hizo la propuesta de usar estas estructuras para generar estados localizados dentro del material (efecto causado por la presencia de una banda fotónica prohibida).

Dos años después, en 1989, Yablonovitch y Gmitter publicaron el artículo "Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic Case" [4], en el cual reportaron la construcción del primer cristal fotónico (ver Figura 2) inspirándose en una estructura cristalina cúbica centrada en las caras (fcc). Mediante prueba y error, ellos variaron el índice de refracción del material dieléctrico y la geometría del sistema para construir el cristal. En su artículo, Yablonovitch y Gmitter mencionan que después de docenas de intentos lograron tener una estructura en la cual estaba presente una brecha fotónica. La mayoría de las estructuras con geometría fcc que ellos construyeron presentaron una estructura de bandas de carácter "semimetálica". Lo que hizo posible que el cristal fotónico tuviese una brecha fotónica fue su alto contraste de índices de refracción entre los materiales que lo constituyen. Ellos concluyeron que para que un cristal fotónico tenga una brecha fotónica es necesario que haya un contraste de índices de refracción cercano a 3.5:1, el cual puede alcanzarse fácilmente con el uso de materiales semiconductores. En ese trabajo se descartaron las predicciones de contraste de índices requerido propuestas anteriormente, incluidas la de Yablonovitch y Saajev, que predecían la necesidad de un contraste de índices más pequeño.



(a)



(b)

Figura 2: a) Estructura de cristal fotónico diseñada por Yablonovitch [4] basada en una estructura cúbica centrada en la cara (b).

## PROPAGACIÓN DE LA LUZ

El estudio de propagación de la luz en cristales fotónicos es un problema electromagnético, el cual está regido por las ecuaciones de Maxwell. Asumiendo que los campos eléctrico y magnético son soluciones armónicas, y que las ondas electromagnéticas son ondas transversales, es posible llevar el problema electromagnético a uno de valores propios para los campos eléctrico y magnético, donde los correspondientes valores propios determinarán las frecuencias de los campos o modos permitidos.

Entre las propiedades generales que presentan los modos permitidos existen dos a resaltar. La primera de ellas se enuncia a través de lo que se conoce como teorema variacional, que dice que un modo permitido tiende a concentrar la energía de su campo eléctrico en regiones donde el índice de refracción es más alto. Y la segunda propiedad está relacionada con las dimensiones del sistema. En el estudio electromagnético de cristales fotónicos no existe una escala espacial que sea fundamental. En otras palabras, el mismo sistema físico puede escalarse de tal forma que su solución sea la misma del sistema original salvo por un factor de escalamiento.

## SIMETRÍAS EN UN CRISTAL FOTÓNICO

Los cristales fotónicos pueden clasificarse de acuerdo a su particular arreglo periódico de su índice de refracción. En analogía a los cristales atómicos, los cristales fotónicos pueden conformarse de una celda básica o red de Bravais, por ejemplo red cúbica, hexagonal, ortorrómbica, etc. Cada arreglo periódico posee ciertas simetrías características, las cuales determinan las propiedades de los modos y de su propagación dentro del cristal [6]. Por lo que el conocer las simetrías presentes en un cristal fotónico en particular permite hacer generalizaciones acerca de las propiedades electromagnéticas del sistema bajo estudio. En general, un cristal fotónico puede tener las siguientes simetrías:

Simetría de traslación continua.

Simetría de traslación discreta.

Simetría rotacional.

Simetría de reflexión.

### Simetría de traslación continua

Este tipo de simetría se presenta en un cristal fotónico cuando podemos trasladar todo punto del cristal una distancia arbitraria a lo largo de cierta dirección y el sistema permanece invariante. Un ejemplo de un sistema con simetría de traslación continua lo es una placa de vidrio infinita como se muestra en la Figura 3, donde el índice de refracción varía en la dirección perpendicular al plano de la placa de vidrio pero permanece constante en las correspondientes direcciones paralelas. Por lo tanto, el sistema es invariante ante todas las traslaciones en la dirección de un vector  $\mathbf{d}$  paralelo al plano de la placa de vidrio. Se puede considerar que la placa de vidrio infinita es un sistema de cristal fotónico unidimensional (1D) en el sentido de que el índice de refracción es constante en las direcciones paralelas al plano de la placa y únicamente varía en la dirección perpendicular.

Los modos permitidos del sistema serán aquellos que también sean invariantes ante las correspondientes traslaciones. Las soluciones que satisfacen esta condición de simetría son funciones que describen una onda plana. Los modos dependen de vector de onda que es paralelo al plano de la placa de vidrio y que, debido a la simetría de traslación continua, es una cantidad que se conserva a lo largo de la dirección de simetría. Por lo tanto, las funciones propias o modos permitidos son proporcionales al término exponencial  $\exp(i(k_x x + k_y y))$  y sus correspondientes valores propios son  $\exp(i(k_x d_1 + k_y d_2))$ . Los diferentes valores propios o frecuencias de cada modo pueden arreglarse en orden ascendente para cada valor de vector de onda, lo que da lugar a un gráfico llamado estructura de bandas o diagrama de bandas.

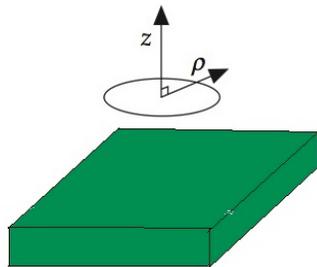


Figura 3: Placa de vidrio cuyo índice de refracción es constante en las direcciones paralelas al plano de la misma.

### Simetría de traslación discreta

Los cristales fotónicos tridimensionales (3D), como el que se muestra en la Figura 2, no poseen simetría de traslación continua, pero sí la simetría de traslación discreta. Esta simetría se presenta cuando el sistema varía periódicamente a lo largo de las tres direcciones ortogonales del espacio. Para analizar las consecuencias de la simetría de traslación discreta, consideremos el sistema de cristal fotónico 1D de la Figura 4. Se observa que el sistema tiene simetría de traslación continua en las direcciones  $x$  y  $z$ , y simetría de traslación discreta en la dirección  $y$ . La periodicidad del cristal está dada por la constante de red  $a$ . Por lo tanto, el índice de refracción del cristal fotónico será invariante ante cualquier traslación que sea múltiplo entero de la constante de red  $a$  a lo largo de la dirección  $y$ .

La simetría de traslación discreta tiene una implicación importante en la forma en que se propaga la luz dentro del medio: los campos electromagnéticos o modos permitidos por el sistema se expresan como el producto de una función correspondiente a una onda plana con número de onda  $k_y$  por una función periódica dependiente de la coordenada  $y$ , y que tiene la periodicidad del cristal fotónico. Este tipo de soluciones para los campos son comunes en el estudio de la propagación de electrones en cristales atómicos. Al teorema que describe ese tipo de soluciones se le conoce como el teorema de Bloch.

Otra consecuencia de la simetría de traslación discreta es que los modos, ahora llamados modos de Bloch, no cambian ante traslaciones del vector de onda por un vector reticular de la red recíproca. Debido a ello, es posible describir a los modos únicamente dentro de un rango de valores del vector de onda llamada zona de Brillouin. La periodicidad de los modos de Bloch en espacio real permite que el estudio del cristal fotónico se pueda restringir a su celda unitaria. En el caso en que el sistema sea periódico en las tres direcciones espaciales, los modos de Bloch dependen del vector de onda  $\mathbf{k}$  y del vector de posición en el espacio 3D.

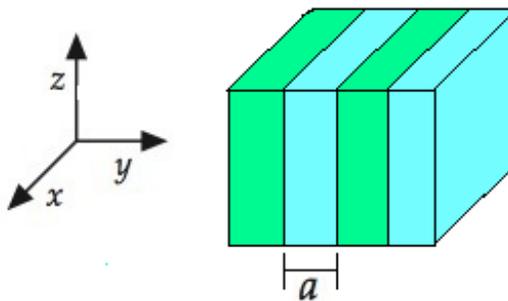


Figura 4: Sistema periódico en la dirección  $y$ .

### Simetría rotacional

Otra simetría presente en los cristales fotónicos es la simetría rotacional, la cual indica que el sistema permanece invariante ante rotaciones. La consecuencia directa de este tipo de simetría es que si se aplica una rotación a los modos permitidos entonces los

modos rotados también serán modos permitidos y tendrán las mismas frecuencias. Esto es, los patrones del campo electromagnético que se observan en el cristal serán iguales a los correspondientes patrones de los campos rotados. La funcionalidad de las frecuencias permitidas con el vector de onda contendrá la información completa de las simetrías del cristal. A la zona más pequeña dentro de la zona de Brillouin en la cual los vectores de onda no se encuentran relacionados por las simetrías del sistema se le llama zona irreducible de Brillouin. Por lo que no es necesario conocer los modos para cada punto dentro de la zona de Brillouin sino únicamente dentro de la zona irreducible.

### Simetría de reflexión

Un sistema de cristal fotónico posee la simetría de reflexión o de espejo cuando éste es invariante ante reflexiones en un determinado plano. La aplicación de dos operaciones de reflexión consecutivas restaura todo sistema a su estado original. La simetría de reflexión es muy importante en el estudio de la propagación de luz en un cristal fotónico ya que, de presentarse, da lugar a que los modos permitidos que se propagan en el cristal puedan separarse en dos soluciones correspondientes a las polarizaciones de los campos: en uno de los casos, el campo magnético oscila perpendicularmente al plano de reflexión mientras que el campo eléctrico oscila en dirección paralela; en el otro caso, el campo magnético es paralelo al plano de reflexión y el campo eléctrico es perpendicular. Para un cristal fotónico 3D, únicamente se pueden separar los campos en sus dos distintas polarizaciones bajo ciertas condiciones muy particulares; por lo tanto, trabajar con las diferentes polarizaciones no resulta muy útil en el análisis de sistemas 3D. Sin embargo, en el caso de los sistemas bidimensionales (2D) siempre se tiene un plano de reflexión. Los cristales fotónicos 2D son periódicos a lo largo de dos direcciones paralelas a un plano dado, pero uniformes en la dirección perpendicular a este plano. De modo que, si se hace corresponder esta dirección con el eje  $z$  entonces los modos en cualquier sistema 2D pueden separarse en dos diferentes polarizaciones (ver Figura 5) tal y como se explicó en el párrafo anterior. En este caso, si el campo eléctrico es paralelo al plano  $x-y$  entonces se tendrá un modo transversal eléctrico (modo TE); mientras que si el campo magnético es paralelo al plano  $x-y$  entonces el modo es transversal magnético (modo TM).

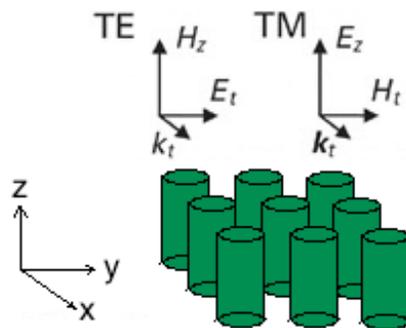


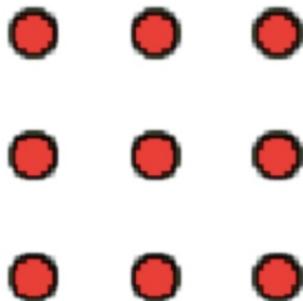
Figura 5: Cristal fotónico bidimensional conformado por un arreglo de barras cilíndricas dieléctricas paralelas entre sí. En el gráfico se muestra las direcciones de los campos correspondientes a los modos TE y TM.

## ESTRUCTURA DE BANDAS

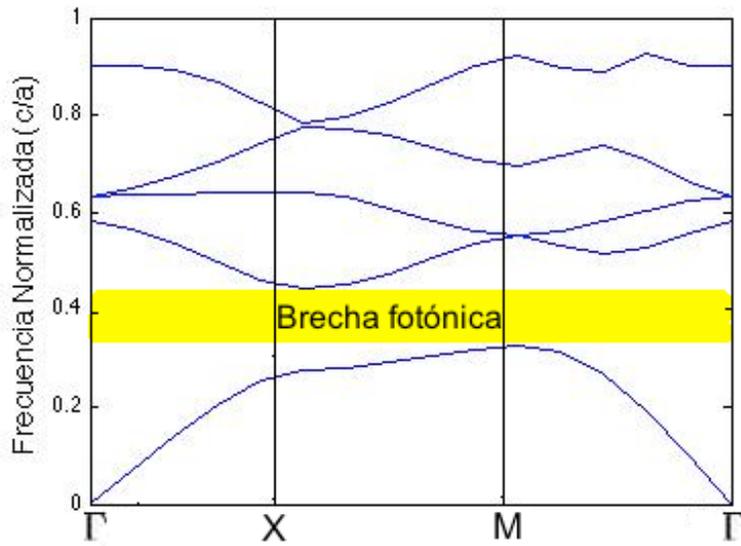
La estructura de bandas es una representación gráfica de las frecuencias de los modos permitidos como función del vector de onda de un cristal fotónico. A esta dependencia de la frecuencia con el vector de onda se le llama también relación de dispersión. En la estructura de bandas se encuentra la información para identificar si el cristal posee una brecha fotónica, es decir el rango de frecuencias de los modos que no se pueden propagar en el cristal.

Veamos un ejemplo de estructura de bandas correspondiente al cristal fotónico 2D que se muestra en la Figura 6(a). El cristal fotónico se conforma por barras cilíndricas de material dieléctrico con un índice de refracción de 2.98 y radio igual a una quinta parte de la constante de red (periodo de la red). Las barras se arreglan paralelas entre sí de tal forma que la sección transversal del cristal forma una red cuadrada. Su correspondiente estructura de bandas se muestra en la Figura 6(b). Los cálculos de estructura de bandas que se muestran en el presente artículo se realizaron utilizando el código libre MPB (MIT Photonic-Bands)[7]. En la Figura 6(b) se observa que existe un rango de frecuencias a las que no les corresponde algún valor de vector de onda y están localizadas entre la primera y segunda banda. A este rango de frecuencias se le llama brecha fotónica. Entre más grande sea la brecha mayor será el rango de frecuencias de los modos no permitidos en el cristal fotónico.

Si se incide luz con frecuencia dentro de la brecha fotónica al cristal fotónico entonces su intensidad decaerá exponencialmente a partir de la superficie del cristal debido a que el vector de onda asociado a ella será complejo. A estos modos no permitidos se les conoce como modos evanescentes. En caso contrario, los modos permitidos en el cristal serán aquellos cuyo vector de onda es real y se les conoce comúnmente como modos extendidos. La presencia de brechas fotónicas hace que los cristales fotónicos sean materiales idóneos para el diseño de filtros ópticos entre otras aplicaciones.



(a)

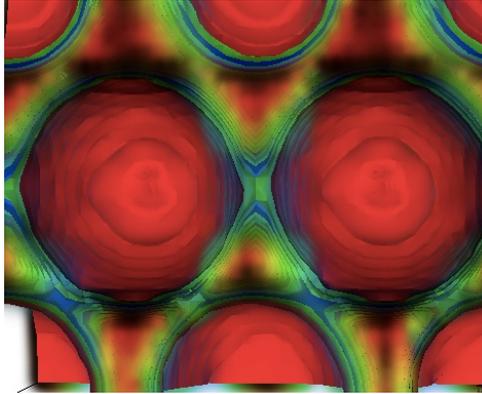


(b)

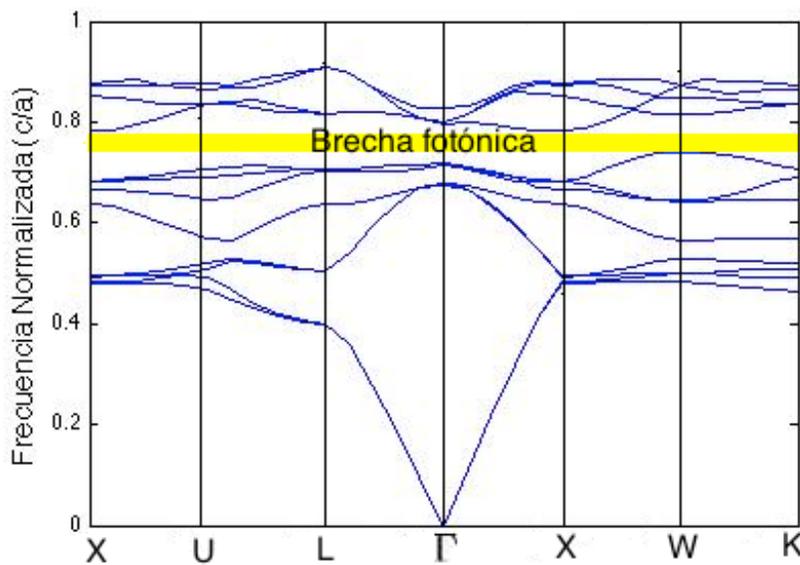
Figura 6: a) Sección transversal de un cristal fotónico 2D de arreglo de red cuadrada y b) su correspondiente estructura de bandas para los modos TM.

En el caso del ópalo natural, su estructura consiste en un arreglo 3D tipo fcc de esferas de dióxido de silicio, con diámetro menor a una micra, inmersas en una matriz de dióxido de silicio hidratado. El contraste de índice de refracción entre ambos materiales es relativamente pequeño, por lo que solo aparecen brechas fotónicas en algunos puntos particulares de vector de onda dentro la zona de Brillouin. Este hecho es la causa de que a una dirección particular de observación se refleje solamente luz de un color particular dando origen al fenómeno de iridiscencia.

Es posible construir ópalos sintéticos con una brecha fotónica completa. Para ello, se hace uso de una estructura fotónica inversa, es decir en lugar de tener esferas dieléctricas con un alto índice de refracción en una matriz de menor índice, se generan huecos de aire en una matriz de material dieléctrico con un índice de refracción mayor al del aire. En la Figura 7(a) se muestra la estructura de un ópalo inverso conformado por esferas de aire inmersas en un material dieléctrico. A diferencia de una estructura de ópalo normal, el ópalo inverso presenta una brecha fotónica completa, la cual se puede apreciar en la Figura 7(b).



(a)



(b)

Figura 7: a) Estructura de un cristal de ópalo inverso. Las esferas de radio  $r = 0.35a$  están constituidas de aire y la matriz de material dieléctrico tiene un índice de refracción de  $n=3.6$ . b) Su correspondiente estructura de bandas.

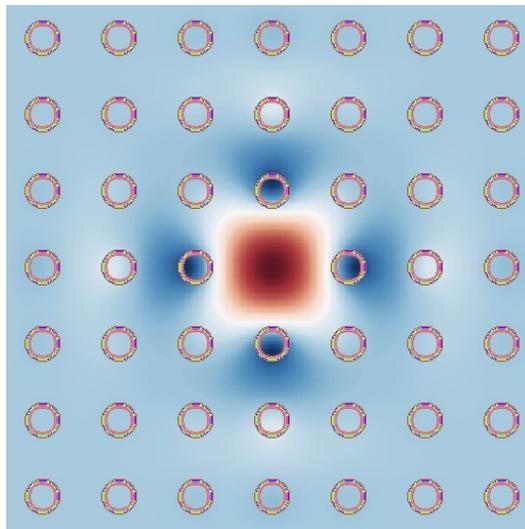
## LOCALIZACIÓN DE LA LUZ

Cuando un cristal fotónico presenta algún defecto causado, por ejemplo, por la perturbación de un sitio de la red cristalina, se pierde la simetría traslacional discreta y, como resultado, aparecen modos localizados cuyas frecuencias se encuentran dentro de la brecha fotónica del cristal [6, 8]. Los modos localizados se caracterizan por ser evanescentes dentro del cristal pero son extendidos en la región del defecto.

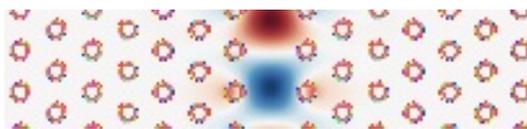
En la Figura 8 se muestran dos ejemplos de cristales fotónicos con defectos. El panel superior muestra un defecto puntual en un cristal fotónico 2D conformado por un arreglo de barras cilíndricas dieléctricas paralelas y que forman una red cuadrada vista en un corte transversal. El defecto puntual causado al quitar una de las barras

da lugar a un modo localizado que exhibe un patrón de campo monopolar. El defecto puntual puede generarse también modificando alguno de los parámetros físicos de una de las barras como su radio, forma e índice de refracción. En general variando alguno de los parámetros, es posible modular el número de modos permitidos localizados así como sus frecuencias. Si se reduce el radio del cilindro que actúa como defecto entonces se puede tener solamente un modo localizado. Caso contrario, si se aumenta el radio entonces es posible tener más modos localizados con patrones de campo dipolares, cuadrupolares, hexapolares, etc.

La Figura 8(b) muestra un defecto lineal en un cristal fotónico 2D conformado por barras cilíndricas dieléctricas paralelas formando, en un corte transversal, una red triangular. Los defectos lineales aparecen cuando se modifican los parámetros físicos de las barras cilíndricas de toda una fila del cristal. El caso que se observa en la Figura 8(b) corresponde a la ausencia de una línea completa de barras dieléctricas. La intensidad de la luz localizada o confinada en la región del defecto decae exponencialmente hacia dentro del cristal. Sin embargo, la luz puede propagarse a lo largo del defecto, es decir si su vector de onda es paralelo a la dirección que sigue el defecto lineal. En tal caso, el defecto lineal actúa como una guía de onda.



(a)



(b)

**Figura 8:** Secciones transversales de cristales fotónicos 2D conformados de barras cilíndricas dieléctricas paralelos. Se observa la localización de luz en la región del defecto puntual (a) y lineal (b). El color rojo (azul) indica la localización de la amplitud del campo eléctrico con signo positivo (negativo).

## APLICACIONES

Así como el desarrollo de materiales semiconductores condujo a la actual revolución electrónica, los cristales fotónicos pueden ser el puente que conduzca a los circuitos integrados fotónicos con gran escala de integración. Por ejemplo, tradicionalmente, para interconectar dos dispositivos de óptica integrada se hacía uso de guías de onda dieléctricas tales como las fibras ópticas. Con el desarrollo de la tecnología fotónica ahora es posible fabricar guías de onda con cristales fotónicos. De esta forma, las necesidades actuales de minimizar el tamaño de estos dispositivos y hacer interconexiones menos voluminosas han abierto un nuevo campo de aplicación para los cristales fotónicos debido a su selectividad de frecuencias y capacidad de confinar la luz. Estas propiedades de los cristales fotónicos han sido muy novedosas y han permitido diseñar microestructuras que funcionen no solo como guías de onda sino también como cavidades resonantes, filtros de frecuencia, acopladores etc.

En una guía de onda de cristal fotónico como la que se muestra en la Figura 8(b), la longitud de las barras de dieléctrico es infinita. Lo cual es tan solo una aproximación. Sin embargo, considerar que las barras son infinitas en esta configuración es una buena aproximación ya que los resultados obtenidos con un sistema así son muy cercanos a los que se obtienen con el sistema de dimensiones reales que además resulta más difícil de simular computacionalmente. Comparando los patrones de campo de los dos casos de cristal fotónico de la Figura 8, podría pensarse que una guía de onda de cristal fotónico puede modelarse como la superposición de defectos puntuales, pero esto no es así ya que cada uno de los modos en los defectos puntuales sería independiente del modo en el defecto vecino y, en el caso de un defecto lineal, los campos electromagnéticos asociados a los defectos están acoplados entre sí. Por esta razón no se pueden considerar los modos en una guía de onda como una superposición de modos confinados en defectos puntuales.

Si en lugar de solo tener un defecto lineal se tienen dos de ellos en el cristal fotónico, como se muestra en la Figura 9(a), entonces se tendrá un sistema de guías de onda acopladas [8]. El acoplamiento entre guías se genera debido a que los campos evanescentes que se extienden una cierta distancia a partir de cada una de las guías no son despreciables y afectan el campo localizado de la guía de onda vecina. En el sistema de guías de onda acopladas de la Figura 9(a), la distancia entre las dos guías de onda es de apenas dos veces el periodo del cristal, por lo tanto, se tendrá un fuerte acoplamiento. A medida que la separación entre guías de onda es mayor, el acoplamiento se debilita. La respectiva estructura de bandas se muestra en la Figura 9(b). Cada una de las guías de onda consideradas en forma aislada soporta un solo modo. Las guías de onda acopladas, en cambio, soportan dos modos, par e impar, correspondientes a las dos bandas que se encuentran dentro de la brecha fotónica como se observan en la Figura 9(b). Las distribuciones de campo para luz con frecuencia  $0.35c/a$  se observan en la Figura 9(c)-(d), respectivamente.

Un sistema de guías de onda acopladas funciona como un acoplador óptico. Esto es, si se incide luz a lo largo de uno de los defectos entonces la luz se propagará a lo largo de la primera guía. El campo evanescente presente se extiende más allá de la primera guía e interactúa con la segunda. El resultado es que existe una transferencia de energía de la primera a la segunda guía de onda conforme la luz se propaga. Esta transferencia puede ser completa si la distancia de propagación es lo suficientemente grande y si las constantes de propagación de ambas guías de forma aislada son iguales, es decir si las guías de onda son idénticas. La distancia a la cual se transfiere toda la energía de una guía de onda a la otra se le llama distancia de acoplamiento, la

cual es inversamente proporcional a la diferencia de las constantes de propagación de los modos par e impar. Para el caso considerado, la distancia que tendrá que recorrer la luz en la primera guía de onda antes de transferir toda su energía a la segunda de ellas será de aproximadamente 28 veces el periodo del cristal fotónico. Con diseños de guías de onda acopladas basados en el mostrado en la Figura 9 es posible construir dispositivos ópticos que funcionen no solo como acopladores sino también como filtros, multiplexores y demultiplexores.

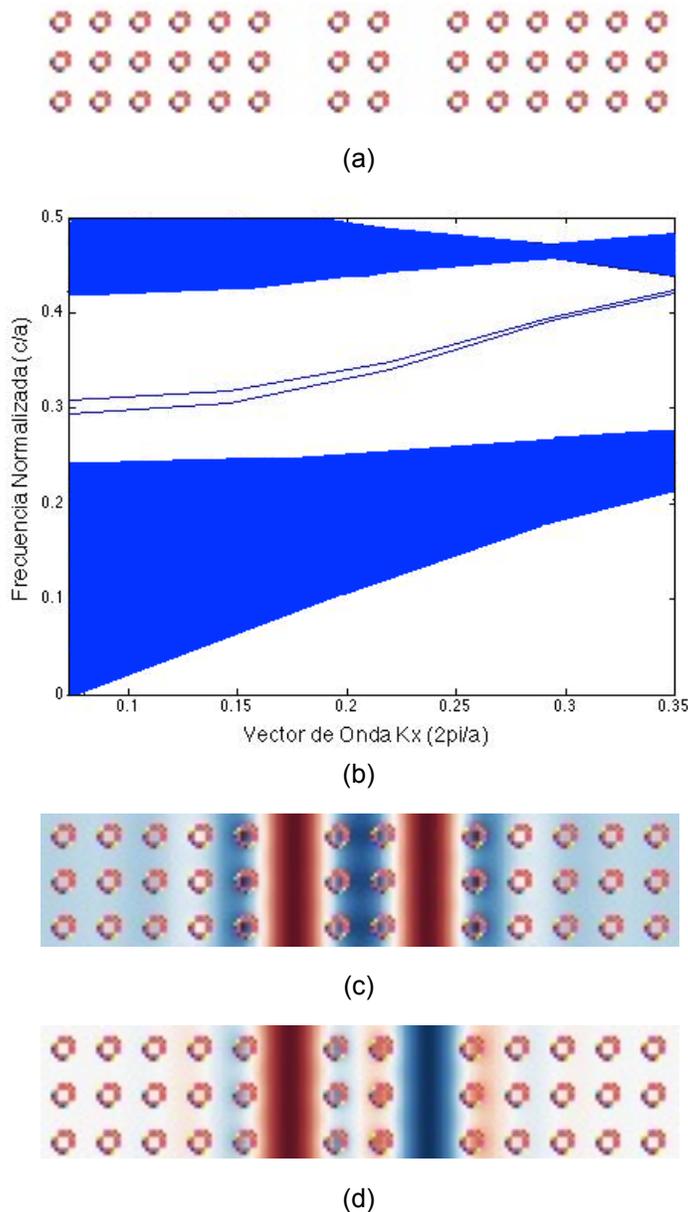


Figura 9: a) Estructura fotónica conformada por dos guías de onda acopladas. b) Su correspondiente estructura de bandas. Dentro de la brecha fotónica se tienen dos modos que se pueden propagar en las guías de onda. Distribuciones de campo para el modo par (c) e impar (d) con frecuencia de  $0.35c/a$ .

## CONCLUSIONES

La importancia del estudio de los cristales fotónicos se basa en su potencial de aplicación. Dependiendo de su estructura física, en los cristales fotónicos es posible controlar la luz que se propaga a través de ellos. Los cristales fotónicos son materiales idóneos para la construcción de filtros que permiten o impiden el paso de luz con longitudes de onda muy particulares. Un ejemplo de ello son los cristales fotónicos unidimensionales usados como películas antirreflejantes en anteojos o como recubrimientos en espejos empleados para lograr una alta reflectividad.

Los cristales fotónicos han permitido el desarrollo de otras líneas de investigación como es el caso de las fibras de cristal fotónico, cuya construcción se basa en una configuración de cristal fotónico bidimensional. El estudio de los cristales fotónicos ha conducido además al desarrollo de algoritmos computacionales más eficientes que permiten su análisis, como puede ser el esparcimiento y propagación de la luz en sistemas con geometrías complejas. Y, también, los cristales fotónicos han dado lugar a la confluencia de diferentes áreas del conocimiento, como estado sólido, cristales líquidos, fluidos, etc. Un ejemplo de ello se ve reflejado en el campo de fabricación de los cristales fotónicos, donde su fabricación se puede realizar mediante métodos de autoensamblaje de suspensiones coloidales que han sido tópicos ampliamente estudiados en el área de materia condensada blanda.

Actualmente, hay un gran interés en la fabricación de computadoras con componentes basados en óptica y fotónica. En principio, las operaciones lógicas en un sistema completamente óptico se realizarían a velocidades muy superiores comparadas con la tecnología electrónica actual. Debido a su brecha fotónica, los cristales fotónicos son materiales idóneos para el desarrollo y fabricación de componentes fotónicos análogos a los diferentes dispositivos electrónicos como pueden ser los transistores y compuertas lógicas.

En resumen, los cristales fotónicos tienen gran importancia no solamente en el área de la óptica sino también en el desarrollo de sistemas computacionales y dispositivos de procesamiento de señales. Se cree que los cristales fotónicos son el camino para desarrollar la tecnología de la óptica integrada a gran escala como se ve en los chips electrónicos actuales.

## Referencias

- [1] Lord Rayleigh, *On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with periodic structure*, Philosophical Magazine and Journal of Science, 24, 147, 145-159, (1887).
- [2] E. Yablonovitch, *Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics*, Phys. Rev. Lett. 58, 2059-2062 (1987).
- [3] J. Sajeev, *Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices*, Phys. Rev. Lett. 58, 2486-2489 (1987).
- [4] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, *Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic*

Case, Phys. Rev. Lett. 63, 1950-1953 (1989).

[5] [http://www.gemselect.com/other-info/graphics/opal-gem-large\\_info.jpg](http://www.gemselect.com/other-info/graphics/opal-gem-large_info.jpg)

[6] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, 2da. Ed. 2008.

[7] Steven G. Johnson and J. D. Joannopoulos, *Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis*, Optics Express 8, 3, 173-190 (2001). [http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/MIT\\_Photonic\\_Bands](http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/MIT_Photonic_Bands)

[8] D. W. Prather, S. Shi, A. Sharkawy, J. Murakowski, and G. J. Schneider, *Photonic Crystals: Theory, Applications, and Fabrication*, Wiley & Sons, 1ra. Ed. 2009.

