



	UNIVERSIDAD SURCOLOMBIANA GESTIÓN SERVICIOS BIBLIOTECARIOS					   	
	CARTA DE AUTORIZACIÓN					<small>SC 7384-1 SA-CERE 997528 OS-CER 997555</small>	
CÓDIGO	AP-BIB-FO-06	VERSIÓN	1	VIGENCIA	2014	PÁGINA	1 de 2

Neiva, 3 de noviembre de 2021

Señores

CENTRO DE INFORMACIÓN Y DOCUMENTACIÓN

UNIVERSIDAD SURCOLOMBIANA

Ciudad Neiva

El (Los) suscrito(s):

VALENTINA AVILES LEON, con C.C. No. **1.075.544.942 de Aipe**, Autor(es) de la tesis y/o trabajo de grado titulado **FLUJO DE ENERGÍA EN UN CRISTAL FOTÓNICO UNIDIMENSIONAL CUASIPERIÓDICO** presentado y aprobado en el año **2021** como requisito para optar al título de **FÍSICO**;

Autorizo (amos) al CENTRO DE INFORMACIÓN Y DOCUMENTACIÓN de la Universidad Surcolombiana para que, con fines académicos, muestre al país y el exterior la producción intelectual de la Universidad Surcolombiana, a través de la visibilidad de su contenido de la siguiente manera:

- Los usuarios puedan consultar el contenido de este trabajo de grado en los sitios web que administra la Universidad, en bases de datos, repositorio digital, catálogos y en otros sitios web, redes y sistemas de información nacionales e internacionales “open access” y en las redes de información con las cuales tenga convenio la Institución.
- Permita la consulta, la reproducción y préstamo a los usuarios interesados en el contenido de este trabajo, para todos los usos que tengan finalidad académica, ya sea en formato Cd-Rom o digital desde internet, intranet, etc., y en general para cualquier formato conocido o por conocer, dentro de los términos establecidos en la Ley 23 de 1982, Ley 44 de 1993, Decisión Andina 351 de 1993, Decreto 460 de 1995 y demás normas generales sobre la materia.
- Continúo conservando los correspondientes derechos sin modificación o restricción alguna; puesto que, de acuerdo con la legislación colombiana aplicable, el presente es un acuerdo jurídico que en ningún caso conlleva la enajenación del derecho de autor y sus conexos.

Vigilada Mineducación

La versión vigente y controlada de este documento, solo podrá ser consultada a través del sitio web Institucional www.usco.edu.co, link Sistema Gestión de Calidad. La copia o impresión diferente a la publicada, será considerada como documento no controlado y su uso indebido no es de responsabilidad de la Universidad Surcolombiana.



**UNIVERSIDAD SURCOLOMBIANA
GESTIÓN SERVICIOS BIBLIOTECARIOS**



CARTA DE AUTORIZACIÓN

CÓDIGO

AP-BIB-FO-06

VERSIÓN

1

VIGENCIA

2014

PÁGINA

2 de 2

De conformidad con lo establecido en el artículo 30 de la Ley 23 de 1982 y el artículo 11 de la Decisión Andina 351 de 1993, "Los derechos morales sobre el trabajo son propiedad de los autores" , los cuales son irrenunciables, imprescriptibles, inembargables e inalienables.

EL AUTOR/ESTUDIANTE:

Valentina Anís Jesús

Firma: _____

Vigilada Mineducación

La versión vigente y controlada de este documento, solo podrá ser consultada a través del sitio web Institucional www.usco.edu.co, link Sistema Gestión de Calidad. La copia o impresión diferente a la publicada, será considerada como documento no controlado y su uso indebido no es de responsabilidad de la Universidad Surcolombiana.



CÓDIGO	AP-BIB-FO-07	VERSIÓN	1	VIGENCIA	2014	PÁGINA	1 de 3
---------------	---------------------	----------------	----------	-----------------	-------------	---------------	---------------

TÍTULO COMPLETO DEL TRABAJO: FLUJO DE ENERGÍA EN UN CRISTAL FOTÓNICO UNIDIMENSIONAL CUASIPERIÓDICO

AUTOR O AUTORES:

Primero y Segundo Apellido	Primero y Segundo Nombre
AVILES LEON	VALENTINA

DIRECTOR Y CODIRECTOR TESIS:

Primero y Segundo Apellido	Primero y Segundo Nombre
SEGOVIA CHAVES	FRANCIS ARMANDO

ASESOR (ES):

Primero y Segundo Apellido	Primero y Segundo Nombre
SEGOVIA CHAVES	FRANCIS ARMANDO

PARA OPTAR AL TÍTULO DE: FÍSICO

FACULTAD: CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

PROGRAMA O POSGRADO: FÍSICA

CIUDAD: NEIVA

AÑO DE PRESENTACIÓN: 2021

NÚMERO DE PÁGINAS: 47

TIPO DE ILUSTRACIONES (Marcar con una X):

Diagramas___ Fotografías___ Grabaciones en discos___ Ilustraciones en general Grabados___
Láminas___ Litografías___ Mapas___ Música impresa___ Planos___ Retratos___ Sin ilustraciones___ Tablas
o Cuadros



CÓDIGO

AP-BIB-FO-07

VERSIÓN

1

VIGENCIA

2014

PÁGINA

2 de 3

SOFTWARE requerido y/o especializado para la lectura del documento:

- WOLFRAM MATHEMATICA 11.3

-ORIGINPRO 2016 64BIT

MATERIAL ANEXO:

PREMIO O DISTINCIÓN (En caso de ser LAUREADAS o Meritoria):

PALABRAS CLAVES EN ESPAÑOL E INGLÉS:

	<u>Español</u>	<u>Ingles</u>
1.	Cristal fotónico cuasiperiódico	Quasiperiodic photonic crystal
2.	Método de la matriz de transferencia	Transfer matrix method
3.	Secuencia de Fibonacci	Fibonacci sequence.
4.	Espectro de transmitancia	Transmittance septum
5.	Presión hidrostática	Hydrostatic pressure

RESUMEN DEL CONTENIDO: (Máximo 250 palabras)

Los Cristales Fotónicos (CFs) cuasiperiódicos son nanoestructuras ordenadas no periódicas, con una simetría de rotación de largo alcance y una distribución cuasiperiódica organizada de acuerdo a una regla recursiva de Fibonacci, lo que conlleva, a numerosas aplicaciones ópticas. Esta investigación tiene como fin, estudiar el comportamiento de la radiación electromagnética con polarización TE (transversal eléctrica) y TM (transversal magnética) para diferentes ángulos de incidencia en un cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico. Mediante el método de la matriz de transferencia, se calcula el espectro de transmitancia cuando la luz incidente es oblicua. Como resultado se evidencia la aparición de brechas de banda fotónica (BBFs) en el espectro de transmisión, que al incrementar la secuencia de Fibonacci a espesores de capa fijos, el número de gaps se incrementa en el espectro de transmitancia. Del mismo modo, las BBFs presentaran corrimientos a frecuencias más altas a medida que aumenta el ángulo de incidencia en una misma secuencia manteniendo constante los espesores y la secuencia. Finalmente, se presenta un corrimiento de los band gaps a frecuencias bajas al aumentar el espesor de las capas de los materiales. Con base a los resultados obtenidos en el



CÓDIGO	AP-BIB-FO-07	VERSIÓN	1	VIGENCIA	2014	PÁGINA	3 de 3
---------------	---------------------	----------------	----------	-----------------	-------------	---------------	---------------

presente trabajo de grado extendemos nuestro modelo a un cuasicristal con serie de Octonacci, para ello, tuvimos la colaboración del Dr. Trabelsi de la Universidad Tunis.

ABSTRACT: (Máximo 250 palabras)

Quasiperiodic Photonic Crystals (PCs) are ordered non-periodic nanostructures, with long-range rotational symmetry and a quasiperiodic distribution organized according to a recursive Fibonacci rule, which leads to numerous optical applications. The aim of this research is to study the behavior of electromagnetic radiation with TE (electrical transverse) and TM (magnetic transverse) polarization for different angles of incidence in a one-dimensional quasiperiodic photonic crystal. Using the transfer matrix method, the transmittance spectrum is calculated when the incident light is oblique. As a result, the appearance of photonic band gaps (PBG's) in the transmission spectrum is evidenced, which by increasing the Fibonacci sequence at fixed layer thicknesses, the number of gaps increases in the transmittance spectrum. In the same way, the PBG's will show shifts at higher frequencies as the angle of incidence increases in the same sequence, keeping the thickness and the sequence constant. Finally, there is a shift of the band gaps at low frequencies when increasing the thickness of the layers of the materials. Based on the results obtained in the present work of degree we extend our model to a quasicrystal with series of Octonacci, for this, we had the collaboration of Dr. Trabelsi of the Tunis University.

APROBACIÓN DE LA TESIS

Nombre Presidente Jurado: **JOSÉ MIGUEL CRISTANCHO**

Firma:

Nombre Jurado: **HERNANDO GONZÁLEZ SIERRA**

Firma:

Nombre Jurado: **CARLOS CUELLAR SANTANILLA**

Firma:



UNIVERSIDAD
SURCOLOMBIANA

**FLUJO DE ENERGÍA EN UN CRISTAL FOTÓNICO UNIDIMENSIONAL
CUASIPERIÓDICO**

Valentina Aviles Leon

Universidad Surcolombiana
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Programa de Física
Neiva, Colombia
2020

FLUJO DE ENERGÍA EN UN CRISTAL FOTÓNICO UNIDIMENSIONAL CUASIPERIÓDICO

Valentina Aviles Leon

Trabajo de grado presentado como requisito parcial para optar al título de:
Físico

Asesor:
Francis Armando Segovia Chaves

Línea de Investigación:
Óptica
Grupo de Investigación:
Física Teórica

Universidad Surcolombiana
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Programa de Física
Neiva, Colombia
2021

Dedicatoria

A mi hija Gabriela, a mis padres, a mi hermano y a cada una de las personas que hicieron posible este sueño.

Agradecimientos

Primero, me gustaría agradecer a Dios por la fortaleza y sabiduría que me concedió; a mi hija Gabriela por ser el pilar fundamental de este logro y a mis padres por el apoyo incondicional. Seguidamente, quiero agradecer a mi asesor de tesis, el profesor Francis Armando Segovia Chaves por su invaluable trabajo para orientarme y apoyarme en este proceso. Agradezco al semillero de Física Matemática por toda la colaboración y conocimientos compartidos. Finalmente, quisiera agradecer a todo el grupo de profesores y estudiantes que conforman el programa de física de la Universidad Surcolombiana.

Resumen

Los Cristales Fotónicos (CFs) cuasiperiódicos son nanoestructuras ordenadas no periódicas, con una simetría de rotación de largo alcance y una distribución cuasiperiódica organizada de acuerdo a una regla recursiva de Fibonacci, lo que conlleva, a numerosas aplicaciones ópticas. Esta investigación tiene como fin, estudiar el comportamiento de la radiación electromagnética con polarización TE (transversal eléctrica) y TM (transversal magnética) para diferentes ángulos de incidencia en un cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico. Mediante el método de la matriz de transferencia, se calcula el espectro de transmitancia cuando la luz incidente es oblicua. Como resultado se evidencia la aparición de brechas de banda fotónica (BBFs) en el espectro de transmisión, que al incrementar la secuencia de Fibonacci a espesores de capa fijos, el número de gaps se incrementa en el espectro de transmitancia. Del mismo modo, las BBFs presentaran corrimientos a frecuencias más altas a medida que aumenta el ángulo de incidencia en una misma secuencia manteniendo constante los espesores y la secuencia. Finalmente, se presenta un corrimiento de los band gaps a frecuencias bajas al aumentar el espesor de las capas de los materiales. Con base a los resultados obtenidos en el presente trabajo de grado extendemos nuestro modelo a un cuasicristal con serie de Octonacci, para ello, tuvimos la colaboración del Dr. Trabelsi de la Universidad Tunis.

Palabras clave: Cristal fotónico cuasiperiódico, Método de la matriz de transferencia, Secuencia de Fibonacci.

Abstract

Quasiperiodic Photonic Crystals (PCs) are ordered non-periodic nanostructures, with long-range rotational symmetry and a quasiperiodic distribution organized according to a recursive Fibonacci rule, which leads to numerous optical applications. The aim of this research is to study the behavior of electromagnetic radiation with TE (electrical transverse) and TM (magnetic transverse) polarization for different angles of incidence in a one-dimensional quasiperiodic photonic crystal. Using the transfer matrix method, the transmittance spectrum is calculated when the incident light is oblique. As a result, the appearance of photonic band gaps (PBG's) in the transmission spectrum is evidenced, which by increasing the Fibonacci sequence at fixed layer thicknesses, the number of gaps increases in the transmittance spectrum. In the same way, the PBG's will show shifts at higher frequencies as the angle of incidence increases in the same sequence, keeping the thickness and the sequence constant. Finally, there is a shift of the band gaps at low frequencies when increasing the thickness of the layers of the materials. Based on the results obtained in the present work of degree we extend our model to a quasicrystal with series of Octonacci, for this, we had the collaboration of Dr. Trabelsi of the Tunis University.

Keywords: Quasiperiodic photonic crystal, Transfer matrix method, Fibonacci sequence.

Contenido

Resumen	IX
Lista de figuras	XIII
Lista de tablas	XIV
1. Introducción	1
1.1. Objetivos	3
1.1.1. Objetivo General	3
1.1.2. Objetivos Específicos	3
2. Marco teórico	4
2.1. Cristales Fotónicos	4
2.2. Banda Fotónica Prohibida	5
2.3. Ecuaciones de Maxwell	6
2.3.1. Condiciones de frontera	7
2.4. Método de la matriz de transferencia (MMT)	8
2.4.1. Formula matricial: matriz dinámica	11
2.5. Cuasicristal fotónico	14
3. Resultados	17
3.1. Efecto de la Secuencia de Fibonacci	19
3.2. Efecto del espesor de la capa A y B	20
3.3. Efecto del ángulo de incidencia	22
4. Conclusiones y recomendaciones	23
A. Participaciones y Eventos	25
Bibliografía	28

Lista de Figuras

2-1. Representación esquemática de un CF-1D, CF-2D y CF-3D [35]	5
2-2. Límite entre el medio 1 y el medio 2.	7
2-3. Interfaz entre los medios 1 y 2.	8
2-4. Eleccion del sistema de coordenadas en una pelicula homogenea de caras de plano-paralelas.	9
2-5. Campo electromagnetico en frontera para dos medios. Polarizacion de caracter transversal electrica.	12
2-6. Cuasicristal de Fibonacci experimental [54].	16
3-1. Cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico con una secuencia de Fibonacci S_6	18
3-2. Espectro de transmitancia para la secuencia de Fibonacci S_6	19
3-3. Espectro de transmitancia para la secuencia de Fibonacci S_9	20
3-4. Espectro de transmitancia para la secuencia de Fibonacci S_6 variando la presión hidrostática.	20
3-5. Espectro de transmitancia para la secuencia de Fibonacci S_6 variando espesor de la capa A y B	21
3-6. Espectro de transmitancia para la secuencia de Fibonacci S_9 variando ángulo de incidencia	22

Lista de Tablas

2-1. Secuencias de Fibonacci.	15
3-1. Valores elasto-ópticos para el calculo de la constante dieléctrica de los polímeros [63,64].	18

1. Introducción

Los cristales fotónicos son nanoestructuras ordenadas que presentan una periodicidad espacial de la constante dieléctrica [1]. Las ecuaciones de Maxwell describen la propagación de la radiación en un medio [2], que al ser resueltas por métodos específicos como el método de ondas planas [3-6], discretización del dominio temporal [7], elementos finitos [8] y el método de la matriz de transferencia [9,10] se determinan las estructuras de bandas y las bandas fotónicas prohibidas; en estos gaps fotónicos también denominados de esta manera, la luz tiene prohibida su propagación dentro del cristal [11]. Estos rangos de frecuencia se hacen posible gracias a la interferencia destructiva entre las ondas difractadas por los planos cristalinos producto de la periodicidad en el índice de refracción [12,13]. Eli Yablonovitch en su artículo publicado en 1987 sustenta que la emisión espontánea de los átomos no es un efecto fijo y que el acoplamiento entre materia y espacio puede ser controlado por las propiedades del campo de radiación [14]. Simultáneamente, Sajeev John describe un mecanismo para localizar fotones en superredes dieléctricas al introducir materiales para los cuales, la luz podía ser localizada para ciertos intervalos de frecuencia prohibida [15].

Dentro de los materiales que se usan para la construcción de cristales fotónicos se encuentran los superconductores, semiconductores, dieléctricos, polímeros, entre otros [16-20]. Los primeros intentos en fabricar cristales fotónicos se enfocaron en la perforación de orificios inclinados de un material con una variación periódica en la permitividad eléctrica que pertenecía a una sección transversal en forma de diamante, se evidencio la presencia de una banda prohibida completa y lo difícil que era fabricar este tipo de estructuras, es por eso que se implementaron varios métodos de fabricación. Uno de los procesos más sobresalientes en la fabricación de estas estructuras se fundamentó en la oxidación y el grabado selectivo de materiales ubicados entre el grupo III y V de la tabla periódica [21]. Contrario a este tipo de cristales fotónicos periódicos se encuentran los cristales aperiódicos (no periódico), estas estructuras se caracterizan por tener diferente grado de orden y correlaciones espaciales, siendo así, un cuasicristal hasta un cristal amorfo un claro ejemplo de estas estructuras ordenadas y desordenadas respectivamente, ambos con espectros difusos de difracción [22].

El descubrimiento de los cuasicristales por Dan Shechtman en 1984, dio un gran comienzo al mundo de las estructuras aperiódicas que van mucho más allá de procedimientos aleatorios [23]. Los cristales fotónicos constituidos por materiales con distinto índice de refracción colocados alternadamente siguiendo una secuencia cuasiperiódica se denominan cuasicristales fotónicos o cristales fotónicos cuasiperiódicos [24-26]. Un cristal fotónico cuasiperiódico es una estructura ordenada que carece de simetría a lo largo de ciertas direcciones espaciales, pese a que es una estructura que llena todos los espacios ordenadamente no es periódica [27]. Este tipo de cristales brindan una gran facilidad para el diseño de dispositivos emisores de luz optimizados, además ofrecen los fundamentos teóricos necesarios para mecanismos complejos que dominan los huecos ópticos y cada vez se vuelve más importante crear modos en estructuras cuasiperiódicas[28]. Los medios ópticos aperiódicos generados por reglas matemáticas como la regla recursiva de una secuencia de Fibonacci en un cuasicristal se denominan como cristales fotónicos de fibonacci son un tipo de cuasicristales que hacen parte de superredes intermedias entre estructuras periódicas y desordenadas ha acaparado la atención de toda la comunidad científica dedicada al estudio de la óptica y electrónica, pues, este tipo de cristales son de fácil fabricación, diseño y compatibilidad con la tecnología actual, lo que los hace ser más útil y productivos para la fabricación de aparatos electrónicos [29]. Una característica importante de este tipo de cristales cuasiperiódicos es la eficiencia en localizar las ondas electromagnéticas en las dependencias espectrales de las multicapas fractales debido a las fuertes resonancias que presentan. La secuencia de Fibonacci en el campo de la fotónica es una sucesión utilizada para organizar las capas de los materiales que forman un cristal fotónico. La primera secuencia de Fibonacci se realizó en estudios de transporte de electrones por R. Merlin, K. Bajema et al. [30]. Actualmente, F.Segovia-Chaves y H.Vinck-Posada, trabajan en cristales fotónicos unidimensionales con una secuencia de Fibonacci compuesta de materiales polímeros [31].

En este trabajo de grado se solucionaran las ecuaciones de Maxwell mediante el método de la matriz de transferencia en un cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico, cuyas capas se encuentran alternadas por una secuencia de Fibonacci. Consideramos la posibilidad de sintonizar el espectro de transmitancia en la estructura anteriormente mencionada mediante un agente externo como es la presión hidrostática. El documento se encuentra distribuido de la siguiente manera: en el capítulo 2 presentamos los fundamentos teóricos necesarios para el desarrollo de este trabajo de grado. En el capítulo 3 se presenta los resultados del modelo teórico propuesto. Por último, en el capítulo 4 se presentan las conclusiones y recomendaciones de este documento.

1.1. Objetivos

1.1.1. Objetivo General

Determinar el comportamiento de la radiación electromagnética con incidencia oblicua usando el método de la matriz de transferencia (MMT) para los campos de polarización TE (transversal eléctrica) y TM (transversal magnética) en un cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico.

1.1.2. Objetivos Específicos

- Calcular la secuencia de Fibonacci para la estructura aperiódica objeto de estudio.
- Hallar el espectro de transmitancia del CF-1D mediante el método de la matriz de transferencia.
- Analizar la posición de la Brecha de Banda Fotónica (BBF) al variar parámetros como la presión hidrostática, el ángulo de incidencia, la secuencia de Fibonacci y el espesor de las capas de los materiales.

2. Marco teórico

2.1. Cristales Fotónicos

Un cristal fotónico es una estructura nanométrica, que guarda una periodicidad espacial en la constante dieléctrica [32]. Desde 1987, Yablonovitch y Sajeev John habían abordado conceptos sobre cristales fotónicos, Yablonovitch demostró la emisión espontánea inhibida de un átomo, por su parte, Sajeev John se dedicó a localizar fotones en redes dieléctricas con tamaño nanométricos [6,7]. Sin embargo, mucho antes Lord Rayleigh se encargó de estudiar el comportamiento de la luz al reflejarse en la interface de dos medios con distinta constante dieléctrica [4,5]. Es usual asemejar los CFs con los cristales semiconductores, desde la física del estado sólido un cristal es un arreglo periódico de átomos, iones y/o moléculas. Una de las propiedades más sobresalientes es su potencial periódico que permite la propagación de partículas, de modo que, las conducciones del cristal dependen de la geometría de la red cristalina[33]. Si nos restringimos al caso de un semiconductor los electrones que se mueven a través de los cristales experimentan un potencial que varía periódicamente en el espacio provocando una modulación de las ondas electrónicas y finalmente ocasiona una estructura de banda electrónica. Similarmente, cuando las ondas electromagnéticas viajan a través de un cristal dieléctrico se genera una constante dieléctrica modulada espacialmente lo que conlleva a una estructura de banda fotónica [34].

La modulación periódica de la constante dieléctrica en una, dos o tres direcciones resulta ser el origen de los cristales fotónicos unidimensionales (CF-1D), bidimensionales (CF-2D) y tridimensionales (CF-3D), figura (2-1) [35].

La fabricación de cristales fotónicos en materiales conductores, semiconductores y dieléctricos de dimensión nanométrica, ha despertado mayor interés para aplicaciones ópticas, como fibras de CFs, filtros ópticos, láseres de puntos cuánticos de CFs, fuentes de luz blanca, moduladores y fotodetectores, por otra parte, utilidades tecnológicas y de telecomunicaciones se han convertido cada vez más apetecidas por su eficiencia y rendimiento, sin embargo,

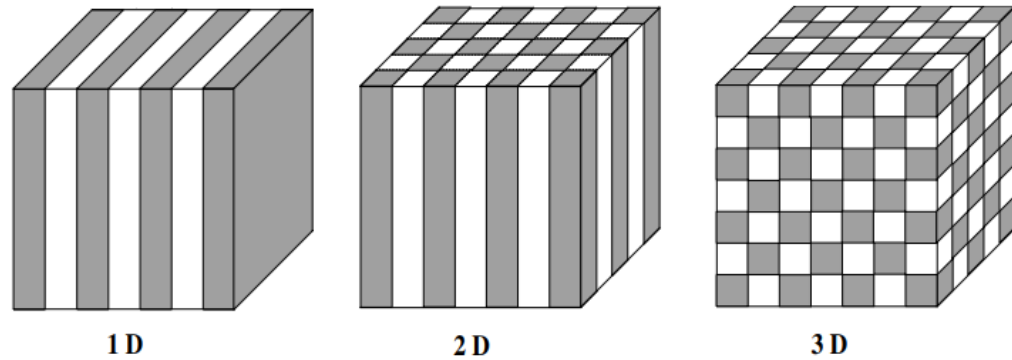


Figura 2-1: Representación esquemática de un CF-1D, CF-2D y CF-3D [35]

su elevado costo sigue siendo un factor perjudicial para una aplicación masiva[36]. Es por esto, que se hace necesario implementar nuevos materiales para las capas del cristal fotónico. En esta tesis se estudia un cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico compuesto por PS (Poliestireno) y el PMMA (Polimetacrilato de metilo) dos polímeros cuyas propiedades físicas y mecánicas son óptimas para aplicaciones en el campo de la fotónica.

2.2. Banda Fotónica Prohibida

La propagación de las ondas electromagnéticas en un CF presenta una superposición de ondas reflejadas y transmitidas, las cuales, tendrán ciertas longitudes en las que pueden propagarse a través del material en cualquier dirección por interferencia constructiva[37]; cuando la interferencia es destructiva para un cierto rango de frecuencias, o equivalentemente de longitudes de onda, la luz no puede propagarse en el dieléctrico, cualquiera que sea su polarización y dirección de propagación, a estas regiones se les denomina como Banda Fotónica Prohibida (BFP) [38]. La propagación de la luz a través de un cristal fotónico cuasiperiódico puede ser alterado por factores externos que dirigen el comportamiento dentro del mismo, como consecuencia de esto, las BFP presentes en un espectro de transmitancia pueden ser controlados por parámetros como: espesor de las capas del cristal, presión hidrostática, ángulo de incidencia y secuencia de Fibonacci. La variación de estas cantidades depende únicamente de las propiedades físicas del material de las capas que componen el cristal fotónico, cuyos resultados son simulados y obtenidos computacionalmente.

2.3. Ecuaciones de Maxwell

Mediante la majestuosa obra presentada en 1873 por James Clerk Maxwell se demostró la naturaleza eléctrica y magnética de un rayo de luz. Todos los fenómenos eléctricos, magnéticos, electromagnéticos y ópticos se subordinan a las leyes fundamentales del electromagnetismo expuestas a continuación [2]:

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{D}(\bar{r}, t) = \rho(\bar{r}, t) \quad (2-1)$$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{B}(\bar{r}, t) = 0 \quad (2-2)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{E}(\bar{r}, t) = -\frac{\partial \bar{B}(\bar{r}, t)}{\partial t} \quad (2-3)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{H}(\bar{r}, t) = \bar{J}(\bar{r}, t) + \frac{\partial \bar{D}(\bar{r}, t)}{\partial t} \quad (2-4)$$

Donde \bar{E} y \bar{H} son los campos macroscópicos eléctrico y magnético respectivamente, \bar{D} es el campo de desplazamiento eléctrico, \bar{B} es el campo de inducción magnética, ρ representa la densidad de carga y \bar{J} la densidad de corriente.

Estas ecuaciones son las encargadas de describir la propagación de la radiación en un medio, así mismo, estudia la interacción y el comportamiento de una onda electromagnética que incide sobre un cristal fotónico. La ausencia de cargas y corrientes libres $\rho = 0$ y $\bar{J} = 0$ en medios dieléctricos da como resultado [39]:

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{D}(\bar{r}, t) = 0 \quad (2-5)$$

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{B}(\bar{r}, t) = 0 \quad (2-6)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{E}(\bar{r}, t) = -\frac{\partial \bar{B}(\bar{r}, t)}{\partial t} \quad (2-7)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{H}(\bar{r}, t) = \frac{\partial \bar{D}(\bar{r}, t)}{\partial t} \quad (2-8)$$

Para solucionar las ecuaciones de onda derivadas de las ecuaciones de Maxwell, se necesitan las ecuaciones constitutivas que relacionen \bar{D} con \bar{E} y \bar{B} con \bar{H} , de modo que:

$$\bar{D}(\bar{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\bar{r}) \bar{E}(\bar{r}, t) \quad (2-9)$$

$$\bar{B}(\bar{r}, t) = \mu_0 \bar{H}(\bar{r}, t) \quad (2-10)$$

2.3.1. Condiciones de frontera

Las ecuaciones de Maxwell se pueden solucionar en medios continuos, es decir, que tanto ϵ y μ son continuos. En la electrónica óptica y las comunicaciones ópticas comúnmente las propiedades físicas determinadas por (ϵ y μ) pueden variar drásticamente de una superficie a otra. Sin embargo, a través de las interfaces dieléctricas existen relaciones de continuidad de algunos de los componentes de los vectores de campo en el límite dieléctrico. Estas condiciones de continuidad se pueden derivar directamente de las ecuaciones de Maxwell [40].

Teniendo en cuenta, una superficie límite que separa dos medios (1 y 2) con distinta permitividad dieléctrica y permeabilidad magnética. Se construye un cilindro delgado sobre una unidad de área de la superficie S figura (2-2) (a) y se aplica el teorema de divergencia de Gauss (2-11) para determinar las condiciones de contorno \bar{B} y \bar{D} con cargas y corrientes nulas:

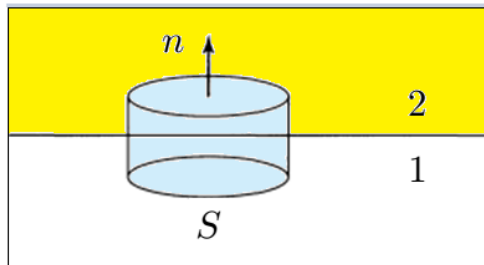


Figura 2-2: Límite entre el medio 1 y el medio 2.

\hat{n} es el vector unitario normal a la superficie dirigido desde el medio 1 al 2.

$$\iiint \nabla \cdot \mathbf{F} dV = \iint \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} \quad (2-11)$$

$$\hat{n} \cdot (\bar{B}_2 - \bar{B}_1) = 0 \quad (2-12)$$

$$\hat{n} \cdot (\bar{D}_2 - \bar{D}_1) = 0 \quad (2-13)$$

Para \bar{E} y \bar{H} se presenta un contorno rectangular C con dos lados paralelos a la superficie de discontinuidad, tal como se muestra en la figura (2-3). Ahora aplicamos el teorema de Stokes, esta integral de contorno que se aplica a los anchos del rectángulo se reduce, de manera que sus anchos tienden a cero y resultan las siguiente condiciones de frontera con cargas y corrientes nulas:

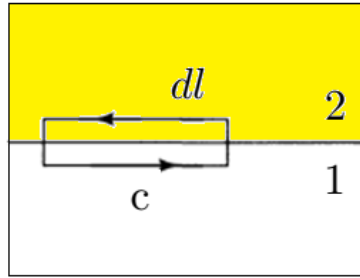


Figura 2-3: Interfaz entre los medios 1 y 2.

dl es un elemento diferencial a lo largo del contorno rectangular c .

$$\iint \nabla \times \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \int \mathbf{F} \cdot d\boldsymbol{\ell} \quad (2-14)$$

$$\hat{n} \times (\bar{E}_2 - \bar{E}_1) = 0 \quad (2-15)$$

$$\hat{n} \times (\bar{H}_2 - \bar{H}_1) = 0 \quad (2-16)$$

2.4. Método de la matriz de transferencia (MMT)

Analizando el comportamiento óptico de una única película delgada de caras planas y paralelas, para el caso de índice de refracción uniforme e isotrópico n_2 y grosor h , cubierto por un "recubrimiento" de índice n_1 y un "substrato" de índice n_3 que también se supone homogéneo

e isotrópico. Para el caso más sencillo, se considera al elemento base para formar una multicapa. De forma general, se desea conocer las amplitudes complejas (fases y módulos) de las ondas transmitida y reflejada por la película a partir de la amplitud conocida de una cierta onda incidente. De este modo, dicho proceso consiste en la implementación de las condiciones de frontera que deban cumplir ya sea los campos eléctricos \vec{E} y magnéticos \vec{H} .

Para ello, es de vital importancia estudiar los factores de reflexión y transmisión considerando al eje X en dirección perpendicular a la película e introduciéndose en el substrato, la función para el índice de refracción $n(x)$ se escribe así[41]:

$$n(x) = \begin{cases} n_1, & x < 0 \\ n_2, & 0 < x < h \\ n_3, & h < x \end{cases} \quad (2-17)$$

De otro modo, al considerar la elección para el plano de incidencia XZ, el vector de onda para una onda plana, para los tres medios, obtendrá las componentes siguientes:

$$\vec{k}_i \equiv [k_{ix}, 0, k_{iz}] = \frac{\omega}{c} n [\cos \theta_i, 0, \text{sen } \theta_i] \quad (2-18)$$

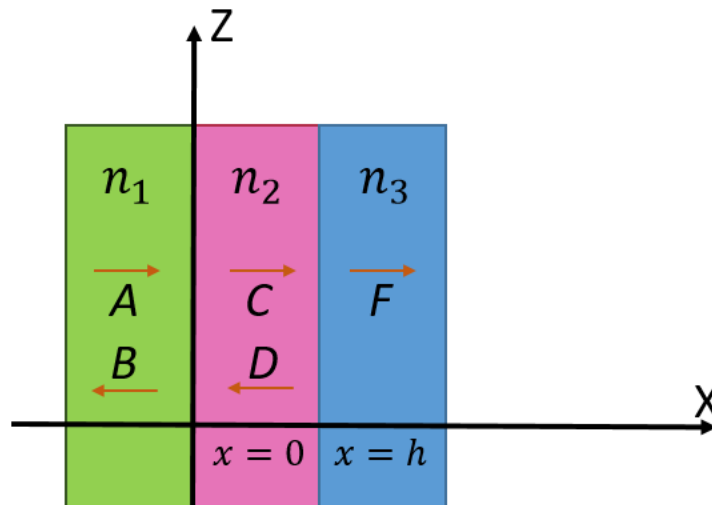


Figura 2-4: Elección del sistema de coordenadas en una película homogénea de caras de plano-paralelas.

Considerando el subíndice $i = 1, 2, 3$ el cual, nos indica el medio por el cual viaja la onda, θ_i será el ángulo que forma el vector k_i para el eje X . Así mismo, el campo eléctrico corresponderá a:

$$\vec{E}_i(x)e^{i(k_{iz}z-wt)} \quad (2-19)$$

La ecuación anterior refleja el hecho que el medio es homogéneo y en dirección Z ; de este modo, con la ley de Snell se deberá cumplir para cada frontera, considerando k_z con un mismo valor para los tres medios.

Considerando ahora el caso de onda plana incidente en la dirección del eje X con polarización perpendicular al plano incidente, con transversal eléctrica TE , el campo eléctrico y sus componentes serán:

$$\vec{E}_i^{TE}(x) \equiv [0, E_{iy}(x), 0] \quad (2-20)$$

De este modo, utilizamos la notación de transversalidad eléctrica TE . En este caso, la onda incidente da lugar a una serie de ondas reflejadas y transmitidas; des esta forma se puede dejar a un lado el factor común e^{-iwt} , de tal forma que se pueden reescribir las ecuaciones de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} E_{1y}(x) &= Ae^{ik_{1x}x} + Be^{-ik_{1x}x}, & x < 0 \\ E_{2y}(x) &= Ce^{ik_{2x}x} + De^{-ik_{2x}x}, & 0 < x < h \\ E_{3y}(x) &= Fe^{ik_{3x}(x-h)}, & h < x \end{aligned} \quad (2-21)$$

Seguidamente a lo anterior, expresamos que tanto A, B, C, D, F son las amplitudes complejas de las ondas resultantes en dirección del eje X . Para estos casos, cada onda puede ser considerada como el resultado de la interferencia de múltiples ondas reflejadas o transmitidas en las dos fronteras. Se considerará que la amplitud de la onda incidente es A , la onda reflejada por la película es B y la transmitida es F .

Para el campo magnético, este estará determinado por:

$$\vec{H} = -\frac{i}{\omega\mu\mu_0}\nabla \times \vec{E} = -\frac{i}{\omega\mu\mu_0}\left[0, 0, \frac{\partial E_y}{\partial x}\right] \quad (2-22)$$

Aplicando las condiciones en la frontera para ambas caras de la película para la componente tangencial de H_z ; de esta forma se escribirá así:

$$\begin{aligned} H_{1z}(x) &= \frac{k_{1x}}{\omega\mu\mu_0} (Ae^{ik_{1x}x} - Be^{-ik_{1x}x}), & x < 0 \\ H_{2z}(x) &= \frac{k_{2x}}{\omega\mu\mu_0} (Ce^{ik_{2x}x} - De^{-ik_{2x}x}), & 0 < x < h \\ H_{3z}(x) &= \frac{k_{3x}}{\omega\mu\mu_0} Fe^{ik_{3x}(x-h)}, & h < x \end{aligned} \quad (2-23)$$

Si consideramos las condiciones de continuidad E_y y H_z para las fronteras $x = 0$ y $x = h$, para un caso ordinario done $\mu_1 = \mu_2 = 1$, podemos obtener relaciones siguientes:

$$\begin{aligned} A + B &= C + D \\ k_{1x}(A - B) &= k_{2x}(C - D) \\ Ce^{ik_2h} + De^{-ik_2h} &= F \\ k_{2x}(Ce^{ik_2h} - De^{-ik_2h}) &= k_{3x}F \end{aligned} \quad (2-24)$$

2.4.1. Formula matricial: matriz dinámica

Para la implementación de la formula matricial, se debe considerar que esta se aplica cuando el número de capas para una película isotrópica es demasiado grande. Considerando este método como algo útil para los casos cuando la parte de la estructura sea de carácter periódico.

De este modo, la introducción del método matricial debe considerar una unica frontera que separe los dieléctricos con índices de refracción n_1 y n_2 . Así mismo, el campo eléctrico tendrá la forma [42]:

$$E(x, z, t) = E(x)e^{i(k_z z - \omega t)} \quad (2-25)$$

Consideramos la expresión valida siempre y cuando el campo eléctrico sea perpendicular al plano incidente, $\vec{E} \parallel Y$ (Polarización TE), como si estuviera contenida en él, $\vec{H} \parallel Y$ (Polarización TM). La siguiente figura nos representara mediante el subíndice i todas las ondas

que viajan en dirección negativa del eje (-X), para el subíndice d representara las ondas que viajan en dirección positiva(+X). Las magnitudes A y B se indicarán a continuación.

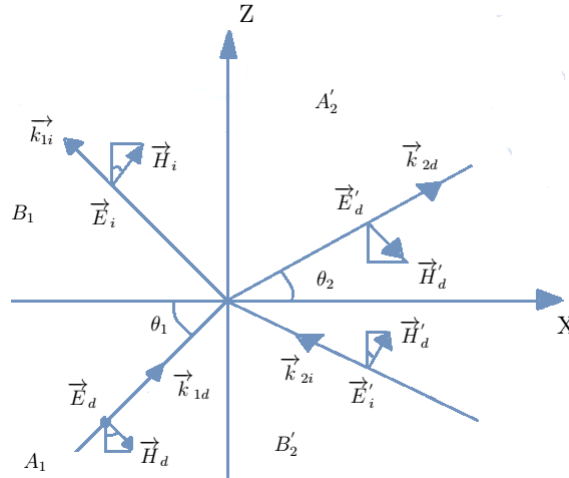


Figura 2-5: Campo electromagnético en frontera para dos medios. Polarización de carácter transversal eléctrica.

El **MMT** es un procedimiento matemático ideal para el estudio de propagación de ondas electromagnéticas en sistemas unidimensionales (1D). Con este método se reduce el problema de las fronteras a un simple producto de matrices que hacen posible encontrar las amplitudes de transmisión y reflexión por medio de funciones de onda conocidas. Teniendo en cuenta lo anteriormente mencionado en cada una de las capas tenemos una matriz característica dada por:

$$M_j = \mathcal{D}_j \mathfrak{P}_j \mathcal{D}_j^{-1} \quad (2-26)$$

Donde:

\mathcal{D}_j = Representa la matriz dinámica \mathfrak{P}_j = Representa la matriz de propagación \mathcal{D}_j^{-1} = Representa la matriz inversa de \mathcal{D}_j

De este modo, la matriz dinámica para las componentes transversales de los campos eléctrico y magnético son respectivamente:

$$\mathfrak{D}_j^{TE} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \sqrt{\epsilon_j} \cos \theta_j & -\sqrt{\epsilon_j} \cos \theta_j \end{pmatrix} \quad (2-27)$$

$$\mathfrak{D}_j^{TM} = \begin{pmatrix} \cos \theta_j & \cos \theta_j \\ \sqrt{\epsilon_j} & -\sqrt{\epsilon_j} \end{pmatrix} \quad (2-28)$$

La matriz de propagacion se define como:

$$\mathfrak{P}_j = \begin{pmatrix} e^{i\varphi_j} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_j} \end{pmatrix} \quad (2-29)$$

La fase está dada por:

$$\left(\varphi_j = \frac{2\pi f d_j \cos(\theta)}{c} \sqrt{\epsilon_j} \right) \quad (2-30)$$

Donde, (c) y (f) son la velocidad y frecuencia de la luz, respectivamente. Para una estructura periódica rodeada de aire, la matriz de transferencia total es:

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \mathfrak{D}_a^{-1} \prod_{j=1}^N M_j \mathfrak{D}_0 \quad (2-31)$$

Para este caso, \mathfrak{D}_0 será la matriz dinámica del aire y N el número de capas de la estructura. El espectro de transmitancia T se calcula utilizando el elemento m_{11} de la ecuación (2-31). De este modo la transmitancia sería igual a:

$$T = \left| \frac{1}{m_{11}} \right|^2 \quad (2-32)$$

2.5. Cuasicristal fotónico

Recogiéndonos en la definición de la Unión Internacional de Cristalografía (UIC) donde definen al “cristal” como aplicable a “sólidos de cualquier tipo que tengan diagrama de difracción discreto”. De este modo, estos cristales pueden ser definidos en: cristales periódicos y cristales aperiódicos (no periódicos), donde la periodicidad microscópica es vista como una condición suficiente, pero no tan necesaria, para determinar la existencia de un estado cristalino [43]. Continuando a lo anterior, un cristal se considera periódico cuando el número mínimo de vectores necesarios para generarlo, es igual a la dimensionalidad del cristal; para el caso en mención, el diagrama de difracción hace referencia a la red recíproca del cristal. Los cuasicristales son estructuras perfectamente ordenadas, deterministas y no presentan ninguna simetría translacional. También, como dato histórico, los cuasicristales de estado sólido fueron descubiertos por Shechtman en 1994; donde sus características eléctricas, además de las propiedades mecánicas y térmicas, resultaron ser muy diferentes a las propiedades de los cristales tradicionales. A medida que se fue avanzando e introduciendo en el estudio de los cristales fotónicos, se realizaron investigaciones con estructuras electromagnéticas (EM) cuasiperiódicas y demostraron variaciones en sus propiedades específicas. De este modo, se considera que los cuasicristales pueden exhibir una simetría rotacional de orden superior donde se esperaba que estructuras como éstas, se acercaran a la isotropía absoluta de las celdas de Bravais[44-47].

Un cuasicristal fotónico puede presentar características corpusculares con defectos y tamaños finitos; esta estructura va más allá de la periodicidad cristalina, se posee en un estado de orden y aleatoriedad. El cuasicristal fotónico unidimensional es la expresión más sencilla de una clase de cuasicristal ocasionado por una regla de recurrencia cuasiperiódica que se designa como estructura determinista aperiódica [48]. Este tipo de cristales se caracterizan por su densidad de estados; donde los primeros estudios fueron dirigidos y realizados para los cuasicristales fotónicos unidimensionales que constan de estructuras multicapa; además, estas estructuras con orden de largo alcance sin presentar periodicidad poseen propiedades ópticas realmente interesantes como la densidad fractal de los estados fotónicos [49]. De este modo, las conclusiones a la cual han llegado algunos autores se recoge en que los espectros de transmisión de una estructura multicapa de Fibonacci generalizada exhiben un comportamiento fractal[50].

Por consiguiente, otros conceptos utilizados yacen en que las bandas de transmisión, consisten en varios picos de transmisión densos, los cuales, se encuentran distribuidos a escalas de longitudes de onda donde se encuentran separados por picos de reflexión estrechos. Segui-

damente a lo anterior, mediante la estructura multicapa de Fibonacci se pueden presentar bandas de parada, las cuales dependen en gran medida de la secuencia exacta de las capas. Por consecuencia, las simulaciones EM proporcionaron información referente a la propagación de la luz de carácter perpendicular a las multicapas, pero poca información con respecto a la densidad total de estados radiactivos de la estructura [51-53].

La secuencia de Fibonacci en el campo de la fotónica es una sucesión utilizada para organizar las capas de los materiales que forman un CF. Esta secuencia está dada por [31]:

$$S_n = S_{(n-1)}S_{(n-2)}; \quad \text{para } (n \geq 2) \quad (2-33)$$

Siendo, $S_0 = B$ y $S_1 = A$

En la Tabla (2-1) mediante la ecuación (2-33) se presentan las siguientes secuencias de Fibonacci:

Tabla 2-1: Secuencias de Fibonacci.

n	S_n	Secuencia de Fibonacci	Capas
2	$S_2 = S_{(2-1)}S_{(2-2)}$	S_1S_0	AB
3	$S_3 = S_{(3-1)}S_{(3-2)}$	S_2S_1	ABA
4	$S_4 = S_{(4-1)}S_{(4-2)}$	S_3S_2	$ABAAB$
5	$S_5 = S_{(5-1)}S_{(5-2)}$	S_4S_3	$ABAABABA$
6	$S_6 = S_{(6-1)}S_{(6-2)}$	S_5S_4	$ABAABABAABAAB$

La figura (2-6) presenta un ejemplo experimental de un cuasicristal de Fibonacci, la figura (a) muestra un patrón de rejilla de relieve de superficie lineal unidimensional (1D) cuando la película de azopolímero se expone a un patrón de interferencia de luz de acoplamiento de dos haces. Ahora, se considera que la estructura de rejilla lineal 1D podría transformarse en un patrón de rejilla tetragonal de tipo cúbico como se muestra en la figura (b), finalmente, la figura (c) muestra el patrón de rejilla hexagonal con un giro de 90 deg, la ruta de fabricación de la rejilla de relieve superficial cuasicristalino de azopolímero es mediante el proceso de litografía de interferencia de luz de acoplamiento de dos haces. Se obtiene que el efecto de la secuencia de rotación en los patrones de rejilla influye en las estructuras superficiales de las películas de azopolímero [54].

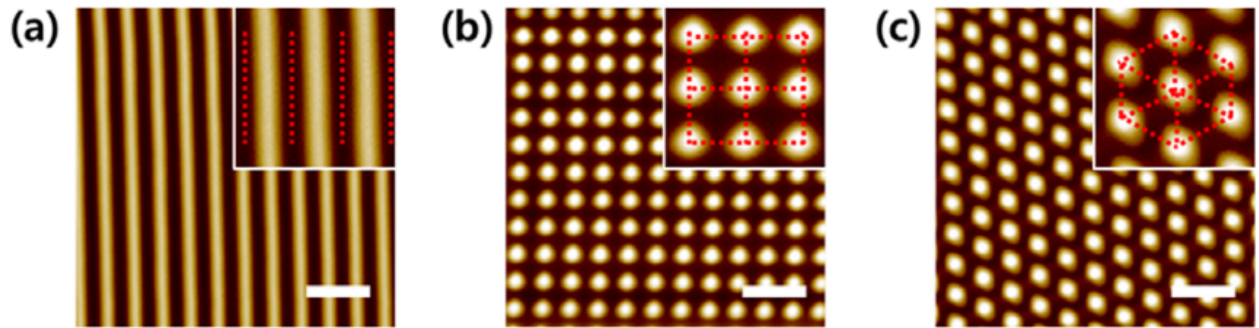


Figura 2-6: Cuasicristal de Fibonacci experimental [54].

3. Resultados

Nuestra estructura objeto de estudio se compone por capas de polímeros, donde la capa A representa al poliestireno (PS), un termoplástico con peso molecular elevado perteneciente al grupo de polímeros aromáticos, elaborado a partir del monómero estireno. El PS posee propiedades mecánicas y de aislamiento y se caracteriza por su peso ligero, facilidad de fabricación, versatilidad, eficiencia térmica, durabilidad y resistencia [55]. Debido a su capacidad para formar nanofibras en nanocompuestos de alto rendimiento, se han hallado aplicaciones para blindaje de interferencia electromagnética, membranas, sensores, entre otros. Combinar el PS con otro tipo de nanopartículas ha originado efectos en la estabilidad térmica y la permeabilidad como consecuencia se presentan aplicaciones como recuperación de iones metálicos, absorción de radiación, filtración, etc. [56-59]. La capa B representa al polimetacrilato de metilo (PMMA), un polímero sintético transparente compuesto por monómeros de metacrilato de metilo (MMA), tiene interesantes propiedades ópticas, mecánicas y dieléctricas debido a sus características de rigidez, peso ligero, apariencia transparente, temperatura de fusión, coeficiente de expansión térmica bajo costo en su fabricación, resistencia a la intemperie, lo que conlleva a útiles aplicaciones en la fabricación de chips, neumáticos, iluminación, sensores, industria aeroespacial, separación analítica, dispositivos conductores, la biomédica, etc. Este polímero combinado con otros nanocompuestos ha provocado gran interés académico investigativo e industrial, pues mejora significativamente su rendimiento, adquiriendo propiedades de electricidad, blindaje, calor, entre otras, sin afectar sus propiedades ópticas [60-62]. Los materiales polímeros anteriormente mencionados se encuentran alternados cuasiperiódicamente por una Secuencia de Fibonacci. La constante dieléctrica de los polímeros ubicada a lo largo del eje z (eje principal), va en función de la presión hidrostática aplicada perpendicular al eje z y se encuentra definida por:

$$\epsilon(P) = \epsilon_0 - \frac{\epsilon_0^2}{2} \left(\frac{p_{11}}{Y}(\nu + 1)P + \frac{p_{12}}{Y}(3\nu + 1)P \right) \quad (3-1)$$

Donde ϵ_0 representa la constante dieléctrica sin presión, p_{11} y p_{12} son las componentes del

tensor de Pockels diferentes de cero, Y es el módulo de Young y ν es la relación de Poisson. En la Tabla (3-1) se exponen los valores usados para el cálculo de las constantes dieléctricas de los polímeros [63,64].

Tabla 3-1: Valores elasto-ópticos para el calculo de la constante dieléctrica de los polímeros [63,64].

Material	Y(GPa)	ν	p_{11} y p_{12}	Índice de refracción del medio en el rango THz
PMMA	3.0303	0.37	0.300 y 0.297	1.484
PS	3.3000	0.35	0.320 y 0.310	1.578

Los materiales polímeros que componen las capas del cuasicristal fotónico unidimensional rodeado de aire obedecen la relación recursiva mencionada en la ecuación (2-33). La estructura presentada en la figura (3-1) es un cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico correspondiente a la secuencia de Fibonacci S_6 con un patrón homogéneo en el plano xy . Donde dA y dB representan los espesores de la capa A y B respectivamente.

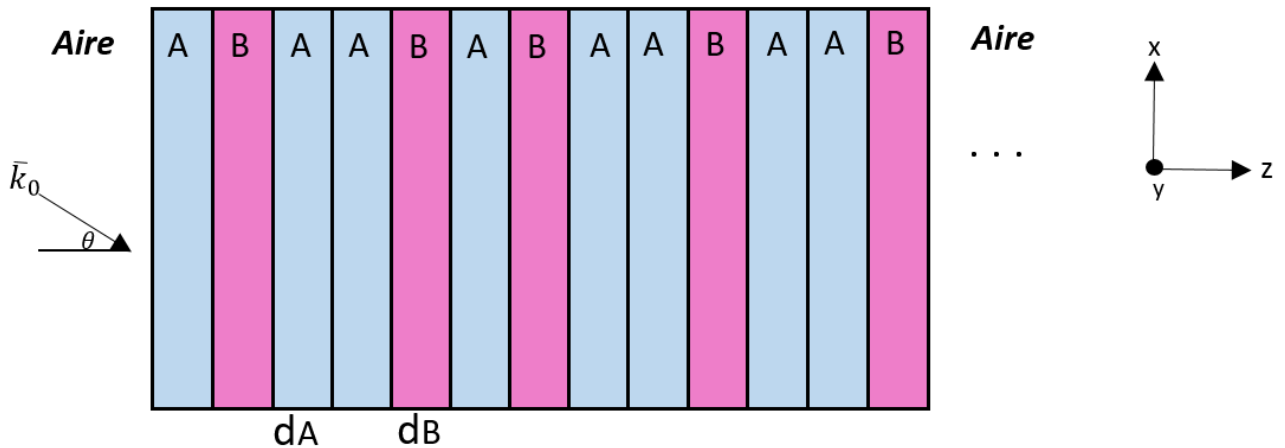


Figura 3-1: Cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico con una secuencia de Fibonacci S_6

3.1. Efecto de la Secuencia de Fibonacci

Las figuras (3-2) y (3-3) presenta los espectros de transmitancia con ángulo de incidencia normal. Para las simulaciones se utilizan espesores de capas iguales ($dA = dB = 1000nm$) y una presión hidrostática que varía de (0 a 200) MPa. Observamos rangos de frecuencia en que la transmitancia es cero, lo que da lugar a la existencia de bandas fotónicas prohibidas. Así se demuestra la BFP presente en el espectro de transmitancia de la secuencia S_6 localizada entre los 69 y 72 THz figura (3-2), adicionalmente, para la secuencia S_9 figura (3-3) se tiene la presencia de 5 band gaps entre los (65 y 66) THz, (67 y 68) THz, (69 y 70) THz, (71 y 72) THz, (73 y 74) THz respectivamente; poniendo en evidencia que el aumento en la secuencia de Fibonacci favorece la aparición de BFP en los espectros de transmitancia.

Para las siguientes gráficas, figura (3-4) se observan los efectos de la presión hidrostática, para ello, se utilizan grosores de capas iguales ($dA = dB = 1000nm$) con incidencia normal. Para el ítem (a) se presenta el espectro de transmitancia con una presión de ($P = 100MPa$, línea negra) y una ($P = 200MPa$, línea roja) con una secuencia de Fibonacci S_6 , se observa un corrimiento del band gaps hacia frecuencias altas al incrementar el valor de la presión de (100 a 200) MPa, de la misma manera ocurre para la secuencia de Fibonacci S_9 (panel (b)), pues aumentar la presión hidrostática aplicada, el índice de refracción disminuye lo que conduce un desplazamiento de la BFP a frecuencias de mayor valor, este comportamiento se hace notorio también en las graficas (3-2) y (3-3).

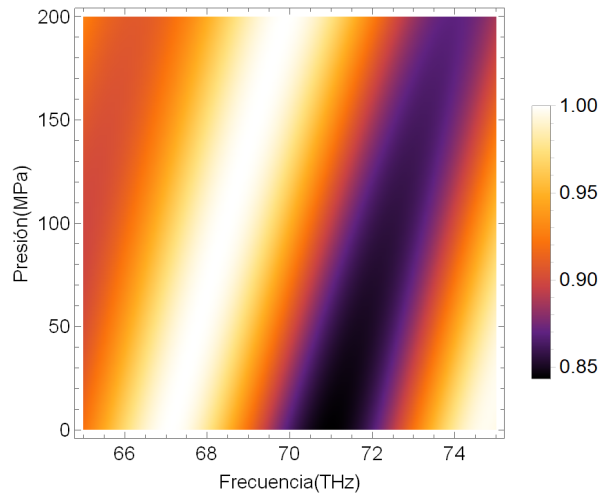


Figura 3-2: Espectro de transmitancia para la secuencia de Fibonacci S_6

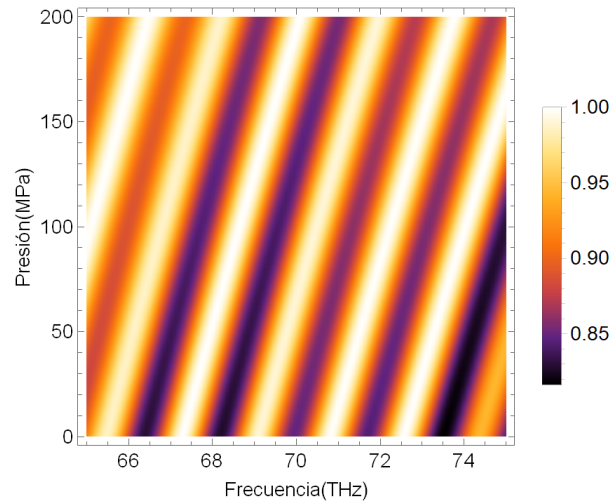


Figura 3-3: Espectro de transmitancia para la secuencia de Fibonacci S_9

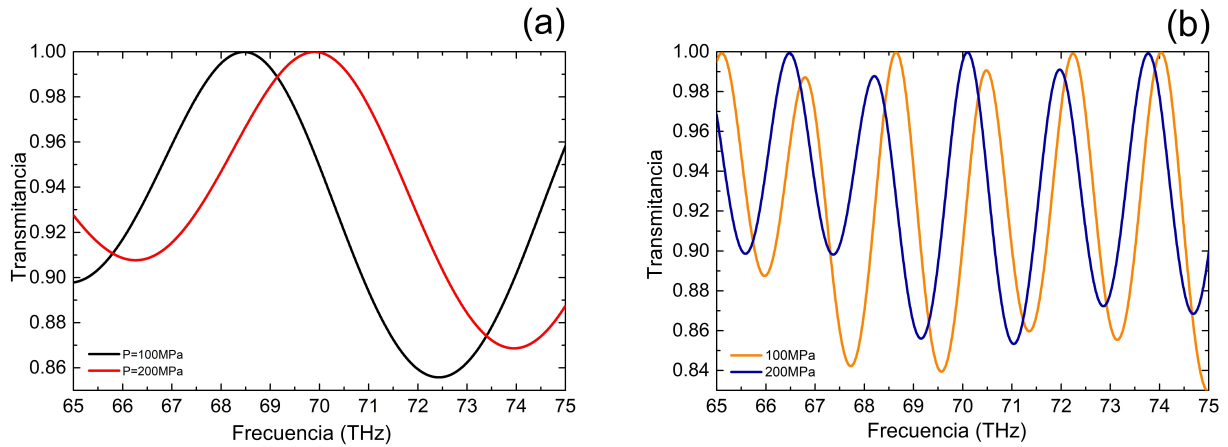


Figura 3-4: Espectro de transmitancia para la secuencia de Fibonacci S_6 variando la presión hidrostática.

3.2. Efecto del espesor de la capa A y B

En la figura (3-5) se presentan los efectos de variar el espesor de las capas del CF; para los resultados numéricos se considera una secuencia de Fibonacci S_6 con incidencia normal y una presión fija de $P=100\text{MPa}$. Para las simulaciones indicadas en el panel (a) el espesor de la capa B se mantiene fijo ($d_B=1000\text{nm}$), y el grosor de la capa A se incrementa a 3000, 6000 y 9000 nm. Entre los 71 y 74 THz se evidencia la presencia de una BFP con un valor

en la transmitancia de aproximadamente 0.75 (línea azul). Al incrementar el grosor de la capa A ($d_A=6000$ nm) se evidencia el nacimiento de nuevos band gaps en el espectro de transmitancia, este comportamiento se sigue manteniendo al aumentar el grosor a 9000 nm (línea verde), observándose a su vez un corrimiento de estos hacia frecuencias cortas al ser incrementado el valor de d_A . Similarmente, ocurre para la figura (b) al mantener fijo el valor de ($d_A=1000$ nm) e incrementar el grosor de la capa B a 3000, 6000 y 9000 nm, se puede evidenciar un aumento en el número de BFP al incrementar el grosor de la capa B, así como un corrimiento de estos gaps a frecuencias bajas cuando se aumenta la magnitud de la capa.

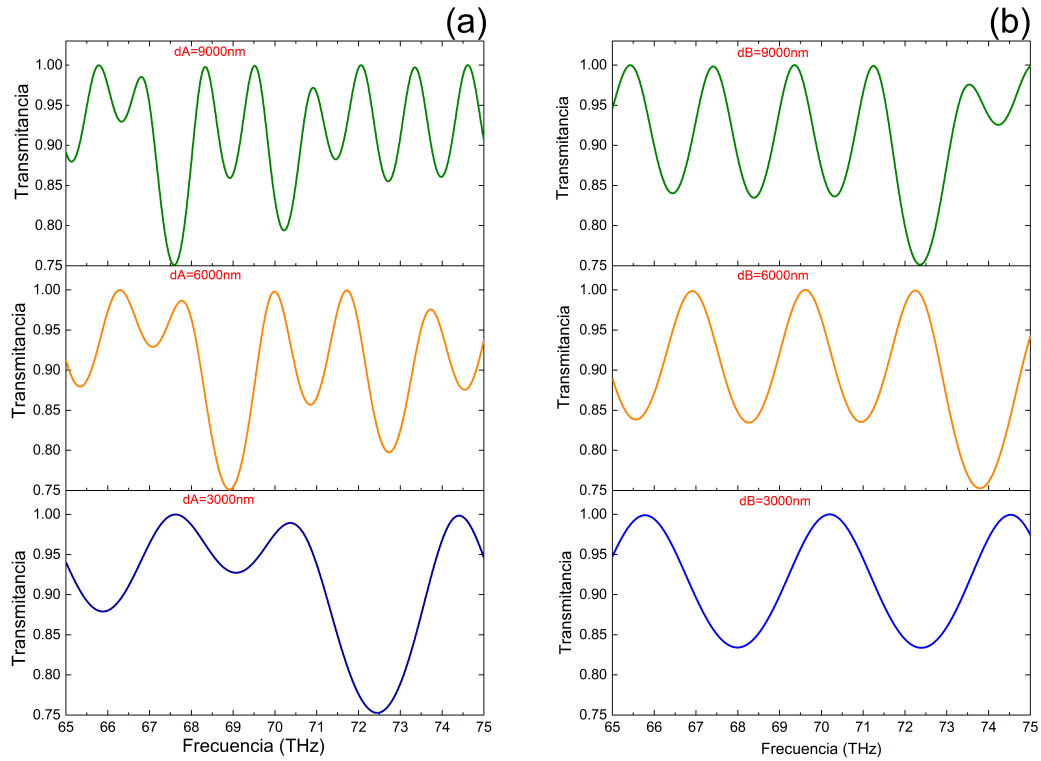


Figura 3-5: Espectro de transmitancia para la secuencia de Fibonacci S_6 variando espesor de la capa A y B

3.3. Efecto del ángulo de incidencia

Para la figura (3-6) nos restringimos únicamente para el campo de polarización TE y una secuencia de Fibonacci S_9 , para las simulaciones se usaron espesores de capa fijos ($dA = dB = 1000nm$) y una presión hidrostática fija de ($P = 100MPa$), se observa un corrimiento de los gaps a frecuencias altas al aumentar el ángulo de incidencia de $\theta = 60^\circ$ (línea azul) y $\theta = 70^\circ$ (línea café). Para el espectro con ángulo de incidencia de $\theta = 70^\circ$ (línea café) observa la presencia de dos BFP entre los (66 y 68) THz y (69 y 71) THz con un valor en la transmitancia de aproximadamente 0.12 y 0.13, respectivamente.

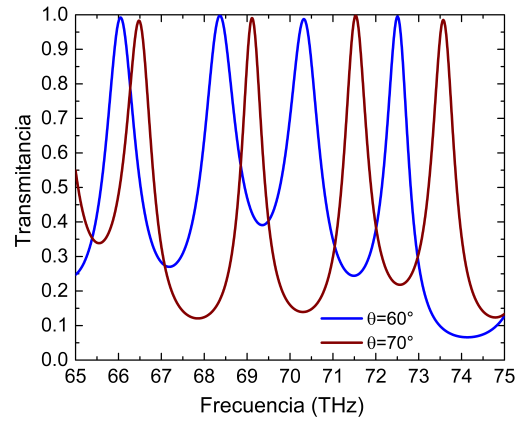


Figura 3-6: Espectro de transmitancia para la secuencia de Fibonacci S_9 variando ángulo de incidencia

4. Conclusiones y recomendaciones

Mediante el método de la matriz de transferencia se resolvieron las ecuaciones de Maxwell y se determinó el comportamiento de la radiación electromagnética con incidencia oblicua restringiéndonos al caso de polarización TE (transversal eléctrica), se encontró un corrimiento de la Banda fotónica prohibida hacia frecuencias altas al aumentar el ángulo de la onda incidente.

Al calcular la secuencia de Fibonacci para el cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico se encontró que el incremento en la secuencia de Fibonacci favorece la aparición de band gaps en el espectro de transmitancia.

Cuando se aumenta el espesor de las capas de los materiales, se demuestra un incremento en el número de BFP en el espectro de transmitancia y un desplazamiento de estas hacia frecuencias cortas.

Se recomienda profundizar el análisis físico y matemático del flujo de energía en un cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico, e incluir más parámetros para el control de las bandas fotónicas prohibidas, con el fin de encontrar diversas aplicaciones teóricas, ópticas y tecnológicas. Se propone en trabajos futuros incluir materiales superconductores los cuales, se caracterizan por tener menores efectos disipativos.

Con el presente trabajo de grado extendimos los resultados a una serie de Octonacci la cual, se caracteriza por una relación de recurrencia dada por: $O_n = O_{n-1}O_{n-2}O_{n-1}$ para $(n \geq 3)$, al considerar esta estructura cuasiperiódica en colaboración con el Dr. Trabelsi, se publicó parte de nuestros resultados en la revista internacional Optik, 2021, 167463, Behavior of the cutoff frequency in a one-dimensional photonic quasicrystal with an Octonacci sequence. Adicionalmente, los resultados de este trabajo de grado fueron presentados en dos eventos científicos:

1) Participación y presentación de los resultados en una ponencia oral en el XVI Encuentro Internacional de Matemáticas EIMAT.

Lugar: Universidad del Atlántico.

Fecha: 17 al 20 de noviembre de 2020.

Título de la ponencia: Flujo de energía en un cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico.

Autor: F.A. Segovia-Chaves & Valentina Avilés León

2) Participación y presentación de los resultados en una ponencia modalidad mural en el XXVIII Congreso Nacional de Física.

Lugar: Centro de Convenciones de la ciudad de Armenia - Universidad del Quindío.

Fecha: 9 al 12 de septiembre de 2019.

Título de la ponencia: Espectro de transmitancia en un cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico.

Autor: F.A. Segovia-Chaves & Valentina Avilés León

A. Participaciones y Eventos



Universidad del Atlántico
Barranquilla y Puerto Colombia - Colombia
La Universidad del Atlántico a través de la Facultad de Ciencias
Básicas y el Programa de Matemáticas



Otorga el presente certificado a:

Valentina Aviles Leon & Francis Armando Segovia Chaves

Por su valiosa participación como **Ponentes** con la conferencia:

Flujo de energía en un Cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico

*Celebrada en el marco de las XVI conferencias del Encuentro Internacional de Matemáticas (EIMAT) 17, 18, 19
y 20 de noviembre de 2020, Universidad Atlántico, Barranquilla, Colombia.*

Jorge Rodríguez

Dr. Jorge Rodríguez Contreras
Coord. Dpto. Matemáticas

XXVIII CONGRESO NACIONAL DE FÍSICA

La Física Embebida en la Tabla Periódica

CERTIFICA QUE

Valentina Áviles-León, F. Segovia

participaron en la modalidad mural con el trabajo “**Espectro de transmitancia en un cristal fotónico unidimensional cuasiperiódico**” en el XXVIII Congreso Nacional de Física llevado a cabo en el Centro de Convenciones de la ciudad de Armenia, durante los días comprendidos entre el 9 y el 12 de septiembre de 2019.



HERNANDO ARIZA CALDERÓN
Director XXVIII
Congreso Nacional de Física





Original research article

Behavior of the cutoff frequency in a one-dimensional photonic quasicrystal with an Octonacci sequence

Francis Segovia-Chaves ^{a,*}, Y. Trabelsi ^{b,c}, Valentina Avilés León ^a

^a Grupo de Física Teórica, Programa de Física, Universidad Surcolombiana, AA 385 Neiva, Colombia

^b College of Arts and Sciences in Muhail Asir, Physics Department, King Khalid University, Abha, Saudi Arabia

^c University of Tunis El Manar, National Engineering School of Tunis, Photovoltaic and Semiconductor Materials Laboratory, 1002, Tunis, Tunisia

ARTICLE INFO

Keywords:

Quasicrystal
Transmittance spectrum
Octonacci sequence
Cutoff frequency

ABSTRACT

In this work, we theoretically calculate the transmittance spectra for a one-dimensional photonic quasicrystal composed of a high-temperature superconductor and a semiconductor. The materials are organized based on the Octonacci sequence; in addition, we consider the dependence of dielectric constants and layer thicknesses on the applied pressure. When the temperature increases, the transmittance spectra shift toward shorter frequencies, coupled with a decrease in the cutoff frequency at different Octonacci sequence values. When the pressure increases, the layer thicknesses of the materials decrease, bringing about a shift toward higher transmittance spectra and cutoff frequencies. We also noticed that an increase in the layer thickness results in the maximization and emergence of new photonic band gaps.

1. Introduction

Photonic crystals (PC) are heterostructures characterized by periodic modulations of dielectric constants, whose space periodicity facilitates the classification of PCs into one-dimensional (1D-PC), two-dimensional (2D-PC), and three-dimensional (3D-PC) [1]. Based on this periodicity, PCs develop forbidden frequency regions known as photonic band gaps (PBG), wherein light modes cannot propagate if their frequency matches the PBG [2,3]. Nevertheless, when there is no translational symmetry of heterostructures, quasicrystals may be obtained through a deterministic procedure, thus reflecting a long-range order [4,5]. PCs as quasicrystals are feasible, especially when the dielectric constants of their constituent materials are organized in a quasi-periodical manner based on a mathematical substitution rule [6,7]. In this context, [8] is one of the first works to study a 1D photonic quasicrystal composed of dielectric layers arranged in a Fibonacci sequence. Thue–Morse [9,10], Dodecannaci [11,12], and Rudin Shapiro [13,14], among others, are other types of sequences of photonic quasicrystals that have generated interest. In the present study, our aim is to assess the optical response from a 1D photonic quasicrystal whose materials have been arranged based on the Octonacci sequence [15]. External mechanisms, such as temperature and hydrostatic pressure, will be included to analyze the optical responses from quasicrystals based on the mechanisms for specific Octonacci sequence values. This document is structured as follows: Section 2 provides a description of the Octonacci sequence and the most significant relationships used by the transfer matrix method (TMM). Section 3 denotes the transmittance spectra at different temperature and pressure values. Finally, conclusions are discussed in Section 4.

* Corresponding author.

E-mail address: francis.segoviac@gmail.com (F. Segovia-Chaves).

¹ All the authors have contributed intellectually to this article.

<https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2021.167463>

Received 13 May 2021; Accepted 14 June 2021

Available online 18 June 2021

0030-4026/© 2021 Elsevier GmbH. All rights reserved.

Bibliografía

- [1] Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., & Meade, R. D. (2011). Photonic crystals: molding the flow of light. Princeton university press.
- [2] Maxwell, J. C. (1996). A dynamical theory of the electromagnetic field. Wipf and Stock Publishers.
- [3] Johnson, S. G., & Joannopoulos, J. D. (2001). Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. *Optics express*, 8(3), 173-190.
- [4] Danner, A. J. (2002). An introduction to the plane wave expansion method for calculating photonic crystal band diagrams. University of Illinois.
- [5] Li, Z. Y., & Lin, L. L. (2003). Photonic band structures solved by a plane-wave-based transfer-matrix method. *Physical Review E*, 67(4), 046607.
- [6] Shi, S., Chen, C., & Prather, D. W. (2004). Plane-wave expansion method for calculating band structure of photonic crystal slabs with perfectly matched layers. *JOSA A*, 21(9), 1769-1775.
- [7] Qiu, M. (2001). Analysis of guided modes in photonic crystal fibers using the finite-difference time-domain method. *Microwave and Optical Technology Letters*, 30(5), 327-330.
- [8] Bréchet, F., Marcou, J., Pagnoux, D., & Roy, P. J. O. F. T. (2000). Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method. *Optical Fiber Technology*, 6(2), 181-191.
- [9] Lin, L. L., Li, Z. Y., & Ho, K. M. (2003). Lattice symmetry applied in transfer-matrix methods for photonic crystals. *Journal of Applied Physics*, 94(2), 811-821.
- [10] Zhan, T., Shi, X., Dai, Y., Liu, X., & Zi, J. (2013). Transfer matrix method for optics in graphene layers. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 25(21), 215301.

-
- [11] Benisty, H., Berger, V., Gerard, J. M., Maystre, D., & Tchelnokov, A. (2008). Photonic crystals: Towards nanoscale photonic devices. Springer.
- [12] Yablonovitch, E. (2007). Photonic crystals: What's in a name?. *Optics and Photonics news*, 18(3), 12-13.
- [13] Rayleigh, L. (1887). XVII. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 24(147), 145-159.
- [14] Yablonovitch, E. (1987). Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical Review Letters*, 58(20), 2059.
- [15] John, S. (1987). Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, 58(23), 2486.
- [16] Segovia-Chaves, F., & Vinck-Posada, H. (2018). Tuning of transmittance spectrum in a one-dimensional superconductor-semiconductor photonic crystal. *Physica B: Condensed Matter*, 543, 7-13.
- [17] Segovia-Chaves, F., & Vinck-Posada, H. (2018). Effects of hydrostatic pressure, temperature and angle of incidence on the transmittance spectrum of TE mode in a 1D semiconductor photonic crystal. *Optik*, 161, 64-69.
- [18] Segovia-Chaves, F., & Vinck-Posada, H. (2018). Dependence of the transmittance spectrum on temperature and thickness of superconducting defects coupled in dielectric one-dimensional photonic crystals. *Optik*, 170, 384-390.
- [19] Segovia-Chaves, F., Vinck-Posada, H., & Dhasarathan, V. (2021). Transmittance spectrum of a double-period photonic structure composed of polymer materials. *Optik*, 239, 166756.
- [20] Ramanujam, N. R., & Wilson, K. J. (2016). Optical properties of silver nanocomposites and photonic band gap—Pressure dependence. *Optics Communications*, 368, 174-179.
- [21] Prather, D. W., Shi, S., Sharkawy, A., Murakowski, J., & Schneider, G. J. (2009). Photonic crystals. *Theory, Applications and Fabrication*.
- [22] Macia, E. (2012). Exploiting aperiodic designs in nanophotonic devices. *Reports on Progress in Physics*, 75(3), 036502.

-
- [23] Shechtman, D., Blech, I., Gratias, D., & Cahn, J. W. (1984). Metallic phase with long-range orientational order and no translational symmetry. *Physical review letters*, 53(20), 1951.
- [24] Fujiwara, T., & Yokokawa, T. (1990). *Quasicrystals* eds. T. Fujiwara and T. Ogawa. Springer-Verlag, Berlin) *Solid-State Science*, 93, 196.
- [25] Senechal, M. (1996). *Quasicrystals and geometry*. CUP Archive.
- [26] Lifshitz, R. (2003). Quasicrystals: A matter of definition. *Foundations of Physics*, 33(12), 1703-1711.
- [27] Steurer, W., & Sutter-Widmer, D. (2007). Photonic and phononic quasicrystals. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(13), R229.
- [28] MacIá, E. (2005). The role of aperiodic order in science and technology. *Reports on Progress in Physics*, 69(2), 397.
- [29] Steurer, W., & Sutter-Widmer, D. (2007). Photonic and phononic quasicrystals. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(13), R229.
- [30] Merlin, R., Bajema, K., Clarke, R., Juang, F. Y., & Bhattacharya, P. K. (1985). Quasiperiodic GaAs-AlAs heterostructures. *Physical review letters*, 55(17), 1768.
- [31] Segovia-Chaves, F., & Vinck-Posada, H. (2019). Transmittance spectrum in a 1D photonic crystal with a Fibonacci sequence composed of polymer materials. *Optik*, 196, 163141.
- [32] Gong, Q., & Hu, X. (Eds.). (2019). *Photonic crystals: principles and applications*. Pan Stanford.
- [33] Hattori, H. T., Kazmierczak, A., Schneider, V. M., & Barbosa, C. L. (2005). Photonic crystal micro-cavity based radiation filter. *Journal of electromagnetic waves and applications*, 19(11), 1525-1534.
- [34] Barkat, O. (2015). Theoretical investigation of transmission and dispersion properties of one dimensional photonic crystal. *Journal of Electrical and Electronic Engineering*, 3(2), 12-18.
- [35] Sakoda, K. (2004). *Optical properties of photonic crystals (Vol. 80)*. Springer Science & Business Media.
- [36] Yariv, A., & Yeh, P. (2007). *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford University Press.

-
- [37] Pottier, P., Seassal, C., Letartre, X., Leclercq, J. L., Viktorovitch, P., Cassagne, D., & Jouanin, C. (1999). Triangular and hexagonal high Q-factor 2-D photonic bandgap cavities on III-V suspended membranes. *Journal of lightwave technology*, 17(11), 2058-2062.
- [38] Fan, S., Villeneuve, P. R., Joannopoulos, J. D., & Haus, H. A. (1998). Channel drop filters in photonic crystals. *Optics express*, 3(1), 4-11.
- [39] Gong, Q., & Hu, X. (Eds.). (2019). *Photonic crystals: principles and applications*. Pan Stanford.
- [40] Smith, F. G., King, T. A., & Wilkins, D. (2007). *Optics and photonics: an introduction*. John Wiley & Sons.
- [41] Cabrera, J. M., Agulló-López, F., & López, F. J. (2000). *Óptica electromagnética* (No. Sirsi) i9788478290420).
- [42] Noda, S., & Baba, T. (Eds.). (2003). *Roadmap on photonic crystals* (Vol. 1). Springer Science & Business Media.
- [43] Albuquerque, E. L., & Cottam, M. G. (2004). *Polaritons in periodic and quasiperiodic structures*. Elsevier.
- [44] Dal Negro, L. (Ed.). (2013). *Optics of aperiodic structures: fundamentals and device applications*. CRC Press.
- [45] Wang, K., David, S., Chelnokov, A., & Lourtioz, J. M. (2003). Photonic band gaps in quasicrystal-related approximant structures. *Journal of Modern Optics*, 50(13), 2095-2105.
- [46] Zoorob, M. E., Charlton, M. D. B., Parker, G. J., Baumberg, J. J., & Netti, M. C. (2000). Complete photonic bandgaps in 12-fold symmetric quasicrystals. *Nature*, 404(6779), 740-743.
- [47] Chan, Y. S., Chan, C. T., & Liu, Z. Y. (1998). Photonic band gaps in two dimensional photonic quasicrystals. *Physical Review Letters*, 80(5), 956.
- [48] Trabelsi, Y., Ali, N. B., Belhadj, W., & Kanzari, M. (2019). Photonic band gap properties of one-dimensional generalized Fibonacci photonic quasicrystal containing superconductor material. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 32(11), 3541-3547
- [49] Morozov, K. M., Ivanov, K. A., Belonovskii, A. V., & Girshova, E. I. (2019). Emission enhancement in hybrid Tamm plasmon/photonic quasicrystal structure. *SN Applied Sciences*, 1(11), 1-5

-
- [50] Edagawa, K. (2014). Photonic crystals, amorphous materials, and quasicrystals. *Science and technology of advanced materials*, 15(3), 034805.
- [51] Nozaki, K., & Baba, T. (2004). Quasiperiodic photonic crystal microcavity lasers. *Applied physics letters*, 84(24), 4875-4877.
- [52] Zhang, Y., Wu, Z., Cao, Y., & Zhang, H. (2015). Optical properties of one-dimensional Fibonacci quasi-periodic graphene photonic crystal. *Optics Communications*, 338, 168-173.
- [53] Vardeny, Z. V., Nahata, A., & Agrawal, A. (2013). Optics of photonic quasicrystals. *Nature photonics*, 7(3), 177-187.
- [54] Kim, K. H., Cho, K. Y., & Jeong, Y. C. (2018). Nature-Inspired Quasicrystal SRG Using Fibonacci Sequences in Photo-Reconfiguration on Azo Polymer Films. *Macromolecular Research*, 26(11), 1042-1047.
- [55] Moulay, S. (2018). Functionalized polystyrene and polystyrene-containing material platforms for various applications. *Polymer-Plastics Technology and Engineering*, 57(11), 1045-1092.
- [56] Deng, Guozhe, et al. "Performance evaluation of electrospun nanofiber mat as samplers for the trap of trace heavy metals in atmospheric particles and its application..^Alytical Sciences (2020): 20P199.
- [57] Yogeswari, C., et al. "Synthesis of nanoscale 4-Nitroaniline-Polystyrene fiber for optical limiting application using electrospinning technique." *Materials Today: Proceedings* 39 (2021): 1719-1721.
- [58] Elkasaby, Mohamed Ali, et al. "Evaluation of electro-spun polymeric nanofibers for sound absorption applications..^AIP Conference Proceedings. Vol. 2205. No. 1. AIP Publishing LLC, 2020.
- [59] Kausar, A. (2021). Up-to-date Notions of Polystyrene Nanocomposite Nanofibers. *Materials Research Innovations*, 1-13.
- [60] Yang, B., Pan, Y., Yu, Y., Wu, J., Xia, R., Wang, S., ... & Tu, Y. (2020). Filler network structure in graphene nanoplatelet (GNP)-filled polymethyl methacrylate (PMMA) composites: From thermorheology to electrically and thermally conductive properties. *Polymer Testing*, 89, 106575.
- [61] Li, L., Ren, J., & Hu, H. (2021). Thermal degradation mechanism and thermal life of PMMA/hydroxylated MWCNT nanocomposites. *Plastics, Rubber and Composites*, 1-11.

-
- [62] Al-Kass, S. S., Adam, G. A., Khalaf, M. N., & Matoonq, A. (1986). Thermal and rheological properties of polymethyl methacrylate plasticized with new resinous plasticizers. *Polymer-Plastics Technology and Engineering*, 25(2), 175-185.
- [63] Sánchez, A., & Orozco, S. (2016). Elasto-optical effect on the band structure of a one-dimensional photonic crystal under hydrostatic pressure. *JOSA B*, 33(7), 1406-1410.
- [64] Sánchez, A., Porta, A. V., & Orozco, S. (2017). Photonic band-gap and defect modes of a one-dimensional photonic crystal under localized compression. *Journal of Applied Physics*, 121(17), 173101.