



*Instituto de Ciencias
Centro de Investigaciones en Dispositivos Semiconductores
Posgrado en Dispositivos Semiconductores*

**Simulación y obtención de estructuras periódicas y cuasiperiódicas
fabricadas con silicio poroso**

*Tesis sometida como requisito para obtener el grado de
Maestra en Dispositivos Semiconductores*

Presentada por:

Nayeli Colin Becerril #220470576

Dirigida por:

Dr. Godofredo García Salgado
Director

Dr. Roman Romano Trujillo
Co-Director

Dr. Miller Toledo Solano
Co-Director Externo

©BUAP, 24 de octubre de 2022.
Todos los derechos reservados.

Beca CONACyT #1027763

Agradecimientos

En primera instancia quiero agradecer al Posgrado de Dispositivos Semiconductores y al Instituto de Ciencias de la Universidad Autónoma de Puebla por brindarme la oportunidad de continuar mis estudios y las facilidades brindadas.

Agradezco al Dr. Godofredo García Salgado por darme la confianza y oportunidad de trabajar junto a su equipo de trabajo, así como por haber dirigido mi proyecto de tesis, brindándome los conocimientos y herramientas necesarias; sin dejar de lado al Dr. Roman Romano Trujillo y al Dr. Miller Toledo Solano, a quienes agradezco su tiempo, dedicación y el conocimiento que compartieron conmigo.

A mis tutores, Dr. Javier Martínez Juárez, Dr. José Joaquín Alvarado Pulido y al Dr. Mauricio Pacio Castillo por su guía durante la realización de este trabajo.

A los profesores del posgrado por los conocimientos y enseñanzas de vida que pudieron compartirme; así como a los compañeros quienes siempre mostraron una actitud positiva y de ayuda a mi persona.

Al CONACyT por la beca brindada durante el periodo de mis estudios.

Se agradece a la Vicerrectoría de Investigación y Estudios de Posgrado por el apoyo otorgado para la conclusión de esta tesis dentro del Eje IV. Modelo de Investigación abierta y compartida. Objetivo 13. Formar recursos humanos que impacten positivamente el contexto social y científico como consecuencia de su accionar en una comunidad para lograr una educación desarrolladora de la transformación. Indicador establecido en el Plan de Desarrollo Institucional 2021-2025

Por último y no menos importante, gracias de todo corazón por el apoyo, entrega, confianza y ayuda a mis papás Ema y José Gilberto, a mi familia, amigos y seres queridos.

Contenido

Introducción.....	8
Objetivo General	13
Objetivos Particulares.....	13
Capítulo I. Silicio poroso	14
1.1 Fabricación del silicio poroso	16
1.2 Anodización electroquímica.....	17
1.3 Electrolitos	19
1.4 Formación de poros.....	20
1.5 Morfología del silicio poroso	22
1.6 Porosidad.....	25
1.6.1 Gravimetría.....	27
1.6.2 Efecto de las condiciones de anodización en la variación de porosidad y espesor.....	27
1.7 Proceso de oxidación de silicio poroso	28
Capítulo II. Cristales fotónicos basados en multicapas de silicio poroso	30
2.1 Cristales fotónicos unidimensionales	31
2.1.1 Reflectores de Bragg Distribuidos	32
2.1.2 Microcavidades	33
2.1.3 Filtro Fibonacci	35
2.2 Propiedades ópticas de cristales fotónicos basados en silicio poroso	38
2.3 Métodos matemáticos para el análisis de multicapas	39
2.3.1 Ecuaciones de Maxwell.....	39
2.3.2 La ecuación de onda	40
2.3.3 Condiciones de frontera	41
2.3.4 Método de la matriz de transferencia.....	42
2.3.5 Reflectancia y transmitancia.....	45
2.4 Relación del índice de refracción con la porosidad del SP	46
2.4.1 Modelos para obtener el índice de refracción	46
Capítulo III. Metodología.....	50
3.1 Desarrollo del programa de simulación.....	50
3.1.1 Estructura del programa.....	50
3.2 Obtención de cristales fotónicos de silicio poroso	58
3.3 Proceso de anodización electroquímica de cristales fotónicos.....	59
3.3.1 Perfiles de corriente en función del tiempo para la formación de cristales fotónicos..	61
3.4 Autosostenido de películas multicapa	63
3.5 Oxidación seca de multicapas de silicio poroso	64
Capítulo IV. Análisis y discusión de resultados.....	66
4.1 Simulación de un Reflector de Bragg Distribuido	66
4.1.1 Cambio en el número de periodos.....	67
4.1.2 Contraste en el índice de refracción alto y bajo (n_H / n_L).....	68
4.2 Simulación de un filtro Fabry-Perot.....	69

4.2.1	<i>Cambio en el número de periodos de los RBD's</i>	70
4.2.2	<i>Contraste en el índice de refracción de los RBD's</i>	70
4.3	Simulación de un filtro Fibonacci	71
4.3.1	<i>Cambio en el número de periodos de los RBD's</i>	72
4.3.2	<i>Contraste en el índice de refracción de los RBD's</i>	73
4.4	Resultados experimentales	73
4.4.1	<i>Resultados de gravimetría</i>	74
4.4.2	<i>Aproximación de medio efectivo de Bruggeman para la obtención del índice de refracción del silicio poroso</i>	76
4.4.3	<i>Obtención y caracterización de cristales fotónicos fabricados con silicio poroso</i>	77
4.4.3.1	<i>Reflectores de Bragg Distribuidos</i>	78
4.4.3.2	<i>Filtro Fabry-Perot</i>	82
4.4.3.3	<i>Filtro Fibonacci</i>	83
4.5	Obtención y caracterización de cristales fotónicos en el ultravioleta (UV)	85
Conclusiones		89
Anexos		91
	Anexo 1. Espectroscopía UV-VIS-NIR	91
Referencias		93

Índice de figuras

Fig. 1. a) Franjas interferenciales en una pompa de jabón, b) fotografía de la mariposa <i>Morpho rhetenor</i> y c) fotografía del escarabajo <i>Lamprocyphus augustus</i> . Figura a) adaptada de [26] y figuras b) y c) adaptadas de [25].	10
Fig. 2. Formas geométricas e ilustraciones esquemáticas de CF's: (a)periódico en una dirección, (b)periódico en dos direcciones y (c) periódico en tres direcciones. Adaptada de [31].	11
Fig. 3. Imágenes de microscopia electrónica de barrido (SEM) de la vista superior y sección transversal de SP de una sola capa. Adaptada de [50].	15
Fig. 4. Esquema de crecimiento de SP [53].	15
Fig. 5. (a) Esquema de la celda de crecimiento de SP y (b) Sistema completo de crecimiento controlado y monitoreado.....	17
Fig. 6. Dependencia de la velocidad de grabado en función de la densidad de corriente para diferentes niveles de dopaje de silicio de tipo p (p^- , ligeramente dopado y p^+ , altamente dopado).	18
Fig. 7. Representación idealizada de la estructura interna una capa de SP. El panel izquierdo muestra la matriz porosa. El círculo presenta una ampliación de la capa porosa donde los nanocristales de Si están incrustados en una matriz amorfa [64].	22
Fig. 8. Características morfológicas del SP [66].	23
Fig. 9. Diferentes morfologías de silicio poroso. (a) tipo n^- orientación (100) obtenidas en la oscuridad (b) tipo n^- orientación (110) (c) tipo n^- orientación (100) obtenidas con iluminación trasera (d) p^+ (100) obtenidas con baja concentración de HF(e) n^+ orientación (100) con baja concentración de HF (f) p^- con alta concentración de HF [59].	24
Fig. 10. Imágenes SEM de las diferentes morfologías para capas porosas. Si-p: superficie (a), (b) y profundidad (c), (d) [67]. Si-n: superficie (e) y profundidad (f) [68].	25

Fig. 11. Porosidad de las capas de silicio tipo p y tipo n en función de la densidad de corriente [69].	26
Fig. 12. Esquema que describe el procedimiento utilizado para medir la porosidad y espesor de una capa de silicio poroso utilizando el método gravimétrico. Los términos m_1 , m_2 y m_3 representan la masa de cada muestra como se indica.	27
Fig. 13. Esquema de un cristal fotónico unidimensional o multicapa.	31
Fig. 14. Cristal fotónico de un cuarto de longitud de onda con múltiples capas alternadas con índices de refracción alto y bajo.	32
Fig. 15. Microcavidad. a) Esquema general de un FFP compuesto por dos RBD's y una capa activa. b) Sección transversal que ilustra la capa activa entre dos RBD's simétricos con índices de refracción n_1 y n_2 y espesores d_1 y d_2	34
Fig. 16. Secuencia Fibonacci. a) Ilustración esquemática de la estructura. b) Secuencia y relación entre su longitud y número de capas.	37
Fig. 17. Filtro Fibonacci. a) Esquema general de un FFN compuesto por dos RBD's y una estructura que obedece la secuencia Fibonacci S_5 . b) Sección transversal que ilustra la estructura de la secuencia Fibonacci entre dos RBD's, y la disposición de las capas a y b.	38
Fig. 18. Esquema de un sistema multicapas. A_i y B_i representan las amplitudes del campo, n_i y x_i son los índices de refracción y la posición de cada capa, respectivamente.	43
Fig. 19. Comparación de la relación entre el índice de refracción y la porosidad de la aproximación de medio efectivo de: Bruggeman, Looyenga y Maxwell-Garnett [115].	48
Fig. 20. Índice de refracción de silicio poroso tipo P en función de la densidad de corriente [117].	49
Fig. 21. Primera parte del programa. Se definen los parámetros iniciales.	51
Fig. 22. Cálculo de ángulos refractados y vectores de onda en cada capa.	52
Fig. 23. Cálculo de las matrices dinámicas correspondientes a cada tipo de polarización (s y p). ...	52
Fig. 24. Cálculo de las matrices P.	53
Fig. 25. Elementos A, B, C y D. Polarización S.	55
Fig. 26. Elementos A, B, C y D. Polarización P.	55
Fig. 27. Elementos U_N y \mathbf{K}	55
Fig. 28. Cálculo de la matriz unimodular.	56
Fig. 29. Cálculo de la matriz de transferencia total.	57
Fig. 30. Cálculo de los coeficientes de Fresnel, la reflectancia y transmitancia.	57
Fig. 31. Graficar espectros de reflectancia y transmitancia.	58
Fig. 32. Espectro de reflectancia y transmitancia obtenidos a partir del programa de simulación ocupando el método de la matriz de transferencia.	58
Fig. 33. Esquema de la celda electroquímica utilizada para el anodizado de las obleas de Si-c tipo p+.	59
Fig. 34. Perfil de corriente en función del tiempo de anodización para obtener un RBD.	61
Fig. 35. Perfil de corriente en función del tiempo de anodización para obtener un FFP.	62
Fig. 36. Perfil de corriente en función del tiempo de anodización para obtener un FFN.	63
Fig. 37. Simulación de espectro de Reflectancia en incidencia normal versus a la longitud de onda de un RBD en 460 nm y datos dados en Tabla 6.	67
Fig. 38. Simulación de los espectros de reflectancia de un RBD con $\lambda_{\text{central}}=460\text{nm}$ en función al número de periodos (3, 7 y 15) y una relación fija de $n_H/n_L = 3.1514/1.5828$	67

Fig. 39. Simulación de los espectros de reflectancia de un RBD con $\lambda_{\text{central}}=460\text{nm}$ en función al contraste en el índice de refracción (3.1514/1.3108, 3.1514/1.5828 y 3.1514/2.2257) con $N=15$. ..	68
Fig. 40. Simulación del espectro de reflectancia en incidencia normal versus a la longitud de onda para un FFP con modo localizado en 460 nm.	69
Fig. 41. Simulación de los espectros de reflectancia de un FFP con $\lambda_{\text{central}}=460\text{nm}$ en función al número de periodos (3, 7 y 10) de los RBD's y una relación fija de $n_H/n_L = 3.1514/1.5828$	70
Fig. 42. Simulación de los espectros de reflectancia de un FFP con $\lambda_{\text{central}}=460\text{nm}$ en función al contraste en el índice de refracción (3.1514/1.3108, 3.1514/1.5828 y 3.1514/2.2257) de los RBD's con $N=7$	71
Fig. 43. Simulación del espectro de reflectancia en incidencia normal frente a la longitud de onda para un FFP con modos localizados alrededor de 460 nm.	72
Fig. 44. Simulación del espectro de reflectancia de un FFP, con modos localizados cercanos a 460nm en función al número de periodos (4, 7 y 10) de los RBD's y una relación fija de $n_H/n_L = 3.1514/1.5828$	72
Fig. 45. Simulación del espectro de reflectancia de un FFP, con modos localizados cercanos a 460nm en función al contraste en el índice de refracción (3.1514/1.3108, 3.1514/1.5828 y 3.1514/2.2257) de los RBD's con $N=7$	73
Fig. 46. Porcentaje de porosidad en función de la densidad de corriente aplicada para la formación de monocapas de silicio poroso.	75
Fig. 47. Velocidad de ataque en función de la densidad de corriente aplicada para la formación de monocapas de silicio poroso.	76
Fig. 48. Índice de refracción de silicio poroso versus de la longitud de onda por la aproximación de medio efectivo de Bruggeman.	77
Fig. 49. Esquema de la formación de multicapas, alternando periódicamente la densidad de corriente aplicada y tiempo de anodización.	78
Fig. 50. Celda electrolítica para la fabricación de monocapas y multicapas de silicio poroso.	79
Fig. 51. Aspecto físico de los RBD's sintonizados para 3 longitudes de onda diferente.	79
Fig. 52. Espectro visible de la luz que puede percibir el ojo humano [124].	80
Fig. 53. Espectro de reflectancia de un RBD sintonizado a una $\lambda=430$ nm.	80
Fig. 54. Espectro de reflectancia de un RBD sintonizado a una $\lambda=373$ nm.	81
Fig. 55. Espectro de reflectancia de un FFP sintonizado a una $\lambda=373$ nm.	83
Fig. 56. Espectro de reflectancia de un FFP sintonizado a una $\lambda=373$ nm.	84
Fig. 57. Espectro de reflectancia de un FFP sintonizado a una $\lambda=373$ nm y su deconvolución.	85
Fig. 58. Espectro de reflectancia de un RBD sintonizado a una $\lambda=430$ nm, antes y después del proceso de oxidación.	86
Fig. 59. Espectro de reflectancia de un RBD sintonizado a una $\lambda=373$ nm, antes y después del proceso de oxidación.	87
Fig. 60. Espectro de reflectancia de un FFP sintonizado a una $\lambda=373$ nm, antes y después del proceso de oxidación.	87
Fig. 61. Espectro de reflectancia de un FFP sintonizado a una $\lambda=373$ nm, antes y después del proceso de oxidación.	88
Fig. 62. Esquema general de los componentes principales de un espectrofotómetro UV-Vis. Adaptada de [125]	91

Índice de tablas

Tabla 1. Áreas de aplicación potencial del SP (Adaptada de Ref. [8]).	9
Tabla 2. Clasificación del tamaño de poro de la IUPAC.	22
Tabla 3. Clasificación de la porosidad y sus aplicaciones.	26
Tabla 4. Efecto de los parámetros de anodización en la formación de SP.	28
Tabla 5. Ejemplos de diferentes tipos de estructuras multicapa de SP (Adaptada de [58]).	30
Tabla 6. Parámetros iniciales, para la simulación de un reflector de Bragg Distribuido, diseñado a 460nm.	66
Tabla 7. Variación del intervalo de la banda prohibida fotónica en función al contraste del índice de refracción.	69
Tabla 8. Parámetros iniciales, para la simulación de un filtro Fabry-Perot, diseñado a $\lambda_{\text{central}}=460\text{nm}$.	69
Tabla 9. Parámetros iniciales, para la simulación de un filtro Fibonacci con modos localizados alrededor de 460 nm.	71
Tabla 10. Valores de porosidades y espesores obtenidos por gravimetría para una oblea de Si-p, orientación (100) y $\rho=0.01-0.02 \Omega\cdot\text{cm}$ para distintas densidades de corriente aplicada, y la velocidad de ataque correspondiente.	74
Tabla 11. Parámetros de diseño utilizados para la fabricación de los RBD's a 3 longitudes de onda distintas.	79
Tabla 12. Parámetros de diseño del reflector de Bragg Distribuido 1.	80
Tabla 13. Parámetros de diseño del reflector de Bragg Distribuido 2.	81
Tabla 14. Parámetros de diseño del filtro Fabry-Perot.	82
Tabla 15. Parámetros de diseño del filtro Fibonacci.	83

Introducción

El silicio cristalino (Si-c) es un elemento semiconductor que ha sido base de la tecnología electrónica, siendo el más utilizado en la fabricación de dispositivos microelectrónicos, optoelectrónicos, fotónicos, etc., esto debido a sus propiedades fisicoquímicas, su abundancia, pues aproximadamente el 25% de la corteza terrestre está compuesta de silicio, su fácil procesamiento a un relativo bajo costo y aunado a esto, es un material no tóxico, lo que lo convierte en un elemento clave para una tecnología verde [1]. El Si-c tiene como característica intrínseca, ser un material de banda prohibida indirecta de 1.1 eV; es decir, el mínimo de la banda de conducción y el máximo de la banda de valencia ocurren para un vector (k) de onda diferente, y la tasa de recombinación no radiativa rápida supera la tasa de recombinación radiativa lenta [2], esto significa que cuando un electrón y un hueco se recombinan, la energía que resulta liberada es más probable que sea emitida en forma de energía vibracional (fonones) y no en forma de fotones. Por ello, aunque la optoelectrónica basada en silicio es bastante atractiva, la mayor desventaja en dispositivos construidos completamente con este material reside en la baja eficiencia como fuentes emisoras de luz, pues dicha característica del Si-c, lo convierte en un pobre candidato para aplicaciones de fotónica. No obstante, el silicio poroso (SP) es un material que puede emprender el reto de fabricar dispositivos fotónicos basados en silicio, ya que mantiene las ventajas de la tecnología del silicio y la versatilidad en el control de las propiedades ópticas, razones de por qué, el SP puede incrementar la funcionalidad y practicidad de la tecnología. Actualmente, el interés por este material ha ido incrementando, desde su descubrimiento accidental por Arthur Uhlir en 1956, como una variante del electropulido de Si-c, dicho resultado fue reportado en una nota técnica de laboratorios Bell [3], posteriormente en 1990, Leigh Canham demostró fotoluminiscencia de este material a temperatura ambiente en la región visible del espectro electromagnético [4] y para 1994 Vincent demostró que el índice de refracción de SP podría ser sintonizado fácilmente durante su fabricación para producir cristales fotónicos unidimensionales [5].

Las técnicas empleadas para el aislamiento dieléctrico utilizando SP también pueden aplicarse en micromecanismos para fabricar en pequeña escala los dispositivos mecánicos que se integran con la microelectrónica convencional. Los cuales incluyen motores y una amplia variedad de sensores que están diseñados para detectar la temperatura, radiación IR y UV, flujo de líquidos o de gas [6]. Las características que hacen al SP un material inestable químicamente (alta superficie específica y gran reactividad química) resultan las más atractivas para su empleo como sensor químico o biológico.

El SP micro y nanoestructurado es de mucho interés actualmente porque es biocompatible, bioactivo y biodegradable. Este material tiene la habilidad de entrelazarse con el tejido vivo sin provocar ningún rechazo por parte de este, por lo que puede ser utilizado en la reconstrucción de tejido óseo y como material de implantación [7].

Después de la observación de las propiedades de emisión del SP, las áreas de aplicación potencial son mucho más amplias. En la Tabla 1 se presenta una lista de estas.

Tabla 1. Áreas de aplicación potencial del SP (Adaptada de Ref. [8]).

Áreas de aplicación	Función del SP	Propiedad principal
Optoelectrónica	LED	Electroluminiscencia eficiente
	Guías de onda	Ajuste del índice de refracción
	Emisor de campo	Emisión de portadores con energía cinética muy alta.
	Memoria óptica	Propiedades no lineales
Micro-óptica	Filtros Fabry-Perot	Modulación del índice de refracción
	Estructuras fotónicas	Matriz de macroporos regular
	Conmutación óptica	Propiedades altamente no lineales
Conversión de energía	Recubrimientos antirreflejantes	Bajo índice de refracción
	Celdas fotoelectroquímicas	Celdas fotocorrosivas
Microelectrónica de monitorización ambiental	Sensores de gas	Propiedades sensibles al ambiente
	Micro-capacitores	Área superficial específica alta
	Capa aislante	Resistencia alta
Bioteología	Unión de tejidos	Reactividad química ajustable
	Biosensores	Inmovilización enzimática

La facilidad con la que se puede manipular la porosidad (por lo tanto, el índice de refracción en un amplio intervalo de 1.1-3.5) [9, 10] y espesor en profundidad hace posible la fabricación de diferentes cristales fotónicos como reflectores de Bragg Distribuidos (RBD's) [11, 12], filtros de Fabry-Perot (FFP) o Microcavidades (MC's) [13, 14], Filtros Rugate [15, 16], guías de onda [17, 18], revestimiento antirreflejante de celdas solares [19].

En física de materiales, un material cristalino es una disposición periódica de átomos, iones o moléculas, es decir, estos siguen una determinada estructura periódica y ordenada a largo alcance, provocando que se formen una serie de bandas de energía y de esta manera se presente un potencial periódico para la propagación de electrones a través de este, lo que determina parte de las propiedades del material, como su conducción. Ahora bien, un cristal fotónico (CF), es un material que presenta una modulación periódica del índice de refracción, es decir, es la combinación de distintos materiales o bien del mismo material, pero con un índice de refracción distinto, siguiendo un determinado orden; cuyo propósito es controlar la reflexión y la transmisión de la luz a través de su estructura, mediante el fenómeno de difracción; entonces más que la composición química del material, es la estructura misma quien juega un papel fundamental, pues un CF puede diseñarse de tal manera que posea bandas fotónicas prohibidas, es decir, estados prohibidos del fotón [20–22], que impiden la propagación de la luz en ciertas direcciones y frecuencias en cualquier intervalo del espectro electromagnético. Lo fascinante es que estos cristales están presentes en la naturaleza, ya que son responsables del color iridiscente en las pompas de jabón, las alas de una mariposa, la piedra de ópalo, de la coloración en las plumas del pavorreal, e incluso en una especie de escarabajo (*Lamprocyphus augustus*) [23-25] (Fig. 1).

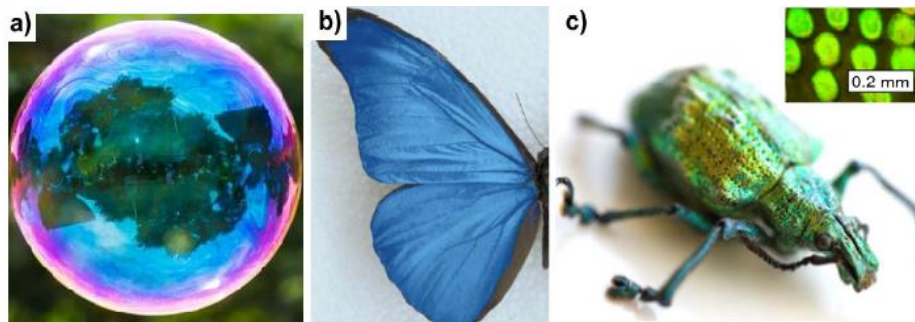


Fig. 1. a) Franjas interferenciales en una pompa de jabón, b) fotografía de la mariposa *Morpho rhetenor* y c) fotografía del escarabajo *Lamprocyphus augustus*. Figura a) adaptada de [26] y figuras b) y c) adaptadas de [25].

El término de CF fue acuñado por el investigador Eli Yablonovitch al ser el primero en crear el primer CF artificial en tres dimensiones, llamado Yablonovita [27, 28]. Por lo tanto, el interés en este tipo de materiales puede atribuirse a las publicaciones de Eli Yablonovitch [29] y Sajeev John [30] al buscar demostrar la existencia de regiones prohibidas de propagación de una onda electromagnética (band-gap). Para fines de estudio, los CF's son clasificados en tres categorías: unidimensionales (1D), bidimensionales (2D) y tridimensionales (3D), dependiendo del número de translaciones simétricas que tienen, cómo se ilustra en la Fig. 2.

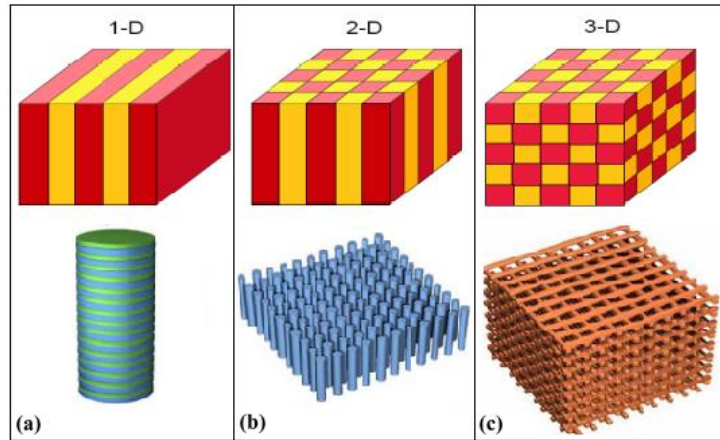


Fig. 2. Formas geométricas e ilustraciones esquemáticas de CF's: (a)periódico en una dirección, (b)periódico en dos direcciones y (c) periódico en tres direcciones. Adaptada de [31].

El ejemplo más común de un CF es un RBD, los RBDs construidos con SP se obtienen alternando capas de índice de refracción alto (n_H) y bajo (n_L), pero de igual espesor óptico. Tienen la particularidad de tener una banda de máxima reflectividad en una región espectral (“gap fotónico”) centrada en una longitud de onda igual a cuatro veces el espesor óptico de las capas individuales. Esta propiedad se deduce del hecho de que todos los haces que se reflejan por las múltiples interfaces tienen la misma fase cuando alcanzan la interfaz superior [32]. La misma analogía se sigue para fabricar un FFP conocido también como microcavidad, estos filtros están constituidos por una capa activa entre dos RBD's simétricos [14]. Existen varios estudios sobre las características eléctricas de dispositivos basados en SP, tales como sensores de temperatura [33], sensores de humedad [34], sensores de gases [35, 36], diodos emisores de luz [37] y fotodetectores [38].

Pero no solo las MC's y RBD's son considerados CF's, los filtros Fibonacci (FFN) también lo son, pero estos son sistemas aperiódicos o cuasicristales. Los cuasicristales son considerados un sistema de estructuras dieléctricas complejas entre cristales ordenados y estructuras totalmente aleatorias. Este tipo de estructuras poseen un band gap fotónico, pero no son estructuras multicapa periódicas. Los cuasicristales son formados por capas con parámetros ópticos que obedecen determinadas reglas, las estructuras Fibonacci es un ejemplo de este tipo de estructuras. Por lo que, para generar esta clase de modos de defecto, una estructura Fibonacci basada en SP puede ser considerada. En este tipo de estructura la transmisión resonante de los modos de defecto puede ser controlada al cambiar los parámetros de la estructura [39, 40].

Desafortunadamente, el SP sufre un fenómeno de envejecimiento con el tiempo, puesto que se produce la oxidación de las paredes de los poros y es contaminado por impurezas cuando está en contacto con el aire [41], por lo tanto, es un material inestable; sus propiedades y los parámetros de

dispositivos basados en SP cambian en almacenamiento y operación, especialmente el SP fabricado con altas porosidades. La estabilización de los parámetros ópticos se resuelve con la ayuda de la oxidación para mejorar su transparencia a longitudes de onda corta del espectro visible [42].

Para ofrecer una idea general del trabajo, se presenta una breve reseña a continuación:

El capítulo uno comienza con la parte antecedente sobre el SP, se define, y se estudian sus principales características como su morfología, su área superficial específica, así como el método de fabricación de este, incluyendo las condiciones de anodización electroquímica como el tipo de electrolito, el tiempo de anodización, entre otras. En el segundo capítulo se habla de las multicapas, por lo que se describe cada CF de nuestro interés, se describe el método de la matriz de transferencia, el cual es utilizado para obtener el espectro de transmisión y reflexión teórico de estos materiales, así como el estudio de los modelos teóricos necesarios en la obtención de las propiedades ópticas deseadas en el material. En el tercer capítulo, se presenta el proceso realizado para llevar a cabo la simulación de los CF's (Reflector de Bragg Distribuido, filtro Fabry-Perot y filtro Fibonacci) en la región del espectro visible, además del proceso experimental realizado para la obtención de estos en la región UV-vis del espectro electromagnético. Finalmente, en el cuarto capítulo se presentan y analizan los resultados obtenidos a partir de la simulación y el desarrollo experimental realizado, para dar seguimiento al apartado de conclusiones.

Objetivo General

Simulación, obtención y caracterización de cristales y cuasi-cristales fotónicos basados en multicapas de silicio poroso.

Objetivos Particulares

- Diseñar las estructuras multicapa basándose en el estudio de la teoría asociada y de los diferentes modelos usados para describir su comportamiento.
- Simular e identificar los parámetros principales que modelan el comportamiento de las estructuras periódicas y cuasiperiódicas (reflectores de Bragg, filtros Fabry-Perot y filtros Fibonacci) con ayuda del software Mathematica
- Obtener las curvas de velocidad de ataque y porosidad contra densidad de corriente para obleas de silicio cristalino tipo p de baja resistividad (0.01-0.02 $\Omega\cdot\text{cm}$).
- Fabricar las estructuras multicapa centradas en el intervalo que comprende de 430 a 660 nm del espectro visible mediante el método de ataque electroquímico del silicio cristalino.
- Realizar un proceso de recocido en oxígeno gaseoso para conseguir un corrimiento de las estructuras multicapa de la región visible a la región UV del espectro electromagnético.
- Caracterizar por espectroscopía UV-vis las estructuras periódicas y cuasiperiódicas fabricadas.

Capítulo I. Silicio poroso

El SP fue descubierto accidentalmente por Arthur Uhlir en 1956, como una variante del electropulido de Si-c [3]. Luego, es estudiado por Turner [43] en 1958, quien encuentra que el SP es formado electroquímicamente por una densidad de corriente crítica, la cual incrementa con la concentración de ácido fluorhídrico (HF) y la temperatura, observando una capa gruesa y apariencia cristalina. Posteriormente, Memming y Schwandt [44] en 1966 reportaron la obtención de capas oscuras debido al redeposición proveniente del SiF_2 . El interés por este material no era muy alto hasta que en 1970 y 1980 se encontró que el SP es útil como modelo en estudios espectroscópicos [45], [46], como un precedente para elaborar capas gruesas de óxido en silicio, y como una capa dieléctrica en sensores químicos basados en capacitancia [47]. El interés en el SP y en particular en su nanoestructura fue más allá cuando en 1990, Ulrich Gosele identificó efectos del confinamiento cuántico en el espectro de absorción, Leigh Canham demostró fotoluminiscencia de este material a temperatura ambiente en la región visible del espectro electromagnético [4], [48] y Vincent en 1994 demostró que su índice de refracción podría ser sintonizado fácilmente durante su fabricación para producir CF's unidimensionales [5]. Debido al descubrimiento de emisión eficiente de luz visible de SP, la investigación en torno a la fotónica y optoelectrónica basada en silicio ha aumentado considerablemente.

Una descripción sencilla de la estructura del SP consiste en una red de huecos o cavidades de aire en una matriz de silicio como se observa en la Fig. 3. Según la densidad y la profundidad de los poros se pueden obtener diferentes propiedades eléctricas y ópticas. Entre las características más relevantes del SP son su elevada superficie específica (gran reactividad), la posibilidad de modelar sus propiedades ópticas a través de la nanoestructura y su biocompatibilidad, tamaño de poro controlable, la capacidad de modular su índice de refracción [9], que se puede variar continuamente a lo largo de un intervalo de 1.1 – 3.5 modificando la porosidad o estado de oxidación del material [49], siendo este menor que el del Si-c en bulto.

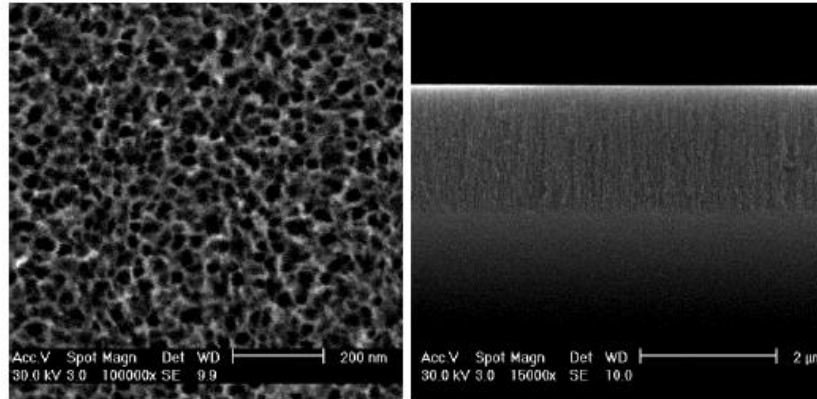


Fig. 3. Imágenes de microscopía electrónica de barrido (SEM) de la vista superior y sección transversal de SP de una sola capa. Adaptada de [50].

Una ventaja muy importante del SP es su sencilla preparación y su bajo costo de producción [51]. El SP es un material nanoestructurado que se puede obtener por varias técnicas; sin embargo, la técnica más común es por anodización electroquímica de obleas de silicio monocristalino en una solución fluorada (Fig. 4) [52].

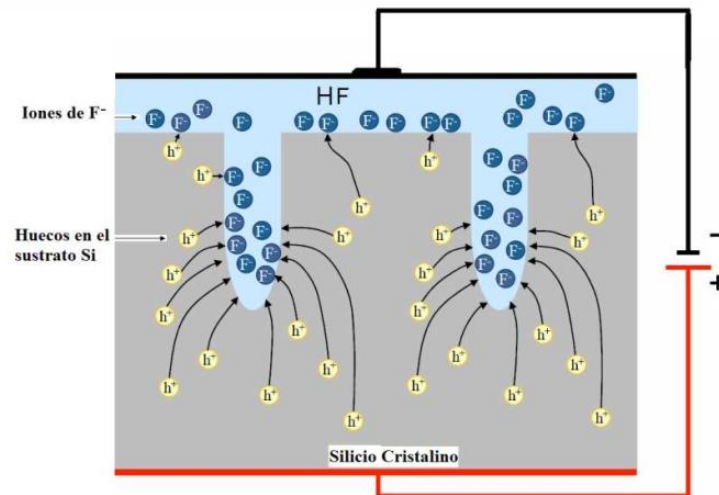


Fig. 4. Esquema de crecimiento de SP [53].

Una vez que se tiene el SP, los poros que se forman permiten la penetración de sustancias químicas y biológicas, ocasionando un cambio en el comportamiento óptico de la estructura. Este tipo de actividad, dio inicio al interés por su uso en diferentes áreas potenciales en las que se ven reflejadas la conversión fotovoltaica, elaboración de dispositivos fotónicos, fabricación de sensores basados tanto en propiedades eléctricas como ópticas, diversas aplicaciones médicas tales como suministro inteligente de medicamentos en el cuerpo, implantes de hueso, etc. [8].

1.1 Fabricación del silicio poroso

El SP es sintetizado típicamente por grabado electroquímico (Electrochemical Etching) o anodización electroquímica. En este proceso se aplica una corriente eléctrica (I_a) a una oblea de silicio dopada (tipo p o tipo n) dentro de una celda que contiene el electrolito a base de HF y un surfactante. El surfactante, generalmente es un solvente, como etanol (EtOH), formaldehído, dimetilformamida (DMF), etc., que ayuda a reducir el carácter hidrofóbico del Si-c, infiltrando el HF dentro de los poros, además de evacuar las burbujas de H_2 que se liberan en el proceso de anodización [54]. El valor de la corriente aplicada (I_a) determina la porosidad del material (la porosidad se define como la fracción volumétrica de aire en el material) y debe ser menor que la corriente de umbral ya que superado este valor el proceso se convierte en simple electropulido. Tal corriente suele estar en el intervalo $I_a = 5.0\text{--}150\text{mA}$ [41], [55], su valor preciso depende de la resistividad de la muestra y del área por atacar. No obstante, este efecto de electropulido resultó ser fundamental para la fabricación de capas de SP autosostenidas; es decir, luego de fabricadas las capas porosas, se remueven del sustrato original de Si-c utilizando un pulso de alta corriente y se depositan en algún otro tipo de sustrato [8]. La concentración de HF en el electrolito también suele modificarse dependiendo de las características del material requerido. Se ha observado que en el intervalo de porosidad accesible para el SP final, tiene mayor efecto el cambio de concentración de HF que las variaciones en corriente (I_a) [56].

En la Fig. 5 se puede observar el esquema de una celda vertical típica de crecimiento, y el arreglo experimental utilizado para el proceso. La homogeneidad en una monocapa de SP se puede obtener si el contacto eléctrico con el sustrato de silicio se realiza a través de toda la base de la oblea (ánodo en la Fig. 5). Evitando que las partes laterales tengan variaciones de corriente, lo que causaría gradientes radiales de porosidad. De este modo se mantiene uniforme la capa del SP, siempre que no existan variaciones locales en la concentración del ácido fluorhídrico.

Las burbujas de hidrógeno que se forman durante la anodización, pueden aferrarse a la superficie de la oblea y producir variaciones en el potencial local. Tanto la homogeneidad de la solución como la evacuación eficiente de hidrógeno, se solucionan muy bien agitando cuidadosamente la solución durante la anodización [57].

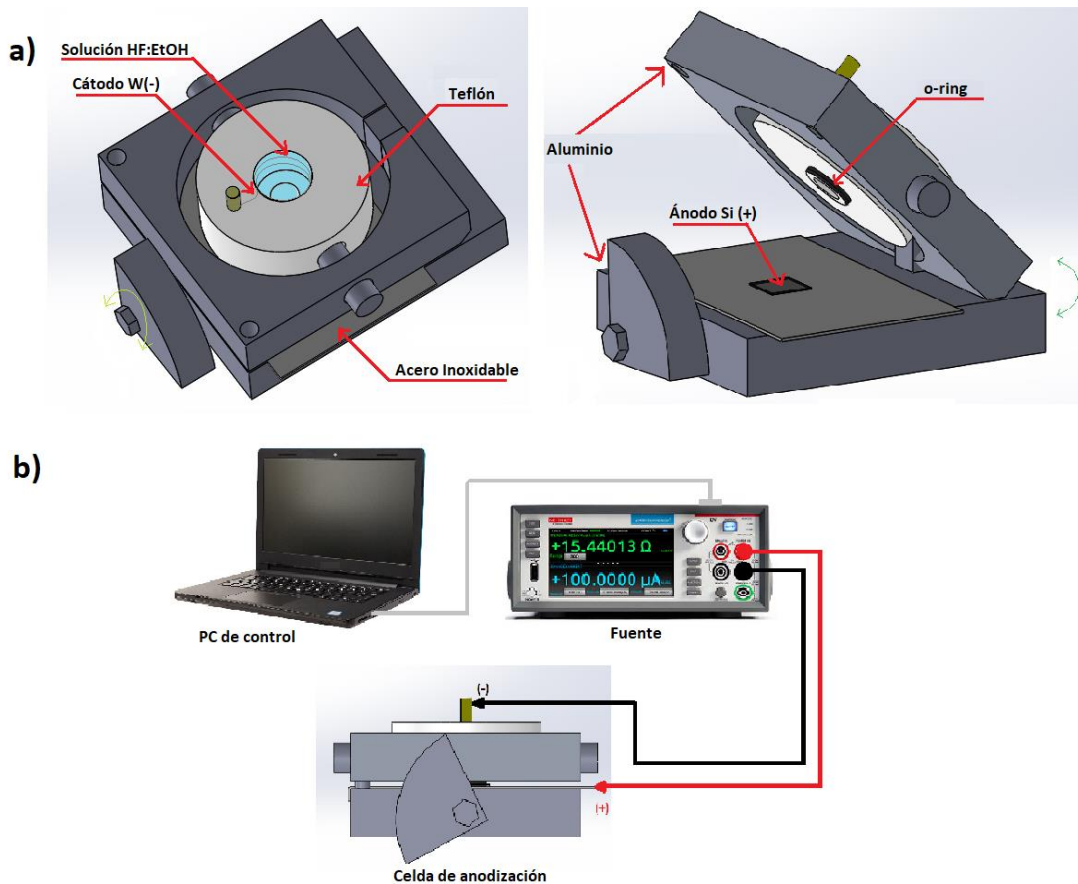


Fig. 5. (a) Esquema de la celda de crecimiento de SP y (b) Sistema completo de crecimiento controlado y monitoreado.

1.2 Anodización electroquímica

La formación de poros en la superficie de una oblea de silicio se conoce generalmente como "anodización" y se produce cuando la oblea es anódicamente predispuesta en una solución electrolítica a base de HF. El grado de anodización se define por la tasa de formación y porosidad de la capa; la anodización como la morfología del poro, dependen de las características de la oblea, la densidad y tiempo de corriente aplicada (mayores tiempos de grabado, conduce a espesores más gruesos), y la composición de electrolitos (concentración de HF, con o sin surfactante). Los parámetros secundarios incluyen temperatura electrolítica, pH e iluminación durante el ataque químico, la cual es esencial para sustratos tipo n [7].

La dependencia de los parámetros involucrados en la formación de SP se puede ilustrar de la siguiente manera:

$$\begin{array}{c}
 \text{[HF]} \\
 \downarrow \\
 \text{Porosidad} / v_a \rightarrow n \\
 \text{[dopante]} \rightarrow I_a
 \end{array}$$

La concentración de dopante del sustrato (para el silicio tipo p se utiliza el Boro, para el tipo n Arsénico o Fósforo), determina la corriente máxima de formación de SP, de manera tal que se acotan los valores de corriente aplicada (I_a). El intervalo posible de porosidad depende en mayor medida de la concentración de HF en el electrolito, cuanto mayor sea la concentración, menor será el tamaño del poro y la porosidad, siendo esta quien determina el índice de refracción n ; ambos, I_a y HF, determinan la velocidad de ataque y por tanto el tiempo de aplicación para un espesor de capa d .

La velocidad de ataque v_a determina el espesor (d) de la capa de SP en base al tiempo de anodización aplicado. En la Fig. 6 se presenta la forma típica de la velocidad de crecimiento del SP (v_a) [58], en la que se puede observar una dependencia principal de la densidad de corriente en relación con la cantidad de dopaje en cada sustrato de silicio. La gráfica de v_a depende linealmente de la densidad de corriente con la que se ha anodizado y por lo tanto el espesor (d) de una capa de SP. Así mismo, debe ser proporcional a la densidad de corriente aplicada, pero cualquier variación en la densidad de corriente a través de la oblea podría causar cambios en el espesor de una capa para el mismo periodo de tiempo, por ello el control y monitoreo de la corriente en tiempo real es fundamental para lograr multicapas de SP.

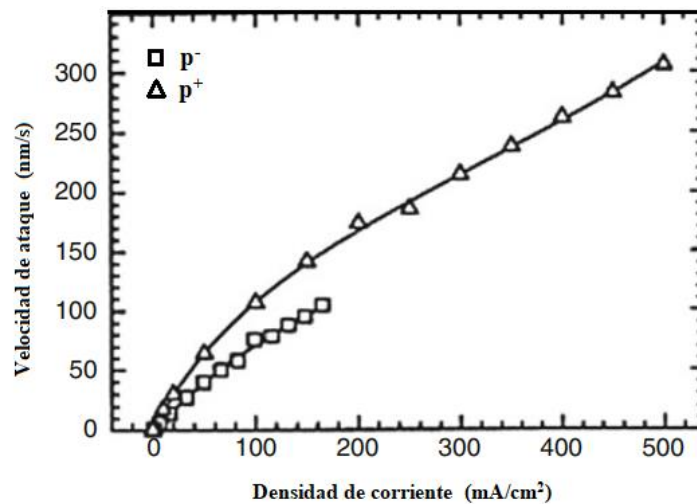


Fig. 6. Dependencia de la velocidad de grabado en función de la densidad de corriente para diferentes niveles de dopaje de silicio de tipo p (p^- , ligeramente dopado y p^+ , altamente dopado).

La porosidad, diámetro del poro y la microestructura de SP dependen de las condiciones de anodización. Estas condiciones incluyen la concentración de HF, densidad de corriente, tipo de oblea y resistividad, el tiempo de anodización, la iluminación (necesario para silicio tipo n), la temperatura y las condiciones de secado. Para una densidad de corriente fija, la porosidad disminuye cuando aumenta la concentración de HF [59].

1.3 Electrolitos

Electrolito puede ser o no requerido para la formación de SP, este se integra por diferentes compuestos dependiendo de las características deseadas, generalmente son a base de HF y algún surfactante, este último influye en la tensión superficial, permitiendo que el HF penetre dentro de los poros, además de evitar la formación de burbujas durante el proceso. En base a los compuestos que lo integren se pueden tener distintos tipos de electrolitos, entre ellos: electrolitos acuosos (contienen agua), orgánicos, oxidantes o mixtos [55].

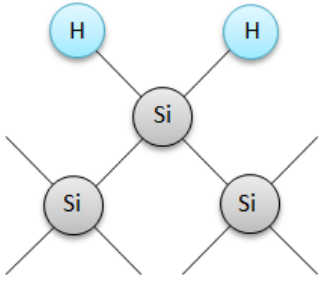
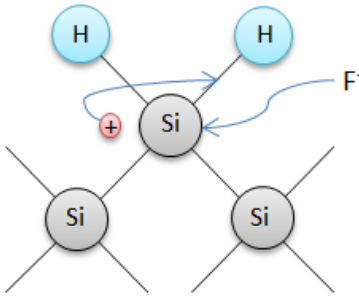
La adición de un surfactante como metanol o etanol al electrolito de HF, es la forma más común para minimizar la formación de burbujas de hidrógeno que se liberan durante el proceso y se adhieren a la superficie induciendo inhomogeneidad. Si no hay surfactante, la capa anodizada puede ser de espesor no uniforme, con una rugosidad de interfaz sustancial en el sustrato de SP o entre diferentes capas [58]. En general, el propósito de utilizar un surfactante es producir, inducir o prevenir ciertas actividades superficiales.

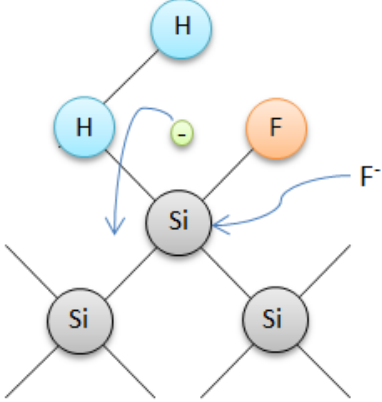
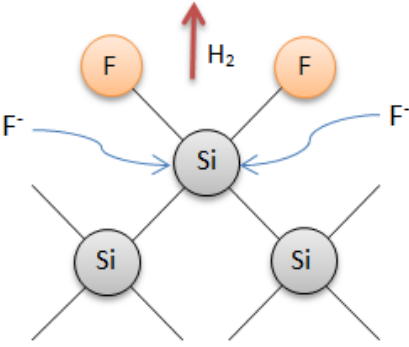
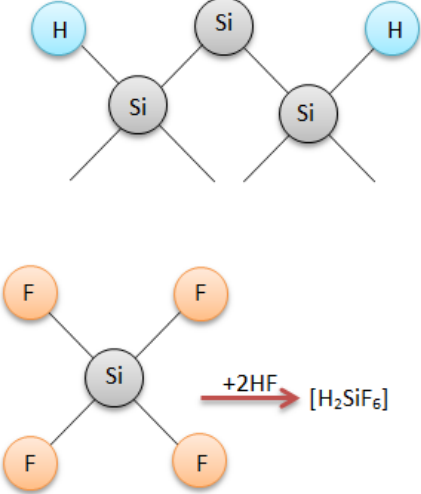
De acuerdo con la literatura, se han incorporado varios tipos de surfactantes en electrolitos basados en HF, de acuerdo a las características deseadas como, aumentar el tamaño de poro, mejorar la fotoluminiscencia o reducir la rugosidad de la interfaz. En el caso de los surfactantes que se usaron para formar SP, las fuerzas de atracción y de repulsión intermolecular afecta a las siguientes propiedades de la materia: punto de ebullición, punto de fusión, calor de vaporización y tensión superficial [60]. Dentro de un líquido, alrededor de una molécula actúan atracciones simétricas, pero en la superficie una molécula se encuentra sólo parcialmente rodeada por moléculas de la solución y en consecuencia es atraída hacia el líquido por las moléculas que lo rodean. Estas fuerzas de atracción tienden a arrastrar a las moléculas de la superficie hacia el interior del líquido (tensión superficial), y al hacerlo, el líquido se comporta como si estuviera rodeado por una membrana invisible [61]. La tensión superficial es responsable de la resistencia que un líquido presenta a la penetración de su superficie, de la tendencia a la forma esférica de las gotas de un líquido, del ascenso de los líquidos en los tubos capilares y de la flotación de objetos u organismos en la superficie de los líquidos [62]. Termodinámicamente la tensión superficial es un fenómeno de superficie y es la tendencia de un líquido a disminuir su energía potencial en la superficie, condición necesaria para que el equilibrio sea estable. La tensión superficial es la fuerza que actúa por centímetro de longitud de una película extendida, la cual actúa como fuerza que se opone al aumento de área del líquido. Por lo tanto, la tensión superficial del etanol y formaldehído jugarán un papel importante en la formación de SP.

1.4 Formación de poros

Los primeros modelos del proceso de disolución electroquímica de Si-c en HF suponían que la superficie de silicio terminaba con enlace flúor [63], sin embargo, estudios de espectros de IR posteriores revelaron que toda la superficie estaba cubierta de enlaces Si-H. Debido a que el enlace Si-F tiene una energía de ligadura (6 eV) mayor que la del enlace Si-H (3.5 eV), el flúor no reemplaza al hidrógeno durante el proceso electroquímico, sino que remueve un átomo de silicio de la superficie inmediatamente. Este fenómeno ocurre cuando los enlaces posteriores de Si se debilitan por efecto de la polarización inducida por el flúor y son fácilmente atacados por H₂O o HF [54].

El mecanismo exacto para la formación de poros en un sustrato de silicio todavía es incierto y hay varios modelos propuestos. Sin embargo, el modelo de mecanismo de disolución química sugerida por Lehmann y Gösele es el que más atención y aceptación ha recibido [48], y su descripción es la siguiente:

<p>En esta disolución, los enlaces sueltos de los átomos que se encuentran en la superficie de silicio (Si) se unen con el hidrógeno (H) formando Si-H o bien Si-Si.</p>	
<p>La superficie de Si interactúa con los iones de flúor (F⁻) disociados del HF por acción de la corriente eléctrica. El ion F⁻ tiene afinidad por el enlace más débil. Esa debilidad de enlace se dará si un hueco alcanza la superficie; por lo tanto, el ion flúor es atraído y genera un ataque al enlace.</p>	

<p>Se rompe el enlace Si-H para formar Si-F, el enlace Si-F provocado por el efecto de polarización permite atacar y sustituir al resto del enlace de hidrógeno.</p> <p>En el proceso se inyecta un electrón al substrato.</p>	
<p>El enlace roto Si-H libera H₂ en forma de burbujas.</p> <p>La polarización inducida por los enlaces Si-F reduce la densidad de electrones de los enlaces Si-Si, por lo que son debilitados y hace susceptible la sustitución completa por F⁻.</p>	
<p>En este punto es donde comienza a formarse el poro, cuando el Si es eliminado como tetrafluoruro de silicio (SiF₄) que es inestable y al reaccionar con 2HF forma una molécula de gran estabilidad, la cual genera ácido fluorsilicio (H₂SiF₆) y continúa el ataque hacia la siguiente línea de Si.</p>	

Una vez que la primera capa atómica tiene núcleos de crecimiento, el área expuesta en esos puntos se incrementa y la probabilidad de que el poro continúe en ese sitio, es mayor y siempre en dirección del campo eléctrico, agotando los huecos en su camino. De este modo una capa inicial de SP exterior, se mantiene sin cambios aun cuando en la siguiente capa se cambie el valor de la corriente aplicada.

1.5 Morfología del silicio poroso

Con base en a la literatura, el SP a gran escala es considerado uniforme, mientras que microscópicamente su estructura está formada por nanocristales de Si incrustados en una matriz amorfa, tal como se muestra en la Fig. 7.

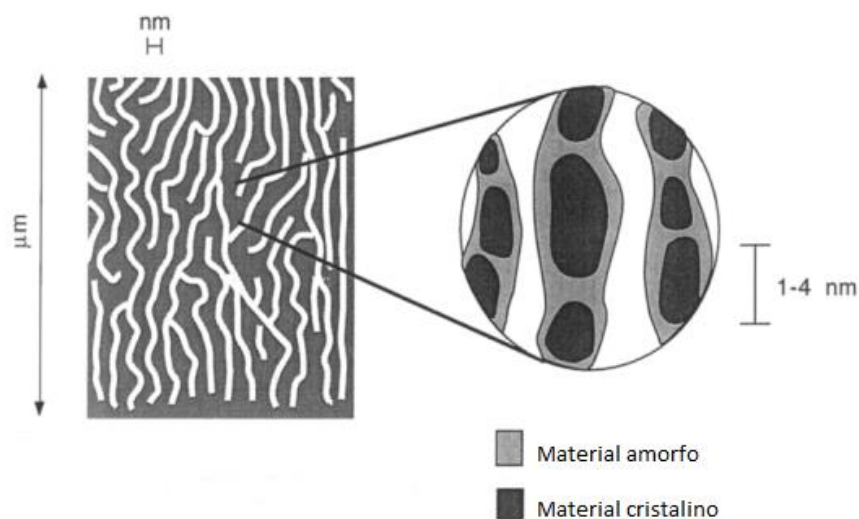


Fig. 7. Representación idealizada de la estructura interna una capa de SP. El panel izquierdo muestra la matriz porosa. El círculo presenta una ampliación de la capa porosa donde los nanocristales de Si están incrustados en una matriz amorfa [64].

Entre las características morfológicas, un parámetro cuantificable y fácilmente medible, se determina por la formación de poros, donde existe una superposición de estructuras de poros con tamaños diferentes. El tamaño de poro del SP determina muchas de las propiedades de absorción del material. La Unión Internacional de Química Pura y Aplicada (IUPAC, por sus siglas en inglés), define intervalos de tamaño de poro los cuales exhiben propiedades de absorción características como se muestra en la Tabla 2 [65].

Tabla 2. Clasificación del tamaño de poro de la IUPAC.

Tipo de poro	Ancho de Poro (nm)	Área superficial (m^2/cm^3)
Microporo	≤ 2	300-800
Mesoporo	2-50	100-300
Macroporo	≥ 50	10 a 100

Cuantitativamente hablando, es muy difícil caracterizar la morfología del SP, debido a la variedad de detalles con respecto al tamaño de los poros, forma, orientación, interconexión y distribución de los mismos. No obstante, cualitativamente, las diversas características morfológicas

de SP reportadas en la literatura pueden ser resumidas por la Fig. 8, basándose en cuatro aspectos principales: orientación del poro, llenado de macroporos, ramificación y variación de profundidad de una capa SP [66].

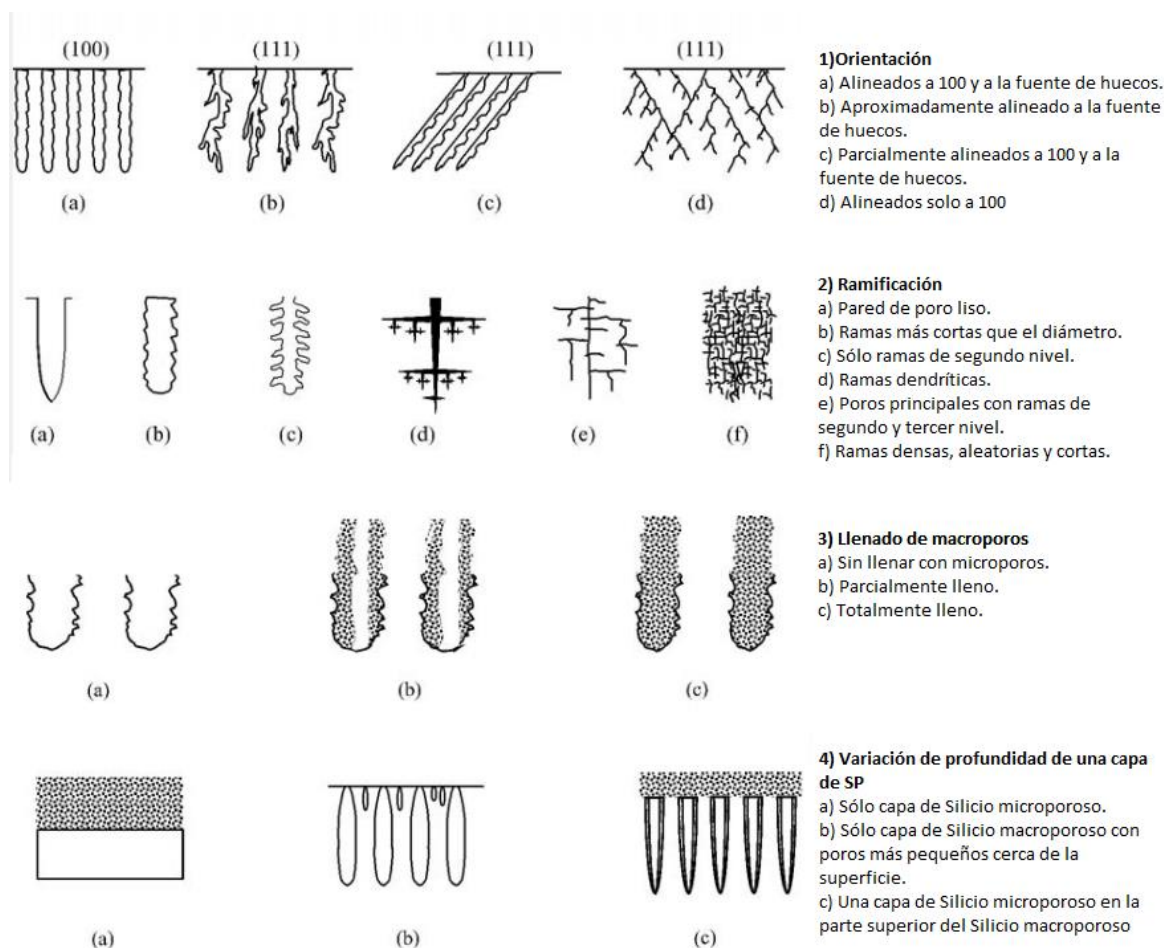


Fig. 8. Características morfológicas del SP [66].

El tamaño de poro sólo tiene un significado preciso cuando la forma y tipo son bien conocidos. En aplicaciones ópticas de la región visible e IR, las ondas electromagnéticas sólo “ven” un medio homogéneo, dado el tamaño del poro en un orden de magnitud menor. En el caso de la fotoluminiscencia del SP, esta clasificación no es muy útil porque la luminiscencia está relacionada al tamaño de los cristalitas de Si y no directamente al tamaño de los poros [65].

En la Fig. 9 se observan morfologías de SP basados en substratos de diferentes tipos y concentración de HF.

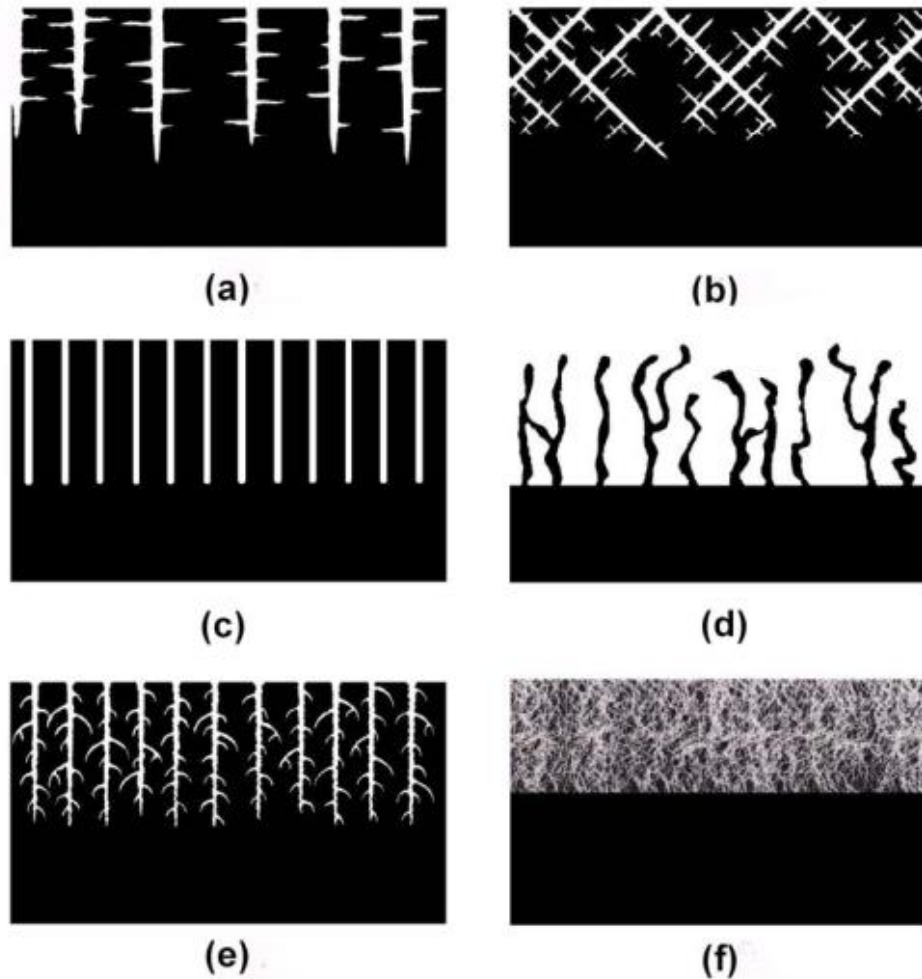


Fig. 9. Diferentes morfologías de silicio poroso. (a) tipo n^- orientación (100) obtenidas en la oscuridad (b) tipo n^- orientación (110) (c) tipo n^- orientación (100) obtenidas con iluminación trasera (d) p^+ (100) obtenidas con baja concentración de HF (e) n^+ orientación (100) con baja concentración de HF (f) p^- con alta concentración de HF [59].

La morfología de las diferentes capas porosas es usualmente estudiada por medio del SEM. En la Fig. 10 podemos observar diferentes imágenes de morfologías para obleas de Silicio tipo p (Fig. 10: a, b, c y d) [67] y tipo n (Fig. 10: e y f) [68], tanto como la superficie y en la profundidad.

Un parámetro indirecto de la morfología es el área superficial específica [32]. La morfología y geometría del SP determinan la relación entre porosidad y área superficial (mayor porosidad indica mayor área superficial). Una capa con unos pocos poros grandes puede tener la misma porosidad que una con estructura tipo esponja; sin embargo, esta última tiene mayor área superficial. La densidad de superficie, definida como la superficie de ramas de silicio que forman el SP, varía de $200\text{m}^2/\text{cm}^3$ de SP formado tipo p^+ ($\rho = 0.01\Omega\text{cm}$) a $600\text{m}^2/\text{cm}^3$ en tipo p^- ($\rho = 1\Omega\text{cm}$), a pesar de que en general disminuye al aumentar la porosidad superior al 50% [69, 70].

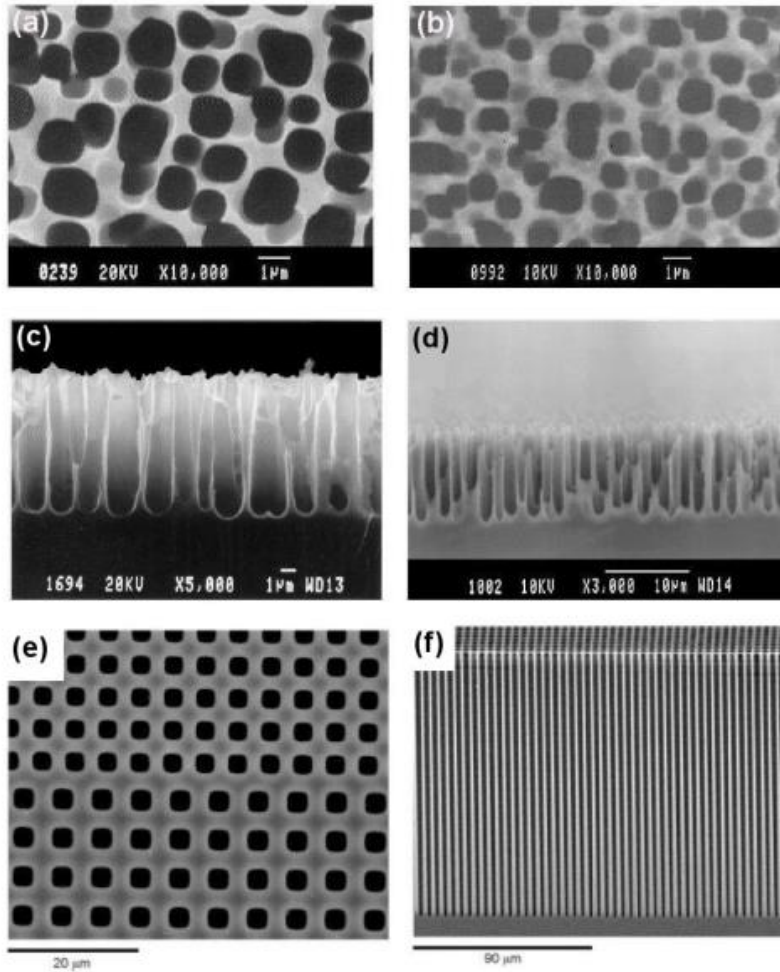


Fig. 10. Imágenes SEM de las diferentes morfologías para capas porosas. Si-p: superficie (a), (b) y profundidad (c), (d) [67]. Si-n: superficie (e) y profundidad (f) [68].

1.6 Porosidad

La porosidad está definida como la fracción de aire dentro de la película de SP y depende del tamaño, la forma del poro y manera de empaquetado de las partículas del componente de Silicio. Los factores que determinan la porosidad de SP son el dopaje del sustrato, la densidad de corriente de anodización y la concentración de HF del electrolito anodizado. La relación entre la porosidad y la densidad de corriente se muestra en la Fig. 11 [69]. Este gráfico muestra cómo la porosidad de una capa aumenta con el aumento de la densidad de corriente y una mayor dependencia del dopaje en el sustrato [71]. Así mismo, más adelante se analiza el efecto de las concentraciones de HF y los valores de pH del electrolito, ya que la porosidad incrementa al reducir las concentraciones de HF y aumentar los valores de pH.

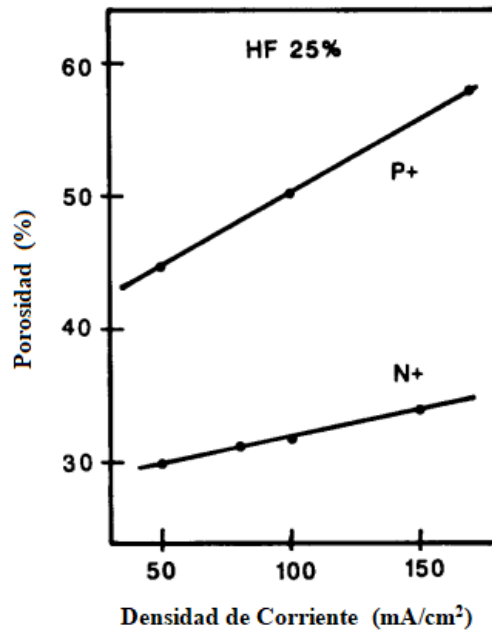


Fig. 11. Porosidad de las capas de silicio tipo p y tipo n en función de la densidad de corriente [69].

La relación entre la porosidad y valores de pH se produce por disolución química de las ramas de SP por iones OH^- presentes en el electrolito. La tasa de disolución se incrementa con el aumento de los niveles de iones OH^- en el electrolito y, por tanto, el aumento de pH. Esta disolución química continúa durante todo el tiempo que el SP se mantiene en contacto con el electrolito, aunque no se aplique una densidad de corriente, pero esta es 100 veces menor que con la densidad de corriente, así que se puede considerar despreciable.

El efecto de disolución química sobre el esqueleto del SP es reducir el diámetro de las ramas de silicio. A mayores porosidades, las ramas delgadas de silicio pueden desaparecer por el debilitamiento del resto de la estructura. Secando tales capas pueden causar grietas o la completa desintegración de las ramas debido a la tensión capilar que se producen en la superficie del líquido en fase vapor de secado. Estas fuerzas se pueden evitar por otras técnicas. El empleo de estas técnicas ha permitido que puedan fabricarse capas de hasta 97% de porosidad [72]. La Tabla 3 muestra los intervalos para la porosidad baja, media y alta, junto con las áreas de aplicación que explotan principalmente cada clase de material [59].

Tabla 3. Clasificación de la porosidad y sus aplicaciones.

(%)	Nivel de porosidad	Áreas de potencial aplicación del SP
0-30	Bajo	Microcapacitores, cuerpo de obleas, etc.
30-70	Medio	Micromecanizado, sensores, SOI, etc.
70-100	Alto	Diodos emisores de luz, capas antireflectantes, etc.

1.6.1 Gravimetría

Esta técnica proporciona una excelente aproximación de porosidad tomando en cuenta medidas de peso en diferentes etapas del crecimiento de SP. Las mediciones son simplemente el peso inicial de la oblea (antes de la anodización, masa m_1), el peso después de la anodización (masa m_2) y, finalmente, el peso después de que la capa porosa se ha disuelto por completo (masa m_3) [73]. La disolución o decaído (esto significa destruir la capa porosa) se puede llevar a cabo en una solución acuosa 1 N*1 de NaOH (hidróxido de sodio). Un rápido y uniforme decaído con NaOH, se obtiene cuando la capa de SP se cubre previamente con una cantidad pequeña de etanol, el cuál mejora la infiltración del NaOH acuoso en los poros.

Una vez obtenidos estos pesos, la porosidad se estima por la siguiente ecuación:

$$P(\%) = \frac{m_1 - m_2}{m_1 - m_3} \times (100) \quad (1.6.1)$$

De igual forma, es posible determinar también el espesor de la capa, d , conforme a la siguiente ecuación y considerando la densidad del Si en bulto (ρ_{si}) y el área de ataque durante la anodización (S).

$$d = \frac{m_1 - m_3}{S \times \rho_{si}} \quad (1.6.2)$$

La representación esquemática del método para calcular la porosidad y espesor de SP se muestra en la siguiente figura (Fig. 12).



Fig. 12. Esquema que describe el procedimiento utilizado para medir la porosidad y espesor de una capa de silicio poroso utilizando el método gravimétrico. Los términos m_1 , m_2 y m_3 representan la masa de cada muestra como se indica.

1.6.2 Efecto de las condiciones de anodización en la variación de porosidad y espesor

Todas las propiedades de las capas de SP como la porosidad, espesor, morfología y diámetro de poros, dependen de los parámetros y condiciones que se empleen en el proceso de fabricación. Estas condiciones incluyen la concentración de HF, pH de la solución y del surfactante, densidad de corriente, tipo de oblea y su resistividad, orientación cristalográfica, temperatura, tiempo de

anodización, y la iluminación durante la anodización. El control óptimo del proceso de fabricación y la reproducibilidad de las capas sólo es posible si se tienen en cuenta todos los parámetros enumerados anteriormente. Sin embargo, algunos de ellos se deben dejar constantes en todos los casos, pues no es posible determinar la influencia de todos al mismo tiempo.

- El aumento de la concentración de HF en el electrolito aplicando una densidad de corriente constante produce una disminución en la porosidad [74] y en la tasa de crecimiento de la capa. Además, cuanto mayor es la concentración de HF, menor es el tamaño de los poros, por lo que, de acuerdo con la variación de la porosidad, el área superficial aumenta.
- La concentración de dopante es similar al efecto de HF. El tipo de dopaje del silicio -tipo n o p- marca la diferencia principal. En la Fig. 11 se observa que la porosidad aumenta a medida que aumenta la concentración de dopaje. Para el silicio tipo n o tipo p, la dependencia de porosidad con respecto a la concentración de dopante es aproximadamente lineal [71].
- Las capas de SP más uniformes se obtienen a bajas temperaturas, ya que permiten obtener una interfaz menos rugosa. Para temperaturas más altas, la velocidad de ataque aumenta, a medida que se incrementa la densidad de corriente [75]. Las bajas temperaturas también producen un aumento de la viscosidad del electrolito, por ejemplo, en los casos donde se utiliza glicerol [8].

Algunos de los factores tomados en cuenta para la formación de SP, así como el efecto que tiene cada uno, se pueden observar en la siguiente tabla (Tabla 4) [8].

Tabla 4. Efecto de los parámetros de anodización en la formación de SP.

Un aumento de...	Porosidad	Velocidad de ataque	Corriente crítica
Concentración de HF	Disminuye	Disminuye	Aumenta
Densidad de corriente	Aumenta	Aumenta	-
Tiempo de anodizado	Aumenta	Casi constante	-
Temperatura	-	-	Aumenta
Dopaje de oblea (tipo p)	Disminuye	Aumenta	Aumenta
Dopaje de oblea (tipo n)	Aumenta	Aumenta	-

1.7 Proceso de oxidación de silicio poroso

La superficie nativa del SP está constituida con átomos de hidrógeno (Si-H_x , $x=1, 2, 3$) y se ha encontrado que es sensible al agua y oxígeno del ambiente [76], provocando que con el tiempo se produzca una oxidación en las paredes de los poros al estar en contacto con alguno de estos [77], lo

que se conoce como envejecimiento del material. Por lo que desafortunadamente es un material inestable, que provoca cambios en las propiedades y parámetros de dispositivos basados en SP, especialmente el SP fabricado con altas porosidades, ya que los filamentos de Si-c son frágiles y pueden colapsar. Este efecto representa un problema particular para aplicaciones que requieren estabilidad. Este es el caso para sensores donde la señal del SP depende de la pasivación de la superficie. Si la superficie de SP no es estabilizada, la señal del sensor puede ser modificada por la desviación incurrida por la oxidación natural del SP [78].

La oxidación es esencial para estabilizar las propiedades ópticas del SP. Existen varios métodos de estabilización de la estructura como: oxidación anódica, oxidación térmica [8], recocido mediante vapor de agua a alta presión [79], oxidación electroquímica [80] y la oxidación por ozono [78]. Sin embargo, la técnica más usada es la oxidación térmica, la cual vuelve al SP un material muy estable [59], es bien conocido por su aplicación tecnológica como aislante dieléctrico en circuitos integrados. Esta aplicación es basada en la transformación de SP en películas homogéneas de dióxido de silicio (SiO_2). El material es expuesto para que se oxide en todo su volumen, debido a su porosidad abierta y la fácil penetración del gas oxígeno dentro del poro; esta oxidación ocurre en un tiempo relativamente corto.

El dióxido de silicio (SiO_2) es un material transparente con baja polarizabilidad dando lugar a un bajo contraste óptico en vacío [81]. La textura porosa en substratos de silicio (Si) p+ y p- es muy sensible al tratamiento térmico, incluso a bajas temperaturas (200-400 °C), se observa un engrosamiento de la textura, que reduce el área superficial y la reactividad del SP a la oxidación, este efecto de engrosamiento aumenta con la temperatura [82]. El proceso de oxidación no modifica la morfología de las capas porosas, solo decrece el tamaño del poro después de la oxidación. Sin embargo, la densidad del poro es conservada [83]. Debido a la gran diferencia entre el coeficiente de expansión térmica de Si y SiO_2 , la formación del óxido inhibe la relajación del esqueleto de SP [84].

Capítulo II. Cristales fotónicos basados en multicapas de silicio poroso

La anodización del SP es un proceso autolimitado y ocurre en la profundidad de los poros, por lo tanto, una vez que el SP se formó, un cambio en la corriente de anodización no altera la estructura ya formada del mismo. Esto posibilita la fabricación de multicapas de SP con diferentes porosidades [32], la Tabla 5 enumera algunos ejemplos de los diferentes tipos de multicapas porosas clasificados a partir de las dimensiones del poro para obleas de silicio tipo p y tipo n.

Tabla 5. Ejemplos de diferentes tipos de estructuras multicapa de SP (Adaptada de [58])

	Tipo de estructuras	Algunos parámetros de fabricación	Tipo de multicapas y posibles aplicaciones
P	Microporosa	Tipo p o p ⁻ , intervalo de porosidad de 55-75% aprox., electrolito (HF + etanol).	Espejos, microcavidades, filtro de rugate; utiliza como sensor de gas óptico debido a una gran superficie.
	Mesoporosa	p ⁺ o p ⁺⁺ , resistividad <0.01 Ω-cm, Electrolito (HF + etanol), porosidad con un intervalo de 25 – 85%.	Reflectores de Bragg, espejos láser, microcavidades, filtros de rugate, guías de ondas, sensores, recubrimientos antirreflejos.
	Mesoporoso y macroporosa	p ⁺⁺ , alto intervalo de porosidades, electrolito (HF + etanol).	Espejos, filtros y microcavidades. Aplicaciones fotónicas y detección de macromoléculas.
N	Mesoporoso y macroporosa	n ⁻ o n ⁺⁺ , 10–50 nm para mesoporoso y 90–150 nm para capa macroporosa.	Espejos, microcavidades, aplicación de detección (sensado).
	Macroporosa	n ⁻ o n ⁺⁺ , electrolito (HF + CrO ₃), tamaño de poro de 50–200 nm.	Detección de macromoléculas, cristales fotónicos 2D y 3D.
	Micro, meso y macroporosa	0.01–0.02 Ω-cm, 10–300 mA/cm ² , porosidad de 30–82 %.	Multicapas con amplia gama de porosidad; posibles aplicaciones fotónicas y de detección (sensado).

La principal ventaja de utilizar SP para fabricar multicapas se debe a que es un proceso rentable, fácil y rápido, que permite obtener los espesores ópticos requeridos para obtener las propiedades ópticas deseadas [58]. En la construcción de estructuras fotónicas se pueden considerar dos opciones: un material metálico (conductor) o un dieléctrico; el SP se considera un material dieléctrico (ausencia de absorción por simplicidad de las aproximaciones matemáticas).

En este apartado se describe la interacción de la luz con la materia representada por medio de la matriz de transferencia, la teoría y diseño de Reflectores de Bragg Distribuidos (RBD's) y Filtros de FabryPerot (FFP's) de SP, donde los haces reflejados que salen de la interfaz superior de estas interfieren constructivamente para dar lugar a un máximo (RBD's) o un mínimo de reflectancia (FFP). Finalmente, siguiendo la misma base de las multicapas mencionadas anteriormente, se puede explicar de una manera más clara un filtro Fibonacci (FFN).

2.1 Cristales fotónicos unidimensionales

Los CF's son medios periódicos que se integran al menos de dos materiales dieléctricos; es decir, están contruidos mediante variaciones periódicas del índice de refracción del material que lo compone. Esta variación puede ser periódica en una, dos o tres dimensiones. Para el desarrollo del presente trabajo se estudiarán CF's periódicos en una sola dirección (unidimensionales).

Los CF's unidimensionales son los más simples, pues como se mencionó anteriormente, los índices de refracción del material que lo conforma se arreglan de tal forma que solo existe periodicidad en una sola dirección. La manera más sencilla de obtener este tipo de configuración se puede explicar conforme a la Fig. 13, esta consiste en alternar dos capas de materiales (azul y morado) con diferente índice de refracción. En óptica, a este tipo de configuración también se le conoce como multicapa.

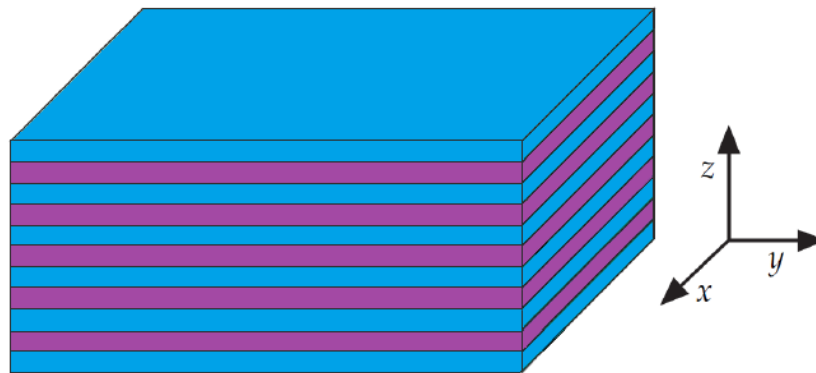


Fig. 13. Esquema de un cristal fotónico unidimensional o multicapa.

Teniendo un CF unidimensional como el mostrado en la figura anterior, a medida que z varia el medio cambia, mientras que el medio es homogéneo en la dirección x . Esto permite que los parámetros que involucran esta geometría, como el espesor de las capas, la periodicidad del sistema y el contraste de los índices de refracción sean fáciles de manejar. Aunado a esto, alterar la periodicidad del sistema resulta relativamente sencillo al insertar defectos de manera controlada, estos defectos se introducen, por ejemplo, variando el espesor de una capa o introducir una capa con una

constante dieléctrica distinta o bien de algún material diferente a los utilizados para la obtención del sistema periódico.

2.1.1 Reflectores de Bragg Distribuidos

Una aplicación óptica de las multicapas de SP son los espejos de Bragg (también llamados Reflectores Bragg Distribuidos), estos son CF's unidimensionales que se obtienen alternando capas de índice de refracción n_H y n_L pero de igual espesor óptico, donde una bicapa, es decir, 1 capa a con n_H y una capa b con n_L , constituyen un periodo ($\Lambda = a + b$). Presentan una banda de alta o máxima reflectividad en una región espectral ("gap fotónico") centrada en una longitud de onda igual a cuatro veces el espesor óptico de las capas individuales. Lo cual se deduce debido a que todos los haces que se reflejan por las múltiples interfaces tienen la misma fase ($\delta = \frac{4\pi}{\lambda} nd \cos \theta$) cuando alcanzan la interfaz superior [32] como se muestran en la Fig. 14. Esta última condición es válida para incidencia normal, si el espejo está diseñado para grandes ángulos de incidencia, necesitará por lo tanto capas más gruesas.

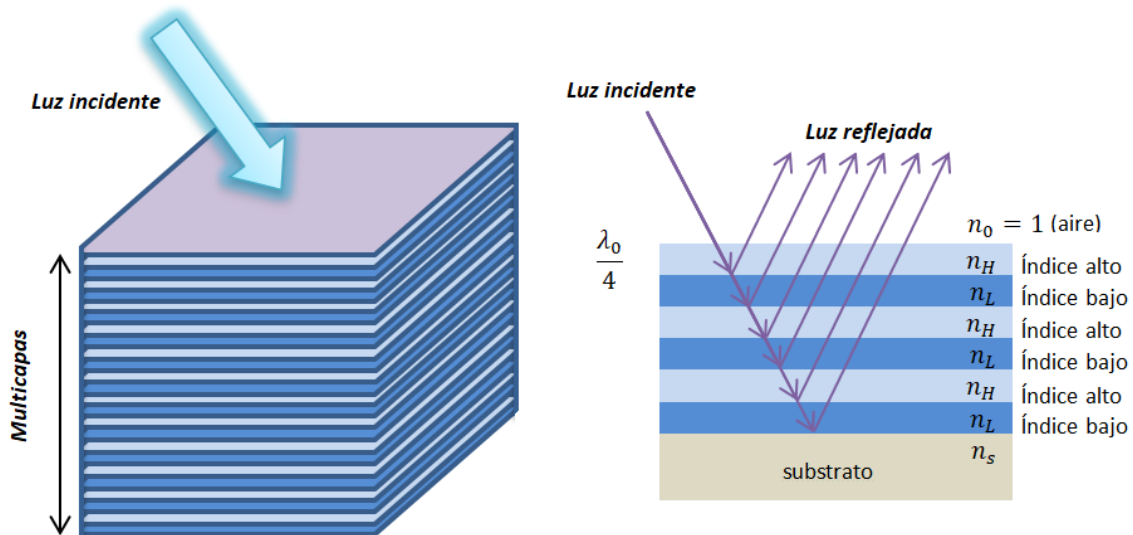


Fig. 14. Cristal fotónico de un cuarto de longitud de onda con múltiples capas alternadas con índices de refracción alto y bajo.

Considerando un medio homogéneo, isotrópico y línea, y debido al cambio de índice de refracción, cada interfaz entre los dos materiales aporta una reflexión de Fresnel [85]. Para una longitud de onda determinada, la diferencia de camino óptico entre las reflexiones posteriores de interfaces es la mitad de la longitud de onda. Por lo tanto, todos los haces reflejados en cada una de

las diversas interfaces interfieren constructivamente, lo que resulta en una máxima reflexión final de una región centrada en la longitud de onda elegida. Para otras longitudes de onda la interferencia ya no es constructiva y la reflectividad en consecuencia decae. La región de alta reflectividad obtenida se determina por el contraste entre los índices de refracción de las capas y el número de pares de capas del material [8].

Para obtener espejos de Bragg altamente reflejantes debemos alternar una pila de capas dobles con n_H y n_L . La estructura más utilizada es el RBD de cuarto de onda, puesto que la condición que se debe cumplir para cada capa es que el espesor óptico ($n_i \times d_i$) debe de ser igual a $\frac{1}{4}$ de la longitud de onda central que se desea reflejar [16].

$$n_i \times d_i = \frac{1}{4\lambda_0} \quad (2.1.1)$$

Donde:

n_i - índice de refracción alto (n_H) o bajo (n_L)

d_i - espesor de las capas con n_H o n_L

λ_0 - longitud de onda central

2.1.2 Microcavidades

A un CF como lo es la estructura de un Reflector de Bragg Distribuido, previamente mencionado, se pueden introducir puntos defecto, que no es más que introducir en la estructura una capa defecto, denominada cavidad; ocasionando que la periodicidad de esta se rompa y a su vez generar modos de defecto localizados dentro del ancho de banda fotónico provocando una banda de paso dentro del espectro de transmisión que hace disminuir exponencialmente la reflectancia.

La estructura de una microcavidad también puede ser nombrada como filtro Fabry-Perot, cuyo nombre corresponde a la construcción de un interferómetro de haces múltiples, por Charles Fabry y Alfred Perot en 1899, el cual ha influido acentuadamente la rama de la óptica a partir de la fabricación de películas delgadas [86]. Básicamente, el instrumento consta de dos superficies planas, paralelas, altamente reflectantes, separadas por una distancia d . En la práctica, dos planos ópticos de vidrio semiplateados o aluminizados forman las superficies reflectoras. Su relevancia surge del hecho

de que además de ser un dispositivo espectroscópico de un alto poder de resolución y usado en telecomunicaciones, también sirve como cavidad resonante básica en el láser.

Los FFP, totalmente dieléctricos y esencialmente sin absorción, tienen una estructura análoga (vidrio – índice alto – índice bajo – aire, o por sus siglas en inglés gHLA). Los siguientes son dos ejemplos posibles de su estructura:

$$g \text{ HLH LL HLH } a \quad \text{y} \quad g \text{ HL HL HH LH LH } a$$

En base a esto, los filtros Fabry-Perot con SP, se pueden fabricar siguiendo la misma analogía; es decir, la estructura se obtiene al ir alternando capas de manera periódica con índices de refracción n_H (baja porosidad) y n_L (alta porosidad) dependientes de la densidad de corriente, hasta incorporar una capa de defecto, y continuar alternando las capas, a fin de obtener una capa activa entre dos reflectores de Bragg simétricos o antisimétricos. El modo de defecto rompe la periodicidad de los índices de refracción y actúa como un confinador de fotones de la luz emitida espontáneamente, lo que conduce a la aparición de estados localizados dentro de la banda prohibida. La Fig. 15 muestra la estructura esquemática de una microcavidad (filtro Fabry-Perot).

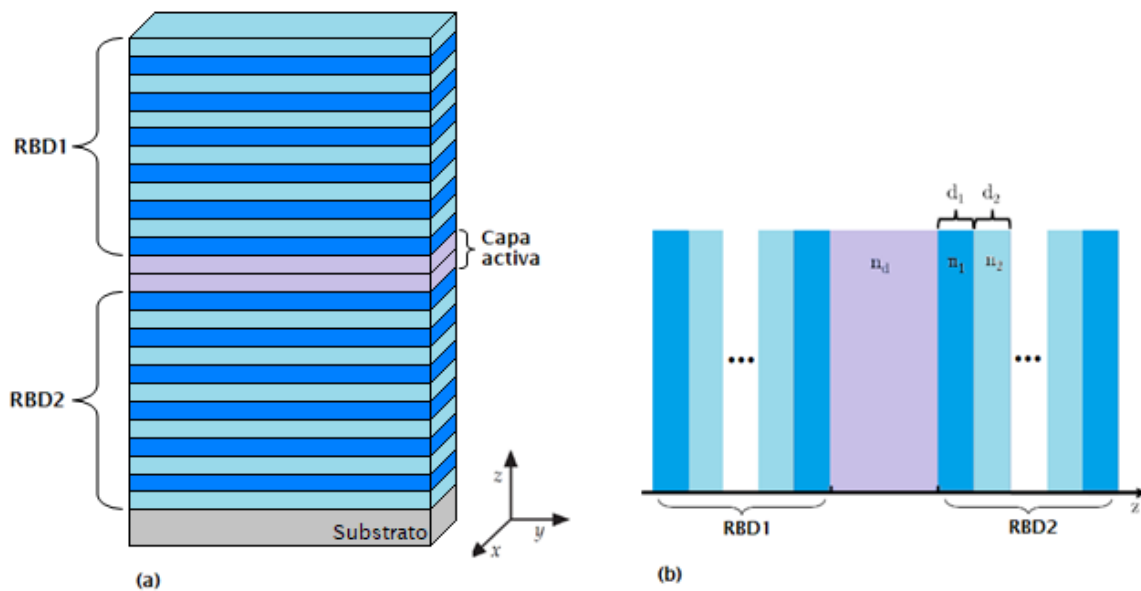


Fig. 15. Microcavidad. a) Esquema general de un FFP compuesto por dos RBD's y una capa activa. b) Sección transversal que ilustra la capa activa entre dos RBD's simétricos con índices de refracción n_1 y n_2 y espesores d_1 y d_2 .

El índice de refracción de la capa de defecto, puede o no ser igual al utilizado para los RBD's, siempre y cuando, el espesor óptico ($n_i \times d_i$) de la misma cumpla con la condición de ser igual a $1/2$

de la longitud de onda que se desea transmitir, o los múltiplos de este, $\frac{1}{2\lambda_0}$, λ_0 , $\frac{3}{2\lambda_0}$, etc., [16], [87]; es decir,

$$n_i \times d_i = \frac{1}{2\lambda_0} \quad (2.1.2)$$

Una de las particularidades más importantes que distingue a un filtro Fabry-Perot, es la finesa del defecto o factor de calidad Q , definido como

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (2.1.3)$$

Donde $\Delta\lambda$ es el ancho máximo medio del modo localizado o por sus siglas en inglés, FWHM (Full Width at Half Maximum) y λ es la longitud de onda del modo localizado. Su uso radica en medir la velocidad de pérdida de energía óptica dentro de la cavidad debido a la absorción, dispersión o pérdida por espejos imperfectos [88]; por ende, entre mayor sea el valor de Q , mayor será la calidad del defecto.

La gama de aplicaciones de este tipo de CF's va desde detectar sustancias como etanol, acetona, metanol, dióxido de nitrógeno, entre otras [14], [89, 90]; hasta su uso como espejos sintonizables [91], o filtros de paso de banda con una posición sintonizada del pico [87, 92]; además de mejorar la capacidad de emisión de luz del SP y ser ampliamente ventajosos en áreas como la electroluminiscencia y fotoluminiscencia [13, 93].

2.1.3 Filtro Fibonacci

La modulación espacial de las propiedades de un medio causa alteraciones en como la luz se propaga a través de este. Esta modulación se puede ver desde dos extremos, cuando el perfil espacial es periódico o cuando es totalmente aleatorio; para el primer caso, como lo hemos mencionado anteriormente, se habla de estructuras denominadas CF's [94], de los cuales, los reflectores de Bragg constituyen el ejemplo más sencillo, mientras que para el segundo caso, hablando de patrones aperiódicos, se tiene a los denominados cuasicristales fotónicos [95–97]. Siendo una estructura unidimensional ensamblada de acuerdo con la secuencia Fibonacci la primera modulación de una red aperiódica que poseía un orden de largo alcance [98, 99]. Posteriormente, se dio a conocer otro tipo de cuasicristales fotónicos, entre ellos se encuentra los cuasicristales Cantor [100, 101] y Thue-Morse [102, 103]. Para este trabajo, nos enfocaremos en los llamados cuasicristales de Fibonacci.

La construcción de un FFN consta de una estructura híbrida, la cual está formada por dos CF's de N periodos de capas, y en medio una estructura cuasiperiódica elegida por la secuencia Fibonacci. A cada capa le corresponde un índice de refracción, por lo que, el resultado es tener capas alternas de manera periódica con índices de refracción n_H y n_L a las orillas de la estructura formada por la secuencia Fibonacci.

La sucesión de Fibonacci fue desarrollada por Leonardo de Pisa (cuyo apodo era Fibonacci) en 1202 como resultado de su investigación sobre el crecimiento de una población de conejos. Los números de Fibonacci sucesivos se generan sumando los dos números anteriores en la secuencia, después de especificar las condiciones iniciales adecuadas [104]. Para su aplicación en multicapas de SP, una estructura de Fibonacci se puede realizar experimentalmente al unir dos bloques de construcción A y B, de acuerdo a la siguiente regla de concatenación [104–108]:

$$S_{j+1} = S_j S_{j-1} \quad (2.1.4)$$

Para $j \geq 1$, donde $S_0 = b$ y $S_1 = a$. Su aplicación sucesiva genera la secuencia de capas (Fig. 16):

$$S_2 = S_1 S_0 = ab$$

$$S_3 = S_2 S_1 = aba$$

$$S_4 = S_3 S_2 = abaab$$

$$S_5 = S_4 S_3 = abaababa$$

El número de capas en la secuencia S_j viene dado por F_j , donde F_j es el número de Fibonacci obtenido de la ley recursiva:

$$F_{j+1} = F_j + F_{j-1} \quad (2.1.5)$$

Donde $F_0 = F_1 = 1$. Así

$$F_2 = F_1 + F_0 = 1 + 1 = 2$$

$$F_3 = F_2 + F_1 = 2 + 1 = 3$$

$$F_4 = F_3 + F_2 = 3 + 2 = 5$$

$$F_5 = F_4 + F_3 = 5 + 3 = 8$$

Mientras que la longitud L_j de la secuencia S_j ; es decir, el número total de capas a y b , se obtiene a partir de:

$$L_j = F_{j-1}a + F_{j-2}b \quad (2.1.6)$$

Para $j \geq 2$, donde L_1 puede variar entre a y b , dependiendo de la capa que se tenga. De esta manera:

$$L_2 = F_1a + F_0b = 1a + 1b$$

$$L_3 = F_2a + F_1b = 2a + 1b$$

$$L_4 = F_3a + F_2b = 3a + 2b$$

$$L_5 = F_4a + F_3b = 5a + 3b$$

En la siguiente figura se describe de una manera más breve cada parámetro descrito con anterioridad, desde la secuencia generada, hasta el número de capas y la longitud total de la estructura.

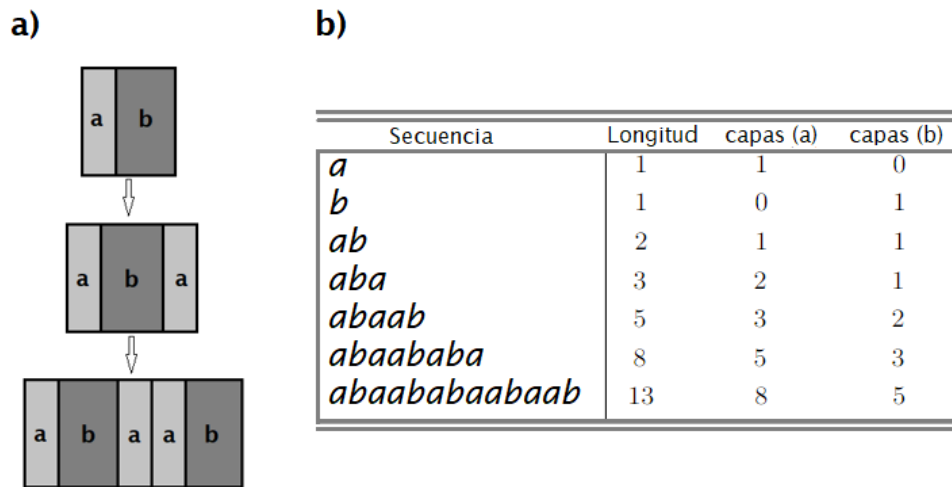


Fig. 16. Secuencia Fibonacci. a) Ilustración esquemática de la estructura. b) Secuencia y relación entre su longitud y número de capas.

Como ejemplo de un filtro Fibonacci, se considera una estructura híbrida $CF(5) / F_5 / CF(5)$; lo que se traduce básicamente, a tener un CF (un RBD para ser más exactos) con $N=5$ periodos a las orillas de la estructura formada por la secuencia Fibonacci S_5 . En la siguiente figura se muestra la estructura mencionada, cuyas capas siguen el mismo principio que el mencionado para los RBD's.

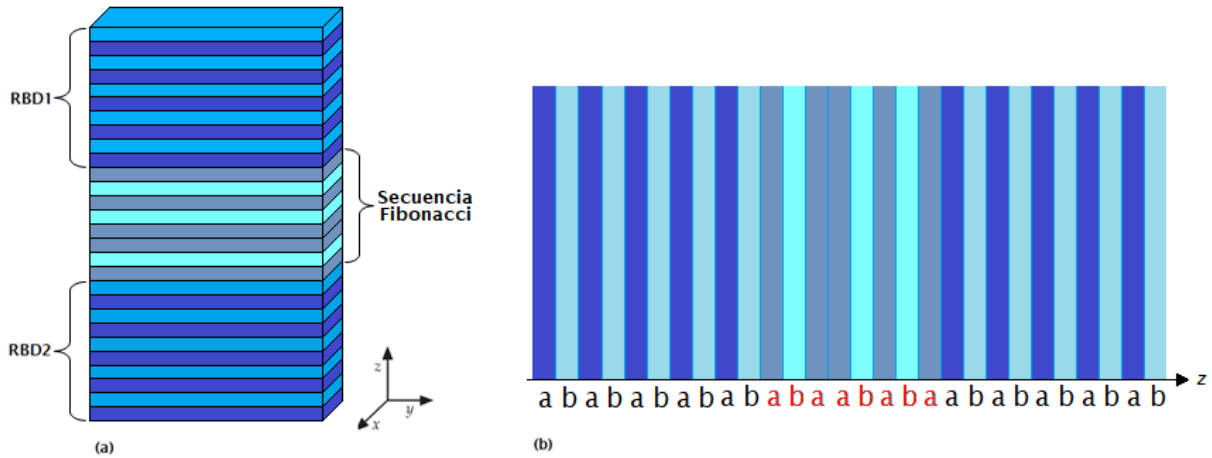


Fig. 17. Filtro Fibonacci. a) Esquema general de un FFN compuesto por dos RBD's y una estructura que obedece la secuencia Fibonacci S_5 . b) Sección transversal que ilustra la estructura de la secuencia Fibonacci entre dos RBD's, y la disposición de las capas a y b.

2.2 Propiedades ópticas de cristales fotónicos basados en silicio poroso

Las propiedades ópticas de CF's de SP se pueden obtener basándose en modelos teóricos que otorguen valores cercanos a los resultados experimentales; considerando que los CF's presentan una fuerte analogía con la física de estado sólido (estructura periódica atómica en una red cristalina). Esta similitud permite realizar el análisis de estos cristales mediante métodos conocidos, así como emplear modelación numérica que se utiliza para el estado sólido. Las semejanzas que nos permiten hacer la relación son las siguientes:

- El comportamiento de los fotones en el CF es similar al comportamiento de los electrones y huecos en una red atómica.
- La modulación periódica del índice de refracción en un CF forma una red, similar a la red atómica en el estado sólido.
- La periodicidad de la red del CF como del cristal en estado sólido son capaces de proveer bandas prohibidas de propagación (band-gap).

No obstante, también presentan diferencias sobresalientes, entre ellas, la distribución de energía por partícula en el caso de los electrones obedece la distribución de Fermi-Dirac mientras que los fotones la distribución de Bose-Einstein. Encima, los electrones se ven afectados por el campo intra-cristalino, mientras que los fotones no experimentan algún efecto por este campo, lo que hace que la modelación de la estructura de bandas fotónicas se vea simplificada significativamente [109].

Por lo tanto, la importancia práctica de un CF se determina por la presencia de la banda prohibida fotónica, lo que la convierte en la propiedad más importante del mismo. El band-gap

fotónico, o bien la brecha de banda fotónica, se refiere al intervalo de energía, frecuencia o longitud de onda donde la propagación de la luz está prohibida dentro del CF. De esta manera es posible diseñar y fabricar CF's basados en SP con un gap fotónico que impida la propagación de la luz a través del cristal en ciertas direcciones dependiendo del intervalo longitud de onda prohibida. El ejemplo más común es el RBD, que consiste en alternar capas de un cuarto de la longitud de onda con índices de refracción n_H y n_L , cada uno con una constante dieléctrica distinta, cumpliendo con la condición de Bragg, $n_i d_i = \frac{\lambda}{4}$, donde $i = H, L$ [16].

De esta manera, cuando la onda de luz incide en el RBD ésta sufre un desplazamiento al entrar en contacto con cada capa que lo conforma, por lo que en cada interfaz parte de la luz se refleja parcialmente, parte se absorbe y finalmente parte de la luz se transmite. Así, se presenta el fenómeno de interferencia constructiva, a partir de los haces de luz que se superponen formando una onda con mayor amplitud y alcanzan la interfaz superior del material. Este fenómeno fue explicado por Lord Rayleigh en 1887 y es la base de muchos dispositivos ópticos incluyendo los RBD's, FFP's, y otros CF's [110].

2.3 Métodos matemáticos para el análisis de multicapas

Para comprender las propiedades fundamentales de los CF's, es necesario realizar un análisis teórico que nos permita identificar las características que influyen directamente en la fabricación de multicapas o bien, interpretar los datos con la finalidad de poder aplicarlo a la parte experimental. En este apartado se podrá encontrar un resumen de los métodos numéricos que están directamente relacionados con las propiedades ópticas de las multicapas, siendo el método de la matriz de transferencia el más resaltado, ya que será el método utilizado para el análisis de las multicapas presentadas en este trabajo.

2.3.1 Ecuaciones de Maxwell

Para este estudio, la presencia de campos electromagnéticos conduce de manera natural al uso de las ecuaciones de Maxwell, debido a que estas rigen el comportamiento de dichos campos en un medio, convirtiéndose en las cuatro ecuaciones fundamentales del electromagnetismo (unidades MKS):

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (2.3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}, \quad (2.3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (2.3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.3.4)$$

Donde \mathbf{E} y \mathbf{H} son el vector de campo eléctrico y magnético, respectivamente; los cuales son empleados para describir un campo electromagnético. \mathbf{B} y \mathbf{D} corresponden a los vectores de inducción magnética y de desplazamiento eléctrico, respectivamente; y su función es introducir el efecto del campo sobre la materia. La densidad de carga eléctrica, ρ , y la densidad de corriente, \mathbf{J} , se consideran como fuentes externas de los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} . No obstante, en óptica, ambas son nulas; es decir, dichas ecuaciones pueden ser restringidas para el caso particular de la propagación de la radiación electromagnética a través de medios con constante dieléctrica variable, sin cargas ni corrientes. Dando como resultados las llamadas ondas electromagnéticas, que no es más que la existencia de un campo electromagnético en ausencia de cargas [111].

Cabe señalar que, para determinar el vector de campo eléctrico o magnético, es necesario hacer una relación entre \mathbf{B} y \mathbf{H} , y entre \mathbf{E} y \mathbf{D} , haciendo uso de las llamadas ecuaciones constitutivas o ecuaciones de los materiales:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.3.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.3.6)$$

Donde, ε y μ se conocen como tensor dieléctrico (o tensor de permitividad) y tensor de permeabilidad, respectivamente. De ahí que la constante ε_0 se denomina permitividad del vacío y la constante μ_0 , permeabilidad del vacío. Mientras que \mathbf{P} y \mathbf{M} son los vectores de polarización eléctrica y magnética [111].

2.3.2 La ecuación de onda

De los resultados más importantes de las ecuaciones de Maxwell, resaltan las ecuaciones de onda para los campos eléctrico y magnético, así como su posible solución.

Considerando las regiones donde la densidad de carga, ρ , como la densidad de corriente desaparecen, y suponiendo que el medio es homogéneo e isotrópico; entonces, las ecuaciones estándar de ondas electromagnéticas, están dadas de la siguiente manera:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.3.7)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.3.8)$$

Las soluciones que se proponen a las ecuaciones (2.3.7) y (2.3.8) corresponden a la conocida onda plana monocromática:

$$\psi = Ae^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.3.9)$$

Donde A es una constante y es la amplitud de la onda, ω es la frecuencia angular y \mathbf{k} el vector de onda. Por lo que básicamente, se tiene una solución armónica tanto para el campo eléctrico como para el campo magnético, respectivamente [111]:

$$\mathbf{E} = E_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.3.10)$$

$$\mathbf{H} = H_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.3.11)$$

2.3.3 Condiciones de frontera

Al determinar la reflexión y transmisión de la radiación electromagnética a través de un medio de multicapas, las problemáticas que se presentan son las condiciones de continuidad; es decir, la continuidad de los componentes de los vectores de campo en las interfaces entre las capas dieléctricas; pues, aun cuando las propiedades físicas (ϵ y μ) pueden cambiar abruptamente a través de las interfaces, existe una relación de continuidad de algunos componentes de los vectores de campo en la frontera dieléctrica. Dichas condiciones de continuidad pueden ser derivadas directamente de las ecuaciones de Maxwell, y se representan como:

$$\mathbf{B}_{2n} = \mathbf{B}_{1n} \quad (2.3.12)$$

$$\mathbf{D}_{2n} - \mathbf{D}_{1n} = \sigma \quad (2.3.13)$$

$$\mathbf{E}_{2t} = \mathbf{E}_{1t} \quad (2.3.14)$$

$$\mathbf{H}_{2t} - \mathbf{H}_{1t} = \mathbf{K} \quad (2.3.15)$$

De las ecuaciones (2.3.12) y (2.3.13) se puede observar que la componente normal (n) de la inducción magnética, \mathbf{B} , siempre es continua del medio 1 al medio 2, mientras que la diferencia entre las componentes normales del desplazamiento eléctrico, \mathbf{D} , es igual a la densidad de carga superficial, σ . Para el caso de las ecuaciones (2.3.14) y (2.3.15), se puede deducir que la componente tangencial (t) del vector de campo eléctrico, \mathbf{E} , siempre es continua en la interfaz, y la diferencia entre las componentes tangenciales del vector de campo magnético, \mathbf{H} , es igual a la densidad de corriente superficial, \mathbf{K} [111].

No obstante, para el estudio de propagación de ondas en muchas áreas de la óptica, es indispensable no considerar las densidades de carga y corriente superficial; es decir, situaciones en las que σ y \mathbf{K} no existen. Por ende, las componentes normales de \mathbf{D} y \mathbf{B} , y las componentes tangenciales de \mathbf{E} y \mathbf{H} son continuas a través de la interfaz que separa los medios 1 y 2 [111]:

$$\mathbf{B}_{2n} = \mathbf{B}_{1n} \quad (2.3.16)$$

$$\mathbf{D}_{2n} = \mathbf{D}_{1n} \quad (2.3.17)$$

$$\mathbf{E}_{2t} = \mathbf{E}_{1t} \quad (2.3.18)$$

$$\mathbf{H}_{2t} = \mathbf{H}_{1t} \quad (2.3.19)$$

2.3.4 Método de la matriz de transferencia

El método de la matriz de transferencia es el más empleado para el estudio matemático de la transmisión de ondas en estructuras unidimensionales, ya que nos permite analizar el cambio en las amplitudes de los campos eléctrico y magnético al propagarse por un sistema de multicapas, y de esta manera calcular los espectros de reflectancia y transmitancia.

Con el fin de estudiar la reflexión y transmisión de la radiación electromagnética a través de una multicapa mediante este método, se considera una estructura unidimensional que consiste en un sistema con N interfaces, como se muestra en la Fig. 18 y se describe por:

$$n(x) = \begin{cases} n_0, & x < x_0, \\ n_1, & x_0 < x < x_1, \\ n_2, & x_1 < x < x_2, \\ \vdots & \vdots \\ n_N, & x_{N-1} < x < x_N, \\ n_s, & x_N < x, \end{cases} \quad (2.3.20)$$

Donde n_0 y n_s , corresponden al índice de refracción del medio incidente y del sustrato, respectivamente; n_l es el índice de refracción correspondiente a cada capa, el subíndice N se refiere al número total de capas de la estructura, x_l es la posición de la interfaz que se encuentra entre la capa l y la capa $(l+1)$.

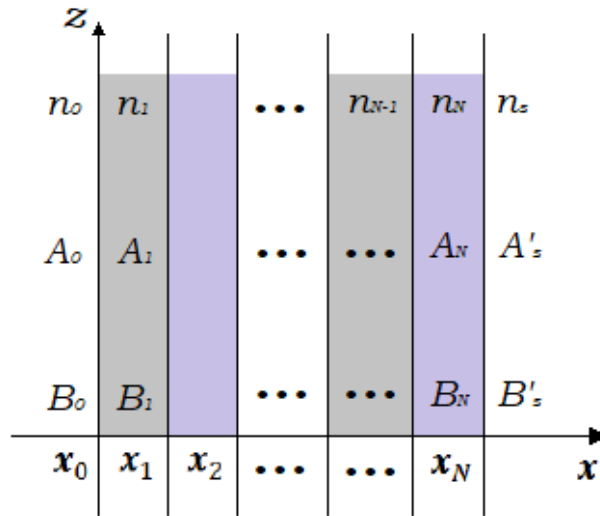


Fig. 18. Esquema de un sistema multicapas. A_l y B_l representan las amplitudes del campo, n_l y x_l son los índices de refracción y la posición de cada capa, respectivamente.

Como se mencionaba anteriormente en la sección 2.3.2, y considerando que el medio es homogéneo en la dirección z , el campo eléctrico de una solución general de onda plana se puede escribir como:

$$\mathbf{E} = E(x)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.3.21)$$

De esta manera, la distribución del campo eléctrico en la estructura mostrada en la Fig. 18, se describe como:

$$E(x) = \begin{cases} A_o e^{-ik_{0x}(x-x_0)} + B_o e^{ik_{0x}(x-x_0)}, & x < x_0, \\ A_l e^{-ik_{lx}(x-x_l)} + B_l e^{ik_{lx}(x-x_l)}, & x_{l-1} < x < x_l, \\ A'_s e^{-ik_{sx}(x-x_N)} + B'_s e^{ik_{sx}(x-x_N)}, & x_N < x, \end{cases} \quad (2.3.22)$$

Donde k_{lx} es la componente x de los vectores de onda:

$$k_{lx} = n_l \frac{\omega}{c} \cos \theta_l \quad (2.3.23)$$

y θ_l es el ángulo de la onda electromagnética incidente en cada capa.

Si consideramos únicamente dos medios, y si las amplitudes de $E(x)$ se representan como vectores columna, se tiene:

$$\begin{pmatrix} A_o \\ B_o \end{pmatrix} = D_0^{-1} D_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \quad (2.3.24)$$

Por lo que las ondas planas en diferentes capas pueden ser relacionadas mediante:

$$\begin{pmatrix} A_l \\ B_l \end{pmatrix} = P_l D_l^{-1} D_{l+1} \begin{pmatrix} A_{l+1} \\ B_{l+1} \end{pmatrix}, \quad l = 1, 2, \dots, N \quad (2.3.25)$$

donde $N+1$ representa s , entonces $A_{N+1} = A'_s$ y $B_{N+1} = B'_s$. Conforme a esto, la relación entre A_o , B_o y A'_s , B'_s se puede escribir de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} A_o \\ B_o \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (2.3.26)$$

Para finalmente definir la matriz de transferencia como:

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = D_0^{-1} \left[\prod_{l=1}^N D_l P_l D_l^{-1} \right] D_s \quad (2.3.27)$$

Donde las matrices D_l son las matrices dinámicas dadas por:

$$D_l = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_l \cos \theta_l & -n_l \cos \theta_l \end{pmatrix} \quad (2.3.28)$$

$$D_l = \begin{pmatrix} \cos \theta_l & \cos \theta_l \\ n_l & -n_l \end{pmatrix} \quad (2.3.29)$$

La matriz mostrada por la ecuación (2.3.28) es para polarización s y la matriz dada en la ecuación (2.3.29) para polarización p. Mientras que la matriz P_l es la matriz de propagación y esta se puede escribir como:

$$P_l = \begin{pmatrix} e^{ik_x d_l} & 0 \\ 0 & e^{-ik_x d_l} \end{pmatrix} \quad (2.3.30)$$

Donde d_l corresponde a los espesores de cada capa [111].

2.3.5 Reflectancia y transmitancia

Los elementos de la matriz nos permiten obtener la reflectancia y transmitancia de las ondas planas monocromáticas a través de la estructura multicapa. Considerando que la onda electromagnética incide desde el medio 0, los coeficientes de transmisión y reflexión de Fresnel se definen como:

$$r = \left(\frac{B_0}{A_0} \right)_{B_s=0} \quad (2.3.31)$$

$$t = \left(\frac{A_s}{A_0} \right)_{B_s=0} \quad (2.3.32)$$

Usando la matriz definida en la ecuación (2.3.26) y tomando en cuenta las definiciones (2.3.31) y (2.3.32) los coeficientes se obtienen a partir de:

$$r = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad (2.3.33)$$

$$t = \frac{1}{M_{11}} \quad (2.3.34)$$

Por lo tanto, la reflectancia está dada por:

$$R = |r|^2 = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 \quad (2.3.35)$$

Mientras que la transmitancia, estará definida como se muestra en la ecuación (2.3.36), si los medios, el incidente y el sustrato, son dieléctricos puros con índices de refracción reales n_0 y n_s , respectivamente [111].

$$T = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} |t|^2 = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \quad (2.3.36)$$

Finalmente, si se consideran medios dieléctricos no absorbentes, justo como se hará para la parte de simulación, la relación entre la reflectancia y la transmitancia es:

$$T = 1 - R \quad (2.3.37)$$

2.4 Relación del índice de refracción con la porosidad del SP

El SP se describe como un material compuesto por una mezcla de aire, silicio y, en algunos casos, dióxido de silicio. Además, se puede especificar como un medio eficaz, cuyas propiedades ópticas dependen de los volúmenes relativos de silicio y del medio de relleno de los poros. Las propiedades ópticas están determinadas por el grosor, la porosidad, el índice de refracción y la forma y tamaño de los poros [58].

El SP resulta ser un material muy atractivo para la fabricación de CF's debido a la facilidad para cambiar su índice de refracción. Estas variaciones en el índice de refracción dependen de la porosidad del material que se obtiene mediante el control preciso de la densidad de corriente aplicada; por ejemplo, al aumentar la porosidad, el índice de refracción disminuye, lo cual ocurre porque se reduce el tamaño de nanocristales de silicio y aumenta la fracción de aire dentro de los poros.

2.4.1 Modelos para obtener el índice de refracción

Para formar una microcavidad con cierta longitud de onda, se debe elegir el índice de refracción apropiado y el espesor de las capas. El índice de refracción (n) de SP es más bajo que el de Si-c, y disminuye con el aumento de la porosidad. La relación entre la porosidad y n de cada capa de SP puede ser determinada por varias aproximaciones de medios efectivos (EMA's), existen varios modelos para obtener el índice de refracción que dependen de la porosidad y morfología del poro

[112]. La principal diferencia entre estas fórmulas radica en cómo se toma en cuenta la microtopología de los poros.

Se pueden proporcionar soluciones teóricas mediante diferentes métodos de aproximación de medios efectivos. Los enfoques de medios efectivos se desarrollaron para obtener valores teóricos de la función dieléctrica efectiva, cuya parte real ϵ_r se relaciona con el índice de refracción efectivo real como $\epsilon_r \sim n_{eff}^2$ cuando se considera una absorción baja. Algunos de las EMA's que predicen el comportamiento del índice de refracción expresados en términos de n_{eff} son: [113]

- **Modelo Looyenga**, más adecuado para altas porosidades y se define como:

$$n_{eff}^{2/3}(\lambda) = (1-P)n_{si}^{2/3}(\lambda) + Pn_{air}^{2/3}(\lambda), \quad (2.4.1)$$

- **Maxwell-Garnett** considera partículas esféricas aisladas, donde no se contempla la percolación de SP, por lo tanto, este modelo no es relevante para este material.
- **Fórmula propuesta por del Río et al. (dRZW)** basada en el teorema de reciprocidad Keller para una conductividad efectiva en un material compuesto, no considera ninguna forma de inclusión particular, podría aplicarse a materiales con microestructura arbitraria [113].

$$n_{eff}(\lambda) = Pn_{si}(\lambda) \frac{1 + P \left(\sqrt{\frac{n_{air}(\lambda)}{n_{si}(\lambda)}} - 1 \right)}{1 + P \left(\sqrt{\frac{n_{si}(\lambda)}{n_{air}(\lambda)}} - 1 \right)}, \quad (2.4.2)$$

- **Aproximación de Bruggeman** es una de las EMA más utilizadas para la determinación del índice de refracción de SP. Considera diferentes tamaños de inclusiones esféricas incrustadas en un medio continuo y es aplicable a cualquier porosidad:

$$P \frac{n_{air}^2(\lambda) - n_{eff}^2(\lambda)}{n_{air}^2(\lambda) + 2n_{eff}^2(\lambda)} + (1-P) \frac{n_{si}^2(\lambda) - n_{eff}^2(\lambda)}{n_{si}^2(\lambda) + 2n_{eff}^2(\lambda)} = 0, \quad (2.4.3)$$

Donde

n_{eff} = Índice de refracción efectivo real

n_{si} = Índice de refracción del silicio

n_{air} = Índice de refracción del aire

En resumen, la fórmula de Maxwell Garnett no se debe utilizar para un sistema de percolación como el SP, la ecuación de Looyenga implica percolación para todas las porosidades, pero la aproximación de medio efectivo de Bruggeman es mucho mejor ya que se adapta perfectamente a una red de huecos como el SP [51, 114]. Como se puede observar en la Fig. 19 y de acuerdo con la literatura, la aproximación de Bruggeman ha demostrado ser la mejor referencia para el ajuste del índice de refracción del SP, ya que es aplicable para porosidades moderadas, y de sistemas de partículas de forma irregular.

En este trabajo se utilizó la EMA de Bruggeman para conocer el índice de refracción considerando un medio homogéneo e isotrópico de una mezcla de silicio y aire.

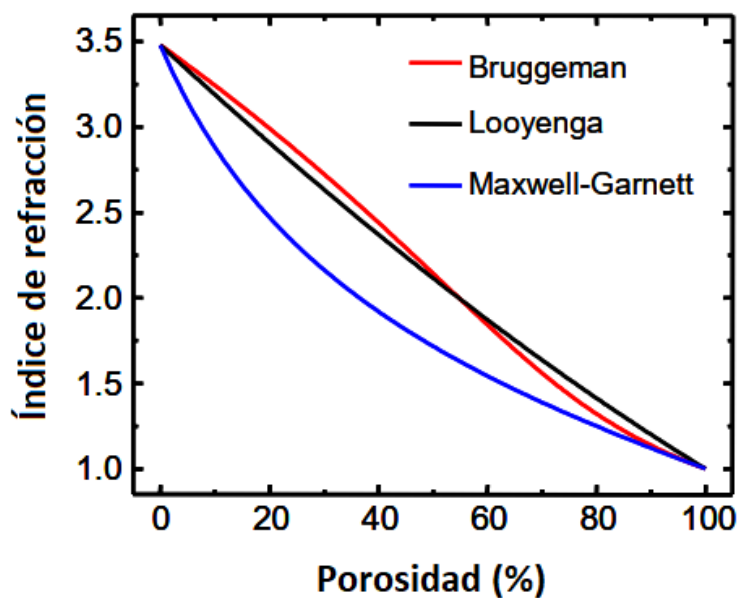


Fig. 19. Comparación de la relación entre el índice de refracción y la porosidad de la aproximación de medio efectivo de: Bruggeman, Looyenga y Maxwell-Garnett [115].

Como se mencionó anteriormente, los EMA's permiten obtener valores teóricos de la función dieléctrica efectiva, la cual tiene una parte real (índice de refracción) y una parte imaginaria (coeficiente de extinción), donde el coeficiente de extinción determina la velocidad de absorción en el medio [116]. Considerando al SP como un dieléctrico no tomamos en cuenta el coeficiente de extinción, y debido a que el índice de refracción del aire es 1, podemos simplificar la ecuación (2.4.3) de la aproximación de Bruggeman antes mencionada para obtener el índice de refracción efectivo del SP:

$$n_{eff} = \frac{1}{2} [3P(1-n_{si}^2) - (1-2n_{si}^2) + \{ [3P(1-n_{si}^2) - (1-2n_{si}^2)]^2 + 8n_{si}^2 \}^{\frac{1}{2}}]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.4.4)$$

Donde la variable P la conocemos por el método de gravimetría y se conoce también el índice de refracción de los filamentos de Si-c y del aire, por lo tanto podemos conocer el índice de refracción efectivo del SP, para cada variación de porosidad obtenida.

Como se observa en el ejemplo de un trabajo previo (Fig. 20) podemos relacionar el índice de refracción con la densidad de corriente.

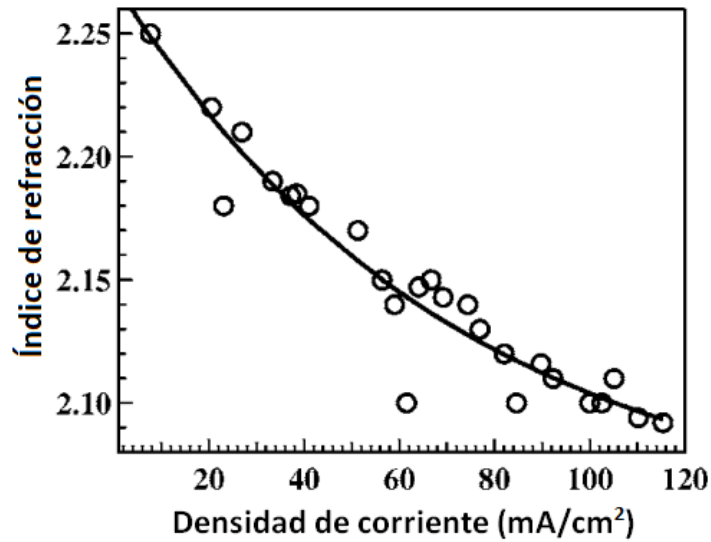


Fig. 20. Índice de refracción de silicio poroso tipo P en función de la densidad de corriente [117].

Además de estas relaciones del índice de refracción con la densidad de corriente aplicada, es fundamental conocer la dependencia del índice de refracción con la longitud de onda incidente. Esta relación se estimó a partir de las propiedades del Si-c [118], donde se reportan los valores de índice de refracción respecto a la longitud de onda λ . Introduciendo estos valores en la ecuación (2.4.4) es posible obtener una relación de índice de refracción en función de la longitud de onda para las diferentes porosidades obtenidas. Además, podemos observar para diferentes energías de fotones E (eV), datos como la constante dieléctrica real e imaginaria, E_1 y E_2 respectivamente, y la parte imaginaria del índice de refracción (k); el cual puede considerarse despreciable, dependiendo el intervalo de longitud de onda en el cual se trabaja.

Capítulo III. Metodología

En el presente capítulo se describe el proceso realizado para la simulación de los CF's como: el Reflector de Bragg Distribuido, el filtro Fabry-Perot y el filtro Fibonacci en la región del espectro visible, a partir del uso de la matriz de transferencia. Además, se explica en detalle los procesos experimentales para la obtención de CF's de silicio en la región del visible y dióxido de Silicio en la región del UV; el primer proceso que tiene lugar es el de anodización electroquímica para la obtención de los CF's de SP, seguido por el de oxidación seca, el cual consta de dos etapas de oxidación para obtener los CF's de Si-SiO₂ en el UV.

3.1 Desarrollo del programa de simulación

El estudio del comportamiento óptico de estructuras multicapa se ha llevado a cabo mediante la simulación de estos con ayuda del programa Mathematica y el desarrollo de la matriz de transferencia. El programa nos permite calcular los espectros de reflectancia y transmitancia para cada tipo de CF (Reflector de Bragg Distribuido, filtro Fabry-Perot y filtro Fibonacci).

3.1.1 Estructura del programa

El objetivo principal de la simulación con este programa es entender y analizar la respuesta óptica de una estructura multicapa, para su posible fabricación. Básicamente, el programa se basa en el método de la matriz de transferencia; sin embargo, en los párrafos siguientes se describen los parámetros y pasos necesarios para la simulación con este.

La primera parte del programa consiste en definir los siguientes parámetros:

- Ángulo de la onda electromagnética incidente (α_0): se considera una incidencia normal, por lo tanto, el ángulo puede ser de 0 o 90 grados.
- Índice de refracción del medio incidente (n_i): el medio incidente hace referencia al medio por el cual llega la onda incidente a la superficie de la estructura multicapa.
- Índice de refracción del sustrato (n_s): el sustrato se refiere al material donde se encuentre apilada la estructura multicapa.
- Índices de refracción de las capas (n_a y n_b): como ya se ha mencionado, una estructura multicapa, se obtiene al ir alternando capas con índices de refracción distinto. Su fabricación

dependerá del tipo de CF que se desea, pero básicamente se tiene dos capas distintas a las que denominaremos capa a y capa b. Los índices de refracción de cada capa se pueden definir arbitrariamente (para el caso del silicio, el índice de refracción puede variar de 1.1-3-5), sólo se debe considerar, tener un índice de refracción alto y un bajo.

- Longitud de onda (λ_0): se define la longitud de onda del espectro electromagnético en la que se desea diseñar cada CF.
- Espesor de las capas (d_a y d_b): el espesor se calcula a partir de la condición de que el espesor óptico ($n_i \times d_i$) de cada capa debe de ser igual a $\frac{1}{4}$ de la longitud de onda central que se estableció.
- Periodo ($\Lambda = a + b$): en este apartado se define el número de periodos de la estructura.

```
*****Parámetros iniciales*****
a0 = 0 *  $\frac{5 \pi}{180}$ ; (*ángulo de incidencia*)
ni = 1; ns = 1; (*índices de refracción del medio incidente y del sustrato*)
na = 1.5368; nb = 2.8769; (*índices de refracción de las capas a y b*)
λ0 = 530; (*longitud de onda*)
da = λ0 / (4 na); (*espesor de la capa a*)
db = λ0 / (4 nb); (*espesor de la capa b*)
Λ = da + db; m = 15; (*número de periodos*)
n = {ni, na, nb, ns};
d = {da, db};
```

Fig. 21. Primera parte del programa. Se definen los parámetros iniciales.

Los pasos siguientes para construir el cuerpo de la matriz de transferencia consisten en:

- Ángulo de la onda electromagnética que se refracta en cada capa. A partir del ángulo de la luz incidente y el índice de refracción de los diferentes medios, se puede calcular el ángulo con el que la luz se transmite para cada capa.
- Vectores de onda: sólo se considera la componente en la que existe un cambio; es decir, a lo largo del eje donde las capas se van alternado, por ejemplo, a lo largo del eje z en la Fig. 13.

```

*****Cálculo de ángulos*****

For [j = 1, j ≤ 3, j++,
|para cada
  If [j == 1, Ang = {a0}];
  |si
  an[1] = a0;
  an[j + 1] = ArcSin[n[ [j] ] / n[ [j + 1] ] * Sin[an[j] ]];
  |arco seno |seno
  AppendTo[Ang, an[j + 1] ]];
|añade al final

*****Vectores K's*****

k[x_] := Table[N[2 Pi Cos[Ang[[i]]] ] * n[[i]] / x, {i, 2, 3}];
|tabla |va... |... |coseno

```

Fig. 22. Cálculo de ángulos refractados y vectores de onda en cada capa.

- Posteriormente, se hace el cálculo de las matrices dinámicas (matrices D's), correspondientes al tipo de polarización, ya definidas anteriormente en la sección 2.3.4.

```

*****Matrices D's, polarización S*****

mdi = {{1, 1}, {ni Cos[Ang[[1]]], -ni Cos[Ang[[1]]]}};
|coseno |coseno
mds = {{1, 1}, {ns Cos[Ang[[4]]], -ns Cos[Ang[[4]]]}};
|coseno |coseno
mdj = Table[{{1, 1}, {n[[i]] Cos[Ang[[i]]], -n[[i]] Cos[Ang[[i]]]}}, {i, 2, 3}];
|tabla |coseno |coseno

*****Matrices D's, polarización P*****

mdi = {{Cos[Ang[[1]]], Cos[Ang[[1]]]}, {ni, -ni}};
|coseno |coseno
mds = {{Cos[Ang[[4]]], Cos[Ang[[4]]]}, {ns, -ns}};
|coseno |coseno
mdj = Table[{{Cos[Ang[[i]]], Cos[Ang[[i]]]}, {n[[i]], -n[[i]]}}, {i, 2, 3}];
|tabla |coseno |coseno

```

Fig. 23. Cálculo de las matrices dinámicas correspondientes a cada tipo de polarización (s y p).

Donde mdi, corresponde a la matriz dinámica del medio incidente, mds corresponde a la del sustrato, y mdj, se define para hallar las diferentes matrices dinámicas de cada capa.

- Se realiza el cálculo para las matrices de propagación que se tienen entre cada capa, igualmente ya definida en la sección 2.3.4. Como se puede observar la matriz P está en función de los vectores de onda y los espesores de las capas.

*****Matrices P*****

```
mp[x_] := Table[{Exp[-I k[x][[i]] * d[[i]]], 0}, {0, Exp[I k[x][[i]] * d[[i]]]}, {i, 1, 2}];
      |         |         |         |         |
      | tabla  | exp... | número i |         |
      |         |         |         |         |
```

Fig. 24. Cálculo de las matrices P.

Con el fin de no realizar la multiplicación de cada matriz, para obtener la matriz total, como se indica en la ecuación (2.3.27):

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = D_0^{-1} \left[\prod_{l=1}^N D_l P_l D_l^{-1} \right] D_s$$

Es posible definir la matriz de propagación de un periodo, la cual se puede escribir como:

$$D_1^{-1} D_2 P_2 * D_2^{-1} D_1 P_1 \quad (3.1.1)$$

Esto debido a que las capas 1 y 2 son repetitivas, es decir, presentaran las mismas condiciones en cuanto al índice de refracción y espesor. Ahora bien, la solución descrita por (2.3.26):

$$\begin{pmatrix} A_o \\ B_o \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix}$$

Toma la siguiente forma, para N pares de capas:

$$\begin{pmatrix} A_o \\ B_o \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^N \begin{pmatrix} A_N \\ B_N \end{pmatrix} \quad (3.1.2)$$

De la cual, la potencia N-ésima de una matriz unimodular se puede simplificar mediante la siguiente identidad matricial:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^N = \begin{pmatrix} AU_{N-1} - U_{N-2} & BU_{N-1} \\ CU_{N-1} & DU_{N-1} - U_{N-2} \end{pmatrix} \quad (3.1.3)$$

Donde, los valores A, B, C y D, dependerán de igual forma del tipo de polarización, para polarización perpendicular, también llamada transversa eléctrico (TE):

$$\begin{aligned}
A_{TE} &= e^{ik_{1x}a} \left[\cos k_{2x}b + \frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} + \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \\
B_{TE} &= e^{-ik_{1x}a} \left[\frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} - \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \\
C_{TE} &= e^{ik_{1x}a} \left[-\frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} - \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \\
D_{TE} &= e^{-ik_{1x}a} \left[\cos k_{2x}b - \frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} + \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \sin k_{2x}b \right]
\end{aligned} \tag{3.1.4}$$

Para polarización paralela (transverso magnético, TM):

$$\begin{aligned}
A_{TM} &= e^{ik_{1x}a} \left[\cos k_{2x}b + \frac{1}{2}i \left(\frac{n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} + \frac{n_1^2 k_{2x}}{n_2^2 k_{1x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \\
B_{TM} &= e^{-ik_{1x}a} \left[\frac{1}{2}i \left(\frac{n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} - \frac{n_1^2 k_{2x}}{n_2^2 k_{1x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \\
C_{TM} &= e^{ik_{1x}a} \left[-\frac{1}{2}i \left(\frac{n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} - \frac{n_1^2 k_{2x}}{n_2^2 k_{1x}} \right) \sin k_{2x}b \right] \\
D_{TM} &= e^{-ik_{1x}a} \left[\cos k_{2x}b - \frac{1}{2}i \left(\frac{n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} + \frac{n_1^2 k_{2x}}{n_2^2 k_{1x}} \right) \sin k_{2x}b \right]
\end{aligned} \tag{3.1.5}$$

Además

$$U_N = \frac{\sin(N+1)\mathbf{K}\Lambda}{\sin \mathbf{K}\Lambda} \tag{3.1.6}$$

Con N y Λ , definidos como el número de periodos, y el espesor del periodo, respectivamente. Y \mathbf{K} dado por el vector de onda de Bloch [111]:

$$\mathbf{K}(\beta, \omega) = \frac{1}{\Lambda} \cos^{-1} \left[\frac{1}{2} A + D \right] \tag{3.1.7}$$

- Por lo que para calcular la matriz unimodular, es necesario hallar los valores de los elementos A, B, C y D para cada tipo de polarización, además del valor U_N y \mathbf{K} , como se muestra en la Fig. 25, Fig. 26 y Fig. 27.

*****Elementos de la matriz unimodular, polarización S*****

$$\begin{aligned}
 A1[x_] &:= \text{Exp}[I k[x][[1]] da] \left(\text{Cos}[k[x][[2]] db] + I/2 \text{Sin}[k[x][[2]] db] * (k[x][[2]] / k[x][[1]] + k[x][[1]] / k[x][[2]]) \right); \\
 B1[x_] &:= \text{Exp}[-I k[x][[1]] da] \left(I/2 \text{Sin}[k[x][[2]] db] * (k[x][[2]] / k[x][[1]] - k[x][[1]] / k[x][[2]]) \right); \\
 C1[x_] &:= \text{Exp}[I k[x][[1]] da] \left(-I/2 \text{Sin}[k[x][[2]] db] * (k[x][[2]] / k[x][[1]] - k[x][[1]] / k[x][[2]]) \right); \\
 D1[x_] &:= \text{Exp}[-I k[x][[1]] da] \left(\text{Cos}[k[x][[2]] db] - I/2 \text{Sin}[k[x][[2]] db] * (k[x][[2]] / k[x][[1]] + k[x][[1]] / k[x][[2]]) \right);
 \end{aligned}$$

Fig. 25. Elementos A, B, C y D. Polarización S.

*****Elementos de la matriz unimodular, polarización P*****

$$\begin{aligned}
 A1[x_] &:= \text{Exp}[I k[x][[1]] da] \left(\text{Cos}[k[x][[2]] db] + I/2 \text{Sin}[k[x][[2]] db] \right. \\
 &\quad \left. * (n[[3]]^2 * k[x][[1]] / (n[[2]]^2 * k[x][[2]]) + n[[2]]^2 * k[x][[2]] / (n[[3]]^2 * k[x][[1]])) \right); \\
 B1[x_] &:= \text{Exp}[-I k[x][[1]] da] \left(I/2 \text{Sin}[k[x][[2]] db] \right. \\
 &\quad \left. * (n[[3]]^2 * k[x][[1]] / (n[[2]]^2 * k[x][[2]]) - n[[2]]^2 * k[x][[2]] / (n[[3]]^2 * k[x][[1]])) \right); \\
 C1[x_] &:= \text{Exp}[I k[x][[1]] da] \left(-I/2 \text{Sin}[k[x][[2]] db] \right. \\
 &\quad \left. * (n[[3]]^2 * k[x][[1]] / (n[[2]]^2 * k[x][[2]]) - n[[2]]^2 * k[x][[2]] / (n[[3]]^2 * k[x][[1]])) \right); \\
 D1[x_] &:= \text{Exp}[-I k[x][[1]] da] \left(\text{Cos}[k[x][[2]] db] - I/2 \text{Sin}[k[x][[2]] db] \right. \\
 &\quad \left. * (n[[3]]^2 * k[x][[1]] / (n[[2]]^2 * k[x][[2]]) + n[[2]]^2 * k[x][[2]] / (n[[3]]^2 * k[x][[1]])) \right);
 \end{aligned}$$

Fig. 26. Elementos A, B, C y D. Polarización P.

*****Elementos de la matriz unimodular, Un y K*****

$$\begin{aligned}
 K[x_] &:= 1/\Delta * \text{ArcCos}[1/2 (A1[x_] + D1[x_])]; \quad (*vector de onda de Bloch*) \\
 U_n[x_, m_] &:= \text{Sin}[(m+1) K[x] \Delta] / \text{Sin}[K[x] \Delta];
 \end{aligned}$$

Fig. 27. Elementos U_N y K .

- Una vez obtenidos los elementos, se calcula la matriz unimodular:

*****Matriz unimodular*****

$$\text{Ma}[x, m] := \{ \{ \text{A1}[x] * \text{Un}[x, m - 1] - \text{Un}[x, m - 2], \text{B1}[x] \times \text{Un}[x, m - 1] \}, \\ \{ \text{C1}[x] \times \text{Un}[x, m - 1], \text{D1}[x] * \text{Un}[x, m - 1] - \text{Un}[x, m - 2] \} \};$$

Fig. 28. Cálculo de la matriz unimodular.

Finalmente, para poder calcular la matriz de transferencia total, se puede considerar el ejemplo más sencillo de un CF (Reflector de Bragg Distribuido), formado por 5 periodos. Tomando en cuenta lo anterior, la relación entre A_o , B_o y A'_s , B'_s se puede escribir de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} A_o \\ B_o \end{pmatrix} = D_0^{-1} D_1 P_1 * D_1^{-1} D_2 P_2 * D_2^{-1} D_3 P_3 * D_3^{-1} D_4 P_4 * D_4^{-1} D_5 P_5 * \\ D_5^{-1} D_6 P_6 * D_6^{-1} D_7 P_7 * D_7^{-1} D_8 P_8 * D_8^{-1} D_9 P_9 * D_9^{-1} D_{10} P_{10} * D_{10}^{-1} D_s \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (3.1.8)$$

Dado que las capas 1 y 2 son repetitivas, conservando las mismas propiedades, entonces $D_1 = D_3 = D_5 = D_7 = D_9$, $P_1 = P_3 = P_5 = P_7 = P_9$, $D_2 = D_4 = D_6 = D_8 = D_{10}$ y $P_2 = P_4 = P_6 = P_8 = P_{10}$.

De esta manera, (3.1.8) puede reescribirse como:

$$\begin{pmatrix} A_o \\ B_o \end{pmatrix} = D_0^{-1} D_1 P_1 * D_1^{-1} D_2 P_2 * D_2^{-1} D_1 P_1 * D_1^{-1} D_2 P_2 * D_2^{-1} D_1 P_1 * \\ D_1^{-1} D_2 P_2 * D_2^{-1} D_1 P_1 * D_1^{-1} D_2 P_2 * D_2^{-1} D_1 P_1 * D_1^{-1} D_2 P_2 * D_2^{-1} D_s \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (3.1.9)$$

Y recordando la matriz de propagación de un periodo, descrita por (3.1.1):

$$D_1^{-1} D_2 P_2 * D_2^{-1} D_1 P_1$$

La ecuación (3.1.9) ahora se ve de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} A_o \\ B_o \end{pmatrix} = D_0^{-1} D_1 P_1 * \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^4 * D_1^{-1} D_2 P_2 * D_2^{-1} D_s \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (3.1.10)$$

Para que N corresponda con el número de periodos de la estructura, se puede agregar una matriz unitaria, con la finalidad de completar otra matriz de propagación de un periodo, sin afectar el resultado, entonces la ecuación (3.1.10), se puede escribir como:

$$\begin{pmatrix} A_o \\ B_o \end{pmatrix} = D_0^{-1} D_1 P_1 * \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^4 * D_1^{-1} D_2 P_2 * D_2^{-1} (D_1 P_1 P_1^{-1} D_1^{-1}) D_s \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (3.1.11)$$

Y se reduce a:

$$\begin{pmatrix} A_o \\ B_o \end{pmatrix} = D_0^{-1} D_1 P_1 * \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^5 * P_1^{-1} D_1^{-1} D_s \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix} \quad (3.1.12)$$

- Tomando en cuenta el ejemplo anterior, se calcula la matriz de transferencia total (mtt).

```
*****Matriz de transferencia total*****
(*      (a0) = D0^-1 D1 P1 * (A B)^5 * P1^-1 D1^-1 Ds (as)      *)
      (b0)
M1[x_] := Inverse[mdi].mdj[[1]].mp[x] [[1]];
          |matriz inversa
M2[x_] := Inverse[mp[x] [[1]].Inverse[mdj[[1]]].mDs;
          |matriz inversa          |matriz inversa
mtt[x_] := M1[x].Ma[x, m].M2[x];
```

Fig. 29. Cálculo de la matriz de transferencia total.

- Por último, se calculan los coeficientes de transmisión y reflexión de Fresnel, así como la reflectancia y transmitancia.

```
*****Coeficientes de Fresnel, Reflectancia y Transmitancia*****
r[x_] := mtt[x] [[2, 1]] / mtt[x] [[1, 1]];
t[x_] := 1 / mtt[x] [[1, 1]];

R[x_] := Abs[r[x]]^2;
          |valor absoluto
T[x_] := (ns Cos[Ang[[4]]] / ni Cos[Ang[[1]]) Abs[t[x]]^2;
```

Fig. 30. Cálculo de los coeficientes de Fresnel, la reflectancia y transmitancia.

- Para graficar los espectros calculados, se define el intervalo de longitud de onda, se generan los cálculos, y se especifican las condiciones del gráfico.

```

*****Graficar espectros*****
xini = 400; (*longitud de onda inicial*)
xfin = 900; (*longitud de onda final*)

lis1 = {};
Do[ lis1 = Append[lis1, {i, N[R[i]]}], {i, xini, xfin}];
lis2 = {};
Do[ lis2 = Append[lis2, {i, N[T[i]]}], {i, xini, xfin}];

esp = ListPlot[{lis1, lis2}, Joined -> True, PlotStyle -> {Blue, Green}, PlotRange -> {0, 1.1}, Frame -> True,
FrameLabel -> {"Reflectancia", "Transmitancia"}, {"Longitud de onda (nm)", "RBD"}, FrameStyle -> Directive[FontSize -> 14]]

```

Fig. 31. Graficar espectros de reflectancia y transmitancia.

El espectro que finalmente se obtiene a través de la simulación llevada a cabo se ilustra en la Fig. 32, en la que se puede observar la reflectancia (color azul) y la transmitancia (color verde) en función de la longitud de onda.

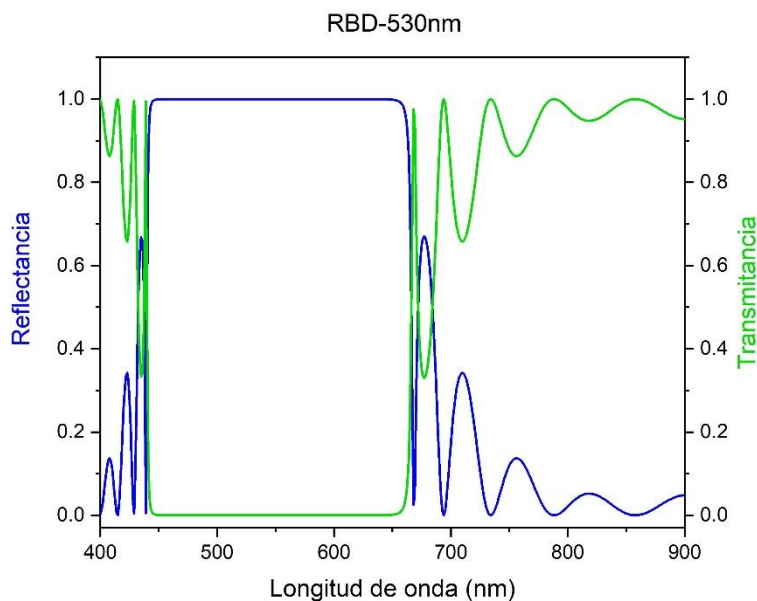


Fig. 32. Espectro de reflectancia y transmitancia obtenidos a partir del programa de simulación ocupando el método de la matriz de transferencia.

El procedimiento que se sigue para encontrar los espectros de reflectancia y transmitancia de cada tipo de CF es muy similar, sólo se deben considerar las modificaciones de cada estructura.

3.2 Obtención de cristales fotónicos de silicio poroso

En la Fig. 33 se observa un esquema de la estructura de la celda electroquímica empleada para la fabricación de SP. La oblea de Si-c que se utiliza como ánodo exhibe dos tipos de acabado

superficial, uno pulido y otro rugoso. La oblea es la que actúa como electrodo positivo en la celda, siendo la parte no pulida la que hace contacto con la lámina de acero inoxidable que sirve como contacto; mientras que el cátodo que se emplea para el proceso es de tungsteno, elegido por ser un material conductor y resistente al HF, mismo que actúa como electrodo negativo en la celda. La parte que contiene la solución electroquímica está hecha de un material resistente al ácido, en este caso, de politetrafluoroetileno, también conocido como teflón. La parte inferior de la pieza de teflón tiene un pequeño escalón que permite ajustar un arosello (o-ring) para asentar correctamente el resto de la celda sobre la base donde se encuentra el sustrato de Si-c y evitar fugas al agregar la solución.

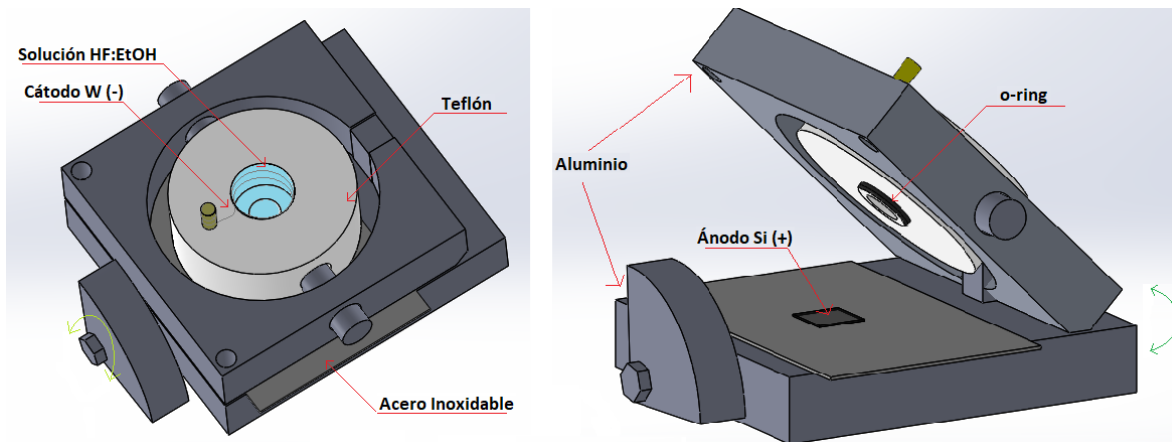


Fig. 33. Esquema de la celda electroquímica utilizada para el anodizado de las obleas de Si-c tipo p+.

La obtención de los CF's de SP se llevó a cabo por anodización electroquímica en obleas de Si-c tipo p+ dopadas con Boro, orientación (100), resistividad de 0.01-0.02 Ω -cm, aplicando un perfil de corriente específico mediante una fuente de corriente programable (Keithley 2460), en una solución electrolítica a base de HF concentrado al 40% y alcohol etílico (EtOH) al 99.5%.

3.3 Proceso de anodización electroquímica de cristales fotónicos

El seguimiento de los pasos del proceso realizado para obtener los diferentes CF's (reflector de Bragg Distribuido, Filtro Fabry-Perot y Filtros Fibonacci) de SP es el mismo para cada uno de ellos, a excepción del perfil de corriente aplicado; lo cual se especifica más adelante. Para obtener las multicapas de SP, la metodología aplicada fue la siguiente:

1. Se clivaron las obleas de silicio en dimensiones de 1.5 cm x 1.5 cm, para cubrir el área de ataque del reactor utilizado, en este caso, un área de 1 cm² y evitar la fuga del electrolito.
2. Las obleas utilizadas vienen selladas y empaçadas de fábrica, por lo tanto, no es necesario usar el proceso de limpieza estándar en microelectrónica [119], por lo que solo se necesita

remover una capa de óxido nativo en la superficie. Para ello, cada sustrato se colocó con la parte pulida hacia arriba en un vaso de precipitado, la limpieza se efectuó en 3 pasos. En primer lugar, se agregó xileno al vaso de precipitado, verificando que la solución cubriera en su totalidad el sustrato, y con ayuda de una tina ultrasónica, se agitó la solución por un tiempo de 5 min; posteriormente, se cambió el xileno por acetona y se repitió el proceso, para finalmente concluir con etanol.

3. Después de haber concluido la limpieza, el sustrato se enjuagó con etanol y se dejó secar a medio ambiente.
4. Se colocó el sustrato de Si-c a la mitad de la celda con ayuda de una gota de agua para que se adhiriera sobre la placa que sirve como ánodo y se cerró la celda, verificando que esta, estuviera bien sellada, para evitar fugas del electrolito al momento de verterlo.
5. Se preparó la solución del electrolito a base de HF y EtOH con una razón de volumen 1:1, la cual fue agitada para obtener una mezcla homogénea.
6. Se agregó el electrolito a la celda en una porción mínima para verificar que no se derramara, una vez comprobado esto, se llenó la celda con la solución.
7. La celda cuenta con un filamento de tungsteno y una placa de acero inoxidable que sirven como cátodo y ánodo, respectivamente. Se conectó la fuente de corriente con la polaridad correspondiente, el positivo de la fuente al ánodo de la celda y el negativo al cátodo.
8. Con ayuda de un equipo de cómputo, se programó el perfil de corriente para cada CF haciendo uso de un software realizado en labVIEW (los cuales serán descritos en la sección 3.3.1), de esta manera se tiene un control de la corriente y tiempos de aplicación; la PC se conecta a la fuente de corriente a través de un cable USB.
9. Una vez iniciado el proceso, se usó una pipeta para mantener la solución en movimiento, homogénea y evitar la formación de burbujas.
10. Al finalizar el proceso, se retiró la solución poco a poco con el uso de una pipeta. Primero se retiró la mitad de la solución; posteriormente, se agregó etanol con el fin de seguir diluyendo la solución y a su vez, eliminar la tensión superficial en las capas así consecutivamente de 2 a 3 veces.

NOTA: no tocar la membrana con la pipeta para evitar la ruptura de filamentos, así como dejar un poco de etanol en la membrana ya que en el método de secado que se realiza inmediatamente después de que las muestras han sido anodizadas, sobre todo para altas porosidades (mayor a 70%) o muy gruesa (del orden de micras), se observa un agrietamiento en la superficie del SP, después de que el etanol utilizado para enjuagar el electrolito residual sobre la muestra es

evaporado dentro de los poros [120], [121]. El origen de los agrietamientos es debido a los grandes esfuerzos de capilaridad asociados al tamaño nanométrico de los poros y a la evaporación del solvente [120].

11. Se retiró la muestra de la celda y se enjuagó con etanol. Al secarse en el medio ambiente se almacenó en un recipiente indicando las características de esta.

12. Se hizo limpieza de todas las piezas de la celda para el siguiente proceso.

3.3.1 Perfiles de corriente en función del tiempo para la formación de cristales fotónicos.

A continuación, se describe cada perfil de corriente aplicado para cada uno de los CF's formados:

- Reflector de Bragg Distribuido

El perfil de corriente para este sistema de multicapas consiste en una serie de 15 periodos, como se puede ver en la Fig. 34; cada periodo está conformado por 2 pulsos de corriente distintos, el primer pulso es de 4.51 mA, que corresponde a una baja porosidad y un índice de refracción alto, el tiempo de ataque es de 3.14 s; el segundo pulso es de 80.89 mA con un tiempo de ataque de 0.94 s, que corresponde a una alta porosidad y a un índice de refracción bajo.

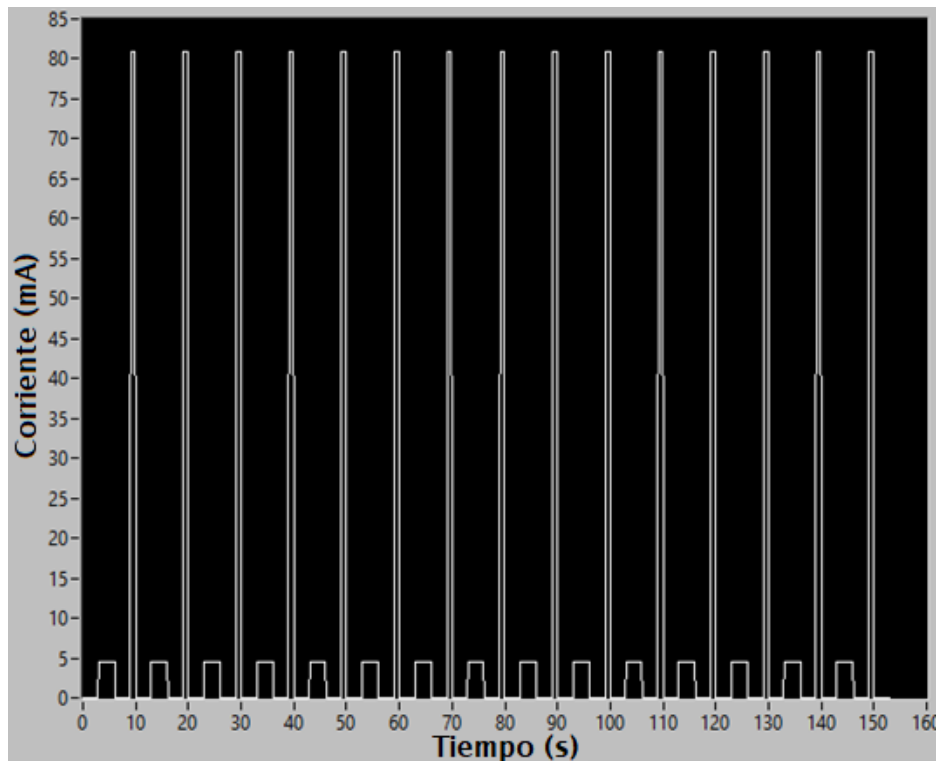


Fig. 34. Perfil de corriente en función del tiempo de anodización para obtener un RBD.

- Filtro Fabry-Perot

Para este caso, el perfil de corriente es similar al anterior, a excepción de que se agrega una capa activa justo a la mitad del perfil, es decir, consta de 2 RBD's a las orillas y un defecto que las separa, cada RBD consiste en una serie de 7 periodos, como se puede ver en la Fig. 35; cada periodo está conformado por 2 pulsos de corriente distintos, el primer pulso es de 4.51 mA con 3.14 s de tiempo de ataque, que corresponde a una baja porosidad y un índice de refracción alto; el segundo pulso es de 80.89 mA con un tiempo de ataque de 1.17 s, que corresponde a una alta porosidad y a un índice de refracción bajo. Tal como se puede observar, después del primer RBD se tiene un pulso de corriente de 4.51 mA aplicado por un tiempo de 6.28 s (pulso color rojo), el cual corresponde a la capa activa (defecto) de la estructura; posteriormente para tener dos espejos, uno en cada orilla, se continua con otro RBD comenzando esta vez con un pulso de 80.89 mA por 1.17 s y uno de 4.51 mA por 3.14 s, así sucesivamente hasta obtener los 7 periodos.

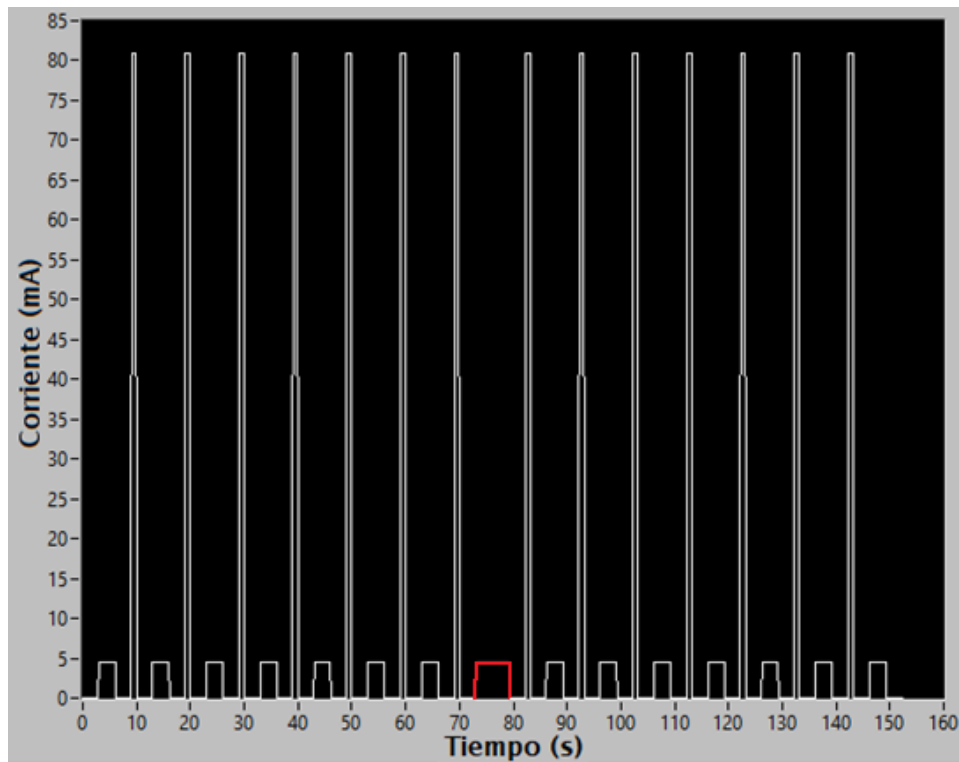


Fig. 35. Perfil de corriente en función del tiempo de anodización para obtener un FFP.

- Filtro Fibonacci

El perfil de corriente para este tipo de multicapa, cambia considerablemente con respecto a los anteriores, como se puede observar en la Fig. 36, consta de 2 RBD's a las orillas y en medio, de

una secuencia Fibonacci F_5 , cada RBD consiste en una serie de 7 periodos, como se puede ver en la Fig. 36; cada periodo está conformado por 2 pulsos de corriente distintos, el primer pulso es de 4.51 mA con 3.14 s de tiempo de ataque, para una baja porosidad y un índice de refracción alto; el segundo pulso es de 80.89 mA con un tiempo de ataque de 1.17 s, para una alta porosidad y a un índice de refracción bajo. Justo después del primer RBD comienza la secuencia Fibonacci (pulso color rojo); los espejos en cada orilla, no son simétricos, pues el segundo RBD vuelve a comenzar con un pulso de 4.51 mA con 3.14 s, seguido de uno de 80.89 mA por 1.17 s, así sucesivamente hasta obtener los 7 periodos.

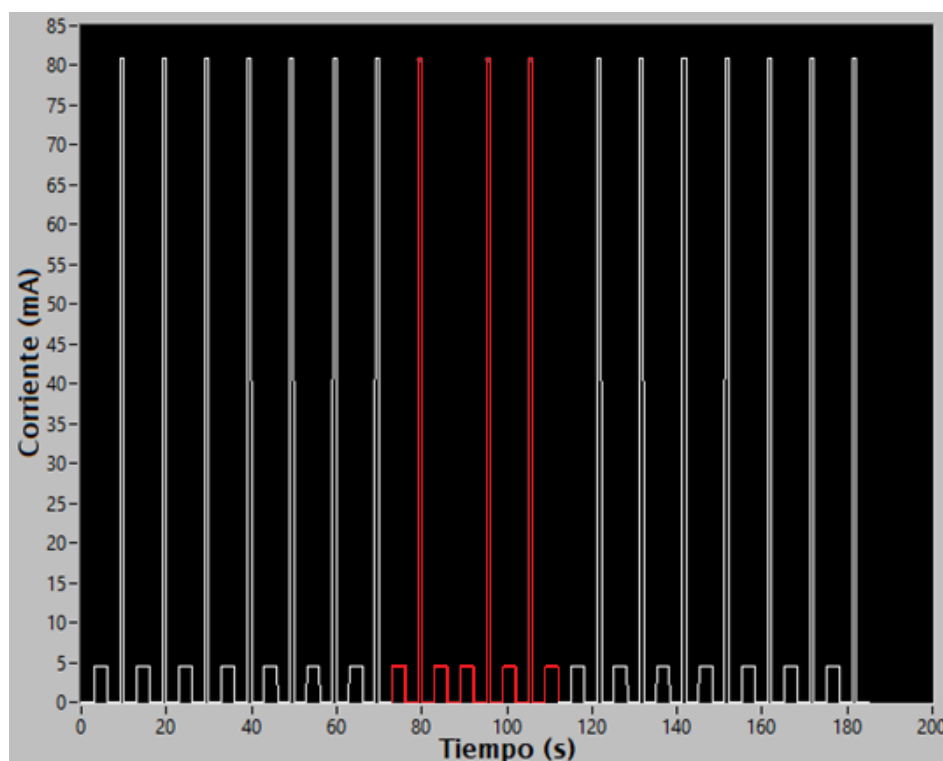


Fig. 36. Perfil de corriente en función del tiempo de anodización para obtener un FFN.

NOTA: En la Fig. 34, Fig. 35 y Fig. 36, correspondientes a los perfiles de corriente aplicados para la obtención de las diferentes multicapas, se puede observar que entre cada pulso de corriente se aplicó una pausa de 3 s, con la finalidad de homogeneizar el flujo del electrolito y prevenir gradientes de porosidad.

3.4 Autosostenido de películas multicapa

El proceso de autosostenido que se les hace a las películas multicapa (CF's) una vez que se obtienen del sustrato de Si-c, consiste básicamente en desprenderlas y colocarlas sobre sustratos de cuarzo. El proceso se detalla a continuación:

1. Una vez realizado el proceso de anodización electroquímica, en el que se fabrican los CF's (reflectores de Bragg, filtros Fabry-Perot y filtros Fibonacci), se hace uso del mismo electrolito a base de HF concentrado al 40% y etanol al 99.5% en una relación volumétrica 1:1; es decir, después de aplicar el perfil de corriente correspondiente se omite el paso de retirar la solución y la muestra se queda expuesta al electrolito.
2. Posteriormente, se aplica un pulso de corriente de 450 mA por 2 s.
3. Se remueve la solución electrolítica paulatinamente, como se describe en el paso número 10 de la sección 3.3.
4. Se retira la muestra de la celda y se coloca en un recipiente pequeño junto con el sustrato de cuarzo, se agrega etanol a fin de cubrir ambos; se procede a desprender la película de la muestra y colocarla en el sustrato de cuarzo con dimensiones 1.6 cm x 1.6 cm aproximadamente, esto se hace con ayuda de una pipeta provocando el movimiento del etanol, y así causar el desplazamiento de un sustrato a otro.
5. Ya que la muestra fue autosostenida, se enjuga con etanol y se seca al medio ambiente para inmediatamente ser almacenada.

3.5 Oxidación seca de multicapas de silicio poroso

Como se mencionó anteriormente, la oxidación es esencial para estabilizar las propiedades ópticas del SP, por ello, los CF's obtenidos fueron sometidos a dos pasos de oxidación seca.

El primer paso se basa en una pre-oxidación a baja temperatura (350 °C), 15 min para los reflectores de Bragg y 30 min para los filtros Fabry-Perot y Fibonacci, a fin de evitar que las capas de SP se colapsen durante el segundo paso de oxidación; posteriormente, se elevó la temperatura, para los RBD a 850 °C por 10 min, y para los filtros Fabry-Perot y Fibonacci a 900 °C por 30 min [122]. Este último paso propicia que se forme una capa de SiO₂ de buena calidad.

El proceso de oxidación se llevó a cabo en un horno estándar compacto modelo OTF-1200X-4-RTP, con dimensiones 760 mm (l) x 330 mm (w) x 530 mm (h), entrada de alimentación 220V, 50/60 Hz, potencia de 9 KW, una zona de calentamiento de 12'' de longitud con zona de temperatura constante de 4'' dentro de +/-5°C de uniformidad, con temperaturas de trabajo de hasta 1000°C. Para

el proceso se hace uso de un Chiller CW-5200, para refrigeración del sistema, y de una bomba de vacío.

Los pasos que se muestran a continuación, enlistan la forma en la que se llevó a cabo el proceso de oxidación de los CF's (RBD's, FFP's y FFN's) de SP:

1. Hacer una pequeña limpieza al horno, pasando sobre la superficie una toalla húmeda con etanol para retirar partículas de polvo.
2. Prender el horno y programar la rampa de oxidación que se llevara a cabo.
3. Corroborar que el horno este cerrado, y aplicar vacío por 5 min a fin de retirar cualquier elemento ajeno de algún proceso anterior que contamine o afecte la oxidación.
4. Romper el vacío y abrir el horno para colocar las muestras en la zona de calentamiento; una vez colocadas en la base de cuarzo, se cierra el horno.
5. Se abre la llave del tanque de oxígeno.
6. Se abren las llaves que permiten el paso de oxígeno al horno y con ayuda de un flujómetro, se deja pasar un flujo de oxígeno de 40 sccm (centímetros cúbicos estándar por minuto) durante 3 min para corroborar la existencia del flujo a la salida del horno.
7. Transcurrido los 3 min y con presencia del flujo de oxígeno, se procede a iniciar el proceso de oxidación, dando RUN al horno para que comience la rampa programada. En un principio se lleva a 350 °C para una pre-oxidación, una vez que se cumple el tiempo requerido, la rampa lleva al horno a 900°C para el último paso de la oxidación. Una vez que el tiempo se cumpla, se quita el flujo de oxígeno y la rampa programada nos ayuda de igual manera a ir bajando la temperatura del horno con ayuda de un sistema de enfriamiento, hasta que se apaga.
8. Hasta que el horno se encuentre a temperatura ambiente, se retiran las muestras, con el fin de evitar que las capas de los CF's se fracturen debido a un cambio abrupto en la temperatura.
9. Las muestras se vuelven a almacenar.

Capítulo IV. Análisis y discusión de resultados

En el presente capítulo, como resultado del procedimiento teórico desarrollado en el capítulo anterior, se muestran los espectros obtenidos de la reflectancia en función de la longitud de onda de los CF's, comenzando por la parte de simulación para concluir con la parte experimental. De los resultados obtenidos a partir de la simulación, se analizará que sucede con el comportamiento del espectro electromagnético al cambiar algunos parámetros de las estructuras multicapa de SP, como puede ser, el número de periodos o el contraste de los índices de refracción. El análisis partirá del CF más sencillo, el Reflector de Bragg Distribuido, posteriormente se mostrará el caso para un filtro Fabry-Perot y por último un filtro Fibonacci

4.1 Simulación de un Reflector de Bragg Distribuido

Para este estudio se tomará en cuenta una estructura multicapa conformada por 15 periodos, con espesores de un cuarto de longitud de onda, diseñado a la longitud de onda de 460 nm. En la siguiente tabla se muestran los parámetros a ocupar dentro del programa de simulación. Dichos parámetros se tomaron de un trabajo previo [123], como se puede observar en la Tabla 6 un índice de refracción alto, implica un porcentaje bajo de porosidad, y viceversa, un índice de refracción bajo, corresponde a un porcentaje de porosidad alto.

Tabla 6. Parámetros iniciales, para la simulación de un reflector de Bragg Distribuido, diseñado a 460nm.

Periodos (H-L)	n_H	n_L	P (%) (B-A)
15	3.1514	1.5828	39-74

Con estas características, el espectro obtenido para un RBD se puede ver en la Fig. 37, debido a que se considera incidencia normal ambos modos de polarización perpendicular (S) y paralela (P), o bien transverso eléctrico (TE) y transverso magnético (TM), respectivamente, presentan la misma forma al propagarse. Este comportamiento surge del hecho de que la onda al incidir perpendicularmente sobre la estructura multicapa, hace imposible distinguir entre un estado de polarización y el otro, ya que los campos eléctrico y magnético que la componen son paralelos a la interface. Este comportamiento, nos facilita tener una mejor comprensión de los resultados al representar el espectro mediante una sola curva.

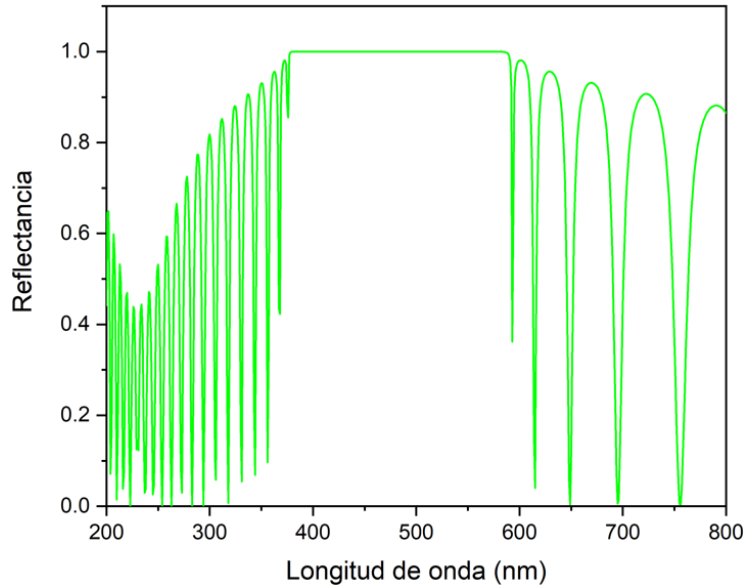


Fig. 37. Simulación de espectro de Reflectancia en incidencia normal versus a la longitud de onda de un RBD en 460 nm y datos dados en Tabla 6.

4.1.1 Cambio en el número de periodos

Teniendo ya presente el comportamiento del CF, se procedió a hacer algunos cambios; el primero de ellos, fue ver el comportamiento del espectro, cambiando el número de periodos en la estructura, manteniendo fija la relación $n_H / n_L = 3.1514/1.5828$. Los resultados de este cambio se pueden ver en la Fig. 38.

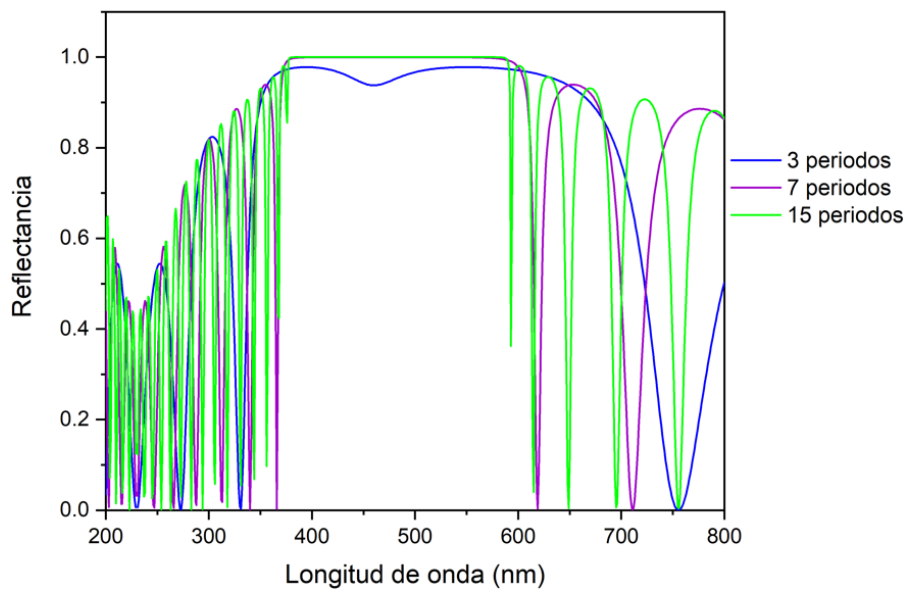


Fig. 38. Simulación de los espectros de reflectancia de un RBD con $\lambda_{\text{central}}=460\text{nm}$ en función al número de periodos (3, 7 y 15) y una relación fija de $n_H/n_L = 3.1514/1.5828$.

Como se puede observar conforme se aumenta el número de periodos de 3 a 7 y a 15, la banda prohibida fotónica se vuelve más cuadrada, o más ideal. Se entiende por ideal un sistema infinito, justo como se consideró en los cálculos; por ello, al disminuir el número de periodos se va perdiendo la banda prohibida fotónica, y esta se iría haciendo menos intensa.

4.1.2 Contraste en el índice de refracción alto y bajo (n_H / n_L)

Otra de las alteraciones que se le hizo a la estructura fue cambiar el índice de refracción del medio 2, de esta manera podemos observar el comportamiento que tiene el espectro al reducir el contraste en el índice de refracción, esta vez manteniendo fijo el número de periodos ($N=15$). En la Fig. 39 se pueden observar los espectros correspondientes a tres RBD's con diferente contraste en el índice de refracción (n_H / n_L), los cuales muestran una banda prohibida fotónica con diferente ancho. De ello se deduce que un aumento en el contraste n_H / n_L conduce al aumento de la banda prohibida, además de notarse más nítidos los bordes de esta.

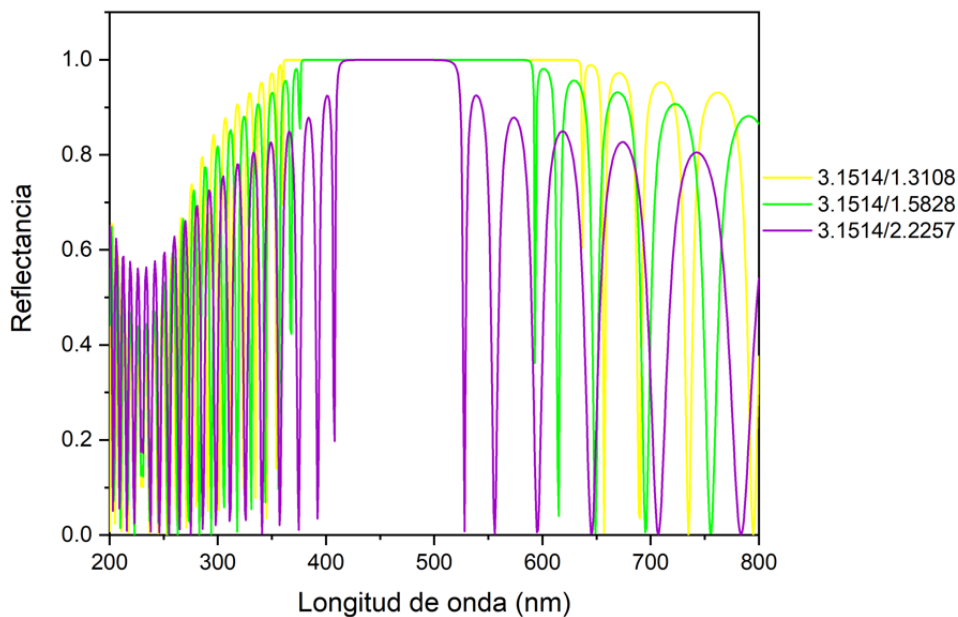


Fig. 39. Simulación de los espectros de reflectancia de un RBD con $\lambda_{\text{central}}=460\text{nm}$ en función al contraste en el índice de refracción (3.1514/1.3108, 3.1514/1.5828 y 3.1514/2.2257) con $N=15$.

En la Tabla 7 se puede comparar el $\Delta\lambda$ en función al contraste n_H / n_L .

Tabla 7. Variación del intervalo de la banda prohibida fotónica en función al contraste del índice de refracción.

n_H / n_L	λ_i (nm)	λ_f (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)
3.1514/1.3108	360	637	277
3.1514/1.5828	376	593	217
3.1514/2.2257	408	528	120

4.2 Simulación de un filtro Fabry-Perot

Para el caso de esta estructura, mejor conocida como microcavidad, se hará uso de los mismos parámetros ocupados en el CF anterior, sólo que, para este caso, la microcavidad constará de dos RBD's con 7 periodos y una capa activa, como se muestra en la tabla siguiente:

Tabla 8. Parámetros iniciales, para la simulación de un filtro Fabry-Perot, diseñado a $\lambda_{central}=460nm$.

	n_H	n_L	P (%) (B-A)
RBD 7 periodos	3.1514	1.5828	39-74
Capa activa	3.1514		39
RBD 7 periodos	3.1514	1.5828	39-74

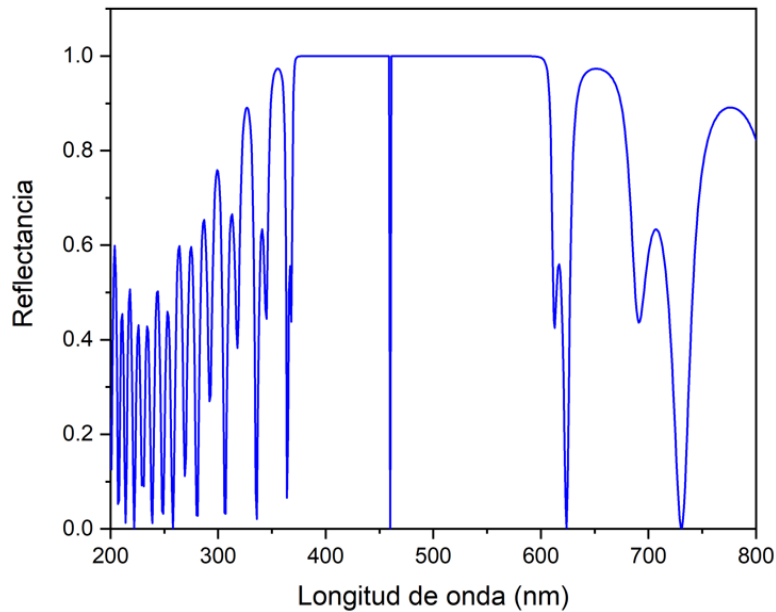


Fig. 40. Simulación del espectro de reflectancia en incidencia normal versus a la longitud de onda para un FFP con modo localizado en 460 nm.

Tal como se muestra en la Fig. 40, para el caso del FFP se tiene la presencia de un modo localizado, como consecuencia del defecto hecho por la capa activa. Básicamente, lo que representa este modo localizado es un intervalo de la longitud de onda permitida del espectro electromagnético,

pues se puede observar que justo para la longitud de onda central de 460 nm se tiene un mínimo de reflectancia y por ende un máximo de transmitancia.

4.2.1 Cambio en el número de periodos de los RBD's

El efecto que provoca incrementar el número de capas o periodos manteniendo fija la relación $n_H / n_L = 3.1514/1.5828$, se puede observar en el ancho de pico de transmisión ya que conforme se incrementa el número de periodos, el pico se va haciendo más estrecho, la banda prohibida se va reduciendo y sus bordes se vuelven más nítidos (Fig. 41).

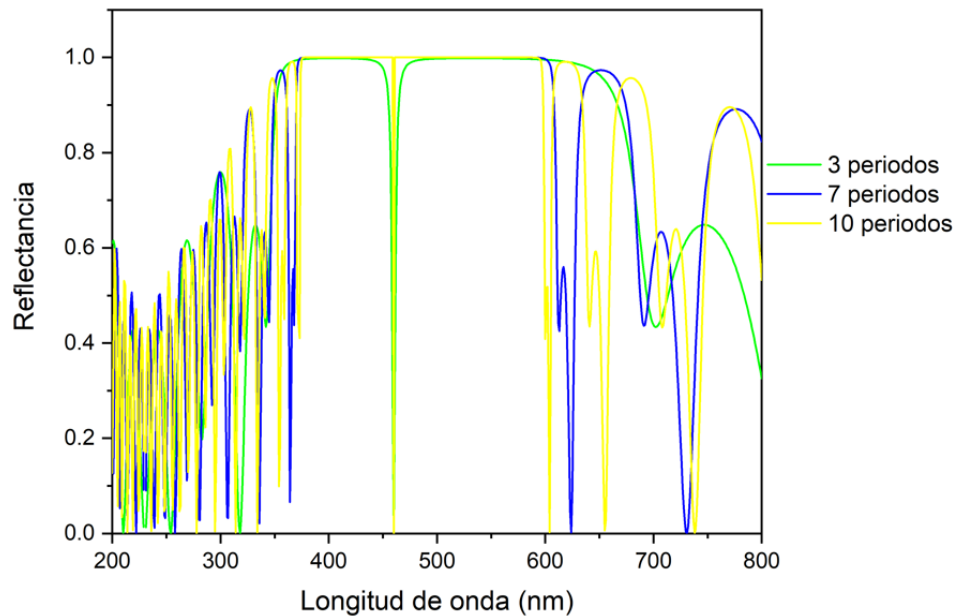


Fig. 41. Simulación de los espectros de reflectancia de un FFP con $\lambda_{\text{central}}=460\text{nm}$ en función al número de periodos (3, 7 y 10) de los RBD's y una relación fija de $n_H/n_L = 3.1514/1.5828$.

4.2.2 Contraste en el índice de refracción de los RBD's

Una vez observado el cambio en la estructura al variar el número de periodos, ahora, se procede a variar el contraste en el índice de refracción n_H / n_L dejando fijo el número de periodos inicial ($N=7$) de los RBD's a las orillas de la capa activa. En la Fig. 42, se puede notar el mismo comportamiento que se observó para el RBD, pues un aumento en el contraste n_H / n_L provoca que la banda prohibida fotónica de los RBD's se ensanche, y sus bordes se hagan más nítidos, sin tener mayor afecto en el pico de transmitancia. Aunque resalta más el ensanchamiento de la banda prohibida a la derecha del pico de transmitancia.

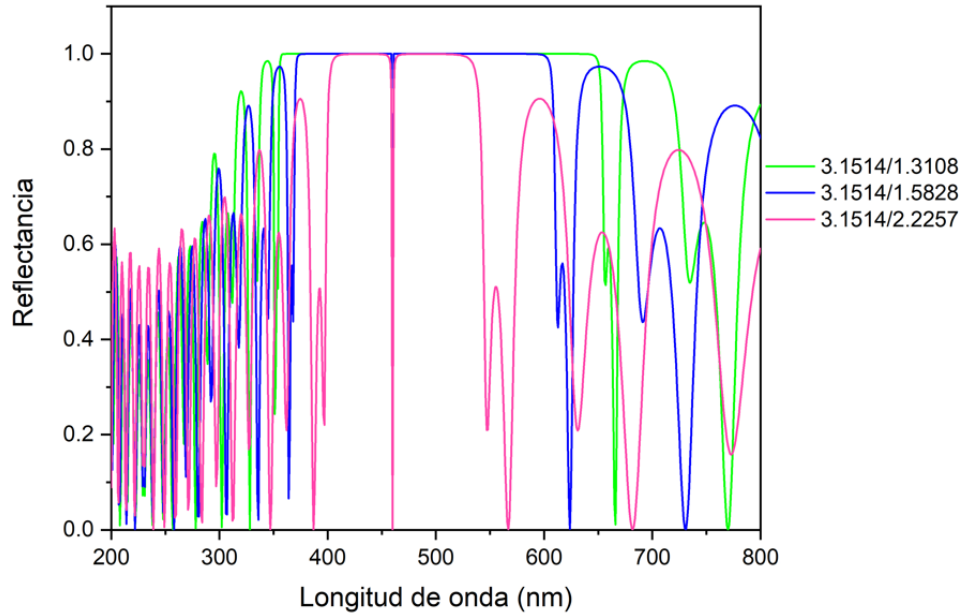


Fig. 42. Simulación de los espectros de reflectancia de un FFP con $\lambda_{central}=460nm$ en función al contraste en el índice de refracción (3.1514/1.3108, 3.1514/1.5828 y 3.1514/2.2257) de los RBD's con $N=7$.

4.3 Simulación de un filtro Fibonacci

Finalmente, se hizo la simulación para un filtro Fibonacci (FFN), el cual está compuesto por dos RBD's con 7 periodos y una secuencia Fibonacci S_5 ; los parámetros iniciales fueron los mismos que se tomaron para los CF's anteriores, tomando en cuenta que la secuencia Fibonacci consta de capas a y b alternas, para las que se consideró el mismo índice de refracción y espesor óptico que en los RBD's, como se muestra en la Tabla 9. Esta estructura multicapa debe presentar dos modos localizados correspondientes a dos longitudes de onda específicas permitidas, que surgen por la misma estructura que se tiene. A primera vista, no se logran visualizar este comportamiento, pero al hacer un acercamiento al intervalo de longitud de onda de máxima reflectancia, se pueden notar los picos de transmitancia característicos (Fig. 43).

Tabla 9. Parámetros iniciales, para la simulación de un filtro Fibonacci con modos localizados alrededor de 460 nm.

	n_H	n_L	P (%) (B-A)
RBD 7 periodos	3.1514	1.5828	39-74
Secuencia Fibonacci	3.1514	1.5828	39-74
RBD 7 periodos	3.1514	1.5828	39-74

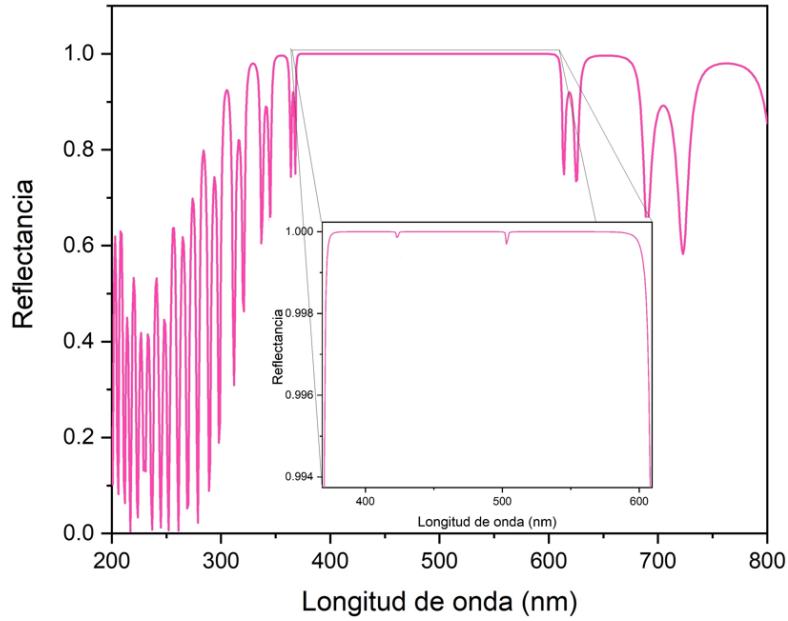


Fig. 43. Simulación del espectro de reflectancia en incidencia normal frente a la longitud de onda para un FFN con modos localizados alrededor de 460 nm.

4.3.1 Cambio en el número de periodos de los RBD's

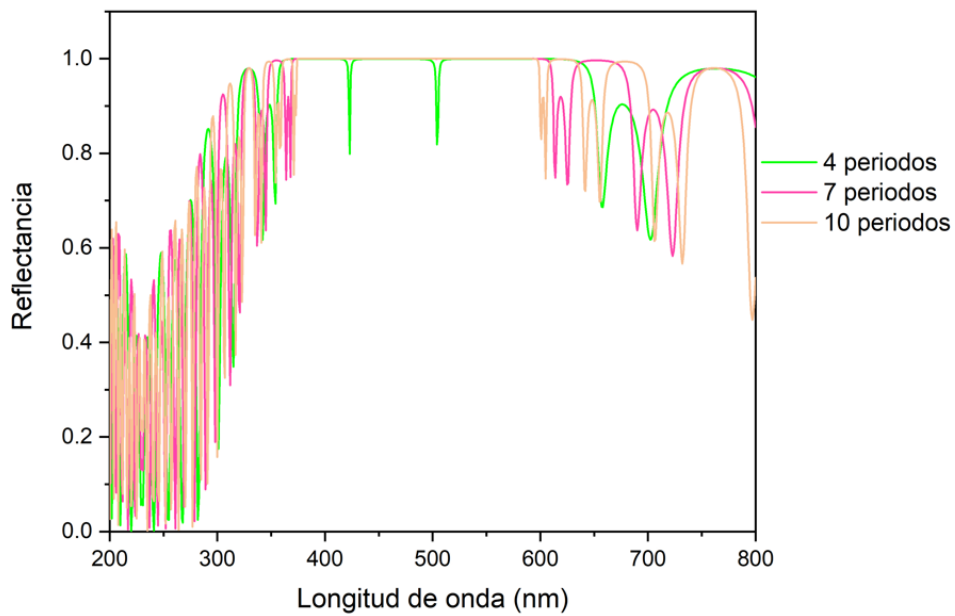


Fig. 44. Simulación del espectro de reflectancia de un FFN, con modos localizados cercanos a 460nm en función al número de periodos (4, 7 y 10) de los RBD's y una relación fija de $n_H/n_L = 3.1514/1.5828$.

En base a los espectros obtenidos en la Fig. 44, el efecto que provoca incrementar el número de periodos manteniendo fija la relación $n_H / n_L = 3.1514/1.5828$, hace que los picos de transmisión casi desaparezcan, las bandas prohibidas como tal se reducen y sus bordes se vuelven más nítidos; similar a como sucede para el caso del FFP. Sin embargo, se ha comprobado que entre menor sea el número de periodos es posible visualizar de manera más clara los dos picos transmitidos, como se puede observar para el espectro con número de periodos $N=4$.

4.3.2 Contraste en el índice de refracción de los RBD's

Para el caso del cambio en el contraste de los índices de refracción de los RBD's a las orillas de la estructura compuesta por la sucesión Fibonacci, y manteniendo fijo el número de periodos de los mismos ($N=7$), en la Fig. 45 se puede ver que al disminuir la relación n_H / n_L , la banda prohibida se reduce, sus bordes se hacen menos tersos, y los picos de transmitancia característicos de esta estructura aumentan en intensidad, puesto que ahora son más notorios que en el grafico anterior.

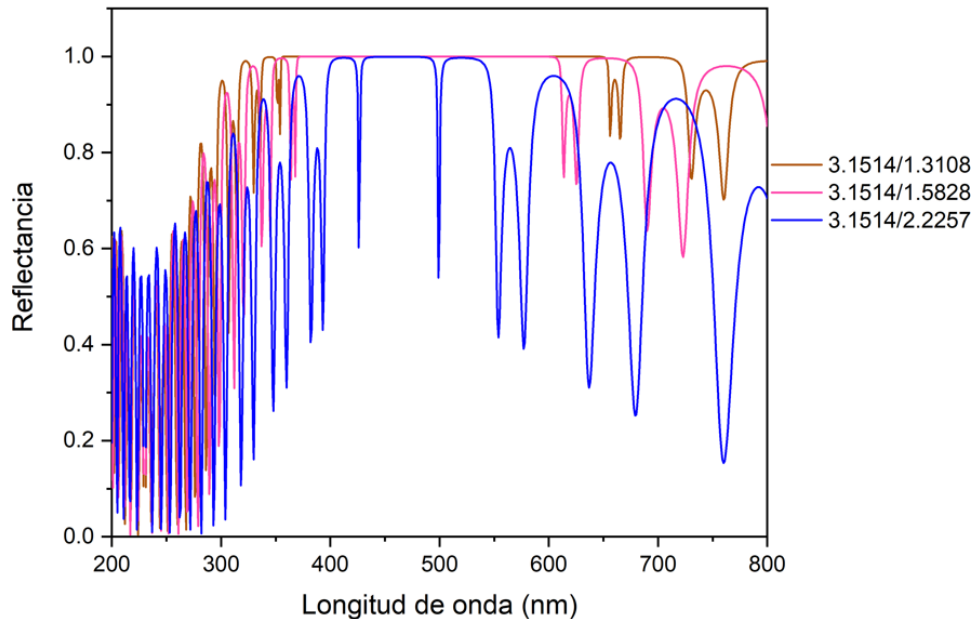


Fig. 45. Simulación del espectro de reflectancia de un FFN, con modos localizados cercanos a 460nm en función al contraste en el índice de refracción (3.1514/1.3108, 3.1514/1.5828 y 3.1514/2.2257) de los RBD's con $N=7$.

4.4 Resultados experimentales

Una vez analizado el comportamiento de cada tipo de cristal, ahora se presentan los resultados experimentales obtenidos de la fabricación de los CF's de SP. En primera instancia, se analizan los datos obtenidos por gravimetría con respecto a la porosidad y espesor de monocapas de SP, a partir

de los cuales es posible calcular el índice de refracción del mismo mediante la aproximación de medio efectivo de Bruggeman en función de la longitud de onda visto en la sección 2.4.1, debido a que este depende de la porosidad (fracción de aire) que existe en el material; además, se muestra el análisis de la caracterización por reflectancia difusa obtenida de cada cristal fabricado (Reflector de Bragg Distribuido, filtro Fabry-Perot y filtro Fibonacci) en la región del espectro visible y ultravioleta.

4.4.1 Resultados de gravimetría

Los resultados de porosidad y espesores obtenidos por gravimetría que se muestran a continuación, corresponden a un conjunto de datos de la caracterización de una oblea de Si-c tipo p+ dopada con Boro, orientación (100) y resistividad de 0.01-0.02 $\Omega\cdot\text{cm}$, obtenidos con anterioridad por el grupo de trabajo (Tabla 10) [123].

Tabla 10. Valores de porosidades y espesores obtenidos por gravimetría para una oblea de Si-p, orientación (100) y $\rho=0.01-0.02 \Omega\cdot\text{cm}$ para distintas densidades de corriente aplicada, y la velocidad de ataque correspondiente.

Densidad de corriente (mA/cm ²)	Porosidad (%)	Espesor (μm)	Velocidad de ataque (nm/s)
0.9	36.8	5.05	1.8
9.1	48.1	34.6	12.8
18.1	49.1	56.2	20.8
27.2	52.8	76.8	28.5
36.3	57.5	92.6	34.3
54.5	65.2	119.4	44.2
72.7	72.2	141.7	52.4
90.9	76.2	165.5	60.9
109.1	82.3	189.2	70.1
127.2	84.6	201.1	74.5

Para corroborar la reproducibilidad de las muestras, de los datos correspondientes a los 10 valores aplicados de densidad de corriente se repitieron 5 de ellos; el proceso de obtención de monocapas de SP es justo como se describe en el apartado 3.3, se aplica una densidad de corriente constante a la oblea de Si-c tipo p+ dopada con boro, en un electrolito a base de HF y etanol con una relación (1:1), sin embargo el perfil de corriente se aplica durante 45 min para cada muestra.

Por medio de las ecuaciones (1.6.1) y (1.6.2) vistas en el apartado de caracterización por gravimetría, se obtuvieron y para este caso se verificaron 5 de los 10 resultados mostrados en la tabla anterior. Por consiguiente, se graficaron dichos resultados para visualizar de una manera más clara la relación de la porosidad y velocidad de ataque en función de la densidad de corriente aplicada (Fig. 46 y Fig. 47).

En la Fig. 46 se puede observar que la porosidad va de 36% a 85% aproximadamente para densidades de corriente de entre 1 a 130 mA/cm². A su vez, podemos visualizar que un incremento en la densidad de corriente conlleva a un aumento en la porosidad, esto nos permite controlar el porcentaje de porosidad que a su vez va relacionado al índice de refracción del SP; para ello, con ayuda del software Matlab se encontró una función cuadrática que se ajusta al comportamiento de los datos experimentales, de tal forma que pueda conocer la densidad de corriente necesaria para una porosidad específica.

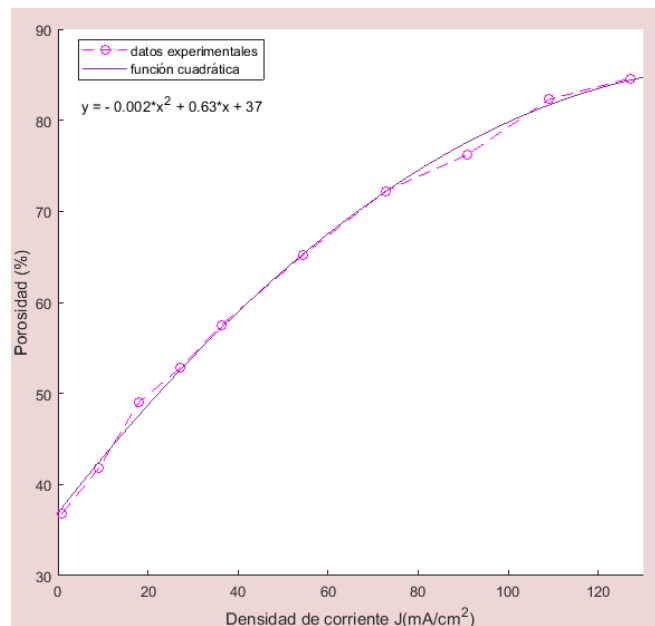


Fig. 46. Porcentaje de porosidad en función de la densidad de corriente aplicada para la formación de monocapas de silicio poroso.

Los valores correspondientes a la velocidad de ataque, se obtienen de la relación del espesor calculado entre el tiempo de ataque (45min). En ese sentido, la Fig. 47 nos arroja el comportamiento de la velocidad de ataque en función de la densidad de corriente aplicada, la cual va incrementando al tener una densidad de corriente mayor. Para facilitar el manejo de datos, de igual forma se realizó un ajuste de los datos experimentales mediante el software Matlab, encontrando una tendencia correspondiente a una función cúbica. Como se pudo observar en ambas gráficas, para cada densidad de corriente aplicada le corresponde una determinada porosidad y velocidad de ataque, por tal motivo, estos resultados son aplicados al diseño y fabricación de CF's

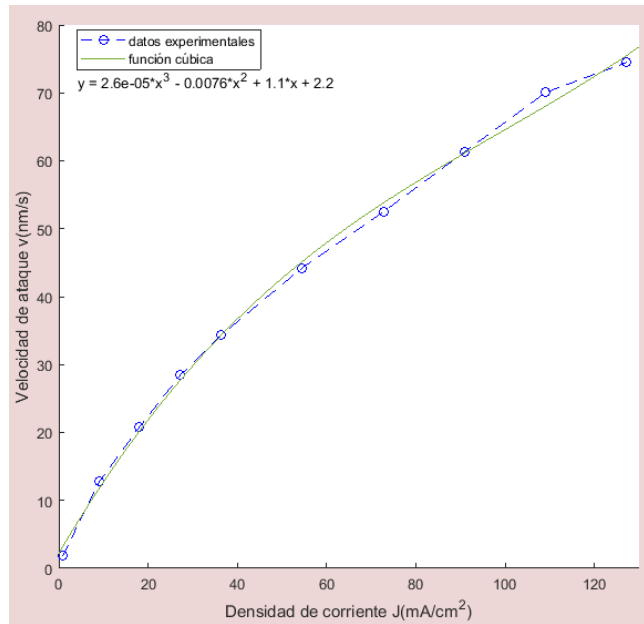


Fig. 47. Velocidad de ataque en función de la densidad de corriente aplicada para la formación de monocapas de silicio poroso.

4.4.2 Aproximación de medio efectivo de Bruggeman para la obtención del índice de refracción del silicio poroso

Como se mencionó anteriormente, el índice de refracción del SP está directamente relacionado con la porosidad del material; de modo que, para conocer el índice de refracción correspondiente a una porosidad determinada con base a la longitud de onda, es necesario hacer uso de la aproximación de medio efectivo de Bruggeman [114] aplicando la ecuación (2.4.4) al considerar dos medios en el material, silicio y aire. Dado que ahora se conoce la variable P (porosidad del material) por el método de gravimetría antes mostrado, el índice de refracción del aire, y el de los filamentos de Si-c en función de la longitud de onda, λ [118]; nos es posible conocer el índice de refracción efectivo del SP, para cada variación de porosidad obtenida Fig. 48.

Conforme al comportamiento que presenta la gráfica, se ve cómo es que para longitudes de onda mayor el índice de refracción es casi constante, mientras que para longitudes de onda menor este aumenta de forma abrupta, sin mencionar que a partir de aproximadamente 370 nm a longitudes de onda aún menor, el índice de refracción vuelve a descender, causando que su uso y control para la fabricación de CF's se vuelva más complicado.

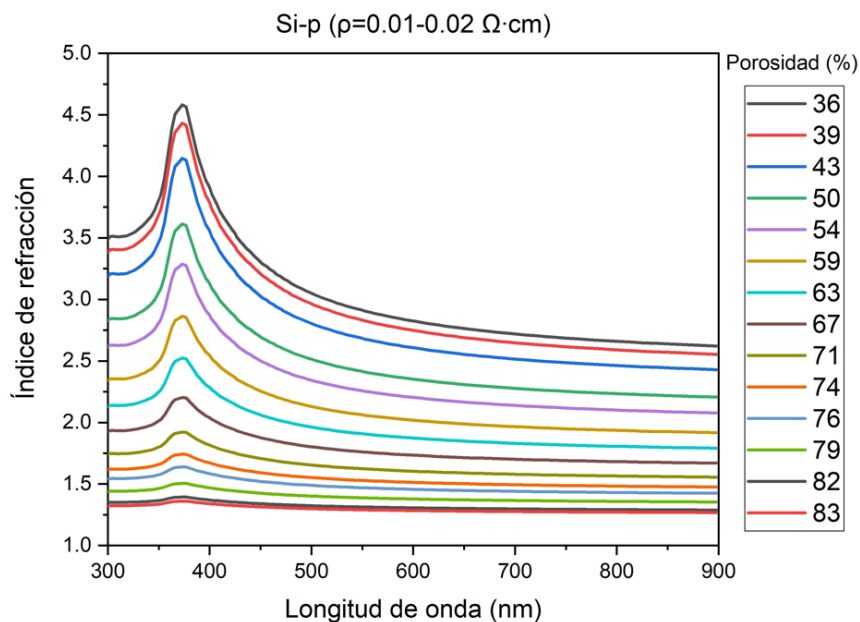


Fig. 48. Índice de refracción de silicio poroso versus de la longitud de onda por la aproximación de medio efectivo de Bruggeman

A modo de ejemplo, para la fabricación de un CF específico, haciendo uso de los resultados anteriormente expuestos, se elige una longitud de onda (620 nm) de la Fig. 48, y recordando que un CF consiste en alternar dos capas de materiales con diferente índice de refracción, se eligen dos porcentajes de porosidades (39% y 71%) correspondientes a un índice de refracción alto (2.72) y un bajo (1.59) respectivamente. Ahora bien, con base en la Fig. 46, a cada valor de porosidad le corresponde una densidad de corriente específica, por otra parte, de la Fig. 47 se tiene que la densidad de corriente está directamente relacionada con la velocidad de ataque; por ende, estos datos son fundamentales para conocer la densidad de corriente y el tiempo de anodización electroquímica que se debe aplicar para la formación un CF.

4.4.3 Obtención y caracterización de cristales fotónicos fabricados con silicio poroso

La obtención de los CF's a partir de SP se llevó a cabo por anodización electroquímica en obleas de Si-c tipo p+ dopadas con Boro, orientación (100), resistividad de 0.01-0.02 $\Omega\cdot\text{cm}$, aplicando un perfil de corriente sobre la superficie pulida de la oblea dentro de una celda que contiene una solución electrolítica de HF y EtOH en una relación (1:1). Dicho perfil de corriente se programa con la finalidad de permitir modular de manera periódica la densidad de corriente aplicada que determina la porosidad e índice de refracción del material y, por otro lado, el tiempo de anodización, quien permite controlar el espesor físico de las capas. Este proceso se muestra esquemáticamente en la Fig. 49.

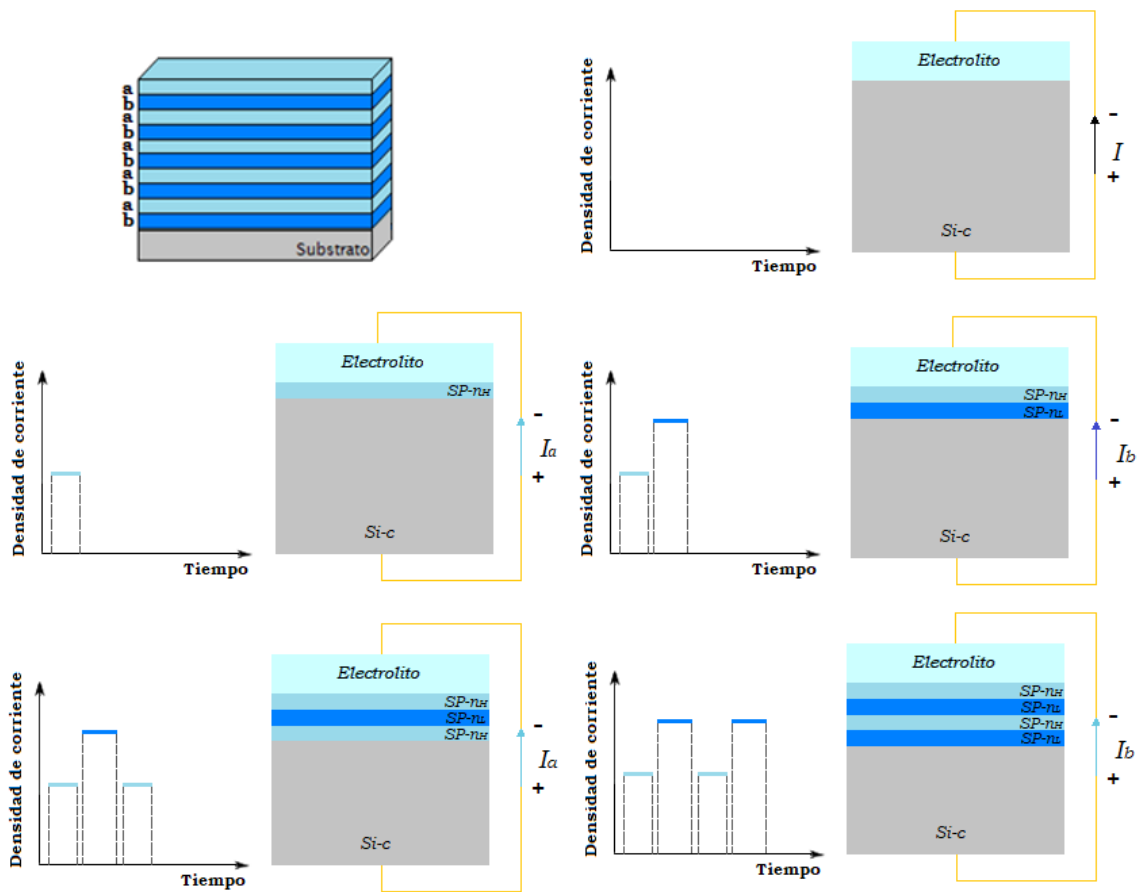


Fig. 49. Esquema de la formación de multicapas, alternando periódicamente la densidad de corriente aplicada y tiempo de anodización.

4.4.3.1 Reflectores de Bragg Distribuidos

El RBD se obtiene alternando capas de índice de refracción altos y bajos, para la fabricación de estos se trabajó con porosidades de 39% y 74%.

Los primeros reflectores fabricados se hicieron usando la celda electrolítica que se muestra en la Fig. 50, con un área de ataque de diámetro de aproximadamente 1 cm, en la Tabla 11 se puede observar los parámetros de diseño que se ocuparon para la fabricación de los RBD's, los cuales fueron sintonizados para 3 longitudes de onda diferente (652 nm, 530 nm y 430 nm), el número de periodos (15), los índices de refracción n_H y n_L correspondientes al porcentaje de porosidad (P) elegido de 39% y 74% respectivamente, la densidad de corriente (J) que se debe aplicar, y los valores calculados del espesor (d) de cada capa, junto con el tiempo de anodización (t).

Celda electrolítica



Fig. 50. Celda electrolítica para la fabricación de monocapas y multicapas de silicio poroso.

Tabla 11. Parámetros de diseño utilizados para la fabricación de los RBD's a 3 longitudes de onda distintas.

RBD $\lambda(\text{nm})$	Periodos (H-L)	n_H	n_L	P (%) B-A	J (mA/cm^2) H-L	d (nm) H-L	t (seg) H-L
652	15	2.6879	1.502	39-74	4.51-80.89	60.64-108.52	9.07-1.92
530	15	2.8769	1.5368	39-74	4.51-80.89	46.05-86.21	6.88-1.52
430	15	3.3691	1.6157	39-74	4.51-80.89	31.90-66.53	4.77-1.17

Los resultados del aspecto de físico de los reflectores de Bragg fabricados (Fig. 51), denotan un corrimiento a longitudes de onda mayores a las diseñadas, esto al hacer una comparación con el espectro visible de la luz que puede percibir el ojo humano (Fig. 52). Es decir, para el RBD diseñado a una longitud de onda de 652 nm, el aspecto físico muestra una tonalidad naranja oscuro, para el caso del RBD en 530 nm, es donde se puede apreciar más dicho corrimiento, ya que la tonalidad que presenta es de un color amarillento y finalmente para el RBD en 430 nm, se obtuvo una tonalidad color azul.

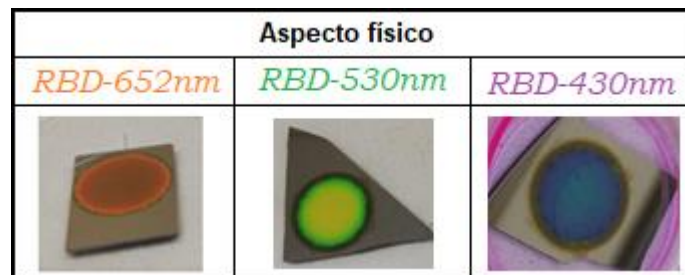


Fig. 51. Aspecto físico de los RBD's sintonizados para 3 longitudes de onda diferente.

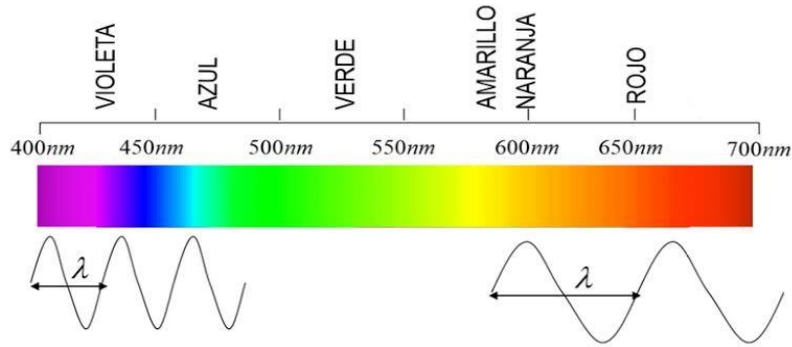


Fig. 52. Espectro visible de la luz que puede percibir el ojo humano [124].

Por lo anteriormente expuesto, para el diseño de los siguientes CF's se tomó en consideración el corrimiento hacia longitudes de onda mayores. Entonces, para obtener un RBD en el verde (~530 nm), el diseño se hizo proponiendo una longitud de onda de 430 nm con 15 periodos, recordando que un periodo se compone de dos capas de índice de refracción alto y bajo, los parámetros utilizados para este diseño al que nombraremos reflector de Bragg Distribuido 1, se muestran en la Tabla 12.

Tabla 12. Parámetros de diseño del reflector de Bragg Distribuido 1.

RBD	Periodos	n_H	n_L	P (%)	J (mA/cm ²)	d (nm)	t (seg)
λ (nm)	(H-L)			B-A	H-L	H-L	H-L
430	15	3.3691	1.6157	39-74	4.51-80.89	31.90-66.53	4.77-1.17

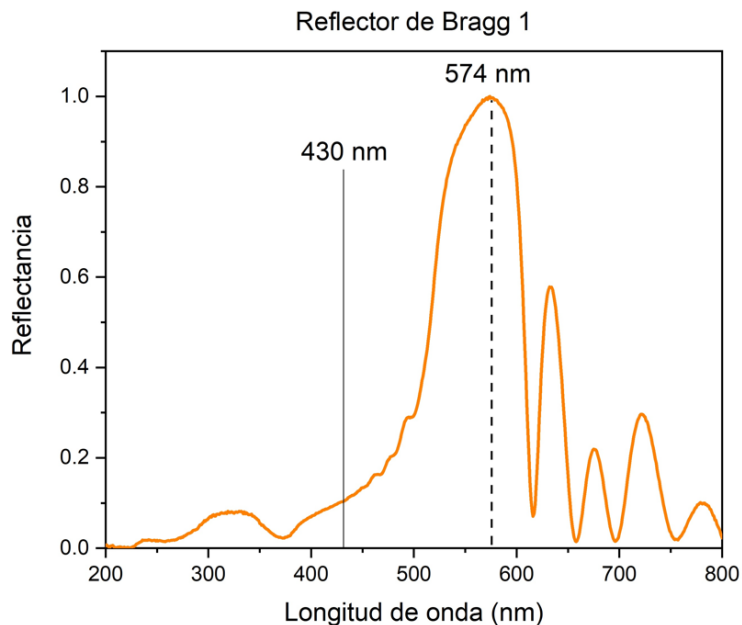


Fig. 53. Espectro de reflectancia de un RBD sintonizado a una $\lambda=430$ nm.

En la Fig. 53 se puede observar el espectro de reflectancia difusa del reflector de Bragg Distribuido sintonizado a una longitud de onda de 430 nm; como era de esperarse el resultado

experimental sufrió un corrimiento de 144 nm hacia longitudes de onda mayores, tomando como referencia el punto de máxima reflectancia, y dando como resultado un reflector de Bragg Distribuido en 574 nm, longitud a la cual el efecto de interferencia constructiva es notorio.

En vista del margen de error, para obtener un RBD cercano al ultravioleta (~430 nm), el diseño del reflector de Bragg Distribuido 2 se hizo proponiendo una longitud de onda de 373 nm, puesto que para esa longitud de onda se tiene el punto más cercano al máximo de la variación del índice de refracción que se muestra en la gráfica de la Fig. 48, a partir de ese punto a longitudes de onda menores, el índice de refracción tiende a bajar nuevamente, por lo que diseñar un CF para una longitud de onda de ~300 nm, causaría conflicto en los índices de refracción que bien podrían corresponder al diseño de un CF para una longitud de onda de ~430 nm. En la Tabla 13 se muestran los parámetros utilizados para la fabricación del reflector de Bragg Distribuido 2, para una longitud de onda de 373 nm.

Tabla 13. Parámetros de diseño del reflector de Bragg Distribuido 2.

RBD λ (nm)	Periodos (H-L)	n_H	n_L	P (%) B-A	J (mA/cm ²) H-L	d (nm) H-L	t (seg) H-L
373	15	4.4317	1.7425	39-74	4.51-80.89	21.04-53.51	3.14-0.94

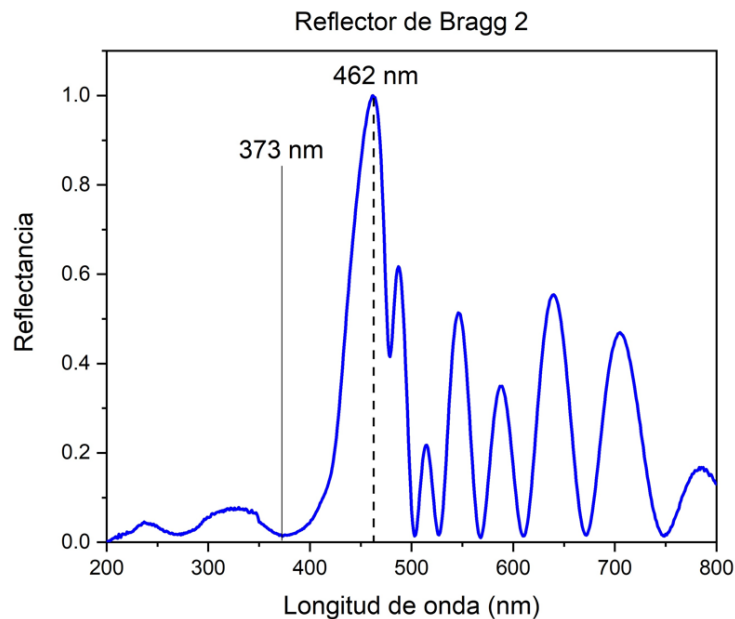


Fig. 54. Espectro de reflectancia de un RBD sintonizado a una $\lambda=373$ nm.

El resultado lo podemos observar en la Fig. 54, mostrando el espectro de reflectancia difusa para el reflector de Bragg Distribuido 2, con un máximo de reflectancia en 462 nm, quién en un inicio fue diseñado a una longitud de onda de 373 nm, exponiendo un corrimiento de 89 nm, menor que

para el caso del reflector de Bragg Distribuido 1, de manera que, tomando en cuenta ambos valores, el corrimiento promedio es de ~117 nm. Por otro lado, se puede ver una disminución de la banda fotonica, ya que la anchura a media altura, o por sus siglas en inglés FWHM (Full Width at Half Maximum) del reflector de Bragg Distribuido 1 (~115 nm) es mayor que la del reflector de Bragg Distribuido 2 (~55nm), a pesar de que los parámetros como el contraste entre los índices de refracción y número de periodos son los mismos en ambos casos.

4.4.3.2 Filtro Fabry-Perot

Otro CF fabricado a partir de multicapas de SP, fue un filtro Fabry-Perot (FFP) o también llamado microcavidad, el cual consiste en introducir a la estructura anterior, una capa de defecto o capa activa, la cual se encarga de romper la periodicidad de los índices de refracción y actuar como un confinador de fotones de la luz emitida espontáneamente, lo que conduce a la aparición de estados localizados dentro de la banda prohibida; en otras palabras, al romper la periodicidad, el espectro presentara un mínimo de reflectancia debido a la interferencia destructiva.

Los parámetros a partir de los cuales se fabricó este CF, se muestran en la Tabla 14, y corresponden a los mismos ocupados para los reflectores de Bragg. Aunque para este caso, la estructura fue diseñada para presentar un modo de defecto a una longitud de onda de 373 nm, introduciendo la capa activa justo entre dos reflectores de Bragg con 7 periodos cada uno. La capa activa se puede o no formar a partir de los mismos parámetros, siempre y cuando cumpla con la condición que su espesor óptico sea igual a $\lambda/2$, o múltiplos de este [16].

Tabla 14. Parámetros de diseño del filtro Fabry-Perot.

FFP λ (nm)	n_H	n_L	P (%) B-A	J (mA/cm ²) H-L	d (nm) H-L	t (seg) H-L
RBD 7 periodos	4.4317	1.7425	39-74	4.51-80.89	21.04-53.51	3.14-0.94
Capa activa (1 capa)	4.4317		39	4.51	2(21.04)	2(3.14)
RBD 7 periodos	4.4317	1.7425	39-74	4.51-80.89	21.04-53.51	3.14-0.94

En la Fig. 55 se muestra el espectro de reflectancia difusa para un FFP diseñado para tener una cavidad resonante en 373 nm, aunque recordando el corrimiento promedio (~117nm) calculado de los espectros de reflectancia en los RBD's y tomando en cuenta que en este espectro se debe presentar un mínimo de reflectancia, nuestro modo de defecto o cavidad resonante se puede localizar en 498 nm, el cual se encuentra justo entre los 2 picos con mayor reflectancia y desplazado a 125 nm hacia longitudes de onda mayores de la longitud deseada, el cual es un valor cercano al corrimiento

promedio. Por otra parte, se hace notar que la amplitud de los espejos es diferente, ya que el del lado izquierdo a 498 nm es más pronunciado que el del lado derecho, este se puede deber a interferencias destructivas dentro de la estructura.

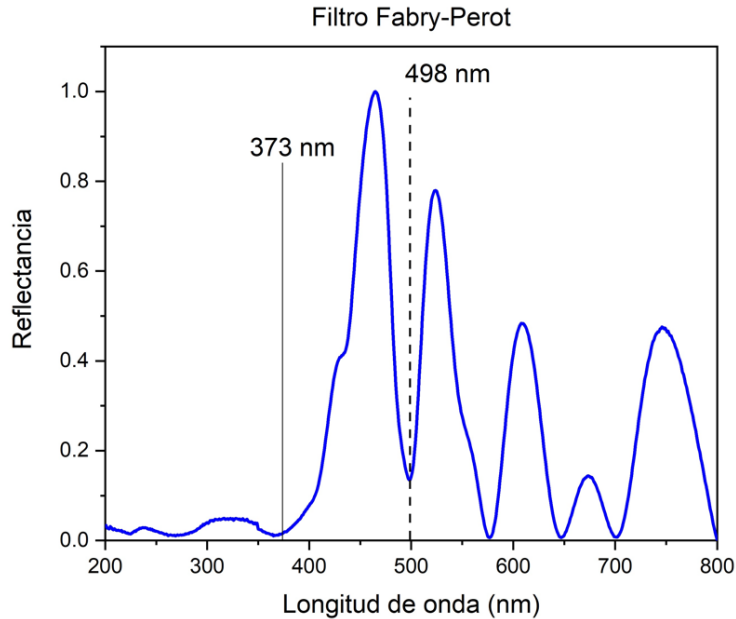


Fig. 55. Espectro de reflectancia de un FFP sintonizado a una $\lambda=373$ nm.

4.4.3.3 Filtro Fibonacci

Por último, se fabricó un filtro Fibonacci (FFN), compuesto por dos RBD's con 7 periodos y una secuencia Fibonacci S_5 ; los parámetros utilizados fueron los mismos que se tomaron para los CF's anteriores (Tabla 15), debido a que la secuencia Fibonacci consta de capas a y b alternas, se consideró el mismo índice de refracción y espesor óptico que en los RBD's.

Tabla 15. Parámetros de diseño del filtro Fibonacci.

FFN λ (nm)	n_H	n_L	P (%) B-A	J (mA/cm ²) H-L	d (nm) H-L	t (seg) H-L
RBD 7 periodos	4.4317	1.7425	39-74	4.51-80.89	21.04-53.51	3.14-0.94
FN ₅	4.4317	1.7425	39-74	4.51-80.89	21.04-53.51	3.14-0.94
RBD 7 periodos	4.4317	1.7425	39-74	4.51-80.89	21.04-53.51	3.14-0.94

Como se describió en el apartado 2.1.3, esta estructura multicapa debería presentar dos modos localizados correspondientes a dos longitudes de onda específicas permitidas. Aunque para la parte

de simulación se vio que la presencia y comportamiento de estos depende de parámetros como el número de periodos o la relación entre los índices de refracción.

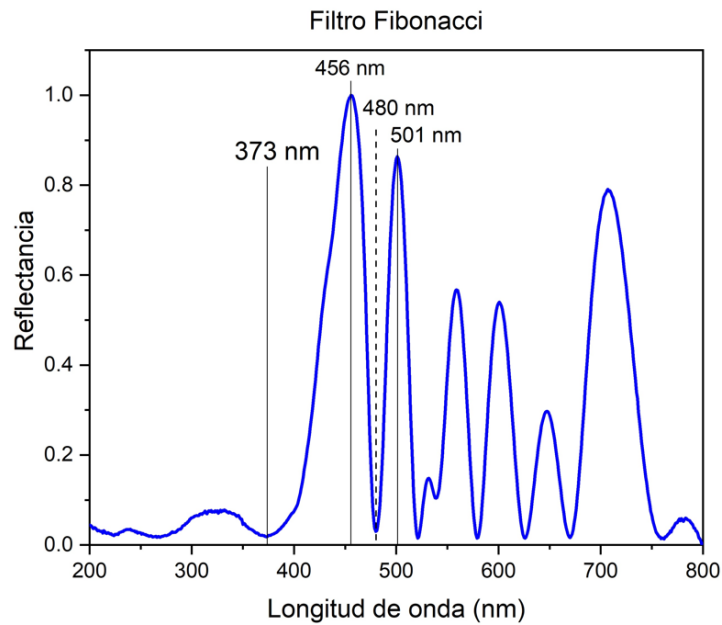


Fig. 56. Espectro de reflectancia de un FFN sintonizado a una $\lambda=373$ nm.

Algo similar, sucede para la parte experimental, puesto que en el espectro de reflectancia difusa para un FFN diseñado para presentar dos modos localizados cercanos a una longitud de onda de 373 nm, mostrado en la Fig. 56 no es posible ver este comportamiento de una manera clara, pues sólo se notan 2 picos de máxima reflectancia en 456 nm y 501 nm, lo que nos arroja un solo modo localizado en 480 nm aproximadamente.

Sin embargo, al analizar de manera más detallada el espectro de reflectancia de la Fig. 56, se puede notar una segunda contribución en el pico de máxima reflectancia en 456 nm, por lo que se realizó una deconvolución abarcando un intervalo de 370 nm a 480 nm que cubren el pico de interés, y justo como se puede ver en la Fig. 57, ahora podemos localizar 2 modos de defecto (indicados por las flechas rojas) situados cercanos a 459 nm. En ese sentido, se nota un corrimiento de ~ 86 nm hacia longitudes de onda mayores, un dato parecido al encontrado en el reflector de Bragg Distribuido 2.

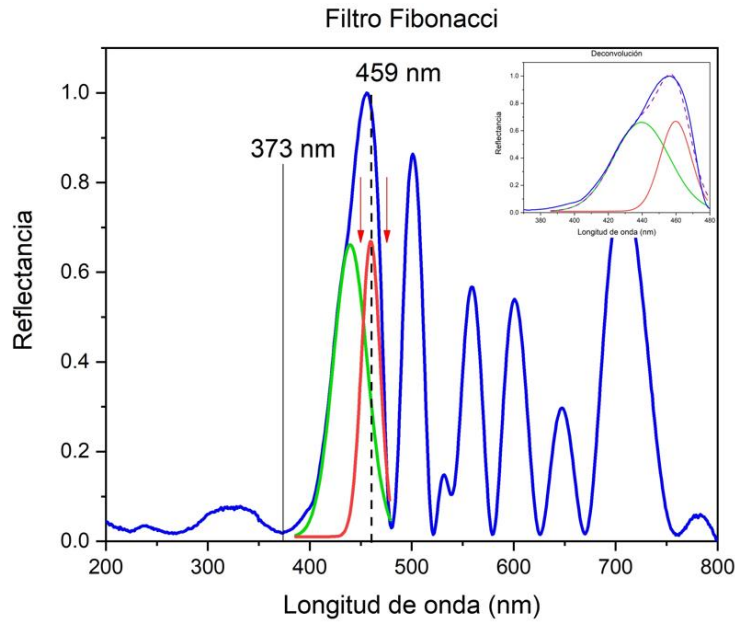


Fig. 57. Espectro de reflectancia de un FFN sintonizado a una $\lambda=373$ nm y su deconvolución.

4.5 Obtención y caracterización de cristales fotónicos en el ultravioleta (UV)

Como ya se mencionó, el SP es un material inestable, debido a la formación de óxido en las paredes de sus poros al estar en contacto con el aire [41], lo que afecta sus propiedades ópticas, a este fenómeno se le conoce como envejecimiento.

La estabilización de los parámetros ópticos de este material se resuelve al oxidarlo y la técnica más usada es la oxidación térmica [8], la cual vuelve al SP un material muy estable [59], al convertir el SP en películas homogéneas de dióxido de silicio (SiO_2).

Por todo ello, y con el objetivo de estabilizar los parámetros ópticos y obtener las estructuras en la región del UV por medio de SP oxidado, los CF's fabricados (RBD's, FFP y FFN) se sometieron a dos pasos de oxidación seca. El primer paso consiste en una pre-oxidación a baja temperatura a fin de evitar que las capas de SP se colapsen durante el segundo paso de oxidación; en el que se hace crecer un óxido de mayor espesor que supera al óxido nativo formado por la exposición del Si-c al medio ambiente, lo que favorece a la formación de una capa de SiO_2 de buena calidad, decreciendo el tamaño del poro, sin modificar la morfología de las capas porosas [58].

Los reflectores de Bragg diseñados para una longitud de onda de 430 nm y 373 nm descritos en el apartado 4.4.3.1, se sometieron a un proceso de oxidación seca continuo, con una velocidad de flujo de oxígeno de 40 sccm (centímetros cúbicos estándar por minuto), siendo parcialmente oxidados a 350°C por 15 minutos, una vez concluido el primer tiempo, la temperatura se elevó a 850°C durante

10 minutos, para estabilizar sus parámetros ópticos. Los resultados se muestran en la Fig. 58 y Fig. 59.

En la Fig. 58 se observan los espectros de reflectancia difusa del reflector de Bragg Distribuido 1, antes y después de oxidar; el resultado es el esperado, conforme a los resultados previamente obtenidos por el equipo de trabajo [122], en los que después del proceso de oxidación se notaba un corrimiento hacia longitudes de onda corta (altas energías); para este caso, el reflector de Bragg Distribuido 1 presenta un corrimiento de 66 nm entre los máximos de reflectancia de cada espectro.

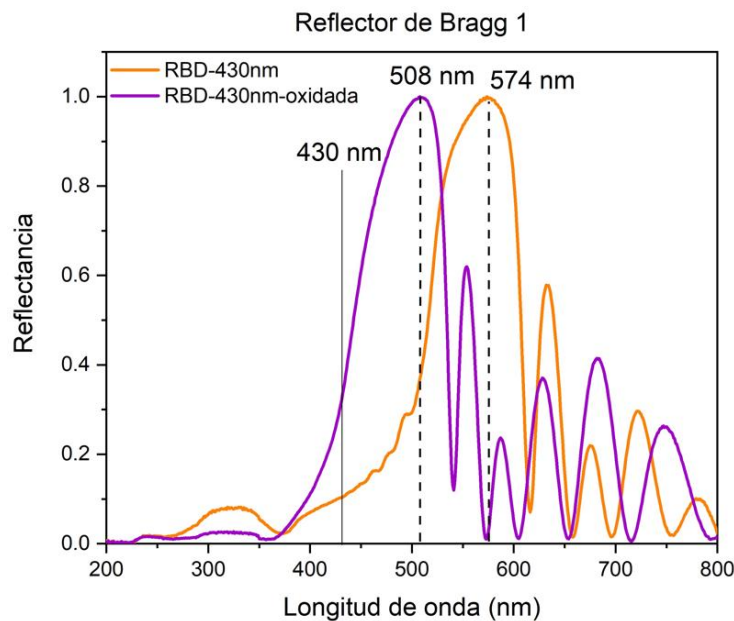


Fig. 58. Espectro de reflectancia de un RBD sintonizado a una $\lambda=430$ nm, antes y después del proceso de oxidación.

Ya que el propósito del proceso de oxidación además de estabilizar las propiedades del material, era obtener los CF's en la región del UV, se buscó sintonizar cada estructura fotónica cercana a esta zona, para una vez oxidada, el corrimiento ajustara el espectro a cumplir nuestro diseño, justo como se observa en la Fig. 59, en la que el máximo de reflectancia ubicado en 462 nm antes de oxidar, sufre un desplazamiento de 69 nm hacia longitudes de onda menores, a causa del proceso de oxidación, lo que lo ubica ahora en 393 nm. Un aspecto a remarcar, es que a pesar de ser un corrimiento similar al presentando para reflector de Bragg Distribuido 1 (~66 nm), para este caso se ve una disminución en el máximo de reflectancia después de ser oxidado, lo cual podría deberse a la existencia de interferencia destructiva en vez de constructiva.

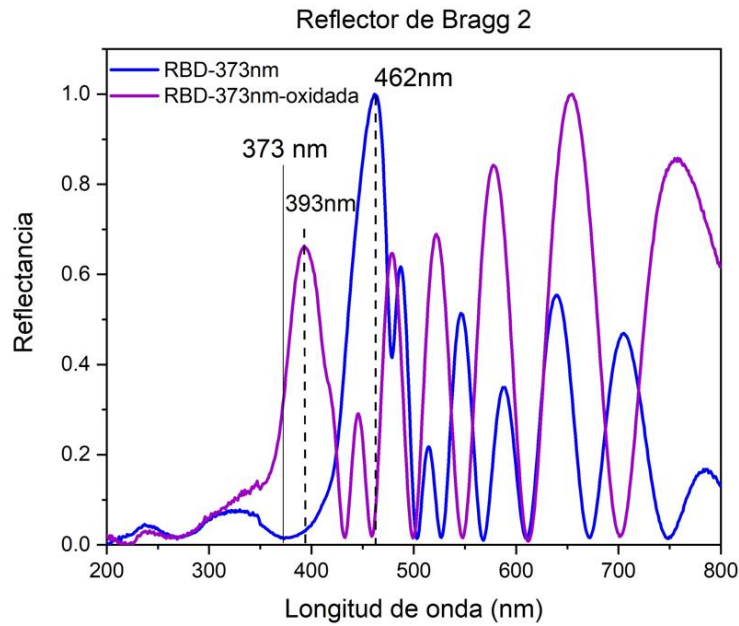


Fig. 59. Espectro de reflectancia de un RBD sintonizado a una $\lambda=373$ nm, antes y después del proceso de oxidación.

Ahora bien, para los filtros Fabry-Perot y Fibonacci sintonizados a una $\lambda=373$ nm, se ocupó una rampa de oxidación distinta, pero se mantuvo la velocidad de flujo de oxígeno de 40 sccm, dicha rampa consistió en realizar la pre-oxidación a 350°C por 30 minutos, concluido el tiempo, la temperatura se elevó a 900°C durante 30 minutos más. Los resultados para ambos CF's se muestran en la Fig. 60 y Fig. 61.

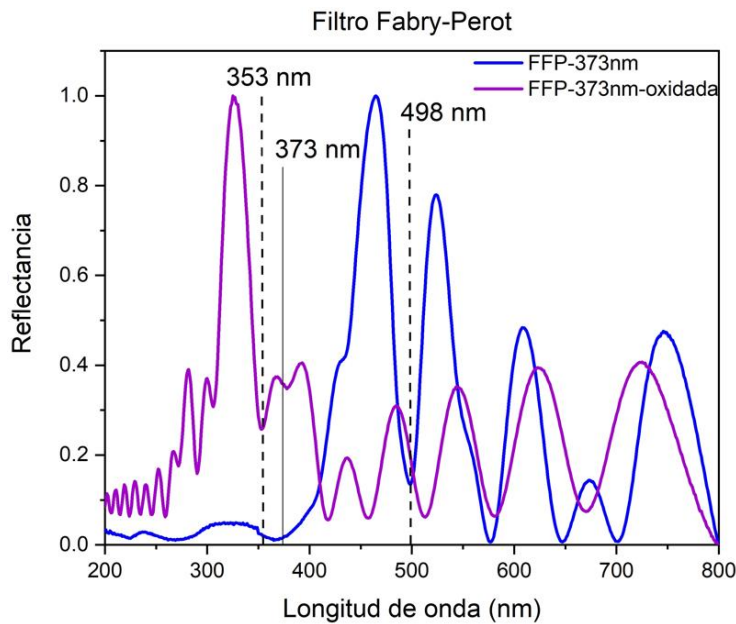


Fig. 60. Espectro de reflectancia de un FFP sintonizado a una $\lambda=373$ nm, antes y después del proceso de oxidación.

Para la Fig. 60, correspondiente a los espectros de reflectancia de un FFP sintonizado a una $\lambda=373$ nm, antes y después del proceso de oxidación, se visualiza que el mínimo de reflectancia característico de este tipo de estructura, localizado en 498 nm antes de ser oxidado, se desplazó cerca de 145 nm hacia longitudes de onda menor, colocándolo en 353 nm aproximadamente, aunque su máximo de reflectancia del lado derecho no se ve bien definido como el que se encuentra en ~ 524 nm antes de ser oxidado, esto los podemos atribuir a que el proceso de oxidación no se dio en toda la estructura porosa o bien como se mencionó para el caso anterior, a la existencia de interferencia destructiva en vez de constructiva para esa longitud de onda.

Finalmente, los espectros de reflectancia difusa de un FFN diseñado para presentar 2 modos localizados, es decir, 2 mínimos de reflectancia, cercanos a una $\lambda=373$ nm, antes y después del proceso de oxidación se visualizan en la Fig. 61.

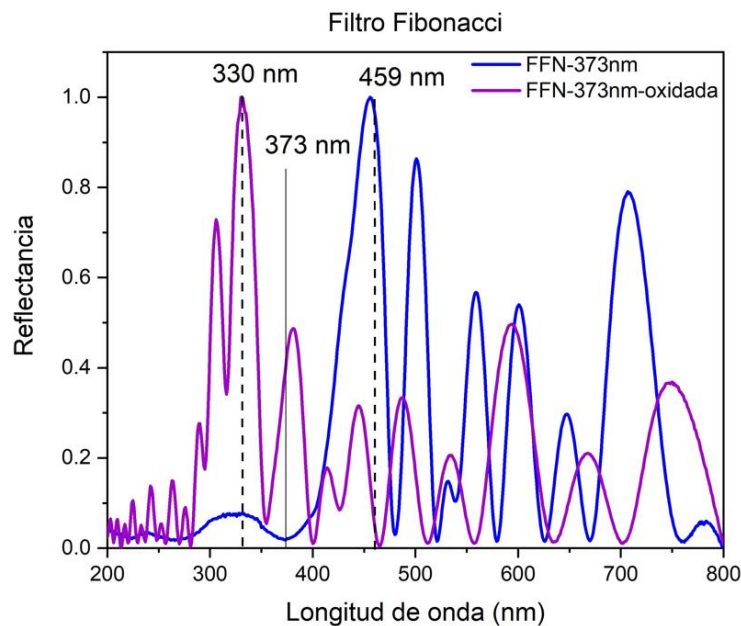


Fig. 61. Espectro de reflectancia de un FFP sintonizado a una $\lambda=373$ nm, antes y después del proceso de oxidación.

La muestra oxidada, presenta un corrimiento de ~ 129 nm, lo que permite ubicar el cristal en la región UV a una longitud de onda de 330 nm aproximadamente; nuevamente se muestra una variación para uno de los máximos de reflectancia, pues el ubicado en ~ 501 nm antes del proceso de oxidación tiene una amplitud más pronunciada con respecto al que se encuentra en ~ 381 nm de la muestra oxidada. Lo interesante para este último espectro, es ver que la segunda contribución en el pico de máxima reflectancia en 456 nm para la muestra sin oxidar, de la que se platicó en la sección 4.4.3.3, ahora se puede ver de manera más clara para la muestra oxidada, sin necesidad de hacer una deconvolución.

Conclusiones

Basados en el estudio de la teoría asociada al comportamiento de estructuras multicapa, se diseñaron y simularon estructuras periódicas y cuasiperiódicas (reflectores de Bragg, filtros Fabry-Perot y filtros Fibonacci) con ayuda del software Mathematica y el desarrollo de la matriz de transferencia.

Los resultados obtenidos por medio de la simulación nos muestran los espectros de reflectancia característicos de cada estructura fotónica. Para los reflectores de Bragg, muestran una banda de máxima reflectancia a una longitud de onda central; mientras que, para los filtros Fabry-Perot y Fibonacci, en los que la estructura periódica se ve interrumpida, presentan uno y dos modos localizados, respectivamente, otorgando a la estructura longitudes de onda específicas permitidas.

Además, se pudo observar que el contraste entre los índices de refracción, así como el número de periodos, juegan un papel fundamental en el comportamiento óptico de las estructuras diseñadas, ya que, variando el contraste de los índices de refracción se puede variar el ancho de la banda prohibida fotónica, que corresponde al intervalo de banda de máxima reflectancia, por lo que un aumento en la relación conduce al aumento en ancho de la banda de máxima reflectividad; o bien, al cambiar el número de periodos, los bordes de este máximo se pueden hacer más o menos abruptos, así, entre mayor sea el número de periodos, la amplitud de la banda prohibida aumenta y se vuelve más ideal (cuadrada).

Igualmente, ambos tienen efecto en los picos de transmitancia característicos de los FFP y FFN. Para el FFP, al incrementar el número de periodos, el pico se va haciendo más estrecho (más selectivo), mientras que, para el FFN, los picos disminuyen en intensidad. Ahora bien, un cambio en la relación de los índices de refracción, no tiene mayor efecto en el pico de transmitancia de un FFP; aunque para un FFN, una disminución de esta relación, provoca que los picos de transmitancia característicos de esta estructura aumenten en intensidad.

Se observa un corrimiento hacia longitudes de onda mayores en todas las estructuras fotónicas fabricadas en la región del espectro visible. Para los RBD's de ~ 117 nm, para el FFP de ~ 125 nm y para el FFN de ~ 86 nm

Para nuestro propósito en la obtención de estructuras fotónicas en la región UV, se consiguió un corrimiento mediante oxidación térmica controlada, hacia longitudes de onda menores de ~ 67.5 nm en los reflectores de Bragg, ubicándolo en 393 nm y de ~ 137 nm en los filtros Fabry-Perot y Fibonacci, dando como resultado un FFP en 353 nm y un FFN en 330 nm.

Tomando en cuenta los resultados experimentales de las estructuras antes y después del proceso de oxidación térmica, se observó que el tiempo y la temperatura de oxidación desempeñan un papel muy importante, debido a que para el caso de los filtros Fabry-Perot y Fibonacci se ocuparon tiempos y temperaturas más altas (30 min a 350°C para la pre-oxidación y 30 min a 900°C para la oxidación), lo que nos lleva a que el aumento de estos dos parámetros, comparado con los aplicados a los reflectores de Bragg (15 min a 350°C para la pre-oxidación y 10 min a 850°C), nos permite obtener un mayor corrimiento hacia longitudes de onda menores (~ 137 nm para los FFP y FFN en contraste al corrimiento de ~ 67.5 nm obtenido para los RBD's).

Anexos

Anexo 1. Espectroscopía UV-VIS-NIR

La espectroscopía UV-Vis es una técnica analítica cuantitativa que mide la cantidad de longitudes de onda discretas de luz UV o visible que son absorbidas, reflejadas o transmitidas a través de una muestra en comparación con una muestra de referencia denominado blanco, la cual se puede utilizar para múltiples tipos de muestras, incluidos líquidos, sólidos, polvos o películas delgadas.

Para comprender el funcionamiento de un espectrofotómetro UV-Vis, en la Fig. 62 se puede ver un esquema simplificado de los componentes principales del mismo. La fuente de luz que ocupa debe ser capaz de emitir en una amplia gama de longitud de onda, esta puede ser una lámpara de xenón, la cual otorga una alta intensidad para los intervalos UV y visible, sin embargo, las más utilizadas son las lámparas de tungsteno y halógenas para la luz visible, esto debido a que las de xenón son menos estables y se asocian a un mayor costo, y para el intervalo UV se ocupa una lámpara de deuterio.

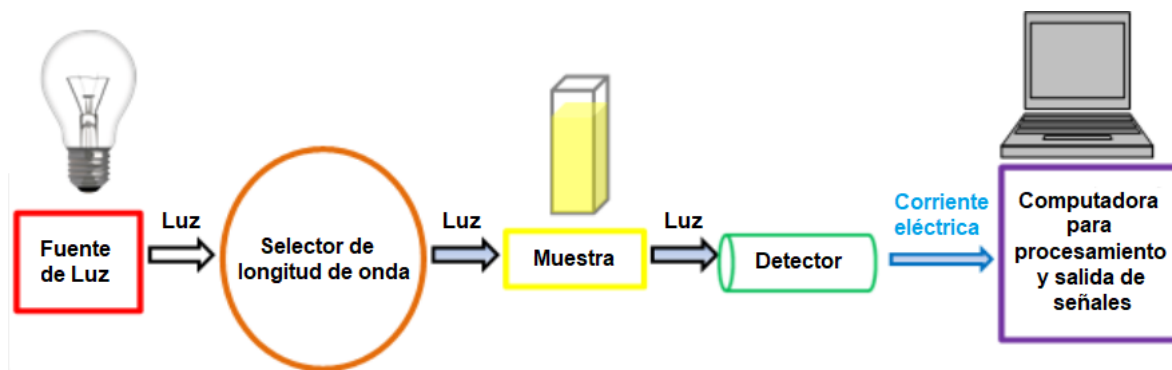


Fig. 62. Esquema general de los componentes principales de un espectrofotómetro UV-Vis. Adaptada de [125]

Dependiendo el tipo de muestra, se deben seleccionar ciertas longitudes de onda, por lo que, como selector de longitud de onda, se utiliza un monocromador, el cual separa la luz en una banda estrecha de longitudes de onda, mediante rejillas de difracción que se pueden girar para elegir ángulos entrantes y reflejados para seleccionar la longitud de onda de luz deseada que se aplicara a la muestra. Posterior a que la luz pase a través de la muestra, el detector permite convertir las señales de luz en una señal electrónica legible, los cuales generalmente se basan en un revestimiento fotoeléctrico (tubo

fotomultiplicador) o semiconductores quienes al ser expuestos a la luz generan o dejan pasar una corriente eléctrica proporcional a la intensidad de la luz, señal que se reconoce y se envía a una computadora.

Dentro de las características principales de dicha técnica se tiene, que es no destructiva, las mediciones se pueden realizar rápidamente, los instrumentos son fáciles de usar y el análisis de datos requiere un procesamiento mínimo por lo que se requiere poca capacitación del usuario y el instrumento es generalmente económico de adquirir y operar, lo que lo hace accesible para muchos laboratorios. No obstante, puede presentar algunos inconvenientes como luz parásita, proveniente del entorno o de algún instrumento que no esté bien ajustado, incluso del monocromador; dispersión de luz por la muestra o simplemente por consideraciones geométricas (componentes del instrumento desalineados) [125].

En el presente trabajo, los CF's fabricados para longitudes de onda en el intervalo visible y UV del espectro electromagnético, fueron caracterizados por Reflectancia Difusa (ERD), la cual compara la luz incidente con la reflejada por la muestra e integrada en una esfera diseñada para ese fin, utilizando un espectrofotómetro UV-Vis-NIR Cary 5000 con un intervalo espectral en longitud de onda de 197 nm-3300 nm, una resolución espectral (0.05-0.2) que otorga una alta precisión y tiempos de integración disponibles (0.033-999 s) que mejoran el grado de confianza y la velocidad de escaneo [126].

Referencias

- [1] S. W. Glunz, R. Preu, and D. Biro, “Crystalline silicon solar cells. State-of-the-art and future developments,” *Compr. Renew. Energy*, pp. 353–387, 2012, doi: 10.1016/B978-0-08-087872-0.00117-7.
- [2] Y. Kanemitsu, “Light Emission from Silicon Nanoparticles and Related Materials,” *Compr. Semicond. Sci. Technol.*, pp. 196–212, 2011, doi: 10.1016/B978-0-44-453153-7.00075-4.
- [3] A. Uhlir Jr., “Electrolytic Shaping of Germanium and Silicon,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 35, no. 2, pp. 333–347, 1955, doi: 10.1002/j.1538-7305.1956.tb02385.x.
- [4] L. T. Canham, “Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, no. 10, pp. 1046–1048, 1990, doi: 10.1063/1.103561.
- [5] G. Vincent, “Optical properties of porous silicon superlattices,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, pp. 2367–2369, 1994, doi: 10.1063/1.111982.
- [6] X. Tu, “Fabrication of Silicon Microstructures Based on Selective Formation and Etching of Porous Silicon,” *J. Electrochem. Soc.*, vol. 135, no. 8, pp. 2105–2107, 1988.
- [7] H. S. Nalwa, *Silicon-Based Materials and Devices. Properties and Devices*, Academic P. Los Angeles, California, 2001.
- [8] O. Bisi *et al.*, “Porous silicon: a quantum sponge structure for silicon based optoelectronics,” *Surf. Sci. Rep.*, vol. 38, pp. 1–126, 2000.
- [9] C. C. Striemer and P. M. Fauchet, “Dynamic etching of silicon for broadband antireflection applications,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 16, pp. 2980–2982, 2002, doi: 10.1063/1.1514832.
- [10] F. Morales *et al.*, “UV distributed bragg reflectors build from porous silicon multilayers,” *J. Eur. Opt. Soc.*, vol. 10, no. April, 2015, doi: 10.2971/jeos.2015.15016.
- [11] L. Pavesi and P. Dubos, “Random porous silicon multilayers: Application to distributed Bragg reflectors and interferential Fabry-Pérot filters,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 12, no. 5, pp. 570–575, 1997, doi: 10.1088/0268-1242/12/5/009.
- [12] S. Setzu, P. Ferrand, and R. Romestain, “Optical properties of multilayered porous silicon,”

Mater. Sci. Eng. B Solid-State Mater. Adv. Technol., vol. 69, no. January, pp. 34–42, 2000, doi: 10.1016/S0921-5107(99)00261-5.

- [13] P. J. Reece, G. Léron del, W. H. Zheng, and M. Gal, “Optical microcavities with subnanometer linewidths based on porous silicon,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 26, pp. 4895–4897, 2002, doi: 10.1063/1.1531226.
- [14] T. C. Do, H. Bui, T. Van Nguyen, T. A. Nguyen, T. H. Nguyen, and V. H. Pham, “A microcavity based on a porous silicon multilayer,” *Adv. Nat. Sci. Nanosci. Nanotechnol.*, vol. 2, no. 035001, pp. 1–5, 2011, doi: 10.1088/2043-6262/2/3/035001.
- [15] V. Torres-Costa, R. J. Martín-Palma, and J. M. Martínez-Duart, “Optical characterization of porous silicon films and multilayer filters,” *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.*, vol. 79, no. 8, pp. 1919–1923, 2004, doi: 10.1007/s00339-004-2642-x.
- [16] U. Mescheder, I. Khazi, A. Kovacs, and A. Ivanov, “Tunable optical filters with wide wavelength range based on porous multilayers,” *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 9, no. 1, pp. 1–6, 2014, doi: 10.1186/1556-276X-9-427.
- [17] J. Charrier, E. L. E. Gorju, L. Haji, and M. Guendouz, “Optical Waveguides Fabricated from Oxidised Porous Silicon,” *J. Porous Mater.*, vol. 7, pp. 243–246, 2000.
- [18] E. Xifré-Pérez, L. F. Marsal, J. Ferré-Borrull, and J. Pallarès, “Porous silicon omnidirectional mirrors and distributed Bragg reflectors for planar waveguide applications,” *J. Appl. Phys.*, vol. 102, no. 6, 2007, doi: 10.1063/1.2784019.
- [19] E. Osorio, R. Urteaga, L. N. Acquaroli, G. García-Salgado, H. Juaréz, and R. R. Koropecski, “Optimization of porous silicon multilayer as antireflection coatings for solar cells,” *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 95, no. 11, pp. 3069–3073, 2011, doi: 10.1016/j.solmat.2011.06.036.
- [20] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, “Existence of a photonic band gap in two dimensions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, pp. 495–497, 1992, doi: 10.1063/1.107868.
- [21] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, no. 25, pp. 3152–3155, 1990, doi: 10.1103/PhysRevLett.65.3152.
- [22] H. B. Tanaue, E. Reyes-Gómez, and A. Bruno-Alfonso, “Light localization in one-

dimensional photonic crystal heterostructures,” *Photonics Nanostructures - Fundam. Appl.*, vol. 47, no. 100958, pp. 1–11, 2021, doi: 10.1016/j.photonics.2021.100958.

- [23] E. Hecht, *Óptica*, ADDISSON W. Madrid, 2000.
- [24] J. P. Vigneron and P. Simonis, “Natural photonic crystals,” *Phys. B Condens. Matter*, vol. B, no. 20, pp. 4032–4036, 2012, doi: 10.1016/j.physb.2011.12.130.
- [25] F. P. Barrows and M. H. Bartl, “Photonic structures in biology: A possible blueprint for nanotechnology,” *Nanomater. Nanotechnol.*, vol. 4, no. 1, pp. 1–12, 2014, doi: 10.5772/58289.
- [26] BBC News Mundo, “Los fascinantes y coloridos secretos de la física que esconden las pompas de jabón,” *BBC News Mundo*, 2018. <https://www.bbc.com/mundo/noticias-45960293> (accessed Oct. 21, 2021).
- [27] E. Yablonovitch*, “Photonic band-gap structures,” *Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, no. 2, pp. 283–295, 1993.
- [28] E. Yablonovitch, “Photonic crystals,” *J. Mod. Opt.*, vol. 41, no. 2, pp. 173–194, 1994, doi: 10.1080/09500349414550261.
- [29] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062, 1987, doi: 10.1049/cp.2012.0663.
- [30] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 23, pp. 2486–2489, 1987, doi: 10.1103/PhysRevLett.58.2486.
- [31] S. Robinson and R. Nakkeer, “Photonic Crystal Ring Resonator Based Optical Filters,” in *Advances in Photonic Crystals*, 2013, pp. 3–26.
- [32] L. Pavesi, “Porous silicon dielectric multilayers and microcavities,” *Riv. del Nuovo Cim. della Soc. Ital. di Fis.*, vol. 20, no. 10, pp. 1–76, 1997, doi: 10.1007/BF02877374.
- [33] M. Theodoropoulou *et al.*, “Transient and ac electrical transport under forward and reverse bias conditions in aluminum/porous silicon/p-c Si structures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 96, no. 12, pp. 7637–7642, 2004, doi: 10.1063/1.1815388.
- [34] M. Björkqvist, J. Paski, J. Salonen, and V. P. Lehto, “Temperature dependence of thermally-carbonized porous silicon humidity sensor,” *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.*, vol. 202, no. 8, pp. 1653–1657, 2005, doi: 10.1002/pssa.200461212.

- [35] L. Pancheri, C. J. Oton, Z. Gaburro, G. Soncini, and L. Pavesi, “Improved reversibility in aged porous silicon NO₂ sensors,” *Sensors Actuators, B Chem.*, vol. 97, pp. 45–48, 2004, doi: 10.1016/S0925-4005(03)00606-3.
- [36] Z. Gaburro *et al.*, “Role of microstructure in porous silicon gas sensors for NO₂,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 4, pp. 555–557, 2004, doi: 10.1063/1.1775887.
- [37] A. Ould-Abbas, M. Bouchaour, D. Trari, and N. E. Chabane Sari, “The impact of drying phenomena and heat treatment on the structure of porous silicon,” *J. Therm. Anal. Calorim.*, vol. 109, pp. 1347–1351, 2012, doi: 10.1007/s10973-012-2321-7.
- [38] G. García Salgado *et al.*, “Fabrication, characterization, and analysis of photodetectors metal-porous silicon with different geometry and thickness of the porous silicon layer,” *Microelectronics J.*, vol. 39, pp. 489–493, 2008, doi: 10.1016/j.mejo.2007.07.112.
- [39] K. S. Pérez, J. O. Estevez, A. Méndez-Blas, J. Arriaga, G. Palestino, and M. E. Mora-Ramos, “Tunable resonance transmission modes in hybrid heterostructures based on porous silicon,” *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 7, no. 392, pp. 1–8, 2012, doi: 10.1186/1556-276X-7-392.
- [40] K. Pérez, J. O. Estevez, A. Méndez-Blas, and J. Arriaga, “Localized defect modes in dual-periodical multilayer structures based on porous silicon,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 29, no. 4, pp. 538–542, 2012, doi: 10.1364/josab.29.000538.
- [41] S. R. L. Zhang, X. G., Collins S.D., “Porous Silicon Formation and Electropolishing of Silicon by Anodic Polarization in HF Solution,” *J. Electrochem. Soc.*, vol. 136, no. 5, pp. 1561–1565, 1989, doi: 10.1149/1.2096961.
- [42] C. R. Ocier, N. A. Krueger, W. Zhou, and P. V. Braun, “Tunable Visibly Transparent Optics Derived from Porous Silicon,” *ACS Photonics*, vol. 4, no. 4, pp. 909–914, 2017, doi: 10.1021/acsp Photonics.6b01001.
- [43] D. R. Turner, “Electropolishing Silicon in Hydrofluoric Acid Solutions,” *J. Electrochem. Soc.*, vol. 105, no. 7, pp. 402–408, 1958, doi: 10.1149/1.2428873.
- [44] R. Memming and G. Schwandt, “Anodic dissolution of silicon in hydrofluoric acid solutions,” *Surf. Sci.*, vol. 4, pp. 109–124, 1966.
- [45] P. Gutpa, V. L. Colvin, and S. M. George, “Hydrogen desorption kinetics from monohydride and dihydride species on silicon surfaces,” *Phys. Rev. B*, vol. 37, no. 14, pp. 8234–8243, 1988.

- [46] A. C. Dillon, M. B. Robinson, M. Y. Han, and S. M. George, "Diethylsilane Decomposition on Silicon Surfaces Studied Transmission FTIR Spectroscopy," *Electrochem. Soc.*, vol. 139, no. 2, pp. 537–543, 1992, doi: 10.1557/proc-222-213.
- [47] R. C. Erson, R. S. Muller, and C. W. Tobias, "Investigations of Porous Silicon for Vapor Sensing," *Sensors Actuators A. Phys.*, pp. 835–839, 1990, doi: 10.1016/0924-4247(90)87042-H.
- [48] V. Lehmann and U. Gösele, "Porous silicon formation: A quantum wire effect," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, pp. 856–858, 1991, doi: 10.1063/1.104512.
- [49] M. Berger, R. Arens-Fischer, H. Lüth, M. Thönissen, M. Krüger, and S. Billat, "Influence of etch stops on the microstructure of porous silicon layers," *Thin Solid Films*, vol. 297, pp. 22–25, 1997, doi: 10.1016/s0040-6090(96)09421-7.
- [50] N. G. E. Saplago, A. I. Mabilangan, M. A. B. Faustino, L. P. Lopez, A. S. Somintac, and A. A. Salvador, "Tunable Photonic Crystals Based on Electrochemically Etched Porous Silicon," *Int. J. Electrochem. Sci.*, vol. 9, pp. 6191–6200, 2014.
- [51] W. Theiss, "Optical properties of porous silicon," *Surf. Sci. Rep.*, vol. 29, pp. 91–192, 1997, doi: 10.1139/p92-191.
- [52] R. R. Koropecski, C. Spies, R. D. Arce, and J. A. Schmidt, "Cristales Fotónicos De Silicio Poroso Nanoestructurado," *Congr. Bras. Eng. e Ciência dos Mater.*, pp. 3428–3438, 2006.
- [53] F. Morales, "Obtención y caracterización de filtros de Fabry-Perot mediante estructuras multicapas de silicio poroso," Bnenemérita Universidad Autónoma de Puebla, 2010.
- [54] V. Lehmann, *Electrochemistry of Silicon: Instrumentation, Science, Materials and Applications*, Wiley-VCH., vol. 3. Federal Republic of Germany, 2002.
- [55] H. Föll, M. Christophersen, J. Carstensen, and G. Hasse, "Formation and application of porous silicon," *Mater. Sci. Eng.*, vol. 39, pp. 93–141, 2002.
- [56] A. Halimaoui, "Determination of the specific surface area of porous silicon from its etch rate in HF solutions," *Surf. Sci. Lett.*, vol. 306, pp. L550–L554, 1994, doi: 10.1016/0039-6028(94)91176-2.
- [57] A. Loni *et al.*, "Optical Waveguides and Components Based on Porous Silicon," *Integr. Photonics Res.*, vol. 6, pp. 311–314, 1996, doi: 10.1364/ipr.1996.itud3.

- [58] L. Canham, *Handbook of Porous Silicon*, Springer. Switzerland: Springer, 2014.
- [59] L. Canham, *Properties of Porous Silicon*, INSPEC. United Kingdom, London, 1997.
- [60] A. P. Kouloheris, “Surfactants: important tools in chemical processing,” *Chem. Eng.*, vol. 96, no. 10, pp. 130–136, 1989.
- [61] J. Leja, *Surface Chemistry of Froth Flotation*, Plenum Pre. New York, 1982.
- [62] J. L. Salager and A. Fernandez, “Surfactantes-Generalidades y Materias primas,” Merida-Venezuela, 2004.
- [63] K. W. Kolasinski, “Etching of silicon in fluoride solutions,” *Surf. Sci.*, vol. 603, pp. 1904–1911, 2009, doi: 10.1016/j.susc.2008.08.031.
- [64] L. Pavesi and R. Guardini, “Porous silicon: Silicon quantum dots for photonic applications,” *Brazilian J. Phys.*, vol. 26, no. 1, pp. 151–162, 1996.
- [65] P. M. Fauchet, J. Von Behren, K. D. Hirschman, T. Tsybeskov, and S. P. Duttagupta, “Porous silicon physics and device applications: A Status Report,” *phys. stat. sol.*, vol. 3, no. 165, pp. 3–13, 1998.
- [66] X. G. Zhang, “Porous Silicon: Morphology and Formation Mechanisms,” in *Modern Aspects of Electrochemistry*, Springer., no. 39, New York, 2005, p. 70.
- [67] E. A. Ponomarev and C. Lévy-Clément, “Macropore formation on p-type silicon,” *J. Porous Mater.*, vol. 7, no. 1, pp. 51–56, 2000, doi: 10.1023/A:1009690521403.
- [68] T. Trifonov, A. Rodríguez, F. Servera, L. F. Marsal, J. Pallarès, and R. Alcubilla, “High-aspect-ratio silicon dioxide pillars,” *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.*, vol. 202, no. 8, pp. 1634–1638, 2005, doi: 10.1002/pssa.200461205.
- [69] R. Herino, G. Bomchil, K. Barla, C. Bertrand, and J. L. Ginoux, “Porosity and Pore Size Distributions of Porous Silicon Layers,” *J. Electrochem. Soc.*, vol. 134, no. 8, pp. 1994–2000, 1987, doi: 10.1149/1.2100805.
- [70] A. Halimaoui, “Porous silicon: material processing, properties and applications,” in *Porous Silicon Science and Technology*, Springer., Verlag Berlin Heidelberg, 1995, pp. 33–52.
- [71] V. Lehmann, “The Physics of Macropore Formation in Low Doped p-Type Silicon,” *J. Electrochem. Soc.*, vol. 146, no. 8, pp. 2968–2975, 1999, doi: 10.1149/1.2220919.

- [72] L. T. Canham, A. G. Cullis, C. Pickering, O. D. Dosser, T. I. Cox, and T. P. Lynch, "Luminescent anodized silicon aerocrystal networks prepared by supercritical drying," *Nature*, vol. 368, pp. 133–135, 1994.
- [73] D. Brumhead, L. T. Canham, D. M. Seekings, and P. J. Tufton, "Gravimetric analysis of pore nucleation and propagation in anodised silicon," *Electrochim. Acta*, vol. 38, no. 2/3, pp. 191–197, 1993.
- [74] P. Kumar, P. Lemmens, M. Ghosh, F. Ludwig, and M. Schilling, "Effect of HF concentration on physical and electronic properties of electrochemically formed nanoporous silicon," *J. Nanomater.*, vol. 2009, pp. 1–7, 2009, doi: 10.1155/2009/728957.
- [75] L. Yongfu, G. Jin, D. Xunmin, and H. Xiaoyuan, "Temperature: a critical parameter affecting the optical properties of porous silicon," *J. Semicond.*, vol. 30, no. 6, pp. 063002-1-063002–5, 2009, doi: 10.1088/1674-4926/30/6/063002.
- [76] T. Gao, J. Gao, and M. J. Sailor, "Tuning the response and stability of thin film mesoporous silicon vapor sensors by surface modification," *Langmuir*, vol. 18, pp. 9953–9957, 2002, doi: 10.1021/la026024w.
- [77] M. Ghulinyan, C. J. Oton, G. Bonetti, Z. Gaburro, and L. Pavesi, "Free-standing porous silicon single and multiple optical cavities," *J. Appl. Phys.*, vol. 93, no. 12, pp. 9724–9729, 2003, doi: 10.1063/1.1578170.
- [78] K. P. S. Dancil, D. P. Greiner, and M. J. Sailor, "A porous silicon optical biosensor: Detection of reversible binding of IgG to a protein A-modified surface," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 121, pp. 7925–7930, 1999, doi: 10.1021/ja991421n.
- [79] B. Gelloz and N. Koshida, "Stabilization and operation of porous silicon photonic structures from near-ultraviolet to near-infrared using high-pressure water vapor annealing," *Thin Solid Films*, vol. 518, pp. 3276–3279, 2010.
- [80] M. S. Salem, M. J. Sailor, F. A. Harraz, T. Sakka, and Y. H. Ogata, "Electrochemical stabilization of porous silicon multilayers for sensing various chemical compounds," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, pp. 083520-1-083520–7, 2006, doi: 10.1063/1.2360389.
- [81] S. Zangoie, R. Bjorklund, and H. Arwin, "Water Interaction with Thermally Oxidized Porous Silicon Layers," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 144, no. 11, pp. 4027–4035, 1997, doi: 10.1149/1.1838130.

- [82] J. J. Yon, K. Barla, R. Herino, and G. Bomchil, “The kinetics and mechanism of oxide layer formation from porous silicon formed on p-Si substrates,” *J. Appl. Phys.*, vol. 62, pp. 1042–1048, 1987, doi: 10.1063/1.339761.
- [83] P. Pirasteh *et al.*, “The effect of oxidation on physical properties of porous silicon layers for optical applications,” *Appl. Surf. Sci.*, vol. 253, pp. 1999–2002, 2006, doi: 10.1016/j.apsusc.2006.03.083.
- [84] A. E. Pap *et al.*, “Thermal oxidation of porous silicon: Study on structure,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, pp. 041501-1-041501-3, 2005, doi: 10.1063/1.1853519.
- [85] E. Hecht, *Optics*, Fifth edit. Pearson, 2017.
- [86] A. Kochubei, Y. Luchko, and J. A. T. Machado, *Thin-Film Optical Filters*, Fourth Edi. CRC Press, 2010.
- [87] C. Mazzoleni and L. Pavesi, “Application to optical components of dielectric porous silicon multilayers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 20, pp. 2983–2985, 1995, doi: 10.1063/1.114833.
- [88] A. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Laussy, *Microcavities*, Second Edi. Oxford Science Publications, 2017.
- [89] J. Volk, J. Balázs, A. L. Tóth, and I. Báfony, “Porous silicon multilayers for sensing by tuneable IR-transmission filtering,” *Sensors Actuators, B Chem.*, vol. 100, no. 1–2, pp. 163–167, 2004, doi: 10.1016/j.snb.2003.12.042.
- [90] L. Moretti, I. Rea, L. De Stefano, and I. Rendina, “Periodic versus aperiodic: Enhancing the sensitivity of porous silicon based optical sensors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 191112, 2007, doi: 10.1063/1.2737391.
- [91] S. M. Weiss and P. M. Fauchet, “Electrically tunable porous silicon active mirrors,” *Phys. Status Solidi Appl. Res.*, vol. 197, no. 2, pp. 556–560, 2003, doi: 10.1002/pssa.200306562.
- [92] A. Loni *et al.*, “Porous silicon multilayer optical waveguides,” *Thin Solid Films*, vol. 276, no. 1–2, pp. 143–146, 1996, doi: 10.1016/0040-6090(95)08075-9.
- [93] M. G. Martemyanov, E. M. Kim, T. V. Dolgova, A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, and G. Marowsky, “Third-harmonic generation in silicon photonic crystals and microcavities,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 70, p. 073311, 2004, doi: 10.1103/PhysRevB.70.073311.

- [94] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals Modeling the Flow of Light*, Second Edi. Nueva Jersey, EE. UU.: Princeton University Press: Princeton, 2008.
- [95] C. Janot, *Quasicrystals. A primer*, Second Edi. UK, 2012.
- [96] Z. V. Vardeny, A. Nahata, and A. Agrawal, “Optics of photonic quasicrystals,” *Nat. Photonics*, vol. 7, pp. 177–184, 2013, doi: 10.1038/nphoton.2012.343.
- [97] L. Dal Negro, R. Wang, and F. A. Pinheiro, “Structural and spectral properties of deterministic aperiodic optical structures,” *Crystals*, vol. 6, no. 161, pp. 1–35, 2016, doi: 10.3390/cryst6120161.
- [98] M. Kohmoto, L. P. Kadanoff, and C. Tang, “Localization problem in one dimension: Mapping and escape,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 50, no. 23, pp. 1870–1872, 1983, doi: 10.1103/PhysRevLett.50.1870.
- [99] R. Merlin, K. Bajema, R. Clarke, F. Y. Juang, and P. K. Bhattacharya, “Quasiperiodic GaAs-AlAs Heterostructures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, no. 17, pp. 1768–1770, 1985.
- [100] J. M. Luck, “Cantor spectra and scaling of gap widths in deterministic aperiodic systems,” *Phys. Rev. B*, vol. 39, no. 9, pp. 5834–5849, 1989, doi: 10.1103/PhysRevB.39.5834.
- [101] E. Cojocar, “Forbidden gaps in finite periodic and quasi-periodic Cantor-like dielectric multilayers at normal incidence,” *Appl. Opt.*, vol. 40, no. 34, pp. 6319–6326, 2001, doi: 10.1364/ao.40.006319.
- [102] M. Kolář, M. K. Ali, and F. Nori, “Generalized Thue-Morse chains and their physical properties,” *Phys. Rev. B*, vol. 43, no. 1, pp. 1034–1047, 1991, [Online]. Available: <http://www.math.ucla.edu/~caflisch/Pubs/Pubs1990-1994/Morokoffsisc1994.pdf>.
- [103] S. Tamura and F. Nori, “Transmission and frequency spectra of acoustic phonons in Thue-Morse superlattices,” *Phys. Rev. B*, vol. 40, no. 14, pp. 9790–9801, 1989, doi: 10.1103/PhysRevB.40.9790.
- [104] E. L. Albuquerque and M. G. Cottam, “Periodic and Quasiperiodic Structures,” in *Polaritons in Periodic and Quasiperiodic Structures*, 2004, pp. 25–40.
- [105] M. Ghulinyan, “One-dimensional photonic quasicrystals,” *Light Localis. Lasing*, pp. 99–119, 2014, doi: 10.1017/cbo9781139839501.006.

- [106] E. Maciá, “Thermal emission control via bandgap engineering in aperiodically designed nanophotonic devices,” *Nanomaterials*, vol. 5, pp. 814–825, 2015, doi: 10.3390/nano5020814.
- [107] H. Rahimi, A. Namdar, S. Roshan Entezar, and H. Tajalli, “Photonic transmission spectra in one-dimensional fibonacci multilayer structures containing single-negative metamaterials,” *Prog. Electromagn. Res.*, vol. 102, pp. 15–30, 2010, doi: 10.2528/PIER09122303.
- [108] J. J. Monzón, A. Felipe, and L. L. Sánchez-Soto, “Lempel-Ziv complexity of photonic quasicrystals,” *Crystals*, vol. 7, no. 183, pp. 1–12, 2017, doi: 10.3390/cryst7070183.
- [109] I. A. Sukhoivanov and I. V. Guryev, *Photonic crystal: Physics and Practical Modeling*. Springer, 2009.
- [110] J. D. Joannopoulos, Villeneuve Pierre R., and S. Fan, “Photonic crystals,” *Solid State Commun.*, vol. 102, no. 2–3, pp. 165–173, 1997.
- [111] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*. United States of America: John Wiley & Sons, 1988.
- [112] N. J. Hutchinson, T. Coquil, A. Navid, and L. Pilon, “Effective optical properties of highly ordered mesoporous thin films,” *Thin Solid Films*, vol. 518, no. 8, pp. 2141–2146, 2010, doi: 10.1016/j.tsf.2009.08.048.
- [113] D. Estrada-Wiese and J. A. del Río, “Refractive index evaluation of porous silicon using bragg reflectors,” *Rev. Mex. Fis.*, vol. 64, no. 1, pp. 72–81, 2018.
- [114] V. Kochergin and H. Föll, *Porous Semiconductors: Optical Properties and Applications*. Springer, 2009.
- [115] S. M. Weiss, “Tunable Porous Silicon Photonic Bandgap Structures: Mirros for Optical Interconnects and Optical Switching,” University of Rochester, 2005.
- [116] F. K. Claus, *Semiconductor Optics*, Fourth Edi. Springer, 2012.
- [117] M. S. Salem, M. J. Sailor, T. Sakka, and Y. H. Ogata, “Electrochemical preparation of a rugate filter in silicon and its deviation from the ideal structure,” *J. Appl. Phys.*, vol. 101, no. 063503, pp. 1–6, 2007, doi: 10.1063/1.2710339.
- [118] M. H. Jones and S. H. Jones, “Optical Properties of Silicon,” *Virginia Semicond. Inc.*, pp. 1–11, 2010.

- [119] I. Semiconductor Virginia, “Wet-Chemical Etching and Cleaning of Silicon,” 2003.
- [120] L. T. Canham, A. G. Cullis, C. Pickering, O. D. Dosser, T. I. Cox, and T. P. Lynch, “Luminescent anodized silicon aerocrystal networks prepared by supercritical drying,” *Nature*, vol. 368, pp. 133–135, 1994, doi: 10.1038/378416a0.
- [121] D. Bellet and L. Canham, “Controlled drying: the key to better quality porous semiconductors.,” *Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.)*, vol. 10, no. 6. pp. 487–90, 1998, doi: 10.1002/(SICI)1521-4095(199804)10:6<487_H::AID-ADMA487>3.0.CO;2-T.
- [122] M. R. Jiménez-Vivanco *et al.*, “Porous Si-SiO₂ based UV Microcavities,” *Sci. Rep.*, vol. 10, no. 1, pp. 1–21, 2020, doi: 10.1038/s41598-020-59001-7.
- [123] M. del R. Jiménez, “Obtención y caracterización de multicapas de silicio poroso con respuesta en el UV,” Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, 2015.
- [124] F. Becerra, “PATRONES DE CONDUCTA FACIAL, PARA IDENTIFICAR ACCESOS INFORMATICOS NO AUTORIZADOS,” Universidad Señor de Sipán, 2019.
- [125] P. Justin Tom, “Technology Networks Analysis & Separations,” *UV-Vis Spectroscopy: Principle, Strengths and Limitations and Applications*. <https://www.technologynetworks.com/analysis/articles/uv-vis-spectroscopy-principle-strengths-and-limitations-and-applications-349865>.
- [126] L. Central, “BUAP Instituto de Física ‘Ing. Luis Rivera Terrazas,’” *Módulo A. ESPECTROFOTOMETRO UV - Vis - NIR*. http://www.ifuap.buap.mx/laboratorios/central_espectrofotometro.php#:~:text=El Espectrómetro UV-Vis-NIR,en la mayoría de materiales.