



DISEÑO, FABRICACIÓN Y
CARACTERIZACIÓN DE UNA SERIE DE
FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICO
ALTAMENTE NO-LINEALES PARA
APLICACIONES EN ÓPTICA CUÁNTICA.

Trabajo de tesis para obtener el grado de maestro en
ciencias (óptica)

Asesor: Dr. Uladzimir Petrovich Minkovich

Estudiante: Mauricio Salazar Sicachá

Físico

Diciembre, 2019
León, Guanajuato, México

*Dedicado a mi papá Dario Salazar Martinez
a mi mamá Luz Marina Sicahá Penagoz
a mis hermanos Dario y Claudia Milena
a mi abuela materna Ana Bertilda
y a toda mi familia*

Agradecimientos

Esta tesis de maestría se realizó bajo la dirección del Dr. Uladzimir Petrovich Minkovich, gracias al Centro de Investigaciones en Óptica (CIO) que facilitó sus instalaciones y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) que dió una beca como apoyo financiero.

Gracias a todo mi núcleo familiar, en especial a mis padres Dario S. M. y Luz Marina P. S., a mi novia Tatiana R. V., a los profesores de la Maestría en Ciencias (Óptica) del CIO, a mis compañeros de Postgrado por todos sus aportes, ya sea en mi formación académica profesional, integral personal, o por su colaboración en la realización de las distintas etapas que tuvo este trabajo.

Gracias al Dr. Roberto Ramírez Alarcón y al Dr. David Monzón-Hernandez por sus apoyos financieros en la reparación de la torre de estirado del CIO, al Dr. Sergio Calixto por el tiempo dedicado en el laboratorio para realizar mediante el microscopio de fuerza atómica las medidas microestructurales de las HNL-IG-PCFs, al Dr. Marcelo Vaca Pereira Ghirghi de la empresa Continental por su ayuda en el diseño de la preforma para la HNL-IG-PCF, al Maestro Fraiman Estiven Triana Arango por su ayuda en la medición de la respuesta de supercontinuo y nuevamente gracias al Dr. Uladzimir Minkovich por todo su trabajo y enorme dedicación durante la realización de esta tesis. Finalmente, gracias al comité de sinodales de esta tesis por su trabajo de revisión y todas sus observaciones.

Resumen

En este trabajo se muestra el diseño de una preforma para obtener una serie de fibras ópticas de cristal fotónico altamente no-lineales con índice guiado (HNL-IG-PCF). Posteriormente, se presenta el proceso de fabricación de la serie de HNL-IG-PCFs y finalmente se muestra la caracterización experimental de la microestructura, la atenuación y la respuesta de supercontinuo de las HNL-IG-PCFs fabricadas. También, se muestran los calculos numéricos para la dispersión cromática, el coeficiente de no-linealidad, la frecuencia normalizada, el radio del modo fundamental y la apertura numérica a partir de los parametros microestructurales de las HNL-IG-PCFs fabricadas. Se concluyó, que las HNL-IG-PCFs fabricadas son multimodales para 800 nm con un $V < 3.5$, son altamente no-lineales $\gamma > 50 [Km W]^{-1}$, tienen dispersión cero alrededor de 800 nm y tienen respuesta no-lineal de supercontinuo con un ancho espectral de 700 nm con una potencia de salida de 18 mW, lo cual nos permite verificar que se pueden generar pares de fotones correlacionados para aplicaciones posteriores en óptica cuántica mediante el fenómeno de FWM que está inmerso dentro de la generación del supercontinuo.

Abstract

This work shows the design of the preform for a series of highly non-linear index guiding photonic crystal fibers (HNL-IG-PCFs). Subsequently, the manufacturing process of the series of HNL-IG-PCFs is presented and finally the experimental characterization of the microstructure, attenuation and supercontinuous response of the manufactured HNL-IG-PCFs are shown. Also, there are numerical calculations for chromatic dispersion, coefficient of non-linearity, normalized frequency, radius of the fundamental mode and numerical aperture from the microstructural parameters of the manufactured HNL-IG-PCFs. It was concluded that the HNL-IG-PCFs manufactured are multimodal for 800 nm with a $V < 3.5$, are highly non-linear $\gamma > 50 [Km W]^{-1}$, have zero chromatic dispersion around 800 nm and have non-linear supercontinuous response with a band wide of 700 nm with a output power of 18 mW, which allows us verify that they can generate pairs of correlated photons for later applications in quantum optics through the FWM phenomenon which is involved behind of the supercontinuous generation.

Índice de figuras

1.1. Diagrama β vs V mostrando los primeros modos de propagación de una FO [1].	6
1.2. Modos de propagación $TEM_{\rho,l}$ generados por un resonador cilíndrico [2].	7
1.3. Cálculo de la apertura numérica a partir del ancho asociado al modo fundamental de propagación [3].	10
2.1. Aproximación de equivalencia entre una PCF y una FO estandar [3].	17
2.2. Clasificación de las fibras de cristal fotónico según sus microestructuras y propiedades [3].	19
3.1. Comportamiento del parámetro V de algunas PCF [3].	21
3.2. Regiones mono-modal y multi-modal usando curva de nivel de la frecuencia de normalizado [4].	22
3.3. Comportamiento del parámetro W de algunas PCF [3].	23
3.4. Comportamiento de los índices de refracción efectivo y del cladding bajo aproximación para distintas PCS [3].	24
3.5. Dispersión cromática para una FCP con parámetro de red $\Lambda = 2.5 \mu m$ y distintos diametro de hueco [3].	24
4.1. Diseño del Stack usado en la fabricación de la PCF.	26
4.2. Arreglo de tubs y rods dispuestos para formar la preforma de la PCF.	27
4.3. Etapas de fabricación de una NL-IG-PCF: a) Estructura de CF (Tubs + Rods + Germanium Doped Core); b) Stack; c) Cane; d) Segunda preforma (Cane + Jacket) [3].	28

4.4. Proceso de sellado en los extremos de preforma para la PCF.	28
4.5. Sección transversal de la primer preforma vista desde un microscopio óptico.	29
4.6. Preforma final para la obtención de la PCF.	29
4.7. Diagrama de fase representando las transiciones de la fase de cristal o vidrio a la fase líquida [5].	31
4.8. Proceso de estirado de la PCF [3].	32
4.9. Deformación de la preforma de trabajo por uso de altas presiones en los capilares.	33
4.10. Sección transversal de la PCF vista desde un microscopio óptico. . . .	33
4.11. Sección transversal de la PCF alterada por el uso de altas presiones en los capilares vista desde un microscopio óptico.	34
5.1. Programa para calcular las propiedades ópticas de las PCFs.	36
5.2. Representación esquemática de un AFM [6].	37
5.3. Recolección de las medidas de los parámetros microestructurales de la HNL-IG-PCF de referencia.	38
5.4. Representación de la medida de atenuación: a) medida a larga longitud; b) medida a corta longitud [3].	39
5.5. Curvas de atenuación para cada una de las HNL-IG-PCFs.	40
5.6. Curvas de la apertura numérica para cada una de las HNL-IG-PCFs. . . .	41
5.7. Curvas de dispersión cromática para cada una de las HNL-IG-PCFs. . .	42
5.8. Curvas del coeficiente de no linealidad para cada una de las HNL-IG- PCFs.	43
5.9. Curvas de la frecuencia normalizada para cada una de las HNL-IG-PCFs. .	44
5.10. Curvas del diametro del modo fundamental para cada una de las HNL- IG-PCFs.	45
5.11. Esquema experimental para la medida de supercontinuo.	46
5.12. Formación del espectro de supercontinuo conforme se aumenta la po- tencia de bombeo gradualmente.	47

5.13. Comparación del espectro de supercontinuo formado por cada una de las HNL-IG-PCFs.	48
6.1. Corte transversal de la guía de onda cilíndrica hueca.	65
6.2. Propagación del modo fundamental dentro de la guía diseñada.	66

Índice de tablas

1.1. Coeficientes de Sellmeier para el SiO ₂	11
3.1. Coeficientes de ajuste para el parámetro V.	21
3.2. Coeficientes de ajuste para el parámetro W.	23
4.1. Serie de HNL-IG-PCFs fabricadas a diferentes presiones de flujo de gas durante el estirado.	34
5.1. Medida del diametro de hueco y el parámetro de red de la serie de PCFs mediante el uso del microscopio de fuerza atómica.	39

Índice general

Agradecimientos	II
Resumen	III
Abstract	IV
Introducción	XI
Objetivos	XVII
1. Fundamentos de Fibras Ópticas	1
1.1. Guías de Onda	1
1.1.1. Ecuaciones de Maxwell en Materiales	2
1.1.2. Fibras Ópticas: Coordenadas Cilíndricas	4
1.1.3. Modos de Propagación	6
1.2. Propiedades de las Fibras Ópticas	7
1.2.1. Apertura Numérica	8
1.2.2. Frecuencia de Normalizado	8
1.2.3. Atenuación	8
1.2.4. Modo fundamental	9
1.2.5. Dispersión Cromática	10
2. Fibras Ópticas de Cristal Fotónico Altamente No Lineales	12
2.1. Cristales Fotónicos	12
2.2. Materiales Ópticos No-Lineales	15

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	x
2.3. Tipos de PCFs	18
3. Modelo Experimental para calcular la Dispersión Cromática	20
3.1. Cálculo del parámetro V	21
3.2. Cálculo del parámetro W	22
3.3. Índice de refracción efectivo	23
4. Metodología de Fabricación de una PCF	25
4.1. Diseño de la preforma.	25
4.2. Preforma	28
4.3. Estirado de la PCF	29
5. Caracterización de la Serie de HNL-IG-PCFs.	35
5.1. Microscopio de Fuerza Atómica	36
5.2. Atenuación	39
5.3. Apertura numérica	41
5.4. Cálculo de la Dispersión Cromática	42
5.5. Coeficiente de no-linealidad	43
5.6. Frecuencia normalizada	44
5.7. Diametro del modo fundamental	45
5.8. Supercontinuo	45
6. Conclusiones	49
Anexos	58
6.1. Código Matlab del programa para calcular las propiedades ópticas de una PCF.	58
6.1.1. Código Matlab del programa para calcular los tubs del Stack para la PCF.	64
6.1.2. Modelado de la PCF usando FIMWAVE.	65

Introducción

El dominio de la luz desde la antigüedad ha sido de interés para los seres humanos y ha conducido a implementar técnicas y aplicaciones tecnológicas novedosas en muy diversos campos, por ejemplo, los antiguos griegos se comunicaban usando espejos para transmitir información de modo rudimentario y tomaban como fuente lumínica la luz solar [7]. Eras después, Jean Daniel Colladon (físico Suizo) y Jacques Babinet (físico Francés) demostraron que la luz se podía confinar por refracción en un material y mantenerse debido a las reflexiones internas, dicho descubrimiento se llevó a cabo en París a comienzos de la década de los 40s del siglo XIX. Luego, John Tyndall (físico Irlandés) explicó en 1870 que la luz se podía propagar dentro de un material como agua por reflexión total interna partiendo de las leyes de Snell [8]. Estos descubrimientos aportaron los principios básicos sobre los cuales se cimentaron posteriores desarrollos en áreas como la óptica y la fotónica, ya que contribuyeron enormemente a la invención de las fibras ópticas y todo su espectro tecnológico asociado. Lo cual, a su vez ha permeado en distintas áreas del saber como la ciencias y la ingeniería en donde se han usado para realizar aportaciones en la investigación y las telecomunicaciones [7].

La invención de fibra óptica, estuvo a cargo de un físico indio llamado Narinder Singh Kapany alrededor de 1952 [9]. Su trabajo se realizó apoyándose en los estudios que se conocían hasta la época. Allí, desarrolló una serie de experimentos que condujeron finalmente a la creación de las primeras fibras ópticas. Las aplicaciones más tempranas que tuvieron las fibras ópticas se dieron en el campo de la medicina, dentro de la endoscopia, en donde se implementó como un endoscopio semiflexible

que fue patentado por la Universidad de Michigan en 1956 [9].

En la década de los 70s: Robert Maurer, Donald Keck, Peter Schultz y Frank Zimar trabajadores de una empresa llamada Corning Glass, mejoraron los métodos de fabricación de las fibras ópticas empleando impurezas de titanio en sílice, alcanzando cientos de metros de longitud con pérdidas bajas en la transmisión de la luz. Luego, con posteriores avances que se desarrollaron a lo largo de esta década para mejorar las técnicas de fabricación se lograron pérdidas de sólo 0.5 dB/Km [10]. Esto permitió a las fibras ópticas entrar como tecnología emergente en el campo de las telecomunicaciones y específicamente en el campo de las comunicaciones ópticas.

Existen diversos tipos de fibra óptica (FO), los cuales se clasifican según el régimen modal de trabajo, la estructura transversal o el perfil del índice de refracción. Así, se tienen FOs con distintas características que las identifican como mono-modales o multi-modales, de cristal fotónico o de doble recubrimiento, de índice de refracción graduado o de índice de refracción escalonado y entre otras como de baja o alta no-linealidad. Ahora, específicamente y para tener una comprensión más intuitiva de lo que representa la clasificación de las FOs según su régimen modal de trabajo vamos a examinar las FOs mono-modales y multi-modales estándar, en las cuales, se propaga luz con longitudes de onda que se corresponden con la empleada en la 2da ventana de comunicación del espectro de atenuación de una FO de sílice estándar centrada alrededor de los 1300 nm. Así, tenemos que:

La FO mono-modo se caracteriza por permitir la propagación de un patrón de orden cero o modo fundamental únicamente para determinadas longitudes de onda. En otras palabras, en la salida de la FO al observar la traza transversal del modo fundamental se vé un patrón circular con intensidad graduada, la cual tiene mayor intensidad en el centro que en los extremos y típicamente se asocia con la intensidad que corresponde a la de un haz gaussiano. Ahora, cuando se cumplen las condiciones para que se propague únicamente el modo fundamental (de 10 μm aproximadamente)

todas las señales que viajan por núcleo recorren prácticamente el mismo camino óptico y se mueven paralelamente o con aproximación paraxial en la FO. Esto, permite evitar considerablemente el número de reflexiones internas y, por tanto, disminuye las pérdidas de potencia óptica, permitiendo que puedan alcanzar distancias de propagación mucho mayores que en las demás FOs en relación con su eficiencia [10]. Por otro lado, la FO multi-modal se caracteriza por tener en el patrón de intensidades de su spot una combinación de distintos modos de propagación correspondientes a ordenes mayores al modo fundamental. En otras palabras, en la salida de la FO al observar la traza transversal del haz de luz propagado se vé un patrón circular cuya intensidad es la superposición de los distintos modos de propagación permitidos y su combinación resulta en lo que se conoce como moteado. La presencia de este moteado se debe a que el núcleo de esta FO es más grande (55 μm aproximadamente) respecto a la FO mono-modal, lo cual, permite que los distintos rayos propagados tengan diferencias considerables entre sus caminos ópticos, a su vez, se aumenta el número de reflexiones internas y por tanto incrementan las pérdidas energéticas que finalmente hacen que estas FOs no puedan alcanzar distancias de propagación grandes de manera eficiente con respecto a las FOs mono-modales [10].

Ahora, una vez entendidos intuitivamente los dos regímenes modales posibles en una FO estandar, cabe destacar que en general, es necesario mencionar la importancia de las distintas características o propiedades existentes en las FOs como lo son: La apertura numérica, la frecuencia normalizada, la atenuación y la longitud de onda de corte y de trabajo. Ya que, estas propiedades ayudan a determinar suficientemente las distintas variables de interés en una FO. En particular, para el caso del régimen modal y eficiencia de trabajo, estos dependen del valor de la frecuencia normalizada que posee una FO [10]. También, cabe mencionar la relevancia de la generación de fenómenos ópticos no lineales en HNL-IG-PCFs, los cuales se pueden evidenciar al incrementar la potencia de bombeo de la luz mientras interactúa con un medio al propagarse en estas bajo condiciones de empaquetamiento de fase. Dichos fenómenos ópticos no lineales se pueden optimizar al propagar un haz con una longitud de onda cercana

a la que genera poca o nula dispersión cromática en una FO con una estructura de cristal fotónico ([11] y [12]). Estas FOs, fueron inventadas entre los años de 1995 y 1998 por Philip Russel (físico irlandés) quién a su vez acuñó el término de fibras de cristal fotónico ó PCFs por sus siglas en ingles. Las HNL-IG-PCFs, cuya estructura está diseñada para generar de manera eficiente algunos tipos de fenómenos ópticos no lineales, pueden generarar espectro de supercontinuo en donde a su vez participan fenomenos ópticos lineales como la dispersion de la velocidad de grupo y no lineales como el esparcimiento Raman (SMS) y Brillouin estimulados (SBS), la automodulación de fase (SPM) y el mezclado de cuatro ondas (FWM) [13].

Ahora, dentro de las FOs mencionadas atrás sólo son de nuestro interés aquellas cuyas características se corresponden con ser lo más mono-modales, de cristal fotónico y con alta no-linealidad como se explicará en capitulos posteriores. Esto, ya que el trabajo que se realizó en este proyecto consistió en el diseño, la fabricación y la caracterización de una serie de HNL-IG-PCFs cuyos zeros de dispersión cromática se encuentran alrededor de los 800 nm. Se decidió fabricar fibras ópticas con estas características, ya que aparte de ser de interes en la generación de efectos no lineales como la generación de un supercontinuo y sus distintas aplicaciones, adicionalmente, son de gran interes y utilidad en la rama de la fotónica cuántica en áreas como la ingeniería de estados cuánticos para el diseño de protocolos de información cuántica, para aplicaciones potenciales en la generación de pares de fotones correlacionados gracias al fenómeno no lineal del FWM presente en la generación del supercontinuo. También, son de interés en áreas de cosmología dentro del campo de los sistemas análogos a agujeros negros por fenómenos no lineales como la generación de solitones en contrapropagación que se comportan como cavidades ópticas cuya acción (S) es compatible con la de algunos sistemas de agujeros negros estudiados en esta área ([14] y [15]).

En este trabajo se fabricaron PCFs con núcleo sólido, las cuales operan en uno de los dos mecanismos de propagación que existen para este tipo de fibras. Las PCFs de

núcleo sólido guían la luz gracias a la diferencia entre índices de refracción (IG-PCFs: Index Guiding - Photonic Crystal Fibers) mientras que las PCFs de núcleo hueco guían la luz gracias a la existencia de una banda fotónica prohibida (BG-PCFs: Band-gap Guiding - Photonic Crystal Fibers). Las IG-PCFs, trabajan bajo el principio de la reflexión total interna entre un núcleo sólido y un revestimiento con múltiples canales de aire periódicos (capilares) orientados a lo largo de un eje de fibra ([16] y [17]). Estas PCFs tienen una propiedad única, la cuál es muy importante para sus aplicaciones en física láser, óptica no lineal, sistemas de comunicación óptica y tecnología óptica. Dicha propiedad radica en la posibilidad de controlar la dispersión cromática dentro de un amplio rango de longitudes de onda variando el diámetro de un hueco (d), y el espaciado entre estos (Λ). Hasta la fecha, ya se han obtenido IG-PCFs altamente no lineales (HNL-IG-PCFs) con longitudes de onda de dispersión cero cerca del visible e infrarrojo cercano ([18], [19], [20] y [21]), con dos ceros de dispersión ([22] y [23]), con dispersión variable ([23], [24] y [25]), con dispersión aplanada y casi nula ([26], [27] y [28]), e incluso con dispersión cromática ultraplana y casi nula para longitudes de onda de aproximadamente 1,0 a 1,8 μm ([29], [30], [31], [32], [33] y [34]). Las HNL-IG-PCFs con dispersión ultraplana se puede utilizar en una generación de supercontinuo de banda ancha, compensación de dispersión, transmisión de pulsos de solitones ultracortos, amplificación paramétrica óptica, multiplexación por división de longitud de onda o remodelación de pulso ([30], [31], [32], [33], [34] y [35]). Desafortunadamente, respecto al estado del arte de las HNL-IG-PCFs fabricadas en este trabajo, la información sobre la fabricación de estas fibras para las aplicaciones que se requieren como fuentes de pares de fotones correlacionados para óptica cuántica se encuentra ausente hasta ahora en la literatura científica.

Así, con este trabajo se pudo mejorar la fabricación de HNL-IG-PCFs destinadas a funcionar como fuentes de pares de fotones correlacionados. Esto, mediante rutinas de trabajo en el laboratorio que se establecieron para obtener la preforma de la PCF junto con las condiciones de estirado óptimas para fabricar la PCF, de manera que tengan bajas pérdidas ópticas y una longitud deseable. Además, se investigaron las

características básicas de las HNL-IG-PCFs obtenidas en este trabajo como la microestructura, la atenuación, la apertura numérica y dado el interés de sus aplicaciones se obtuvo el espectro de supercontinuo.

Finalmente, el diseño, se llevó a cabo mediante la implementación de un método numérico basado en un modelo experimental propuesto por Koshihira y Satoih que permite calcular la dispersión cromática a partir de los parámetros geométricos de una PCF, luego mediante software se reescalaron los parámetros obtenidos para definir las dimensiones de todos los elementos que conformaron la primera preforma (stack); la fabricación, se hizo utilizando la torre de estirado del centro de investigaciones en óptica (CIO) mediante el uso de la segunda preforma (stack + jacket) que se fabricó en dos etapas a partir del diseño preliminar y por último se caracterizó en atenuación, micro-estructura y apertura numérica cada una de las HNL-IG-PCFs incluyendo la generación del espectro de supercontinuo.

Objetivos

* Objetivo General

- Diseñar, fabricar y caracterizar una serie de fibras de cristal fotónico altamente no-lineal para aplicaciones en óptica cuántica.

* Objetivos Específicos

- Estudiar las condiciones de trabajo necesarias para elaborar las PCFs y consignar la información dentro de los protocolos del laboratorio para estirado de fibras ópticas del CIO.
- Caracterizar experimentalmente la microestructura de las PCFs mediante un microscopio de fuerza atómica, la atenuación de las PCFs fabricadas y la respuesta de supercontinuo de las PCFs.
- Elaborar dos programas de software básicos, uno que permita el diseño del *Stack* respecto a los *Tubs* para la fabricación de las PCFs y otros para realizar el cálculo teórico de las propiedades ópticas de las PCF a partir de sus parámetros microestructurales.
- Calcular numéricamente la dispersión cromática, la frecuencia normalizada, el coeficiente de no-linealidad, el radio del modo fundamental y la apertura numérica de las PCFs fabricadas a partir de sus parámetros microestructurales.

Capítulo 1

Fundamentos de Fibras Ópticas

1.1. Guías de Onda

Una PCF es una guía de onda. Por tal razón, es de nuestro interés describir en este capítulo los fundamentos físicos que permiten su conceptualización teórica. En primera instancia, la descripción de este sistema físico se hace al considerar la propagación de una onda electromagnética (OEM) en un medio material caracterizado por poseer una geometría particular. Todo esto, se hace mediante la resolución de las ecuaciones propuestas por James Clerk Maxwell (físico escocés) en 1865 que pueden tener una solución analítica o numérica dependiendo la complejidad del problema. Su solución se hace a través de métodos numéricos como el de diferencias finitas en el dominio del tiempo o en el dominio de las frecuencias (FDTD: Finite Differences Time Domain o FDFD: Finite Differences Frequency Domain, respectivamente), este último método incorpora un cambio en el dominio y es posible mediante el uso de la teoría de Fourier, específicamente su transformación canónica que permite pasar del espacio temporal al espectral. La solución de las ecuaciones de Maxwell permite determinar la manera en que puede darse la propagación de las OEMs dentro de las guías de onda, con esto nos referimos particularmente a las maneras en que se puede distribuir el campo EM dentro de una guía de onda de acuerdo con un correspondiente conjunto de constantes de propagación (β_i). Luego, a partir de esto podremos entender cómo desde las ecuaciones de Maxwell puede calcularse la distribución del campo eléctrico

en una guía de onda con simetría cilíndrica para estudiar sus posibles modos de propagación asociados al campo EM y cómo esto configurara lo que se entiende por FO para después definir sus propiedades ópticas ([36], [37] y [38]).

1.1.1. Ecuaciones de Maxwell en Materiales

Una guía de onda es todo objeto material que permita la manipulación de la radiación electromagnética de tal manera que se puedan controlar su propagación. En especial, esto hace referencia al control de la trayectoria que sigue un haz de luz cuando se logra confinar en un material y se permite una propagación controlada de la radiación dentro del mismo. Para tal fin, se aprovecha el principio de reflexión interna total (RIT) que cumple la radiación electromagnética cuando pasa de un medio a otro que se traduce en una desviación angular de su dirección de propagación alejándose de la normal y a partir de cierto ángulo de incidencia tal desviación hace que la radiación permanezca reflejándose periódicamente a lo largo del mismo material [39]. A continuación, se muestra la condición de reflexión interna total que se deriva de ley de Snell para un ángulo de transmisión de $\pi/2$, n_1 y n_2 son los índices de refracción de los medios, θ_1 y θ_2 son los ángulos de incidencia y transmisión respectivamente los cuales están medidos desde la normal de la interfaz al haz incidente o transmitido estando todo esta información contenida en el mismo plano conocido como plano de incidencia:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (1.1)$$

$$\theta_1 = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad \forall n_2 > n_1. \quad (1.2)$$

Como ya se mencionó, una descripción matemática de la propagación de un haz de luz a lo largo de un material puede darse utilizando las ecuaciones de Maxwell. La radiación electromagnética está compuesta por dos campos que oscilan en el tiempo generándose mutuamente a lo largo del espacio y pueden describirse como dos funciones $\vec{E}(\vec{r}, t)$ y $\vec{H}(\vec{r}, t)$, en donde al utilizar el método de separación de variables para solucionar las ecuaciones diferenciales que satisfacen puede obtenerse que la parte

temporal tiene una solución de exponencial compleja cuyo argumento es negativo y depende del producto entre la velocidad angular ω y el tiempo t , todo esto sólo para una onda electromagnética (EM) monocromática [36]. Así, las ecuaciones que deben satisfacer dichos campos tienen la forma:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 n^2 \vec{E}) = \sigma, \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu_0 \vec{H}) = 0, \quad (1.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{H} = i\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} k \vec{H}, \quad (1.5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \epsilon_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{J} - i\omega\epsilon_0 n^2 \vec{E} = \vec{J} - i\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} k n^2 \vec{E}, \quad (1.6)$$

de las cuales, al considerarse que la permitividad eléctrica (ϵ) y la permeabilidad magnética (μ) no cambian en el tiempo sino únicamente en el espacio (\vec{r}) y que además se pueden escribir como $\epsilon(\vec{r}) = n^2(\vec{r})$ y que también debido a que en la práctica la contribución magnética de los materiales que sirven de medio se considera débil se tiene que $\mu = \mu_0$, se pueden construir las ecuación de onda que deben satisfacer ambos campos [36]. Dicha ecuación de onda para el campo eléctrico y magnético tienen la forma:

$$(\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2) \vec{E} = -\vec{\nabla}(\vec{E} \cdot \vec{\nabla} \ln n^2) - i\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left\{ \vec{J} + \frac{1}{k} \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{J}}{n^2} \right) \right\}, \quad (1.7)$$

$$(\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2) \vec{H} = (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \times \vec{\nabla} \ln n^2 - \vec{\nabla} \times \vec{J} - \vec{J} \times \vec{\nabla} \ln n^2. \quad (1.8)$$

Ahora, para encontrar las soluciones de estas ecuaciones de onda debemos definir las condiciones de frontera y las condiciones iniciales y reescribir el problema en el sistema de coordenadas que más se adecue con la geometría planteada.

Específicamente, para el caso de las PCFs sus condiciones de frontera vendrán dadas por la estructura del cristal fotónico que se puede caracterizar al incluir las variaciones periódicas que tiene la permitividad eléctrica $\epsilon(\vec{r})$, por otro lado, las condiciones iniciales y la geometría de la guía de onda es idéntica a la usada para una FO convencional. La solución de este planteamiento para las PCFs se hace mediante

el uso del método de ondas planas generalizado que abarca la naturaleza vectorial de las ecuaciones de Maxwell [40]. Este método es una extensión del método de ondas planas escalar utilizado ampliamente en la resolución de la ecuación de onda de Schrödinger para electrones inmersos en potenciales periódicos. Puntualmente, el problema anterior de encontrar las soluciones de la ecuación de onda para una PCF puede reescribirse como un problema de autovalores, en donde luego es posible obtener su solución mediante simulación numérica al aplicar el método ya mencionado de ondas planas, que incorpora el uso del teorema de Bloch y lleva el espacio directo al espacio recíproco mediante al incorporar expansiones en series de Fourier y su transformada, para obtener las bandas de energía permitidas y prohibidas que surgen producto de la periodicidad que adquieren las funciones que describen este sistema físico cuya característica principal es tener una estructura de red periódica [40].

1.1.2. Fibras Ópticas: Coordenadas Cilíndricas

Para resolver el sistema de ecuaciones planteado en la sección anterior es necesario introducir el operador laplaciano como suma de su componente transversal (plano XY) más su componente longitudinal (eje z), esto es posible debido a que una FO se mantiene invariante ante translaciones longitudinales. De la componente longitudinal al igual que se obtuvo con la solución temporal, es posible hacer una separación de variables cuya solución es análoga, pero el producto dentro del argumento negativo de la exponencial imaginaria ahora es entre la constante de propagación β y la componente z del vector posición [36]. Así, y considerando que no hay densidades de corrientes ni cargas puntuales netas diferentes de cero en el material donde se propaga la onda electromagnética se puede replantear el problema anterior como sigue:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}(\vec{r}_t) e^{i(\beta z - \omega t)}, \quad (1.9)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(\vec{r}_t) e^{i(\beta z - \omega t)}, \quad (1.10)$$

$$\vec{\nabla} = \vec{\nabla}_t + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} = \hat{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\hat{\phi}}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z}, \quad (1.11)$$

$$(\vec{\nabla}_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \vec{e} = -(\vec{\nabla}_t + i\beta \hat{z})(\vec{e}_t \cdot \vec{\nabla}_t \ln n^2), \quad (1.12)$$

$$(\vec{\nabla}_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \vec{h} = ((\vec{\nabla}_t + i\beta \hat{z}) \times \vec{h}) \times \vec{\nabla}_t \ln n^2. \quad (1.13)$$

El sistema de ecuaciones anterior se debe resolver para cada una de las componentes de los campos eléctrico y magnético. Para esto, se hace uso de las ecuaciones 1.5 y 1.6 que posibilitan expresar las componentes transversales de estos campos en términos de combinaciones de sus componentes longitudinales de campo eléctrico y magnético. Así, se tiene:

$$e_r = \frac{1}{n^2 k^2 - \beta^2} \left\{ \beta \frac{\partial i e_z}{\partial r} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{k}{r} \frac{\partial i h_z}{\partial \phi} \right\}, \quad (1.14)$$

$$e_\phi = \frac{1}{n^2 k^2 - \beta^2} \left\{ \frac{\beta}{r} \frac{\partial i e_z}{\partial \phi} - \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} k \frac{\partial i h_z}{\partial r} \right\}, \quad (1.15)$$

$$h_r = \frac{1}{n^2 k^2 - \beta^2} \left\{ \beta \frac{\partial i h_z}{\partial r} - \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{k n^2}{r} \frac{\partial i e_z}{\partial \phi} \right\}, \quad (1.16)$$

$$h_\phi = \frac{1}{n^2 k^2 - \beta^2} \left\{ \frac{\beta}{r} \frac{\partial i h_z}{\partial \phi} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} k n^2 \frac{\partial i e_z}{\partial r} \right\}. \quad (1.17)$$

Finalmente, al sustituir dichas relaciones en el sistema generado por las ecuaciones 1.12 y 1.13 se obtienen las ecuaciones diferenciales acopladas para las componentes longitudinales de ambos campos, en donde su solución automáticamente permite calcular las demás componentes, como se dijo antes, existe una relación directa entre las componentes longitudinales y las transversales. A continuación se presentan las ecuaciones acopladas:

$$\vec{\nabla}_t^2 e_z + (n^2 k^2 - \beta^2) e_z - \frac{d \ln n^2}{dr} \frac{\beta}{(n^2 k^2 - \beta^2)} \left\{ \beta \frac{\partial e_z}{\partial r} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{k}{r} \frac{\partial h_z}{\partial \phi} \right\} = 0, \quad (1.18)$$

$$\vec{\nabla}_t^2 h_z + (n^2 k^2 - \beta^2) h_z - \frac{d \ln n^2}{dr} \frac{n^2 k^2}{(n^2 k^2 - \beta^2)} \left\{ \frac{\partial h_z}{\partial r} + \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\beta}{kr} \frac{\partial e_z}{\partial \phi} \right\} = 0. \quad (1.19)$$

1.1.3. Modos de Propagación

Ahora, será importante definir qué modos de propagación habrán en la guía de onda a partir de los valores que se asignen a sus componentes. En particular, existen los modos transversales electricos (TE) y magneticos (TM) que se definen al anular su respectiva componente z [36]. Es decir, un modo TE tiene componente e_z nula y un modo TM tiene componente h_z nula. Ahora, cuando se tienen ambas componentes nulas se habla de modos TEM y son los modos típicos bajo los cuales se propagan las OE en el vacío. Finalmente, en general cuando no hay componentes nulas se habla de modos híbridos HE y EH [36]. A continuación se muestra un diagrama con los primeros modos de propagación presentes en una fibra óptica de acuerdo con sus parámetros característicos como la frecuencia de normalizado (V) y la constante de propagación normalizada (β):

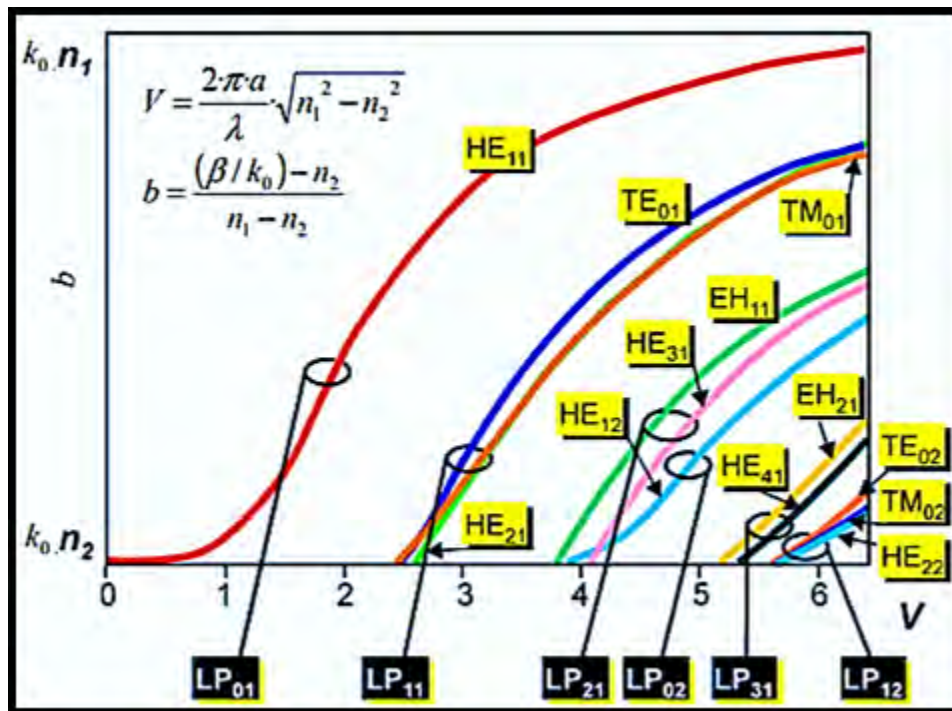


Figura 1.1: Diagrama β vs V mostrando los primeros modos de propagación de una FO [1].

Ahora, los modos de propagación generados por un resonador cilíndrico son los modos $TEM_{\rho,l}$, en donde ρ es el número radial que representa la cantidad de anillos

concentricos asociados a la intensidad y l es el número angular que representa la cantidad de divisiones asociadas a la estructura radial [36]. Los modos propagados en una FO son de naturaleza vectorial y se pueden aproximar mediante la teoría escalar de modos a través de la polarización lineal de los modos ([36] y [1]). Esto, se hace agrupando los distintos modos en grupos mediante los $LP_{n,m}$, en donde los índices n y m recorren los grupos de modos distribuidos en el diagrama β vs V como ya se mostró anteriormente. A continuación, se ilustran los modos $TEM_{\rho,l}$ generados por un resonador cilíndrico:

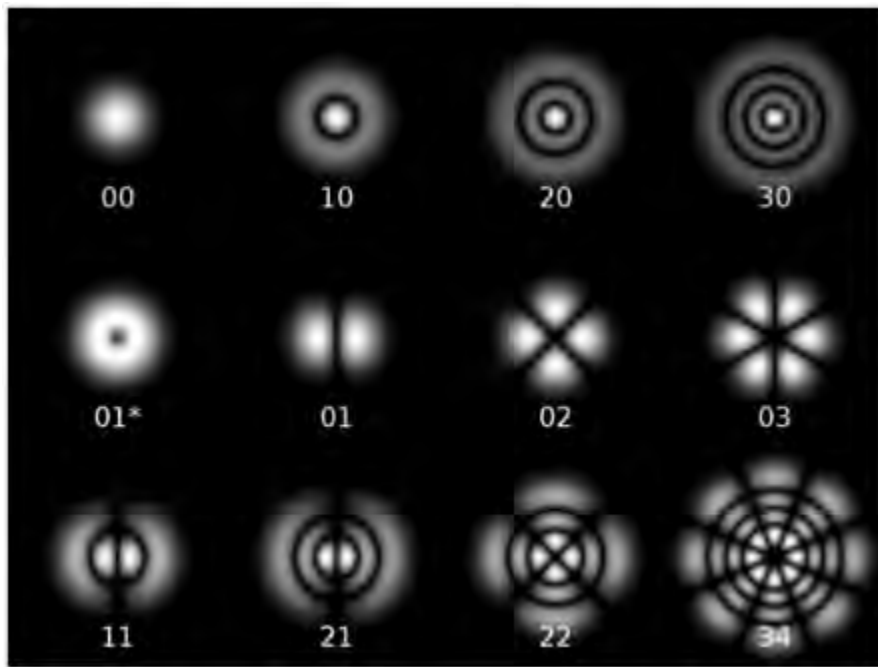


Figura 1.2: *Modos de propagación $TEM_{\rho,l}$ generados por un resonador cilíndrico [2].*

1.2. Propiedades de las Fibras Ópticas

Existen varias características importantes en las FOs como son: La apertura numérica, la frecuencia normalizada, la atenuación y la longitud de onda de corte. Estas características son importantes, ya que, determinan el régimen y eficiencia de trabajo de una FO.

1.2.1. Apertura Numérica

La apertura numérica de una FO da una idea sobre cuantos haces de luz pueden cumplir la condición de RIT a lo largo de la FO. Su valor se calcula como la raíz cuadrada de la diferencia de los cuadrados del índice de refracción del núcleo n_1 y el recubrimiento n_2 respectivamente o el producto entre el seno del ángulo máximo θ_{max} que cumple RIT y el índice de refracción del medio n_0 donde se encuentra la FO ([1] y [38]). Matemáticamente se expresa como:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_0 \sin(\theta_{max}). \quad (1.20)$$

1.2.2. Frecuencia de Normalizado

La frecuencia normalizada da una idea sobre el número de modos que puede propagar una FO y es directamente proporcional a la apertura numérica. Para valores de frecuencia de normalizado que sean menores a 2.405 se dice que una FO trabaja en el régimen mono-modal y para valores que sean mayores o iguales la FO pasa al régimen multi-modal ([1] y [38]). El límite cuando se da la transición de un régimen a otra está caracterizado por la frecuencia de corte que debe tener la fuente que se acopla en la FO. Matemáticamente la frecuencia normalizada se expresa según:

$$V = k a NA. \quad (1.21)$$

En donde, k es el vector de onda asociado a la fuente que se acopla en la FO, a es el diámetro de la FO y NA es la apertura numérica de la misma.

1.2.3. Atenuación

La atenuación es una medida de la transparencia o pureza de material del que la FO está fabricada y es directamente proporcional a la absorción del material para una longitud de onda determinada. Dicha cantidad puede ser calculada para una determinada FO usando un analizador espectral óptico (OSA: Optical Spectrum Analyzer)

que obtiene el espectro de potencias en dBm de una fuente de luz blanca que ha sido transmitida por la FO en dos momentos: el primero consta de la medida (P_0) en una fracción corta (por ejemplo, $L_0 = 10cm$) de la FO el cual se usa como referencia y el segundo consta de otra medida (P_1) pero de una fracción larga (por ejemplo, $L_1 = 10m$) de la FO ([1] y [38]).

Finalmente el calculo de la atenuacion se puede obtener como la diferencia entre dichos espectros así:

$$\alpha[dB/m] = -\frac{(P_1[dBm] - P_0[dBm])}{\Delta L}, \quad (1.22)$$

en donde, adicionalmente se tienen las relaciones:

$$P_1[W] = P_0[W] \cdot 10^{-\frac{\alpha \Delta L}{10}}, \quad (1.23)$$

$$P[dBm] = 10 \log\left(\frac{P[mW]}{1mW}\right). \quad (1.24)$$

1.2.4. Modo fundamental

El modo fundamental de un haz Gaussiano puede ser representado en intensidad como sigue:

$$I(r) = I_{max} e^{-2r^2\omega_0^2}. \quad (1.25)$$

En donde, la intensidad está en función del radio (r) y decae ya que el argumento es cuadrático y negativo modulado por el ancho del modo fundamental al cuadrado ω_0 . La desviación estandar está dada por $\omega_0/2$ ([1] y [38]). También, existe una relación de interés que involucra el diámetro del haz incidente (d_2) sobre una lente positiva con el diámetro de cintura (d_1) que esta genera, dicha relación se expresa como sigue:

$$d_2 = \frac{4 \lambda f}{\pi d_1}. \quad (1.26)$$

En donde, λ y f son la longitud de onda de la fuente y la distancia focal de la lente respectivamente. Finalmente, mediante la ecuación de Marcuse se puede esta-

blecer una relación matemática entre el radio del modo fundamental (ω_{eff}) y el radio del núcleo (a_{eff}) de una FO mono-modal que se puede expresar como se muestra a continuación:

$$\frac{\omega_{eff}}{a_{eff}} = 0.65 + \frac{1.619}{V_{eff}^{1.5}} + \frac{2.879}{V_{eff}^6}. \quad (1.27)$$

Luego, una vez conocido el valor de ω_0 es posible calcular la apertura numérica como:

$$NA = n_0 \sin(\theta) = n_0 \sin(\tan^{-1}(\omega_0/L)). \quad (1.28)$$

En donde, L es la distancia a la pantalla o punto de referencia. Esto se ilustra a continuación:

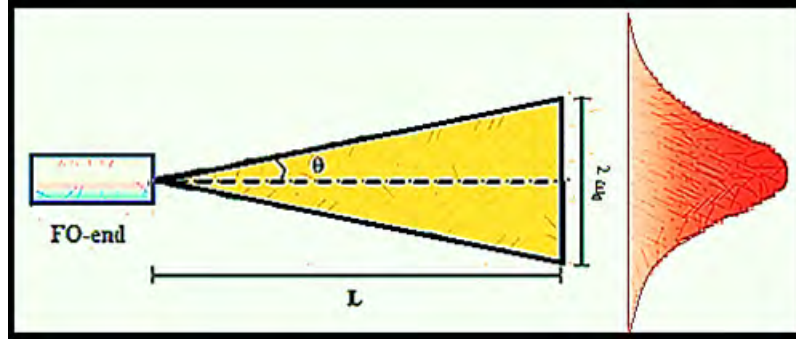


Figura 1.3: Cálculo de la apertura numérica a partir del ancho asociado al modo fundamental de propagación [3].

1.2.5. Dispersión Cromática

La dispersión cromática (D) es una medida de los cambios del índice de refracción a distintas longitudes de onda ([4] y [11]). Se puede calcular como la variación del inverso de la velocidad de grupo respecto a la longitud de onda en el vacío como:

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} + D_m. \quad (1.29)$$

En donde, $D_m = \frac{dn_m}{c d\lambda}$ es conocida como la dispersión material y se calcula me-

diante la ecuación de Sellmeier que se muestra a continuación:

$$n_m^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3}. \quad (1.30)$$

Para cada material se tienen distintos coeficientes B_i y C_i con $i = 1, 2, 3$. Específicamente para el caso del sílice que es el material usado en FOs, se tienen los siguientes coeficientes representados en la tabla 1.1

	B1	B2	B3	C1	C2	C3
Sílice	0.696166300	0.407942600	0.897479400	$4.67914826 \times 10^{-3} \mu m^2$	$1.3512031 \times 10^{-2} \mu m^2$	$97.9340025 \mu m^2$

Tabla 1.1: Coeficientes de Sellmeier para el SiO₂.

Por otro lado, también se encuentra presente la dispersión de Rayleigh que contribuye en un 96 % de las pérdidas presentes en una FO. La atenuación se sustituye a lo largo de la dispersión de Rayleigh, la cual traza un cota inferior a lo largo de esta. Matemáticamente la atenuación debida a esta dispersión se puede escribir como:

$$\alpha_R \propto \frac{k_B T_f}{\lambda^4} \quad (1.31)$$

En donde k_B es la constante de Boltzmann y T_F es la temperatura de enfriamiento a la cuál se sometió el material durante su fabricación.

Capítulo 2

Fibras Ópticas de Cristal Fotónico Altamente No Lineales

2.1. Cristales Fotónicos

Los cristales fotónicos (CF) son estructuras que poseen una función dieléctrica con periodicidad en una, dos o tres dimensiones cuya característica principal es que interactúan con los diferentes rangos del espectro electromagnético dependiendo de la escala a la que se encuentre el periodo de la estructura [40]. La interacción se manifiesta cuando coincide el orden de escala a la que se encuentra definida la periodicidad de la estructura con el orden de escala al que se encuentra la radiación electromagnética que se propaga por el CF [41]. Ejemplos de estos CFs en una y dos dimensiones son las rejillas de Bragg en fibras ópticas y las fibras ópticas microestructuradas respectivamente. Por otro lado, de manera general se dice que el rango de las longitudes de onda que no se pueden propagar en un CF definen la brecha fotónica o la banda de energías prohibidas ([42] y [40]).

En 1887, Lord Rayleigh explicó el fenómeno de reflexión sobre un sistema compuesto de capas dieléctricas alternadas con distinto índice de refracción en donde sólo algunas longitudes de onda se podían propagar por el sistema [43]. Un siglo después, en 1987, Eli Yablonovitch [44] y Sajeev John [45] propusieron independientemente por primera vez la construcción de un cristal fotónico en tres dimensiones.

Los cristales fotónicos son útiles en la fabricación de espejos de alta reflectancia, la generación de efectos ópticos no lineales, el guiado de radiación electromagnética en un circuito, entre otras aplicaciones ([46] y [47]). Finalmente, todos estos esfuerzos conducen a la fabricación de dispositivos fotónicos destinados al desarrollo de distintas disciplinas tecnológicas modernas, como es el caso de la computación fotónica [46]. El espacio físico donde se asienta la estructura del cristal fotónico se conoce como espacio directo y está caracterizado por los vectores a_i , los cuales forman una base. Cuando se hace una transformación de Fourier sobre una función definida en el espacio directo, esta pasa a ser representada en el espacio recíproco. El espacio recíproco es el espacio de momentos K , y la región donde se trabaja típicamente se conoce como primera zona de Brillouin, la cuál está asociada unívocamente con la celda primitiva correspondiente a la red recíproca ([46] y [42]). El concepto de zona de Brillouin fue desarrollado a lo largo del siglo XX por Léon Brillouin (físico francés). También, se puede acotar la primera zona de Brillouin hasta una región mínima conocida como zona irreductible de Brillouin al considerar todos los grupos de simetría presentes en la red manteniendo el origen de la celda ([41]). A continuación, se muestran las propiedades que deben cumplir las bases de ambos espacios:

$$a^i \cdot a_j = 2\pi\delta_j^i, \quad \mathbf{K} = \mathbf{K}_b + 2\pi\mathbf{p}. \quad (2.1)$$

Para una fibra de cristal fotónico puede definirse su función dieléctrica de manera periódica como una función escalonada y luego expandirse en series de Fourier para trabajar en el espacio recíproco. La función dieléctrica está acotada por ϵ_1 y ϵ_2 que representan los valores extremos que alcanza la función dieléctrica dentro del intervalo definido por las constantes a y b que están asociadas con el *pitch hole* (Λ) y *hole diameter* (d) de la microestructura de la PCF ([46] y [42]). A continuación, se muestra

esto en las siguientes ecuaciones:

$$\epsilon(r) = \epsilon_1 + (\epsilon_2 - \epsilon_1) h\left(\frac{a}{2} - |r|\right), \quad (2.2)$$

$$-\varepsilon^{-1}(\mathbf{y}) = \sum_{\mathbf{G}} \widehat{\varepsilon}^{-1}(\mathbf{G}) e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{y}}, \quad (2.3)$$

$$\widehat{\varepsilon}^{-1}(\mathbf{G}) = \frac{1}{\varepsilon_1} f + \frac{1}{\varepsilon_2} (1 - f) \delta_G^0 + \left[\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_2} \right] f \frac{2J_1(\|\mathbf{G}\|R)}{\|\mathbf{G}\|R} (1 - \delta_G^0). \quad (2.4)$$

En donde, $f = \pi R^2/a^2$ es la fracción de llenado y J_1 es la función de Bessel de primer orden. Por otro lado, la ecuación de Helmholtz que se obtiene de las ecuaciones de Maxwell puede representarse como un problema de autovalores de la forma ([46] y [47]):

$$\mathcal{L}(\mathcal{W}(u)) = E\mathcal{W}(u), \quad (2.5)$$

$$u(\mathbf{y}) = (2\pi)^{-N/2} \int_{\mathbb{R}^N} \widehat{u}(\mathbf{K}) e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{y}} d\mathbf{K}. \quad (2.6)$$

$$u_{\mathbf{p}}(\mathbf{K}_b, \mathbf{y}) = \exp(i\mathbf{K}_b \cdot \mathbf{y}) \phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{K}_b, \mathbf{y}), \quad (2.7)$$

$$u_{\mathbf{p}}(\mathbf{K}_b, \mathbf{y} + \mathbf{T}) = \exp(i\mathbf{K}_b \cdot \mathbf{T}) u_{\mathbf{p}}(\mathbf{K}_b, \mathbf{y}). \quad (2.8)$$

En donde, el operador \mathcal{L} actuando sobre la transformación de Wannier, tienen como funciones propias las funciones de block u , las cuales son cuasi-periódicas. Ahora, cualquier función (u) de integración cuadrada en \mathbb{R}^N a una familia de funciones pseudoperiódicas definidas por \mathbf{K} , esto es $\mathcal{W}(u)$ ([46] y [47]). El operador \mathcal{L} tiene un conjunto de funciones propias cuasi periódicas que forman una base de Hilbert, las llamadas ondas de Bloch ([46] y [47]). Luego, para el caso de polarización TM toma la forma $-\varepsilon(\mathbf{y})^{-1} \Delta$ y para el caso de polarización TE toma la forma $-\text{div}(\varepsilon(\mathbf{y})^{-1} \mathbf{grad}(\cdot))$ como se muestra a continuación:

$$-\varepsilon^{-1}(\mathbf{y}) \Delta E_z = \left(\frac{w}{c}\right)^2 E_z, \quad (2.9)$$

$$-\text{div}(\varepsilon^{-1}(\mathbf{y}) \mathbf{grad}(H_z)) = \left(\frac{w}{c}\right)^2 H_z. \quad (2.10)$$

Finalmente, los campos eléctrico y magnético luego de sustituirlos en su representa-

ción en series generan las siguientes ecuaciones diferenciales:

$$E_z(\mathbf{K}, \mathbf{y}) = \sum_{\mathbf{G}} \widehat{E}(\mathbf{K}, \mathbf{G}) e^{i(\mathbf{G}+\mathbf{K})\cdot\mathbf{y}}, \quad (2.11)$$

$$H_z(\mathbf{K}, \mathbf{y}) = \sum_{\mathbf{G}} \widehat{H}(\mathbf{K}, \mathbf{G}) e^{i(\mathbf{G}+\mathbf{K})\cdot\mathbf{y}}. \quad (2.12)$$

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{K} + \mathbf{G}) \cdot (\mathbf{K} + \mathbf{G}') \widehat{\varepsilon}^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') \widehat{H}(\mathbf{K}, \mathbf{G}') = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \widehat{H}(\mathbf{K}, \mathbf{G}) \quad (2.13)$$

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{K} + \mathbf{G}')^2 \widehat{\varepsilon}^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') \widehat{E}(\mathbf{K}, \mathbf{G}') = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \widehat{E}(\mathbf{K}, \mathbf{G}). \quad (2.14)$$

Al llevarse a su forma matricial define un problema de autovalores para el campo eléctrico y sus modos de propagación permitidos en términos de su energía de acuerdo con el operador dieléctrico definido para una PCF cuya microestructura tiene simetría de rotación y se encuentra en el plano transversal al eje de propagación ([46] y [47]).

2.2. Materiales Ópticos No-Lineales

Los materiales ópticos no lineales juegan un papel importante en el estudio y control de los distintos efectos ópticos no lineales, los cuales a su vez, encuentran aplicaciones en diversos campos de la ciencia y la tecnología [48]. Dichos fenómenos son el resultado de la interacción de múltiples campos electromagnéticos que interfieren bajo la condición de emparejamiento de fase ([49] y [50]). Esto, finalmente da lugar a una respuesta no lineal del vector de desplazamiento eléctrico debido a la naturaleza tensorial que adquiere la permitividad eléctrica de un material donde se propaga radiación con las características mencionadas. Adicionalmente, la respuesta no lineal ocurre cuando el campo eléctrico que interactúa con el material es de orden comparable con el campo eléctrico intrínseco de los átomos que componen al material ([49] y [50]). Todos los materiales tienen una respuesta no lineal distinta, por lo que es necesario caracterizar para cada uno su coeficiente de no linealidad [51].

La ecuación de Helmholtz para un medio no lineal caracterizado por una función dieléctrica en el dominio de la frecuencia que tiene un término no lineal debido a la

polarización no lineal del medio es ([49] y [50]):

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt, \quad \epsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \epsilon_{NL}(\omega), \quad (2.15)$$

$$\nabla^2 \tilde{E}(\vec{r}, \omega) + \epsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E}(\vec{r}, \omega) = 0. \quad (2.16)$$

La ecuación de Helmholtz se puede solucionar por el método de separación de variables para la parte transversal, de propagación y temporal, en donde cada factor de la solución debe satisfacer una ecuación diferencial parcial (EDP) asociada ([49] y [50]):

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{i\beta_0 z}, \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\epsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}^2] F = 0, \quad (2.18)$$

$$2i \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + [\tilde{\beta}^2 - \beta^2] \tilde{A} = 0. \quad (2.19)$$

Ahora, si la ecuación asociada al término de propagación se pasa al dominio del tiempo con un sistema de referencia que se propaga junto con el pulso, se obtiene la ecuación no lineal de Schrödinger (NLS), que recibe su nombre por su similitud con la ecuación empleada en la descripción de la dinámica de un electrón en mecánica cuántica ([52] y [53]). Esto es:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left(|A|^2 A + \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_{RA} \frac{\partial |A|}{\partial T} \right), \quad (2.20)$$

$$T = t - z/v_g \equiv t - \beta_1, \quad (2.21)$$

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A. \quad (2.22)$$

En donde, los β_i están asociados con los distintos términos de la representación en series de Taylor para la constante de propagación β , α es la atenuación del material y γ es el coeficiente de no-linealidad. La ecuación 2.22 es ampliamente usada para estudiar la dinámica de propagación de un pulso en una fibra óptica, un ejemplo de esto se puede encontrar dentro del estudio de solitones ([41] y [46]).

Por otro lado, es posible aproximar el comportamiento del mecanismo de guiado de onda de una PCF al mecanismo de guiado de onda ordinario de una FO estandar mediante el uso adecuado de los valores asociados a los dos índices de refracción correspondientes al núcleo y al revestimiento [54]. Esto, se esquematiza a continuación.

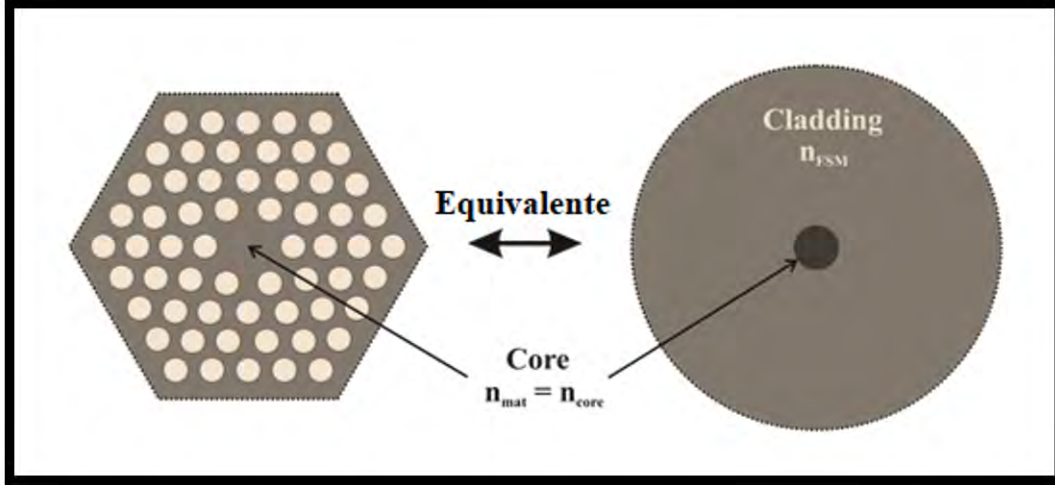


Figura 2.1: Aproximación de equivalencia entre una PCF y una FO estandar [3].

En esta equivalencia se iguala el índice de refracción del material usado en el núcleo de la PCF con el índice de la nueva FO estandar y el índice de refracción efectivo correspondiente al factor de llenado $\frac{d}{\Lambda}$ con el índice de refracción n_{FSM} asociado al revestimiento de la nueva FO estandar. Finalmente, para medir la no-linealidad de un material se debe determinar el coeficiente de no-linealidad efectiva, el cual para el caso de una fibra óptica se puede obtener como ([49] y [50]):

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (2.23)$$

donde, $n_2 = 2.2 \times 10^{-20} \frac{m^2}{W}$ es el coeficiente de no-linealidad del silicio puro y A_{eff} es el area modal efectiva alcanzada dada una determinada longitud de onda λ . Así, puede justificarse una PCF con alta no linealidad (HNL, por sus siglas en ingles) debido a que su modo fundamental se propaga bajo un area modal efectiva relativamente más baja que en otras PCFs.

2.3. Tipos de PCFs

Las PCF se pueden clasificar en dos tipos, esto, dependiendo del principio bajo el cual se da el guiado de la radiación electromagnética. Así, en primera instancia se tienen las PCFs cuyo índice de refracción efectivo permite establecer la condición necesaria para que haya reflexión interna total, y en segunda instancia se tienen las PCFs cuyo principio de guiado se sustenta por medio del efecto de banda fotónica prohibida o PBG (Photonic Band Gap).

Ahora, dentro de estos dos grupos se tienen a su vez subclasificaciones que obedecen a las dimensiones y forma particulares de la microestructura que determinan propiedades específicas en estas. Dicha clasificación se muestra en la figura 2.2.

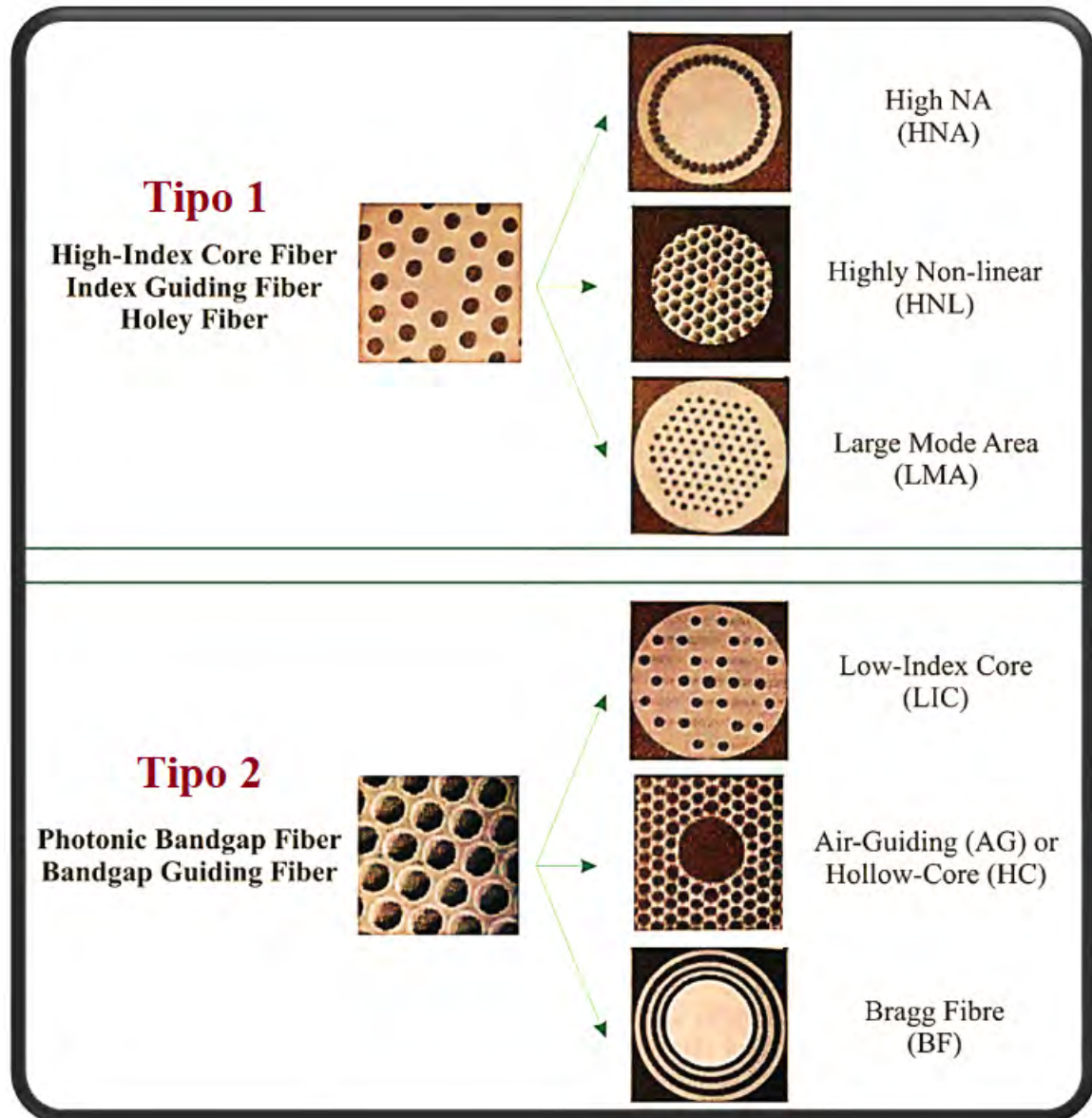


Figura 2.2: Clasificación de las fibras de cristal fotónico según sus microestructuras y propiedades [3].

Capítulo 3

Modelo Experimental para calcular la Dispersión Cromática

Para estudiar la dispersión cromática, Koshiha y Satoih proponen un modelo experimental de ajuste para la frecuencia normalizada (V) asociada a una fibra de cristal fotónico hexagonal que se opera bajo una longitud de onda (λ) y que tiene un radio efectivo de núcleo ($a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$). Por otro lado, la frecuencia de normalizado se puede descomponer en los parámetros U y W , asociadas a la fase transversal normalizada y la constante de atenuación, respectivamente. Ahora, estos no relacionan el índice de refracción del núcleo (n_{co}) con el índice de refracción del revestimiento (n_{FSM}), sino que relaciona de manera concatenada estos índices con el índice de refracción efectivo (n_{eff}) asociado a la estructura del cristal fotónico presente en la fibra óptica ([4] y [11]). La descomposición del parámetro V en los parámetros U y W se muestra a continuación.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_{co}^2 - n_{FSM}^2} = \sqrt{U^2 + W^2} \quad (3.1)$$

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2} \quad (3.2)$$

$$W = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{FSM}^2} \quad (3.3)$$

3.1. Cálculo del parámetro V

El parámetro V tiene un valor efectivo para un radio de núcleo efectivo igual al parámetro de espaciado de la red. Dicho valor se muestra a continuación junto a sus correspondientes parámetros de ajuste a_{ij} .

$$V_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_{eff}^2 - n_{FSM}^2} \quad (3.4)$$

$$V\left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda}\right) = A_1 + \frac{A_2}{1 + A_3 \exp(A_4 \lambda / \Lambda)} \quad (3.5)$$

$$A_i = a_{i0} + a_{i1} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{b_{i1}} + a_{i2} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{b_{i2}} + a_{i3} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{b_{i3}} \quad (3.6)$$

	$i=1$	$i=2$	$i=3$	$i=4$
a_{i0}	0.54808	0.71041	0.16904	-1.52736
a_{i1}	5.00401	9.73491	1.85765	1.06745
a_{i2}	-10.43248	47.41496	18.96849	1.93229
a_{i3}	8.22992	-437.50962	-42.4318	3.89
b_{i1}	5	1.8	1.7	-0.84
b_{i2}	7	7.32	10	1.02
b_{i3}	9	22.8	14	13.4

Tabla 3.1: Coeficientes de ajuste para el parámetro V.

A continuación se muestra el comportamiento del parámetro V para algunas PCF con valores para el radio de llenado d/Λ específicos.

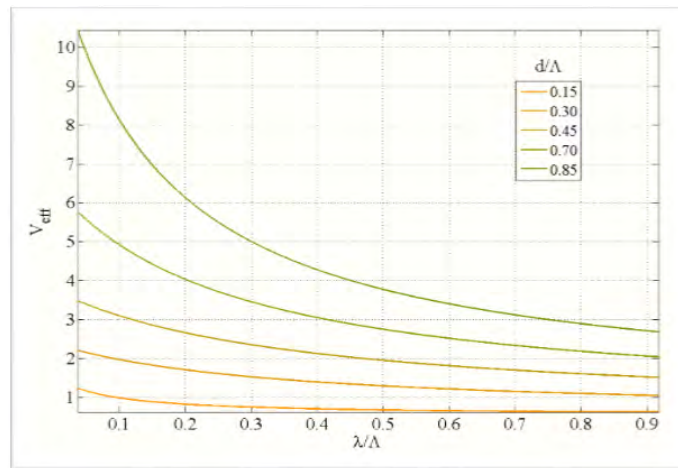


Figura 3.1: Comportamiento del parámetro V de algunas PCF [3].

También, es posible observar las regiones mono-modal y multi-modal al hacer una traza o curva de nivel del parámetro V específicamente para el valor 2.405 en relación con sus variables independientes λ/Λ y d/Λ . A continuación se muestra el resultado:

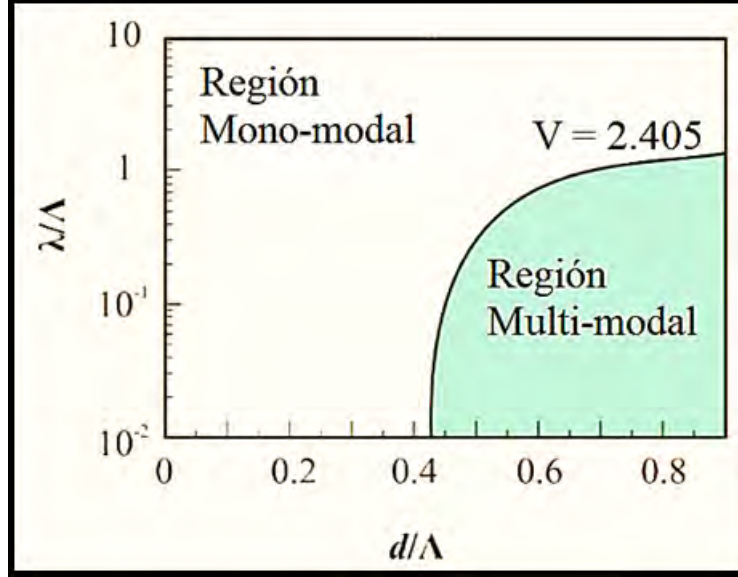


Figura 3.2: Regiones mono-modal y multi-modal usando curva de nivel de la frecuencia de normalizado [4].

3.2. Cálculo del parámetro W

De manera análoga, para el parámetro W se tiene:

$$W\left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda}\right) = B_1 + \frac{B_2}{1 + B_3 \exp(B_4 \lambda/\Lambda)} \quad (3.7)$$

$$B_i = c_{i0} + c_{i1} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i1}} + c_{i2} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i2}} + c_{i3} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i3}} \quad (3.8)$$

A continuación se muestra el comportamiento del parámetro W para algunas PCF con valores para el radio de llenado $\frac{d}{\Lambda}$ específicos.

	$i=1$	$i=2$	$i=3$	$i=4$
c_{i0}	-0.0973	0.53193	0.24876	5.29801
c_{i1}	-16.70566	6.70858	2.72423	0.05142
c_{i2}	67.13845	52.04855	13.28649	-518302
c_{i3}	-50.25518	-540.66947	-36.80372	2.7641
d_{i1}	7	1.49	3.85	-2
d_{i2}	9	6.58	10	0.41
d_{i3}	10	24.8	15	6

Tabla 3.2: Coeficientes de ajuste para el parámetro W .

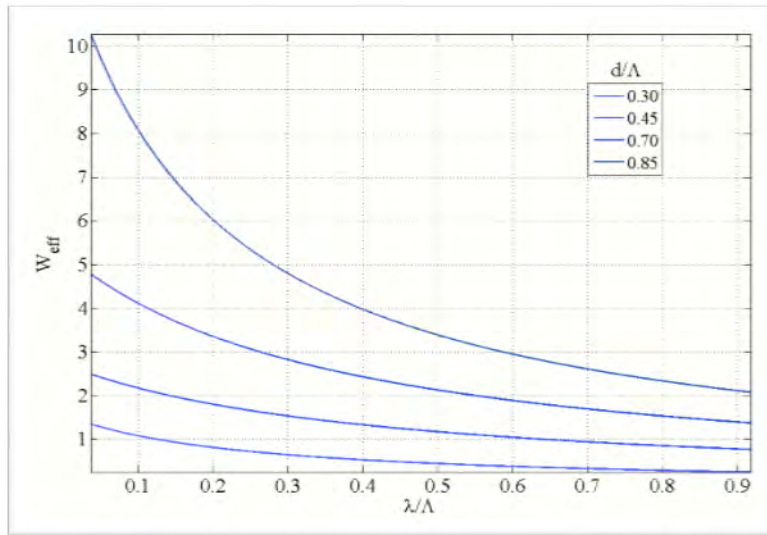


Figura 3.3: Comportamiento del parámetro W de algunas PCF [3].

3.3. Índice de refracción efectivo

Finalmente, el parámetro de interés para calcular la dispersión cromática es el índice de refracción efectivo. Para obtenerlo, es necesario resolver el sistema de ecuaciones formado por las ecuaciones 3.3 y 3.4 una vez conocidos los valores V y W que se obtienen usando las ecuaciones 3.5 y 3.7, que recogen todos los coeficientes mostrados en las tablas 3.1 y 3.2 respectivamente ([4], [55] [11]). Ahora, el comportamiento de los índices de refracción n_{eff} y n_{FSM} para distintas PCFs se puede observar a continuación:

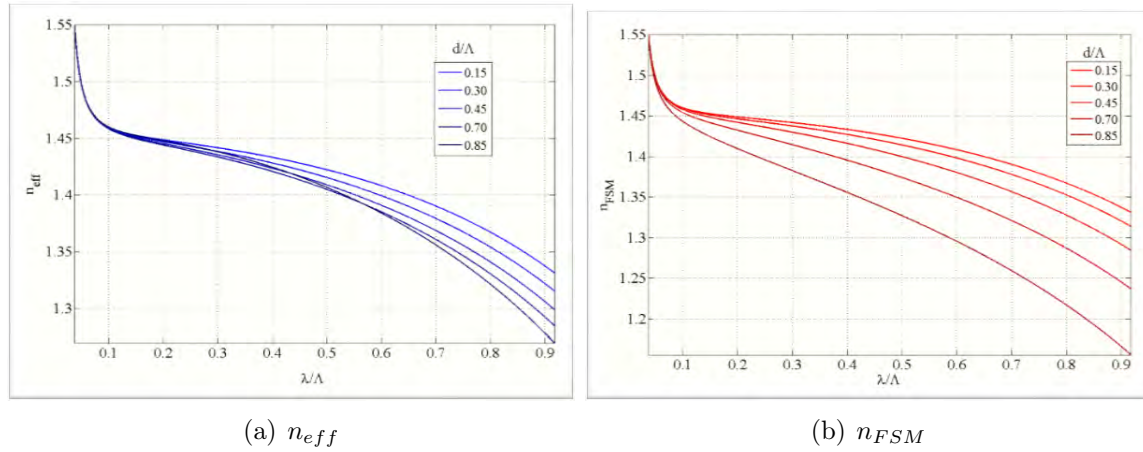


Figura 3.4: Comportamiento de los índices de refracción efectivo y del cladding bajo aproximación para distintas PCS [3].

Así, en la figura 3.5 se muestra la dispersión cromática obtenida luego de fijar un parámetro de red ($\Lambda = 2.5 \mu m$) y variar la dimensión de sus huecos para obtener distintos radios de llenado ($\frac{d}{\Lambda}$).

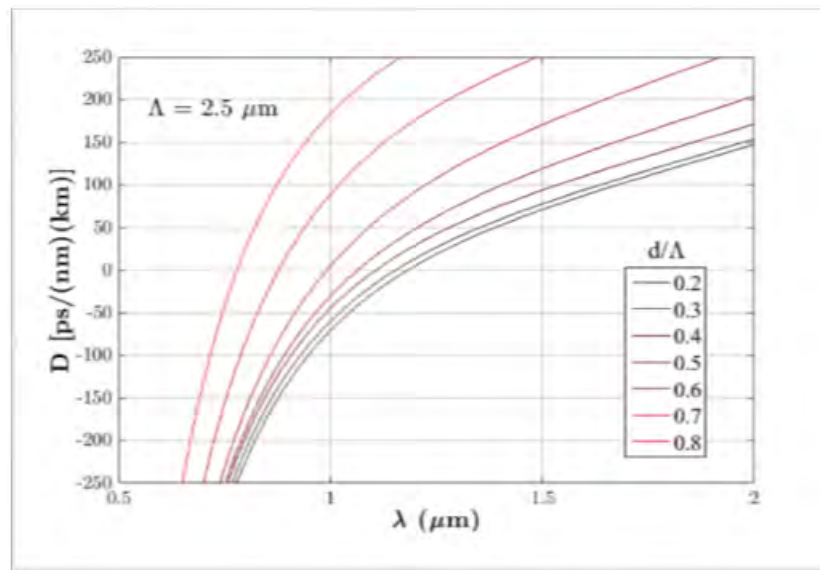


Figura 3.5: Dispersión cromática para una FCP con parámetro de red $\Lambda = 2.5 \mu m$ y distintos diámetro de hueco [3].

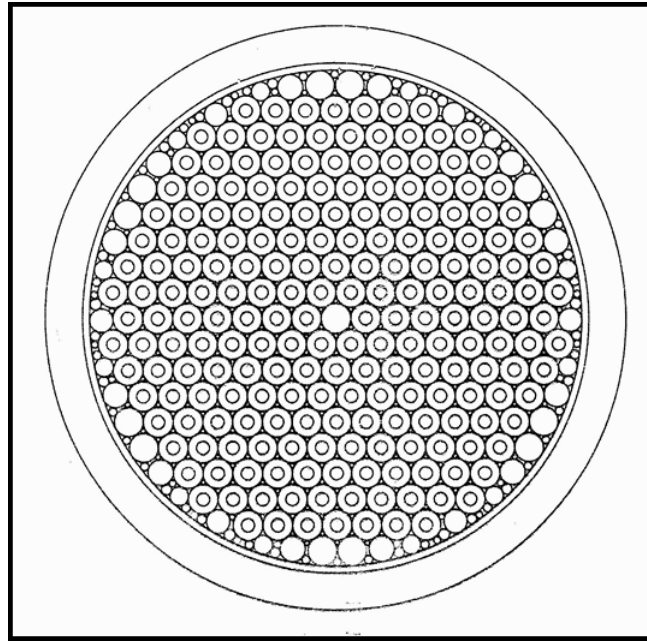
Capítulo 4

Metodología de Fabricación de una PCF

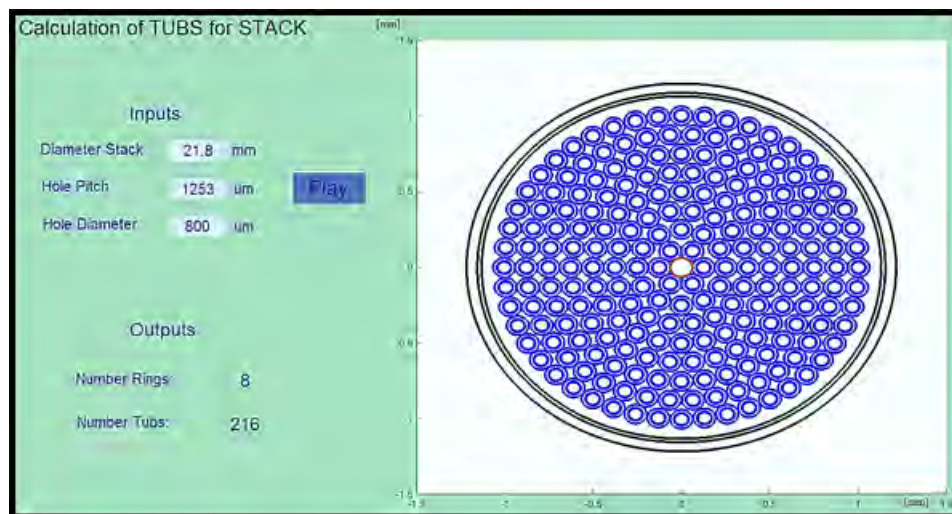
4.1. Diseño de la preforma.

El proceso de fabricación de una PCF empieza con el diseño de un *stack* (conjunto de elementos apilados formando la estructura de un cristal fotónico de fibra óptica). El *stack* está compuesto de *rods* (tubos sólidos que ayudan a fijar la estructura del *stack*), *tubs* (tubos huecos que proporcionan la estructura hexagonal del cristal fotónico) y del núcleo que se localiza en el centro del cristal fotónico y generalmente está hecho de sílice dopada con germanio para mejorar la no-linealidad del material. Para las piezas mencionadas es posible apilarlas mediante un aglomerante del tipo resina epóxica que tiene un índice de refracción similar al del sílice. Para determinar las dimensiones de los tubs se empieza por definir el cero de dispersión que la PCF tendrá según las aplicaciones que se requieran. Una vez definido esto, se genera una curva de dispersión cuyo cero se aproxime con el propuesto. Ahora, como la curva de dispersión depende explícitamente de los parámetros estructurales de la PCF (d y Λ), es posible escalar estos parámetros de acuerdo con las dimensiones de los elementos de uso estándar en los procesos de fabricación de FO para finalmente obtener las dimensiones que deben tener los tubs. Posteriormente, se estiran cada unos de los tubs y rods usando una torre de estiramiento de FO. A continuación se muestra el diseño final del Stack

empleado para fabricar la serie de PCFs que se obtuvieron en este trabajo, a partir de un programa de uso comercial (autoCAD). También, se muestra el calculo de los *tubs* requeridos para conformar el *stack* diseñado a partir de un programa hecho en Matlab, el programa se adjunta en los anexos.



(a) Diseño del Stack (Tubs y Rods)



(b) Diseño del Stack (Tubs)

Figura 4.1: Diseño del Stack usado en la fabricación de la PCF.

Este *stack*, contiene toda la información para conocer cuántos *tubs* y *rods* son necesarios fabricar individualmente y qué dimensiones debe tener cada uno. Adicio-

nalmente, cabe mencionar que para modificar las dimensiones del diámetro externo de los *tubs* o *rods* se varía la velocidad con la que se extrae el material del horno mediante un mecanismo de poleas controlado electrónicamente. En cuanto al diámetro interno de los *tubs*, puede variarse al cambiar la presión (normalmente se trabaja con una presión de 100 mbar) del flujo de gas de argón que circula a lo largo del material, o también al cambiar la temperatura del horno de fundición (normalmente trabaja a 1950 °C). Esta temperatura, está por debajo de la temperatura de trabajo, de 2000 °C, usada para estirar FO estándar, ya que para reblandecer la estructura hueca que posee una PCF requiere menos energía. Esto, también se tiene en cuenta a la hora de empalmar (*splicing*) PCFs con FOs, ya que en el proceso pueden colapsar los huecos sino se controlan los parámetros que tienen lugar durante el proceso. A continuación se muestra el *stack* obtenido en el laboratorio después del proceso de fabricación de alrededor de 250 *tubs* y 150 *rods*.

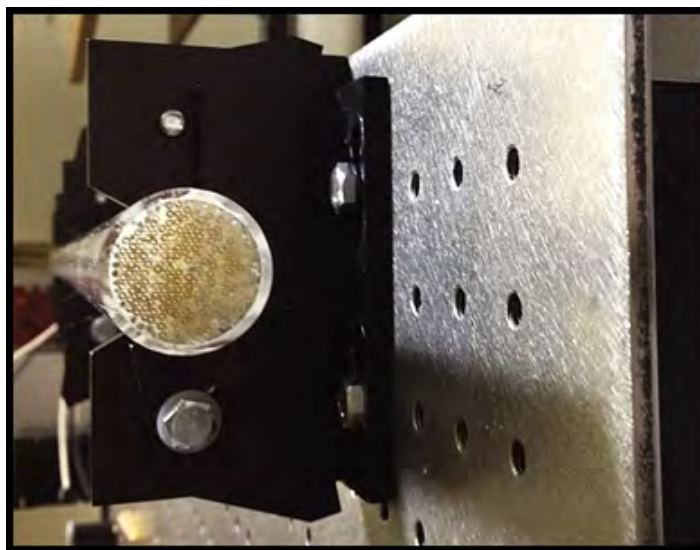


Figura 4.2: Arreglo de *tubs* y *rods* dispuestos para formar la preforma de la PCF.

Finalmente, la fabricación completa de una NL-IG-PCF se obtiene mediante etapas que van desde la fabricación de los *tubs* y *rods* para formar el *stack*, hasta la segunda preforma de la cual finalmente se obtiene la fibra óptica. Estas etapas, se muestra a continuación:

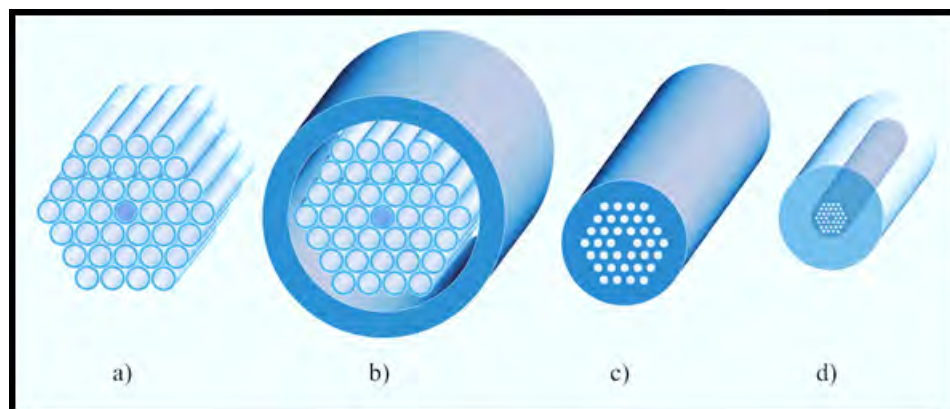


Figura 4.3: Etapas de fabricación de una NL-IG-PCF: a) Estructura de CF (Tubs + Rods + Germanium Doped Core); b) Stack; c) Cane; d) Segunda preforma (Cane + Jacket) [3].

4.2. Preforma

Para obtener una HNL-IG-PCFs es necesario fabricar dos preformas mediante dos etapas concatenadas. La primer etapa consiste en obtener la primera preforma sellando los extremos del stack fabricado, esto con la finalidad de asegurar que no se desarme. La segunda etapa consiste en estirar la primera preforma para formar un *cane*, el cual va dentro un *jacket* para formar la segunda preforma. Finalmente, la segunda preforma es la que se usa para obtener la HNL-IG-PCFs. A continuación, se muestra la primer etapa en donde se fabricó la primer preforma.

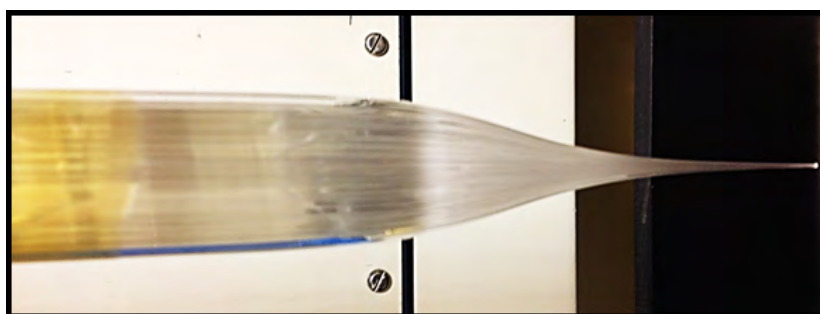


Figura 4.4: Proceso de sellado en los extremos de preforma para la PCF.

Ahora, una vez obtenido el cane se tomó una fotografía con un microscopio óptico de su sección transversal, la cuál se muestra a continuación.

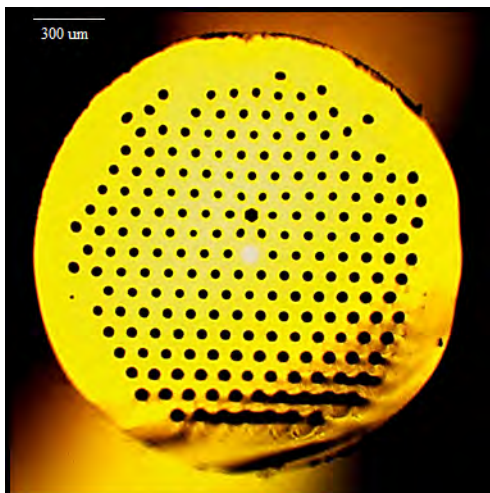


Figura 4.5: Sección transversal de la primer preforma vista desde un microscopio óptico.

El cane, contiene al núcleo (core) siendo a su vez la parte de la preforma que contiene al cristal fotónico dentro de un área reducida, la cuál finalmente permite obtener la HNL de la PCF. Por otro lado, el jacket hace las veces de revestimiento (cladding) junto con la estructura de cristal fotónico del cane. Si se estirara directamente la primer preforma, podría obtenerse un PCF de área modal grande (LMA: Large Mode Area), la cuál tiene baja no-linealidad, permite acoplar muchos modos a una alta potencia y con bajas pérdidas. A continuación, se muestra la segunda etapa en donde se fabricó la segunda preforma.

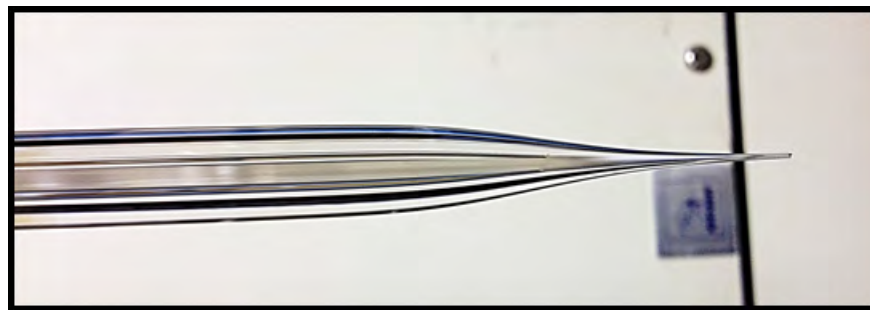


Figura 4.6: Preforma final para la obtención de la PCF.

4.3. Estirado de la PCF

La fase que debe alcanzar el óxido de silicio o sílice fundido para poder ser usado

en la fabricación de fibras ópticas, es la fase de líquido supercongelado para que luego pueda formar un vidrio que fue colado lentamente o rápidamente dependiendo de la tasa de cristalización empleada. La tasa de cristalización depende de la viscosidad, la rampa de temperatura y de la energía libre de Gibbs que determina la tendencia de material a la cristalización. Los cristales tienen una temperatura de fusión (T_m) y no tienen una temperatura de transición (T_g) asociada, de manera inversa sucede con los vidrios. Para los cristales, la viscosidad disminuye de manera logarítmica al aumentar la temperatura.

Para obtener un vidrio colado a partir de la fase cristalina es necesario aplicar un perfil de calentamiento rápido que lleve el material a fase líquida. Después, para pasar de la fase líquida al vidrio, se debe permitir que el material gane volumen de manera que baje su densidad progresivamente mientras disminuye la temperatura, haciéndolo pasar consecutivamente de la fase líquida supercongelada a la fase de vidrio colado, de manera lenta o rápida, dependiendo el perfil de enfriamiento empleado. Esto, es posible realizarlo sobre cada elemento de vidrio usado en la torre de estiramiento, mediante la ayuda de un horno que permite la caída por gravedad del material trabajado. A continuación, se ilustra el diagrama de fase:

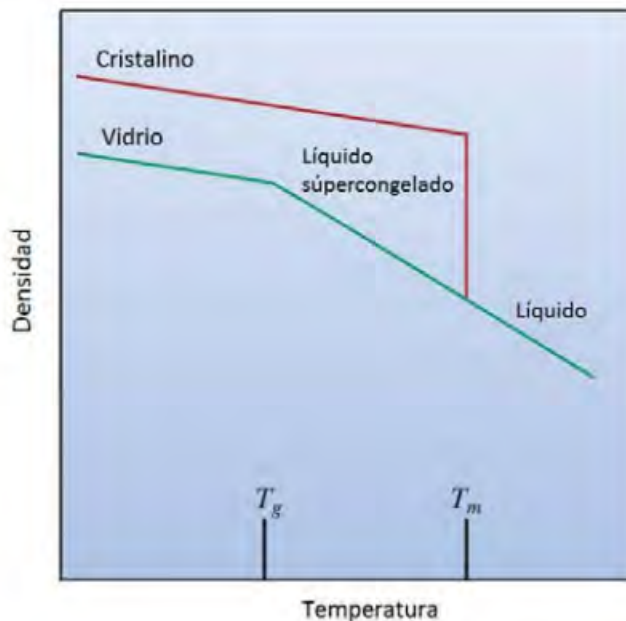


Figura 4.7: Diagrama de fase representando las transiciones de la fase de cristal o vidrio a la fase líquida [5].

Una vez obtenida la preforma final, es posible obtener la PCF. En primera instancia, se tiene el proceso de posicionamiento de la preforma en donde se hace incidir un haz de luz para verificar continuidad del material, y además se hace pasar un flujo de gas de argón, el cual da soporte a la estructura para que no colapse. Posteriormente, se encuentran los medidores del diámetro de la PCF y el mecanismo de estirado de la misma que permiten controlar y monitorear las dimensiones de la PCF. Seguidamente, se hace el proceso de adicionar el recubrimiento polimérico a la PCF mediante una solución líquida del mismo, el cuál luego es sellado mediante radiación UV. Finalmente, se recolecta la PCF en un contenedor al final del proceso. El proceso que atraviesa la PCF en la torre de estirado se muestra a continuación.

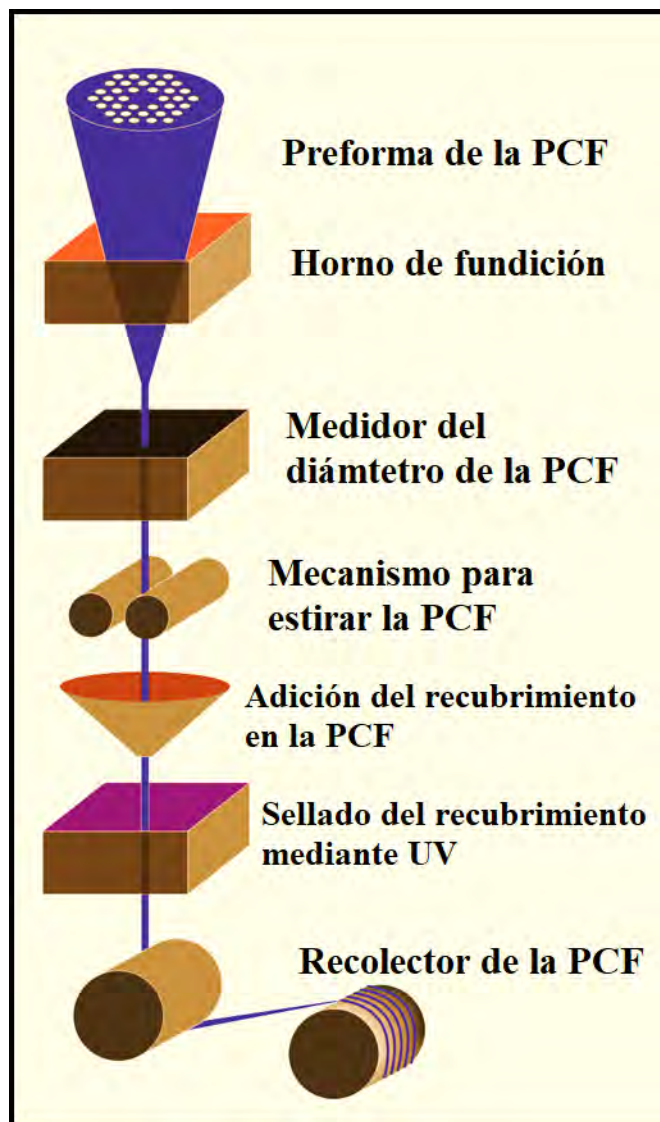


Figura 4.8: Proceso de estirado de la PCF [3].

Es importante destacar, que cuando la presión del flujo de gas de argón es excesiva, esta puede distorcionar la preforma debido a que el material se encuentra reblandecido y es posible deformarlo mediante la formación de burbujas en su interior, debidas a la fuerza de empuje del gas en la sección transversal de la preforma. Esto, se muestra a continuación.

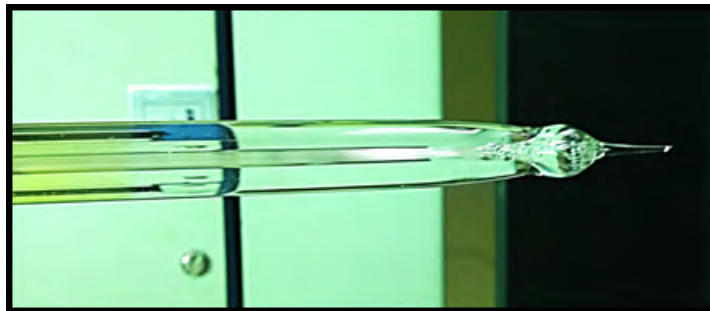


Figura 4.9: Deformación de la preforma de trabajo por uso de altas presiones en los capilares.

Ahora, mostramos una imagen de microscopio óptico de como luce la sección transversal de una PCF-HNL ya fabricada. Cabe resaltar que el mecanismo de guiado de esta FO es por medio de índice de refracción (IG, index-guiding) y no por banda prohibida de energía, ya que esta PCF posee un núcleo sólido de sílice dopada con germanio.

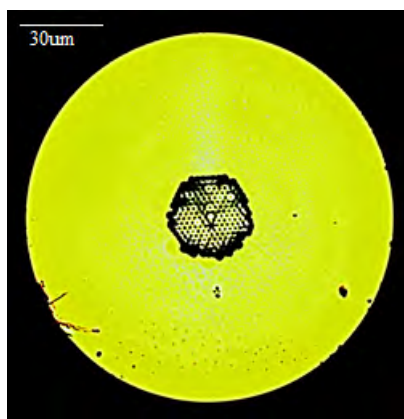


Figura 4.10: Sección transversal de la PCF vista desde un microscopio óptico.

Así, la serie de HNL-IG-PCFs que se fabricaron en este trabajo se obtuvieron cambiando la presión del flujo de gas en 10 mbar cada una, en donde la primera PCF se obtuvo a 100 mbar. Las serie de PCFs se etiqueta en la siguiente tabla.

Fibras	Presión (mbar)
F1	100
F2	110
F3	120

Tabla 4.1: Serie de HNL-IG-PCFs fabricadas a diferentes presiones de flujo de gas durante el estirado.

Finalmente, mostramos una fotografía de microscopio óptico de una PCF en donde han colapsado los tubos o capilares debido al uso de una alta presión en la preforma durante el proceso de fabricación. La estructura de esta PCF se encuentra totalmente distorciónada respecto al stack diseñado.

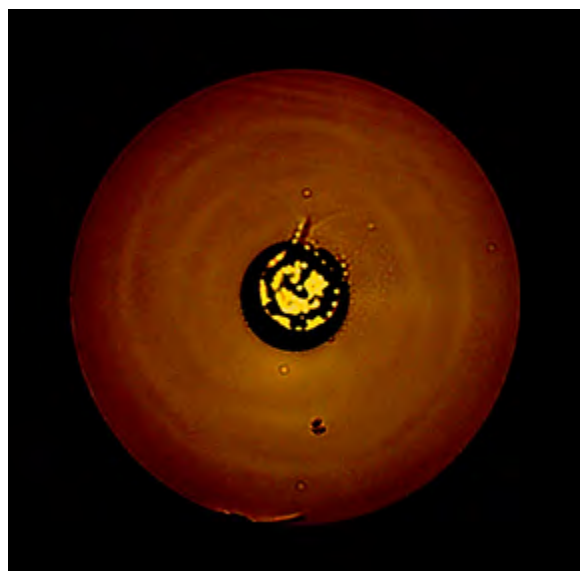


Figura 4.11: Sección transversal de la PCF alterada por el uso de altas presiones en los capilares vista desde un microscopio óptico.

Capítulo 5

Caracterización de la Serie de HNL-IG-PCFs.

Los resultados presentados a continuación constan de tres medidas experimentales realizadas en el CIO y que son correspondientes a la atenuación, la microestructura y la respuesta de supercontinuo de las HNL-IG-PCFs fabricadas. Adicionalmente, se muestra los resultados de distintos cálculos de las propiedades ópticas de las PCFs fabricadas, hechos con la ayuda de un programa hecho en Matlab a partir de los artículos de Koshihira y Satoih, el programa se adjunta en los anexos. Dichos cálculos corresponden con la frecuencia de normalizado, la dispersión cromática, el coeficiente de no-linealidad, el diámetro del modo fundamental y la apertura numérica. A continuación se muestra la interface del programa mencionado.

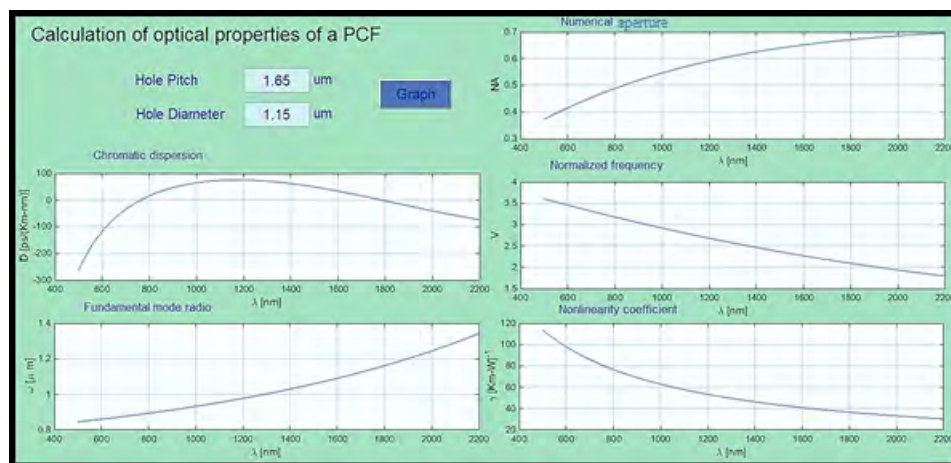


Figura 5.1: Programa para calcular las propiedades ópticas de las PCFs.

5.1. Microscopio de Fuerza Atómica

Un microscopio de fuerza atómica (AFM por sus siglas en inglés) consta principalmente de una micropalanca (cantilever), un sistema de detección por laser de las flexiones de la micropalanca y de un sistema de posicionamiento 3D de la micropalanca que interactua con la topología presente en la superficie de una muestra. La micropalanca (cantilever) posee una punta piramidal que sensa las fuerzas interatómicas entre la superficie de la punta del cantilever y la superficie de la muestra. Estas fuerzas interatómicas son medidas por el sistema de detección láser a través de las flexiones que experimenta el cantilever, ya que un fotodetector de 4 cuadrantes es capaz de medir los cambios del haz reflejado por el cantilever procedentes de un diodo laser. A continuación se muestra el esquema de un AFM:

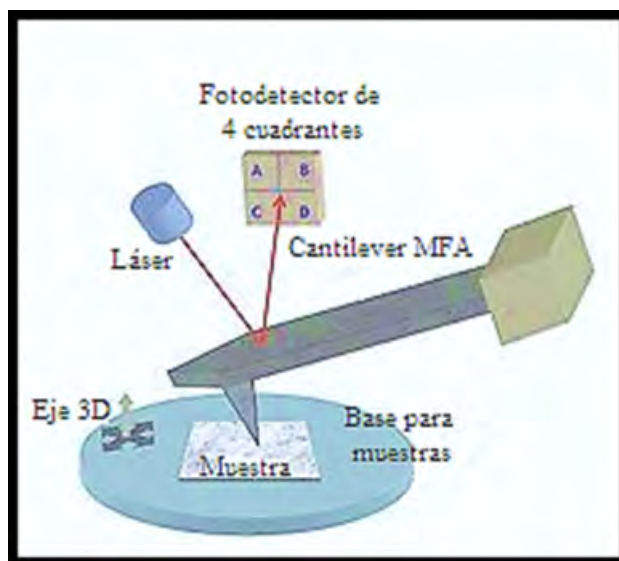


Figura 5.2: Representación esquemática de un AFM [6].

Finalmente, al tomar medidas punto a punto dentro de un área de barrido específica se puede generar una imagen con la información de la topología de la muestra. El desarrollo del AFM se hizo basado en el microscopio de efecto tunel (STM) que fue inventado en 1981 por Gerd Binnig (físico alemán) y Heinrich Rohrer (físico suizo), los cuales recibieron el premio nobel en 1986 junto con Ernst Ruska (físico alemán) por el diseño y desarrollo del STM.

Para obtener los parámetros microestructurales de las PCFs fabricadas se utilizó un AFM marca Digital Instruments modelo Dimension 3100 con una resolución de 10 nm para imágenes de $5 \times 5 \mu\text{m}$. La manera en como se obtuvieron las mediciones para el *pitch hole*, el *hole diameter* y el *core diameter* se hizo mediante el modo de repiqueteo (tapping). A continuación, se muestra como se obtienen las medidas de los parámetros microestructurales de las PCFs con mediciones de la fibra de referencia para el diseño del Stack debido a sus aplicaciones para la generación de pares de fotones correlacionados. Dicha fibra es la NL-PM-750 fabricada por NKT Photonics:

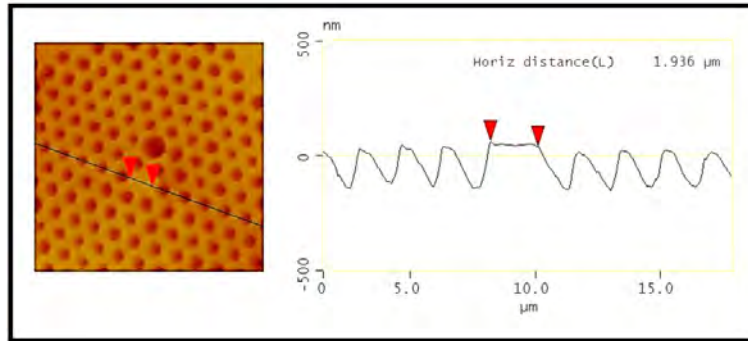
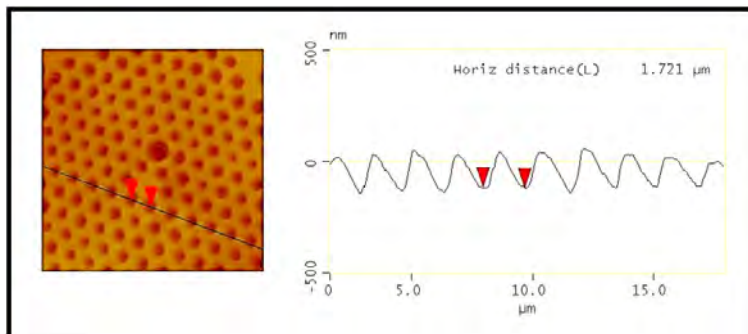
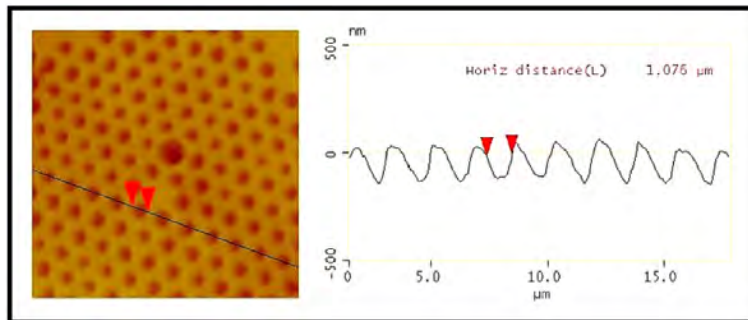
(a) Medida del core diameter a (b) Medida del pitch hole Λ (c) Medida del hole diameter d

Figura 5.3: Recolección de las medidas de los parámetros microestructurales de la HNL-IG-PCF de referencia.

Se tomaron tres medidas de cada parámetro a partir de las imágenes generadas por el MFA para cada PCF y se calculó su promedio. Los resultados se muestran en la siguiente tabla:

Fibras	$d(\mu\text{m})$	$\Lambda(\mu\text{m})$	$\bar{d}(\mu\text{m})$	$\bar{\Lambda}(\mu\text{m})$	$a(\mu\text{m})$	$R = d/\Lambda$
F1	1.083	1.773	1.07	1.75	1.77	0.61
	1.083	1.774				
	1.029	1.717				
F2	1.207	1.968	1.35	1.97	1.58	0.68
	1.466	1.968				
	1.379	1.968				
F3	1.076	1.721	1.15	1.65	1.4	0.70
	1.147	1.578				
	1.219	1.648				

Tabla 5.1: Medida del diametro de hueco y el parámetro de red de la serie de PCFs mediante el uso del microscopio de fuerza atómica.

5.2. Atenuación

Como ya se describió en la subsección 1.2.3 del capítulo 1, la medida de la atenuación se realiza en dos pasos los cuales son ilustrados a continuación:

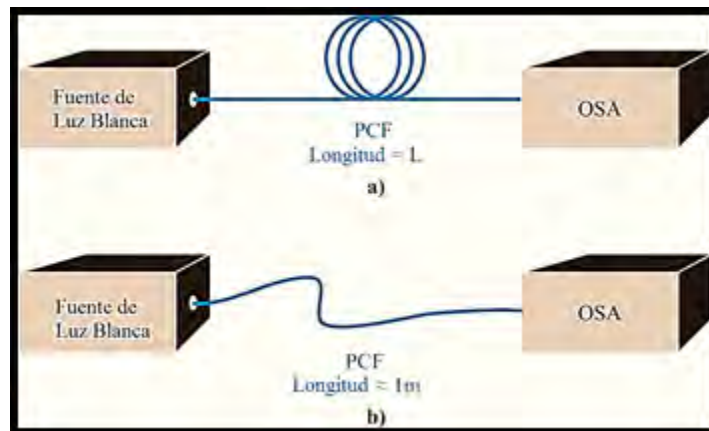


Figura 5.4: Representación de la medida de atenuación: a) medida a larga longitud; b) medida a corta longitud [3].

Una vez recolectados los datos de acuerdo con lo descrito. Se procede a utilizar la ecuación 1.22 para obtener el espectro de atenuación correspondiente a cada una de las HNL-IG-PCF fabricadas. Los resultados de esta operación se ilustran como sigue:

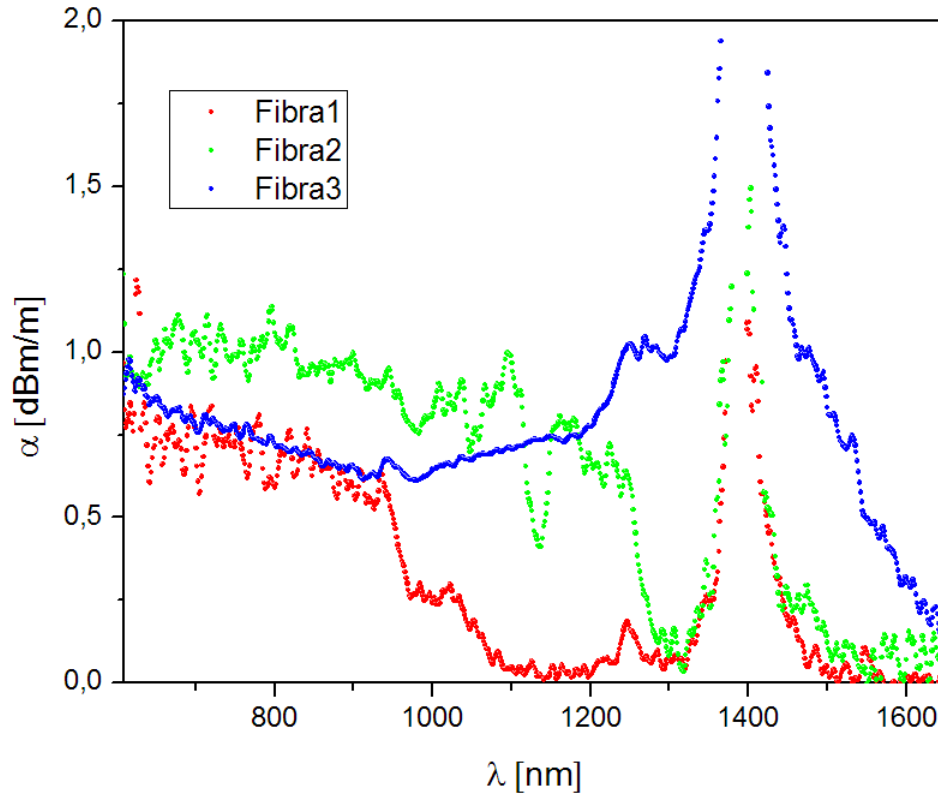


Figura 5.5: Curvas de atenuación para cada una de las HNL-IG-PCFs.

Las atenuaciones para las fibras fabricadas tienen los tres picos de absorción característicos debido a la presencia de grupos funcionales $-OH$ ubicados a 943 nm, 1246 nm y 1383 nm [56]. Particularmente, la atenuación en relación con cada fibra es: Menos de 0.2 dB / m para el rango de 1090 nm - 1300 nm con respecto a la fibra 1; menos de 1.0 dB / m para el rango de 800 nm - 1250 nm con respecto a la fibra 2; menos de 0.8 dB / m para el rango de 800 nm - 1200 nm con respecto a la fibra 3.

Es importante evitar la contaminación durante la fabricación por parte de las moléculas de $-OH$, debido a que su absorción está dentro del rango del infrarrojo y longitudes de onda bajas. Esta absorción tiene sus picos más importantes en las ubicaciones ya mencionadas. Estos picos de atenuación pueden afectar a otro pico de atenuación que se da en los 1550 nm. El pico de atenuación en 1550 nm es de alrededor del 0.5 al 1 por ciento del valor máximo del pico ubicado en 1383 nm [57]. Esta contribución incrementa cuando aumenta la concentración de Germanio [58] y para que no afecte a la atenuación significativamente no debe sobrepasar las 20 ppm.

5.3. Apertura numérica

Para medir la apertura numérica de cada HNL-GI-PCF se puede usar la metodología mostrada en la sección 1.2.1 del capítulo 1. En donde se toman medidas de la intensidad de salida de un haz gaussiano acoplado en la fibra óptica a distintos ángulos, manteniendo una distancia fija. Pero, también es posible obtener la apertura numérica conociendo el valor de la frecuencia normalizada V a través de la ecuación 1.21, como se muestra en la sección 1.2.2. La frecuencia normalizada la podemos calcular a partir del modelo planteado por Koshihira y Satoih como se mostró en la sección 3.1 del tercer capítulo mediante la ecuación 3.5. Dicha ecuación es posible evaluarla una vez conocidos los parámetros microestructurales de la PCF que obtuvieron usando un AFM y cuyos resultados están consignados en la tabla 5.1. A continuación se muestran los resultados obtenidos de estos cálculos:

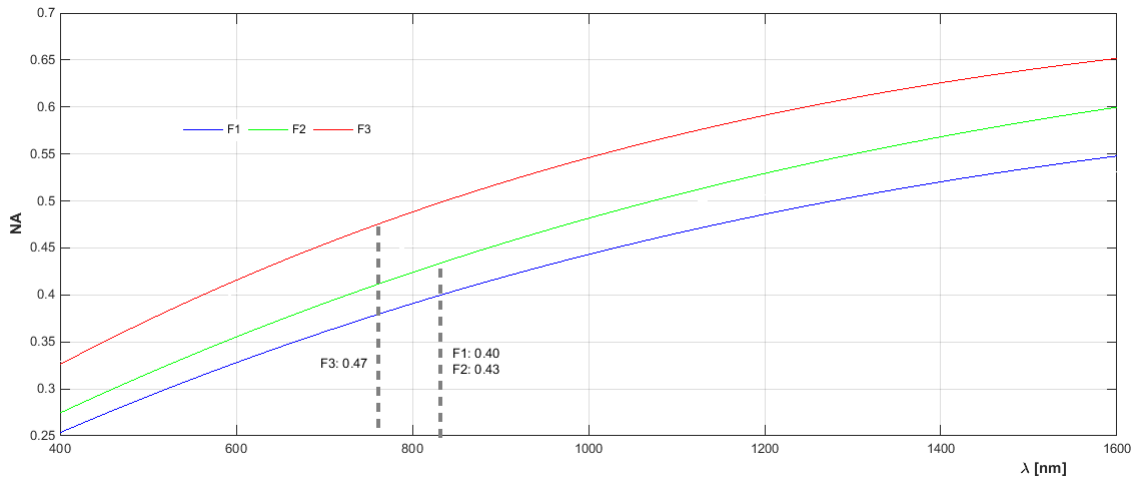


Figura 5.6: Curvas de la apertura numérica para cada una de las HNL-IG-PCFs.

Puede observarse claramente que el valor de la apertura numérica crece conforme aumenta la longitud de onda, siendo mayor para la fibra F3 que para la fibra F2 y esta a su vez, mayor para la fibra F1. Específicamente, para las longitudes de ondas correspondientes con los ceros de dispersión cromática de estas fibras se obtuvieron en la apertura numérica los valores de 0.47, 0.43 y 0.40 respectivamente para las fibras F3, F2 y F1.

5.4. Cálculo de la Dispersión Cromática

Para calcular la dispersión cromática se usó la ecuación 1.29 mostrada en el primer capítulo. Para tal fin, es necesario obtener el índice de refracción efectivo de la HNL-IG-PCF, el cuál se obtiene resolviendo el sistema de ecuaciones 3.1 y 3.3 con la ayuda de las funciones aproximadas propuestas por Koshiya y Saitoh en el capítulo 3 para calcular los parámetros V y W . Los resultados obtenidos de estos cálculos se muestran a continuación:

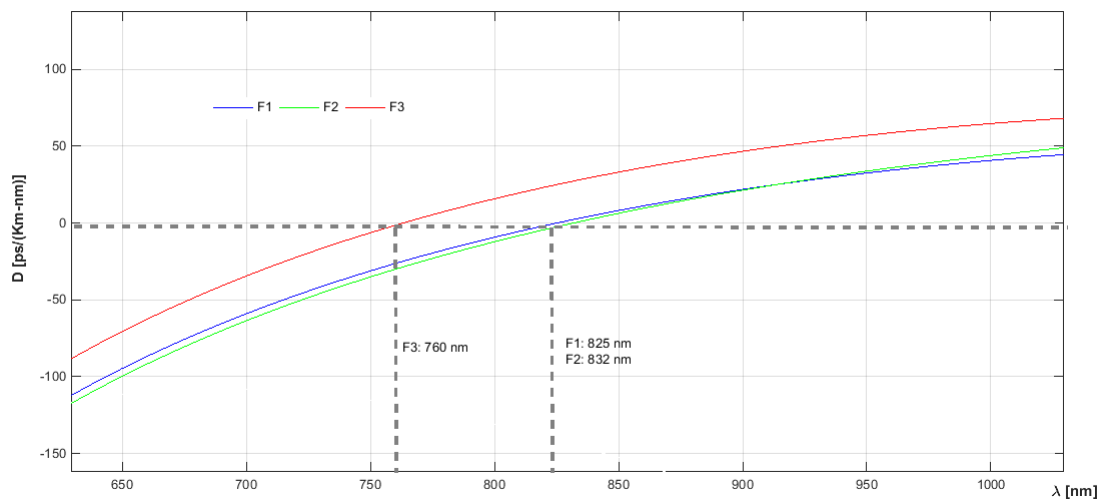


Figura 5.7: Curvas de dispersión cromática para cada una de las HNL-IG-PCFs.

Se puede observar que las fibras sólo poseen un cero de dispersión para el modo fundamental localizado en 760 nm, 825 nm y 832 nm respectivamente con las fibras F3, F1 y F2. En dicho valor de cero dispersión como ya se ha mencionado en la sección 2.2 del segundo capítulo, puede aprovecharse para la generación de efectos no lineales en fibras. Entre estos efectos, la generación del supercontinuo es de interés, ya que involucra el efecto no lineal de mezclado de cuatro ondas (FWM), el cuál es el punto angular para poder generar fotones correlacionados. Las HNL-IG-PCF fabricadas son útiles en la generación de pares de fotones correlacionados, precisamente, por su capacidad para estimular el FWM dentro del rango del visible.

5.5. Coeficiente de no-linealidad

El cálculo del coeficiente de no-linealidad se hizo mediante la ecuación 2.23 mostrada en el segundo capítulo. Para materiales no lineales dicho coeficiente se encuentra dentro del rango de 1 a 2 $[WKm]^{-1}$. A continuación se muestran los resultados obtenidos para las longitudes de ondas correspondientes con los ceros de dispersión de cada fibra óptica.

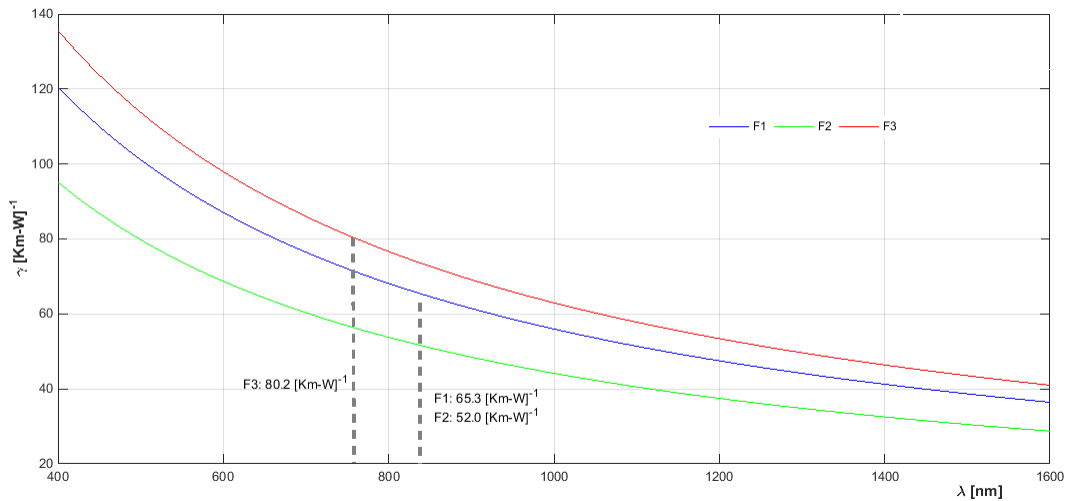


Figura 5.8: Curvas del coeficiente de no linealidad para cada una de las HNL-IG-PCFs.

Se puede observar que los coeficientes de no-linealidad obtenidos fueron de 80.2, 65.3 y 52.0 $[WKm]^{-1}$ respectivamente con las fibras F3, F1 y F2. Estos valores, claramente se encuentran muy por encima de los valores obtenidos para materiales lineales. La razón principal para tener estos valores es que el área efectiva por la que se propagan los modos en las fibras frabricadas es muy pequeña comparada con fibras ópticas conveccionales incrementando significativamente el valor de sus coeficientes no-lineales. Adicionalmente, el núcleo por el que se propaga la radiación es de sílice dopada con germanio, lo cual hace que se incremente el coeficiente de no linealidad del material.

5.6. Frecuencia normalizada

Para calcular la frecuencia de normalizado se usó la ecuación 3.5 del capítulo tercero. El propósito de obtener las curvas asociadas a la frecuencia de normalizado es el de encontrar la longitud de onda de corte a partir de la cual el regimen modal pasa de ser monomodal a multimodal.

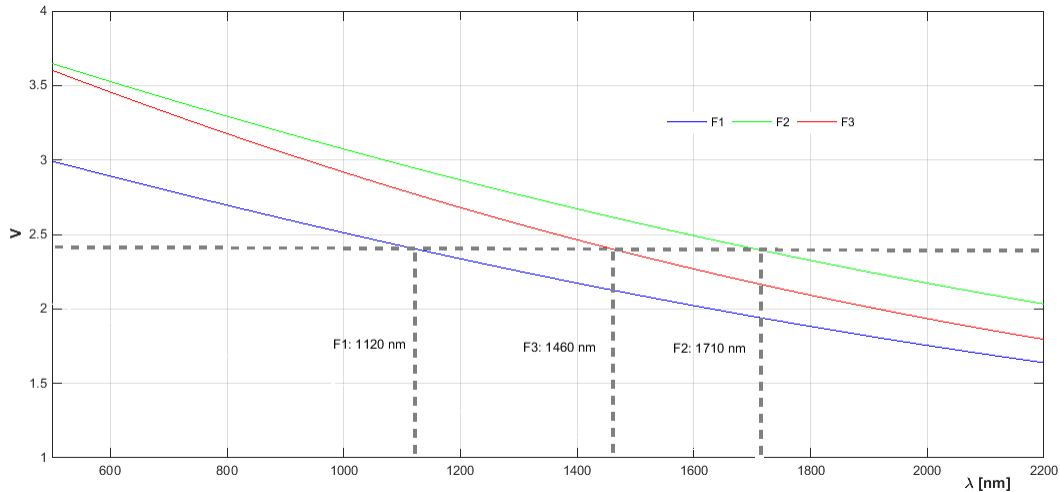


Figura 5.9: Curvas de la frecuencia normalizada para cada una de las HNL-IG-PCFs.

Se puede observar que las longitudes de onda obtenidas fueron 1120, 1460, 1710 nm respectivamente con las fibras F1, F2 y F3. Estos valores están fuera de la región de cero dispersión de las fibras ópticas fabricadas, dentro de la zona de bombeo para la generación de efectos no lineales puede considerarse que en todos los casos las fibras trabajan en el régimen multimodal. Pero, debe tenerse en cuenta que el valor de la frecuencia normalizada dentro de la zona de bombeo es muy cercano a 3.5 para todas las fibras fabricadas, por lo que de acuerdo con la figura 1.1 del apartado sobre modos de propagación en dicha zona, se propagan pocos modos distintos incluyendo el modo fundamental. Además, en los anexos se incluye el modelado de una HNL-IG-PCF usando Photon Desing para mostrar que la radiación propagada por el núcleo para la simulación que se hizo corresponde únicamente con el modo fundamental en sus dos polarizaciones para la resolución que se usó ($n_x=600, n_y=600$). Finalmente, las longitudes de onda de corte pueden desplazarse hacia la izquierda alcanzando la zona

de bombeo mediante el uso de una mayor presión durante la fabricación o de un jacket de menor diámetro que haga que se reduzca el valor del pitch hole.

5.7. Diámetro del modo fundamental

Para calcular el diámetro del modo fundamental se hizo de uso de la ecuación de Marcuse (ec. 1.27) enunciada la sección 1.2.4 del primer capítulo. Para calcularla se usó el valor de la frecuencia de normalizado previamente calculada. Los resultados se muestran a continuación:

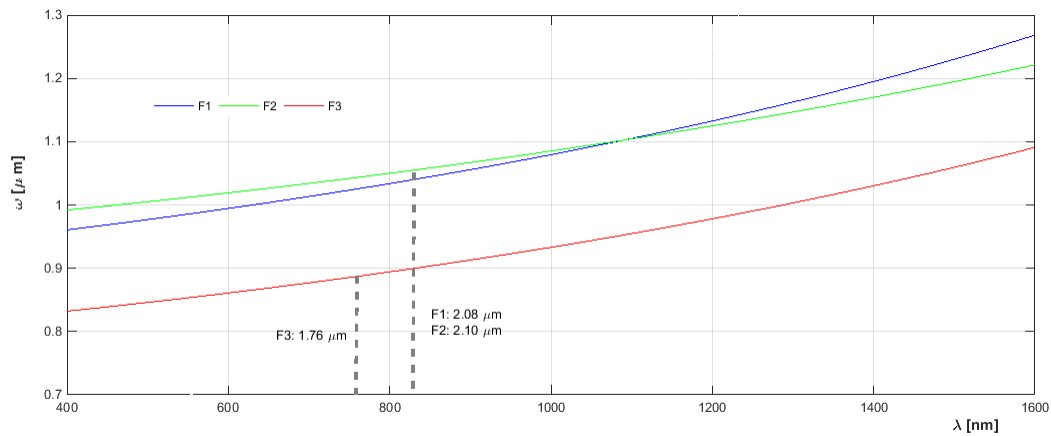


Figura 5.10: Curvas del diámetro del modo fundamental para cada una de las HNL-IG-PCFs.

Se obtuvieron diámetros del modo fundamental de 1.76, 2.08 y 2.10 μm respectivamente para las fibras F3, F1, F2. Los valores obtenidos nuevamente corresponden con el diámetro de modo fundamental que tendría cada una de las fibras en la zona de bombeo donde están localizados sus cerros de dispersión cromática. Estos valores son importantes ya que determinan el área efectiva que tendrá el modo fundamental y por consiguiente el coeficiente de no-linealidad.

5.8. Supercontinuo

Para realizar la medida de supercontinuo se utilizó un láser de Ti:Zafiro que genera

pulsos ultracortos (en el orden de los femtosegundos) en la condición de modos de amarre, en donde varios de los modos generados dentro la cavidad de resonancia entran en fase temporalmente generando pulsos de ultra corta duración altamente energéticos. En condiciones óptimas de trabajo, este láser alcanza una frecuencia de repetición de 1 KHz, pulsos con duración de 50 fs, una energía de 3.8 mJ por pulso y 3.8 W de potencia de salida, todo esto en una longitud de onda central de 800 nm. Pero, debido al deterioro del equipo debido a su vida útil de trabajo y a que se tomó una salida de láser con potencia de 300 mW, todos estos parámetros trabajan en regímenes inferiores a los mencionados. El esquema del montaje experimental se muestra a continuación.

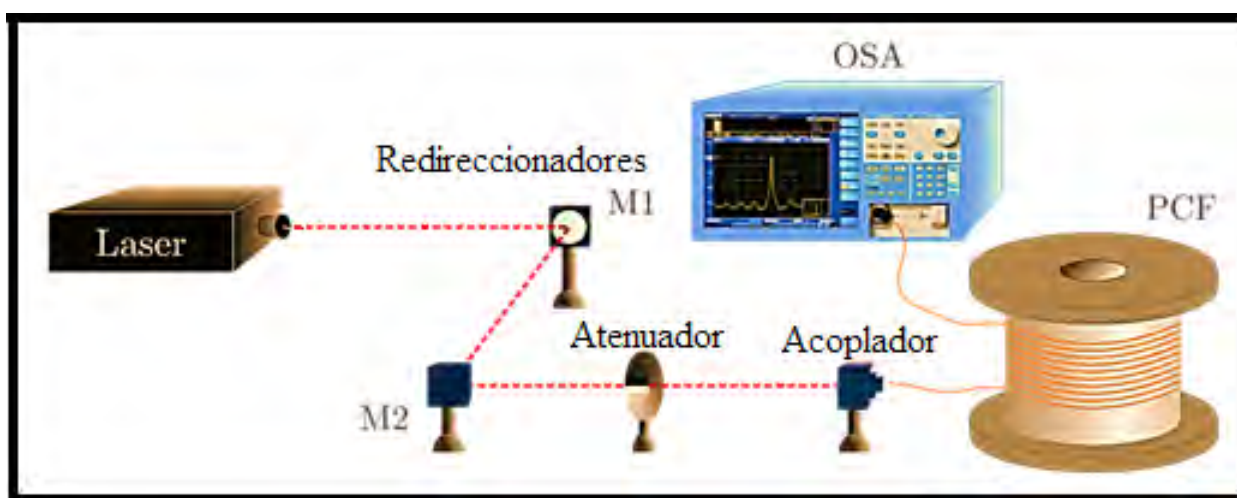


Figura 5.11: Esquema experimental para la medida de supercontinuo.

En primera instancia, se redirige la salida del láser usando dos espejos, los cuales se alinean en campo lejano con la ayuda de dos pinhole. Posteriormente, se añade un atenuador óptico para graduar la potencia de entrada a la PCF y luego se acopla la luz en una PCF de 10 m de longitud para finalmente analizar su respuesta no lineal con la ayuda de un OSA. Respecto a las medidas, se muestra la formación del supercontinuo conforme se aumenta gradualmente la potencia de bombeo y luego se muestra el espectro de supercontinuo degenerado por cada una de las tres HNL-IG-PCFs fabricadas.

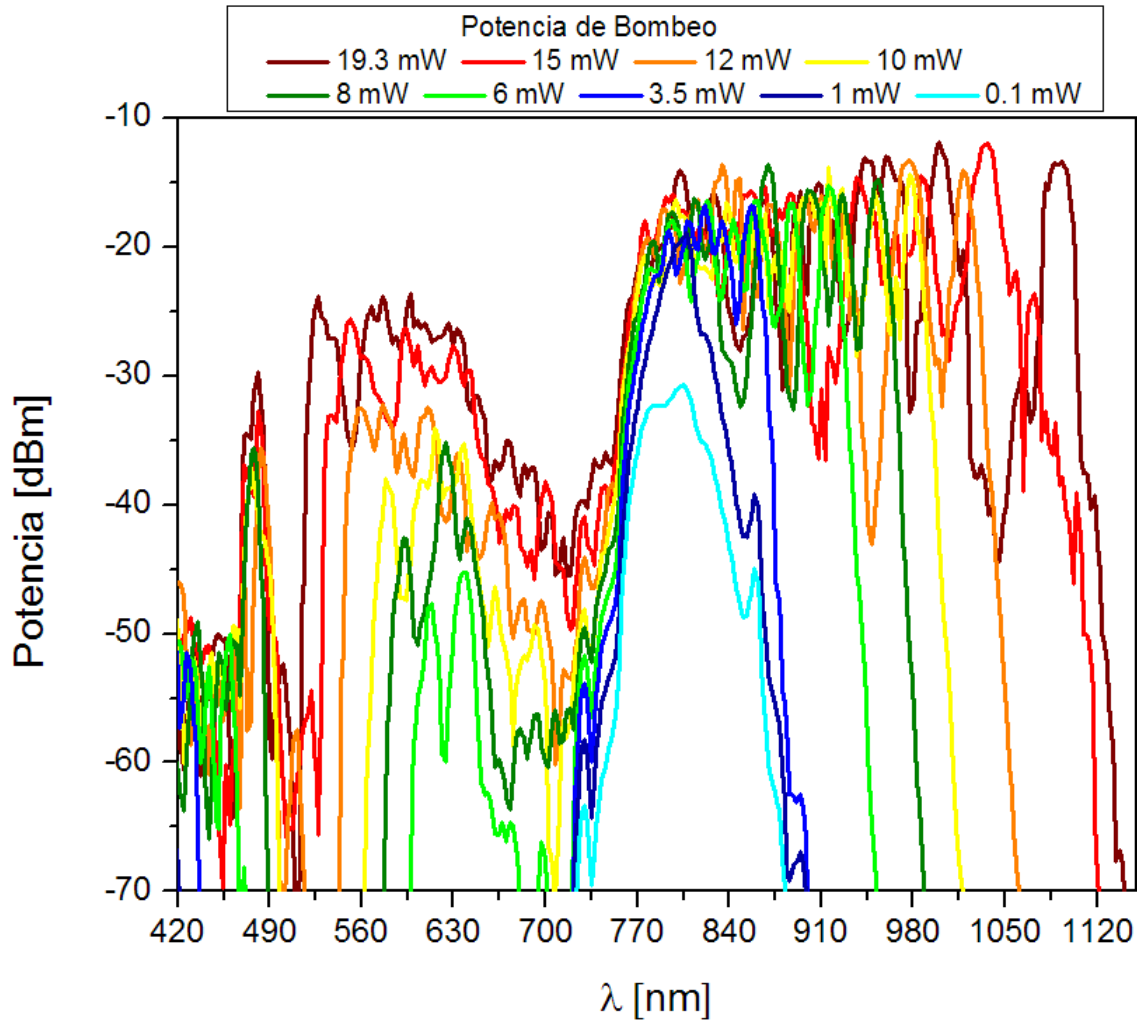


Figura 5.12: Formación del espectro de supercontinuo conforme se aumenta la potencia de bombeo gradualmente.

En la figura anterior, se puede apreciar que conforme se empieza a incrementar la potencia de bombeo de 0.1 a 3.5 mW , se va incrementando la intensidad del pico ubicado en 800 nm mientras que van apareciendo picos generados por efecto Brillouin y por dispersión Raman, debidos al efecto Raman en cascada que se produce por la redistribución de la energía de la potencia de bombeo, esto, como consecuencia de estimular los fenómenos ópticos de tercer orden que puede generar el material por su alta no-linealidad y a que es centro-simétrico. Posteriormente, a partir de 6 mW empiezan a aparecer los anti-stokes correspondientes con cada stocks asociado al efecto Raman. Finalmente, todo esto hace que se enriquezca espectralmente la

señal de bombeo por la no-linealidad de la PCF y que la envolvente de su respuesta abarque alrededor de 700 nm cuando el ancho espectral inicial era de 60 nm.

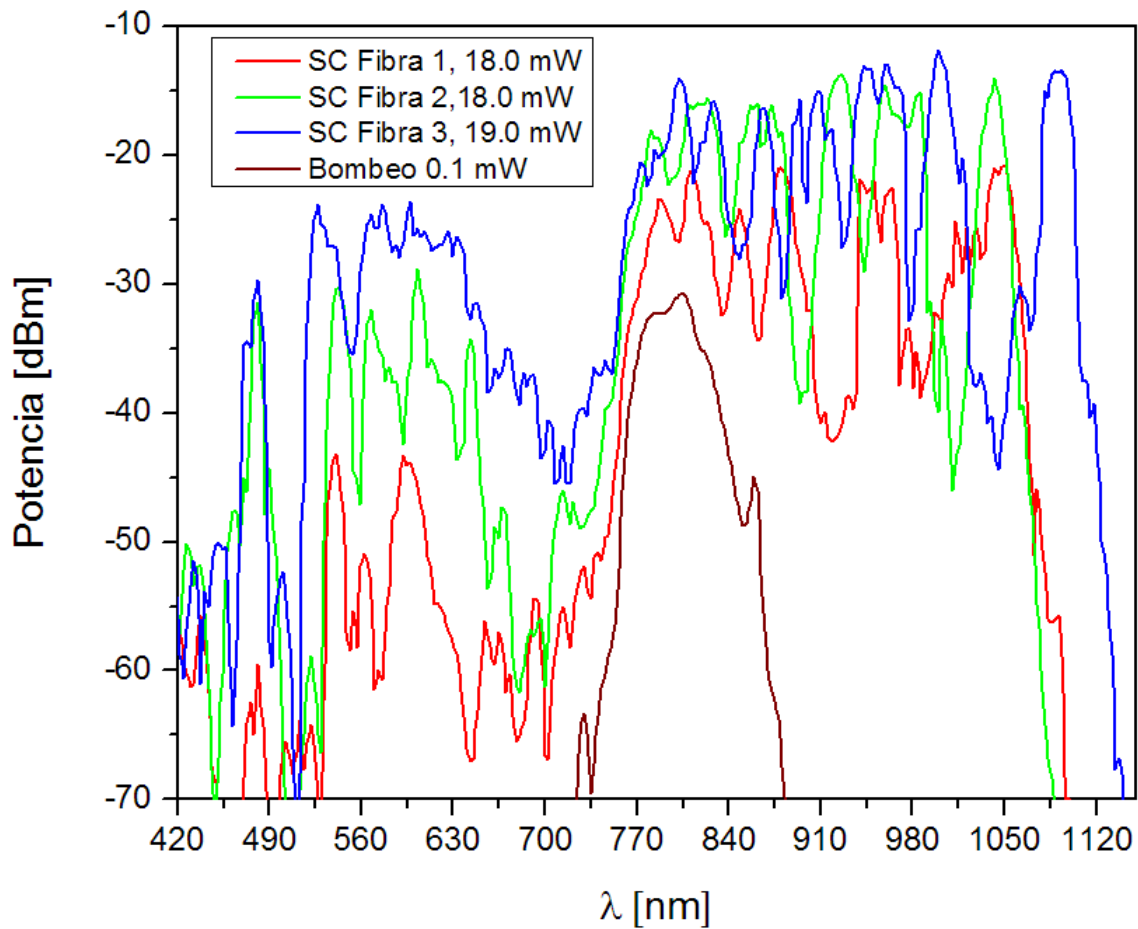


Figura 5.13: Comparación del espectro de supercontinuo formado por cada una de las HNL-IG-PCFs.

La figura anterior, muestra las tres PCF fabricadas tienen respuesta no lineal para la generación del supercontinuo. Esto nos permite verificar que es posible generar pares de fotones correlacionados, utilizando estas FOs para posteriores aplicaciones en fotónica cuántica. Las PCFs que tienen mayor respuesta de supercontinuo son F3, F2 y F1 respectivamente, debido a la cercanía de sus ceros de dispersión respecto a la zona de bombeo y demás características ópticas como su longitud de onda de corte, su atenuación óptica y su coeficiente de no-linealidad.

Capítulo 6

Conclusiones

Se elaboraron dos programas para el cálculo del número de tubos que requiere el Stack de las fibras, y para calcular las propiedades ópticas de HNL-IG-PCFs a partir de sus parámetros microestructurales.

Se elaboró un protocolo de fabricación para HNL-IG-PCFs para aplicaciones en óptica cuántica en la generación de pares de fotones correlacionados y se fabricaron 3 HNL-IG-PCF bajo las mismas condiciones de laboratorio, diferenciándose sólo en la presión del flujo de gas de argón aplicado durante la fabricación (fibra 1: 100 mbar, fibra 2: 110 mbar, fibra 3: 120 mbar). Se descartó diferenciar las fibras variando la temperatura y usando presiones altas debido a que la estructura del cristal fotónico colapsaba.

Las HNL-IG-PCFs fabricadas tienen atenuaciones de menos de 0.2 dB / m para el rango de 1090 nm - 1300 nm con respecto a la fibra 1; menos de 1.0 dB / m para el rango de 800 nm - 1250 nm con respecto a la fibra 2; menos de 0.8 dB / m para el rango de 800 nm - 1200 nm con respecto a la fibra 3. También se encontraron los tres picos de absorción característicos en cada fibra debidos a la presencia de grupos funcionales -OH ubicados en 1383 nm, 1246 nm y 943 nm.

Se obtuvieron HNL-IG-PCFs que sólo poseen un cero de dispersión para el modo

fundamental localizado en 760 nm, 825 nm y 832 nm respectivamente con las fibras F3, F1 y F2. Estas fibras se pueden usar para generar de pares de fotones correlacionados, precisamente, por su capacidad para estimular el FWM cerca y dentro del rango del visible.

Las HNL-IG-PCFs fabricadas tienen longitudes de onda de corte de 1120, 1460, 1710 nm respectivamente con las fibras F1, F2 y F3. Estos valores están fuera de la región de cero dispersión. Por esta razón, el regimen de trabajo de las HNL-IG-PCF fabricadas será multimodal dentro de la zona de bombeo, pero solo albergará pocos modos incluyendo el fundamental debido a que la frecuencia de normalizado en dicha región no supera los 3.5 para ninguna de las fibras fabricadas.

Se obtuvieron HNL-IG-PCFs con coeficientes de no-linealidad de 80.2, 65.3 y 52.0 $[WKm]^{-1}$ respectivamente con las fibras F3, F1 y F2. Estos valores están por encima de los valores obtenidos para materiales lineales. Adicionalmente, el núcleo por el que se propaga la radiación, se fabricó en sílice dopada con germanio, lo cual hizo que se incrementara el coeficiente de no linealidad del material. Las fibras fabricadas son altamente no-lineales.

Se obtuvieron tres HNL-IG-PCFs con respuesta no lineal para la generación del supercontinuo. Esto nos permite verificar que es posible generar pares de fotones correlacionados utilizando estas FOs para posteriores aplicaciones en fotónica cuántica. Las PCFs que tiene mayor respuesta de supercontinuo son F3, F2 y F1 respectivamente, debido a la cercanía de sus ceros de dispersión respecto a la zona de bombeo y demás características ópticas como su longitud de onda de corte, su atenuación óptica y su coeficiente de no-linealidad.

Bibliografía

- [1] Maurice O’Sullivan Rongqing Hui. *Fiber optics measurement techniques*. Elsevier, Academic Press., 2009.
- [2] Fundación Wikipedia. *Modo Transversal Electromagnético*. Estraído de: https://es.wikipedia.org/wiki/Modo_transversal_electromagnético, Consultado en Diciembre de 2019.
- [3] Carlos Porras. *Design, fabrication and characterization of nonlinear photonic crystal fibers for telecommunication wavelength range and for near infrared wavelength supercontinuum light sources*. Tesis de Maestría, Centro de Investigaciones en Óptica., 2017.
- [4] Masanori Koshiha Kunimasa Saitoh. *Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers*. Optical Society of America, Optics Express, Vol. 13, No. 1, pp. 267-274, 2005.
- [5] Alejandro Santos. *Caracterización de las Propiedades Ópticas no Lineales de Vidrios de Telurio (TeO₂) con Nanocristales Embebidos por Medio de la Técnica Z-scan*. Tesis de Maestría, Centro de Investigaciones en Óptica., 2014.
- [6] Fundación Wikipedia. *Microscopio de fuerza atómica*. Estraído de: https://es.wikipedia.org/wiki/Microscopio_de_fuerza_atómica, Consultado en Diciembre de 2019.
- [7] Roberta Conlan y T.A. Heppenheimer. *Las comunicaciones modernas: la revolución del láser y la fibra óptica*. National Academy of Sciences, 2019.

- [8] José María Hernández y María Teresa Martín Sánchez Manuela Martín Sánchez, Gabriel Pinto. *El aparato de Colladon y su relación con la fibra óptica: Reseña histórica y aplicaciones didácticas*. Notas de clase, researchGate, septiembre de 2015.
- [9] Regis J. Bates. *Optical Switching and Networking Handbook*. McGraw-Hill, 2001.
- [10] Casimer DeCusatis. *Handbook of Fiber Optic Data Communication: A Practical Guide to Optical Networking, 4th Edition*. Elsevier Academic Press, 2014.
- [11] Kunimasa S. Masanori K. *Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers*. Optics Letters, Vol. 29, No. 15, pp. 1739-1741, 2004.
- [12] Qing Li Yu Tian Cai-Feng Wang Su Chen Guo-Xing Li, Hai-Xia Shen. *Fabrication of colorful colloidal photonic crystal fibers via a microfluidic spinning technique*. Elsevier, Materials Letters, Vol. 242, pp. 179–182, 2019.
- [13] Tatsuya K. Shubi K. Feroza B., Yoshinori N. *Supercontinuum generation in square photonic crystal fiber with nearly zero ultra-flattened chromatic dispersion and fabrication tolerance analysis*. Elsevier, Optics Communications, Vol. 284, no. 4, pp. 965–970, 2011.
- [14] Govind P. Brent W., William R. *Temporal waveguides for optical pulses*. Journal of the Optical Society of America B, Vol. 33, No. 6, pp. 1112-1119, 2016.
- [15] David Bermudez José L. Gaona-Reyes. *The theory of optical black hole lasers*. Elsevier, Annals of Physics, Vol. 380, pp. 41–58, 2017.
- [16] P.St.J. Russell J.C. Knight, T.A. Birks and D.M. Atkin. *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*. Opt. Lett., vol. 21, no. 19, pp. 1547-1549, 1996.
- [17] P.St.J. Russell. *Photonic-crystal fibers*. J. Lightw. Technol., vol. 24, no. 12, pp. 4729-4749, 2006.

- [18] J.D.C. Jones D. Mogilevtsev T.A. Birks J.C. Knight M.J. Gander, R. McBride and P.S.J. Russell. *Experimental measurement of group velocity dispersion in photonic crystal fibre*. Electron. Lett., vol. 35, no. 1, pp. 63-64, 1999.
- [19] R.S. Windeler J.K. Ranka and A.J. Stentz. *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm*. Opt. Lett., vol. 25, no. 1, pp. 25-27, 2000.
- [20] T.A. Birks A. Ortigosa-Blanch W.J. Wadsworth J.C. Knight, J. Arriaga and P.S.J. Russell. *Anomalous dispersion in photonic crystal fiber*. IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 12, no. 7, pp. 807-809, 2000.
- [21] P. Mergo Z. Holdynski, M. Napierala and T. Nasilowski. *Experimental investigation of supercontinuum generation in photonic crystal fibers pumped with sub-ns pulses*. J. Lightw. Technol., vol. 33, no. 10, pp. 2106-2110, 2015.
- [22] H.N. Paulsen C.K. Nielsen-K. Molmer S. Keiding K.M. Hilligsoe, T.V. Andersen. *Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelenghts*. Opt. Express, vol. 12, no. 6, pp. 1045-1060, 2004.
- [23] A. Mussot A. Kudlinski, S.F. Wang and M. Conforti. *Soliton annihilation into a polychromatic dispersive wave*. Opt. Lett., vol. 40, no. 9, pp. 2142-2145, 2015.
- [24] J.H.V. Price F.Poletti F. He M.L.V. Tse, P. Norak and D.J. Richardson. *Pulse compression at 1.0 μm in dispersion-decreasing holey fibers*. Opt. Lett., vol. 31, no. 23, pp. 3504-3506, 2006.
- [25] A.B. Rulkov B.A. Cumberland A.K. George S.V. Popov J.C. Travers, J.M. Stone. *Optical pulse compression in dispersion decreasing photonic crystal fiber*. Opt. Express, vol. 15, no. 20, pp. 13203-13211, 2007.
- [26] K.P. Hansen. *Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber*. Opt. Express, vol. 11, no. 13, pp. 1503-1509, 2003.

- [27] S. Sellery F. Poli, A. Cucinotta and A.H. Bouk. *Tailoring of flattened dispersion in highly nonlinear photonic crystal fibers*. IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 16, no. 4, pp. 1065-1067, 2004.
- [28] F. Poletti N.G.R. Broderick J.H.V. Price J.R. Hayes M.L.V. Tse, P. Horak and D.J. Richardson. *Supercontinuum generation at 1.06 μ m in holey fibers with dispersion flattened profiles*. Opt. Express, vol. 14, no. 10, pp. 4445-4451, 2006.
- [29] J.J. Miret A. Ferrando, E. Silvestre and P. Andres. *Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers*. Opt. Lett., vol. 25, no. 11, pp. 790-792, 2000.
- [30] P.St.J. Russell W.H. Reeves, J.C. Knight and P.J. Roberts. *Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers*. Opt. Express, vol. 10, no. 14, pp. 609-613, 2002.
- [31] T. Hasegawa K. Saitoh, M. Koshiba and E. Sasaoka. *Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion*. Opt. Express, vol. 11, no. 8, pp. 843-851, 2003.
- [32] N. Florous K. Saitoh and M. Koshiba. *Ultra-flattened chromatic dispersion controllability using a defected-core photonic crystal fiber with low confinement losses*. Opt. Express, vol. 13, no. 21, pp. 8365-8371, 2005.
- [33] A. M. Heidt A. Hartung and H. Bartelt. *Design of all-normal dispersion microstructured optical fibers for pulse-preserving supercontinuum generation*. Opt. Express, vol. 19, no. 8, pp. 7742-7749, 2011.
- [34] I.A. Sukhoivanov I. Guryev J. Ruiz-Pinales R. Rojas-Laguna A. Barrientos-Garcia, J.A. Andrade-Lucio. *Numerical study of photonic crystal fiber with ultra-flattened chromatic dispersion in anomalous and normal dispersion regimes*. Elsevier, Optik, no. 126, pp. 1307-1311, 2015.
- [35] J. Dudley and R. Taylor. *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*. Cambridge University Press, 2010.

- [36] John A. Buck. *Fundamentals of optical fibers, second edition*. John Wiley Sons, 2004.
- [37] Masanori KOSHIBA. *Optical waveguide theory by the finite element method*. KTK Scientific Publishers,, 1992.
- [38] K. Thyagarajan Ajoy Ghatak. *Introduction to fiber optics*. Cambridge University Press, 1998.
- [39] Allen H. Cherin. *An introduction to optical fibers*. McGraw-Hill, 1983.
- [40] André N. Boris K. Sébastien G. Didier F.-Alexander A. Sergio L. Frédéric Z., Gilles R. *Foundations of photonic crystal fibres, 2nd edition*. Imperial College Press, 2012.
- [41] Norberto Arzate Plata L. A. Padilla Salas. *Cristales Fotónicos*. Artículos de divulgación, Explorando en la Óptica, Academia Mexicana de Óptica, 2014.
- [42] L. J. Martínez J. Sánchez P. A. Postigo, A. R. Alija. *Fabricación y caracterización de cristales fotónicos bidimensionales para nuevos dispositivos optoelectrónicos*. Sociedad Española de Óptica, Opt. Pura Apl., Vol. 39, no. 2, pp. 185-188, 2006.
- [43] Lord Rayleigh. *On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with periodic structure*. Philosophical Magazine and Journal of Science, Vol. 24, no. 147, pp. 145-159, 1887.
- [44] E. Yablonovitch. *Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics*. Phys. Rev. Lett. Vol. 58, no. 20, pp. 2059-2062, 1987.
- [45] J. Sajeev. *Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices*. Phys. Rev. Lett. Vol. 58, no. 23, pp. 2486-2489, 1987.
- [46] R. B. Wehrspohn K. Busch, S. Lolkes and H. Foll. *Photonic Crystals, advances in design, fabrication, and characterization*. WILEY-VCH Verlag GmbH Co. KGaA, Weinheim, 2004.

- [47] David Hernández García. *Estudio de cristales y cuasicristales fotónicos basados en silicio macroporoso*. Universitat Politècnica de Catalunya.
- [48] Partha P. Banerjee. *Nonlinear optics, theory, numerical modeling, and applications*. Marcel Dekker, New York, 2004.
- [49] Govind P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics, fifth edition*. Elsevier, Academic Press, 2013.
- [50] Robert W. Boyd. *Nonlinear optics, third edition*. Elsevier, Academic Press, 2008.
- [51] A. Torres J. Molina M. Moreno C. Zúñiga W. Calleja M. A. Domínguez, P. Rosales. *Óxido de silicio SOG como dieléctrico de compuerta recocido a 200 °C*. Sociedad Mexicana de Ciencia y Tecnología de Superficies y Materiales, Superficies y Vacío, Vol. 24, no. 1, pp. 1-4, 2011.
- [52] Saili Z. Jian L. Hui H. Yupei L., Hua Y. *Impact of potential barriers on soliton spectral tunneling in photonic crystal fiber*. Elsevier, Optics Communications, Vol. 454, 124330, 2019.
- [53] Shailendra K. V. S. Sivabalan R. Vasantha J., K. Porsezian. *Modeling photonic crystal fiber for efficient soliton pulse propagation at 850 nm*. Elsevier, Optics Communications, Vol. 283, no. 24, pp. 5000–5006, 2010.
- [54] P. St. J. Russell D. M. Atkin J. C. Knight, T. A. Birks. *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*. Optics Letters, Vol. 21, No. 19, pp. 1547-1549, 1996.
- [55] Naoya Inoue Yoh Imai Yutaka Sasaki Hirohisa Yokota, Kosuke Ushiroda. *Fabrication of photonic crystal fiber optical attenuators with air hole diameter control using CO₂ laser irradiation technique*. Elsevier, Optical Fiber Technology, Vol. 23, pp. 37–41, 2015.
- [56] U. Grzesik U. Haken O. Humbach, H. Fabian and W. Heitmann. *Analysis of OH absorption bands in synthetic silica*. Journal of Noncrystalline Solids, 203:19–26, 1996.

- [57] L. Bosselaar M. Bredol, D. Leers and M. Hutjens. *Improved model for OH absorption in optical fibers*. Journal of Lightwave Technology., 8(10):1536–1540, 1990.
- [58] J. Stone and G.E. Walrafen. *Overtone vibrations of OH groups in fused silica optical fibers*. The Journal of Chemical Physics., 76:1712, 1982.

Anexos

6.1. Código Matlab del programa para calcular las propiedades ópticas de una PCF.

```
1 %script basado en los articulos de Koshiba y Saitoh.
2 clc, clear;
3
4 %definición de los parámetros experimentales para hacer la aproximacion del
5 %método full-vectorial mediante un modelo experimental; los vectores a,b
6 %contienen la información de los parámetros de ajuste para V y los
7 %parámetros c,d contienen los parámetros de ajuste para W.
8
9 a = [
10     [0.54808 0.71041 0.16904 -1.52736];
11     [5.00401 9.73491 1.85765 1.06745];
12     [-10.43248 47.41496 18.96849 1.93229];
13     [8.22992 -437.50962 -42.4318 3.89]
14 ];
15
16 b = [
17     [5 1.8 1.7 -0.84];
18     [7 7.32 10 1.02];
```

```
19     [9 22.8 14 13.4]
20 ];
21
22 c = [
23     [-0.0973 0.53193 0.24876 5.29801];
24     [-16.70566 6.70858 2.72423 0.05142];
25     [67.13845 52.04855 13.28649 -5.18302];
26     [-50.25518 -540.6647 -36.80370 2.7641]
27 ];
28
29 d = [
30     [7 1.49 3.85 -2];
31     [9 6.58 10 0.41];
32     [10 24.8 15 6]
33 ];
34
35 %parámetros para usar la formula de sellmeier
36
37 f = [0.696166300 0.407942600 0.897479400];
38
39 g = [4.67914826E3 1.35120631E4 97.9340025E6];
40
41 %fibra 3
42 hd = 1.15E3;
43 hp = 1.65E3;
44
45 %Radio
46 R = hd/hp;
47 %R=0.4;
48 %hp=2.5E3;
```

49

50 *%nucleo y dispersión constantes*51 *%nCsilice = 1.548;*52 *%Dm = -1.85E-4;*53 *%nCaire = 1;*

54

55 *%coeficientes calculados a partir de los datos experimentales para usarlos*56 *%en la estimación del valor de los parametros V (Ai) y W (Bi).*57 $A1 = a(1,1) + a(2,1)*R^{(b(1,1))} + a(3,1)*R^{(b(2,1))} + a(4,1)*R^{(b(3,1))};$ 58 $B1 = c(1,1) + c(2,1)*R^{(d(1,1))} + c(3,1)*R^{(d(2,1))} + c(4,1)*R^{(d(3,1))};$ 59 $A2 = a(1,2) + a(2,2)*R^{(b(1,2))} + a(3,2)*R^{(b(2,2))} + a(4,2)*R^{(b(3,2))};$ 60 $B2 = c(1,2) + c(2,2)*R^{(d(1,2))} + c(3,2)*R^{(d(2,2))} + c(4,2)*R^{(d(3,2))};$ 61 $A3 = a(1,3) + a(2,3)*R^{(b(1,3))} + a(3,3)*R^{(b(2,3))} + a(4,3)*R^{(b(3,3))};$ 62 $B3 = c(1,3) + c(2,3)*R^{(d(1,3))} + c(3,3)*R^{(d(2,3))} + c(4,3)*R^{(d(3,3))};$ 63 $A4 = a(1,4) + a(2,4)*R^{(b(1,4))} + a(3,4)*R^{(b(2,4))} + a(4,4)*R^{(b(3,4))};$ 64 $B4 = c(1,4) + c(2,4)*R^{(d(1,4))} + c(3,4)*R^{(d(2,4))} + c(4,4)*R^{(d(3,4))};$

65

66 `syms l;`

67

68 *%Definición de las ecuaciones para las magnitudes física de interés a partir*69 *%de los parámetros definidos previamente*70 $nm = (1 + (f(1) * l^2)/(l^2 - g(1)) + (f(2) * l^2)/(l^2 - g(2)) +$ 71 $(f(3) * l^2)/(l^2 - g(3)))^{(1/2)};$ 72 `nC = subs(nm,l);`

73

74 $V = A1 + A2/(1+A3*\exp(A4*l/hp));$ 75 $W = B1 + B2/(1+B3*\exp(B4*l/hp));$ 76 $nFSM = (nC^2 - (V*l/(2*pi*hp/3^{(1/2)}))^2)^{(1/2)};$ 77 $nEFF = (nFSM^2 + (W*l/(2*pi*hp/3^{(1/2)}))^2)^{(1/2)};$

78

```
79 %calculo de la dispersión a partir de la dispersión material y la
80 %dispersión material.
81 Dm = diff(nC,1);
82 D2nEFF = diff(nEFF,2);
83 D = -(1/3E-7)*D2nEFF + Dm/3E-7;
84
85 l = 500:10:2200;
86 l1 = l+120;
87 hold on;
88
89 win = figure(1);
90 win(1) = subplot(5, 2, [1,2]);
91 win(2) = subplot(5, 2, [3,4]);
92 win(3) = subplot(5, 2, [5,6]);
93 win(4) = subplot(5, 2, [7,8]);
94 win(5) = subplot(5, 2, [9,10]);
95
96 set(win,'Nextplot','add');
97
98 y = double(subs(D,l1));
99 plot(win(1),l,y);
100 %title(win(1),'Dispersión Cromática');
101 xlabel(win(1),'\lambda [nm]');
102 ylabel(win(1),'D [ps/(Km-nm)]');
103 win(1).XGrid = 'on';
104 win(1).YGrid = 'on';
105 %axis([600 1600 -200 200])
106
107 %calculo de la apertura numérica
108 acore=hp/sqrt(3);
```

```
109 w0 = 1E-3*acore*(0.65 + 1.619./(double(subs(V,l1)).^(3/2)) +
110 2.879./(double(subs(V,l1)).^6));
111 plot(win(2),1,w0);
112 %title(win(2),'Radio del Modo Fundamental');
113 xlabel(win(2),'\lambda [nm]');
114 ylabel(win(2),'\omega [\mu m]');
115 win(2).XGrid = 'on';
116 win(2).YGrid = 'on';
117 %axis([-1 1 0 1.1])
118
119 NA = double(subs(V,l1)).*(l1)./(2*pi*acore);
120 plot(win(3),1,NA);
121 %title(win(3),'Apertura numérica');
122 xlabel(win(3),'\lambda [nm]');
123 ylabel(win(3),'NA');
124 win(3).XGrid = 'on';
125 win(3).YGrid = 'on';
126 %axis([-1 1 0 1.1])
127
128 Veff = double(subs(V,l1));
129 plot(win(4),1,Veff);
130 %title(win(4),'Frecuencia normalizada');
131 xlabel(win(4),'\lambda [nm]');
132 ylabel(win(4),'V');
133 win(4).XGrid = 'on';
134 win(4).YGrid = 'on';
135 %axis([-1 1 0 1.1])
136 %{
137 subplot(5,2,6);
138 Nc = double(subs(nC,l1));
```



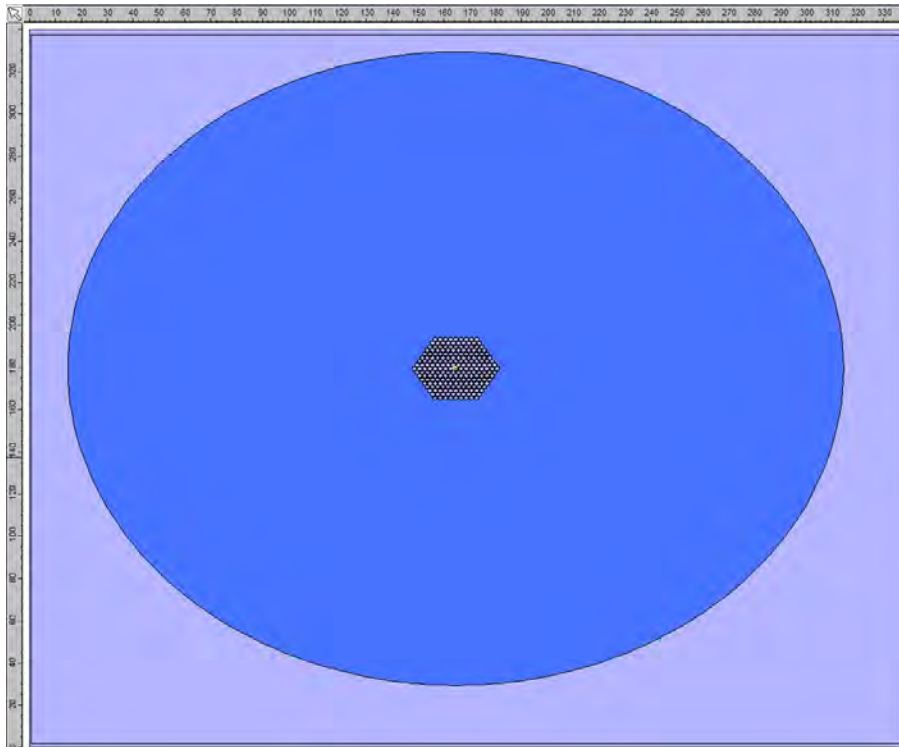
```
139 plot(l,Nc);
140 title('Índice Core');
141 xlabel('\lambda [nm]');
142 ylabel('nCore');
143 %axis([-1 1 0 1.1])
144 grid on;
145
146 subplot(5,2,7);
147 Neff = double(subs(nEFF,l1));
148 plot(l,Neff);
149 title('Índice Efectivo');
150 xlabel('\lambda [nm]');
151 ylabel('nEFF');
152 %axis([-1 1 0 1.1])
153 grid on;
154
155 subplot(5,2,8);
156 Nfsm = double(subs(nFSM,l1));
157 plot(l,Nfsm);
158 title('Indice Cladding');
159 xlabel('\lambda [nm]');
160 ylabel('nFSM');
161 %axis([-1 1 0 1.1])
162 grid on;
163 %}
164 CNL = 6*(3.2E-2)./((l1)*hp^2)*1E12;
165 plot(win(5),1,CNL);
166 %title(win(5),'Coeficiente de no-linealidad');
167 xlabel(win(5),'\lambda [nm]');
168 ylabel(win(5),'\gamma [Km-W]^{-1}');
```

```
169 win(5).XGrid = 'on';
170 win(5).YGrid = 'on';
```

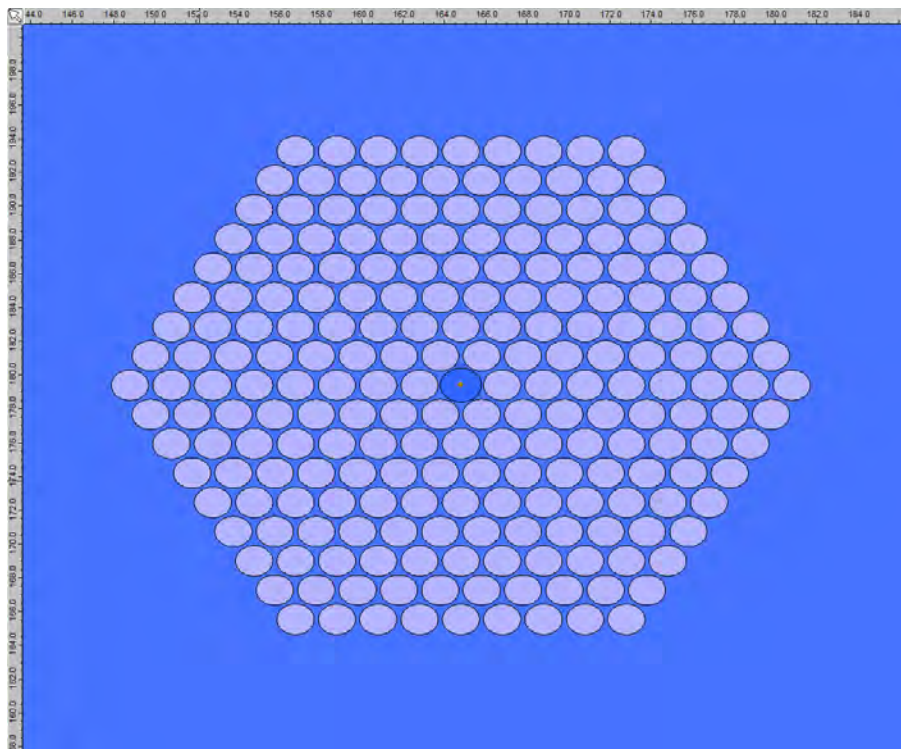
6.1.1. Código Matlab del programa para calcular los tubs del Stack para la PCF.

```
1 %código para generar el Stack de la PCF
2 ph = 1;
3 hd = 0.5;
4 x = 0;
5 y = 0;
6 n = 8;
7
8 hold on
9
10 %Algoritmo que crea el stack poniendo esferas equidistantes en cada anillo
11 for i = 1:n
12     for j=0:i*6
13         viscircles([x+i*ph*cos(2*pi/(i*6)*j),y+
14             i*ph*sin(2*pi/(i*6)*j)],ph/2,'EdgeColor','b');
15         viscircles([x+i*ph*cos(2*pi/(i*6)*j),y+
16             i*ph*sin(2*pi/(i*6)*j)],hd/2,'EdgeColor','b','LineStyle','--');
17     end
18 end
19
20 viscircles([x,y],(n+0.5)*ph,'EdgeColor','black');
21 viscircles([x,y],(n+1)*ph,'EdgeColor','black');
22 viscircles([x,y],ph/2,'EdgeColor','r');
```

6.1.2. Modelado de la PCF usando FIMWAVE.

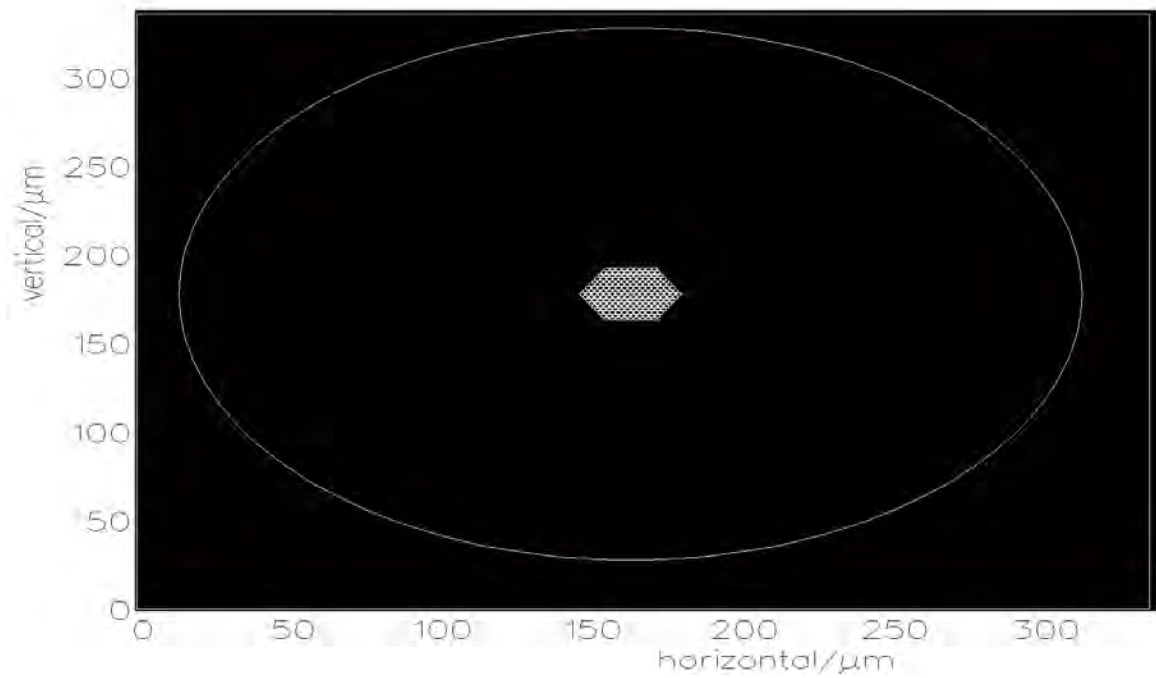


(a) Guía completa.

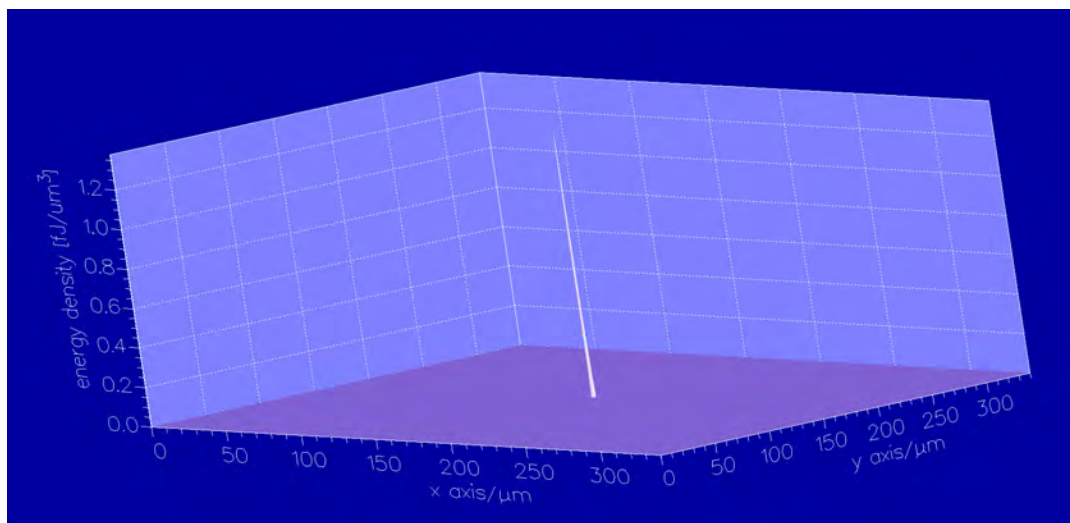


(b) Ampliación zona del núcleo.

Figura 6.1: Corte transversal de la guía de onda cilíndrica hueca.



(a) Modo fundamental propagado en el núcleo.



(b) Representación 3D del modo propagado.

Figura 6.2: Propagación del modo fundamental dentro de la guía diseñada.