



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

Campus Irapuato-Salamanca
División de Ingenierías

**“Transformación óptica de pulsos más allá del
rompimiento de onda óptico: estudio de la conformación
pasiva de pulsos en fibras ópticas”**

TESIS PROFESIONAL QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
Doctor en Ingeniería Eléctrica

PRESENTA:
M.I. ALEJANDRO BARRIENTOS GARCÍA

ASESORES:
Dr. IGOR A. SUKHOIVANOV
Dr. JOSÉ AMPARO ANDRADE LUCIO

SALAMANCA, GTO.

Diciembre, 2016.

Resumen

En el presente trabajo de investigación, iniciamos con el estudio de la dispersión cromática en fibras microestructuradas, primero proponemos parámetros específicos en las fibras, los cuales nos ayudan a obtener dispersión normal, dispersión anómala y dispersiones ultraplanas, en rangos amplios de longitudes de onda. Esto con el fin de tener un control sobre el tipo de dispersión a usar de acuerdo a la aplicación que sea requerida. Por ejemplo nosotros necesitamos dispersión normal para la conformación de pulsos o dispersión cercana al punto de cero dispersión, para la generación de supercontinuo más suave y de amplio espectro. Los detalles del estudio de la dispersión, se estudian en el capítulo 2 y 3 de la presente tesis.

La segunda etapa de la investigación consistió en el uso y estudio de las fibras propuestas para el control de los fenómenos no lineales producidos por la interacción de la luz de alta intensidad (pulsos ultracortos) con la materia (fibras ópticas microestructuradas). En esta sección se estudió la generación de supercontinuo, así como la compresión y conformación de pulsos ultracortos de manera simulada (numérica). Las condiciones específicas de los parámetros de dispersión, para la manipulación a favor de los diferentes fenómenos no lineales que rigen dichas aplicaciones se detallan en el capítulo 4 de la presente tesis.

Finalmente en la última etapa de la investigación, se detalla el arreglo experimental llevado a cabo para la caracterización del pulso, en este caso para un láser de titanio-zafiro con pulso en el orden de 100 fs y frecuencia de repetición de 80 MHz. Una vez implementada correctamente la técnica FROG (frequency-resolved optical gating) se caracterizó el pulso inicial directamente del láser y enseguida el pulso a la salida, después de pasar por los diferentes elementos ópticos usados para el acoplamiento en la fibra. La parte final, se llevó a cabo acoplado el pulso a la fibra óptica y midiéndolo al pasar por diferentes longitudes de fibra, en este caso solo se usó fibra convencional monomodo, mostrando los resultados en el capítulo 5.

Agradecimientos

Al finalizar el presente trabajo, tengo que agradecer infinitamente el apoyo otorgado por toda mi familia y amigos (entre ellos *Tomas Serrano Ramírez* por el soporte brindado), en especial a mi madre *Sara García Salinas*, a mi esposa *Esther Garza Barrón* y mi hijo *Alejandro Barrientos Garza*, así como mi hermano *Bernardino Barrientos García*, los cuales son parte fundamental de la decisión de haber entrado al presente posgrado, así como, el haber logrado terminar satisfactoriamente los diferentes retos a lo largo de la carrera y la finalización de la presente investigación desarrollada en este trabajo de tesis. Además debo agradecer a mis asesores de tesis por el soporte y ayuda brindada a lo largo de toda la carrera, así como del esfuerzo y paciencia otorgadas para la correcta realización del proyecto desarrollado. Por último me resta agradecer a la universidad de Guanajuato como institución por brindarnos la oportunidad de ser parte de ella y de crecer con ella a lo largo de estos años.

“Meted la mano en plena vida humana. Todos la viven, pero pocos la conocen, y donde quiera que la cojáis, allí ofrece interés”
Johann Wolfgang Von Goethe

Agradecimientos institucionales

Quedo completamente agradecido con el CONACYT, por el soporte y apoyo otorgado para el financiamiento del presente grado obtenido, así como el interés colectivo, como parte de México, en desarrollar cada día más profesionales para el crecimiento en bien del país.



Agradezco el apoyo otorgado por parte de la Universidad de Guanajuato y al programa de becas DAIP para la realización del posgrado y con ello la investigación inmersa en él, así como los apoyos brindados por Dirección y Rectoría de la División de Ingenierías Campus Irapuato-Salamanca.



CONTENIDO

RESUMEN	II
AGRADECIMIENTOS	III
INDICE GENERAL	V
INDICE DE FIGURAS	1
INDICE DE TABLAS	4
1. INTRODUCCIÓN.....	5
1.1 SISTEMAS DE COMUNICACIONES EN FIBRAS ÓPTICAS: HISTORIA GENERAL Y ESTADO DEL ARTE	5
1.2 FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICO	10
1.3 FENÓMENOS NO LINEALES EN FIBRAS ÓPTICAS.....	12
1.4 LÁSERES DE PULSOS ULTRACORTOS Y FORMAS DEL PULSO	18
1.5 PROPIEDADES DE LAS FIBRAS MICROESTRUCTURADAS Y SUS APLICACIONES....	25
1.6 CONCLUSIONES CAPÍTULO.....	27
1.7 CONTENIDO GENERAL DE LA TESIS	28
2. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN CROMÁTICA TOTAL Y DISEÑO DE FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICAS	30
2.1 PROPAGACIÓN DE LA LUZ A TRAVÉS DE FIBRA ÓPTICA.....	30
2.2 DISPERSIÓN EN LAS FIBRAS ÓPTICAS	33
2.3 CONTROL DE LA DISPERSIÓN CROMÁTICA TOTAL EN FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICO	34
2.4 MÉTODO DE ANÁLISIS DE LA DISPERSIÓN CROMÁTICA	37
2.5 CONCLUSIONES CAPÍTULO.....	46
3. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN ULTRAPLANA CERCANA AL PUNTO DE DISPERSIÓN CERO.....	47
3.1 INTRODUCCIÓN SOBRE LA DISPERSIÓN ULTRAPLANA.....	47
3.2 ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN ULTRAPLANA	49
3.3 DISEÑO DE LA AU-PCF PARA DISPERSIÓN ULTRA-PLANA	52
3.4 DIÁMETRO DE CAMPO MODAL Y PERFIL DE CAMPO MODAL PARA LA AU-PCF ...	57
3.5 PUNTO DE DISPERSIÓN CERO SINTONIZABLE USANDO LA RELACIÓN AUREA EN EL DISEÑO DE LA PCF.....	62
3.6 CONCLUSIONES CAPÍTULO.....	64

4. ESTUDIO DE LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO, CONFORMACIÓN Y COMPRESIÓN DE PULSOS USANDO LA AU-PCF.	65
4.1 ESTUDIO DE LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO EN LAS VENTANAS DE TELECOMUNICACIONES	66
4.2 USO DE LA FIBRA PARA LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO Y CONFORMACIÓN DE PULSOS.....	69
4.3 DESCRIPCIÓN DEL MÉTODO USADO PARA EL ESTUDIO DE LA PCF	72
4.4 RESULTADOS SOBRE LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO	73
4.5 CONFORMACIÓN Y COMPRESIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS USANDO LA ESTRUCTURA AU-PCF	82
4.6 CONCLUSIONES CAPÍTULO.....	87
5. ARREGLO EXPERIMENTAL PARA EL ESTUDIO DE FENÓMENOS NO LINEALES Y CARACTERIZACIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS MEDIANTE ELEMENTOS PASIVOS	88
5.1 TÉCNICAS Y HERRAMIENTAS PARA EL MANEJO DE FIBRAS ÓPTICAS.....	88
5.2 TÉCNICAS PARA LA CARACTERIZACIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS	89
5.3 GENERACIÓN DE SEGUNDO ARMÓNICO.....	91
5.4 ARREGLO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS.....	93
5.5 CONCLUSIONES CAPÍTULO.....	104
6. CONCLUSIONES GENERALES	108
BIBLIOGRAFÍA.....	111
LISTA DE PUBLICACIONES	125

INDICE DE FIGURAS

1.1 Espectro temporal y frecuencial	21
1.2 Rompimiento de onda óptico	23
1.3 Pulso parabólico en fibra óptica y en fibra con ganancia	24
2.1 Dispersión cromática para $\lambda = 2.0 \mu\text{m}$. Las curvas sólidas, representan las curvas obtenidas bajo COMSOL 4.2; Las curvas en círculos representan la dispersión cromática obtenida en el artículo de koshiba	39
2.2 Dispersión cromática para un $\lambda = 1.0 \mu\text{m}$. La curva sólida representa la dispersión total obtenida bajo COMSOL con un arreglo hexagonal de 6 anillos y $d=0.5\mu\text{m}$; curva de círculos representa la dispersión reportada en el artículo	41
2.3 Dispersión cromática para un $\lambda = 1.0 \mu\text{m}$ de la PCF ANDi	42
2.4 Dispersión cromática para un $\lambda = 1.0 \mu\text{m}$ and $d = 0.5 \mu\text{m}$. En está gráfica se muestra la dependencia de la dispersión cromática total respecto al número de anillos, variando estos de 3 a 9 anillos	43
2.5 Perfil de campo eléctrico para ANDi PCF	44
2.6 Modo fundamental propagándose por el núcleo de la PCF ANDi	45
2.7 Diámetro de campo modal para 5, 6, 7 y 8 anillos en PCF	46
3.1 En las figuras a), b) y c) se presentan los resultados de la dispersión ultraplana obtenida para diferentes parámetros de la fibra propuesta. Y en la figura d) se muestra la estructura propuesta	48
3.2 Se muestra la estructura usada para lograr dispersión ultra-plana	49
3.3 Sección transversal de la Au-PCF con 4 periodos y diámetros d_1, d_2, d_3, d_4 y pitch igual a $1.618 \mu\text{m}$	53
3.4 Dispersión cromática plana total (TFCD) para la fibra Au-PCF con cuatro períodos y diámetros de agujeros de aire d_1, d_2, d_3, d_4 y $\Lambda = 1,618 \text{ m}$. La curva roja muestra la TFCD para cinco períodos con diámetros de los hoyos de aire igual a $d_3=d_4=d_5=0.9 \mu\text{m}$. Las curvas negras y azules muestran la TFCD para cuatro anillos con $d_3=d_4=0.9 \mu\text{m}$ y $d_1=d_4=0.5 \mu\text{m}$	54
3.5 Dispersión cromática total ultra-plana (TUFCD) para una Au-PCF con cuatro períodos, y diámetros de agujeros de aire d_1, d_2, d_3, d_4 y $\Lambda = 1.618 \text{ m}$. La curva sólida negra y la marcada con cuadrados muestran la TUFCD para cuatro anillos con $d_3=d_4=1.0 \mu\text{m}$ y $d_1=d_4=0.5 \mu\text{m}$	55
3.6 Dispersión cromática plana total (TFCD) para la Au-PCF con cuatro períodos y con diámetros de agujeros de aire d_1, d_2, d_3, d_4 y $\Lambda = 1.618 \mu\text{m}$. La curva verde muestra la TFCD para cuatro	

períodos con diámetros de los orificios de aire iguales a $d_2=0.6815 \mu\text{m}$ y $d_3=d_4=1,0 \mu\text{m}$ con dispersión máxima ultra plana centrada en el punto de cero dispersión de longitud de onda (ZDW). Las curvas de color azul y rojo muestran la TFCD para cuatro anillos con $d_3=d_4=0,875 \mu\text{m}$ y $d_3=d_4=0,85 \mu\text{m}$ 56

3.7 Diámetro del campo modal y área efectiva para la Au-PCF. (a) Aquí mostramos el MFD para diferentes diámetros de los agujeros de aire en los dos últimos períodos de la fibra Au-PCF. El MFD es de $2.74 \mu\text{m}$ aproximadamente para la Au-PCF, y la variación en el rango de longitud de onda para la dispersión plana es de $2.8 \mu\text{m}$ a $3.8 \mu\text{m}$. (b) Área del modo efectivo de acuerdo con el MFD obtenido 59

3.8 Perfil de campo eléctrico para la Au-PCF con $d_1=0.5 \mu\text{m}$, $d_2=0.6815 \mu\text{m}$, $d_3=d_4=1.0 \mu\text{m}$ y $\Lambda = 1.618 \mu\text{m}$. (a) Aquí se utilizó una longitud de onda de 1500 nm para calcular el EFP. (b) Modo de propagación en el interior del núcleo de la Au-PCF. Aquí nosotros mostramos el modo fundamental calculado para 1500 nm y podemos ver que la mayor concentración de campo se transmite dentro del núcleo de la Au-PCF 61

3.9 Perfil eléctrico de un pulso ultracorto, en aplicaciones moleculares 62

3.10 La familia de las curvas de dispersión cromática calculadas manteniendo la proporción áurea son mostradas. Los puntos ZDW se mueven de 725 a 1800 nm cuando el pitch y el diámetro del agujero de aire son variados 63

3.11 Se muestran los comportamientos de la dispersión cromática con la variación de los parámetros de la geometría, cuando el diámetro de los agujeros es mayor que $1 \mu\text{m}$ 63

4.1 Sección transversal de la PCF propuesta, donde mantenemos la proporción áurea entre el pitch y el diámetro del agujero de aire (Λ / d) 70

4.2 Área efectiva con $\Lambda=1, 1.5, 2 \mu\text{m}$ y $d=0.618, 0.927, 1.236 \mu\text{m}$ 71

4.3 Coeficiente de no linealidad con $\Lambda=1, 1.5, 2 \mu\text{m}$ y $d=0.618, 0.927, 1.236 \mu\text{m}$ 71

4.4 Presenta la dispersión cromática total calculada desde 700 nm hasta los 1600 nm , con punto de ZDW en 800 nm (curva con marcas de cuadros) y la dispersión ultra-plana en el rango de 1300 nm a 1550 nm con $0\pm 0.06138 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ (curva con marcas de círculos) 74

4.5 Se muestran los resultados de la simulación numérica en el que obtenemos un espectro de SC, con un ancho de banda de 40 dB desde 400 nm a 850 nm para una fuente de bombeo centrada en una longitud de onda cercana al punto de ZDW y lejos del punto de ZDW, en el régimen de dispersión anómala y normal, usando una longitud de fibra relativamente corta de 5 y 10 cm 77

4.6 Se muestran los resultados de la simulación numérica en el que obtenemos un espectro de SC, con un ancho de banda de 40 dB desde 420 nm a 800 nm para una fuente de bombeo centrada en una longitud de onda cercana al punto de ZDW y lejos del punto de ZDW, en el régimen de dispersión anómala y normal, usando una longitud de fibra relativamente corta de 5 y 10 cm 79

4.7 Se muestran los resultados de la simulación numérica donde obtenemos un espectro de supercontinuo, con un ancho de banda de 40 dB de 800 nm a 2300 nm con una fuente de bombeo

con longitudes de onda centradas en 1300 y 1550 nm, en el régimen de GVD normal y anómala cercana al punto de ZDW usando longitudes cortas de fibra de 5 y 10 cm	82
4.8 Mostramos el espectro de salida obtenido usando una longitud de fibra de 5 mm. La curva muestra el espectro de SC con un ancho de banda de 40 dB de 2100 nm, utilizando un láser de bombeo centrado en 873 nm	84
4.9 La curva roja muestra el pulso inicial (forma de onda de una sech^2) y la curva azul muestra la forma de onda después de la propagación a través de 5-mm de longitud de la PCF	84
4.10 Envoltorio del pulso inicial (curva verde y roja), envoltorio del pulso comprimido (curva azul) y forma de onda plana superior del pulso conformado (curva negra)	86
4.11 Espectro del pulso comprimido y el pulso con forma de onda aplanada superior. La línea discontinua muestra el espectro del pulso comprimido y la línea continua muestra el espectro del pulso conformado	86
5.1 Cortadora de fibra FIBEL	89
5.2 Técnica FROG	90
5.3 Técnica FROG implementada en el laboratorio	90
5.4 Generación de segundo armónico	91
5.5 Autocorrelador, espejo y filtro de color para recolectar el segundo armónico y medirlo a través del espectrómetro y analizarlo bajo la computadora	92
5.6 Espectrómetro Ocean Optics	92
5.7 Arreglo experimental general	94
5.8 Arreglo experimental realizado en el laboratorio	94
5.9 Láser de Ti:Zafiro	95
5.10 Medidor de potencia (Potencia promedio a la salida del láser)	96
5.11 Programa FROG 2.0 (Análisis de los datos experimentales)	97
5.12 Forma del pulso	97
5.13 Comportamiento del T_{FWHM} del pulso	98
5.14 Programa FROG 2.0 (Análisis de los datos experimentales)	99
5.15 Forma del pulso	99
5.16 Comportamiento del T_{FWHM} del pulso	100
5.17 Comportamiento del ancho espectral	100
5.18 Programa FROG 2.0 (Ancho del pulso a altura media)	101
5.19 Comportamiento del T_{FWHM} del pulso	102
5.20 Programa FROG 2.0 (Análisis de los datos experimentales)	102
5.21 Forma del pulso	103
5.22 Espectro del segundo armónico centrado en 391 nm	103
5.23 Comportamiento del T_{FWHM} del pulso	104

INDICE DE TABLAS

1.1 Tecnologías recientes de láseres de femtosegundos	20
4.1 Coeficientes de dispersión de segundo a cuarto orden calculados con diferentes longitudes de onda de la fuente de bombeo sobre la PCF con punto de ZDW en 800 nm, utilizados en las simulaciones	75
4.2 Coeficientes de dispersión de segundo a cuarto orden usando diferentes longitudes de onda de la fuente de bombeo sobre la PCF con dispersión ultra-plana cercana al punto de ZDW en el intervalo de 1292 a 1550 nm utilizados en las simulaciones	80

1. INTRODUCCIÓN

1.1 Sistemas de comunicaciones en Fibras Ópticas: Historia general y estado del arte

Los antiguos filósofos especularon acerca de la naturaleza de la luz, empezando por explicar trozos de vidrio que concentraban la luz, la propagaban en forma rectilínea, la reflejaban, así como el estudio de medios que refractaban la luz. Los primeros escritos acerca de la óptica que se tienen registros fueron de los antiguos filósofos y matemáticos griegos [Empédocles (490-430 A.C), Euclides (300 A. C)].

Hoy en día, la óptica es una de las bases de la ciencia y tecnología modernas. La tecnología de transmisión óptica moderna ayuda hoy en día en el envío o recepción de información a través del internet, formando el núcleo esencial de esta red de transmisión de información global y con ello contribuyendo en el desarrollo e interacción de la sociedad en el mundo “en términos de información”.

Tomando como referencia uno de los más destacados libros del área, del autor Govind P. Agrawal “Fiber Optics Communication Systems” [1], podemos dar una breve historia sobre las fibras ópticas a continuación:

El fenómeno de la reflexión total interna, responsable de guiar la luz en las fibras ópticas, ha sido conocido desde 1854 [2]. Sin embargo la construcción de fibras ópticas de vidrio fueron realizadas a partir del año 1920 [3-5], y su uso práctico vino a ser una realidad hasta 1950 cuando las capas de revestimiento llevaron a una mejora considerable en las características de guía de la fibra [6-8]. Antes de los años 70's, las fibras ópticas fueron utilizadas en aplicaciones de imágenes médicas sobre distancias muy cortas [9]. El uso en comunicaciones fue considerado impráctico, debido a las altas pérdidas (~1000 dB/km). Sin embargo, la situación dio un giro de

180 grados en 1970 cuando, siguiendo la siguiente sugerencia [10] las pérdidas fueron reducidas por debajo de los 20 dB/km [11], en el rango de las atenuaciones de los cables de cobre, esto, aplicando impurezas de titanio en el sílice, y mejorando los procesos de fabricación eliminando las impurezas y logrando obtener hilos de fibra muy largos con pérdidas bajas. Esto dio pauta a uno de los más grandes resultados obtenidos en 1979, donde se redujeron las pérdidas a solamente 0.2 dB/km en la región espectral de 1.55 μm [12]. La habilidad de bajas pérdidas en las fibras ópticas, marco una revolución en el campo de la tecnología de ondas de luz y con ello empezó la era de las comunicaciones a través de fibras ópticas.

Un sistema de comunicaciones es aquel en el cual se transporta información de un lado a otro, ya sea sobre distancias cortas o muy grandes. Un sistema de comunicaciones óptico es aquel que usa una portadora de alta frecuencia (~ 100 Thz) en el visible o infrarrojo cercano en la región del espectro electromagnético. También se le conoce como sistema de comunicación por luz, para distinguirlo de un sistema de comunicaciones por microonda, cuya frecuencia de portadora es mucho más pequeña que en un sistema óptico (~ 1 GHz). El sistema de comunicaciones óptica emplea luz a través de una fibra óptica para transmitir la información, éste ha venido siendo implementado e investigado desde 1980 hasta el día de hoy, permitiendo una revolución en la información a nivel mundial.

El primer sistema de comunicaciones por microondas fue puesto en operación en 1948, con ello tanto los sistemas por cable coaxial y microondas fueron evolucionando considerablemente hasta lograr tasas de bits semejantes a 100 Mb/s. Con la invención del láser en 1960 [13], se puso sobre la mesa la posibilidad de transmitir la información mediante un sistema basado en esta nueva luz coherente y con ello aumentar la cantidad de información enviada de un destino a otro a grandes distancias. Una de las mejores formas de realizar el guiado de la luz láser fue sugerido en 1966 mediante un hilo de fibra óptica [14]. En 1970 se logra reducir estas pérdidas por debajo de 20 dB/km en la región cercana a 1 μm [15], al mismo tiempo se logró operar el láser semiconductor basado en GaAs de forma continua en

un cuarto de laboratorio [16], abriendo la posibilidad de crear un sistema de comunicaciones óptico [17].

A continuación se describe la evolución de los sistemas de comunicaciones ópticos:

a) Primera generación

Este sistema de Comunicaciones óptico operaba cerca de $0.8 \mu\text{m}$ usando un láser semiconductor de GaAs y tras varias investigaciones y mejoras en el periodo de 1977 a 1979, éste vino a implementarse comercialmente en 1980 [1], logrando operar a tasas de 45 Mb/s con necesidad de repetidoras cada 10 km, dando una motivación para la investigación en el área de comunicaciones ópticas sobre las comunicaciones eléctricas.

b) Segunda generación

Se sabía desde 1970 que al operar el sistema óptico de comunicaciones cerca de la región a $1.3 \mu\text{m}$, la distancia entre repetidoras se incrementaría considerablemente, esto debido a que las pérdidas de las fibras ópticas en esta región están por debajo de 1dB/km en dicha región de operación, ya que en ese punto se encuentra el punto de cero dispersión. Con la llegada del láser semiconductor de InGaAsP y detectores operando cerca de esta región, en 1980 vino a ser comercial el sistema de segunda generación de comunicaciones por fibra óptica, pero con una limitante en la tasa de información de 100 Mb/s debido a la dispersión multimodal [1, 6, 8]. Este problema se resolvió en 1981 en un laboratorio usando un sistema de comunicaciones usando una fibra óptica monomodo, logrando transmisiones de datos del orden de 2 Gb/s sobre 44 km de fibra monomodo [1]. Rápidamente le siguió el sistema comercial en 1987 de segunda generación por fibra monomodo operando a una tasa de 1.7 Gb/s con espacios de repetidoras cada 50 km, este límite se debe básicamente a las pérdidas de 0.5 dB/km que tiene la fibra óptica operando a $1.3 \mu\text{m}$.

c) Tercera generación

En 1979 se demostró que las mínimas pérdidas de la fibra óptica basada en sílice se producen en la región de $1.55 \mu\text{m}$ cercanas a 0.2 dB/km [1], pero el sistema de

tercera generación no fue implementado tan rápido, esto debido a las grandes pérdidas por dispersión cercanas a esta longitud de onda. El problema de la dispersión fue investigado en 1980 usando fibras ajustadas para tener mínima dispersión en esta longitud de onda, así como limitando la emisión laser a esta particular longitud de onda. En 1985, experimentos en el laboratorio, demostraron la posibilidad de transmitir tasas de 4 Gb/s sobre distancias que excedían los 100 km [1]. Los sistemas comerciales de tercera generación vinieron a ser comerciales en 1990 con tasas de información de 2.5 a 10 Gb/s [1,10] usando repetidoras basadas en dispositivos electrónicos cada 60-70 km.

d) Cuarta generación

El avance práctico de los sistemas de comunicaciones mediante fibras ópticas, vino a ser significativo, en los sistemas de comunicaciones ópticos de cuarta generación. Ellos presentan la base de los sistemas actuales de comunicaciones. Los sistemas de cuarta generación vinieron a ser posibles con la invención de los amplificadores ópticos basados en fibras dopadas en 1989, usando la amplificación óptica para incrementar la distancia de las repetidoras y multiplexación por división de onda (WDM) para aumentar la tasa de transferencia de información. Usando estos principios se han logrado tasas de 10 Tb/s (usando WDM en distancias cortas) y tasas de 5 Gb/s usando repetidoras sobre los 14300 km o más [18], con ello la revolución de sistemas basados en comunicaciones ópticas tomo gran auge y hoy en día miles de kilómetros de cables ópticos submarinos conectan el mundo entero, dando lugar a la globalización, del cual México forma parte. Por ejemplo empresas como Huawei, Alcatel-Lucent o Ericsson ofrecen plataformas DWDM (Dense Wave Division Multiplexing) a 40 Gbps empleando hasta 160 canales sobre banda C y L con separaciones de 50 GHz entre canales. Desde 2009, Verizon se convirtió en el primer proveedor de servicios en emplear tecnología de 100 Gbps, mediante tecnología Nortel, sobre su red DWDM existente, en un enlace de Paris a Frankfurt de 893 km. En el caso de México, se puede citar a TELMEX, el cual cuenta con una red óptica a lo largo de todo el país con canales a 40 Gbps utilizando modulación DQPSK (Differential Quadrature Phase Shift Keying, por sus siglas en inglés) con tecnología de Huawei. [19]

Al día de hoy, la tasa de transferencia de información digital más alta, ha sido obtenida por el grupo de investigación en redes ópticas de la UCL (University College London por sus siglas en inglés) [20]. Ellos lograron una tasa de transferencia de 1.125 TB/s como parte de la investigación para obtener el límite de capacidad de transferencia en un sistema óptico, diseñado para acceder al crecimiento cada vez más rápido de tasas de demanda de información. Como comparación, esto es 50 mil veces más grande que la velocidad promedio de los sistemas de conexión de banda ancha existentes en UK, los cuales son de 24 Mb/s, la cual es la velocidad definida actualmente como banda ancha “ultra-rápida”.

La quinta generación referente a los sistemas de comunicaciones mediante fibras ópticas, la cual se encuentra actualmente en estudio y pruebas en los laboratorios usa la técnica DWDM para así incrementar las tasas de transferencias de datos. Al igual que el concepto de pulsos ultracortos incluyendo los solitones ópticos, los cuales son pulsos que pueden conservar su forma a través de la compensación de los efectos negativos de la dispersión, siguen siendo explorados en la actualidad.

Los futuros sistemas de quinta generación de comunicaciones ópticas, además de extender el rango de multiplexación por división de onda de 1.3 a 1.65 μm [21] usando en nuevo tipo de fibra llamada “dry fiber”, son basados en el uso de solitones para controlar los efectos de dispersión que se dan en la fibra óptica. Muy alentador se ve el diseño y desarrollo de las nuevas generaciones de fibras ópticas. Un ejemplo de estas soluciones es la fibra de núcleos con pocos modos, la cual puede transportar alrededor de 100 canales de información.

Jun Sakaguchi del Instituto Nacional de Tecnología en Información y Comunicaciones (Tokyo, Japón) y colaboradores enviaron 3 modos a través de 36 núcleos en una fibra de 5.5 km de longitud [22]. Esta fibra tan especializada con una gran capacidad puede encontrar su nicho especial, por ejemplo en la conexión de centrales de datos.

1.2 Fibras de cristal fotónico

Dos nuevas perspectivas para las comunicaciones ópticas en las áreas de fibras ópticas y óptica no lineal fueron abiertas después de la invención de las fibras de cristal fotónico. Los cristales fotónicos representan una nueva clase de medios ópticos constituidos por una estructura natural o artificial con una modulación del índice de refracción periódico [23]. Estos medios ópticos tienen propiedades muy peculiares, los cuales nos dan la oportunidad para un gran número de aplicaciones que pueden ser implementadas. Una de las más importantes aplicaciones de estos cristales fotónicos es en el campo de las fibras de cristal fotónico.

Esta clase especial de fibra de cristal fotónico es también referida como fibra óptica microestructurada. La diferencia principal de este tipo de fibra sobre las fibras convencionales, es el perfil del índice entre el núcleo y revestimiento. En las fibras microestructuradas la sección transversal de cualquier guía de luz por el núcleo, revestimiento o ambos, están representados por un cristal fotónico en 2D. La forma cilíndrica de la sección transversal y la gran longitud de este tipo de estructuras en conjunto con su asignación para transferir radiación óptica, permite clasificarlas separadamente dentro de los dispositivos de cristal fotónico.

Fuentes de luz de alto brillo y amplio espectro son fundamentales para varias aplicaciones, incluyendo en aplicaciones de pulsos ultracortos con una forma especial como forma parabólica, y fuentes de supercontinuo basados en fibra de cristal fotónico (PCF), los cuales ahora tienen gran interés en aplicaciones [24-25].

En el estado de arte, los láseres ultrarrápidos entregan formas de onda del pulso, generalmente Gaussianas o secante hiperbólicas. Sin embargo, muchas aplicaciones prácticas requieren el empleo de otra variedad de formas de onda de pulso, por ejemplo en comunicaciones, en traslado de energía de pulsos ultracortos, en nuevas formas de pulsos ultracortos para compensar sus efectos no lineales al interactuara luz de alta intensidad sobre la fibra óptica, en sí ciertas formas de pulso son resistentes a los efectos no lineales producidos por los pulsos ultracortos sobre la fibra. Entre estas formas se encuentran, Flat-top pulsos (similares a pulsos

rectangulares), triangulares, parabólicas, los cuales se utilizan en todo el procesamiento de señales ópticas, sistemas ópticos de ultra alta velocidad, y óptica no lineal [26]. En particular, el interés de los pulsos parabólicos en los últimos años fue inspirado por sus propiedades únicas, es decir resisten la ruptura óptica del pulso (OWB) provocado por la creación de solitones y su inestabilidad en las fibras. Esta clase de pulsos se propagan de manera similar en una fibra activa (en fibras de cristal fotónico por ejemplo) en presencia de dispersión normal y no linealidad, y por lo tanto a estos pulsos se les denominan "similaritones", es decir resisten el efecto no lineal OWB. Los pulsos parabólicos han encontrado numerosas aplicaciones, por ejemplo en la amplificación y compresión de pulsos [25], así como en comunicaciones ópticas [27]. Estos incluyen entre otros, la regeneración óptica, la re-sincronización del pulso, la optimización de retorno a cero en los receptores ópticos etc.

La siguiente aplicación más importante de las fibras de cristal fotónico es la generación de supercontinuo, el cual se deriva de un haz de luz coherente (un haz láser) pasando por un medio no lineal (fibra óptica), la combinación de los fenómenos no lineales producidos por la interacción de la luz con la fibra, puede crear un amplio espectro continuo de longitudes de onda (luz blanca coherente). La generación de supercontinuo en fibras de cristal fotónico es un proceso bien estudiado, y puede comprender diversos efectos no lineales como auto-modulación y modulación-cruzada de fase, efectos de solitones, dispersión Raman, inestabilidad modulacional y mezcla de cuatro ondas. Para una descripción completa de la producción de supercontinuo en PCFs se puede remitir al lector a [28]. Los amplios efectos dominantes dependen tanto de los parámetros del láser de bombeo y la no linealidad, así como la dispersión de la fibra [29]. El supercontinuo tiene varias aplicaciones en espectroscopía, biomedicina y comunicaciones, por sus propiedades de luz coherente espacialmente y su amplio ancho de banda.

Una posibilidad para la generación de supercontinuo en el régimen normal de GVD (velocidad de dispersión de grupo) es bombear fibra convencional muy por debajo del ZDW (punto de cero dispersión de longitud de onda), de modo que el espectro

generado no se extienda en el régimen de dispersión anómala. Sin embargo, esto requeriría de alta potencia o pulsos muy cortos para superar la baja interacción efectiva, debida al elevado valor de dispersión lejos del punto de ZDW. Un método más eficiente, y el utilizado en este trabajo, es el generar supercontinuo en fibra de cristal fotónico, la cual presenta un perfil de GVD normal en todo el rango, con un valor bajo de dispersión a la longitud de onda de bombeo. En un pequeño intervalo de pitch (distancia de agujero a agujero) y diámetro del agujero en el que es posible fabricar la PCF con un perfil de dispersión normal en todo el rango [30].

1.3 Fenómenos no lineales en Fibras Ópticas

Desde la generación de pulsos ultracortos y formación de supercontinuo ocurridos en las PCFs, debido a la interacción de la radiación óptica con la estructura de la fibra, generados notablemente por los efectos no lineales, es entonces que no podemos dejar de lado el definir a continuación brevemente los principales efectos no lineales responsables de esta interacción entre la luz de alta intensidad y la materia.

Automodulación de fase (SPM): Se presenta debido a que el índice de refracción de la fibra tiene un componente que depende de la intensidad de la señal; este índice de refracción no lineal induce un desplazamiento de fase que es proporcional a la intensidad del pulso. Es por esto que las diferentes partes del pulso se ven sometidas a diferentes cambios de fase, lo que da lugar a que se produzca un chirp de frecuencia (agrupamiento de las frecuencias bajas y altas en la parte posterior y anterior del pulso óptico) en el pulso, lo que también modificará los efectos de la dispersión cromática [31-34].

En la referencia [10], se deduce a partir de las ecuaciones de Maxwell la ecuación 1.1, la cual es usada para estudiar la propagación de pulsos, y siendo válida para fibras dispersivas con pérdidas y con no-linealidades debida al efecto Kerr:

$$j \frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = -j \frac{\alpha}{2} A(z, T) + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, T)}{\partial T^2} - \gamma |A(z, T)|^2 A(z, T) \dots\dots\dots(1.1)$$

Normalizando la ecuación 1.1 en relación a su amplitud $U(z, T)$:

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0} \dots\dots\dots(1.2)$$

donde τ , es el tiempo normalizado en relación a T_0 .

Solucionando la ecuación 1 se obtiene:

$$j \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U \dots\dots\dots(1.3)$$

Esta ecuación gobierna la propagación de pulsos, considerando los efectos de dispersión de primer orden y de la SPM. Solucionando la ecuación 1.3 y tomando solo el término no lineal y despreciando el término dispersivo tenemos:

$$U(L, T) = U(0, T) e^{j\phi_{NL}(L, T)} \dots\dots\dots(1.4)$$

donde $U(0, T)$ es la amplitud del campo, en $z=0$, y:

$$\phi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 (L_{eff} / L_{NL}) \dots\dots\dots(1.5)$$

así,

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \dots\dots\dots(1.6)$$

El desplazamiento de fase máximo ϕ_{max} , ocurre en el centro del pulso localizado en $T = 0$. Con U normalizado, tal que $|U(0,0)| = 1$, ϕ_{max} es dado por:

$$\phi_{max} = \frac{L_{eff}}{L_{NL}} = \gamma P_0 L_{eff} \dots\dots\dots(1.7)$$

Este efecto es proporcional a la intensidad de la señal de transmisión; es por esto que los efectos del SPM son más pronunciados en los sistemas que utilizan altas potencias de transmisión; el ensanchamiento del pulso generado por SPM, como consecuencia del efecto Kerr, está dado por 1.8 como la diferencia $\delta\omega$, relacionada con la variación de la fase y con ello el reflejo de variación en la frecuencia óptica instantánea a través del valor céntrico ω_0 , de acuerdo a la ecuación 1.3 despreciando la β_2 , quedando solo el término no lineal que gobierna la automodulación de fase y resolviéndola [10].

$$\delta\omega = \gamma L_{eff} \frac{dP(t)}{dt} \dots\dots\dots(1.8)$$

donde γ es el parámetro de no linealidad; $P(t)$, la potencia del pulso, y L_{eff} , la longitud efectiva de la fibra. El parámetro γ y η_2 viene dado por (1.9).

$$\gamma = \frac{2\pi\eta_2}{\lambda L_{eff}}, \eta_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4cn_0^2\epsilon_0} \dots\dots\dots (1.9)$$

donde η_2 es el índice de refracción no lineal y varía entre $2.0 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ a $3.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, donde para fibras ópticas es $2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [11, 35-37], λ , la longitud de onda y $\chi^{(3)}$ es la susceptibilidad de 3° orden.

La SPM modifica los efectos de la dispersión cromática, por lo tanto, es importante considerarla para sistemas con alta tasa de transmisión de bits (sistemas operando a 10 Gb/s o más, o sistemas operando a velocidades más bajas, pero con potencias de transmisión elevadas), ya que estos tienen unas limitaciones significativas debido a la dispersión cromática. “Un aspecto positivo de la aparición de la SPM es que el chirp que introduce es de signo opuesto al que se genera por la dispersión cromática, por lo que se puede pensar en compensar dicha dispersión a partir de una cierta no linealidad” [1].

Modulación de fase cruzada (XPM): Se genera cuando dos o más canales ópticos son transmitidos simultáneamente a través de la fibra óptica, usando la técnica de WDM, debido a que el índice de refracción efectivo, para una onda incidente, no solo depende de la intensidad de esa onda, sino también de la intensidad de cualquier otra onda que se copropague a través del canal, debido a la interacción entre ellas. Cuando dos o más señales se propagan simultáneamente, el impacto de la XPM es similar a la SPM [38-41, 32-34]. La ecuación (1.10) muestra el ensanchamiento que sufre el canal, despreciando la dispersión cromática, donde γ es el coeficiente de no linealidad dado por (1.9), L es la longitud del enlace y $P_1(t)$ y $P_2(t)$ son potencias del canal 1 y 2, respectivamente.

$$\delta\omega = \gamma L \frac{dP_1(t)}{dt} + 2\gamma L \frac{dP_2(t)}{dt} \dots\dots\dots (1.10)$$

Mezcla de cuarta onda (FWM): Cuando dos o más señales ópticas de frecuencias centrales diferentes (diferentes canales WDM) se propagan en una fibra, se puede

dar una mezcla de señales que puede generar nuevos componentes de interferencia de la señal óptica; esto debido a la dependencia del índice de refracción de la fibra con la potencia de la señal, lo que causa un medio no lineal de propagación y crea las condiciones para la mezcla de la señal. Para que el fenómeno de la FWM ocurra es necesaria la condición de “phase-matching”, donde el efecto de la FWM depende de la potencia de la señal, dispersión y del espaciamiento de los canales WDM [1].

Dispersión estimulada de Raman (SRS): La dispersión estimulada de Raman genera transferencia de energía de los canales de mayor frecuencia a los canales de menor frecuencia [42]. El coeficiente de ganancia de Raman (g_R) es el parámetro más importante para describir la dispersión estimulada de Raman. El límite de potencia debido a la SRS es el nivel crítico en el cual la potencia incidente y la potencia dispersada son iguales, y está dado por (1.11) [42-44].

$$P_{Limite} \approx \frac{16A_{eff}}{g_R L_{ef}} \dots\dots\dots (1.11)$$

donde A_{eff} , es el área efectiva del núcleo de la fibra y g_R está relacionada con la sección transversal de la dispersión espontanea Raman [10].

Dispersión estimulada de Brillouin (SBS): La dispersión estimulada de Brillouin puede ocurrir a menores niveles de potencia de entrada que los necesarios para que se presente la dispersión estimulada de Raman. Ese efecto no lineal, al igual que la SRS, se presenta por la generación de una onda llamada onda de Stokes, la cual viene por la absorción de la energía por las moléculas, es decir el fotón resultante es de inferior frecuencia y genera una línea de Stokes en el lado rojo del espectro incidente, que se propaga en dirección opuesta a la dirección de propagación de la onda incidente y tiene una frecuencia menor a la de la luz incidente. Debido a la SBS se presenta un cambio en frecuencia de la onda de Stokes de 11 GHz, aproximadamente, el cual es más pequeño por tres órdenes de magnitud, comparado con el cambio en frecuencia que genera SRS, que es, aproximadamente, 13 THz [45-46].

Un importante parámetro de este efecto no lineal es la potencia límite debida a SBS, la cual se define como el nivel de potencia crítico en el cual la potencia incidente y la potencia dispersada son iguales; el valor de la potencia límite puede ser calculado por (1.12) [39].

$$P_{Limite}(SBS) \approx \frac{21A_e}{g_B L_{ef}} \dots\dots\dots (1.12)$$

donde g_B es la ganancia de Brillouin.

El valor de la potencia límite debido a la SBS limita la potencia incidente por canal en un sistema WDM y es independiente del número de canales que se esté empleando.

En el presente trabajo se estudia y analizan las fibras de cristal fotónico para la generación de pulsos ultracortos. Las técnicas no lineales utilizan dinámicas muy complejas de la evolución del pulso durante la propagación de los pulsos ultracortos a través de la fibra óptica incluyendo el efecto no lineal Kerr. La dependencia de la intensidad del índice de refracción de la fibra, permite incluso, la auto-modulación de fase (SPM) o modulación cruzada de fase (XPM), esto dependiente de la potencia pico y forma de la señal de entrada. La interacción de la dispersión de la velocidad de grupo y la SPM, da lugar a varios escenarios en la evolución del pulso dentro de la fibra, donde tanto la forma del pulso y su espectro pueden cambiar drásticamente [1].

Rompimiento óptico de onda (OWB): este fenómeno no lineal puede ser entendido como un proceso de mezcla de cuarta onda. La mezcla no lineal de 2 diferentes frecuencias ω_1 y ω_2 en la cola del pulso crea nuevas frecuencias como $2\omega_1 - \omega_2$ y $2\omega_2 - \omega_1$. Oscilaciones temporales cercanas a las fronteras del pulso y lóbulos espectrales son la manifestación de este fenómeno. La manifestación de este fenómeno se da solo bajo la GVD normal [11].

Es bien sabido que los pulsos en el orden de picosegundos son correctamente descritos por la ecuación no lineal de Schrödinger simplificada [1]. Sin embargo, cuando la duración de los pulsos baja hacia el rango de los femtosegundos, los

efectos de alto orden no lineales tienen que ser incluidos, entre ellos el efecto de auto-escarpado (self-steepening), y la dispersión Raman entre pulsos (intrapulse Raman scattering). En este caso la propagación del pulso es analizada y referida frecuentemente por la ecuación no lineal generalizada de Schrödinger (GNLSE por sus siglas en inglés), ecuación 1.13. Esta formulada en términos de la envolvente del campo eléctrico $A=A(z,T)$, el cual se encuentra en un cuadro de referencia llamado, *cuadro de tiempo retardado*, moviéndose con el pulso a una velocidad de grupo $v_g=c/n_g$. La relación del tiempo local T en el cuadro de tiempo retardado y el

tiempo absoluto τ es: $T = \tau - \frac{z}{v_g}$:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - \left(\sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} \right) A + i\gamma \left(1 + \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times \left((1-f_R)A|A|^2 + f_R A \int_0^\infty h_R(\tau) |A(z, T-\tau)|^2 d\tau \right), \dots\dots\dots (1.13)$$

donde α es la constante de atenuación, γ es el coeficiente de no linealidad, β_n son los coeficientes de dispersión obtenidos por la expansión en series de Taylor de la constante de propagación $\beta(\omega)$ alrededor de la frecuencia central del pulso ω_0 . La frecuencia central del pulso en nuestro estudio corresponde a una longitud de onda centrada en 800 nm. La función de respuesta no lineal $R(t) = (1-f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ incluye tanto la contribución electrónica instantánea y fraccional de la respuesta Raman retardada de la polarización no lineal, donde $f_R = 0.18$ representa la fracción de la respuesta Raman retardada. Para la función de respuesta Raman de la fibra de silicio ($h_R(t)$) viene dada por la expresión analítica [1.14]:

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp\left(-\frac{T}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{T}{\tau_1}\right), \dots\dots\dots (1.14)$$

donde, normalmente se toma $\tau_1 = 12.2$ fs y $\tau_2 = 32$ fs, los cuales son parámetros de ganancia ajustables para fijar el espectro de ganancia Raman.

La conformación de pulsos, es decir la transformación en la forma del pulso de acuerdo a la aplicación, necesita de dos ingredientes: Fibra no lineal y dispersión normal en la frecuencia central del pulso incidente [47-49]. Nosotros podemos

encontrar el rango de longitudes de onda, mediante el control de la dispersión de la fibra y con ello caracterizar a la fibra para que presente dispersión normal en los puntos de interés. Esto es debido a la alta contribución de la dispersión del material sobre la dispersión total de la fibra en las longitudes de onda cortas. Si nosotros hablamos sobre fibras microestructuradas, estas pueden mostrar dispersión normal, no solo en longitudes de onda cortas, si no en longitudes de onda medias y largas, debido al diseño especial de la dispersión de longitud de onda. Sin embargo, la elección del rango de longitudes de onda son siempre restringidas por el oscilador ultra-rápido disponible, con lo cual está determinada esta libertad ilusoria, es decir la fuente de bombeo determinará el rango específico a usar. En conjunto con las condiciones descritas anteriormente, es lo que determinará la elección de nuestras fibras, donde nosotros propondremos diseños específicos de parámetros a usar en la estructura de la fibra y con ello controlar la dispersión específica y necesaria para la generación o compensación de los fenómenos no lineales y lineales que rigen los diferentes comportamientos según sea la aplicación requerida, como es el caso de la conformación de pulsos.

1.4 Láseres de pulsos ultracortos y formas del pulso

Los láseres de pulsos ultracortos (femtosegundos), tienen una amplia variedad de aplicaciones en física, química, biología, medicina (oftalmología, neurocirugía y odontología), telecomunicaciones, etc. Estas aplicaciones son impulsadas por las propiedades únicas que tienen los pulsos ultracortos, tales como: muy corta duración del pulso, amplio espectro, pico de alta potencia, exposición local (puede incidir sobre un área específica sin causar daños alrededor, por ejemplo en aplicaciones médicas), etc.

Los láseres modernos de femtosegundos, pueden generar pulsos de femtosegundos con frecuencias de repetición muy altas. Además hoy en día las investigaciones siguen y desarrollan métodos para la generación de pulsos más cortos (pulsos de attosegundos). Las diferentes áreas de aplicación de láseres ultracortos, han

permitido un auge en el campo de la investigación, de la medicina, física, química, óptica, procesamiento de imágenes y telecomunicaciones. Por todo esto, es que nuestro tema de investigación presenta un grado alto de interés y es uno de los temas más actuales y estudiados en el mundo de la óptica.

El láser Ti:Zafiro de estado sólido en amarre de modos se ha convertido en un estándar para la tecnología de vanguardia de femtosegundos a través de los últimos 20 años. Estos láseres son capaces de entregar pulsos muy cortos de pocos femtosegundos con una longitud de onda de 800 nm con la mejor calidad espectral. Este láser también provee una amplia gama de emisiones de longitud de onda central, sintonizando su rango de 720 nm a 900 nm, pero el pico máximo de potencia se encuentra centrado en 800 nm. Sin embargo todavía hay algunos inconvenientes: La energía del pulso usualmente no supera unas pocas decenas de nano-joules. Los láseres de Ti:Zafiro son láseres de libre espacio (es decir constituidos por una serie de óptica muy especializada, ocupando un espacio considerable en su realización) que tienen que ser adecuadamente alineados y un cuidadoso mantenimiento es requerido, láseres de bombeo muy costosos son usados, como el láser de ion-argón o láseres de estado sólido de doble frecuencia. Debido a que su diseño compacto es restringido, es decir la configuración interna de espejos, lentes y prismas dispersivos para que se lleve a cabo el amarre de modos ocupa un espacio considerable, por lo tanto el láser Ti:Zafiro son más adecuados para el uso en laboratorios.

Tecnologías recientes de láseres de femsegundos como: CPO (Chirped pulse oscillators) – Ti:Zafiro, thin-disk laser y láseres de fibra han sido desarrolladas, en la Tabla 1.1 se dan algunos parámetros para este tipo de láseres (obtenidos de Spectra-Physics a Newport Company).

Tabla 1.1. Tecnologías recientes de láseres de femtosegundo.

	CPO-Ti:Zafiro	Thin-disk laserres	Láser de fibra
Longitud de onda	800 nm	1030 nm	1064 nm
Duración del pulso	50 fs	800 fs	500 fs
Energía del pulso	650 nJ	1 μ J	1 μ J
Taza de frecuencia del pulso	4 MHz	50 MHz	1 MHz
Potencia promedio	2.6 W	50 W	1 W

Las aplicaciones de nuevas fibras basadas en láseres ultrarrápidos no están restringidas únicamente a los laboratorios de investigación. Esta tecnología está disponible para brindar la tecnología de femtosegundos a una comunidad mucho más amplia. Desde un punto de vista práctico, el láser de fibra ofrece una facilidad de uso, simplicidad, durabilidad, alta eficiencia, tamaño compacto y un precio relativamente accesible. Esto dio como resultado propiedades mejores en fibras de ganancia media, diodo láser de bombeo, fácil enfriamiento e instalación masiva de fibras. Sin embargo, grandes esfuerzos son requeridos para mejorar las condiciones y dispositivos necesarios en los láseres de fibra. Por lo que muchos laboratorios en el mundo están investigando en el campo de la tecnología de láseres de fibra.

Los típicos láseres comerciales de fibra de baja potencia, generan pulsos semejantes a 100 fs, con energías de unos cuantos nJ, mientras que los láseres de alta potencia permiten obtener pulsos de μ J. Pero, podemos ver que el ancho del puso es bastante grande en este caso. El problema fundamental es que un pulso de alta energía y corta duración es difícil de tener, debido al incremento en los efectos no lineales. En el caso de láseres de fibra es severamente grave, debido a los medios dopados, los cuales amplifican los efectos no lineales al grado de no ser controlados y generar pulsos estables en el rango de femtosegundos. Prácticamente el reto es debido a la dificultad para incrementar la potencia del pulso y controlar la dispersión, no linealidad y la estrecha ganancia en los láseres de fibra y amplificadores.

Durante la compresión de pulsos no lineales, es importante, no sólo lograr el pulso más corto, si no también, un pulso de alta calidad a la salida. Esto es, tener un perfil temporal y frecuencial claro y limpio. En la Figura 1.1, podemos apreciar un ejemplo de compresión de un pulso no lineal en un láser de estado sólido de alta potencia. Se puede ver que existen oscilaciones indeseadas (oscillated tail) en el espectro temporal del pulso. Lo más probable es que se presente debido al impacto de descompensación en la dispersión de tercer orden el cual está gobernado por la pendiente de dispersión, es decir cuando la dispersión de segundo orden es semejante a cero o para pulsos ultracortos la dispersión de tercer orden juega un papel importante proporcionando la contribución dominante a los efectos de la GVD [10, 50]. En el perfil espectral, podemos ver oscilaciones en la parte central del espectro. Estas pueden surgir usualmente debido al efecto de modulación de fase espectral en distancias de propagación corta en las fibras con dispersión normal. Con el fin de lograr un perfil más suave, nosotros proponemos usar fibras más largas.

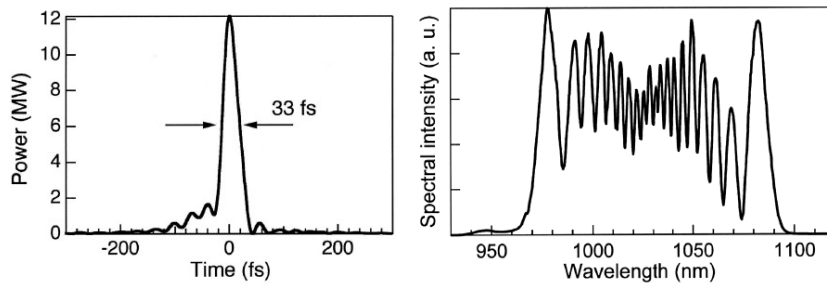


Figura 1.1. Espectro temporal y frecuencial [49].

El segundo punto de vista para la siguiente propuesta, es la investigación de transformación de pulsos en fibras ópticas, es de gran interés hoy en día, particularmente dadas las posibilidades de obtener pulsos parabólicos de fase lineal u otras formas de pulso [51]. La demanda de esta clase de pulsos ha conducido a una gran variedad de aplicaciones como fs-Lasik (Cirugía refractiva), escritura directa mediante guías de onda óptica, micro-fabricación, generación de radiación de THz (Tera Hertz), generación de armónicos de alto orden, generación de alta energía en supercontinuo etc. Originalmente los pulsos parabólicos han sido obtenidos en sistemas activos de fibra tal como: amplificadores de fibra y láseres

de fibra. Estos pulsos atrajeron mucho la atención, debido a sus propiedades de resistir el efecto del deterioro por rompimiento óptico de onda (OWB por sus siglas en inglés) [51] y mantener la forma parabólica durante su propagación en medios no lineales. Debido a estos pulsos parabólicos se han encontrado un amplio campo de aplicaciones para la amplificación de pulsos de alta energía y generación de pulsos ultracortos. Últimamente, métodos alternativos para la generación de pulsos parabólicos han sido propuestos, los cuales son prácticamente importantes en el contexto del uso de la no amplificación, como en las telecomunicaciones ópticas. Algunas aplicaciones fueron propuestas para la generación de pulsos parabólicos en sistemas pasivos de fibra, tal como fibras de decrecimiento de dispersión y fibras de rejillas de Bragg. Luego fue encontrado que la no linealidad y dispersión normal en una fibra simple pasiva puede proveer de transformación de pulsos hacia un pulso parabólico en la distancia de propagación antes del rompimiento de onda óptico. Pero con distancias más largas de propagación la forma del pulso no deja de ser parabólico. Por lo tanto, se requiere usar un segundo segmento de fibra óptica con características no lineales diferentes y características de dispersión en orden para obtener la estabilización del pulso. Sin embargo, recientemente fue demostrada, la posibilidad de obtener dispersión no lineal de similaritones en fibras pasivas en distancias largas de propagación. En este régimen, el pulso se propaga realmente en algún régimen de estado estacionario, en donde la forma del pulso y el espectro no cambia significativamente con las distancias de propagación y cada uno se repite con su naturaleza espectral y además la fase de cada pulso es lineal. El desarrollo rápido de tecnologías de fibra láser ha llevado a una activa investigación de nuevas fibras ópticas, tal como fibras de cristal fotónico con núcleos largos especiales y fibras de cristal fotónico con alta no linealidad.

La propagación de pulsos ultracortos de alta energía a través de fibras ópticas, es bien conocido, que se encuentra asociado con efectos de distorsión y de ruptura, ambos asociados con la no linealidad (auto-modulación de fase) y las dispersiones (dispersión de velocidad de grupo) en la fibra. Aunque en el régimen de dispersión anómala de la fibra (donde la dispersión cromática total de la fibra presenta signo positivo), estos efectos pueden equilibrarse y dar lugar a la propagación de

solitones. La estabilidad fundamental de solitones solo existe en un nivel particular de potencia, y la propagación de potencias superiores, excita solitones de orden superior, que son sensibles a las perturbaciones y rompimiento a través de la fisión de solitones [18].

La propagación en el régimen normal de dispersión (donde la dispersión cromática total de la fibra presenta signo negativo) de alta potencia, es también tema de inestabilidad, es decir la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas, provoca la aparición de un nuevo fenómeno no lineal que tiene que ver con la XPM mediante la cual provoca la aparición de rompimiento de onda óptico (Figura 1.2), en la envolvente de pulso temporal, aquí el rol de la SPM y la GVD tienen un efecto en las frecuencias generadas en el pulso viajando a través de la fibra, es decir se crean nuevas frecuencias, provocando picos en el espectro del pulso por la interferencia de las frecuencias generadas [48]. Además, este efecto de distorsión limita la energía del pulso ultracorto, disponible para propagarse en el material óptico.

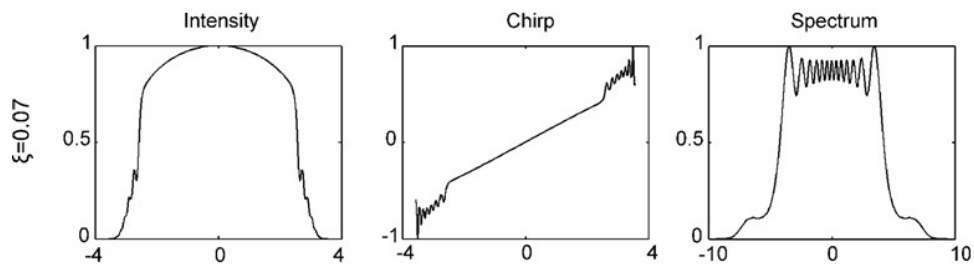


Figura 1.2. Rompimiento de onda óptico [48].

Se propone el uso de una fibra óptica más larga, lo cual permite reducir las oscilaciones espectrales y obtener un perfil más suave. Muchas distorsiones se presentan cuando se pretende enviar este tipo de pulsos de alta energía a través de una fibra óptica, por lo que se estudiarán teóricamente y prácticamente los efectos al transportarse en un medio no lineal, estudiando la forma del pulso propagado.

Se ha demostrado que se pueden enviar pulsos parabólicos sin OWB en fibras ópticas con dispersión normal, por lo que se pretende transformar los pulsos de

salida del láser, los cuales no presentan una forma parabólica, a una forma parabólica y fase lineal (Figura 1.3), usando cierto tipo de fibras microestructuradas, lo cual se montó parcialmente y experimentalmente en el Centro de Investigaciones en Óptica (CIO), mostrando los resultados en el capítulo 5. Uno de los problemas presentes, fue el no contar con tecnología para obtener los diseños realizados de fibras de cristal fotónico, por lo que se hicieron algunas pruebas con fibra convencional y se encuentra a la espera el poder montar el experimento con fibra de cristal fotónico y con energías de 1 W promedio del láser de femtosegundos. En esta parte se cuenta con el arreglo experimental armado, capaz de medir los parámetros del pulso inicial y caracterizarlo completamente, así como el armado experimental para medir y caracterizar el pulso a la salida de la fibra, esto con el fin de medir y comparar los parámetros de salida del pulso al pasar por los diferentes elementos ópticos y la fibra óptica contra el pulso inicial del láser de Titanio-Zafiro.

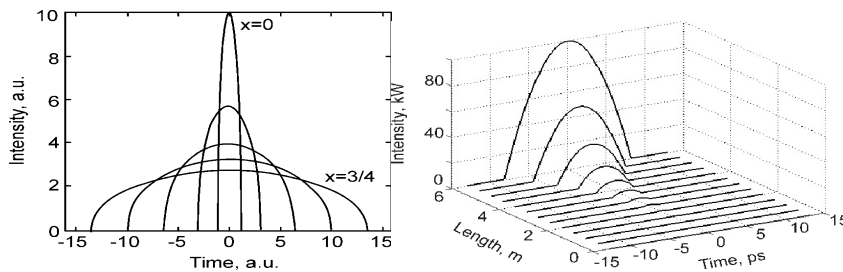


Figura 1.3. Simulación numérica de la evolución de un pulso parabólico en fibra óptica y en fibra con ganancia [50].

Se demostrará que pulsos cuasi-parabólicos con fase lineal son formados y el rompimiento óptico de onda decae con la distancia de propagación. Esto, es nuestra actual solución, lo cual permite la formación de pulsos parabólicos y la generación de supercontinuo, debido a la interacción de luz láser de alta intensidad con diferentes tipos de fibra óptica y bombeando en diferentes regiones de dispersión de las fibras propuestas. Estas soluciones forman la base de la presente investigación, lo cual se documentará a lo largo de la tesis.

1.5 Propiedades de las Fibras Microestructuradas y sus aplicaciones.

La búsqueda del control de la dispersión, las pérdidas, el modo de confinamiento y los parámetros para generar supercontinuo, compresión de pulsos o la conformación de pulsos es un amplio campo de investigación en la búsqueda de mejorar los sistemas de quinta generación en el marco de telecomunicaciones por ejemplo. Una serie de técnicas basadas en modificar algunos parámetros en la fibra han sido dadas en varias publicaciones de investigaciones, sugiriendo varias aplicaciones para diferentes problemas que existen hoy en día con fibras convencionales, como se relatará a lo largo de los diferentes capítulos. Desde la invención de la PCF en su forma tecnológica [52,53] (que Stoicheff propuso desde 1970 la fibra microestructurada) las aplicaciones con este tipo de fibra han ido en aumento y los diferentes diseños también, pero algunas estructuras presentan gran cantidad de complejidades. Las fibras ópticas se utilizan en diversas aplicaciones, por ejemplo para el transporte de la energía láser en el mecanizado de materiales, como un medio de ganancia en láseres de fibra óptica o de telecomunicaciones [54]. La óptica no lineal juega un papel importante en la creación de nuevas fuentes de luz con muy amplio espectro, donde PCFs muestran altos grados de no linealidad y pueden generar supercontinuo muy eficiente [55-57]. Se han utilizado diferentes métodos para analizar la distribución del campo electromagnético en las fibras tal como, método de elementos finitos, el método de diferencias finitas, el método multipolar y el método de ampliación de ondas planas [58]. Saitoh y Koshiba proponen relaciones matemáticas que describen los parámetros U y W de un PCF con red hexagonal, los cuales son llamados, respectivamente, fase transversal normalizada y constante de atenuación, análogas a las usadas en una fibra convencional. Ellos incluyen los parámetros que describen la fibra de cristal fotónico en estas nuevas formas en el artículo “*Empirical relations for simple design of photonic cristal fibers*” [59]. El control preciso de las características de dispersión también es obligatorio en otro tipo de aplicaciones, tales como la recompresión de pulso [60,61], láseres de fibra de amarre de modos [62], los efectos no lineales, incluyendo la dispersión de Raman, mezcla de cuarta onda, auto

modulación de fase y generación de solitones [63,64]. La geometría flexible de la PCF ofrece muchas propiedades únicas y novedosas de dispersión en comparación con fibras monomodo convencionales, tales como comportamiento de cero dispersión en un amplio rango [65-69], una alta dispersión cromática negativa [70], y régimen de dispersión anómala en corta longitud de onda [71]. El coeficiente de dispersión cromática de una fibra óptica en unidades de picosegundos por kilómetro nanómetro es una cantidad fundamental en diversas cuestiones de análisis y diseño de los sistemas de transmisión de fibra, incluyendo en recientes investigaciones intensivas de PCFs o fibras de núcleo hueco [69-70,72]. En una PCF de índice guiado, el índice del núcleo es mayor que el índice medio del revestimiento debido a la presencia de agujeros de aire, y la fibra puede guiar la luz por reflexión interna total como una fibra convencional lo hace. Es decir, la luz guiada tiene índice efectivo n_{eff} que satisface la condición

$$n_{co} = n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} > n_{FSM} \dots\dots\dots(1.15)$$

donde β es la constante de propagación a lo largo del eje de la fibra, n_{co} es el índice del núcleo, y n_{FSM} es el índice efectivo del modo del espacio fundamental (FSM). En el caso de una PCF hecha de sílice puro, n_{co} se reduce el índice de sílice. Las pérdidas en PCF se producen por una serie de razones, tales como la pérdida intrínseca de absorción del material, pérdida por la imperfección estructural, pérdida de dispersión de Rayleigh, la pérdida de confinamiento, y así sucesivamente. Pérdidas relacionadas con la fabricación se puede reducir mediante la optimización cuidadosamente en el proceso de fabricación [73], las pérdidas de confinamiento es una forma adicional de decremento de la señal que se produce en las fibras de un solo material. Las PCF se hacen generalmente a partir de sílice puro, y así los modos guiados son inherentemente permeable [74] debido a que el índice del núcleo es el mismo que el índice del revestimiento exterior sin agujeros de aire. Esta pérdida de confinamiento se puede reducir exponencialmente al aumentar el número de anillos de agujeros de aire que rodean el núcleo sólido, y está determinada por la geometría de la estructura. Es importante saber cuántos

números de anillos de agujeros de aire se requiere para reducir la pérdida de confinamiento bajo el límite de dispersión de Rayleigh para el proceso de fabricación práctico. Las PCF poseen la propiedad de gran capacidad de control de la dispersión cromática. El perfil de la dispersión cromática se puede controlar fácilmente variando el diámetro del agujero y la distancia entre los agujeros. La controlabilidad de la dispersión cromática en PCF es muy importante para las aplicaciones prácticas en los sistemas ópticos de comunicación, compensaciones de dispersión, y la óptica no lineal. De acuerdo con el mecanismo de orientación, las PCFs se pueden dividir en dos categorías: en primer lugar, por reflexión interna total (TIR), donde los agujeros de aire rodean un núcleo sólido de alto índice refractivo, y segundo, de banda prohibida (PBG), donde la luz se limita a un agujero de aire central [75]. En la PCF, la zona de revestimiento está generalmente formada por disposición de orificios de aire en una red triangular regular; estos orificios están siempre empaquetados en forma hexagonal y espaciados regularmente con separación Λ [51]. El perfil de la dispersión cromática puede ser fácilmente controlada mediante la variación de los valores de cualquiera o todos, de los siguientes parámetros; diámetro del agujero de aire (d), el tamaño de "Pitch" (Λ : distancia entre huecos), número de anillos (NR) y el número de agujeros perdidos (MNR). En las PCF se encontró que presentaban notables propiedades que incluyen, comportamiento monomodo en una amplia gama de longitudes de onda o dispersión plana zero en un amplio rango. Estas propiedades son porque el contraste del índice de refracción entre el núcleo n_c y el índice de refracción de la región que rodea el núcleo n_{cl} es grande y el índice de refracción efectivo n_{eff} de la región circundante es dependiente de la longitud de onda.

1.6 Conclusiones capítulo

El análisis de la literatura muestra un progreso adicional en las tecnologías de telecomunicaciones ópticas, aplicaciones industriales, aplicaciones en medicina, la necesidad de mejora a lo ya existente y la creación de nuevas fuentes de pulsos ultracortos en el rango infrarrojo. Al mismo tiempo, estas nuevas fuentes deben de proveer la generación de pulsos en el orden de femtosegundos con una amplitud y

características espectrales particulares, como lo son los pulsos parabólicos. La formación de estos pulsos son posibles usando cierto tipo de fibras microestructuradas, donde suceden transformaciones no lineales ópticas dando la posibilidad de este tipo de conformación del pulso. Los diseños de cada estructura de la fibra óptica pueden ser optimizados en cada caso, dependiendo de la región del espectro donde esta fibra vaya a ser utilizada y del tipo de parámetros de la fuente óptica de pulsos de femtosegundos usadas. El diseño de las fibras de cristal fotónico, son posibles en base al análisis de los efectos no lineales en esta, mediante la solución de la ecuación no lineal.

Como resultado del tema de investigación, lo relevante en los resultados, son que estos, pueden utilizarse para mejorar tanto la propagación de la radiación óptica en fibras microestructuradas, como para mejorar los métodos de diseño de nuevas fibras a base de cristales fotónicos para aplicaciones especiales en óptica no lineal. Y con lo propuesto y explicado en los siguientes capítulos podemos lograr controlar los efectos no lineales descritos en el presente capítulo.

1.7 Contenido general de la tesis

Capítulo 1: Introducción

En este capítulo se da una breve descripción de los objetivos esperados, así como una breve historia de las fibras de cristal fotónico y los sistemas de comunicaciones ópticos, así como de los fenómenos no lineales presentes en ellos.

Capítulo 2: Estudio de la Dispersión Cromática total y diseño de Fibras de Cristal Fotónico

En este capítulo se da una descripción del estudio de la dispersión cromática total y cómo influye esta para el diseño de fibras de cristal fotónico, en el se analizan la

influencia de los diferentes parámetros de la fibra de cristal fotónico para el control de la dispersión.

Capítulo 3: Estudio de la dispersión ultraplana cercana al punto de dispersión cero

En este capítulo estudiaremos la dispersión ultraplana, desde el diseño de la PCF para el control de la dispersión ultraplana, hasta las características que presenta dicha PCF.

Capítulo 4: Estudio de la generación de supercontinuo, conformación y compresión de pulsos usando la Au-PCF

En este capítulo se darán los criterios para la generación de supercontinuo basados en diseños propios de fibras de cristal fotónico. Estos, enfocados a las ventanas de telecomunicaciones, así como el estudio de la conformación y compresión de pulsos ultracortos usando las fibras diseñadas en la presente investigación.

Capítulo 5: Arreglo experimental para el estudio de fenómenos no lineales y de la conformación de pulsos ultracortos mediante elementos pasivos

En este capítulo se muestra el arreglo experimental realizado para el estudio de la conformación de pulsos ultracortos de un láser de titanio zafiro usando fibra óptica convencional.

Capítulo 6: Conclusiones generales

En este capítulo se dan conclusiones generales sobre el tema de investigación desarrollado, así como trabajo futuro.

2. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN CROMÁTICA TOTAL Y DISEÑO DE FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICAS

El estudio del control de la dispersión cromática total en una fibra óptica es uno de los puntos clave para la manipulación de los diferentes fenómenos lineales y no lineales que se producen en un sistema de comunicaciones a beneficio de este y con ello lograr mejores respuestas en la transmisión de información por ejemplo. Este puede darse modificando el área efectiva, distancia entre los huecos, materiales usados, dopantes usados, modificación en los índices de refracción, diámetros de los huecos o núcleos, así como los diferentes materiales usados en las fibras convencionales o de cristal fotónico que se esté diseñando acorde con la aplicación que se vaya a dar a esta.

2.1 Propagación de la luz a través de Fibra óptica

En el presente estudio, tratamos con efectos no lineales presentes en fibras de cristal fotónicas, por lo cual se da una descripción de la teoría de propagación de ondas electromagnéticas a través de fibras ópticas.

Todos los efectos electromagnéticos se encuentran regidos por las cuatro ecuaciones de Maxwell, enseguida presentamos las ecuaciones en su forma diferencial, para el caso de medios dieléctricos, donde no hay cargas libres o corrientes en el medio vienen dadas por:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \dots\dots\dots(2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \dots\dots\dots(2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \dots\dots\dots(2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \dots\dots\dots(2.4)$$

donde \vec{E} y \vec{H} son los vectores de campo eléctrico y magnético respectivamente, \vec{D} y \vec{B} son el desplazamiento eléctrico y el campo de inducción magnética. Ambos parámetros son función del tiempo y del espacio. Para el caso de medios isotrópicos como es el caso de la fibra óptica, las densidades de flujo \vec{D} y \vec{B} están relacionadas con \vec{E} y \vec{H} por las siguientes ecuaciones.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \vec{P} \dots\dots\dots(2.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \dots\dots\dots(2.6)$$

donde ϵ es la permitividad eléctrica, μ es la permeabilidad magnética, y \vec{P} es la polarización eléctrica inducida.

Mediante las ecuaciones de Maxwell podemos obtener las ecuaciones que describen la propagación de las ondas electromagnéticas a través de las fibras ópticas, por ejemplo, tomando el rotacional de la ecuación 2.1 y 2.2 y además incluyendo 2.5 y 2.6, encontramos la ecuación para el campo eléctrico siguiente:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \dots\dots\dots (2.7)$$

donde c es la velocidad de la luz y la polarización eléctrica inducida \vec{P} está relacionada con el campo eléctrico $\vec{E}(r,t)$ y para el caso del material de nuestro interés, fibra óptica, la permeabilidad eléctrica es una constante y la permitividad eléctrica puede considerarse puramente real. La aplicación del análisis de Fourier a la ecuación 2.7, obtenemos la siguiente forma de la ecuación en el dominio de la frecuencia.

$$\nabla^2 \vec{E} + \varepsilon(\omega)k_0^2 \vec{E} = 0 \quad \dots\dots\dots(2.8)$$

donde el número de onda en el espacio libre es definido por:

$$k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \dots\dots\dots(2.9)$$

y la constante dieléctrica dependiente de la frecuencia viene dada por:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi^{-1}(\omega) + \varepsilon_{NL} \quad \dots\dots\dots(2.10)$$

donde ε_{NL} es la contribución no lineal de la constante dieléctrica y es definida por:

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^3 \left| \vec{E}(r, t) \right|^2 \quad \dots\dots\dots(2.11)$$

$\chi^{-1}(\omega)$ es la transformada de Fourier de $\chi^{-1}(t)$. La parte real e imaginaria viene relacionada por el índice de refracción $n(\omega)$ y el coeficiente de atenuación $\alpha(\omega)$ como se muestra enseguida:

$$\varepsilon = \left(n + \frac{i\alpha c}{2\omega} \right)^2 \quad \dots\dots\dots(2.12)$$

Podemos llegar a la ecuación de Hemholtz, la cual es independiente temporalmente, obteniendo la siguiente ecuación espacial:

$$\nabla^2 \vec{E} + n^2(\omega)k_0^2 \vec{E} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.13)$$

la cual se puede resolver usando el método de separación de variables. Nosotros usamos esta ecuación para estudiar la dispersión de las PCFs, obteniendo la constante de propagación para cada una de las longitudes especificadas y con ello aplicamos la ecuación de Sellmeier directamente en la ecuación 2.16 para determinar las curvas de dispersión cromática total, la cual es la suma de la dispersión de guía de onda más la dispersión del material.

La dispersión cromática total, está constituida por la parte correspondiente a la interacción que sufre el medio dieléctrico con las ondas electromagnéticas dependientes de la frecuencia óptica respecto del índice de refracción, esta parte es la dispersión del material y viene bien representada por la ecuación de Sellmeier:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad \dots\dots\dots (2.14)$$

donde ω_j es la frecuencia de resonancia y B_j es la intensidad de resonancia j th.

2.2 Dispersión en las fibras ópticas

La dispersión cromática se da en las fibras por la dependencia del índice de refracción respecto a la frecuencia. En fibras ópticas se dan dos tipos de efectos concernientes a la dispersión cromática: la dispersión del material correspondiente a las propiedades intrínsecas del material causada por la dependencia de la longitud de onda de la luz y la materia (es decir, las diferentes longitudes de onda de la fuente viajan a diferentes velocidades), y la dispersión por guía de onda (es el cambio del índice de refracción respecto a la longitud de onda).

La dispersión es de crítica importancia para la propagación de pulsos ultracortos, ya que diferentes componentes espectrales se asocian con diferencias en su velocidad al viajar en el pulso. Los efectos de la dispersión son expresadas aplicando expansión en series de Taylor a la constante de propagación alrededor de una frecuencia central ω_0 :

$$\beta(\omega) = n_{eff}(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 \dots \dots \dots (2.15)$$

donde $\beta_1 = \frac{1}{v_g}$ (v_g es la velocidad de grupo), β_2 representa la dispersión de la velocidad de grupo y es responsable del ensanchamiento del pulso, mientras que β_3 es el coeficiente de la dispersión de tercer orden (TOD). La velocidad de grupo (GVD), está relacionada con el parámetro de dispersión D , mediante la ecuación:

$$D[ps/(nm * km)] = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2}{d\lambda^2} [Re(n_{eff})] = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \dots \dots \dots (2.16)$$

Si $D < 0$ se le llama dispersión normal y si $D > 0$ se le llama dispersión anómala y cuando $D = 0$ se la llama punto de dispersión de longitud de onda cero en el cual todas las componentes frecuenciales del pulso viajan a la misma velocidad y mantiene su forma, esto valido para rangos de intensidad que no generen efectos no lineales.

En la presente investigación, iniciamos con la búsqueda y propuesta de nuevas fibras microestructuradas, con el fin de lograr el control de la dispersión cromática total, es decir, empezamos buscando nuevas microestructuras que nos ayuden a tener un amplio rango de dispersión ultra-plana y con diferentes puntos de cero dispersión de longitud de onda, esto nos ayudará en diferentes aplicaciones que estamos buscando controlar, entre ellas la conformación, compresión y generación de supercontinuo usando el control de la dispersión y de la alta no linealidad en las fibras de cristal fotónico diseñadas. Estudiamos los efectos de los coeficientes de dispersión de alto orden, esto debido a las altas intensidades pico que se producen por el láser de pulsos ultracortos usado. Los efectos más allá del quinto orden son despreciables en nuestro caso, ya que para activar ordenes tan altos la intensidad pico necesaria sería muy grande y nuestras simulaciones no muestran cambios significativos o alguno al momento de incluir los parámetros beta de más alto orden.

2.3 Control de la dispersión cromática total en fibras de cristal fotónico

Hoy en día las necesidades de diferentes aplicaciones en la ciencia y la ingeniería de fibras de cristal fotónico (PCF) ha impulsado propuestas sobre nuevos diseños que satisfagan condiciones específicas de propiedades lineales y no lineales. Debido a esto, el control de la dispersión, las pérdidas, el modo de confinamiento y las condiciones para la generación de supercontinuo o conformación de pulsos es un amplio campo de investigación. Una serie de técnicas, que implican la modificación de algunos parámetros de la fibra para diversas aplicaciones han sido publicadas.

Desde la invención de la PCF [53, 76] sus diseños y aplicaciones se han incrementado. Sin embargo, algunas estructuras presentan geometrías complejas haciendo imposible su realización. Actualmente, las fibras ópticas se utilizan en diversas aplicaciones, por ejemplo, para el transporte de la energía láser para el mecanizado de material, para conformación y compresión de pulsos, como un medio de ganancia en láseres de fibra óptica o de telecomunicaciones [77]. Sin

embargo, las nuevas posibilidades de aplicaciones surgen cuando las propiedades no lineales de las PCF se manifiestan. En concreto, no linealidades en PCF permiten nuevas fuentes de luz con muy amplio espectro, es decir, la generación de supercontinuo (SCG) [78, 79]. La posibilidad de controlar la dispersión de velocidad de grupo (GVD) en las PCF, su pequeña área efectiva y la alta no linealidad [27], ha permitido la observación de fuentes de SC en una gama mucho más amplia que los observados usando parámetros para fibras convencionales [80]. Se sabe que cuando se presenta la GVD normal en las PCF, el efecto Raman y la auto-modulación de fase (SPM) de dispersión, dominan el ensanchamiento del espectro [81], y la dinámica de solitones gobierna el ensanchamiento espectral cuando la longitud de onda central de la propagación de impulsos se encuentra en la región de dispersión anómala en la PCF. El método de elementos finitos y métodos de diferencias finitas, así como el método multipolar y el método de ampliación de ondas planas [82, 83] se han utilizado para caracterizar la distribución del campo electromagnético en la PCF.

El control preciso de las características de dispersión es obligatorio en variedad de aplicaciones, tales como la recompresión de pulsos [84] amarre de modos en láseres de fibra [63], los efectos no lineales, incluyendo la dispersión de Raman, mezcla de cuarta onda, SPM o la generación de solitones [21], y SCG [79, 80]. La geometría flexible de la PCF ofrece muchas propiedades de dispersión únicas y novedosas en comparación con fibras monomodo convencionales, tales como casi cero dispersión ultraplana en un amplio rango de longitudes de onda [66, 69, 85], alta dispersión cromática negativa [70], y dispersión anómala en el régimen de longitud de onda cortas [71]. Como se sabe, el coeficiente de dispersión cromática de una fibra óptica es una cantidad clave en diversas cuestiones de análisis y diseño en sistemas de transmisión de fibra [70,86].

De acuerdo con el mecanismo de propagación, las PCF se pueden dividir en dos categorías: primero, reflexión total interna (TIR), donde los agujeros de aire rodean un alto índice de núcleo sólido, y segundo, intervalo de banda fotónica (PBG), donde la luz se limita a un agujero de aire central [75]. En las PCFs, la zona del

revestimiento está generalmente formado por una matriz de agujeros de aire en un arreglo triangular regular con una separación entre los hoyos igual a Λ [72]. Aunque hay una amplia y basta nomenclatura de las PCF, en este momento, nos limitaremos a PCF de índice guiado. En este tipo de fibras, el índice del núcleo es mayor que el índice medio del revestimiento, debido a la presencia de agujeros de aire, y la fibra puede guiar la luz por reflexión total interna como lo hace una fibra convencional. Es decir, el modo guiado tiene un n_{eff} (índice efectivo) que satisface la condición

$$n_{co} > \left(n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \right) > n_{FSM} \dots\dots\dots (2.17)$$

donde β es la constante de propagación del modo, n_{eff} es el índice del núcleo, y n_{FSM} es el índice efectivo del revestimiento, n_{FSM} se denomina también el índice efectivo del modo del espacio fundamental (FSM).

En caso de una PCF hecha de sílice puro, n_{co} es el índice de refracción de la sílice. Las pérdidas en la PCF se producen debido a la absorción intrínseca del material, la imperfección estructural, la dispersión de Rayleigh, y el confinamiento imperfecto. Pérdidas relacionadas con la fabricación pueden reducirse mediante la optimización cuidadosa del proceso llevado a cabo [87]. Las pérdidas de confinamiento son una forma adicional de fugas de energía que se producen en las fibras de un solo material debido a la naturaleza inherentemente de los modos guiados en estas fibras [58]. Esto es porque el índice del núcleo es el mismo que el índice del revestimiento exterior sin agujeros de aire. Pérdidas de confinamiento pueden reducirse aumentando el número de anillos de agujeros de aire que rodean el núcleo sólido, y por lo tanto están determinadas por la geometría de la estructura. Es importante saber cuántos anillos de agujeros de aire se requieren para reducir la pérdida de confinamiento bajo el límite de dispersión de Rayleigh. Al mismo tiempo, la geometría de la estructura permite el control de la dispersión cromática variando el diámetro del agujero de aire y el paso entre los hoyos (Pitch) de la PCF. Aquí mostramos que algunas propiedades tales como pérdidas, dispersión cero de longitud de onda (ZDW) y dispersión intermodal pueden controlarse manteniendo la relación entre el pitch de la fibra y el diámetro del agujero del revestimiento en la fibra microestructurado igual a la proporción áurea o relación de oro, es decir,

1.618.

El control de la dispersión cromática en la PCF es un problema muy importante para aplicaciones prácticas en los sistemas de comunicación óptica y óptica no lineal. El perfil de la dispersión cromática puede ser fácilmente controlada mediante la variación de los valores de cualquiera o todos de los siguientes parámetros: el diámetro del orificio de aire (d), distancia entre hoyos (pitch Λ), el número de anillos (NR) y el número de agujeros que faltan (MNR). El objetivo de una parte de la investigación es demostrar cómo el perfil de dispersión puede ser modificado por la variación del pitch y el diámetro del agujero, manteniendo la proporción áurea o número de oro entre ellos, es decir, manteniendo una relación entre ellos igual a 1.618, obteniendo un punto de dispersión cero de longitud de onda (ZWD), sintonizable en el rango de 725 nm a 2000 nm como se mostrará en el capítulo 3, además de mostrar el diseño y resultados obtenidos para obtener dispersión ultraplana zero en un amplio rango de longitudes de onda.

2.4 Método de análisis de la dispersión cromática

En el análisis de la dispersión cromática usamos el método de elementos finitos en modo de análisis en estado estacionario. Para resolver el sistema de ecuaciones producido al mallar la estructura usamos el software COMSOL Multiphysics el cual utiliza el método de elementos finitos (FEM) para la solución de los modelos, esto también se implementó en Matlab con buenas aproximaciones a los resultados bajo este software. El software ejecuta el análisis de elementos finitos junto con mallado adaptativo (si es seleccionado) y control de errores utilizando una variedad de solucionadores numéricos. Las ecuaciones diferenciales parciales (PDE) constituyen la base de las leyes de la ciencia y proporcionan la base para el modelado de una amplia gama de fenómenos científicos y de ingeniería. Nosotros utilizamos las ecuaciones de propagación de señales electromagnéticas bajo un medio dieléctrico, para resolver los modos de guías de onda fotónicas, ya que este software tiene un módulo que permite modelar y simular las ondas

electromagnéticas en un medio. Los módulos permiten crear un modelo de ondas que se propagan en el dominio de la frecuencia y en el dominio del tiempo.

El modelo matemático para la simulación de las ondas electromagnéticas a través de las fibras de cristal fotónico, se trabajó en modo de estado estacionario, como se describió en la sección 2.2 y el análisis se realizó a una sección transversal en el plano-xy de la fibra. La onda se propaga en la dirección z y tiene la forma

$$E(x, y, z, t) = E(x, y)e^{j(\omega t - \beta z)} \dots\dots\dots (2.18)$$

donde ω es la frecuencia angular y β la constante de propagación. Una ecuación de valores propios para el campo eléctrico se deriva de la ecuación de Helmholtz

$$\nabla \times (\nabla \times E) - k_0 n^2 E = 0 \dots\dots\dots (2.19)$$

la cual resuelve para el valor propio $\lambda = -j\beta$.

Se compararon y reprodujeron una serie de artículos y notas donde modelaban cierto tipo de PCF usando el método de elemento finito, obteniendo resultados iguales en las curvas de dispersión total [88-90], aquí se muestran dos modelos.

El primer modelo de PCF que se reprodujo presenta un rango de 0.2 μm a 0.8 μm en el diámetro de los hoyos y un paso de distancia entre los agujeros constante ($\Lambda = 2 \mu\text{m}$) dentro de un arreglo hexagonal con núcleo sólido de silica tomado del artículo “Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers” de Saitoh y Koshiba [88]. La curva con círculos es el comportamiento de la dispersión cromática reportado en dicho artículo, donde ellos toman un índice de refracción constante e igual a 1.45, para obtener la dispersión de guía de onda a partir del índice o la propagación constante de refracción efectivo. Luego se aplica la Fórmula de Sellmeier (ecuación 2.20) para obtener la dispersión del material del Sílice (D_m), y finalmente se suman ambas dispersiones para obtener la dispersión cromática total (D) de acuerdo con la ecuación 1.2. Esta es la manera como se trabajó al principio en el análisis de las curvas de dispersión, teniendo como base esté artículo se

emularon los resultados, obteniendo una respuesta satisfactoria al usar el método de elementos finitos.

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}} \dots(2.20)$$

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} + D_m \dots\dots\dots(2.21)$$

donde $D_m = -\frac{\lambda d^2 n(\lambda)}{cd^2 \lambda}$.

En la Figura 2.1 podemos apreciar el comportamiento de la dispersión cromática reportada por Saitoh y Koshiba en círculos y la obtenida bajo el método de elementos finitos usado por nosotros, el cual reproduce satisfactoriamente lo reportado en dicho artículo.

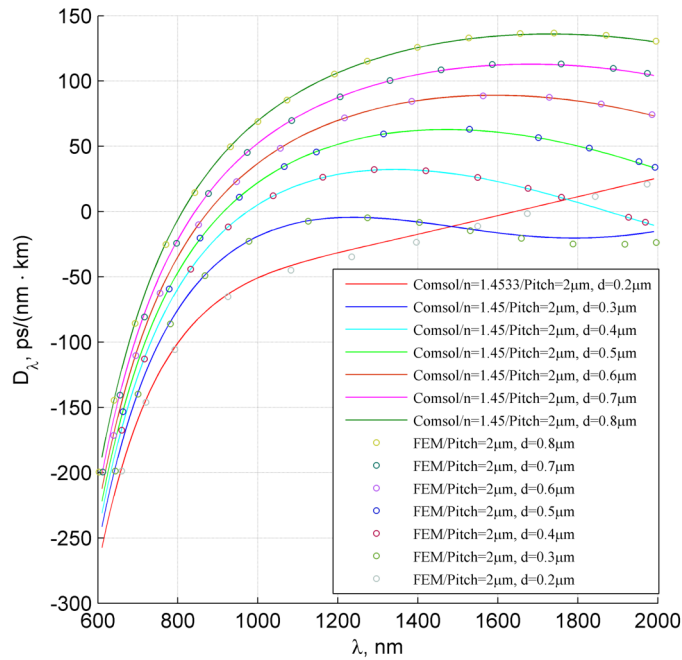


Figura 2.1. Dispersión cromática para $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$. Las curvas sólidas, representan las curvas obtenidas bajo FEM; Las curvas en círculos representan la dispersión cromática obtenida en el artículo de Koshiba [96].

En la Figura 2.2 reproducimos un modelo de seis anillos con un “pitch” igual a $1 \mu\text{m}$ y diámetro de agujero de aire igual a $0.5 \mu\text{m}$ del artículo de Hartung, Heidt y Bartelt

[89], que incluyen la dependencia de la dispersión del material en el modelo, es decir, el índice de refracción está cambiando con la longitud de onda, así tenemos la dispersión total en el momento de resolver el modelo matemático, para encontrar la solución de las constantes de propagación, para cada longitud de onda analizada, en este caso el barrido fue en incrementos de 0.25 nm (se calculó la dispersión de guía de onda más la dispersión del material de manera automática, en este caso del material que se compone la PCF, sílice). Para resolver este modelo matemático que simula la propagación de la luz a través de la PCF se utilizó el método de elementos finitos con mallado triangular y se crea una función que varía el índice de refracción respecto de la longitud de onda de acuerdo con la fórmula de Sellmeier directamente en el programa, ecuación 2.20, es decir, se incluye la dispersión cromática del material en el programa, y de esta manera se obtiene la dispersión cromática total como se muestra en la Figura 2.2. Para este modelo se puede apreciar el mismo comportamiento para ambas curvas y podemos asegurar que el método vectorial de elementos finitos (FEM) usado, está de acuerdo con el método que utiliza este artículo [90] (el cual es el mismo método FEM). Para obtener la curva de dispersión cromática total directamente de los datos obtenidos en la simulación, ahora, podemos aplicar la ecuación 2.22 directamente, ya que tenemos la dispersión del material y la dispersión de guía de onda en el modelo analizado bajo FEM.

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \dots\dots\dots(2.22)$$

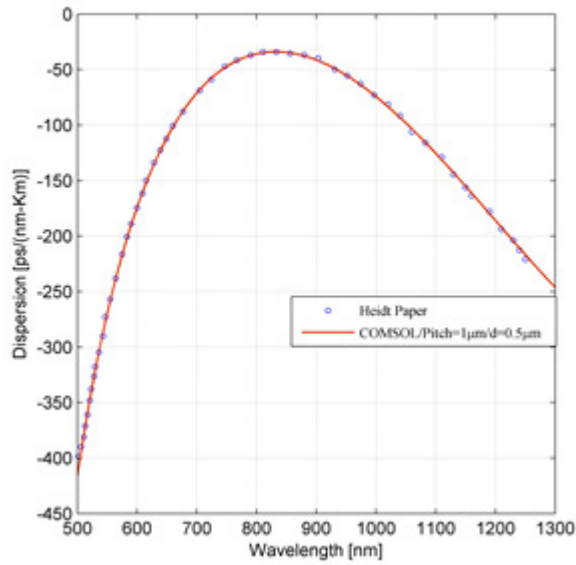


Figura 2.2. Dispersión cromática para un $\Lambda = 1.0 \mu\text{m}$. La curva sólida representa la dispersión total obtenida bajo FEM, con un arreglo hexagonal de 6 anillos y $d=0.5 \mu\text{m}$; curva de círculos representa la dispersión reportada en el artículo [89].

En seguida se muestran los resultados de una de las fibras fotónicas con dispersión normal en todo el rango de longitudes de onda (PCF ANDi), con un arreglo hexagonal de 7 anillos y un núcleo sólido de sílice con los siguientes parámetros; “Pitch” igual a $1 \mu\text{m}$ y el diámetro de los agujeros iguales a $0.5 \mu\text{m}$, se aplicó el método FEM, incluyendo la dependencia cromática del material directamente en el modelo de la PCF en cada iteración de 400 nm a 2000 nm. Podemos apreciar en la Figura 2.3, que el punto de mínima dispersión se encuentra en 800 nm. Este punto corresponde a la primera ventana de telecomunicaciones, además de ser la longitud de onda donde emite el láser de titanio: zafiro de pulsos ultracortos. Una de las aplicaciones que podemos dar en este caso es la generación de supercontinuo con espectro suave y amplio, debido a que nuestra dispersión se encuentra en el régimen normal y centrado en esta longitud de onda. En el artículo “Numerical study of few-cycle pulse generation from supercontinuum in ANDi-PCF” [91] se realizó una investigación para la producción de supercontinuo usando las propiedades obtenidas a partir de esta fibra de cristal fotónico.

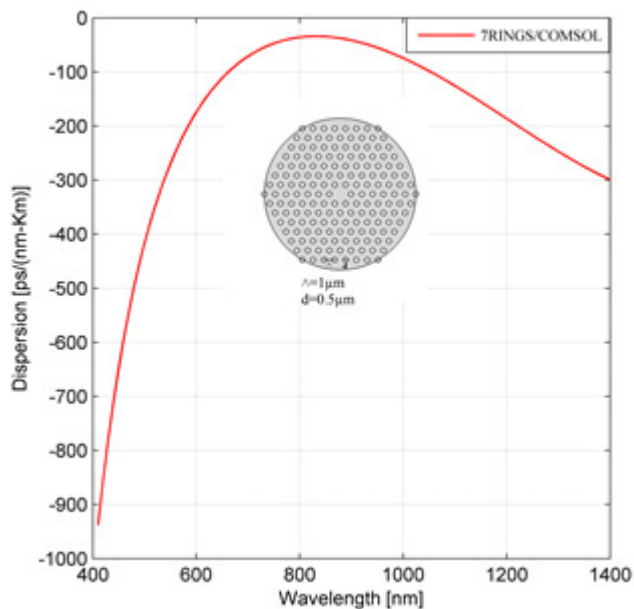


Figura 2.3. Dispersión cromática para un $\Lambda = 1.0 \mu\text{m}$ de PCF ANDi.

En la Figura 2.4 se muestra la dispersión cromática obtenida variando el número de anillos de 3 a 9 anillos, manteniendo el “Pitch” igual a $1\mu\text{m}$ y el diámetro de los hoyos de aire igual a $0.5\mu\text{m}$; con ello se entiende de una manera clara, el comportamiento de la dispersión cromática total al modificar uno de los parámetros de la PCF (número de anillos), investigando de manera puntual la influencia y como nos afecta en el estudio de los diferentes efectos y aplicaciones que se buscan analizar en la presente investigación. En estos modelos de PCFs simulados, utilizamos la dispersión cromática total, es decir se incluye la dependencia de la dispersión del material y la de guía de onda directamente. El número de anillos afecta la dispersión cromática total en la región de longitudes de onda largas (>1000 nm), por el contrario en longitudes de onda cortas el cambio en la dispersión es mínimo como podemos apreciar en los resultados mostrados. Es decir, estos resultados obtenidos, muestran que para longitudes de onda cortas como son las emisiones del láser de pulsos ultracortos entre 720 nm a 860 nm podemos crear fibras con un número reducido de anillos sin afectar significativamente los resultados esperados acorde a la aplicación o al fenómeno buscado.

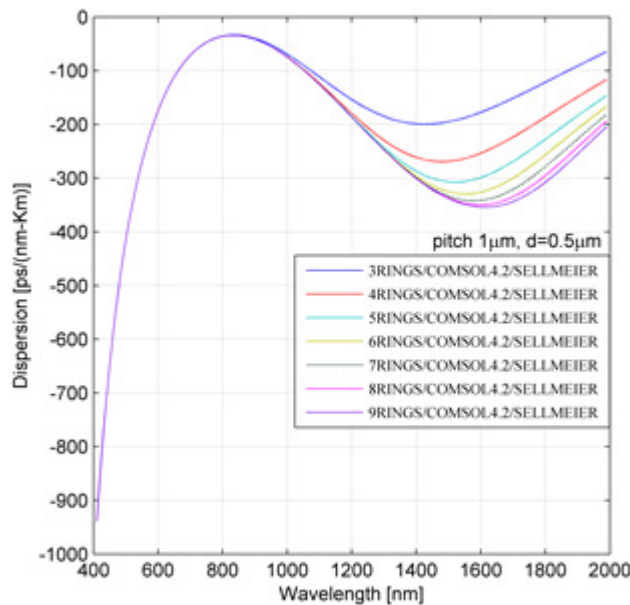


Figura 2.4. Dispersión cromática para un $\lambda = 1.0 \mu\text{m}$, y $d = 0.5 \mu\text{m}$. En esta gráfica se muestra la dependencia de la dispersión cromática total respecto al número de anillos, variando estos de 3 a 9 anillos.

En la Figura 2.5 se muestra el perfil de campo eléctrico obtenido bajo el método FEM, para el modo de propagación en 800 nm, el cual es un punto de interés en nuestra investigación, ya que la parte experimental se estará trabajando con un láser de titanio: zafiro de pulsos ultracortos donde la potencia máxima se encuentra entre 800 y 810 nm de su espectro de emisión. Podemos apreciar que el perfil de campo eléctrico, se encuentra distribuido en el centro del núcleo de la fibra fotónica, aproximadamente la energía del modo para 800 nm es concentrada desde el centro hasta los dos primeros anillos de la estructura ($d_1=d_2=0.5 \mu\text{m}$) como se observa en la Figura 2.5, lo cual es importante para una aplicación de generación de supercontinuo o quizás al transportar energía de un punto a otro como es el caso en cirugías por ejemplo.

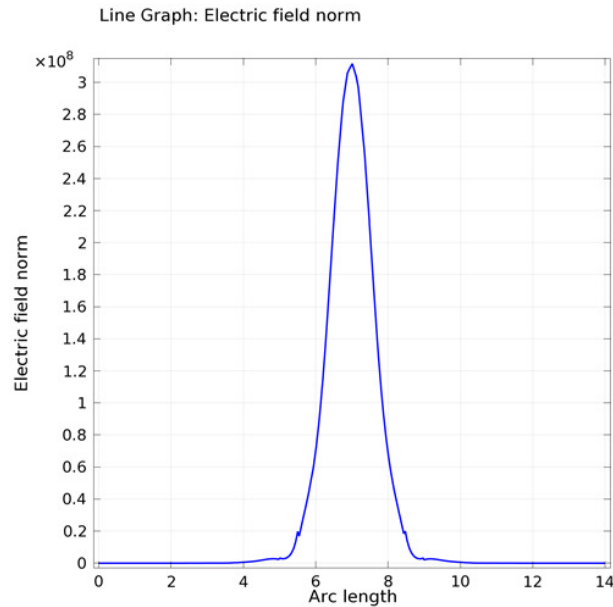


Figura 2.5. Perfil de campo eléctrico para ANDi PCF.

En la Figura 2.6 se puede apreciar el modo propagado en el interior del centro del núcleo para la PCF ANDi, utilizando el método descrito por FEM, en este caso la estructura de la fibra concentra toda la energía en el interior del núcleo y podemos ver que los modos evanescentes son muy tenues alrededor del núcleo central. En esta región, aproximadamente a 800 nm, tenemos una dispersión de longitud de onda cercana a cero (ZDW) en la región de dispersión normal, y con ello se puede usar esta fibra para la generación de supercontinuo como se reportó en el artículo de congreso “All-normal dispersion photonic crystal fiber for parabolic pulses and supercontinuum generation” [92].

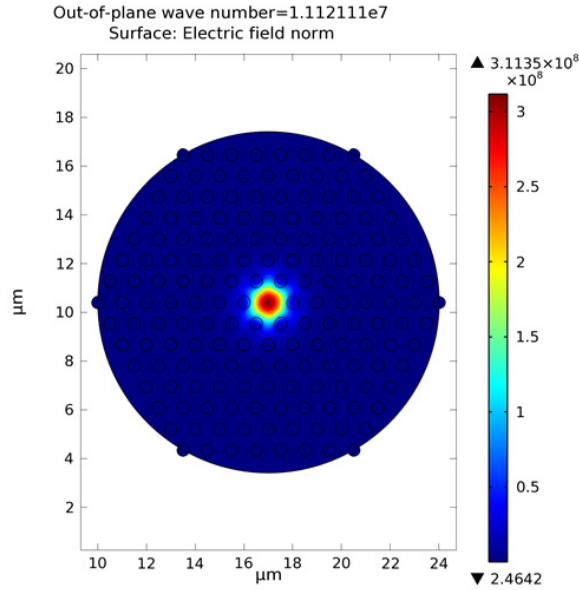


Figura 2.6. Modo fundamental propagándose por el núcleo de la PCF ANDi.

Una vez obtenido el perfil eléctrico, se realizó un barrido de 400 nm a 1400 nm en pasos de 25 nm y de esta manera podemos obtener el diámetro de campo modal, el cual es el diámetro efectivo usado para fibras monomodo, esto es debido a que el diámetro por donde se transporta la energía cambia de acuerdo a la longitud de onda ya que cierta parte se va por el revestimiento de la fibra, entonces es común encontrar este parámetro para denotar el diámetro en fibras monomodo y no el diámetro físico el cual es inherente al cambio de longitud de onda. Este se obtuvo para 5, 6, 7 y 8 anillos con los parámetros descritos en la Figura 2.3, usando el criterio de un perfil gaussiano [93]. El comportamiento de diámetro del campo modal se muestra en la Figura 2.7, donde tenemos una mejor concentración de la energía del modo para una estructura de 7 anillos, debido a que el diámetro del campo modal es menor que en las otras estructuras. Estas curvas se obtuvieron realizando un corte a 90° de la sección transversal numéricamente, ya que se tiene el mejor perfil de campo eléctrico en este corte de la estructura.

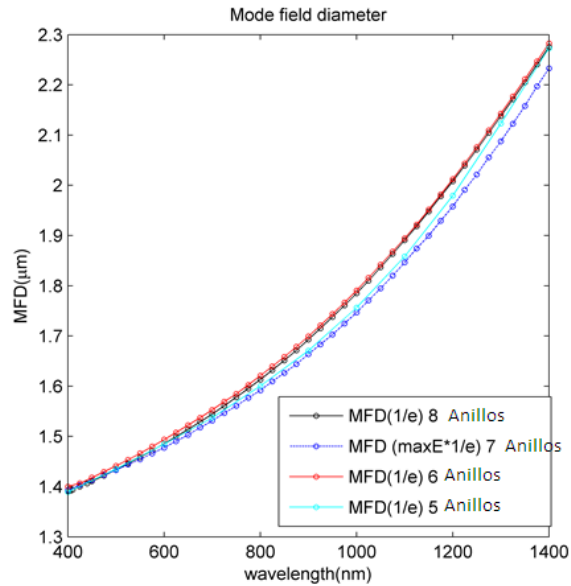


Figura 2.7. Diámetro de campo modal para 5, 6, 7 y 8 anillos en PCF.

2.5 Conclusiones capítulo

En el presente capítulo analizamos las propiedades de las fibras microestructuradas, sus aplicaciones relacionadas con el control de la dispersión cromática total. Revisamos una serie de artículos y se optó por analizar dichas propiedades usando el método de elementos finitos (FEM) con absorbedores de capas perfectamente ajustadas, incluyendo la dispersión del material directamente en el modelo matemático, aplicando la ecuación de Sellmeier. Se muestran resultados de la dispersión de fibras de cristal fotónico provenientes de algunos artículos donde se usó FEM para analizarlas con y sin dispersión del material, incluidas en sus análisis y comparadas con las simulaciones realizadas por nosotros, obteniendo los mismos resultados reportados en dichos artículos. Finalmente investigamos la influencia de los parámetros de la estructura (pitch, número de anillos, diámetro de los agujeros, número de agujeros o ausencia de ellos) en el control sobre la dispersión cromática total. En el siguiente capítulo introduciremos el concepto de relación aurea y su influencia en las propiedades de las fibras micro-estructuradas en el campo de la óptica.

3. ESTUDIO DE LA DISPERSIÓN ULTRAPLANA CERCANA AL PUNTO DE DISPERSIÓN CERO

En el presente capítulo se exponen técnicas generales sobre el diseño de fibras de cristal fotónico y su aplicación en el control de la dispersión ultraplana para varias aplicaciones en el campo de la óptica.

3.1 Introducción sobre la dispersión ultraplana

Los problemas presentes con la obtención de dispersión ultraplana son las estructuras tan grandes o con parámetros no realizables con técnicas existentes hoy en día, una cantidad de hoyos por debajo de 0.5 micras para lograr dispersiones ultraplana en un alto rango de longitudes de onda, entre otras complicaciones como el intercambiar en los anillos tamaños de diámetros diferentes o incrustando entre ellos defectos y otras estructuras dopadas con germanio o flúor por ejemplo [94]. En la literatura podemos encontrar una variedad de estructuras de fibras de cristal fotónico que permiten obtener un amplio rango de longitudes de onda con dispersión ultraplana. En la Figura 3.1 mostramos los resultados obtenidos para una estructura con defecto en el núcleo de la fibra, es decir se incrusta un hueco en el centro de la misma y se logra controlar la dispersión, pero presenta el problema de que los mejores resultados son con valores muy pequeños del diámetro del hueco. Los resultados para la curva roja presentan una dispersión de 0.2 ± 0.2 [ps/(nm*km)] en un rango de 1.14 μm a 1.7 μm con variaciones grandes de 2 [ps/(nm*km)] cuando el diámetro del d_c (el defecto en el núcleo) varía en 1 % [95].

Los parámetros de diámetros, distancia entre huecos y diámetros de los huecos usados por el autor se especifican en la Figura.

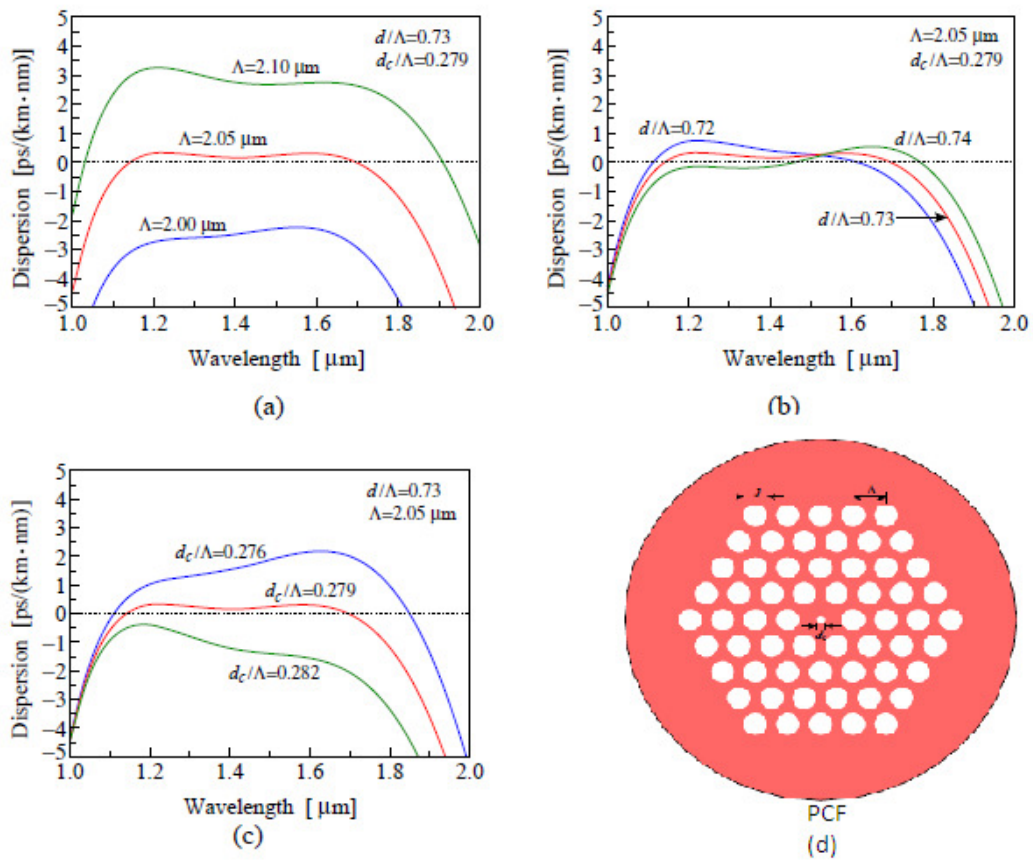


Figura 3.1. En las Figuras a), b) y c) se presentan los resultados de la dispersión ultraplana obtenida para diferentes parámetros de la fibra propuesta, descritos arriba. Y en la Figura d) se muestra la estructura propuesta [95].

En el artículo [51] muestran la posibilidad de obtener dispersión ultraplana usando una estructura muy compleja con 10 anillos (Figura 3.2) y variando el índice de refracción efectivo mediante el tamaño de diámetros usados en cada uno de los anillos de la fibra de cristal fotónico. Donde $d_1 = 0.41 \Lambda$, $d_2 = 0.85 \Lambda$, $d_3 = 0.92 \Lambda$, $d_4 = 0.53 \Lambda$, $d_5 = \dots = d_{10} = 0.60 \Lambda$, logrando obtener una dispersión de -0.5 a 0 [ps/(nm·km)] en el rango de $1.46 \mu\text{m}$ a $1.64 \mu\text{m}$.

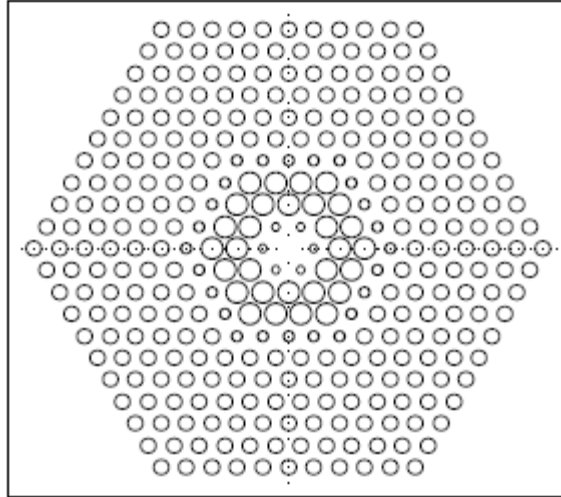


Figura 3.2. Se muestra la estructura usada para lograr dispersión ultra-plana.

En los capítulos subsecuentes introducimos este y varios problemas en nuestro análisis y diseño en el control de la dispersión, mostrando buena respuesta al control de la dispersión los diseños propuestos, acorde a las simulaciones realizadas usando el método de elemento finito en la presente investigación con lo cual se logró mejorar el rango de dispersión ultraplana, así como las características de las fibras para su posible fabricación.

3.2 Estudio de la dispersión ultraplana

Desde la invención de la fibra de cristal fotónico (PCF) [52, 67], muchos tipos y geometrías de PCF han sido diseñados para trabajar en varias ventanas de longitud de onda [95, 96]. Otras estructuras se han diseñado para trabajar en una amplia gama de longitudes de onda en la zona con cero dispersión cromática de longitud de onda (ZDW) [75, 88, 94, 97]. La PCF con dispersión ultraplana en una amplia gama del espectro, puede ser utilizado en un amplio campo de aplicaciones de ingeniería tales como la generación de supercontinuo de amplio espectro, compensación de la dispersión, transmisión de pulsos de solitones ultracortos, amplificación paramétrica óptica, transmisión por multiplexación por división de longitud de onda, conformación de pulsos o como candidata para procesos ópticos no lineales [88, 94, 97-101].

La PCF para dispersión ultra-plana reportada en la literatura [88, 94, 97], consta de estructuras complicadas con siete o más períodos de anillos, redes triangulares con distancia entre agujeros (A) y diámetro de los agujeros de aire igual a d . Se pueden encontrar un número mayor de aplicaciones diseñadas para trabajar bajo dispersión anómala y normal cerca del punto de dispersión cero de longitud de onda (ZDW). Por ejemplo, una dispersión ultra-plana fue propuesta en [97], en el que, para el rango de longitudes de onda de 1.23 micras a 1.72 micras, se obtuvo una dispersión cromática de 0 ± 0.4 ps/(Km*nm). Otros ejemplos de dispersión ultra-plana se pueden encontrar en [94], donde los autores obtuvieron una dispersión cromática de 0 ± 0.6 ps/(nm*km) para longitudes de onda en el rango de 1.24 micras a 1.44 micras. Una PCF con dispersión ultra-plana de 0.2 ± 0.2 ps/(km*nm), desde 1.14 micras a 1.7 micras se publicó en [88]. Otra PCF con dispersión plana para una ventana de telecomunicaciones fue diseñada en [102], los autores informan diferentes posibilidades de obtener curvas de dispersión cero, anómala y normal (alrededor de 1.55 micras y 0.8 micras). La fabricación de este tipo de PCF no es trivial ya que los diámetros de los agujeros necesarios son de sub-micra y las fibras reportadas en la literatura que están diseñadas para obtener dispersión ultra plana cero en un amplio rango de longitudes de onda implican 4 o más períodos con diferentes diámetros de los agujeros o incluso 11 períodos con el mismo diámetro de hoyo por debajo de una micra [94, 97] para una amplia gama de longitudes de onda y bajas pérdidas de confinamiento y alto coeficiente de no linealidad.

El diseño propuesto en el presente trabajo es la fibra Aureus-PCF (Au-PCF con el valor del pitch de $1.618 \mu\text{m}$) es particularmente atractivo debido a que contiene un pequeño número de anillos, alta sensibilidad para el control de la dispersión cromática solamente cambiando el diámetro del tercero o cuarto anillo (o ambos al mismo tiempo) de acuerdo con la aplicación y el tipo de dispersión que sea necesario (dispersión anómala o normal), manteniendo una dispersión cromática ultra aplanada en un amplio espectro de longitudes de onda [102]. En [103], los autores muestran numéricamente la posibilidad de obtener una dispersión cromática ultra plana con bajas pérdidas. En otro estudio, proponen una PCF utilizando el

parámetro de proporción áurea en forma diferente, combinando relaciones de pitch, diámetros y números de anillos para formar la estructura, demostrando que es posible obtener una amplia variedad de polarizaciones y comportamientos de dispersión de guía de onda [104], sin embargo la introducción del concepto de relación aurea es para aplicaciones diferentes y no para el control de la dispersión cromática total de la PCF.

La PCF que se propone aquí, como se menciona arriba, se analizó mediante el método de elementos finitos (FEM) [105] y condiciones de frontera dispersas para determinar las capas con absorbedores perfectamente ajustados (PML) para resolver el modelo matemático descrito por la fibra del cristal fotónico implementado.

Mostramos el análisis numérico y diferentes comportamientos de dispersión cromática, que nos dan la posibilidad de realizar este diseño obteniendo dispersión cromática ultra plana, y de acuerdo con los parámetros utilizados aquí, es posible utilizar la fabricación estándar para PCF [94, 106] para este diseño de Au-PCF con $d_1=0.5$ m, $d_2=0.6815$ micras y $d_3, \dots, d_n=1$ μm y con sólo dos anillos de agujeros de aire con diámetros menores a una micra, en la estructura de nuestra fibra de cristal fotónico Au-PCF, es decir solo 18 hoyos con dichas características, ya que al ser difícil implementar huecos menores a una micra con poco error de tolerancia en el diámetro de los huecos, con las técnicas existentes hoy en día, por lo tanto entre menor número de huecos con diámetros menores a una micra tengan, menos error tendrá la realización física de nuestro diseño.

En esta parte de la investigación se decidió aplicar el concepto de relación de oro o relación aurea a una simple Au-PCF con dispersión ultra-plana en un amplio rango de longitudes de onda [102], utilizando un parámetro de proporción áurea para el paso entre agujeros en micras, es decir tomamos el número de oro 1.618 escalado a micras, el cual es un parámetro razonable para el paso entre huecos y con el cual se mejoraron las características de la fibra diseñada para valores cercanos a este, es decir cuando nos encontramos por debajo de este valor o por arriba la propiedad de dispersión ultraplana se pierde considerablemente (variación en 0.018 μm

incrementa en ± 2 [ps/(nm*km)] la dispersión ultraplana, además de mover el centro de esta dispersión por arriba del punto de zero dispersión de longitud de onda, y cuatro períodos con una estructura hexagonal que rodea un núcleo sólido de sílice, y diámetros de los agujeros de aire de $d_1=0.5$ μm , $d_2=0.675$ hasta 0.7 μm , y $d_3, d_4=0.85$ a 1.0 μm . El diámetro del campo modal (MFD) presente en nuestra fibra de cristal fotónico (Au-PCF), muestra una pequeña área efectiva con bajas pérdidas de confinamiento, necesaria para los procesos y aplicaciones en el campo de la óptica no lineal [102, 107, 108], como mostraremos en las secciones siguientes, en las cuales tenemos una mejora en ciertas aplicaciones y características usando este parámetro.

3.3 Diseño de la Au-PCF para dispersión ultra-plana

En el presente apartado se explica a detalle el diseño propuesto usando la relación de oro para nuestra Au-PCF, la cual presenta 4 períodos con tres diferentes diámetros de los agujeros de aire y alta sensibilidad para controlar la curva de dispersión cromática, sólo variando los diámetros de agujero de aire de los dos últimos períodos de la estructura o variando sólo el segundo diámetro del agujero de aire, obteniendo una mejor dispersión plana en un amplio rango de longitud de onda con un espectro de más de 640 nm. En la Figura 3.3, mostramos la sección transversal de la estructura de fibra Au-PCF. Esta estructura está formada por cuatro anillos de agujeros de aire con 3 diferentes diámetros d_1, d_2, d_3 y d_4 , en donde d_4 podría ser igual a cualquiera de los tres anteriores diámetros, esto, para controlar la posición de la dispersión cromática cerca del punto de longitud de onda de cero dispersión (ZDW). De esta manera, podemos obtener dispersión anómala, normal o ambos tipos de dispersión cromática cerca de la ZDW de acuerdo con la aplicación y el rango de longitudes de onda necesario. Para este diseño simple de PCF, controlamos la dispersión de velocidad de grupo (GVD) sólo variando d_3 y d_4 , manteniendo $d_1=0.5$ μm y $d_2=0.675-0.7$ μm . Con esto podemos obtener varios y diferentes comportamientos de dispersión cromática cercanos al punto de ZDW, variando d_3 y d_4 , en los rangos de 0.85 a 1.0 μm , con una alta sensibilidad para cambiar los rangos de longitud de onda y el comportamiento de la dispersión

cromática en los rangos de $x \pm 1$ [ps/(nm*km)] hasta $x \pm 0.022$ [ps/(nm*km)], donde x puede tomar valores de -2 a 2 [ps/(nm*km)]. La GVD se analizó incluyendo la dispersión del material, aplicando la ecuación de Sellmeier directamente en las propiedades del material, variando la constante de permitividad (ϵ), de acuerdo a los cambios de longitud de onda para la sílice en el modelo, y de esta manera, se utilizó la ecuación exacta 3.1 para obtener las curvas de dispersión cromática total de la Au-PCF, utilizando los datos del índice del modo efectivo (n_{eff}) o la constante de propagación (β), calculados.

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda d^2 n_{eff}}{cd \lambda^2}, \dots\dots\dots(3.1)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, n_{eff} es el índice de modo efectivo y λ es la longitud de onda aplicada.

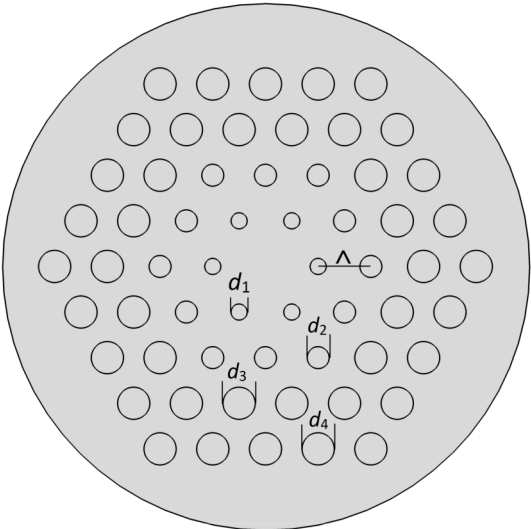


Figura 3.3. Sección transversal de la Au-PCF con 4 periodos y diámetros d_1, d_2, d_3, d_4 y $A=1.618 \mu\text{m}$.

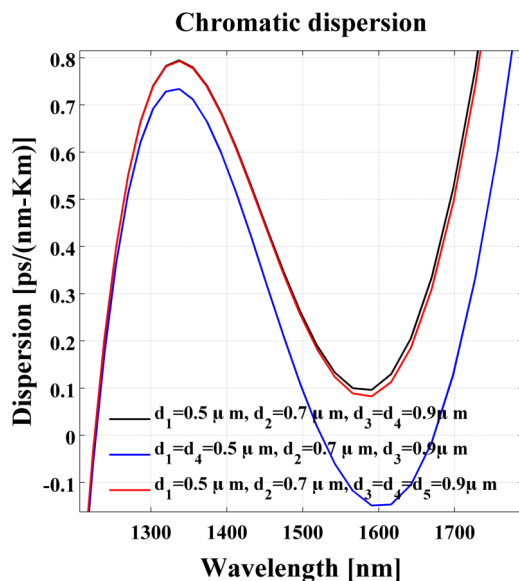


Figura 3.4. Dispersión cromática plana total (TFCD) para la fibra Au-PCF con cuatro períodos y diámetros de agujeros de aire d_1, d_2, d_3, d_4 y $A=1.618$ m. La curva roja muestra la TFCD para cinco períodos con diámetros de los hoyos de aire igual a $d_3=d_4=d_5=0.9 \mu\text{m}$. Las curvas negras y azules muestran la TFCD para cuatro anillos con $d_3=d_4=0.9 \mu\text{m}$ y $d_1=d_4=0.5 \mu\text{m}$.

Para los siguientes resultados, consideramos una distancia entre agujeros de A (pitch), diámetros d_1 y d_2 constantes y variando al mismo tiempo $d_3=d_4=0.85, 0.875, 0.9$ y $1.0 \mu\text{m}$, y sólo para mostrar la sensibilidad de este diseño, se mostrarán algunas curvas en el que sólo varían $d_4=d_1=0.5 \mu\text{m}$. En la Figura 3.4 mostramos tres curvas con diferentes parámetros para la Au-PCF, en la curva negra tenemos cuatro anillos, y diámetros $d_3=d_4=0.9$ micras, en este caso tenemos dispersión positiva igual a 0.4455 ± 0.349 [ps/(nm*km)] en una amplia gama de longitudes de onda (1225 nm a 1728 nm) y la curva roja muestra los mismos parámetros que incluyen un anillo de agujero de aire más, con diámetro igual a d_3 y d_4 , aquí podemos ver que la influencia de un anillo más, no mejora la dispersión plana o el rango de longitudes de onda presentes, pero mejora las pérdidas por confinamiento para aplicaciones tecnológicas [103]. La curva azul se obtuvo ajustando el anillo de agujeros de aire a un diámetro igual al diámetro del primer anillo ($0.5 \mu\text{m}$), sólo para mostrar el control que tenemos variando el diámetro del último anillo y de esta manera podemos ver cómo la curva de dispersión se mueve hacia abajo y presenta una dispersión ultra-plana en las ventanas de comunicación, con dispersión normal e igual a -0.07425 ± 0.07424 [ps/(nm*km)] desde 1519 nm a 1670 nm y

manteniendo sólo tres anillos diferentes de agujeros de aire en la Au-PCF. Aquí mostramos que sólo variando el último anillo, podemos controlar la dispersión cromática total de acuerdo con el tipo de dispersión cercana a ZDW necesaria o requerida.

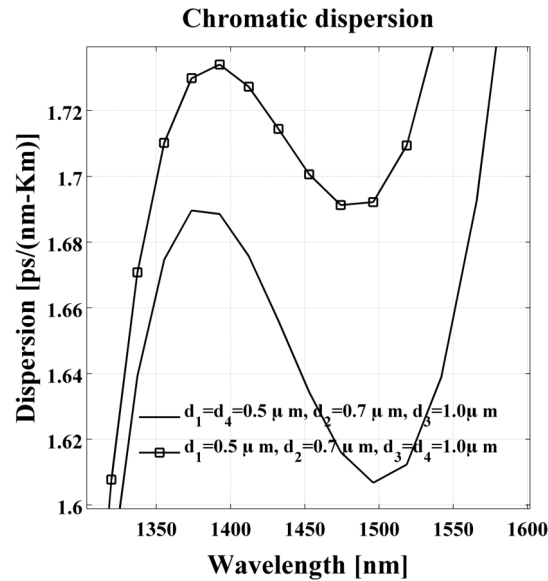


Figura 3.5. Dispersión cromática total ultra-plana (TUFCD) para una Au-PCF con cuatro períodos, y diámetros de agujeros de aire d_1 , d_2 , d_3 , d_4 y $A=1.618 \mu\text{m}$. La curva sólida negra y la marcada con cuadrados muestran la TUFCD para cuatro anillos con $d_3=d_4=1.0 \mu\text{m}$ y $d_1=d_2=0.5 \mu\text{m}$.

En la Figura 3.5 podemos ver una dispersión cromática ultra-plana alta, en una amplia gama de longitudes de onda, además de buena sensibilidad y control variando los últimos dos diámetros de los anillos de la Au-PCF, las curvas sólidas en negro y con marcas cuadradas, muestran la dispersión cromática para una estructura de cuatro anillos la Au-PCF. Para la curva negra (con marcas cuadradas), podemos ver que el mejor resultado de la dispersión ultra-plana, se puede realizar en un amplio rango de longitudes de onda, obteniendo una variación en la dispersión cromática de 1.712 ± 0.022 [ps/(nm*km)] desde 1345 nm hasta 1530 nm y en la curva solida negra se puede apreciar un pequeño aumento en la dispersión, pero tenemos una gama de longitudes de onda más alta y más cercanas al punto de ZDW (1.65 ± 0.04 [ps/(nm*km)]) desde 1330 nm a 1560 nm.

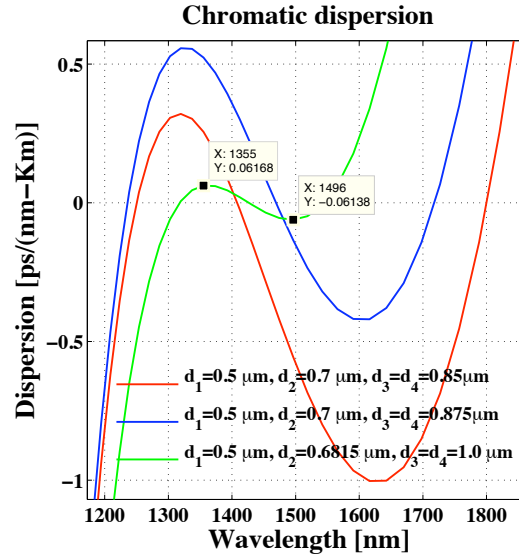


Figura 3.6. Dispersión cromática plana total (TFCD) para la Au-PCF con cuatro períodos y con diámetros de agujeros de aire d_1, d_2, d_3, d_4 y $\Lambda=1.618 \mu\text{m}$. La curva verde muestra la TFCD para cuatro períodos con diámetros de los orificios de aire iguales a $d_2=0.6815 \mu\text{m}$ y $d_3=d_4=1.0 \mu\text{m}$ con dispersión máxima ultra plana centrada en el punto de cero dispersión de longitud de onda (ZDW). Las curvas de color azul y rojo muestran la TFCD para cuatro anillos con $d_3=d_4=0.875 \mu\text{m}$ y $d_3=d_4=0.85 \mu\text{m}$.

En la Figura 3.6 mostramos el control para desplazar la curva a dispersión normal o centrarla al punto de ZDW variando d_3 y d_4 . En la curva azul podemos ver una curva casi centrada en el punto de ZDW con $0.068 \pm 0.488 \text{ [ps/(nm*km)]}$ desde 1210 nm a 1780 nm y para la curva roja tenemos una amplia gama de longitudes de onda de dispersión normal y anómala con poca diferencia en la dispersión total ($-0.34 \pm 0.66 \text{ [ps/(nm*km)]}$ desde 1190 nm a 1830 nm). En la curva verde centramos la dispersión ultra plana mejor obtenida en $0.00015 \pm 0.06153 \text{ [ps/(nm*km)]}$ desde 1292 nm a 1555 nm, aquí podemos ver que cuando movemos la curva hacia el centro del punto con ZDW, la dispersión total aumenta un poco, pero el rango de longitudes de onda donde está presente esta dispersión aumenta un poco de igual manera. Esta respuesta de dispersión aplanada de la PCF puede ser utilizado en multiplexado compacto por división en longitudes de onda (DWDM), basado en sistemas de comunicaciones ópticas [66, 109]. Aquí se puede concluir que el análisis hecho para esta sencilla fibra diseñada (Au-PCF), logramos una dispersión ultra-plana mejor que lo reportado en la literatura en este rango de longitud de onda para la curva verde en diferentes puntos muy cercanos al punto de ZDW, variando

el diámetro del orificio de aire del segundo, tercero o cuarto período de la Au-PCF y manteniendo la distancia entre agujeros igual a 1.618 μm , obteniendo una dispersión ultra-plana con poca variación de dispersión cromática cercana al punto de ZDW. De tal manera que si disminuimos o aumentamos en 0.018 micras o más el pitch, la dispersión cromática ultra-plana aumenta y se mueve hacia arriba o hacia abajo del punto de ZDW, por esta razón es importante mantener constante el parámetro de proporción áurea del pitch igual a este número de oro escalado a micrómetros ($A=1.618 \mu\text{m}$).

3.4 Diámetro de campo modal y perfil de campo modal para la Au-PCF

El diámetro de campo modal (concepto introducido en la sección 2.5) se muestra en la Figura 3.7 para dos Au-PCF diferentes con cuatro períodos manteniendo los dos primeros diámetros de los agujeros de aire iguales a 0.5 μm y 0.7 μm ó 0.6815 μm . Aquí hemos utilizado la ecuación 3.2 y la ecuación 3.3, donde la primera corresponde a la frecuencia normalizada de la PCF análoga con una fibra monomodo y la segunda corresponde a la fórmula de Marcuse para evaluar el diámetro de campo modal (MFD) usando el número modificado V_{eff} y manteniendo la condición de corte para toda la gama de longitudes de onda ($V_{eff}=2.405$) [110-113].

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

$$\frac{w}{a_{eff}} = 0.65 + \frac{1.619}{V_{eff}^{3/2}} + \frac{2.879}{V_{eff}^6}, \quad \dots\dots\dots(3.3)$$

dónde a_{eff} es el radio del núcleo efectivo, λ es la longitud de onda de funcionamiento, n_{co} es el índice del núcleo (para PCF con núcleo sólido podemos tomar el índice de refracción de la sílica), n_{FSM} es el índice efectivo del modo fundamental del espacio sólido y w es la mitad del MFD (llamado como el tamaño del punto modal efectivo), donde se supone que el índice de fondo es igual a 1.45.

En la curva negra marcada por puntos podemos ver que la distribución del MFD con $d_3=d_4=0.875 \mu\text{m}$ varía desde 2.8 hasta 3.8 μm respecto al rango de longitudes de onda de 1200 nm a 1800 nm y en la curva roja podemos ver una pequeña variación en la distribución del MFD con respecto a la curva azul, por esta razón podemos decir que si mantenemos los dos primeros diámetros iguales a $d_1=0.5 \mu\text{m}$ y $d_2=0.675$ a $0.7 \mu\text{m}$ y variamos sólo los dos últimos diámetros en el tercer y cuarto período en los intervalos propuestos (0.85 a 1.0 μm) para obtener una dispersión ultra-plana y controlar la posición del comportamiento de la dispersión y el rango de longitudes de onda, la variación del MFD es insignificante en este rango de longitudes de onda donde se presenta dispersión ultra-plana como podemos ver en la Figura 3.7 (a). En la Figura 3.7 (b) podemos ver que el modo de campo eléctrico es guiada dentro del núcleo de la Au-PCF ya que tenemos un núcleo sólido de aproximadamente 2.74 μm de diámetro de acuerdo al pitch propuesto para esta estructura inspirada en la relación de la naturaleza que se presenta en algunas hojas, animales y en los seres humanos y escalada a micras para nuestra estructura de Au-PCF usada en el pitch. Los pequeños valores del MFD y pequeña área efectiva para las PCFs propuestas, indican que estas fibras tienen numerosas y potenciales aplicaciones en dispositivos ópticos no lineales y en acoplamiento óptico de alto rendimiento [107, 114].

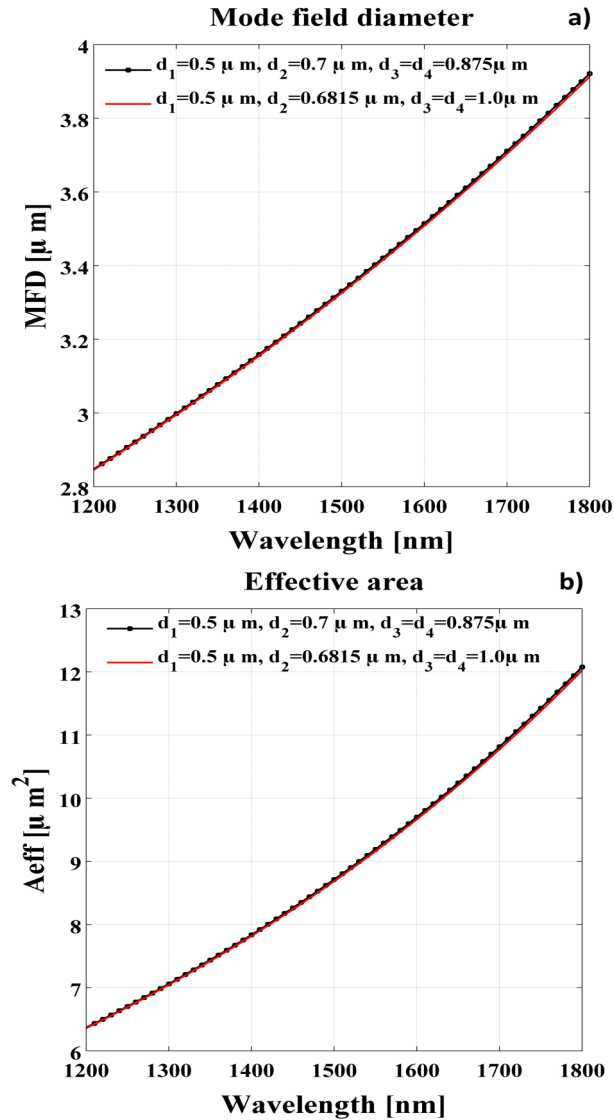


Figura 3.7. Diámetro del campo modal y área efectiva para la Au-PCF. (a) Aquí mostramos el MFD para diferentes diámetros de los agujeros de aire en los dos últimos periodos de la fibra Au-PCF. El MFD es de $2.74 \mu\text{m}$ aproximadamente para la Au-PCF, y la variación en el rango de longitud de onda para la dispersión plana es de $2.8 \mu\text{m}$ a $3.8 \mu\text{m}$. (b) Área del modo efectivo de acuerdo con el MFD obtenido.

Podemos apreciar que nuestro diseño de PCF presenta mejoras en las características del diseño, como son un número bajo de diámetros de huecos menores a una micra, así como un diámetro de campo modal efectivo para lograr un alto índice de no linealidad en nuestra fibra para ciertas aplicaciones como lo son en la conformación de pulsos o generación de supercontinuo. También podemos obtener el control de la dispersión cromática total de la fibra en un amplio rango de longitudes de onda,

obteniendo dispersión altamente ultraplana y centrada en el punto de cero dispersión de longitud de onda.

En la Figura 3.8 (a) mostramos el perfil de campo eléctrico (EFP) calculado para 1500 nm, el modo de propagación se distribuye en el núcleo de la Au-PCF y la energía del modo fundamental se concentra desde el centro hasta el primer anillo de la estructura como podemos ver. Se puede apreciar una distribución del campo suave con un poco de modo evanescente en el interior del núcleo. La EFP tiene pequeñas variaciones para diferentes diámetros de d_3 y d_4 en el rango propuesto 0.85-1.0 μm y manteniendo $d_1=0.5 \mu\text{m}$ y $d_2=0.675\text{-}0.7 \mu\text{m}$. De la Fig. 3.8 (b) podemos ver el confinamiento del campo modal guiado por el núcleo de la Au-PCF para 1500 nm, de acuerdo al EFP que se muestra en la Fig. 3.8 (a). De la Fig. 3.8 (b) podemos apreciar el modo propagado en el interior del centro del núcleo de la Au-PCF utilizando los parámetros de la Fig. 3.6 para la curva verde ($d_1=0.5 \mu\text{m}$, $d_2=0.6815 \mu\text{m}$, $d_3=d_4=1.0 \mu\text{m}$ y $A=1.618 \mu\text{m}$). En este caso, la estructura de la fibra concentra toda la energía en el interior del núcleo en una amplia gama de longitudes de onda y podemos ver que el modo de propagación, no presenta un modo evanescente significativo fuera del centro.

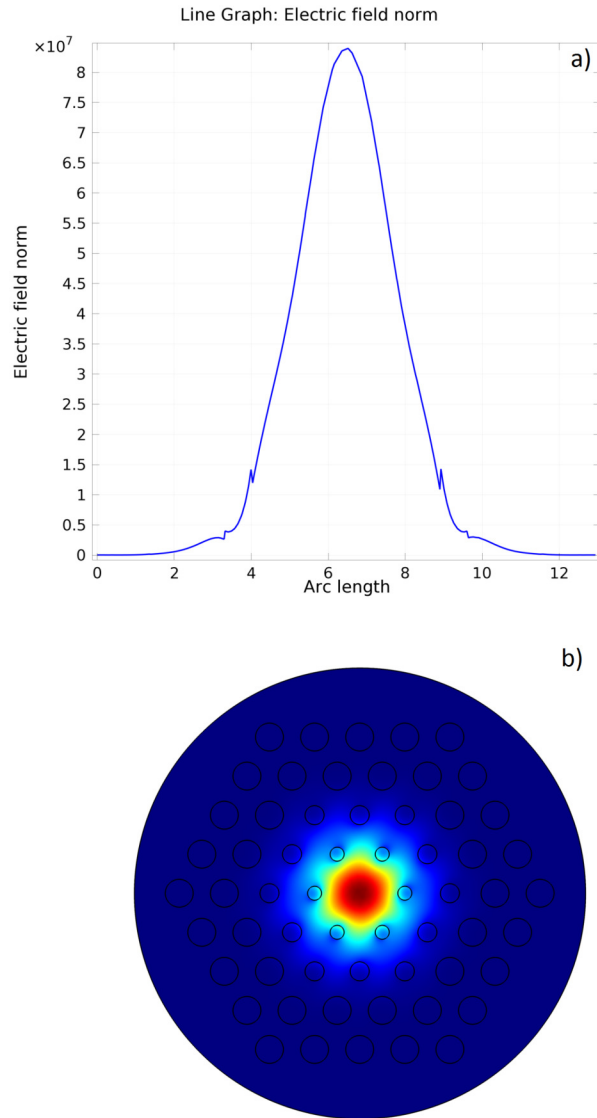


Figura 3.8. Perfil de campo eléctrico para la Au-PCF con $d_1=0.5 \mu\text{m}$, $d_2=0.6815 \mu\text{m}$, $d_3=d_4=1.0 \mu\text{m}$ y $A = 1.618 \mu\text{m}$. (a) Aquí se utilizó una longitud de onda de 1500 nm para calcular el EFP. (b) Modo de propagación en el interior del núcleo de la Au-PCF. Aquí nosotros mostramos el modo fundamental calculado para 1500 nm y podemos ver que la mayor concentración de campo se transmite dentro del núcleo de la Au-PCF.

Los pulsos ultracortos generados por técnicas de amarre de modos mediante cristal de titanio de zafiro generalmente presentan un perfil de $sech^2$ o $sech$, gaussiano o semigaussiano, además de otros métodos para su generación, como son los láseres de fibra con perfiles similares y lorentzianos, en la Figura 3.9 podemos ver una representación de un pulso ultracorto interactuando con una molécula.

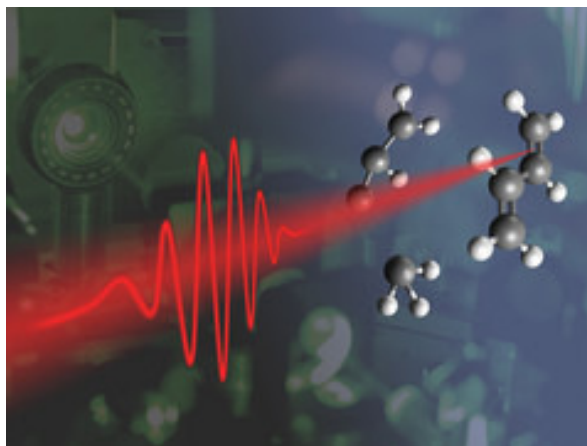


Figura 3.9. Perfil eléctrico de un pulso ultracorto, en aplicaciones moleculares [115].

3.5 Punto de dispersión cero sintonizable usando la relación aurea en el diseño de la PCF.

En la presente sección mostramos la posibilidad de sintonizar el punto de cero dispersión de longitud de onda manteniendo la relación aurea entre el pitch y el diámetro. Aquí mostramos la técnica usada anteriormente pero de manera diferente, donde la relación aurea no es escalada en el pitch solamente, sino que obtenemos exactamente esta relación de la relación existente entre el pitch y el diámetro del hueco de aire de la fibra de cristal fotónico. En la Figura 3.10 se muestra la dispersión cromática total calculada usando diámetros de los agujeros de aire de submicras, para mantener el parámetro de número de oro. Podemos ver que se obtienen dos puntos de cero dispersión de longitud de onda diferentes, variando el pitch de 1 a 1.5 μm que son ajustables en función del valor del pitch en el rango propuesto. Por otra parte, la curva presenta una pendiente más suave con el aumento del valor de pitch, dando la posibilidad de utilizar este tipo de fibra en diferentes aplicaciones. Las curvas muestran una dispersión cromática máxima desde 38 a 80 [ps/(nm*km)] y siempre se obtienen dos puntos de ZWD que pueden ser utilizados, por ejemplo para generar un espectro de supercontinuo más amplio y suave al bombear dos láseres diferentes en cada uno de los puntos con cero dispersión de longitud de onda como es mostrado en la literatura [116-118].

En la Figura 3.11 se muestran las curvas de dispersión cromática obtenidas cuando los diámetros de los agujeros de aire superan una micra. Por lo tanto, el pitch estará entre 1.618 a 2 micras con el fin de mantener la relación de proporción de oro. Las curvas muestran una dispersión cromática máxima desde 85 a 90 [ps/(nm * km)], y como en el caso anterior, siempre tenemos dos puntos de ZWD en el rango de 725 a 2000 nm. Creemos que la fabricación de este tipo de fibra es simple debido a la escala micrométrica de los constituyentes de la microestructura.

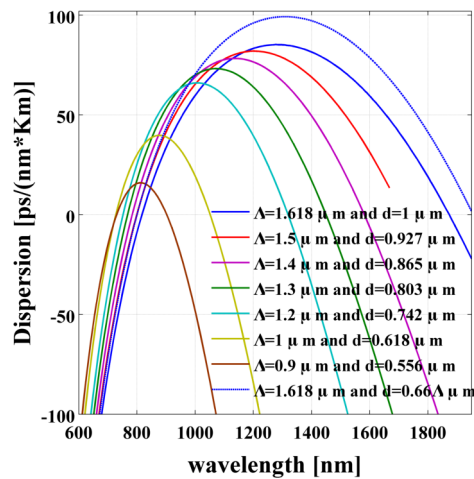


Figura 3.10. La familia de las curvas de dispersión cromática calculadas manteniendo la proporción áurea son mostradas. Los puntos de ZDW se mueven de 725 a 1800 nm cuando el pitch y el diámetro del agujero de aire son variados.

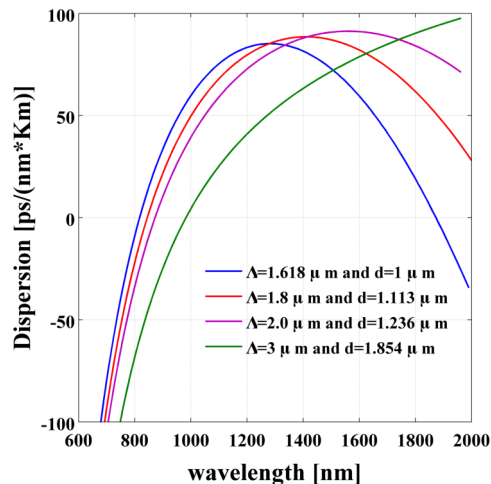


Figure 3.11. Se muestran los comportamientos de la dispersión cromática con la variación de los parámetros de la geometría, cuando el diámetro de los agujeros es mayor que 1 μm.

3.6 Conclusiones capítulo

En el presente capítulo se estudió y propuso una estructura simple para una PCF con una dispersión ultra-plana de cuatro anillos, usando el parámetro de proporción áurea (en micras) en la distancia entre los agujeros. Aquí hemos demostrado numéricamente una alta sensibilidad para controlar algunos parámetros sólo por la variación de los dos últimos períodos de la Au-PCF manteniendo una dispersión altamente plana en una amplia gama de longitudes de onda. Se demostró numéricamente que es posible obtener una dispersión ultra-plana de 0 ± 0.06168 [ps/(nm*km)] desde 1292 nm a 1555 nm. Además, analizamos el MFD y mostramos la distribución del campo eléctrico de una Au-PCF y llegamos a la conclusión de que la Au-PCF para una alta dispersión ultra-plana presenta una propagación del modo fundamental dentro del núcleo y un buen confinamiento en una amplia gama de longitudes de onda, lo cual nos puede ayudar a obtener algunos procesos ópticos no lineales con una longitud corta de la Au-PCF. La alta sensibilidad obtenida mediante la variación de los últimos dos anillos de los diámetros de los orificios de aire, hace posible obtener una dispersión normal o anómala en diferentes rangos de longitudes de onda cercas del punto de ZWD en la segunda o tercera ventana de comunicaciones. Además se logró obtener la sintonización del punto de cero dispersión de longitud de onda en el rango de 725 nm a 2000 nm con curvas de dispersión semi planas con máximos de 85 a 90 [ps/(nm*km)], donde los diámetros de los huecos de aire están todos en el rango de una micra hacia arriba.

4. ESTUDIO DE LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO, CONFORMACIÓN Y COMPRESIÓN DE PULSOS USANDO LA AU-PCF

En esta investigación se propone el uso de las fibras diseñadas y estudiadas en capítulos anteriores, las cuales presentan dos puntos de cero dispersión, así como el control de la dispersión ultraplana en un amplio rango de longitudes de onda. Aquí estudiamos la generación de supercontinuo como una posible aplicación de estos diseños de PCFs. La fibra bajo análisis consiste en un núcleo sólido y un arreglo hexagonal de cinco anillos, un parámetro de *pitch* de 1.618 μm y diámetro de los huecos igual a dos tercios del *pitch* manteniendo la relación aurea entre el *pitch* y el diámetro específicamente. La fibra presenta un área efectiva pequeña y dispersión cero en 800 y 1956 nm con un alto coeficiente de no linealidad, obtenidos en el capítulo anterior. El diseño y análisis de esta fibra fue realizado mediante el método de elemento finito aplicando la dispersión del material directamente en el modelo matemático a resolver de la PCF y para efecto de estudiar la generación de supercontinuo con la fibra diseñada, se empleó el método split-step de Fourier y Runge-Kutta de cuarto orden con fuentes de bombeo cercanos a 800 y 1300 nm, obteniendo una buena calidad de espectro de 450 y 1020 nm en la banda de 40 dB, utilizando una longitud de fibra de 15 mm con potencias pico de entrada iguales a 10 KW y duración del pulso de 30 y 140 fs. Se simuló la generación de supercontinuo (SCG) en otra fibra de núcleo sólido de cristal fotónico con dispersión ultra-plana en la gama de 1300 nm a 1550 nm obteniendo un espectro de SC con un ancho de banda de 850, 1200 y 2300 nm, usando un láser de femtosegundos para bombear en las tres ventanas de comunicaciones. Hoy en día

las aplicaciones con longitudes de onda largas, por arriba de 2000 nm son investigadas, por ejemplo en la identificación de objetos de contrabando en aeropuertos internacionales, en medicina o para tomografías de alta resolución [119]. El diseño de las dos PCF propuestas aquí se analizan numéricamente mediante el método de elementos finitos (FEM) y se muestran los resultados cuando se utiliza una longitud de onda de bombeo en los regímenes normal y anómalo de dispersión cerca de los puntos de ZDW de estas dos PCF para la generación de supercontinuo (SCG).

4.1 Estudio de la generación de supercontinuo en las ventanas de telecomunicaciones

Hoy en día el estudio de la generación de supercontinuo es una amplia área de investigación en el campo de la óptica no lineal, con la participación de una serie de fenómenos como la mezcla de cuatro ondas, la auto-modulación de fase (SPM), la dispersión Raman, el régimen de fisión del solitón, etc., todos estos efectos están relacionados con la interacción de luz de alta intensidad y la materia [110]. El control de la dispersión cromática en las fibras ópticas es la clave para la producción de todo tipo de fenómenos no lineales, responsables de la ampliación del espectro de luz, re compresión de pulsos, láseres de fibra por amarre de modos, y propagación de solitones [80, 120-123]. La SCG fue reportado por primera vez por Alfano y Shaphiro en vidrio grueso (Bulk silica) en 1970 creando un nuevo campo de investigación muy amplio [124] (Aunque el fenómeno se observó anteriormente por Stoicheff en 1963 [52]). Sin embargo, la invención de la PCF a finales de 1990 ha dado lugar a una revolución en la generación de luz coherente con banda muy amplia de espectros de alta luminosidad a través de la SCG [122, 125]. La posibilidad de controlar la dispersión de la velocidad de grupo (GVD) en la PCF, su pequeña área efectiva y la no linealidad elevada [27], ha permitido la observación de SCG en una gama mucho más amplia de parámetros en las fuentes de supercontinuo, que no es posible lograr con vidrios gruesos o fibras convencionales [126]. Sabemos que en el caso de bombeo en la región de GVD normal, los efectos Raman y el SPM dominan el ensanchamiento del espectro, pero

cuando bombeamos en la región de GVD anómala el ensanchamiento espectral surge de la dinámica relacionada con solitones.

La necesidad de fuentes con múltiples longitudes de onda para la transmisión de información a través de multiplexación por división de longitud de onda ha motivado la generación de espectros más planos y suaves de SC (supercontinuo) y una banda más ancha alrededor de 1.3 y 1.55 μm con tasas de repetición sobre los GHz con bajo nivel de ruido [127]. Cuando no requerimos alta coherencia podemos utilizar la GVD anómala con pulsos ultracortos para obtener un amplio ancho de banda y una alta luminosidad para algunas aplicaciones tales como los amplificadores Raman (SRS) utilizados en las telecomunicaciones, la tomografía óptica coherente de alta resolución (OCT) y en imágenes de tejidos biológicos [128, 129]. Además, diferentes aplicaciones imponen diferentes y, a veces, requisitos opuestos sobre la radiación de SC, que hace imposible crear un esquema de uso múltiple y general para la generación de SC, que cumple con los requisitos para todas las aplicaciones [128].

El estudio de la generación de supercontinuo es una amplia área de la investigación, y de acuerdo con la aplicación, podemos encontrar en la literatura muchos artículos, incluyendo resultados numéricos y experimentales utilizando pulsos de entrada no amplificados de duraciones que van desde decenas de femtosegundos a varios nanosegundos, e incluso el uso de fuentes de longitudes de onda continuas de alta-potencia (CWS) con fibras o PCF convencionales, incluyendo la generación de SC usando fuentes duales de bombeo cercanas a los dos puntos de ZDWs de la PCF [95]. En [122], los autores demuestran experimentalmente que las fibras de la microestructura de sílice pueden tener cero dispersión de velocidad de grupo en longitudes de onda incluso más cortas que 800 nm y demuestran la generación eficiente de SC de un modo transversal único extendido a través de 1000 nm, desde el violeta al infrarrojo cercano, mediante la inyección de pulsos de duración de 100 fs y de potencias pico de sólo unos pocos kilovatios en longitudes de fibras micro estructuradas de 75 cm. La generación de SC eficiente en las ventanas de telecomunicaciones fue propuesto en [130], en el que se demostró a través de simulaciones numéricas que es posible diseñar una PCF de diez anillos con pequeña

y plana dispersión, baja pérdida de confinamiento, y gran coeficiente de no linealidad alrededor de 1.55 μm . La fibra puede ser utilizada para la generación de un espectro de SC relativamente plano con un ancho de banda de 10 dB de 60 nm, usando una longitud de fibra de 320 m y bombeando un pulso incidente de 2.5 ps con 6 W de potencia pico. Otros ejemplos de SCG se pueden encontrar en [131] donde los autores demuestran la generación de supercontinuo de onda continua que se extiende a la región espectral visible mediante el bombeo de fibras monomodo de cristal fotónico a 1.07 micras y una potencia de 400 W, de onda continua, con un láser de fibra de iterbio. El espectro continuo se extiende por más de 1300 nm con potencias medias de hasta 50 W y densidades de potencia espectrales sobre los 50 mW/nm. Una PCF de vidrio blando con GVD cero o anómala y longitudes de onda alrededor de 1550 nm se utilizó para demostrar la generación de una expansión de supercontinuo ultra-ancho en el rango de 350 nm a 2200 nm utilizando una fuente de bombeo ultrarrápida de 1550 nm [105].

La fabricación de PCFs, se convirtió en algo común después de la obra de Russell y sus colaboradores en 1996 [132], aunque la posibilidad de modificar las propiedades de orientación y guiado del haz, mediante la introducción de una microestructura en el perfil del índice de refracción de fibras ópticas, fue sugerido por Kaiser y Astle en la década de 1970 [133]. Las dos PCF aquí propuestas, pueden ser fabricadas con técnicas existentes hoy en día. Aquí se analizaron estas PCFs cerca de las tres longitudes de onda, en las ventanas de telecomunicaciones para la generación de supercontinuo, utilizando el método de división de pasos de Fourier y se muestra numéricamente la posibilidad de SCG en una longitud corta de estas PCFs con un ancho de banda espectral de 850, 1200 y 2300 nm [son los anchos de banda espectral obtenidos en las simulaciones de supercontinuo y los bombeos son en las ventanas de telecomunicaciones] manteniendo la relación de oro en ambas fibras micro-estructuradas [102, 134].

4.2 Uso de la fibra para la generación de supercontinuo y conformación de pulsos

La Figura 4.1 muestra la geometría de la PCF de núcleo sólido propuesta para la generación de SC. La PCF se compone de una disposición de seis anillos con estructura hexagonal y tamaño de paso entre los hoyos desde una hasta dos micras (A) y el diámetro de los orificios de aire de 0.618 a 1.236 μm . Esta PCF tiene un área efectiva relativamente pequeña y puntos de cero dispersión de longitud de onda sintonizables en el rango de 725 a 2000 nm. Las PCF se pueden caracterizar por una variedad de métodos, incluyendo el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo [135], nosotros hemos utilizado el método de elementos finitos (FEM) con aproximación sobre la ecuación de Helmholtz, absorbedores de frontera perfectos (PML por sus siglas en inglés) y aplicando la ecuación de Sellmeier, para tomar la dispersión del material en cuenta y directamente en el cálculo del modo de índice efectivo.

Esta estructura, es propuesta para ajustar el punto de ZDW y hacerlo coincidir con las longitudes de onda del láser de bombeo para facilitar la generación de SC o para la conformación de pulsos usados en algunas aplicaciones. La PCF propuesta es inspirada en la naturaleza, donde la proporción de oro se puede encontrar en las estructuras perfectas de las hojas, los animales o el cuerpo humano. Por lo tanto, proponemos utilizar la relación de oro en el diseño de la estructura de la fibra y así evaluar su impacto en las propiedades ópticas. Cuando esta proporción se satisface en la naturaleza, la eficiencia de las estructuras en el macro-mundo y micro-mundo se incrementa mucho, independientemente del atractivo a la vista. Hablando del micro-mundo, podemos encontrar la proporción áurea en la estructura de algunos virus, células, el ácido desoxirribonucleico, y en el cuerpo de las abejas de miel, hojas o en el cuerpo humano. En el macro-mundo, la relación de oro se puede encontrar en la estructura de las galaxias por ejemplo. Debido a esto, aquí probamos el usar la proporción áurea para la síntesis de microestructuras fotónicas al igual como sucede en la arquitectura para crear el diseño de los edificios, por ejemplo, manteniendo esta relación. Hemos encontrado que esta relación puede mejorar las propiedades de la PCF; cuando mantenemos la relación entre el pitch y el diámetro

del agujero de aire, igual a la proporción áurea, esto nos ayuda a obtener estructuras más simples con mejores características correspondientes a la aplicación necesaria.

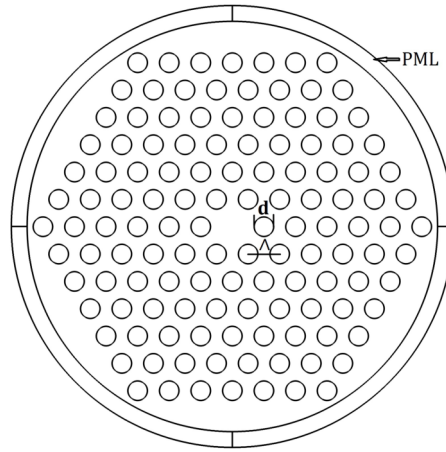


Figure 4.1. Sección transversal de la PCF propuesta, donde mantenemos la proporción áurea entre el pitch y el diámetro del agujero de aire (A / d).

En la Figura 4.2 y Figura 4.3 se muestra el área efectiva y el coeficiente no lineal de la PCF diseñada con un pitch $A=1, 1.5, 2 \mu\text{m}$ y diámetro de los agujeros de aire, $d=0.618, 0.927, 1.236 \mu\text{m}$. Usando sólo seis anillos de agujeros de aire rodeando el núcleo sólido de la PCF obtenemos un buen confinamiento del modo fundamental, pequeña área efectiva, y alto coeficiente de no-linealidad. La estructura mantiene la proporción áurea entre el pitch y el diámetro, y con ello, se logra una mejora de las características de la PCF correspondiente con la aplicación que sea necesario o se esté mejorando. El área efectiva y el coeficiente de no linealidad han sido calculados aplicando los conceptos de la teoría de fibra convencional [110], con las modificaciones necesarias que implican los cálculos para una fibra de cristal fotónico, es decir se toma en cuenta el revestimiento de cristal fotónico de la PCF [110, 136, 137].

$$V_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_{co}^2 - n_{FSM}^2}, \dots\dots\dots (4.1)$$

$$\frac{w}{a_{eff}} = 0.65 + \frac{1.619}{V_{eff}^{3/2}} + \frac{2.879}{V_{eff}^6}, \dots\dots\dots (4.2)$$

$$A_{eff} \cong k_n \pi w^2, \dots\dots\dots (4.3)$$

$$\gamma(\lambda) = 2\pi n_2 / (\lambda A_{eff}), \dots\dots\dots (4.4)$$

donde a_{eff} es el radio del núcleo efectivo, λ es la longitud de onda de operación, n_{co}

es el índice del núcleo, n_{FSM} es el índice del modo fundamental del espacio lleno efectivo, w es el radio del campo modal (MFD), llamado también el tamaño de punto modal efectivo (effective modal spot size), A_{eff} es el área efectiva del modo, k_n es un factor de corrección [138], γ es el coeficiente de no linealidad [139] y n_2 es el índice de no linealidad del sílice.

En la sección 4.4 se muestra una aplicación de la generación de supercontinuo, usando algunos valores específicos de coeficiente de no linealidad mostrados en la Figura 4.3.

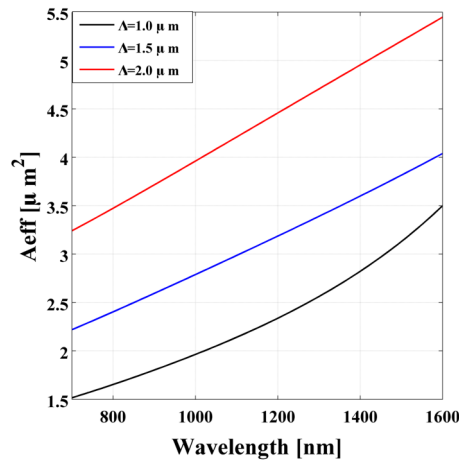


Figura 4.2. Área efectiva con $\Lambda=1, 1.5, 2 \mu m$ y $d=0.618, 0.927, 1.236 \mu m$.

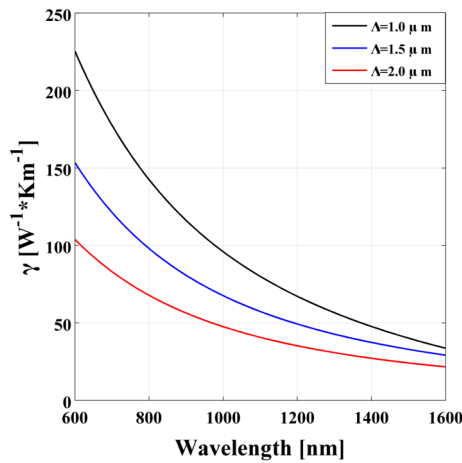


Figura 4.3. Coeficiente de no linealidad con $\Lambda=1, 1.5, 2 \mu m$ y $d=0.618, 0.927, 1.236 \mu m$.

4.3 Descripción del método usado para el estudio de la PCF

Las PCF's aquí propuestas fueron analizadas utilizando el método de elementos finitos (FEM). Este software ejecuta el análisis de elementos finitos junto con un mallado adaptativo y un control de errores que utiliza una variedad de solucionadores numéricos. El módulo de RF de COMSOL proporciona las capacidades para diseñar y simular en varias áreas de la física y en este caso es utilizado para simular la propagación de ondas electromagnéticas en la PCF. El análisis se realiza sobre una sección transversal en el plano xy de la fibra, expresando la propagación de onda en la dirección del eje z dado por la ecuación 4.5 y resolviendo la ecuación de Helmholtz (4.6) para el valor propio $\lambda = -j\beta$, aplicando capas circulares perfectamente ajustadas (CPML), donde β es la constante de propagación. El módulo permite crear un modelo de propagación de ondas en el dominio de la frecuencia y en el dominio del tiempo.

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y)e^{j(\omega t - \beta z)}, \quad \dots\dots\dots (4.5)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) - k_0^2 n^2 \vec{E} = 0, \quad \dots\dots\dots (4.6)$$

La generación de SC en las PCF's aquí propuestas, es investigado numéricamente mediante la ecuación no lineal Generalizada de Schrödinger (GNLSE), ecuación 4.7, resuelta bajo el método de cuarto orden de Runge-Kutta [140], implementado por nuestro grupo de investigación y descrito en estudios anteriores [141]. La función de respuesta Raman para fibras de sílice se describe en las ecuaciones (4.8) y (4.9) [11].

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - \left(\sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} \right) A + i\gamma \left(1 + \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \times \left((1-f_R)A|A|^2 + f_R A \int_0^\infty h_R(\tau) |A(z, T-\tau)|^2 d\tau \right) \quad (4.7)$$

$$R(T) = (1-f_R)\delta(T) + f_R h_R(T), \quad \dots\dots\dots(4.8)$$

$$h_R(T) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{T}{\tau_2}\right) \exp\left(-\frac{T}{\tau_1}\right), \quad \dots\dots\dots(4.9)$$

donde α es la constante de atenuación, A es la envolvente del campo complejo, z es la dirección de propagación, T es el tiempo de retardado del perfil de propagación de la velocidad de grupo (tiempo local), γ es el coeficiente de no linealidad, τ es el tiempo absoluto, $R(t)$ es la función de respuesta, f_R representa el pico de ganancia Raman, h_R función de tiempo de respuesta Raman, τ_1, τ_2 son dos parámetros ajustables (12.2 fs y 32 fs generalmente) y β_n representa los coeficientes de dispersión obtenidos, por la expansión en serie de Taylor de la constante de propagación $\beta(\omega)$, alrededor de la frecuencia central ω_0 .

4.4 Resultados sobre la generación de supercontinuo

En la Figura 4.4 mostramos la dispersión cromática obtenida para la PCF descrita en la sección 3, la cual presenta su punto de cero dispersión (ZDW) en 800 nm exactamente, y podemos ver la dispersión cromática ultra-plana en el intervalo de 1300 a 1555 nm utilizado para la generación de SC usando la otra PCF diseñada y usada en esta investigación.

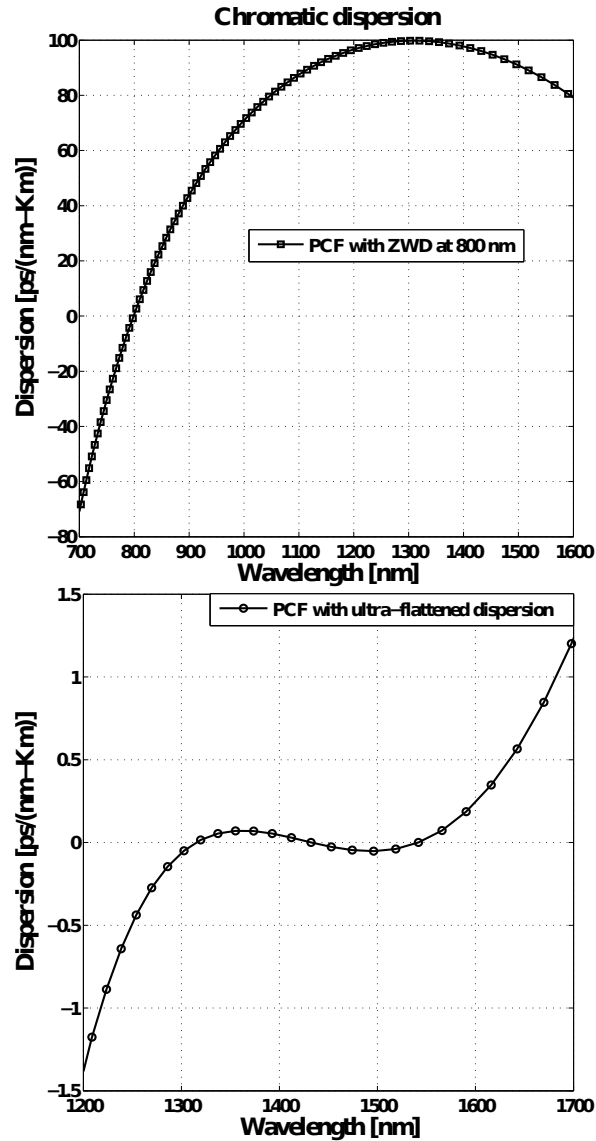


Figura 4.4. Presenta la dispersión cromática total calculada desde 700 nm hasta los 1600 nm, con punto de ZDW en 800 nm (curva con marcas de cuadros) y la dispersión ultra-plana en el rango de 1300 nm a 1550 nm con 0 ± 0.06138 ps/(nm*km) (curva con marcas de círculos).

La Tabla 4.1 proporciona los valores de la dispersión de segundo orden hasta la dispersión de cuarto orden, obtenidas al aplicar la derivada correspondiente a la constante de propagación (β), proveniente del cálculo de la dispersión cromática total para cada longitud de onda, y el coeficiente de no-linealidad utilizado con diferentes longitudes de onda como fuente de bombeo, para la generación de SC en la PCF con el punto de ZDW en 800 nm.

Tabla 4.1. Coeficientes de dispersión de segundo a cuarto orden calculados con diferentes longitudes de onda de la fuente de bombeo sobre la PCF con punto de ZDW en 800 nm, utilizados en las simulaciones.

λ_c	β_2	β_3	β_4	γ
600 nm	38 ps ² /km	0.0385 ps ³ /km	-2.147e ⁻⁵ ps ⁴ /km	102.5 W ⁻¹ km ⁻¹
700 nm	18 ps ² /km	0.049 ps ³ /km	-3.311e ⁻⁵ ps ⁴ /km	84.4 W ⁻¹ km ⁻¹
800 nm	0 ps ² /km	0.063 ps ³ /km	-5.303e ⁻⁵ ps ⁴ /km	70 W ⁻¹ km ⁻¹
900 nm	-18.75 ps ² /km	0.08 ps ³ /km	-8e ⁻⁵ ps ⁴ /km	58.83 W ⁻¹ km ⁻¹

La Figura 4.5 muestra la generación de SC en el régimen de dispersión normal y anómala cerca del punto de ZDW en 800 nm. Consideramos la propagación de la forma de onda de una sech^2 , con un ancho total a altura media (FWHM), $T_{FWHM}=100$ fs y 8 kW de potencia pico, en una longitud de 5 y 10 cm de fibra de cristal fotónico, sobre el punto de ZDW en 800 nm. Los parámetros de fibra utilizados en el cálculo, dados por γ , λ_c , β_2 y β_4 , son los valores encontrados en la Tabla 4.1.

En la Figura 4.5, se presentan los resultados de la dinámica de la evolución espectral, la cual es examinada a través de la solución numérica de la ecuación (4.7) y podemos ver los resultados sobre 10 cm y 5 cm de longitudes de la PCF con una fuente de bombeo a específicas longitud de onda, como se indica en dicha Figura. También se muestra la evolución del espectro de longitud de onda con una fuente de bombeo centrada en 600 nm con una GVD normal lejana del punto de ZDW, donde la auto-modulación de fase (SPM) es el proceso no lineal dominante, y las propiedades espectrales son típicos de lo que se espera cuando interactúa la SPM y la GVD normal en la PCF propuesta [142]. A medida que nos acercamos al punto de ZDW la GVD anómala jugará un papel en la generación de SC, donde la

dinámica de solitones implica un papel cada vez más importante para el ensanchamiento espectral [126]. Podemos ver que las características espectrales exhiben marcas claras de fisión de solitones y la generación de ondas dispersivas, como lo mostramos en la Figura 4.5. Este proceso no lineal es más visible y fuerte, cuando tenemos longitudes mayores de PCF y la longitud de onda de la fuente de bombeo está más cercana del punto de ZDW encontrándose en el régimen de dispersión anómala. Un espectro relativamente plano de supercontinuo, con un ancho de banda de 40 dB desde 140 nm a 320 nm, es logrado en el régimen normal de la GVD, usando 5 y 10 cm de longitud de fibra y un espectro de supercontinuo de 40 dB de ancho de banda desde 400 nm a 850 nm es obtenido en el régimen de GVD anómala con 5 y 10 cm de fibra.

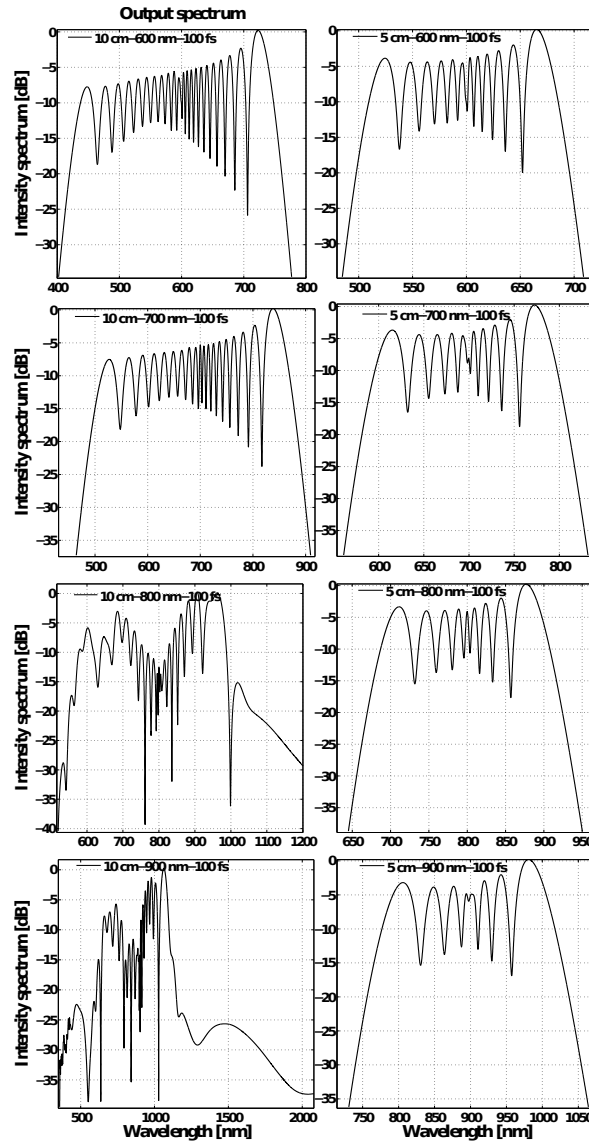


Figura 4.5. Se muestran los resultados de la simulación numérica en el que obtenemos un espectro de SC, con un ancho de banda de 40 dB desde 400 nm a 850 nm para una fuente de bombeo centrada en una longitud de onda cercana al punto de ZDW y lejos del punto de ZDW, en el régimen de dispersión anómala y normal, usando una longitud de fibra relativamente corta de 5 y 10 cm.

La Figura 4.6 muestra la generación de SC en el régimen de dispersión normal y anómala cercana al punto de ZDW en 800 nm. Consideramos la propagación de la forma de onda de una sech^2 con anchura total a altura media (FWHM), $T_{FWHM}=70$ fs y 8 kW de potencia pico en una longitud de 5 y 10 cm de PCF en el punto de ZDW a 800 nm. Los parámetros de la fibra utilizados en el cálculo, vienen dados por los valores de γ , λ_c , β_2 y β_4 , establecidos en la Tabla 4.1.

Aquí son mostrados los resultados para los mismos parámetros que se utilizan en la Figura 4.5, pero con un pulso más corto con un $T_{FWHM}=70$ fs y podemos ver un espectro de supercontinuo relativamente plano, con un ancho de banda de 40 dB desde 150 nm a 340 nm, el cual se logra en el régimen de GVD normal, usando una longitud de 5 y 10 cm de fibra microestructurada. La generación de supercontinuo con un ancho de banda de 40 dB de 420 nm a 800 nm se obtiene en el régimen de GVD anómala usando una longitud de 5 y 10 cm de fibra. La diferencia con respecto al espectro de supercontinuo obtenido usando un pulso con un $T_{FWHM}=100$ fs, es la obtención de un ancho de banda más amplio en el régimen de dispersión normal y de un espectro más plano en el régimen de dispersión anómala. Utilizando un pulso más corto, el espectro se amplía más, y se logra un espectro más plano con una menor longitud de PCF en el régimen de dispersión anómala o normal.

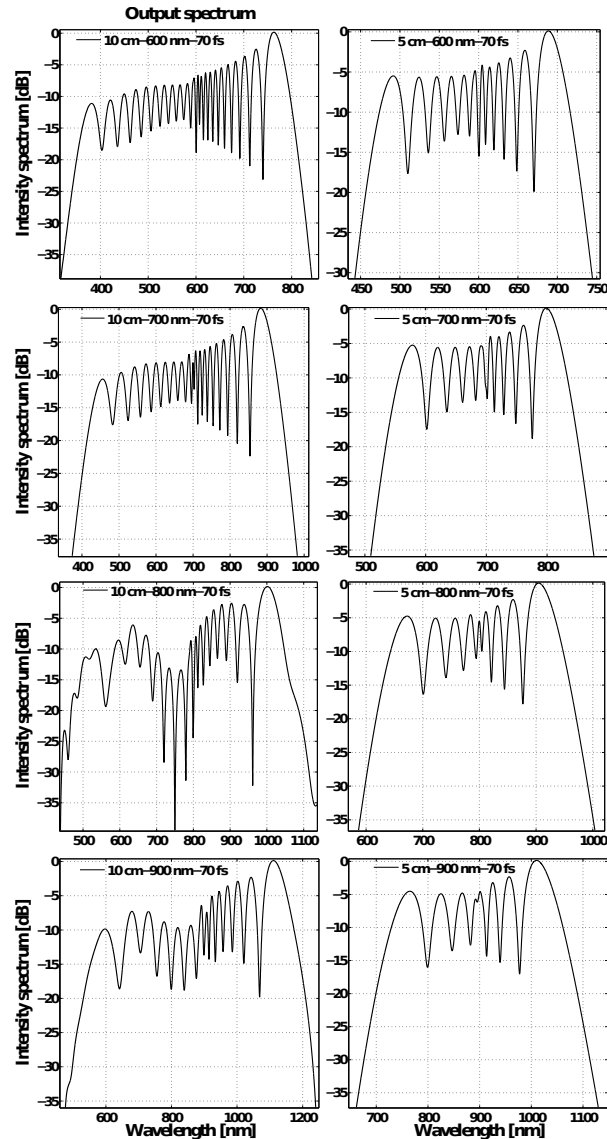


Figura 4.6. Se muestran los resultados de la simulación numérica en el que obtenemos un espectro de SC, con un ancho de banda de 40 dB desde 420 nm a 800 nm para una fuente de bombeo centrada en una longitud de onda cercana al punto de ZDW y lejos del punto de ZDW, en el régimen de dispersión anómala y normal, usando una longitud de fibra relativamente corta de 5 y 10 cm.

La generación de SC en la banda de 1550 nm tiene importantes aplicaciones, tales como una fuente de corte de impulsos espectrales (spectral-slicing pulse source), la cual es utilizada en sistemas de multiplexación por división de longitud de onda en transmisiones ópticas [143], en un convertidores de longitud de onda óptica [144], en la propagación de solitones de pulsos ultra-cortos [48] y en procesadores de señales ópticas [27].

La Tabla 4.2 proporciona los valores de los coeficientes de dispersión de segundo orden al cuarto orden y el coeficiente de no-linealidad usados con diferentes fuentes de bombeo de longitudes de onda para la generación de SC usando la PCF con dispersión ultra-plana con casi cero dispersión, donde logramos 0 ± 0.06138 [ps/(nm*km)] en el rango de 1292 nm a 1550 nm.

Tabla 4.2. Coeficientes de dispersión de segundo a cuarto orden usando diferentes longitudes de onda de la fuente de bombeo sobre la PCF con dispersión ultra-plana cercana al punto de ZDW en el intervalo de 1292 a 1550 nm utilizados en las simulaciones.

λ_c	β_2	β_3	β_4	γ
1300 nm	0.05336 ps ² /km	0.0041 ps ³ /km	6.632e ⁻⁵ ps ⁴ /km	21.11 W ⁻¹ km ⁻¹
1550 nm	-0.0206 ps ² /km	0.00535 ps ³ /km	-1.55e ⁻⁴ ps ⁴ /km	13.89 W ⁻¹ km ⁻¹

La Figura 4.7 muestra la generación de SC en el régimen de dispersión normal y anómala cercana al punto de ZDW en 1300 y 1500 nm. Consideramos la propagación de la forma de onda de una sech^2 con anchura total a altura media (FWHM), $T_{FWHM}=70$ y 30 fs y 8 kW de potencia pico en una longitud de 5 y 10 cm de PCF en el área de dispersión ultra-plana cercana al punto de ZDW en 800 nm. Los parámetros de la fibra utilizados en el cálculo, vienen dados por los valores de γ , λ_c , β_2 y β_4 , establecidos en la Tabla 4.2.

En la Figura 4.7, se presentan los resultados de la dinámica de la evolución espectral, la cual es examinada a través de la solución numérica de la ecuación (4.7) y podemos ver los resultados sobre 10 cm y 5 cm de longitudes de la PCF con una fuente de bombeo a especificas longitud de onda, como se indica en dicha Figura.

También se muestra la evolución del espectro de longitud de onda con una fuente de bombeo centrada en 1550 nm con una GVD anómala cercana a punto de ZDW, donde la dinámica de solitones es el proceso no lineal dominante. Un espectro relativamente plano de supercontinuo se logra gracias a las longitudes de 5 y 10 cm usadas (Relativamente cortas), con un ancho de banda de 40 dB desde 800 nm a 1200 nm, es logrado en el régimen normal de la GVD, usando una fuente de bombeo centrada en 1330 nm y un espectro de supercontinuo de 40 dB de ancho de banda desde 900 nm a 2300 nm, es obtenido en el régimen de GVD anómala cercana al punto de cero dispersión con 5 y 10 cm de fibra bombeando con un láser de femtosegundos.

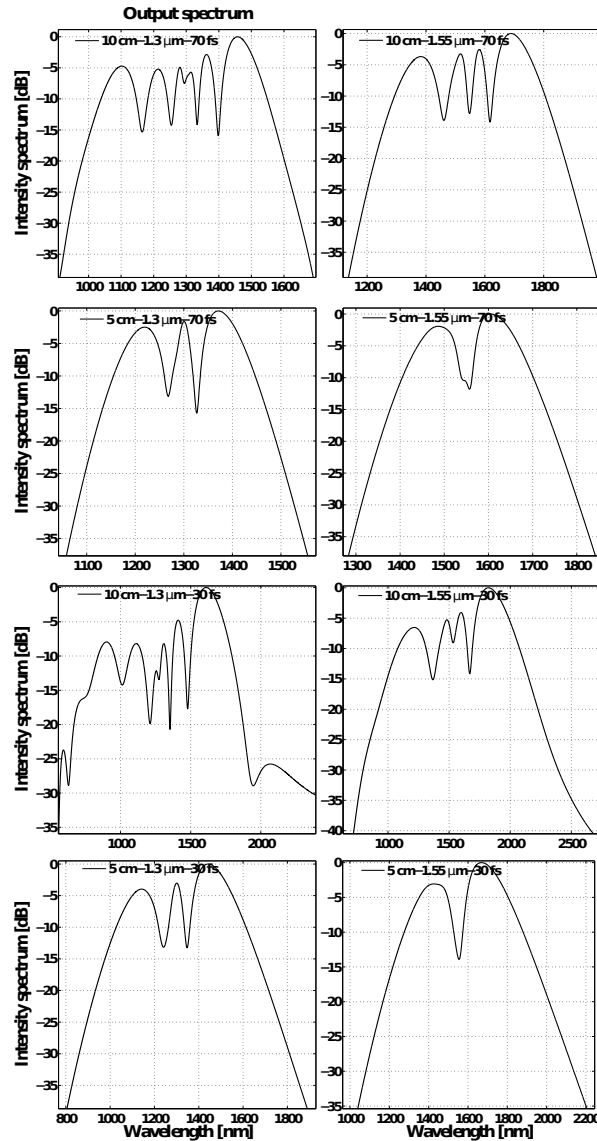


Figura 4.7. Se muestran los resultados de la simulación numérica donde obtenemos un espectro de supercontinuo, con un ancho de banda de 40 dB de 800 nm a 2300 nm con una fuente de bombeo con longitudes de onda centradas en 1300 y 1550 nm, en el régimen de GVD normal y anómala cercana al punto de ZDW usando longitudes cortas de fibra de 5 y 10 cm.

4.5 Conformación y compresión de pulsos ultracortos usando la estructura Au-PCF

Para simular la generación de supercontinuo consideramos la forma de onda de sech^2 con anchura total a altura media (FWHM), $T_{FWHM}=50$ fs, y 10 kW de potencia pico y 873 nm, propagándose en una longitud de 5 mm de PCF con una dispersión cromática máxima a 873 nm de 39.78 [ps/(nm*km)]. La PCF diseñada tiene bajas pérdidas, pequeña área efectiva ($A_{eff}=1.76 \mu\text{m}^2$ a 873 nm), y gran coeficiente de no linealidad en el rango de 800 hasta 1600 nm. La evolución del

pulso, se ha simulado mediante el método de RK4IP, el cual usamos para solucionar la ecuación generalizada de Schrödinger no lineal. Los parámetros de la fibra utilizados en el cálculo vienen dados por $\gamma=122.5 \text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$, $f_r=0.18$, $\lambda_c=873 \text{ nm}$, $\beta_2=-16.09 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3=0.01686 \text{ ps}^3/\text{km}$, $\beta_4=0.0001732 \text{ ps}^4/\text{km}$, con los cuales se consigue un espectro más amplio que el reportado en la literatura usando parámetros similares.

La Figura 4.8 muestra el espectro de supercontinuo obtenido al simular la propagación de pulsos ultracortos en la PCF diseñada, donde es utilizada la propiedad de dispersión anómala y un alto coeficiente de no-linealidad de la PCF propuesta, para la creación de un amplio espectro usando un láser de bombeo de femtosegundos y menor longitud de la PCF. Podemos ver un suave y amplio espectro de SC de 2100 nm de ancho de banda con un nivel de -40 dB. En la Figura 4.9 se muestra la evolución temporal del pulso de la fuente de bombeo. Observamos que el pulso de la fuente de bombeo original se ha roto en siete formas de onda, las cuales pueden ser interpretadas como pulsos; dando una forma al pulso de salida de un tren de pulsos muy cortos. Tomando esta observación en cuenta, junto con el hecho de que la longitud de onda del pulso de la fuente de bombeo está en la región de dispersión anómala de la PCF diseñada, concluimos que la Figura 4.10 nos muestra una clara manifestación de la fisión de solitón, el cual es conocido como el efecto primario no lineal, bajo estas condiciones de propagación [80]. En el dominio espectral, la fisión de solitón se manifiesta como una ampliación extrema del espectro del pulso incidente. Esto, es exactamente lo que observamos en la Figura 4.8. Por lo tanto, el principal efecto de ensanchamiento espectral en nuestro caso es la fisión de solitón.

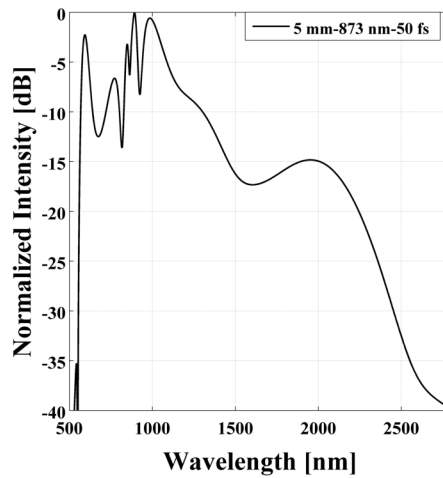


Figura 4.8. Mostramos el espectro de salida obtenido usando una longitud de fibra de 5 mm. La curva muestra el espectro de SC con un ancho de banda de 40 dB de 2100 nm, utilizando un láser de bombeo centrado en 873 nm.

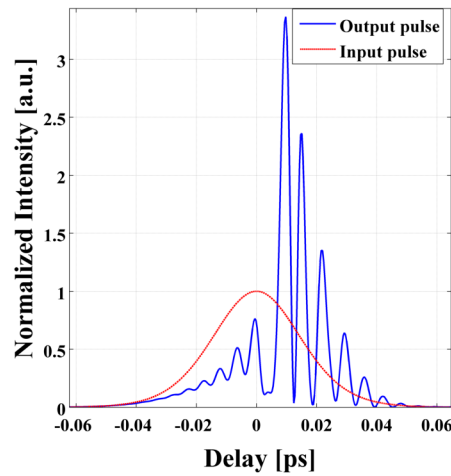


Figura 4.9. La curva roja muestra el pulso inicial (forma de onda de una sech^2) y la curva azul muestra la forma de onda después de la propagación a través de 5-mm de longitud de la PCF.

La estructura de la PCF diseñada también se ha utilizado para la investigación de la posibilidad de compresión de impulsos y la transformación de la forma del pulso (Conformación de pulsos), suponiendo una forma de onda de sech^2 como envolvente del pulso inicial (IPE). Cada una de estas aplicaciones requiere una combinación particular de dispersión y de no linealidad. La transformación del pulso de sech^2 a otra forma de onda de alta calidad en una fibra, requiere generalmente una dispersión normal centrada en la longitud de onda del pulso incidente [70, 11], ya que el fenómeno primario en este caso es una interacción entre la auto-modulación de fase y la dispersión normal [81, 145-147]. Por lo tanto,

para la simulación de la transformación de la forma del pulso, utilizamos los siguientes parámetros y una longitud de onda del pulso centrada en 600 nm: $T_{FWHM}=140$ fs, potencia pico $P=8$ kW, longitud de la fibra de 13.5 mm, $\gamma=102.5$ W⁻¹*km⁻¹, $f_r=0.18$, $\beta_2=38$ ps²/km, $\beta_3=0.0385$ ps³/ km, $\beta_4=-0.00002147$ ps⁴/Km. La longitud de onda de 600 nm ha sido elegida debido a que todas las curvas de dispersión se obtuvieron usando la proporción áurea, y en esta longitud de onda la PCF presenta dispersión normal; y esto es exactamente lo que necesitamos para lograr la transformación del pulso, con una calidad suficientemente alta del pulso de salida conformado.

Todas las combinaciones con la relación de oro entre el pitch y el diámetro del hueco, demuestran un perfil de dispersión altamente no lineal. Por lo tanto, las fibras no pueden aplicarse directamente para compresión de pulsos como se hace en el caso de espejos de variación de frecuencia (Chirped mirrors), por ejemplo [10, 148]. Sin embargo, estas combinaciones proporcionan rangos de longitud de onda con dispersión de velocidad de grupo anómala, donde es posible la formación de solitones de orden superior. Por lo tanto, dentro de estos intervalos se puede comprimir el pulso, usando el efecto solitón [149, 150]. Esto se ha implementado en una PCF, para el caso de $A=1.618$ μ m y diámetro de los agujeros de aire, $d=(2/3)A$, con cinco anillos de agujeros en el revestimiento. En este caso, las longitudes de onda de dispersión cero son 800 nm y 1956 nm, y la dispersión cromática máxima es igual a 99.27 [ps/(nm*km)] @ 1303 nm, como se muestra en la Fig. 18. Otros parámetros son los siguientes: $T_{FWHM}=250$ fs @ 1303 nm, potencia pico $P=10$ kW, $\gamma=33$ W⁻¹*km⁻¹, $f_r=0.18$, $\beta_2=-90$ ps²/km, $\beta_3=0.1262$ ps³/km, $\beta_4=-0.0001093$ ps⁴/km. La longitud óptima de la fibra, cuando se alcanza la máxima compresión, es igual a 15 mm. El factor de compresión en este caso es igual a 100. La Figura 4.10 muestra los pulsos incidentes para los casos de conformación y de compresión, el pulso comprimido, y el pulso conformado a una forma de onda plana superior. La forma del pulso comprimido demuestra un pedestal, que es típico de los pulsos obtenidos a través de la compresión del efecto solitón. El espectro del pulso de salida correspondiente se muestra en la Figura 4.11 El espectro del pulso plano superior, demuestra rasgos de la auto-modulación de fase. Este efecto no lineal, junto con la

dispersión de velocidad de grupo normal a 600 nm, produce los mejores pulsos con forma de onda aplanada. Una mirada más cercana al pulso conformado en la Figura 4.10, permite ver la cancelación del efecto no lineal de ruptura óptica, ya que no hay oscilaciones en el borde de salida del pulso, lo cual es manifestación de la ruptura de onda óptica [149, 150]. Estos resultados indican la posibilidad de utilizar la PCF propuesta, en variedad de problemas de ingeniería en óptica no lineal.

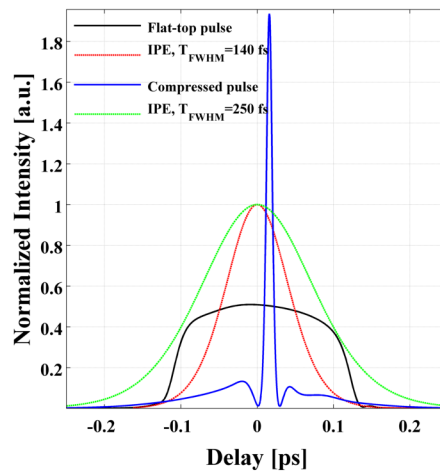


Figura 4.10. Envoltura del pulso inicial (curva verde y roja), envoltura del pulso comprimido (curva azul) y forma de onda plana superior del pulso conformado (curva negra).

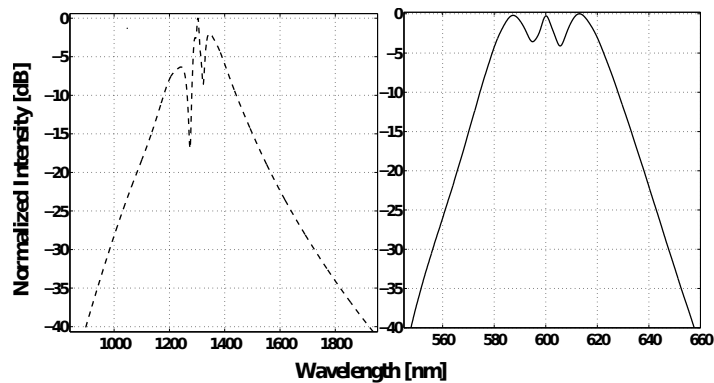


Figura 4.11. Espectro del pulso comprimido y el pulso con forma de onda aplanada superior. La línea discontinua muestra el espectro del pulso comprimido y la línea continua muestra el espectro del pulso conformado.

4.6 Conclusiones capítulo

Aquí analizamos una PCF de 6 anillos con punto de ZDW en 800 nm con un alto coeficiente de no-linealidad y baja pérdida de confinamiento, además presentamos otra PCF de 4 anillos con una dispersión ultra-plana, baja pérdida de confinamiento y un coeficiente de no-linealidad $\gamma > 13 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, en el rango de 1300 a 1550 nm para la generación de SC. Hemos demostrado numéricamente que estas dos PCF's, se pueden utilizar para la generación de SC de manera eficiente y obtenemos un amplio ancho de banda de 850 nm, utilizando los parámetros de la tabla 4.1 para la primera PCF y obtuvimos un ancho de banda de 2300 nm, para la segunda PCF de acuerdo con los parámetros de la tabla 4.2. Se analizaron los efectos de la longitud de la PCF y los efectos de la duración del pulso en la generación de SC, y demostramos, que cuando tenemos un pulso suficientemente corto y propagamos este en una longitud corta de PCF, obtenemos un espectro más suave y más amplio, independientemente del tipo de dispersión que tengamos (dispersión normal o anómala). De acuerdo con los resultados presentes en este capítulo, se muestra que estas PCF's, se podrían utilizar para la generación de un eficiente SC, en las tres ventanas de comunicaciones para diferentes aplicaciones en el campo de la óptica.

5. ARREGLO EXPERIMENTAL PARA EL ESTUDIO DE FENÓMENOS NO LINEALES Y CARACTERIZACIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS MEDIANTE ELEMENTOS PASIVOS

En el presente capítulo se muestran los resultados experimentales obtenidos en el laboratorio del centro de investigaciones en óptica. Aquí el objetivo inicial fue alinear el láser de femtosegundos y obtener los parámetros de los pulsos ultracortos mediante la técnica FROG, finalmente se desarrolló un arreglo para poder acoplarla a los pulsos en fibra convencional o fotónica y poder medir los cambios que sufrían estos pulsos al propagarse por la fibra, esto de acuerdo al planteamiento inicial del problema propuesto en el presente trabajo de investigación.

5.1 Técnicas y herramientas para el manejo de fibras ópticas

Se realizaron prácticas de cómo cortar y acoplar la fibra al láser, además de investigar la teoría sobre tipos, usos y aplicaciones de la fibra hoy en día. Para este caso se usó la Fibra convencional SMF-28 de Thorlabs y una cortadora de fibras FITEL modelo No. S321 (Figura 5.1). Esto, es una de las primeras etapas necesarias para poder acoplar correctamente la luz del láser y evitar pérdidas por acoplamientos o por fibras con imperfecciones en la entrada y salida de esta, así como el evitar reflexiones hacia la cavidad del láser por una fibra mal cortada y causar daños irreparables o muy costosos al láser de Ti:Zafiro.

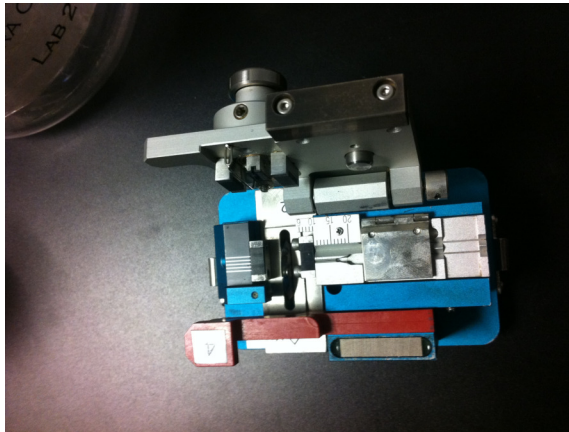


Figura 5.1. Cortadora de fibra FIBEL.

5.2 Técnicas para la caracterización de pulsos ultracortos

Los láseres de pulsos ultracortos o de femtosegundos (10^{-15} segundos), tienen una amplia variedad de aplicaciones en física, química, biología, medicina y telecomunicaciones, esto debido a sus principales características: corta duración del pulso, amplio espectro, pico de alta potencia y exposición local.

Se investigaron diferentes técnicas para la caracterización de pulsos ultracortos, entre ellas: FROG (Frequency-resolved Optical Gating) y Autocorrelación de pulsos. Estas técnicas indirectas para obtener los parámetros del pulso son necesarias, debido a que los instrumentos de medición directa no son tan rápidos hoy en día para poder medir directamente pulsos por debajo de los 200 fs [151].

Se implementó en el laboratorio la técnica FROG (Figura 5.2 y 5.3) mediante un autocorrelador inrad modelo No. 5-14 B y un espectrómetro ocean optics en el laboratorio del CIO A.C.

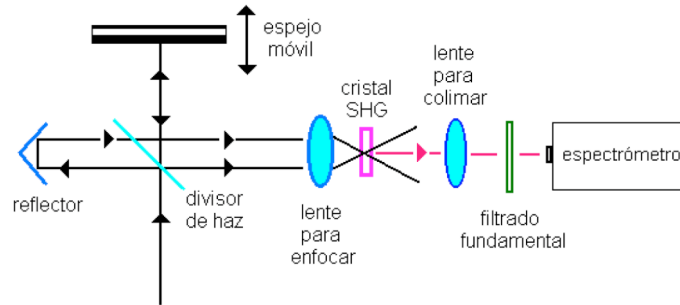
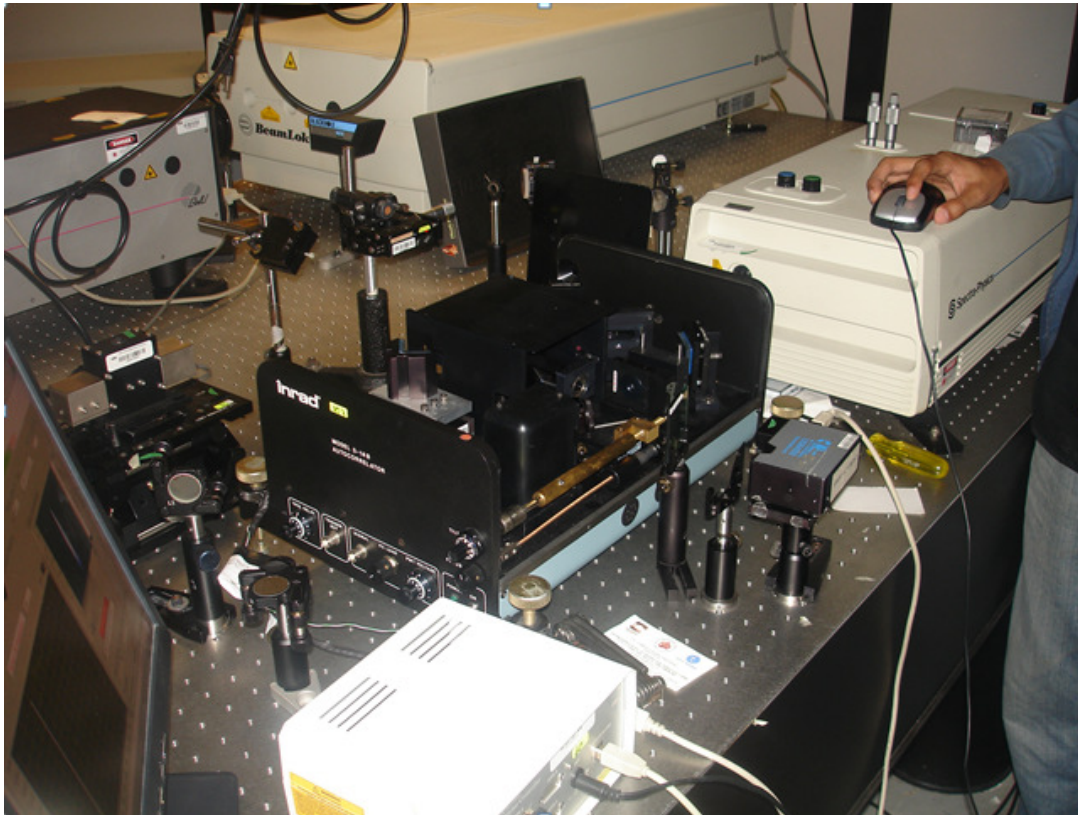


Figura 5.2. Técnica FROG.



5.3. Técnica FROG implementada en el laboratorio.

Esta técnica resuelve en frecuencia y permite obtener el módulo y la fase del pulso y se basa en dos etapas, primero tomar una serie de mediciones (espectrómetro), segundo mediante la traza FROG de estos datos se reconstruye el pulso. FROG es una poderosa herramienta ya que, al contrario de la caracterización del pulso mediante la técnica de autocorrelación, no presuponemos un perfil de intensidad predeterminado, además de obtener una medida de la evolución de la fase de los pulsos.

En esta técnica, se genera otro pulso o réplica del pulso a medir $E(t)$ con cierto retardo, es decir $t=\tau$, los cuales interactúan en el cristal de generación de segundo armónico. Esta señal generada de autocorrelación o de segundo armónico es colimada y filtrada espacialmente para eliminar las componentes de la señal original. Esta señal es capturada por el espectrómetro, el cual mide su espectro en función del retardo del autocorrelador, con lo cual obtendremos medidas del espectro de esa misma señal contra los distintos valores del retardo τ . El resultado genera una matriz de datos o lo que conocemos como traza FROG, la cual dependerá de λ en una dirección y de τ en la otra dirección. Ahora sí, a partir de la traza FROG mediante un algoritmo podemos reconstruir el módulo y la fase del pulso $E(t)$. Las Figuras 5.2 y 5.3 muestran el montaje llevado a cabo en el laboratorio.

5.3 Generación de segundo armónico

Se usó un cristal no lineal de BBO (Beta-Barium Borate, Figura 5.4), el cual básicamente dobla la frecuencia del haz incidente, en nuestro caso el láser emite a 800 nm y obtenemos un haz a 400 nm después del cristal. Esto debido a un efecto no lineal en respuesta a una alta intensidad de los pulsos incidentes dentro de la estructura del cristal BBO generando la emisión del segundo armónico, el cual nos proporciona la señal que entra al espectrómetro y al hacer el barrido con el autocorrelador generamos la traza FROG, la cual contiene la información para la reconstrucción del pulso y los parámetros a medir. En este caso usamos el Software FROG 2.0 el cual nos proporciona la forma del pulso, el ancho de banda, la fase y la duración del pulso (T_{FWHM}).



Figura 5.4. Generación de segundo armónico.

En la Figura 5.4 podemos apreciar cómo surge en medio de los rayos en el infrarrojo cercano (782 nm) provenientes del autocorrelador un haz azul (391 nm),

el cual corresponde a nuestro segundo armónico. La Figura 5.5 muestra el arreglo para medir el Segundo armónico mediante la técnica FROG, usando el espectrómetro OCEAN OPTICS (Figura 5.6).

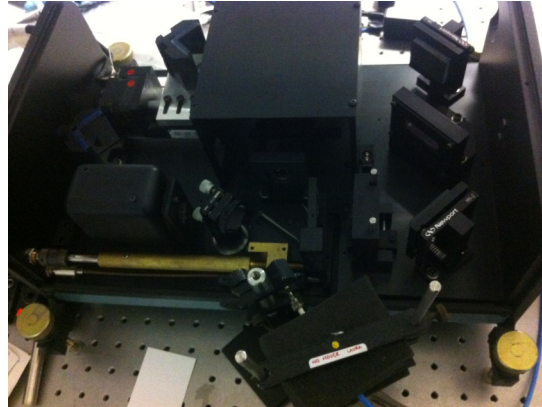


Figura 5.5. Autocorrelador, espejo y filtro de color para recolectar el segundo armónico y medirlo a través del espectrómetro y analizarlo bajo la computadora.



Figura 5.6. Espectrómetro Ocean Optics.

El sistema FROG utiliza como elemento no lineal, la respuesta cuadrática de un cristal de generación de segundo armónico (SHG). Si además el sistema está basado en un autocorrelador no-colineal (libre de background) la señal generada en el cristal de SHG se puede escribir como

$$E_{sig}(t, \tau) = E(t) \cdot E(t - \tau) \dots \dots \dots (5.1)$$

Donde $E(t)$ es el campo eléctrico asociado a un pulso arbitrario y $E(t - \tau)$ es una réplica exacta del mismo pulso, pero retardada un tiempo $t = \tau$. Nótese que la ecuación relaciona la envolvente compleja (sin la frecuencia portadora) de $E_{sig}(t)$ con la de $E(t)$, en función de τ . La relación entre las frecuencias portadoras de $E_{sig}(t)$, $E(t)$ y $E(t - \tau)$ ya la conocemos. Si ω_0 es la frecuencia portadora o

frecuencia central del pulso $E(t)$, entonces la frecuencia central del pulso retardado $E(t - \tau)$ será igualmente ω_0 , y la de la señal $E_{sig}(t)$ será $2\omega_0$, pues ha sido generada en un cristal de SHG.

A la salida del espectrómetro se detecta la intensidad de las distintas componentes que forman el espectro de $E_{sig}(t, \tau)$, lo que podemos expresar matemáticamente como

$$I_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}(t, \tau) \exp(j\omega t) dt \right|^2 = |E_{sig}(\omega, \tau)|^2 \dots\dots\dots(5.2)$$

El resultado es la función $I_{FROG}(\omega, \tau)$ igual a la intensidad $E_{sig}(\omega, \tau)$, que a su vez depende de la frecuencia ω y del retardo τ , y a partir de la cual se construye la traza FROG correspondiente. Basta con tomar valores discretos de ω y τ para obtener una matriz de datos que permite reconstruir el módulo y la fase del pulso $E(t)$. Una consideración a tener en cuenta es que $E_{sig}(t, \tau)$ es invariante con respecto al signo del retardo, por lo que las trazas SHG-FROG son siempre simétricas respecto a τ [151].

5.4 Arreglo experimental y resultados

En el arreglo experimental se utilizaron diferentes elementos ópticos, entre ellos: un aislador de Faraday, 2 espejos de femtosegundos para alinear el haz del láser, un compresor de pulsos conformado por 2 prismas y 3 espejos, esto para comprimir el pulso ya que el aislador ensancha el pulso original del láser, un acoplador de fibra, un objetivo de 10x con apertura numérica de 0.25, fibra convencional SMF-28, un objetivo de 40x con apertura numérica de 0.65 para colimar el haz a la salida de la fibra, un polarizador, autocorrelador automatizado mediante un motor a pasos, espectrómetro, computadora y un láser Tsunami Ti:Al₂O₃ modelo No. 3941-M15R. En la Figura 5.7 podemos ver resumido la serie de elementos usados en nuestro arreglo experimental, y en la Figura 5.8 se muestra el arreglo experimental montado

en el laboratorio completo, desde la salida del láser de Ti:Zafiro hasta el acoplamiento de la fibra óptica, en conjunto con el sistema FROG.

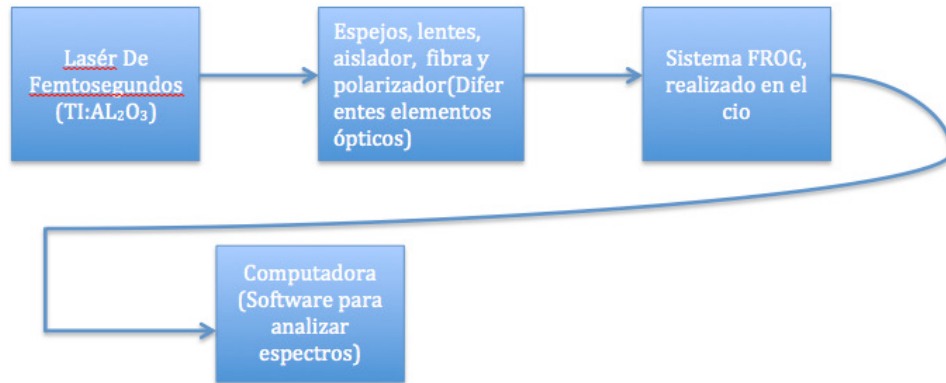


Figura 5.7. Arreglo experimental general.

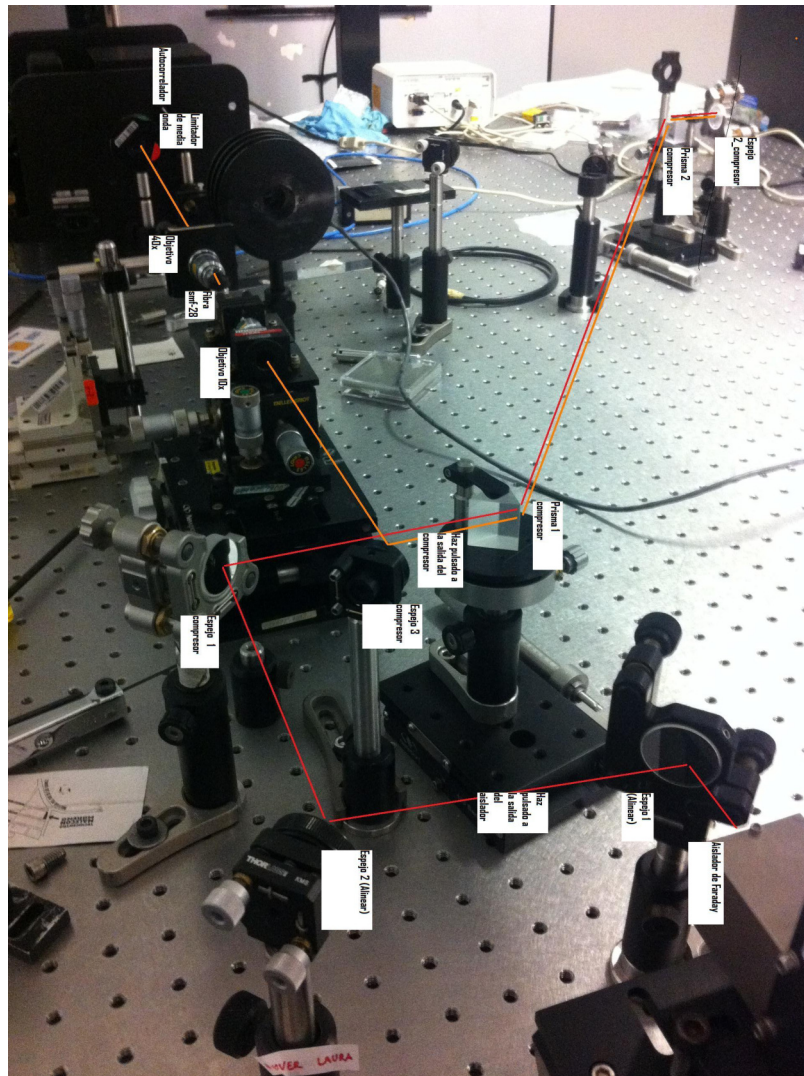


Figura 5.8. Arreglo experimental realizado en el laboratorio.



Figura 5.9. Láser de Ti:Zafiro.

La Figura 5.9 muestra el láser de Ti:Zafiro usado para la realización del experimento, cabe mencionar que este fue alineado totalmente, aprendiendo el funcionamiento total del mismo mediante el manual del usuario, usando los principios de alineación realizados por un experto en este tipo de láseres.

Otro de los objetivos fue el conocer los diferentes elementos usados en experimentos que involucran láseres ultracortos, y por lo tanto darle un buen uso a los que se usarán en el presente experimento. Entre ellos podemos mencionar el aislador de Faraday, que nos sirve para proteger la cavidad del láser por reflexiones, pero causa dispersión en el pulso (provocando su ensanchamiento), espejos para femtosegundos, esto es de gran importancia ya que el uso no apropiado de espejos que soporten pulsos con gran energía provoca la inmediata destrucción de los mismos, compresor de pulsos (conformado por 2 prismas y 3 espejos), estos elementos son usados para tratar de comprimir nuevamente el pulso, después de haber pasado por el aislador de Faraday. Básicamente provocan dispersión anómala o contraria a la causada por el aislador comprimiendo nuevamente el pulso, filtros, atenuadores, autocorrelador y espectrómetro.

A continuación se muestran los resultados experimentales obtenidos bajo condiciones no ideales del pulso de entrada a la fibra, esto debido a problemas con

el láser de pulsos ultracortos usado durante la realización del experimento (baja potencia promedio de salida y forma de onda inicial no determinada).

Se obtuvieron los parámetros del láser directamente sin ningún elemento óptico, enseguida usando el aislador, después usando los dos espejos de alineación, después usando el compresor y finalmente acoplando la fibra SMF-28 de Thorlabs, lo cual se describirá y mostrará en la siguiente sección.

Forma, potencia promedio (370 mW), fase y espectro obtenidos de la caracterización mediante la técnica FROG implementada en el laboratorio. La potencia promedio del láser durante el experimento fue de 370 ± 2 mW a la salida del láser (Figura 5.10), 320 ± 2 mW a la salida del aislador, 255 ± 2 mW a la salida del compresor y 200 ± 2 mW a la salida de la fibra, con pulsos de 196 fs, 240 fs, 190 fs, 260 fs medidos en ancho completo a altura media, con una tasa de repetición de 80 MHz y formas Lorentziana, Gaussiana, Secante hiperbólica y formas no definidas y cercanas a las tres anteriores, además de parabólicas del pulso (de acuerdo al criterio mediante el Time Bandwidth Product TBP obtenido).



Figura 5.10. Medidor de potencia (Potencia promedio a la salida del láser).

Primero: Parámetros obtenidos directamente del pulso a la salida del láser, en los cuales podemos observar el ancho del pulso inicial, sin elementos que dispersen más el pulso del láser. Aquí se describirán los detalles de estos parámetros y el uso del software FROG 2.0 donde analizamos los datos obtenidos mediante la implementación de la técnica FROG anteriormente descrita.

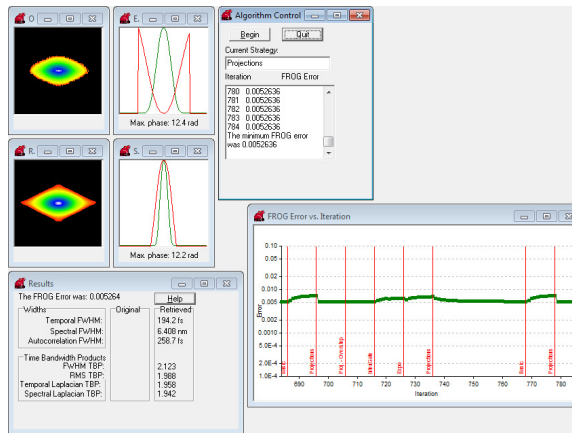


Figura 5.11. Programa FROG 2.0 (Análisis de los datos experimentales).

La salida de la interfaz del programa FROG 2.0 nos muestra el siguiente contenido (Figura 5.11): El error medido en las iteraciones realizadas para completar el análisis de la traza FROG (la cual es mostrada y ajustada en la interfaz), este debe de estar por debajo de 0.05 para un análisis satisfactorio realizado por el algoritmo. Finalmente la tabla de resultados contiene la siguiente información de interés, el ancho temporal completo a altura media (FWHM), el ancho espectral, y el TBP (criterio usado para determinar la forma del pulso) obtenido, dado en el rango de 0 a 10. Para un pulso gaussiano el TBP es semejante a 0.44, para una secante hiperbólica cuadrada es semejante a 0.3 y para un pulso parabólico ideal es igual a 0.73 dado en el rango de 0 a 1 [152].

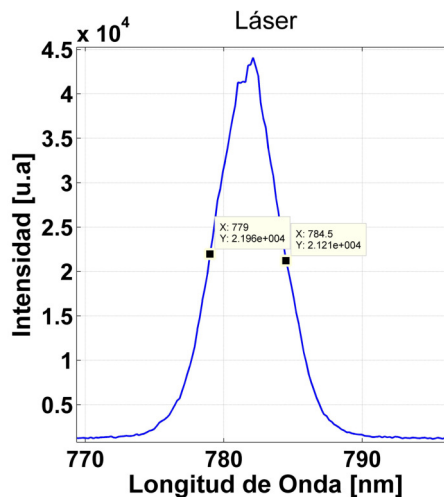


Figura 5.12. Espectro del pulso.

El espectro del pulso es presentado en la Figura 5.12, en la cual la forma inicial del espectro obtenido directamente de la salida del láser tiene una forma cercana a una secante hiperbólica cuadrada y un ancho espectral de 6 nm aproximadamente como podemos observar, y corroborar con los datos que nos arroja el programa FROG 2.0, en el cual podemos ver una fase cuadrática (forma parabólica) y una duración del pulso medido a altura media y ancho completo de 194.2 fs, el cual no lo proporciona el programa FROG 2.0.

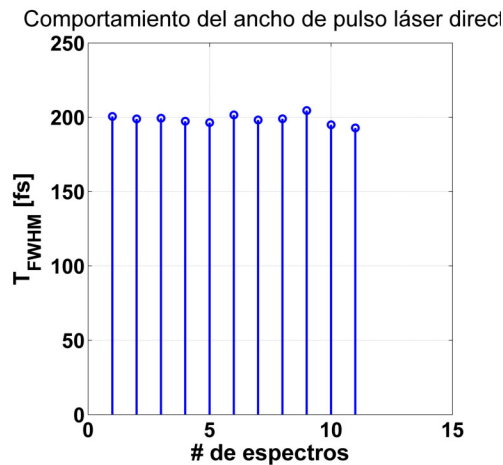


Figura 5.13. Comportamiento del T_{FWHM} del pulso.

En la Figura 5.13 se presenta el comportamiento para una serie de 11 mediciones tomadas directamente a la salida del láser, en los cuales podemos observar que el promedio de la duración del ancho del pulso es de 197 ± 4 fs a lo largo del tiempo. Cabe mencionar que esta serie de mediciones fueron tomadas después de que el láser se estabilizara y arrojará mediciones muy semejantes, ya que al arrancar o encender el láser las temperaturas de estabilización pueden llegar a una espera de 30 minutos a 45 minutos aproximadamente para tener mediciones correctas en los parámetros del láser de pulsos ultracortos, ya que es muy sensible a cambios en el ambiente de humedad y temperatura.

Segundo: Parámetros obtenidos de la caracterización del pulso a la salida del aislador de Faraday. En este caso tomamos mediciones a la salida del aislador para determinar la cantidad de dispersión que provocaba sobre el pulso y el efecto en el ensanchamiento del mismo sobre el original, como veremos en los resultados el pulso sufre un ensanchamiento de aproximadamente 45 fs al pasar por este

elemento óptico, bajo las condiciones previamente enumeradas de potencia promedio del láser.

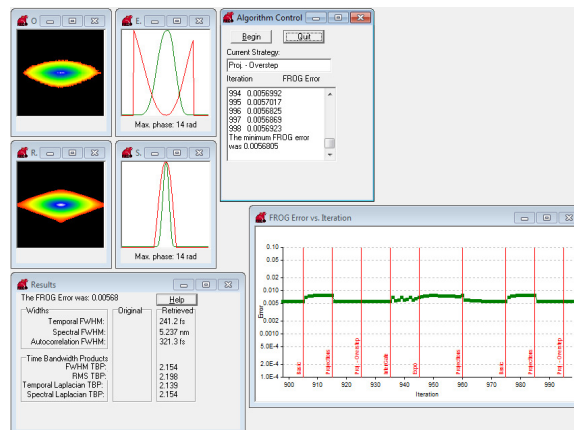


Figura 5.14. Programa FROG 2.0 (Análisis de los datos experimentales).

En la Figura 5.14 podemos observar que cuando el pulso pasa a través del aislador de Faraday sufre un ensanchamiento y el ancho del pulso se encuentra entre 241 ± 5 fs, y el error del algoritmo es aceptable en la medición realizada.

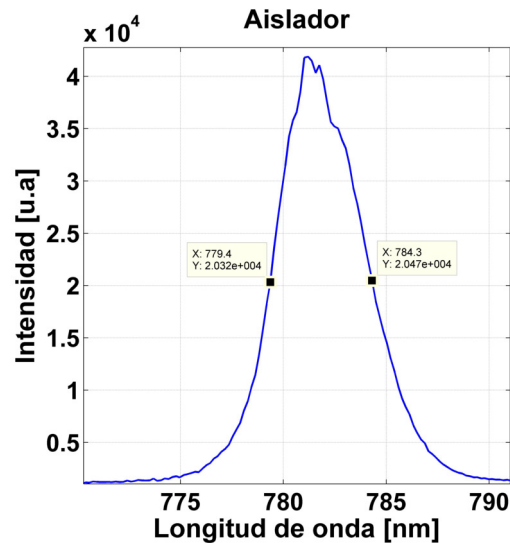


Figura 5.15. Espectro del pulso.

El espectro del pulso a la salida del aislador es mostrado en la Figura 5.15 y una aproximación del ancho de banda medido a altura media. La Figura 5.16 muestra una serie de mediciones tomadas y el comportamiento del ancho del pulso a lo largo del tiempo, en el cual el pulso se estabiliza arrojando una medida de 241 ± 5 fs a lo

largo del tiempo. Con lo cual es determinado, que el pulso sufre un ensanchamiento de 45 fs aproximadamente respecto del pulso original que se tenía a la salida directa del láser. Por último, en la Figura 5.17 podemos observar que el comportamiento del ancho espectral, se encuentra entre 5.2 ± 0.4 nm.

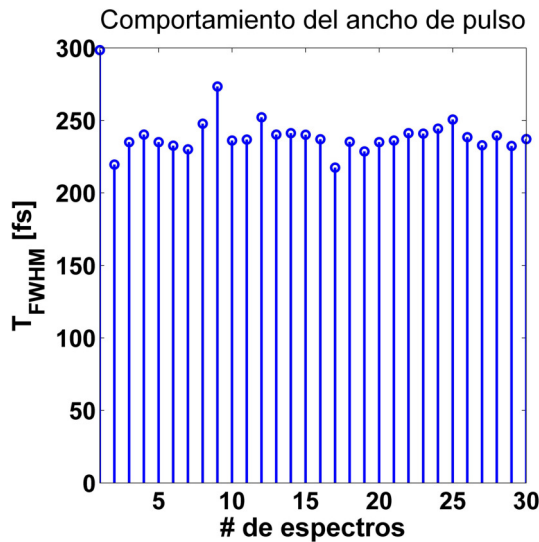


Figura 5.16. Comportamiento del T_{FWHM} del pulso.

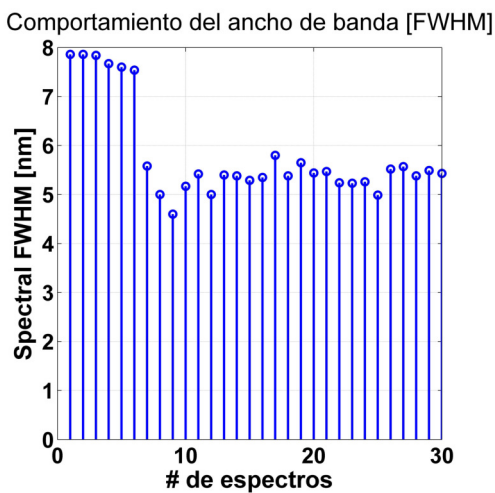


Figura 5.17. Comportamiento del ancho espectral.

Tercero: Parámetros obtenidos del pulso a la salida del compresor, la necesidad de usar los prismas para comprimir nuevamente los pulsos, es debido a que el aislador de Faraday ensancha el pulso y mediante el compresor podemos comprimir nuevamente el pulso al ancho original que tenía a la salida directa del láser o un poco más. Cuando tenemos 255 mW a la salida del compresor la duración del pulso medido a altura media y ancho completo es de 195 fs y 160 fs cuando tenemos 370

mW, estos valores de potencia son diferentes debido a que el láser se encontraba trabajando entre 370 mW y 550 mW bombeando con potencias de 5 W y 6 W el láser de Ti:Zafiro. La potencia que se estuvo manejando fue de 5 W de bombeo con una potencia promedio de salida en el láser de pulsos ultracorto de 365 ± 5 mW.

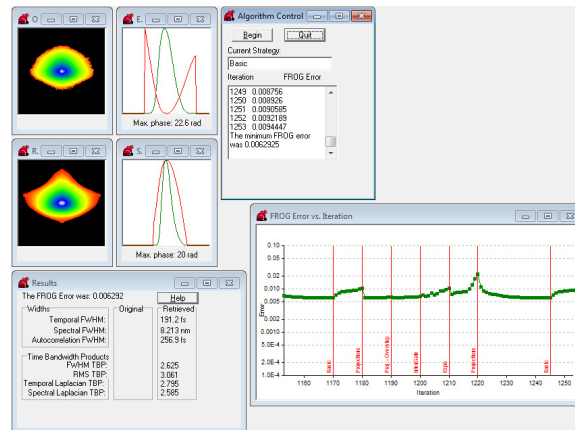


Figura 5.18. Programa FROG 2.0 (Ancho del pulso a altura media).

La Figura 5.18 muestra el ancho temporal medido a altura media $T_{FWHM}=191.2$ fs, con un error aceptable del algoritmo, al igual que la traza FROG de la prueba correspondiente. En la Figura 5.19 se muestra el ancho temporal a altura media cuando el láser trabajaba con una potencia de bombeo de salida mayor, por lo que solo se realizaron pocas pruebas, esto con el fin de corroborar si la potencia de salida del láser influía en la compresión del pulso mediante el par de prismas usados externamente y los internos del propio láser, las pruebas determinan que si influye la potencia del láser en la cantidad de dispersión y en la cantidad de compresión del mismo. En este caso podemos notar que el pulso se comprime hasta los 160 fs de manera estable.

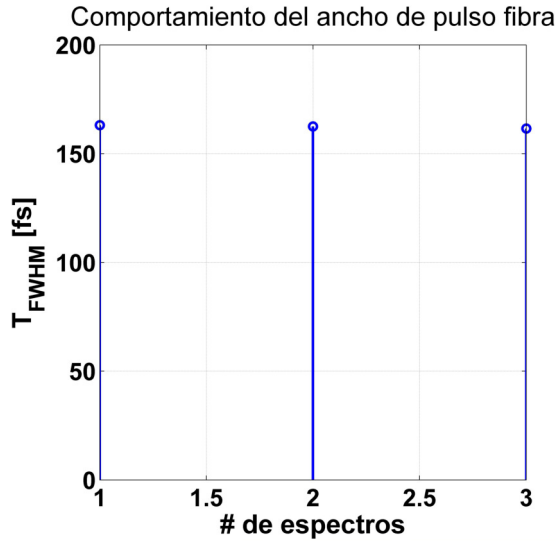


Figura 5.19. Comportamiento del T_{FWHM} del pulso.

Cuarto: Parámetros obtenidos del pulso a la salida de 10.5 cm de fibra convencional SMF-28 de Thorlabs. Una vez caracterizado el pulso hasta el punto de acoplamiento hacia la fibra, se logró un 81% de acoplamiento de la potencia en la fibra, como se muestra en el arreglo experimental en la Figura 5.8, procediendo a medir el ancho del pulso a la salida de la fibra y la conformación que sufre este al introducirlo en 10.5 cm de fibra convencional.

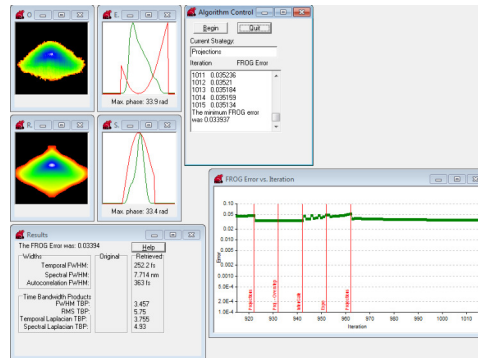


Figura 5.20. Programa FROG 2.0 (Análisis de los datos experimentales).

Una de las pruebas mostradas en la Figura 5.20, muestran una traza FROG no muy simétrica y un T_{FWHM}=252.2 fs, con un total de 1000 iteraciones logrando un error de 0.033, encontrándose en el rango de tolerancia. La prueba de acoplamiento y generación del segundo armónico después de pasar a través de la fibra fue un gran logro y avance, dejando listo el sistema para realizar prueba experimentales con fibras de cristal fotónico y convencionales una vez que el láser se encuentre trabajando en condiciones normales, es decir con potencias promedio cercanas a 1

Watt y $T_{FWHM}=100$ fs. El espectro del pulso después de 10.5 cm de fibra convencional es mostrado en la Figura 5.21 y el espectro del segundo armónico obtenido es mostrado en la Figura 5.22. Finalmente en la Figura 5.23 se muestran algunas pruebas realizadas del comportamiento del ancho temporal del pulso, arrojándonos un ensanchamiento de 60 fs del pulso sobre 10.5 cm de fibra convencional, es decir el pulso original antes de la fibra se encontraba en el rango de 195 ± 5 fs y al medirlo después de la fibra arrojó 250 ± 10 fs al estabilizarse el sistema. Cabe mencionar que cualquier alteración en el acoplamiento ocasiona cambios drásticos en los parámetros del pulso medido, sobre todo en la forma del pulso arrojada por el parámetro TBP como criterio para determinar la conformación del mismo.

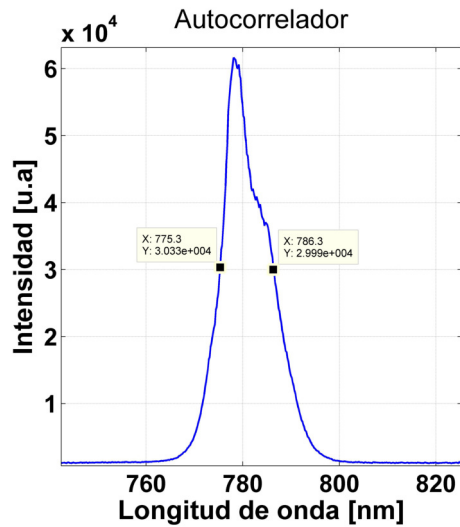


Figura 5.21. Espectro del pulso.

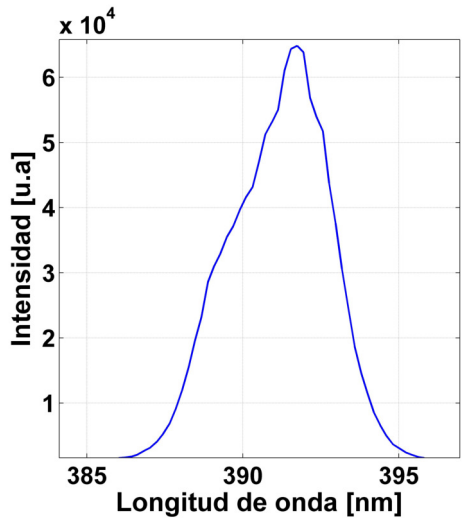


Figura 5.22. Espectro del segundo armónico centrado en 391 nm.

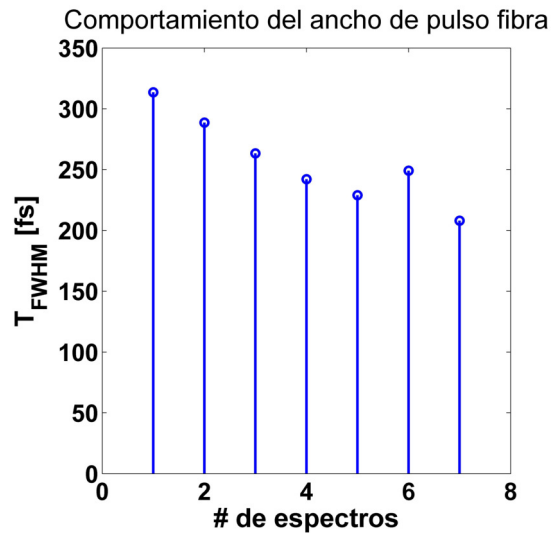


Figura 5.23. Comportamiento del T_{FWHM} del pulso.

5.5 Conclusiones capítulo

Se alineo el láser de Ti:Zafiro internamente con el fin de hacerlo funcionar (el láser no emitía radiación ni continua ni pulsada) nuevamente, en el inicio de la presente estadía, logrando entender el funcionamiento y el arreglo interno del mismo. Considero que esto fue una de las mayores pruebas y satisfacciones que se tienen al conjuntar la teoría que involucra los láseres de pulsos ultracortos con la prueba funcional del láser de pulsos ultracortos de Ti:Zafiro con el que se

trabajó. A continuación vamos a detallar algunos de los puntos más relevantes logrados en la presente estadía y los alcances logrados a lo largo de esta.

- Se aprendió a cortar y acoplar fibra óptica, además de alinear el haz del láser. Esto fue esencial en la alineación y acoplamiento del haz del láser hasta la fibra y poder generar el segundo armónico para poder caracterizar el pulso mediante la técnica FROG implementada satisfactoriamente.
- Se obtuvo la forma, ancho, potencia promedio y fase del pulso a la salida del láser, aislador, compresor y fibra óptica. Como se mostró en el presente capítulo, una de las etapas fundamentales en la presente investigación es el desarrollo del arreglo experimental que nos ayude a caracterizar el pulso, lográndose obtener con la colaboración del Centro de Investigaciones en Óptica A. C. de manera correcta.
- Se caracterizaron varios elementos ópticos usados en el arreglo (espejos, objetivos, filtros etc.). Las pruebas realizadas para cada etapa del experimento se lograron satisfactoriamente.
- Se corrobora que el haz del láser usado está chirpeado. La fase de salida desde el láser, después del aislador y finalmente después de la fibra, tiene un comportamiento cuadrático, por lo que el pulso sufre un cambio de frecuencia lineal respecto al tiempo, expresado en el chirp y concluyendo la presencia del mismo desde un inicio.
- Se obtuvieron los parámetros mínimos de potencia promedio a la salida del haz para generar el 2° armónico (100 mW). Ya que el láser de bombeo, tenía un desajuste, el láser de titanio zafiro de pulsos ultracortos, solo lograba una potencia promedio de salida de 370 mW, esta se bajó a un mínimo de 100 mW, con lo cual aún teníamos la suficiente energía para lograr producir el segundo armónico y debajo de este umbral se dejaba de producir el segundo armónico, esto con la finalidad de poder determinar que energía a la salida de la fibra era necesaria para poder producir el segundo armónico.
- Se logró acoplar el 81 % de la energía a fibra monomodo con longitudes de 10.5 cm y 23 cm como se muestra en el arreglo experimental en la Figura 5.8. Debido a la potencia tan baja que teníamos inicialmente del láser, se obtuvo una

potencia por arriba de los 160 mW después de la fibra, con lo cual fue suficiente para producir el segundo armónico y realizar la medición a la salida de la misma.

- Con 23 cm de fibra el acoplamiento siempre resultaba en 2 modos con energías equitativas entre ambos. Cuando la longitud de la fibra era mayor de 10.5 cm, en este caso solo se realizó la prueba con estos dos tamaños, 10.5 y 23 cm, el segundo armónico generado era muy irregular, con lo cual no se pudo realizar la medición del pulso, esto debido a que a la salida se observaban dos modos y el segundo armónico era difícil de generar para cada uno de ellos. Cabe mencionar que si se logró generar, pero el análisis de la traza FROG mediante el software no convergía la solución, arrojando datos no verídicos en la medición.
- Con 10.5 cm de fibra óptica se logró acoplar un solo modo y de acuerdo al TBP en ciertas condiciones variaba entre 0.6 y 0.8. (Para un pulso ideal parabólico este debe de ser de 0.73). Este parámetro era irregular, por lo que no se puede afirmar con certeza que el pulso sufría cierta clase de conformación, más sin embargo, de acuerdo a las pruebas podemos observar que el parámetro inicial cercano a una secante hiperbólica cuadrada en la forma del pulso si cambiaba al pasar por la fibra, dependiente del acoplamiento, la potencia y la distancia de la misma, como se ha mostrado en el capítulo 4 en simulaciones realizadas para las fibras de cristal fotónico diseñadas.
- Todos los resultados muestran que es posible conformar el pulso usando medios pasivos para esto, en este caso fibra convencional monomodo SMF-28 de acuerdo a la longitud de esta. Y una de las cosas a recalcar es el lograr acoplar el pulso a la fibra y poder medirlo satisfactoriamente, lo cual no se había logrado aún en la Universidad de Guanajuato ni en el CIO. Dejando listo el arreglo experimental para realizar pruebas con diferentes tipos de fibras.
- La potencia promedio del láser debe de ser de 1 Watt y la que se tiene ahora es de 370 mW, por lo que podemos decir que aún con bajas potencias es posible conformar el pulso del láser.
- Para acoplar el haz del láser a fibra microestructurada es necesario tener altas potencias, para poder medir los parámetros del pulso usando la técnica FROG. Por esta razón, fue que no se realizaron pruebas con cierto tipo de fibra fotónica

que se contaba, ya que es extremadamente cara y el no tener las condiciones óptimas del experimento causaría el solo desperdiciar esta valiosa fibra. Por lo cual solo se optó realizar las pruebas con fibra convencional, la cual es relativamente muy barata.

- La experiencia de pasar de la parte teórica a la parte experimental fue una gran enseñanza personal, por lo que estoy totalmente agradecido con el Dr. Gabriel Ramos Ortiz por aceptarme para la realización de la presente estancia de investigación y brindarme los elementos necesarios para llevar a cabo el experimento y sus enseñanzas. Esperando seguir colaborando en el futuro inmediato. Y podemos concluir de manera general que la generación del segundo armónico sobre el cristal no lineal de BBO fue obtenido satisfactoriamente, así como el acoplamiento del pulso sobre fibra fue logrado de igual forma y sobre todo la caracterización del pulso mediante la técnica FROG, en todas las etapas que implica el arreglo experimental realizado. Lo cual es la base para poder mostrar la equivalencia entre los resultados teóricos y experimentales y sobre todo corroborar las predicciones mostradas en los resultados mostrados en las simulaciones presentadas. Esta parte consideró que puede darnos trabajo para varios proyectos con estudiantes de doctorado en un futuro, al igual que de un posdoctorado en el área.

6. CONCLUSIONES GENERALES

La presente investigación abarca desde el diseño de la fibra de cristal fotónico para aplicaciones en conformación de pulsos, control de la dispersión, generación de supercontinuo y compresión de pulsos. La fibra de cristal fotónico de núcleo sólido de sílice que se propone, toma para su diseño el concepto de proporción áurea o relación de oro (1.618), el cual se mantiene constante entre el pitch y el diámetro del agujero de aire, es decir Λ / d es igual a 1.618, en un subconjunto de seis anillos de agujeros de aire inmersos en un arreglo hexagonal. En el caso cuando tenemos un paso entre agujeros igual a una micra ($\Lambda = 1 \mu\text{m}$), necesitamos agujeros de diámetro igual a 0.618 micras para lograr dos puntos de cero dispersión de longitud de onda (ZDW) en 725 nm y 1055 nm; esto nos da la posibilidad de utilizar la fibra para la generación de supercontinuo bombeando cerca de estos puntos, así como compresión o conformación de pulsos mejorando las características reportadas en la literatura con parámetros cercanos a los usados. Analizamos una serie de fibras que utilizan esta relación y mostramos las posibilidades de sintonizar el punto de cero dispersión de longitud de onda (ZDW), en un amplio rango de longitudes de onda entre 725 nm a 2000 nm, con bajas pérdidas y pequeña área efectiva. De acuerdo con el punto ZDW necesario, la geometría de la estructura puede ser modificada hasta el punto de tener sólo tres anillos de agujeros de aire que rodean el núcleo sólido con bajas pérdidas y buen modo de confinamiento. El diseño propuesto aquí se analiza mediante el método de elementos finitos con absorbedores de capas perfectamente ajustadas, incluyendo la dispersión de material directamente en el modelo aplicando la ecuación de Sellmeier.

Además se estudió una estructura simple para una PCF con una dispersión ultra-plana de cuatro anillos, usando el parámetro de proporción áurea (en micras) en la distancia entre los agujeros. Aquí se demostró numéricamente una alta sensibilidad

para controlar algunos parámetros sólo por la variación de los dos últimos períodos de la Au-PCF manteniendo una dispersión altamente plana en una amplia gama de longitudes de onda. Se demostró numéricamente que es posible obtener una dispersión ultra-plana de 0 ± 0.06168 [ps/(nm*km)] desde 1292 nm a 1555 nm. Además, analizamos el MFD y mostramos la distribución del campo eléctrico de una Au-PCF y llegamos a la conclusión de que la Au-PCF para una alta dispersión ultra-plana presenta una propagación del modo fundamental dentro del núcleo y un buen confinamiento en una amplia gama de longitudes de onda, lo cual nos puede ayudar a obtener algunos procesos ópticos no lineales con una longitud corta de la Au-PCF. La alta sensibilidad obtenida mediante la variación de los últimos dos anillos de los diámetros de los orificios de aire, hace posible obtener una dispersión normal o anómala en diferentes rangos de longitudes de onda, cercas del punto de ZWD en la segunda o tercera ventana de comunicaciones.

Otra de las fibras analizadas fue una PCF de 5 anillos con punto de ZDW en 800 nm con un alto coeficiente de no-linealidad y baja pérdida de confinamiento, además de presentar otra PCF de 4 anillos con una dispersión ultra-plana, baja pérdida de confinamiento y un coeficiente de no-linealidad $\gamma > 13$ W⁻¹km⁻¹, en el rango de 1300 a 1550 nm para la generación de SC. Hemos demostrado numéricamente que estas dos PCF's, se pueden utilizar para la generación de SC de manera eficiente y obtenemos un amplio ancho de banda de 850 nm, utilizando los parámetros de la tabla 4.2 para la primera PCF y obtuvimos un ancho de banda de 2300 nm, para la segundo PCF de acuerdo con los parámetros de la tabla 4.3. Se analizaron los efectos de la longitud de la PCF y los efectos de la duración del pulso en la generación de SC, y demostramos, que cuando tenemos un pulso suficientemente corto y propagamos este en una longitud corta de PCF, obtenemos un espectro más suave y más amplio, independientemente del tipo de dispersión que tengamos (dispersión normal o anómala). De acuerdo con los resultados presentes en este capítulo, se muestra que estas PCF's, se podrían utilizar para la generación de un eficiente SC, en las tres ventanas de comunicaciones para diferentes aplicaciones en el campo de la óptica.

El darnos la posibilidad de controlar la dispersión en las PCFs propuestas podemos controlar los puntos de interés donde podemos bombear la fibra, tanto en el rango de dispersión anómala como normal, esto con el fin de obtener ciertas características de los pulsos bombeados hacia la PCF, como dijimos la posibilidad de conformar pulsos requiere cierto tipo de dispersión y altas no linealidades en la fibra para lograr estos efectos, lo cual mostramos en la presente investigación. Otra de las características que logramos usando la relación de oro fue el poder generar curvas de dispersiones altamente ultraplanas en un amplio rango con prestaciones mejores a las reportadas en la literatura. Por otra parte el estudio de efectos no lineales como es el caso de la generación de supercontinuo bombeando pulsos ultracortos a la fibra en tramos tan cortos como los usados en fibras por ejemplo dopadas con tulio fue de gran interés en nuestra investigación, así como el posible uso de esta emisión coherente en algunas aplicaciones médicas como trabajo futuro.

La parte experimental fue de gran valor, ya que se trabajó en el ajuste de un láser de Ti:Zafiro desde cero, es decir se alineo el láser para que este emitiera ya que en el momento de la estancia en el Centro de investigaciones en Óptica A. C. el láser se encontraba sin funcionar y con ello un gran aprendizaje en la óptica que maneja este tipo de láseres tan complicados. Una vez ajustado el láser se logró implementar el arreglo experimental para la conformación de pulsos ultracortos y el estudio de efectos no lineales para fibras monomodo estándar solamente, ya que el láser estaba emitiendo un poco más de un tercio de la potencia máxima que era de un watt. Quedando a futuro la implementación con fibras de cristal fotónico y con diseños propios de los propuestos aquí. Toda la enseñanza adquirida en la parte experimental y teórica me da la posibilidad de poder pensar en un posdoctorado en el área y obtener una serie de artículos relacionados con ambas partes.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Agrawal G. P., “Fiber-Optic Communication Systems”, Academic Press; 3^o Ed., 2002.
- [2] N. Zabusky and M. D. Kruskal, “Interaction of “Solitons” in a Collisionless Plasma and the Recurrence of Initial States”, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 240, 1965.
- [3] A. Hasegawa and F. Tappert, “Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion”, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142, 1973.
- [4] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, “Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers”, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1095, 1980.
- [5] L. F. Mollenauer and K. Smith, “Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain”, *Opt. Lett.* **13**, 675, 1988.
- [6] A. Hasegawa and Y. Kodama, “Solitons in Optical Communications”, Clarendon Press, Oxford, 1995.
- [7] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and P. V. Mamychev, “Optical Fiber Telecommunications”, I. P. Kaminow and T. L. Koch, Eds., Academic Press, San Diego, CA, Chap. 12, 1997.
- [8] R. J. Essiambre and G. P. Agrawal, “Progress in Optics”, E. Wolf, Ed., **37**, Elsevier, Amsterdam, Chap. 4, 1997.
- [9] E. Iannone, F. Matera, A. Mecozzi, and M. Settembre, “Nonlinear Optical Communication Networks”, Wiley, New York, Chap. 5, 1998.
- [10] G. P. Agrawal, “Applications of Nonlinear Fiber Optics”, Academic Press, San Diego, CA, Chap. 8, 2001.
- [11] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics”, 3rd ed., Academic Press, San Diego, CA, 2001.

- [12] M. J. Ablowitz and P. A. Clarkson, Solitons, "Nonlinear Evolution Equations and Inverse Scattering", Cambridge University Press, New York, 1991.
- [13] T. H. Maiman, Nature **187**, 493, 1960.
- [14] K. C. Kao and G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies" Proc. IEE **113**, 1151, 1966.
- [15] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides" Appl. Phys. Lett. **17**, 423, 1970.
- [16] I. Hayashi, M. B. Panish, P.W. Foy, and S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature" Appl. Phys. Lett. **17**, 109, 1970.
- [17] A. E. Willner, "Several historical articles in this millennium issue cover the development of lasers and optical fibers", Ed., IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. **6**, 827, 2000.
- [18] N. S. Bergano, J. Aspell, C. R. Davidson, P. R. Trischitta, B. M. Nyman, and F.W. Kerfoot, "Bit error rate measurements of 14000 km 5 Gbit/s fibre-amplifier transmission system using circulating loop", Electron. Lett. **27**, 1889, 1991.
- [19] Sistema de comunicaciones óptico: Estado del arte, UNAM, <http://www.ptolomeo.unam.mx:8080/xmlui/bitstream/handle/132.248.52.100/870/A5.pdf?sequence=5>, Noviembre 2015.
- [20] Optical Networks Group, UCL (University College London), <https://www.ee.ucl.ac.uk/ong>. Abril 2016.
- [21] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J. Miret, J.A. Monsoriu, M.V. Andres, P.St.J. Russell, "Design a photonic crystal fiber with flattened chromatic dispersion," Electron Lett **35**, 325-326, 1999.
- [22] J. Sakaguchi et al., "Realizing a 36-core, 3-mode fiber with 108 spatial channels," Optical Fiber Communication Conference Post Deadline Papers, OSA Technical Digest (online), paper **Th5C.2**, 2015.
- [23] Sukhoivanov Igor A., Guryev Igor V. "Photonic Crystals. Physics and Practical Modeling". Series: Springer Series in Optical Sciences, **152**, 270p, 2009.
- [24] J. C. Knight, "fibras de cristal fotónico," Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," Opt. Letters. **25-1**, 25-27, 2000.

- [25] S. Boscolo y C. Finot, "Nonlinear Pulse Shaping in Fibres for Pulse Generation and Optical Processing," *Int. J. Opt.* 2012, id: **159057**, 2002. <http://dx.doi.org/10.1155/2012/159057>.
- [26] C. Finot, J. M. Dudley, B. Kibler, D.J. Richardson, G. Millot, "Optical Parabolic Pulse Generation and Applications," *IEEE J. Quantum Electron.* **45**, 1482-1489, 2009. <http://dx.doi.org/10.1109/JQE.2009.2027446>
- [27] J. M. Dudley, y S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic cristal fiber", *Rev. Mod. Phys.* **78-4**, 1135-1184, 2006.
- [28] W. H. Reeves, DV Scriabin, F. Biancalana, JC Caballero, PS Russell, FG Omenetto, A. Efimov, y AJ Taylor, "Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion-engineered photonic cristal fibres," *Nature* **424-6948**, 511-515, 2003.
- [29] L. E. Hooper, * P. J. Mosley, A. C. Muir, W. J. Wadsworth, y J. C. Knight, "Coherent supercontinuum generation in photonic cristal fiber with all-normal group velocity dispersion," *Optics Express*, **19**, No. 6/4902, 2011.
- [30] Á. Medina, "Fundamentos de comunicaciones ópticas" Universidad Autónoma de Madrid, España, 2008.
- [31] G. Agrawal, "Optical Communication Systems", Institute of Optics University of Rochester, Rochester, Estados Unidos, 2006.
- [32] G. Agrawal "Nonlinear Fiber Optics and its Applications in Optical Signal Processing", Institute of Optics University of Rochester, Estados Unidos, 2007.
- [33] I. Garcés. J. Mateo. "Fenómenos no lineales en fibras ópticas". Universidad de Zaragoza, España, 1997.
- [34] B. Chomycz, "Planning Fiber Optic Networks", McGraw-Hill, New York, 2009.
- [35] D. Van Den Borne, "Robust Optical Transmission Systems Modulation and Equalization", Universidad Técnica de Eindhoven, 2008.
- [36] D. Grosz, "Sistemas de comunicaciones por fibra óptica de alta velocidad", Departamento de Física y Matemáticas, Instituto Tecnológico de Buenos Aires, CSI Boletín 51, Argentina, 2003.
- [37] G. Gómez, J. F. Grijalba, A. Toledo, "Análisis de desempeño de formatos de modulación en comunicaciones ópticas sobre redes WDM", Grupo I+D Nuevas

Tecnologías en telecomunicaciones GNTT, Universidad del Cauca, Popayán, Colombia, 2010.

[38] R. Ramaswami, K. Sivarajan. Optical Networks a Practical Perspective. 2^a ed. Academic Press, 2002.

[39] Bo Xu, “Study of fiber nonlinear effects on fiber optic communication systems”, Faculty of School of Engineering and Applied Sciences, University of Virginia, Estados Unidos, 2003.

[40] F. Saavedra, A. Lamas, M. Fernández, Y. Cepeda, “Efectos de la modulación de fase cruzada sobre la propagación de ondas en fibra óptica”, Universidad Tarapacá, **13-3**, 2005, pp. 67-74, Chile, 2005.

[41] O. I. Gaxiola, “Simulador de un sistema de comunicación óptico empleando multicanalización por división de longitudes de onda (WDM)”, Instituto Politécnico Nacional, Tijuana, B. C., México, 2005.

[42] N. Adams, “Explorations in Modulation Formats for Nonlinear DWDM Fiber Optic Communications”. 2001.

http://www.ece.virginia.edu/~optcom/Dissertations/Thesis_Norman.pdf, Diciembre 2014.

[43] A. Escallón, J. Barrios, “Criterios para el monitoreo del canal óptico y la incidencia de los parámetros que afectan la calidad de la señal óptica en el desempeño de una Red Metropolitana WDM”, Universidad del Cauca, Popayán, 2008.

[44] H. Fragnito, “Amplificadores ópticos para sistemas de comunicaciones”, Centro de Pesquisa em Campinas, Brasil, 2009.

[45] A. Fotiadi, R. Kiyani, O. Deparis, “Statistical Properties of Stimulated Brillouin Scattering in Single Mode Optical Fibers Above Threshold”, Optics letters, **27**, No. 2, pp. 83-85, 2002.

[46] C. Finot, L. Provost, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, “Parabolic pulse generation through passive nonlinear pulse reshaping in a normally dispersive fiber systems,” IEEE J. Quantum Electron. **44**, 1196-1203, 2008.

<http://dx.doi.org/10.1109/JQE.2008.2003494>.

[47] Igor. A. Sukhoivanov, S. O. Iakushev, O. V. Shulika, I.V. Guryev, J.A. Andrade-Lucio, and G. Ibarra-Manzano, “Formation of parabolic optical pulses in

passive optical fibers,” Proc. Of SPIE **8011**, 801131, 2011.

<http://dx.doi.org/10.1117/12.901822>.

[48] S. O. Iakushev, Igor. A. Sukhoivanov, O. V. Shulika, J. A. Andrade-Lucio and A. G. Perez, “Nonlinear Pulse Reshaping in Optical Fibers,” Laser Systems for Applications, Dr Krzysztof Jakubczak, InTech, 2011.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom2012.06.024>.

[49] T. Südmeyer, F. Brunner, E. Innerhofer, R. Paschotta, K. Furusawa, J. C. Baggett, T. M. Monro, D. J. Richardson and U. Keller, "Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber", Optics letters, **28**, No. 20, 1951-1953, 2003.

[50] V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey and J. M. Dudley. , “Self-similar propagation of parabolic pulse in normal-dispersion fiber amplifiers”, Journal of the Optical Society of America B. **19**, 3, 461-469, 2002.

[51] Christophe Finot, Francesca Parmigiani, Perklis Petropoulos and D. J. Richardson, “Parabolic pulse evolution in normally dispersive fiber amplifiers preceding the similariton formation regime”, Opt. Express **14**, 3161-3170, 2006.

[52] Jonathan C. Knight, “Photonic crystal fibres,” Nature **424**, 847-851, 2003.

[53] Philip Russell, “Photonic Crystal Fibers,” Science **299**, 358-362, 2003.

[54] P. Böswetter, T. Baselt, F. Ebert, F. Basan, P. Hartmann, “Group-velocity dispersion in multimode photonic crystal fibers measured using time-domain white-light interferometry,” Proc. Of SPIE **7914**, 791422-1-8, 2011.

[55] M. Liao, C. Chaudhari, G. Qin, X. Yan, T. Suzuki, Y. Ohishi, “Tellurite microstructure fibers with small hexagonal core for supercontinuum generation,” Opt. Express **17**, 12174-12182, 2009.

[56] L. Yin and, Q. Lin, G. P. Agrawal, “Soliton fission and supercontinuum generation in silicon waveguides,” Opt. Letters **32**, 391-393, 2007.

[57] A. L. Gaeta, “Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers,” Opt. Letters **27**, 924-926, 2002.

[58] K. S. Chiang, “Review of numerical and approximate methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguides,” Optical and Quantum Electronics **26**, 113-134, 1994.

- [59] K. Saitoh and M. Koshiba, "Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers," *Opt. Express* **13**, 267-274, 2005.
- [60] J. Laegsgaard and P. J. Roberts, "Dispersive pulse compression in hollow-core photonic band-gap fibers," *Opt. Express* **16-13**, 9628-9644, 2008.
- [61] C. de Matos, J. Taylor, T. Hansen, K. Hansen, and J. Broeng, "All-fiber chirped pulse amplification using highly-dispersive air-core photonic bandgap fiber," *Opt. Express* **11-22**, 2832-2837, 2003.
- [62] H. Lim and F. Wise, "Control of dispersion in a femtosecond ytterbium laser by use of hollow-core photonic band-gap fibers," *Opt. Express* **12-10**, 2231-2235, 2004.
- [63] D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, M. G. Thomas, J. Silcox, K. W. Koch, and A. L. Gaeta, "Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers," *Science* **301-5640**, 1702-1704, 2003.
- [64] J. M. Dudley and J. R. Taylor, "Supercontinuum generation in optical fibres", Cambridge University Press, pp. 32-96, 2010.
- [65] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis," *Opt. Express* **8**, 173-190, 2001.
- [66] T. P. White, B. T. Kuhlmeiy, R. C. McPhedran, D. Maystre, G. Renversez, C.M. de Sterke, L.C. Botten, "Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2322-2330, 2002.
- [67] Ferrando, E. Silvestre, J.J. Miret, and P. Andres, "Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers," *Opt. Lett* **25**, 790-792, 2000.
- [68] A. Ferrando, E. Silvestre, and P. Andres, "Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fiber," *Opt. Express* **9**, 687-697, 2000.
- [69] W. H. Reeves, J.C. Knight, P. St.J. Russell, P.J. Roberts, "Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers," *Opt. Express* **10**, 609-613, 2002.
- [70] T. A. Birks, D. Mogilevstev, J.C. Knight, P.St.J. Russell, "Dispersion compression using single material fibers," *Photon Technol Lett* **11**, 674-676, 1999.

- [71] J. C. Knight, J. Arriaga, T.A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W.J. Wadsworth, and P.St.J. Russell, "Anomalous dispersion in photonic crystal fiber," *Photon Technol Lett* **12**, 807-809, 2000.
- [72] D. Mogilevtsev, T.A. Birks, and P.S.J. Russell, "Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers," *Opt. Lett* **23**, 1662-1664, 1998.
- [73] K. Tajima, J. Zhou, Kurokawa, and K. Nakajima, "Low water peak photonic crystal fibers," presented at the Eur. Conf. Optical Communication, Rimini, Italy, Sep. 2003, **Th4.1.6 19**, 7742, 2011.
- [74] T.P. White, R.C. McPhedran, C.M. de Sterk, L. C. Botten, and M.J. Steel, "Confinement losses in microstructured optical fibers," *Opt. Lett.*, **26**, 1660-1662, 2001.
- [75] H. Cheng, W.Y. Crutchfield, M. Doerg, and L. Greengard, "Fast, accurate integral equation methods of the analysis of photonic crystal fibers," *Opt. Express* **12**, 3791-3805, 2004.
- [76] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa, E. Sasaoka, "Chromatic dispersion control in photonic crystal fiber: Application to ultra-flattened dispersion," *Opt. Express* **11**, 843-852, 2003.
- [77] P. Böswetter, T. Baselt, F. Ebert, F. Basan, P. Hartmann, "Group-velocity dispersion in multimode photonic crystal fibers measured using time-domain white-light interferometry", *Proc. Of SPIE* **7914**, 791422-1-8, 2011.
- [78] M. Liao, C. Chaudhari, G. Qin, X. Yan, T. Suzuki, Y. Ohishi, "Tellurite microstructure fibers with small hexagonal core for supercontinuum generation", *Opt. Express* **17**, 12174-12182, 2002.
- [79] A. L. Gaeta, "Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers", *Opt. Letters* **27**, 924-926, 2002.
- [80] W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto, A. Efimov, and A. J. Taylor, "Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres", *Nature* **424**, 511-515, 2003.
- [81] I. A. Sukhoivanov, S. O. Iakushev, O. V. Shulika, A. Díez, M. Andrés, "Femtosecond parabolic pulse shaping in normally dispersive optical fibers",

Optical Express **21**, 17770-17785, 2013

- [82] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell’s equations in a planewave basis”, Opt. Express **8**, 173-190, 2001.
- [83] T. P. White, B. T. Kuhlmey, R. C. McPhedran, D. Maystre, G. Renversez, C.M. de Sterke, L.C. Botten, “Multipole method for microstructured optical fibers”, I. Formulation, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2322-2330, 2002.
- [84] J. Laegsgaard and P. J. Roberts, “Dispersive pulse compression in hollow-core photonic band-gap fibers”, Opt. Express **16-13**, 9628-9644, 2008.
- [85] H. Lim and F. Wise, “Control of dispersion in a femtosecond ytterbium laser by use of hollow-core photonic band-gap fibers”, Opt. Express **12-10**, 2231-2235, 2004.
- [86] W. H. Reeves, J.C. Knight, P. St.J. Russell, P.J. Roberts, “Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers”, Opt. Express **10**, 609-613, 2002.
- [87] H. Cheng, W.Y. Crutchfield, M. Doerg, and L. Greengard, “Fast, accurate integral equation methods of the analysis of photonic crystal fibers”, Opt. Express **12**, 3791-3805, 2004.
- [88] T.P. White, R.C. McPhedran, C.M. de Sterk, L. C. Botten, and M.J. Steel, “Confinement losses in microstructured optical fibers”, Opt. Lett., **26**, 1660-1662, 2001.
- [89] Alexander Hartung, Alexander M. Heidt, Hartmut Bartelt, “Design of all-normal dispersion microstructured optical fibers for pulse-preserving supercontinuum generation,” Opt. Express **19**, 7742, 2011.
- [90] Robert J. Noble, “Dispersion Information for Photonic Fiber Modes from CUDOSSimulations,” notes, Noviembre 2014,
<http://www.slac.stanford.edu/grp/arb/tn/arbvol5/ARDB404.pdf>.
- [91] O. V. Shulika, Igor. A. Shukhoivanov, S. O. Iakushev, I. V. Guryev, J. A. Andrade-Lucio, O. Ibarra-Manzano, A. Barrientos-García, G. Ramos-Ortiz, “Numerical study of few-cycle pulse generation from supercontinuum in ANDi-PCF”, Acta Universitaria, **23**, pp. 40-44, 2013.

- [92] Igor A. Sukhoivanov, Sergii O. Iakushev, Oleksiy V. Shulika, Erick R. Baca Montero, A. Barrientos-García, Luis A. Herrera Piad, Igor V. Guryev, José A. Andrade Lucio, “Formation of ultrashort parabolic pulses via passive nonlinear reshaping in normal dispersive optical fibers at 1550 nm”, *Proc. SPIE* 9586, Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications IX, **95860C**, August 26, 2015; doi:10.1117/12.2186626
- [93] Rob Billington, “Effective Area of Optical Fibres – Definition and Measurement Techniques”, Centre for Optical and Environmental Metrology.
- [94] K. P. Hansen, “Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber”, *Optics Express*, **11**, No. 13, pp. 1503–1509, 2003.
- [95] K. Saitoh, N. Florous. and M. Koshiba, “Ultra-flattened chromatic dispersion controllability using a defect-core photonic crystal fiber with low confinement losses”, *Optics Express*, **13**, No. 21, pp. 8365 – 8371, 2005.
- [96] K. Saitoh and M. Koshiba, “Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication windows”, *Optics Express*, **12**, No. 10, pp. 2027 – 2032, 2004.
- [97] L. Zhao-lun, H. Lan-tian, and W. Wei, “Tailoring Nonlinearity and Dispersion of Photonic Crystal Fibers Using Hybrid Cladding” *Brazilian Journal of Physics*, **39**, 50-54, 2009.
- [98] W. H. Reeves, J.C. Knight, P. St. J. Russell, and P.J. Roberts, “Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers,” *Opt. Express*. **10**, 609-613, 2002.
- [99] K. P. Hansen, “Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber,” *Opt. Express* **11**, 1503-1509, 2003.
- [100] N. Vukovic, N. G. R. Broderick, and F. Poletti, “Parabolic Pulse Generation Using Tapered Microstructured Optical Fibres”, Hindawi Publishing Corporation, 480362, 2008.
- [101] Xu Wang, T. Hamanaka, N. Wada, and Ken-ichi Kitayama, “Dispersion-flattened-fiber based optical threshold for multiple-access-interference suppression in OCDMA system,” *Opt. Express*. **13**, 5499-5505, 2005.
- [102] A. Barrientos-García, J. A Andrade-Lucio, Igor A. Sukhoivanov, I Guryev, J. Ruiz-Pinales and R. Rojas-Laguna, “Numerical study of photonic crystal fiber with

- ultra-flattened chromatic dispersion in anomalous and normal dispersion regimes”, *Optik*, **13**, No. 126, pp. 1307-1311, 2015.
- [103] G. Renversez, B. Kuhlmeiy, and R. McPhedran, “Dispersion management with microstructured optical fibers: ultraflattened chromatic dispersion with low losses,” *Optics Lett.* **28**, 989-991, 2003.
- [104] Agrawal, N. Kejalakshmy, J. Chen, B. A. Rahman, and K. T. V. Grattan, “Golden spiral photonic crystal fiber: polarization and dispersion properties,” *Opt. Lett.* **33**, 2716-2718, 2008.
- [105] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, and D. Felbacq, “*Photonic Crystal Fibres*”, Imperial College Press, London, UK, 2005.
- [106] J.C. knight, T.A. Birks, P. St.J. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.* **21**, 1547-1549, 1996.
- [107] K. Miyagi, Y. Namihira, S. M. A. Razzak, S. F. Kaijage, and F. Begum, “Measurements of Mode Field Diameter and Effective Area of Photonic Crystal Fibers by Far-Field Scanning Technique,” *Optical Review.* **17**, 388-392, 2010.
- [108] M. Zhang, F. Zhang, Z. Zhang, and X. Chen, “Dispersion-ultra-flattened square-lattice photonic crystal fiber with small effective mode area and low confinement loss,” *Optik.* **125**, 1610-1614, 2013.
- [109] R. K. Sinha and S. K. Varshney, “Dispersion properties of photonic crystal fibers”, *Microwave and optical technology letters.* **37**, 129-132, 2003.
- [110] K. Saitoh and M. Koshiba, “Numerical Modeling of Photonic Crystal Fibers, *Journal of lightwave technology*”. **23**, 3580-3590, 2005.
- [111] M. Koshiba and K. Saitoh, “Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers”, *Opt. Lett.* **29**, 11739-1741, 2004.
- [112] D. Marcuse, “Loss analysis of single-mode fiber splices”, *Bell Syst. Tech. J.* **56**, 703-718, 1977.
- [113] N.A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, and K. P. Hansen, “Modal cut-off and the V-parameter in photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.* **28**, 1879-1881, 2003.
- [114] J. Liang, M. Yun, W. Kong, X. Sun, W. Zhang, and S. Xi, “Highly birefringent photonic crystal fibers with flattened dispersion and low effective mode area”, *Optik.* **122**, 2151-2154, 2011.

- [115] XDCIENCIA, “Pulsos láser ultracortos pueden controlar los procesos químicos”, <http://xdciencia.blogspot.mx/2012/12/pulsos-laser-ultracortos-pueden.html>, Julio 2015.
- [116] M. Frosz, P. Falk, and O. Bang, “The role of the second zero-dispersion wavelength in generation of supercontinua and bright-bright soliton-pairs across the zero-dispersion wavelength”, *Opt. Express* **13**, 6181–6192, 2005.
- [117] K. M. Hilligsøe, T. Andersen, H. Paulsen, C. Nielsen, K. Mølmer, S. Keiding, R. Kristiansen, K. Hansen, and J. Larsen, “Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths”, *Opt. Express* **12**, 1045–1054, 2004.
- [118] M.-L. V. Tse, P. Horak, F. Poletti, N. G. Broderick, J. H. Price, J. R. Hayes, and D. J. Richardson, “Supercontinuum generation at 1.06 μm in holey fibers with dispersion flattened profiles,” *Opt. Express* **14**, 4445–4451, 2006.
- [119] J. Herrero-Garibi, I. Cruz-González, P. Parejo-Díaz and Ik-Kyung Jang, “Tomografía de coherencia óptica: situación actual en el diagnóstico intravascular”, *Rev Esp Cardiol*, **63**, No. 08, 2010.
- [120] Z. Holdynski, M. Napierala, M. Szymanski, M. Murawski, P. Mergo, P. Marc, L. R. Jaroszewicz, and T. Nasilowski, “Experimental study of dispersion characteristics for a series of microstructured fibers for customized supercontinuum generation,” *Opt. Express* **21**, 7107-7117, 2013.
- [121] D. G. Ouzounov, F. R. Ahmad, D. Müller, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, M. G. Thomas, J. Silcox, K. W. Koch, and A. L. Gaeta, “Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers,” *Science* **301**, 1702-1704, 2003.
- [122] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm,” *Opt. Letters* **25**, 25-27, 2000.
- [123] Oleksiy V. Shulika, Igor A. Sukhoivanov, Gabriel Ramos-Ortiz, Igor V. Guryev, Sergii O. Iakushev, and José Amparo Andrede Lucio, “Characterization of all-normal-dispersion microstructured optical fiber via numerical simulation of passive nonlinear pulse reshaping and single-pulse flat-top supercontinuum,” *J. Nanophoton.* 8-1, 083890, **1-11**, 2014.

- [124] R. R. Alfano, and S. L. Shapiro, "Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass," *Phys. Rev. Lett.* **24**, 584-587, 1974.
- [125] B. P. Stoicheff, "Characteristics of stimulated Raman radiation generated by coherent light," *Phys. Lett.* **7**, 186-188, 1963.
- [126] W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto, A. Efimov, and A. J. Taylor, "Transformation and control of ultrashort pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres," *Nature* **424**, 511-515, 2003.
- [127] T. Morioka, K. Mori, and M. Saruwatari, "More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibres," *Electron. Lett.* **29**, 862-864, 1993.
- [128] P. Corredera, S. Martín-López, and M. González-Herráez, "Supercontinuum generation from intense partially coherent laser beams in optical fibers," *Proc. Of SPIE* **7386**, 73862M1-10, 2009.
- [129] A. D. Aguirre, N. Nishizawa, J. G. Fujimoto, W. Seitz, M. Lederer and D. Kopf, "Continuum generation in a novel photonic crystal fiber for ultrahigh resolution optical coherence tomography at 800 nm and 1300 nm," *Opt. Express* **14**, 1145-1160, 2006.
- [130] A. Boucon, T. Sylvestre, K. P. Huy, Jean-Charles Beugnot, G. Mélin, H. Maillotte, and J. M. Dudley, "Supercontinuum generation by nanosecond dual-pumping near the two zero-dispersion wavelengths of a photonic crystal fiber," *Opt. Communications* **284**, 467-470, 2011.
- [131] J. C. Travers, A. B. Rulkov, B. A. Cumberland, S. V. Popov and J. R. Taylor, "Visible supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a 400 W continuous wave fiber laser," *Opt. Express* **19**, 14435-14447, 2008.
- [132] V. V. R. K. kumar, A. K. George, W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto and A. J. Taylor, "Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation," *Opt. Express* **10**, 1520-1525, 2002.
- [133] P. Kaiser, and H. W. Astle, "Low-loss single material fibers made from pure fused silica," *Bell Syst. Tech. J.* **53**, 1021-1039, 1974.
- [134] A. Barrientos-García, Igor A. Sukhoivanov, J.A. Andrade-Lucio, O. G. Ibarra-Manzano, I. Guryev, J. C. Hernández-García and G. Ramos-Ortiz,

- “Numerical Study of Highly Nonlinear Photonic Crystal Fiber with Tunable Zero Dispersion Wavelengths”, *JEMAA*, **05**, No. 7, pp. 141-151, 2015.
- [135] O. Shulika, I. Guryev, N. Gurieva, Igor. A. Sukhoivanov, J. A. Andrade-Lucio, “Graphics processing unit-accelerated finite-difference time-domain method for characterization of photonic crystal fibers”, *Optical Engineering* **52**, 2013.
- [136] D. Marcuse, “Loss analysis of single-mode fiber splices”, *Bell Syst. Tech. J.*, **56**, 703-718, 1977.
- [137] N.A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, and K. P. Hansen, “Modal cut-off and the V-parameter in photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.* **28**, 1879-1881, 2010.
- [138] K. Miyagi, Y. Namihira, S. M. A. Razzak, S. F. Kaijage, and F. Begum, “Measurements of Mode Field Diameter and Effective Area of Photonic Crystal Fibers by Far-Field Scanning Technique”, *Optical Review* **17**, 388-392, 2010.
- [139] L. Zhao-lun, H. Lan-tian, and W. Wei, “Tailoring Nonlinearity and Dispersion of Photonic Crystal Fibers Using Hybrid Cladding”, *Brazilian Journal of Physics* **39**, 50-54, 2009.
- [140] J. Hult, “A Fourth-Order Runge-Kutta in the Interaction Picture Method for Simulating Supercontinuum Generation in Optical Fibers,” *Journal of Lightwave Technology* **25**, 3770-3775, 2007.
- [141] J. C Hernandez-Garcia, O. Pottiez, J. M. Estudillo-Ayala, and R. Rojas-Laguna, “Numerical analysis of a broadband spectrum generated in a standard fiber by noise-like pulses from a passively mode-locked fiber laser,” *Opt. Communications* **285**, 1915-1919, 2012.
- [142] Q. Lin and G. P. Agrawal, “Raman response function for silica fibers,” *Opt. Letters* **31**, 3086-3088, 2006.
- [143] T. Morioka, K. Okamoto, M. Ishii, and M. Saruwatari, “Low-noise, pulsewidth tunable picosecond to femtosecond pulse generation by spectral filtering of wideband supercontinuum with variable bandwidth arrayed-waveguide grating filters,” *Electron Lett.* **32**, 836-837, 1996.
- [144] T. Okuno, M. Hirano, T. Kato, M. Shigematsu, and M. Onishi, “Highly nonlinear and perfectly dispersion-flattened fibers for efficient optical signal processing applications,” *Electron Lett.* **39**, 972-974, 2003.

- [145] Y. L. Hoo, W. Jin, J. Ju, H. L. Ho, and D. N. Wang, “Design of photonic crystal fibers with ultra-low, ultra-flattened chromatic dispersion,” *Opt. Communications* **242**, 327-332, 2004.
- [146] S. O. Iakushev, O. V. Shulika, Igor. A. Sukhoivanov, V. I. Fesenko, M. V. Andrés, and H. Sayinc, “Formation of ultrashort triangular pulses in optical fibers”, *Optics Express* **22**, pp. 29119–29134, 2014.
- [147] Igor. A. Sukhoivanov, S. O. Iakushev, O. V. Shulika, J. A. Andrade Lucio, A. Díez, M. Andrés, “Supercontinuum generation at 800 nm in all-normal dispersion photonic crystal fiber”, *Optics Express*, **22**, pp. 30234–30250, 2014.
- [148] S. O. Yakushev, O. V. Shulika, S. I. Petrov and Igor. A. Sukhoivanov, “Chirp compression with single chirped mirrors and its assembly”, *Microelectronics Journal*, **39/3-4**, pp. 690-695, 2008.
- [149] S. O. Iakushev, O. V. Shulika, V. V. Lysak, Igor. A. Sukhoivanov, “Air-gap silicon nitride chirped mirror for few-cycle pulse compression, Optoelectronics and advanced materials”, *Rapid communications*, **2**, No. 11, p. 686–688, 2008.
- [150] S. O. Iakushev, O. V. Shulika, J. Juan Rosales Garcia, “Optical Wave Breaking Cancelation and Formation of Quasi-Parabolic Ultrashort Pulses, 10 Int. Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling”, **12-14**, Sevastopol, Ukraine, pp. 176-179, September, 2010.
- [151] Eduardo Pérez González y Pablo Loza Álvarez, “Caracterización de Pulsos de Luz Láser Ultracortos”, Proyecto final de carrera, Universitat Politècnica de Catalunya, <https://www.icfo.eu/images/publications/MT04-001.pdf>. Diciembre 2015.
- [152] Dr. Rüdiger Paschotta, “Time-bandwidth product”, https://www.rp-photonics.com/time_bandwidth_product.html, Mayo 2016.

LISTA DE PUBLICACIONES

Publicaciones en revista

A. Barrientos-García, JA Andrade-Lucio, IA Shukhoivanov, I Guryev, J Ruiz-Pinales and R. Rojas-Laguna, “Numerical study of photonic crystal fiber with ultra-flattened chromatic dispersion in anomalous and normal dispersion regimes”, *Optik*, vol. 13, No. 126, pp. 1307-1311, 2015.

AB García, IA Shukhoivanov, JAA Lucio, OGI Manzano, I Guryev, JCH Garcia and GR Ortiz, “Numerical Study of Highly Nonlinear Photonic Crystal Fiber with Tunable Zero Dispersion Wavelengths”, *JEMAA*, vol. 05, No. 7, pp. 141-151, 2015.

A. Barrientos-García, I. A. Shukhoivanov, J. A. Andrade-Lucio, G. Ramos-Ortiz, J. C. Hernandez-Garcia and G. O. Ibarra-Manzano, “Numerical analysis of supercontinuum generation in photonic-crystal fibers with zero dispersion wavelengths in telecommunication windows”, *Optik*, vol. 22, No. 127, pp. 10981-10990, 2016.

O. V. Shulika, I. A. Shukhoivanov, S. O. Iakushev, I. V. Guryev, J. A. Andrade-Lucio, O. Ibarra-Manzano, A. Barrientos-García, G. Ramos-Ortiz, “Numerical study of few-cycle pulse generation from supercontinuum in ANDi-PCF”, *Acta Universitaria*, Vol. 23, pp. 40-44, 2013.

Publicaciones en Congresos Internacionales

A. Barrientos-García, Igor A Sukhoivanov, J. Andrada-Lucio, Igor Guryev, Oleksiy V Shulika, JC Hernandez-Garcia and G Ramos-Ortiz, “Numerical analysis for a solid-core photonic crystal fiber with tunable zero dispersion wavelengths”, *Proc. SPIE 9200*, Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications VIII, 92000L (September 5, 2014); doi:10.1117/12.2061073

Igor A. Sokhoivanov, J.A. Andrade-Lucio, Oleksiy V. Shulika, Sergii O. Iakushev, A. Barrientos-García, G. Ramos-Ortiz, Igor. V. Guryev, O. G. Ibarra-Manzano, and A. García-Perez, “All-normal dispersion photonic crystal fiber for parabolic pulses and supercontinuum generation”, *Proc. SPIE 8847*, Photonic Fiber and Crystal

Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications VII, 88470H (September 25, 2013); doi:10.1117/12.2025806

R. Rojas-Laguna, J.C. Hernandez-Garcia, J.M. Estudillo-Ayala, B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. Vargas-Rodriguez, A. Barrientos-García, “Analysis of a low-cost technique for the generation of broadband spectra with adjustable spectral width in optical fibers”, *Proc. SPIE* 9347 (February 27, 2015); doi: 10.1117/12.2075690.

Igor A. Sukhoivanov, Sergii O. Iakushev, Oleksiy V. Shulika, Erick R. Baca Montero, A. Barrientos-García, Luis A. Herrera Piad, Igor V. Guryev, José A. Andrade Lucio, “Formation of ultrashort parabolic pulses via passive nonlinear reshaping in normal dispersive optical fibers at 1550 nm”, *Proc. SPIE* 9586, Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications IX, 95860C (August 26, 2015); doi:10.1117/12.2186626

Congresos Nacionales

A. Barrientos-García, J. A. Andrade-Lucio, Igor A. Sukhoivanov, J. C. Hernandez-Garcia, Oleksiy V. Shulika, Igor Guryev and G. Ramos-Ortiz, “Generación de Supercontinuo usando una Fibra Microestructurada con cero Dispersión en 800 nm”, LVII Congreso Nacional de Física, del 6 al 10 de Octubre del 2014, Soc. Mex. Fis. 28-3.

A. Barrientos-García, G. Ramos-Ortiz, Igor A. Sukhoivanov, J. J. Carrillo-Rodríguez, y J. A. Andrade-Lucio, “Estudio Experimental de la Conformación de Pulsos Ultracortos en Fibra Convencional, Mediante la Técnica FROG”, LVIII Congreso Nacional de Física, del 5 al 9 de Octubre del 2015, Soc. Mex. Fis.

Estancia Nacional

Estancia Doctoral en el Centro de Investigaciones en Óptica del 2 de junio al 21 de septiembre del 2014 con el Dr. Gabriel Ramos Ortiz (Director de Investigación del CIO). “Arreglo experimental para la conformación de pulsos ultracortos en medios pasivos y estudio de fenómenos no lineales”.


Salamanca, Gto., a 25 de NOVIEMBRE del 2016.


M. EN I. J. ANTONIO ALVAREZ JAIME
COORDINADOR DE ASUNTOS ESCOLARES
PRESENTE.-


Por medio de la presente, se otorga autorización para proceder a los trámites de impresión, empastado de tesis y titulación al alumno (a) ALEJANDRO BARRIENTOS GARCÍA del Programa de Doctorado en INGENIERÍA ELÉCTRICA y cuyo número de NUA es: 426087 del cual soy director. El título de la tesis es: TRANSFORMACIÓN ÓPTICA DE PULSOS MAS ALLÁ DEL ROMPIMIENTO DE ONDA ÓPTICA: ESTUDIO DE LA CONFORMACIÓN PASIVA DE PULSOS EN FIBRAS ÓPTICAS


Hago constar que he revisado dicho trabajo y he tenido comunicación con los dos sinodales asignados para la revisión de la tesis, por lo que no hay impedimento alguno para fijar la fecha de examen de titulación.

ATENTAMENTE



IGOR A. SUKHOVANOV
NOMBRE Y FIRMA
DIRECTOR DE TESIS
SECRETARIO


JOSÉ AMADOR ANDRADE LOCO
NOMBRE Y FIRMA
DIRECTOR DE TESIS


EDGAR ALVARADO HÉNDIZ
NOMBRE Y FIRMA
PRESIDENTE


OLESIY SHULIKA
NOMBRE Y FIRMA
VOCAL


GABRIEL RAMOS ORTIZ
NOMBRE Y FIRMA
VOCAL


BALDEMAR JASSO ESCAMILLA
NOMBRE Y FIRMA
VOCAL