



**GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO EN FIBRA DE CRISTAL  
FOTÓNICO UTILIZANDO PULSOS CORTOS  
(femtosegundos)**

División de Fotónica

**TESIS**

como requisito parcial para obtener el grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS (ÓPTICA)**

**Presenta:**

**YADIRA MÁRQUEZ BARRIOS**

León, Guanajuato, enero de 2010

**Asesores:** Dr. Ismael Torres Gómez (CIO)

Dr. Gabriel Ramos Ortiz (CIO)

**Sinodales:** Dr. Roberto Rojas Laguna (Universidad de Guanajuato)

Dr. Norberto Arzate Plata (CIO)

*Para mi mama,  
hermanos y amigos*

# Agradecimientos

Quisiera expresar todo mi agradecimiento a todas las personas que han contribuido de alguna forma a la realización de esta tesis, si olvido a alguien no es intencional es mi mala memoria ☺.

- ❖ A mi mama Lucila, por todo su apoyo, confianza y cariño que me ha dado.
- ❖ A mi asesor de tesis, el Dr. Ismael Torres Gómez por brindarme todo su apoyo y conocimiento en la realización de esta tesis, ya que sin su guía esta tesis no habría llegado a un final satisfactorio.
- ❖ A mi coasesor, el Dr. Gabriel Ramos Ortiz por su ayuda en el laboratorio y colaboración al préstamo de equipo de laboratorio, ya que sin eso, ésta tesis no hubiera sido posible llevarse a cabo.
- ❖ A mis sinodales al Dr. Roberto Rojas Laguna y Dr. Norberto Arzate Plata por dedicar parte de su tiempo a la revisión de esta tesis y por sus valiosos y acertados comentarios.
- ❖ A mi hermano Armando, a mi hermana Patricia y a toda su familia.
- ❖ A la familia García de la Rosa por su cariño y amistad que me han brindado. En especial a Luis Armando por su ayuda y comprensión. Gracias amor. Te amo.
- ❖ A mis amigos de Morelia Julia, Zulem, Héctor, Adrian y Alan.
- ❖ A mis amigos del CIO y compañeros de generación: Blanca, Diez, Karlita, Laura, Francisco, Briones, Cesar, Erick, Yeni, ambos Jorges, Pablo y Oliver.
- ❖ A la Dra. Reina Duarte y a la Ing. Myriam Jimenez por la facilidad de préstamo de equipo de laboratorio.
- ❖ Al CONACyT por su apoyo económico para llevar a cabo la realización de la tesis.
- ❖ Al proyecto : Investigación Científica Básica SEP-CONACYT 2008, NO. 106764
- ❖ Y por supuesto a ti ...

## *Síntesis*

Cuando un pulso de luz se propaga a través de un medio no lineal, su evolución temporal y espectral son afectados por algunos efectos no lineales tales como: automodulación de fase, dispersión de segundo y tercer orden, raman intrapulso entre otros, además de las propiedades de dispersión del medio. Cuando estos procesos interactúan son capaces de generar nuevas frecuencias en el espectro del pulso. Si el pulso es lo suficientemente intenso, el espectro del pulso se ensanchará y se extenderá sobre un amplio rango de frecuencias. A tal ensanchamiento se le conoce como supercontinuo (SC), fenómeno que fue observado por primera vez en una muestra de vidrio de borosilicato por Alfano y Shapiro en 1970, desde entonces, el SC se ha generado en materiales sólidos, líquidos y gaseosos; así mismo ha encontrado numerosas aplicaciones en tomografía de óptica coherente, espectroscopía, metrología, compresión de pulsos, etc., ya que dichas aplicaciones aprovechan las propiedades únicas del SC generado: coherencia espacial, gran ancho espectral y brillo.

Uno de los medios de mayor actualidad para generar SC son las fibras ópticas, en especial las fibras de cristal fotónico (PCF, photonic crystal fiber), también llamadas fibras microestructuradas o fibras huecas, las cuales se caracterizan estructuralmente por presentar un revestimiento formado por un arreglo periódico de huecos de aire (como una red cristalina) y un núcleo que puede ser sólido o hueco. La principal ventaja que ofrece la PCF en comparación con una fibra convencional es el alto grado de control de los parámetros ópticos que regulan la propagación de la luz, ya sea, modificando la configuración de los huecos de aire, el tamaño, así como la forma y dimensiones del núcleo. Las PCF presentan características que permiten generar SC de más de 700 nm de ancho espectral, utilizando pulsos láser del orden de nano, pico y femtosegundo e inclusive onda continua (CW, continuous wave).

Este trabajo, se enfoca en generar SC de manera experimental, utilizando como medio no lineal una PCF, así como al estudio de los efectos en la generación del SC debidos a la potencia pico, la longitud de onda y la duración del pulso inicial. Para esto, se empleo un

láser pulsado de Ti:safiro con emisión de 100 fs a una longitud de onda de 800 nm; y una PCF cuyas características principales son su longitud de onda de cero dispersión a 800 nm y su alta no linealidad lo cual favorece la generación de SC.

Se presentan también en este trabajo simulaciones preliminares para la generación del SC, utilizando un programa de uso libre llamado LaserFoam. Aunque en estas simulaciones se emplearon parámetros relacionados directamente con las características de la fibra y de los parámetros que se obtuvieron de manera experimental, los espectros que se presentan distan mucho de los obtenidos experimentalmente debido a que no se cuenta con los valores de los parámetros de dispersión de alto orden.

# Tabla de contenido

Agradecimientos	i
Síntesis	ii
Lista de figuras	vi
Acrónimos	viii
<b>1 INTRODUCCIÓN</b>	<b>1</b>
1.1 MOTIVACIÓN	1
1.2 OBJETIVOS	2
1.3 ESTRUCTURA DE LA TESIS	3
<b>2 ANTECEDENTES DE LAS FUENTES DE LUZ DE SUPERCONTINUO</b>	<b>5</b>
2.1 ANTECEDENTES DE LA GENERACION DE SUPERCONTINUO	6
2.2 DE LA GENERACIÓN DE SC EN FIBRAS ÓPTICAS CONVENCIONALES A LA GENERACIÓN DE SC EN PCFs	9
2.3 ACTUALIDAD	15
2.4 APLICACIONES	16
REFERENCIAS	19
<b>3 FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICO</b>	<b>25</b>
3.1 INTRODUCCIÓN	25
3.2 CLASES DE FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICO	26
3.2.1 Fibra de guiado por índice	26
3.2.2 Fibra de brecha fotónica	28
3.3 PROPIEDADES DE LAS FIBRAS DE CRISTAL FOTÓNICO	29
3.3.1 Comportamiento modal	29
3.3.2 Atenuación	31
3.3.3 Dispersión	36
3.3.4 No linealidad	38
REFERENCIAS	40

<b>4 EFECTOS NO LINEALES EN FIBRAS ÓPTICAS .....</b>	<b>43</b>
4.1 ECUACIÓN DE SCHRÖDINGER NO LINEAL GENERALIZADA .....	43
4.2 MECANISMOS FÍSICOS .....	49
4.2.1 Dispersión .....	49
4.2.2 Auto-modulación de fase .....	52
4.2.3 Self-Steepening.....	54
4.2.4 Esparcimiento Raman intrapulso .....	56
4.2.5 Efecto Raman.....	58
4.3 FUNDAMENTOS DE LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO .....	60
REFERENCIAS .....	66
<b>5 GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO EN EL RÉGIMEN DEL FEMTOSEGUNDO.....</b>	<b>69</b>
5.1 SIMULACIÓN.....	69
5.2 ARREGLO EXPERIMENTAL.....	71
5.2.1 Fuente Láser .....	72
5.2.2 Fibra de Cristal Fotónico.....	73
5.3 RESULTADOS EXPERIMENTALES .....	74
5.3.1 Dependencia del espectro de salida en la potencia pico .....	74
5.3.2 Dependencia del espectro de salida con la longitud de onda .....	78
5.3.3 Dependencia del espectro de salida con el ancho inicial.....	79
5.3 ANÁLISIS DE RESULTADOS.....	80
REFERENCIAS .....	82
<b>6 CONCLUSIONES Y TRABAJOS A FUTURO .....</b>	<b>83</b>

# Lista de figuras

Fig. 1.1 (a) Fibra de cristal fotónico y convencional.....	1
Fig. 2.1 Proceso de generación de SC.....	5
Fig. 2.2 Espectro de la fuente SuperK, de una lámpara incandescente y de un led superluminiscente.....	15
Fig. 2.3 Imagen de una mucosa gingival humana (encia) por medio de la técnica de OCT.....	17
Fig. 3.1 Esquema de cristales fotónicos: 1D, 2D y 3D.....	25
Fig. 3.2 Corte transversal de la PCF (8).....	27
Fig. 3.3 Sección transversal de una PBF.....	28
Fig. 3.4 Calculo del parámetro V de la PCF, para diferentes valores de $d/\Lambda$ .....	30
Fig. 3.5 Esquema del (a) modo fundamental, (b) y (c) son modos de orden superior.....	31
Fig. 3.6 Comportamiento de pérdidas ópticas durante los últimos años.....	33
Fig. 3.7 Pérdidas por confinamiento en una PCF.....	34
Fig. 3.8 Pérdidas por confinamiento en función de $\lambda$ .....	35
Fig. 3.9 Esquema de un macro doblamiento de una PCF.....	35
Fig. 3.10 Perfiles de dispersión para fibra convencional y varias PCFs .....	37
Fig. 3.11 Comparación de la dispersión de una fibra convencional y una PCF (34).....	38
Fig. 4.1 Ensanchamiento temporal inducido por GVD.....	50
Fig. 4.2 Forma de un pulso Gaussiano en presencia de dispersión de alto orden.....	52
Fig. 4.3 Ensanchamiento espectral de un pulso tipo secante hiperbólico debido a SPM .....	54
Fig. 4.4 (a) Forma de un pulso gaussiano con self-steepening.....	56
Fig. 4.5 (a) Evolución temporal y (b) espectral de un pulso gaussiano, en el régimen de dispersión anómala, donde el efecto dominante es el IRS.....	57
Fig. 4.6 Diagramas de niveles de energía del esparcimiento Raman estimulado.....	59
Fig. 4.7 Espectros experimentales observados cuando se propagan pulsos de 25 ps a 532 nm, a 10 m de fibra.....	60

Fig. 4.8 Espectro de entrada y salida medidos en una fibra de 12.5 cm a 800 nm de pulsos de 25 fs y potencia promedio de 53 mW y un rango de repetición de 76 MHz.....	61
Fig. 4.9 Generación de SC para diferentes longitudes de onda del pulso de bombeo en una PCF con una longitud de onda de cero dispersión a 900 nm.....	62
Fig. 4.10 Generación de SC con una longitud de onda de bombeo a 875 nm para 4 diferentes potencias promedio de bombeo.....	62
Fig. 4.11 Resultados numéricos mostrando la evolución (a) espectral y (b) temporal de generación de SC en 15 cm de PCF. ....	63
Fig. 4.12 Se muestran los comportamientos espectrales (izquierda) y temporales (derecha) del SC generado para diversas longitudes de onda de bombeo. ....	64
Fig. 4.13 Cálculo numérico de la generación del SC para diferentes potencias pico.....	65
Fig. 5.1 Simulación del ensanchamiento espectral con una potencia pico de 14 kW.....	70
Fig. 5.2 Forma final del espectro del pulso de salida de la PCF, para una longitud de bombeo a 800 nm.....	70
Fig. 5.3 Forma final del espectro del pulso de salida de la PCF, para una longitud de bombeo a 770 nm.....	71
Fig. 5. 4 (a) Esquema del arreglo experimental.....	72
Fig. 5.5 Traza del pulso láser.....	72
Fig. 5.6 Sección transversal de la PCF en estudio.....	73
Fig. 5.7 Medición del espectro de atenuación para la PCF con una longitud de onda de cero dispersión de 800 nm.....	74
Fig. 5.8 Muestra la evolución del espectro del SC generado para diferentes valores de potencia pico.....	75
Fig. 5.9 Espectro de SC generado en 1.95 m de PCF.....	77
Fig. 5.10 Imagen del SC generado.....	77
Fig. 5.11 Espectro de generación de SC como función de la longitud de onda del pulso de bombeo.....	78
Fig. 5.12 Evolución del espectro del pulso de salida al ir variando el ancho temporal del pulso.....	80

# Acrónimos

**BK-7** vidrio de borosilicato

**CW** onda continua, (Continuous Wave)

**FWHM** anchura a la mitad de la altura de la intensidad máxima, (Full Width at Half Maximum)

**FWM** mezcla de cuatro ondas, (Four-Wave Mixing)

**GNLSE** ecuación de Schrödinger no lineal generalizada, (Generalized Non-Linear Schrödinger Equation)

**GVD** dispersión de velocidad de grupo, (Group-Velocity Dispersion)

**IRS** esparcimiento raman intrapulso (Intrapulse Raman Scattering)

**NA** Abertura numérica (Numerical Aperture)

**OCT** tomografía óptica de coherencia, (Optical Coherence Tomography)

**OSA** analizador de espectros ópticos, (Optical Spectrum Analyzer)

**PBF** fibra de brecha fotónica, (Photonic Bandgap Fiber)

**PCF** fibra de cristal fotónico, (Photonic Cristal Fiber)

**RIFS** corrimiento de frecuencias inducido por Raman, (Raman-induced frequency shift)

**SC** supercontinuo, (Supercontinuum)

**SMF** fibra momomodo, (Single-Mode Fiber)

**SPM** auto-modulación de fase, (Self-Phase Modulation)

**SRS** esparcimiento Raman estimulado, (Stimulated Raman Scattering)

**SSFM** método de Fourier de paso dividido, (Split-Step Fourier Method)

**XPM** modulación fase cruzada, (Cross-Phase Modulation)

**ZDW** Longitud de onda de cero dispersión, (zero dispersion wave)

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1 Motivación

Con la aparición de las fibras de cristal fotónico (PCFs), se comenzó una nueva era, no solo en el área de las fibras ópticas, si no en todos los campos de la Física. Las principales ventajas que este tipo de fibras tiene es el alto grado de control de los parámetros ópticos que regulan la propagación de la luz al modificar el diseño de la estructura de la PCF, por ejemplo, alterando el diámetro y la separación de huecos de aire. Además de poder ajustar la longitud de onda de cero dispersión ( $\lambda_D$ ) a cualquier valor entre 500 y 1500 nm. Otra ventaja que presenta este tipo de fibra es su coeficiente no lineal ( $\gamma$ ) que puede ser dos ó tres veces mayor que las fibras convencionales, debido a que el área efectiva modal es pequeña, por lo cual es posible mantener una alta irradiancia del campo propagado e incrementar  $\gamma$ .

La principal característica distintiva que tienen las PCFs en comparación con una fibra convencional, es su revestimiento formado por un arreglo periódico de huecos de aire a lo largo de la fibra (ver Fig. 1.1). Los huecos de aire alrededor del núcleo disminuyen el índice de refracción efectivo del revestimiento y por lo tanto, la luz es guiada en el núcleo de la fibra por el principio de reflexión total interna.

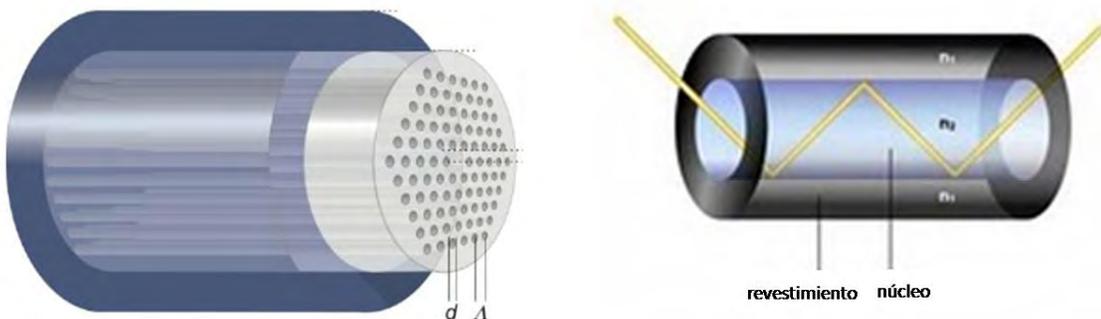


Fig. 1. 1. (a) Fibra de cristal fotónico donde  $d$  es el radio de hueco y  $\Lambda$  es el periodo o distancia de hueco a hueco, (b) fibra convencional.

Actualmente, las PCFs se han convertido en un excelente medio no lineal para la generación del supercontinuo (SC), el cual es uno de los temas más fascinantes de la física aplicada, debido a la serie de efectos no lineales que involucra y por las múltiples aplicaciones en diferentes campos; entre ellos las telecomunicaciones, en donde se espera, en un futuro próximo, se diseñen sistemas ópticos mucho más eficientes que los existentes, ya que las señales podrán transmitirse y procesarse simultáneamente en muchas longitudes de onda.

A pesar de las investigaciones en éste tema, el mecanismo de generación de SC requiere aun más estudio, lo que ha impedido a los investigadores utilizarlo más extensamente, sin embargo, representa una fuente de investigación inagotable. Esto ha generado números esfuerzos de investigación para lograr un mejor entendimiento del fenómeno, para así ser capaces de implementar aplicaciones robustas basadas en dicho fenómeno.

Con el propósito de contribuir a elucidar los distintos procesos físicos que conducen a la generación del SC en PCFs, el Centro de Investigaciones en Óptica, A.C (CIO), en especial el grupo de fibras ópticas, ha incursionado recientemente en el tema de la generación del supercontinuo en PCFs, con el presente trabajo de tesis, donde se presenta la generación de supercontinuo en una PCF, usando pulsos ultracortos.

## 1.2 Objetivos

En este trabajo de tesis, se ha propuesto el siguiente objetivo general:

- Generar experimentalmente supercontinuo en una fibra de cristal fotónico con cero dispersión a 800 nm.

Mientras que los objetivos particulares a cubrirse fueron:

- Adquirir un mejor conocimiento sobre los mecanismos que generan al supercontinuo.
- Implementar un arreglo experimental

- Estudiar los efectos de la potencia pico, la longitud de onda de bombeo y la duración del pulso inicial en la generación de supercontinuo.
- Simular la generación del SC.
- Investigar las posibles aplicaciones de la generación del SC.

### 1.3 Estructura de la tesis

Para la realización de los objetivos del presente trabajo, la tesis se organiza de la siguiente manera: en el Capítulo 2, se hace una descripción cronológica sobre las fuentes de luz de SC, desde sus inicios hasta la actualidad, para así tener una perspectiva histórica, así como el estado del arte. En el Capítulo 3, se describen los tipos de fibras de cristal fotónico que existen, sus propiedades físicas y modales principales, esto con la finalidad de tener un marco de referencia sobre las PCFs. En el Capítulo 4, se presenta una deducción de la ecuación de Schrödinger no lineal generalizada, así como los fenómenos lineales y no lineales que afectan a la propagación de los pulsos cortos en la fibra, para así, tener un marco teórico sobre la generación del supercontinuo. En el Capítulo 5, se describe el dispositivo experimental utilizado para la generación del SC, y se presentan los resultados experimentales de la generación del SC como función de la potencia pico, variación de la longitud de onda y el ancho temporal del pulso bombeado; y se hace un análisis de los resultados obtenidos. Además, de presentar simulaciones básicas del SC. Finalmente en el Capítulo 6, se presentan las conclusiones y los trabajos a realizarse a futuro.



# Capítulo 2

## Antecedentes de las fuentes de luz de supercontinuo

La generación de supercontinuo (SC) es un fenómeno físico que se refiere al ensanchamiento espectral de un pulso láser al propagarse a través de un medio no lineal (ver Fig. 2.1). Desde que el SC se dio a conocer por Alfano y Shapiro en 1970 [1] la generación de SC ha sido un tema muy activo en el campo de la fotónica. El SC se ha generado en todo tipo de materiales (sólidos, líquidos orgánicos e inorgánicos y gaseosos) y ha dado lugar a muchísimas aplicaciones en los campos de la espectroscopía, imagenología médica, compresión de pulsos, láseres de femtosegundos con sintonización ultrarrápida y fuentes ópticas policromáticas.

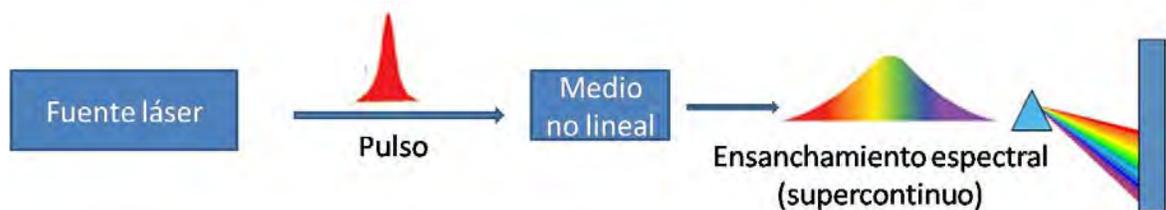


Fig. 2.1 Proceso de generación de SC.

Los parámetros más importantes que se deben tomar en cuenta para la generación del SC son la longitud temporal del pulso, la potencia pico del haz incidente y la dispersión del medio no lineal con respecto a la longitud de onda del haz láser [2]. En particular, es importante la posición de la longitud de onda de cero dispersión  $\lambda_D$  con respecto a la longitud de onda del haz de bombeo ( $\lambda_0$ ), ya que este parámetro determina la clase de efectos no lineales que participan en la formación del SC, así como las principales características del espectro generado tal como su forma y estabilidad. En este sentido existen tres regiones espectrales de interés: al rango espectral donde  $\lambda_0 < \lambda_D$  se le conoce como la región de dispersión normal, cuando  $\lambda_0 > \lambda_D$  se tiene la región de dispersión anómala y la longitud de cero dispersión que es aquella en donde  $\lambda_0 = \lambda_D$ .

La generación del SC involucra los efectos ópticos no lineales como auto modulación de fase (SPM, Self-Phase Modulation), modulación de fase cruzada (XPM, Cross Phase

Modulation), mezcla de cuatro ondas, (FWM, Four Wave Mixing), esparcimiento Raman estimulado (SRS, Stimulated Raman Scattering) entre otros.

En las siguientes secciones se da un panorama general sobre trabajos publicados en generación de SC, desde su aparición, en 1970, hasta trabajos recientes realizados en PCF.

## 2.1 Antecedentes de la generación de SC

La generación de luz blanca, como también se le nombra al SC, fue reportada por primera vez por Alfano y Shapiro, en 1970 [1]. Ellos publicaron la generación de un espectro de luz blanca, que cubría el rango visible del espectro electromagnético, de 400 a 700 nm después de propagarse un pulso de duración de aproximadamente 4-8 ps a 530 nm con energías de 5 mJ y una densidad de radiación de  $\sim 1 \text{ GW/cm}^2$  de un láser de Nd: glass en un vidrio de borosilicato BK7. A partir de entonces han sido muchos los trabajos publicados sobre generación de SC que se han realizado con materiales de diferente fase; sólido [3], líquidos orgánicos e inorgánicos [4-6] y gaseosos [7,8], hasta materiales con diversas estructuras.

La generación del SC se obtenía como resultado de bombear distintos materiales altamente no lineales a determinadas longitudes de onda, con haces pulsados de luz que provocaban el ensanchamiento temporal (y/o espacial) de los pulsos originales, debido al efecto no lineal de SPM. Véanse, por ejemplo las publicaciones de Joenk et al. [9], Polloni et al. [10], Werncke et al. [4], Stolen et al. [11], en donde se estudio el fenómeno no lineal de SPM. En el año de 1967 Shimizu, publicó uno de los primeros trabajos en los que se consideró el fenómeno de SPM como responsable directo del ensanchamiento espectral de pulsos [12]. Esto despertó un gran interés entre los científicos dedicados a la espectroscopía ultra rápida ya que, con la generación de SC a partir del ensanchamiento espectral por SPM de pulsos ultracortos, disponían de fuentes de luz formadas por pulsos de femtosegundos y de gran anchura espectral, lo que les permitía cierta sintonía, es decir que era posible elegir la longitud de onda a utilizar. Así, mediante SPM, se consiguieron generar los pulsos más cortos hasta ese entonces, con altos niveles de energía [13].

En el año de 1977, Smith, Liu y Bloembergen [6] usaron de manera efectiva en espectroscopía la generación del SC como fuente. Esta fuente de luz de SC la obtuvieron como resultado de autoenfocar pulsos con anchuras temporales de picosegundos. En concreto ellos mostraron que, usando como medio no lineal agua, crearon filamentos en el líquido por autoenfoco; así consiguieron variar el índice de refracción en el agua provocando la aparición del fenómeno no lineal de SPM y un ancho espectral de la luz. Todas estas nuevas frecuencias que se generaron se vieron amplificadas por FWM y Raman.

Dado el interés que provocó este nuevo tipo de fuentes de luz SC, hubo algunos grupos que profundizaron en el análisis teórico de los fenómenos no lineales que se había visto contribuían al ensanchamiento espectral de la señal inicial. Así, por ejemplo Gersten et al. [14] realizaron un estudio acerca de los efectos no lineales de SPM y SRS actuando simultáneamente; mostrando como estos efectos están relacionados.

En 1983 Fork et al. [15] utilizaron pulsos más estrechos que los que se habían usado anteriormente (80 fs), para generar SC en glicerol con un ancho espectral de 200 THz. Ellos observaron que la SPM es el proceso fundamental en la generación del SC y que el ensanchamiento en la banda Stokes y anti-Stokes es asimétrico.

Un año después, Yang et al. [16], resolvieron de forma aproximada, la ecuación no lineal de Schrödinger, considerando como señal pulsos intensos que se propagan por un medio no lineal. Ellos toman en cuenta los procesos no lineales de FWM y SPM. También comparan sus resultados con los publicados previamente por Fork et al. [15], encontrando un relativo buen acuerdo, incluyendo la asimetría de las bandas Stokes y anti-Stokes de SC.

En el año de 1986 un grupo del Institute for Ultrafast Spectroscopy & Lasers of City College of New York, encabezado por Li et al. [17], llevaron a cabo un estudio sobre las características temporales y espectrales de la generación de SC al bombear una celda de  $\text{CCl}_4$  (tetracloruro de carbono) con un haz de pulsos intensos de 8 ps de duración. Antes de generar el SC, separaron el haz en dos, con uno de ellos bombearon el medio no lineal, mientras que el otro lo usaron como referencia temporal para medir, con una cámara, la

duración de los pulsos que componían la fuente de luz SC, así como sus características espectrales. Sus resultados confirmaron que la SPM es el fenómeno que determina la generación de SC. Ese mismo año, el grupo de Alfano et al. [18] realizaron un estudio teórico sobre la propagación de un pulso en un medio no lineal. De este estudio, se extrajo la información sobre la distorsión del pulso y la distribución espectral del SC generado. Además ellos obtuvieron funciones que representan tanto la forma del pulso como la distribución espectral del SC.

Después, en 1987, Ho et al. [19] publicaron los resultados de las medidas realizadas con una cámara rápida (streak camera), de la duración de los pulsos que formaban el SC generado al bombear una celda de 20 cm de  $\text{CCl}_4$  con pulsos de 8 ps y 100  $\mu\text{J}$ . Ellos observaron que las anchuras temporales de los pulsos que forman el SC son menores que al de bombeo (6 ps). Además Corkum et al. [20], hicieron pruebas con materiales semiconductores y dieléctricos. Ellos publicaron un trabajo en el que describían la generación de SC en el infrarrojo, donde usaron pulsos de picosegundos generados por un láser de  $\text{CO}_2$  con potencias pico del orden de decenas de megawatts, con los que bombearon cristales de GaAs (arsenuro de galio), AgBr (bromuro de plata) y CdS (sulfuro de cadmio), obteniendo anchos espectrales de 3 a 14  $\mu\text{m}$ . También concluyeron que los principales procesos que intervienen en el ensanchamiento espectral fueron SPM y FWM. En esos mismos años, los siguientes materiales usados como medios no lineales fueron gases [7], vidrio BK-7 [21] y cristal de seleniuro de zinc ( $\text{ZnSe}$ ) [22]. En el caso de los gases, el proceso no lineal responsable fundamental del ensanchamiento espectral sigue siendo SPM, los pulsos usados fueron de duración de ps y los SC logrados se extendieron desde el visible hasta el ultravioleta. Para el vidrio BK-7, usado por Alfano et al. [21] como medio no lineal, hay una diferencia en el proceso de ensanchamiento. En este caso bombearon el material con un pulso de picosegundos, a 1060 nm y con una energía entre 0 y 2 mJ. La propagación de este pulso por el vidrio generó dos efectos interesantes; por un lado aparece el fenómeno no lineal de SPM y por otro se genera segundo armónico a 530 nm con pulsos de unos 80  $\mu\text{J}$ . Este último (segundo armónico) se propaga a la vez que los pulsos del bombeo por el medio no lineal y actúan como semilla para la aparición de otro

nuevo proceso no lineal, la modulación de fase cruzada. Esta es la primera vez en la que se aprovecha este fenómeno para generar supercontinuo de manera más eficiente. La región espectral sobre la que se extiende esta fuente era el visible. Los mismos autores repitieron el experimento pero ahora usando ZnSe como medio no lineal.

Manassah et al. [23] continuaron desarrollando estudios teóricos sobre la propagación de un pulso de luz por un medio Kerr homogéneo y en el año 1988 publicaron los resultados derivados de considerar los fenómenos de autoenfoco, SPM y difracción. Ellos mostraron como variaciones en la difracción y autoenfoco provocan cambios en la distribución del SC las cuales no se podían predecir considerando solo SPM.

A principio de los noventas, Gobul [24] reporto un trabajo relativo con las propiedades de polarización y espaciales del SC generado en celdas de agua ( $H_2O$ ) y agua pesada ( $D_2O$ ). Durante este tiempo, muchos trabajos teóricos se publicaron explicando los fenómenos responsables de la generación del SC, sin embargo han seguido la línea de aumentar la anchura espectral del SC, así como su densidad de potencia media. Además, con las nuevas técnicas láser se han conseguido pulsos más estrechos para generar SC, cuyas características han sido diferentes, tanto en lo relativo a los procesos por los cuales se genera, como en sus propiedades.

## 2.2 De la generación de SC en fibras ópticas convencionales a la generación de SC en PCFs

El primer trabajo publicado en el que se muestra la generación de SC utilizando como medio no lineal la fibra óptica, es el de Lin y Stolen en el año de 1976 [25] titulado “New Nanosecond Continuum for Excited-State Spectroscopy”. En este trabajo, los autores mostraron experimentalmente como generar una fuente de luz de SC en el visible empleando pulsos  $\leq 10$  ns de duración, centrados en 530 nm y con una potencia de 10-20 kW. Para ello usaron 19 m de fibra óptica con un núcleo de sílice de 7  $\mu$ m de diámetro. Lin y Stolen introdujeron en la fibra los pulsos obtenidos de un láser de colorante bombeado con un láser de nitrógeno. En función del colorante utilizado, ellos generaron pulsos con una anchura espectral de 110-180 nm y un espectro con un perfil suave. Los autores

explican cualitativamente la generación de este SC como la consecuencia de una mezcla entre los procesos no lineales de SPM y SRS.

Para 1978, Lin y Nguyen reportaron varios experimentos de generación de SC. El SC más notable fue el que generaron con un ensanchamiento de 0.7 – 1.6  $\mu\text{m}$  usando 315 m de fibra de sílice dopada con  $\text{GeO}_2$  y con un núcleo de 33  $\mu\text{m}$  de diámetro [26]. El arreglo óptico fue similar al del trabajo de Lin y Stolen, excepto por la fuente de bombeo utilizada, que era un láser de Nd:YAG de Q-switch con pulsos de 20 ns y 50 kW de potencia, los cuales fueron acoplados a la fibra generando un continuo de 12 kW. Las líneas de Stokes fueron claramente visibles a 1.3  $\mu\text{m}$ , punto en el cual el espectro de SC comenzó a suavizarse, excepto para 1.38  $\mu\text{m}$  donde había grandes pérdidas (absorción por iones de OH). A medida que aumentaron la potencia a valores mayores de 50 kW (ya que deponían de 150 kW del láser), Lin y Nguyen notaron que el SC se extendía hacia longitudes de onda menores en la parte verde del espectro visible. Sin embargo, a niveles más altos de potencia dañaron la fibra. En la misma publicación, Lin y Nguyen también, bombearon una fibra monomodo de diámetro de núcleo de 6  $\mu\text{m}$  y una longitud de 100 m, logrando obtener un SC con un ensanchamiento de 0.9 a 1.7  $\mu\text{m}$ .

En 1980 Fuji et al. [27] repitieron el experimento de generación de SC con el arreglo de Lin de 1978, usando un láser de Nd:YAG con amarre de modos y una fibra monomodo dopada con Ge, de diámetro de núcleo de 10  $\mu\text{m}$  (no reportaron la duración del pulso). Su espectro abarco el rango de longitudes de onda de 300 a 2100 nm. Los autores se enfocaron en la parte visible del espectro y determinaron los principales mecanismos para la generación de SC, que fueron FWM y SRS. Sin embargo, hubo algunos modos de orden superior, que se atribuyeron a la generación de suma de frecuencias entre las frecuencias de bombeo y las líneas de Stokes.

Otro avance importante en la generación de SC se reporto en 1980 por Wshio et al. [28], al bombear una fibra monomodo de 150 m de longitud con un láser de Nd:YAG con amarre de modos con una longitud de onda de bombeo de 1.34  $\mu\text{m}$ . Esto fue sólo dentro del régimen de dispersión anómala. El resultado fue la generación de un SC que se extendió desde 1.15 hasta 1.6  $\mu\text{m}$ , el cual no mostró líneas discretas de Stokes.

Hasta ese momento nadie había dado realmente una explicación adecuada del porqué el SC en fibras, se suavizaba entre las líneas de Stokes en longitudes de onda larga. En la mayoría de los casos, esto se explica por medio del mecanismo de generación de solitones (un solitón es una onda que se propaga por un medio no lineal sin deformarse), el cual no se había reportado sino hasta los 80's [29,30]. Sin embargo, los autores se dieron cuenta que la SPM no podía explicar del todo el ensanchamiento visto. La posibilidad de propagar solitones en la región de dispersión anómala en fibras ópticas, fue primeramente sugerido por Hasegawa y Tappert en 1973 [31] del análisis teórico de la ecuación no lineal de Schrödinger (NLS, Nonlinear Schrödinger). Sin embargo, la falta de fuentes de pulsos ultra cortos, en longitudes de onda mayores a  $1.3 \mu\text{m}$ , retrasaron las observaciones experimentales hasta 1980 [32] cuando Mollenauer reportó su experimento de generación de SC. El utilizó pulsos de  $\sim 7$  ps alrededor de  $1.55 \mu\text{m}$  para excitar no solamente un solitón fundamental estable si no, también, solitones de alto orden que fueron observados al ir incrementando los niveles de potencia. En 1983 Stolen y Mollenauer [33,34] hicieron experimentos utilizando pulsos de picosegundos en  $1.55 \mu\text{m}$  y estudiaron los diferentes aspectos de la propagación de los solitones de alto orden, incluyendo compresión de pulsos. Estos experimentos son de particular interés, ya que muestran lo complejo que puede ser la evolución de un solitón de alto orden. La fase inicial de propagación se asocia con SPM que induce un ensanchamiento espectral y compresión temporal debido a la dispersión anómala.

En 1991, Gross y Manassah [35] publicaron un estudio teórico sobre la evolución de la distribución espectral de un pulso de luz intenso, con una anchura temporal del orden de los femtosegundos. En el desarrollo teórico consideran los efectos de SPM, self-steepening, dispersión de la velocidad de grupo (GVD, group velocity dispersion) e incluyen términos de dispersión de orden superior como  $\beta_3$  y esparcimiento Raman. Poco después, este mismo grupo de investigadores publicaron estudios similares; esta vez considerando la frecuencia central del pulso en la zona de dispersión anómala de la fibra [36]. Ellos observaron como el pulso que se propaga por la fibra transformándose en un solitón; así como la influencia del valor del parámetro relativo a la dispersión  $\beta_3$  en el

desplazamiento de la frecuencia central del solitón hacia frecuencias más altas. Además, por primera vez observaron, de manera teórica, como el signo del parámetro de dispersión  $\beta_2$  es determinante en la evolución del pulso y establecen que, bajo el régimen de dispersión anómala, la generación del SC es mucho más eficiente.

La posibilidad de generar SC alrededor de 1.3 y 1.55  $\mu\text{m}$  motivaron a los investigadores a desarrollar fuentes de múltiples longitudes de onda [37]. Para tales aplicaciones, se requiere que el ancho de banda absoluto sea relativamente bajo (alrededor de 20-40 THz), pero es importante que la fuente SC se genere en un rango de repetición del orden de GHz con bajo ruido y con un espectro plano.

Aunque la mayoría de los SC generados se estudiaron en fibras convencionales enfocándose en la utilización de pulsos ultrarrápidos, también hay estudios con pulsos largos y de onda continua (CW, Continuous Wave). Golovchenko [38,39] reportó, en 1990 y 1991, una relación entre modulación por inestabilidad dinámica solitónica y SRS bajo condiciones de bombeo de CW. Este trabajo resalta el hecho que la generación del SC, en la región anómala, usando bombeo CW, involucra dinámica solitónica.

Para finales de los noventa hicieron su aparición las fibras de cristal fotónico (PCF, Photonic Crystal Fiber) [40,41], también llamadas fibras huecas o fibras microestructuradas y el empleo de las fibras estrechadas para generar SC. Las PCFs fueron construidas, por primera vez, por Russel, en 1996. Estas consisten de un arreglo de huecos de aire que rodean al núcleo, el cual es de sílice puro, y es donde la luz es guiada. Por su parte, las fibras estrechadas son normalmente fibras convencionales a las que, por diversos procedimientos, se les ha adelgazado un segmento. De tal manera que su diámetro o su área transversal, disminuye monotónicamente con la longitud, en esa zona. Los grupos más destacados que comenzaron a trabajar en la fabricación de PCFs y fibra estrechada fueron los formados por Knight, Birks, Russell, Wadsworth et al., de la universidad de Bath, en el Reino Unido, y el formado por Ranka, Windeler y Stenz, de *Bell Laboratories*, Lucent Technologies, en New Jersey. Así mismo, ellos fueron uno de los primeros grupos de investigación en generar SC en este tipo de fibras [42-45]. Estas nuevas fuentes de luz de SC, se distinguían de los SCs generados, hasta el momento, en

fibras convencionales por su gran anchura espectral y sus bajas exigencias en cuanto a los pulsos de bombeo. Desde entonces ya no fue necesario trabajar con pulsos con elevadas potencias ni tan estrechos temporalmente para la generación de SC. Por ejemplo, el grupo de la universidad de Bath consiguió generar SC de un ancho espectral de 1250 nm con un láser de Ti:safiro con pulsos de femtosegundos y potencia promedio de 300 mW en una fibra estrechada de 2  $\mu\text{m}$  de diámetro. Por otro lado, el grupo de Bell Laboratories usó una PCF con un núcleo de 7  $\mu\text{m}$  de diámetro, pulsos de 100 fs y 8 kW de potencia pico de un láser de Ti:safiro, consiguiendo un supercontinuo similar.

Poco después, en la universidad de Auckland, en Nueva Zelanda, el grupo de Stephane Coen no solo generó fuentes de luz de SC en fibras de cristal fotonico [46], sino que buscó una explicación teórica sobre los procesos que conducían a este ensanchamiento espectral [47]. Así, en el año 2001, Coen et al., publicaron su primer trabajo sobre este tema, en el que mostraban una fuente de luz de SC generada a partir de pulsos de 60 ps, con potencias pico inferiores a 1 kW. El ancho espectral que se observó se extendía unos 600 nm, entre el visible y el infrarrojo cercano. Para generar los pulsos, Coen et al., usaron un láser de kripton con modos amarrados. Así disponían de pulsos a 647 nm, con una frecuencia de repetición de 600 KHz y potencias pico de 1.5 kW. La fibra era una PCF con núcleo de sílice de 1.6  $\mu\text{m}$  de diámetro y con 10 m de longitud. En este trabajo, ellos hacen una estimación tanto del coeficiente no lineal de la fibra,  $\gamma \approx 0.15\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ , como del parámetro de dispersión,  $D \approx -30 \text{ ps}/(\text{nm km})$  a la longitud de onda del bombeo.

Durante los primeros años de la década del 2000, aparecieron los trabajos teórico y experimental de Husakou et al. y Herrmann et al. [48,49] donde se explicaron los procesos no lineales que tenían lugar en el interior de las PCFs al propagar pulsos de luz relativamente intensos con anchuras temporales del orden de femtosegundos. En concreto se ocuparon, sobre todo, de la aparición de pulsos solitónicos en la propagación. En el año 2001, estos investigadores muestran cómo el ensanchamiento espectral característico de las fuentes de luz de SC de PCFs y pulsos no demasiado intensos (0.6  $\text{TW}/\text{cm}^2$ ) con anchuras temporales de femtosegundos, no es posible que sea debido únicamente a procesos de SPM en el medio no lineal. Para la comprobación teórica usan

la ecuación NLS deducida de las ecuaciones de Maxwell. Esta ecuación la integran usando el método numérico de paso dividido de Fourier (Split-steep Fourier) y comprueban su validez simulando la propagación de pulsos de luz por una fibra óptica convencional y comparan con resultados experimentales previos. En la simulación se propuso la propagación de un pulso de luz de 100 fs, con una frecuencia central  $2.261 \text{ fs}^{-1}$  ( $\lambda=830 \text{ nm}$ ) y con una intensidad de  $0.6 \text{ TW/cm}^2$  por una PCF con un diámetro de núcleo (de sílice) de  $1.5 \mu\text{m}$  y un diámetro de hueco (en el recubrimiento) de  $1.3 \mu\text{m}$ . La longitud de onda de cero dispersión la consideran en 710 nm. Las longitudes de propagación con las que trabajan son del orden de los milímetros. Comprueban que teóricamente es imposible que los ensanchamientos espectrales obtenidos, para este tipo de pulsos y de fibras, sean debidos a SPM.

Estos trabajos, fueron sólo el comienzo de una gran cantidad de publicaciones sobre generación de SC en PCFs y fibras estrechadas. Otro ejemplo es el trabajo de Dudley et al. [50,51] en el cual el SC generado, presenta un espectro con múltiples estructuras. Otros experimentos publicados sobre generación de SC han utilizado fuentes de bombeo con pulsos temporalmente largos y a controlar los parámetros que generan el SC: Provino et al. [52] usaron un microchip láser con Q-switch a 532 nm con un pulso de 0.8 ns de duración y con una energía de 300 nJ; ellos lograron generar un SC de 250 THz (460 a 750 nm) en 1.8 m de PCF. Montian et al. [53] estudiaron la influencia de los parámetros del pulso inicial del láser como la polarización, forma del pulso y frecuencia de chirp a través de una PCF birrefringente. Srivastava [54] estudio la generación del SC como dependencia del estado de la polarización del pulso inicial, encontrando que el ancho espectral del SC aumenta cuando la polarización cambia de circular a lineal; utilizó también una PCF que mantiene la polarización, empleando pulsos láser de 200 fs en la región anómala de la fibra, logrando obtener un ancho espectral de 380 nm a 1750 nm. Estos y otros estudios se han llevado a cabo para estudiar los fenómenos físicos que se llevan a cabo en el proceso de generación de SC.

## 2.3 Actualidad

Actualmente ya existen en el mercado fuentes de luz de SC como la SuperK (55), cuyo ancho espectral va de 500 nm a 2400 nm, ofreciendo una potencia de salida mayor a los 100 mW. En la Fig. 2.2 se observa el espectro de salida de la fuente de luz de SC SuperK [55] comparados con una lámpara incandescente y un led superluminisente. Igualmente ya se venden kits para generar SC, como el que ofrece Newport, cuyo precio es de aproximadamente \$16,500 USD [56], además se vende un dispositivo de fibra para generar SC a una longitud de onda a 800 nm con un láser de femtosegundos [57].

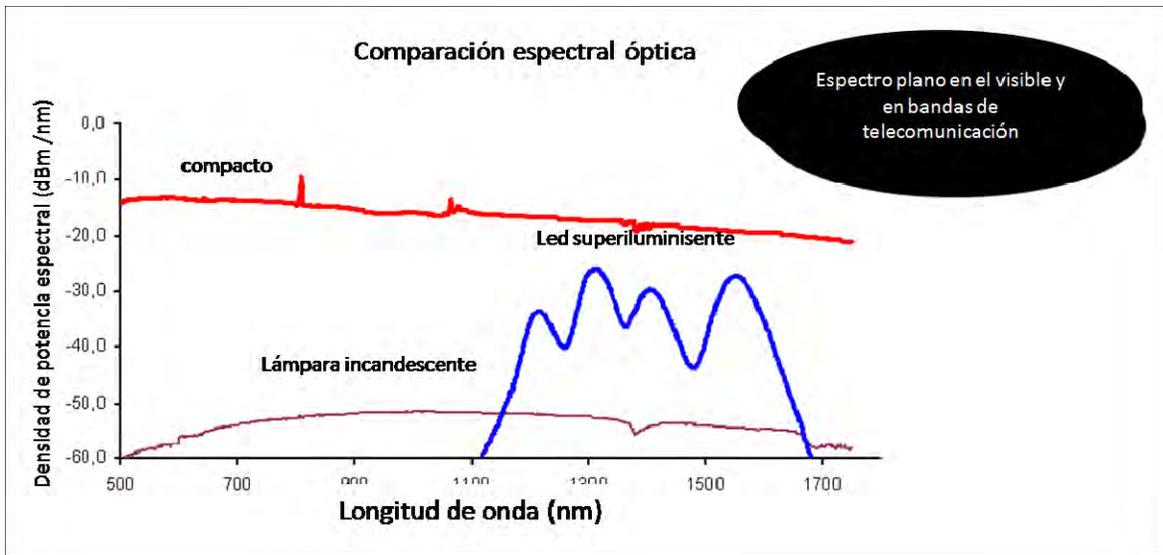


Fig. 2.2 Espectro de la fuente SuperK, de una lámpara incandescente y de un led superluminisente (55)

En lo que respecta a investigación en SC, recientemente, se han hecho estudios de optimización de los parámetros iniciales del pulso que afectan a la generación del SC, mediante la utilización de algoritmos genéticos, por ejemplo véase el trabajo de Molto et al. [58], y al diseño de la PCF [59]. También se han hecho estudios con PCFs estrechadas con propiedades de dispersión aplanada [60]; y así como estudios de generación de SC en una configuración de intracavidad con un láser de fibra de Yb con amarre de modos [61]; y se podría seguir mencionando más avances en torno a la generación de SC pero cada vez hay nuevos estudios en la materia.

## 2.4 Aplicaciones

La aplicación más importante de la generación de SC es su uso como fuente de luz blanca, remplazando las fuentes de luz blanca basadas en tungsteno. También se tienen aplicaciones en espectroscopía, microscopía, mediciones de dispersión basadas en interferometría y medición de atenuación de banda ancha. Las fuentes de luz de SC se caracterizan por su amplio ancho espectral, comparable al de una lámpara de tungsteno, y por su intensidad que es similar al de un láser y que resuelve el problema de las tradicionales fuentes incandescentes, como es el bajo brillo y la ineficiencia de acoplamiento a las fibras ópticas. Además, estas nuevas fuentes pueden mejorar la relación señal-ruido, reduce el tiempo de medición o el rango del ancho espectral donde las medidas pueden efectuarse. La mayoría de las fuentes de luz de SC realizadas experimentalmente tienen una potencia de salida en el orden de mW, pero también se han obtenido valores de potencia de salida elevados [2]. Las principales desventajas de las fuentes de luz de SC en comparación con las fuentes incandescentes tradicionales es el alto costo del bombeo, el cual puede ser, en el caso extremo, muy caro pues es un sistema que trabaja en el régimen de los fs, lo que se traduce en un alto costo de instrumentación, el láser de bombeo es caro y voluminoso. Consecuentemente, esquemas más compactos para la generación del SC deben ser desarrollados (como por ejemplo usando fuentes de bombeo más compactas), tomando en cuenta, por ejemplo fuentes láseres de fibra alrededor de los 1060 nm con pulsos del orden de los ns y ps (2).

Una de las aplicaciones más importantes de las fuentes de luz de SC es la tomografía de coherencia óptica (OCT, Optical Coherent Tomography), una nueva tecnología basada en interferometría de baja coherencia, que genera imágenes de cortes transversales *in-vivo* e *in-situ* de tejidos biológicos transparentes y no transparentes en una escala micrométrica [62], además de que es una técnica de diagnóstico no invasiva. En la 2.3, se muestra una imagen obtenida a través de OCT que usa SC, la cual ofrece un mayor detalle en contraposición de la OCT tradicional.

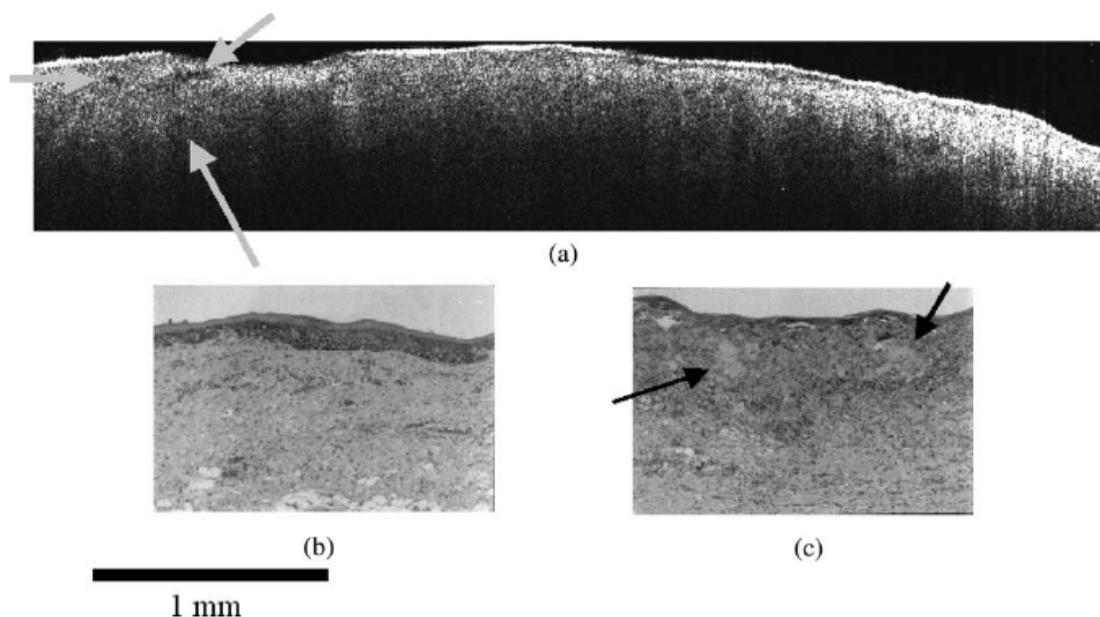


Fig. 2.3 (a) Imagen de una mucosa gingival humana (encia). En la parte izquierda, hay unas estructuras que se pueden ver claramente, como indican las flechas. (b) Una imagen normal de la muestra. (c) Una imagen de la parte cancerosa de la muestra como indican las flechas.

La OCT requiere espectros suaves, que varíe en menos de 10 dB, ya que una fuerte variación en el espectro generado por la fuente de luz SC puede afectar la calidad de la imagen y la precisión de la medida [63]. La región espectral entre 1200 y 1500 nm es particularmente importante en la OCT, ya que permite profundidad de penetración en los tejidos biológicos y da imagen de resolución espectral de las bandas de absorción del agua [62]. Sin embargo, la resolución longitudinal de la OCT es inversamente proporcional al ancho espectral de la fuente y directamente proporcional al cuadrado de la longitud de onda central. Por lo que así la resolución longitudinal es menor para longitudes de onda larga y para fuentes de luz con anchos espectrales angostos [2]. En los sistemas estándar de OCT, las fuentes basadas en emisión espontánea amplificada de fibras dopadas, semiconductores o diodos super-luminiscentes usualmente proporcionan una resolución longitudinal de 10-15  $\mu\text{m}$ . Todas estas fuentes sufren de un limitado ancho de banda y la longitud de onda se restringe a un rango [2]. Por el contrario, el espectro generado por las PCFs se caracteriza por un amplio ensanchamiento, por lo que proporciona una resolución sin precedentes (2). De hecho, se ha demostrado que la luz de SC generada con PCF, en un sistema de OCT, para imágenes *in-vivo* de tejido biológico, alcanza una resolución de 2.5

$\mu\text{m}$  alrededor de los 1300 nm [62]. Las fuentes de luz de SC, obtenidas en PCFs con pulsos de 1060 nm, son particularmente una promesa para la OCT, debido a que el gran espectro plano (principalmente generado por SRS) es muy estable y puede filtrarse, para seleccionar el rango de longitudes de onda deseadas [2].

Las fuentes de luz de SC también ofrecen importantes mejoras a la interferometría de luz blanca de baja coherencia, ya que la resolución espacial esta en proporción directa el ancho de banda de la fuente, esto es especialmente útil para medir desplazamientos, para determinar las posiciones de defectos en guías de onda, y para medir la dispersión cromática en fibras ópticas y guías de onda planas.

Ya que cuentan con un gran grado de coherencia espacial, las fuentes de luz de SC son convenientes en espectroscopía, por la rápida adquisición de datos en muestras de volumen pequeño en biología, química, medicina, física o monitoreo ambiental. De hecho, la luz de SC puede enfocarse en una pequeña área o colimarse en un haz estrecho para las mediciones de longitud de larga trayectoria en analitos con baja absorción.

## Referencias

1. "Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass". **Alfano R. R, Shapiro S. L.** 1970, Phys.Rev. Lett., Vol. 24, pp. 584–587.
2. "Supercontinuum generation in photonic Crystal Fibers". **Hanse P. K, Kristiansen R. E.** 2005, Crystal Fibre A/S, Tech. Rep.
3. "Spectral broadening of picosecond 1.06 μ pulse in KBr". **Yua W, Alfano R. R, Sam C. L. and Seymour R. J.** 1975, Optics Communications, Vol. 14, pp. 344-347.
4. "An anomalous frequency broadening in water". **Werncke W, Lau A, Pfeiffer M, Lenz K, Weigmann H. J, and Thuy C. D.** 1972, Opt. Commun, Vol. 4, pp. 413-415.
5. "Stimulated Short-Wave Radiation due to Single-Frequency Resonances of  $\chi^{(3)}$ ". **Penzkofer A, Laubereau A, and Kaiser W.** 1973, Phys. Rev. Lett., Vol. 31, pp. 863-866.
6. "Superbroadening in H<sub>2</sub>O and D<sub>2</sub>O by self-focused picosend pulses from a Nd:YAG laser". **Smith W L, Liu P, Bloembergen N.** 1977, Phys. Rev. A, Vol. 15, pp. 2396-2404.
7. "Supercontinuum Generation in Gases". **Corkum P. B, Rolland C, Srinivasan-Rao T.** 1986, Phys. Rev. Lett., Vol. 57, pp. 2268-2271.
8. "Ultrafast ultraviolet pump-probe apparatus". **Glownia. J. H, Misewich. J, Sorokin. P. P.** 1986, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 3, p. 1573.
9. "Laser pulse distortion in a nonlinear dielectric". **Joenk R. J, Landauer R.** 1967, Phys. Lett. A, Vol. 24, pp. 228-229.
10. "Self-Trapping with Picosecond Pulses and Rocking of Molecules". **Polloni R, Sacchi C. A. and Svelto O.** 1969, Phys. Rev. Lett., Vol. 23, pp. 690-693.
11. "Self-phase modulation in silica optical fibers". **Stolen R. H, Lin C.** 1978, Phys. Rev. A, Vol. 17, pp. 1448-1453.
12. "Frequency broadening in liquids by a short light pulse". **Shimizu F.** 1967, Phys. Rev. Lett., Vol. 19, pp. 1097-1100.
13. "Dynamic spectroscopy and subpicosecond pulse compression". **Ippen E, Shank C.** 1975, Appl. Phys. Lett., Vol. 27, pp. 488-490.
14. "Combined stimulated raman scattering and continuum self-phase modulations". **Gersten J, Alfano R and Belic M.** 1980, Phys. Rev. A, Vol. 21, pp. 1222-1224.

15. "Femtosecond white-light continuum pulses". **Fork R, Shank C, Hirlimann C and Yen R.** 1983, Opt. Lett., Vol. 8, pp. 1-3.
16. "Spectral broadening of ultrashort pulses in a nonlinear medium". **Y, Yang G and Shen.** 1984, Opt. Lett., Vol. 9, pp. 510-512.
17. "Temporal distribution of picosecond super-continuum generated in a liquid measured by streak camera". **Li Q, Takahashi J, Ping P and Alfano R.** 1986, Appl. Opt., Vol. 25, pp. 1869-1871.
18. "Spectral extent and pulse shape of the supercontinuum for ultrashort laser pulse". **Manassah J, Mustafa M, and Alfano R.** 1986, IEEE J. Q. Electron., Vol. 22, pp. 197-204.
19. "Supercontinuum pulse generation and propagation in a liquid carbon tetrachloride". **Ho P. P, Li Q, Jimbo T, Ku Y and Alfano R.** 1987, Appl. Opt., Vol. 26, pp. 2700-2702.
20. "Generation of infrared supercontinuum covering 3-14  $\mu\text{m}$  in dielectrics and semiconductores". **Corkum P. B, Ho P. P, Alfano R. R, and Manassah J. T.** 1985, Opt. Lett., Vol. 10, pp. 624-626.
21. "Induced spectral broadening of a weak picosecond pulse in glass produced by an intense picosecond pulse". **Alfano R, Li Q, Jimbo T, Manassah J and Ho P.** 1986, Opt. Lett., Vol. 11, pp. 626-628.
22. "Induced spectral broadening about a second harmonic generated by an intense primary ultrashort laser pulse in ZnSe crystals". **Alfano R, Wang Q, Jimbo T, Ho P, Bhargava R, and Fitzpatrick B.** 1987, Phys. Rev. A., Vol. 35, pp. 459-462.
23. "Self-focusing, self-phase modulation and diffraction in bulk homogeneous material". **Manassah J, Baldeck P and Alfano R.** 1988, Opt. Lett, Vol. 13, pp. 1090-1092.
24. "Optical characteristics of supercontinuum generation". **Gobul I.** 1990, Opt. Lett., Vol. 5, pp. 305-307.
25. "New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy". **R, Lin C and Stolen.** 1976, Appl. Phys. Lett., Vol. 28, pp. 1869-1871.
26. "Wideband near-I.R. continuum (0.7-2.1  $\mu\text{m}$ ) generated in low-loss optical fibres,. **Lin C, Nguyen V and French W.** 1978, Elect. Lett., Vol. 14, pp. 822-823.
27. "Sum-frequency light generation in optical fibers". **Fujii Y, Kawasak B. S, Hill K. O, and Johnson D. C.** 1980, Opt. Lett., Vol. 5, p. 48.

28. "Efficient generation of near-I.R. stimulated light scattering in optical fibres pumped in low-dispersion region at 1.3  $\mu\text{m}$ ". **Washio K, Inoue K, and Tanigawa T.** 1980, *Elect. Lett.*, Vol. 16, pp. 331-333.
29. "Decay of optical solitons". **Golovchenko E, Dianov M. E, Prokhorov A, and Serkin V.** 1985, *JETP Lett.*, Vol. 42, pp. 87-91.
30. "Discovery of the soliton self-frequency shift". **Mollenauer L. F, Mitschke M.F.** 1986, *Opt. Lett.*, Vol. 11, p. 659.
31. "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion". **Hasegawa A and Tappert F.** 1973, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 23, pp. 142-144.
32. "Experimental observation of picosecond pulse narrowing an solitons in optical fibers". **Mollenauer L. F, Stolen R. H and Gordon J. P.** 1980, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 45, pp. 1095-1098.
33. "Observation of pulse restoration at the soliton period in optical". **Stolen R. H, Mollenauer L. F, and Tomlinson W. J.** 1983, *Opt. Lett.*, Vol. 8, pp. 186–188.
34. "Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers,". **Mollenauer L. F, Stolen R. H, Gordon J. P, and Tomlinson W. J.** 1983, *Opt. Lett.*, Vol. 8, pp. 289-291.
35. "The spectral distribution and the frequency shift of the supercontinuum". **Manassah, Gross B and Manassah J.** 1991, *Phys. Lett. A.*, Vol. 160, pp. 261-270.
36. "Supercontinuum in the anomalous group-velocity dispersion region". **Gross B and Manassah J.** 1992, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 9, pp. 1813-1816.
37. "More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibres,". **Morioka T, Mori K, and Saruwatari M.** 1993, *Electron. Lett.*, Vol. 29, pp. 862-864.
38. "Mutual influence of the parametric effects and stimulated Raman scattering in optical fibers,". **Golovchenko E. A, Mamyshev P. V, Pilipetskii A. N, and Dianov E. M.** 1990, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 26, pp. 1815-1820.
39. "Numerical analysis of the Raman spectrum evolution and soliton pulse generation in single-mode fibers,". **Golovchenko E. A, Mamyshev P. V, Pilipetskii A. N, and Dianov E. M.** 1991, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 8, pp. 1626-1632.

40. A photonic crystal fibre. **Rigby P.** 1998, *Nature*, Vol. 396, pp. 415-416.
41. "Photonic crystal fibres". **Russell P.J.** 2003, *Science*, Vol. 299, pp. 358-362.
42. "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm". **Ranka J. K, Windeler R. S, and Andrew J.** 2000, *Opt. Lett.*, Vol. 25, pp. 25-27.
43. "Supercontinuum generation in tapered fibers". **Birks T. A, Wadsworth W. J, and Russell P. St. J.** 2000, *Opt. Lett.*, Vol. 25, pp. 1415-1417.
44. "Characteristics of supercontinuum generation in tapered fiber using femtosecond laser pulses". **Teipel J, Franke k, Tuerke D, Warken F, Meiser D, Leuschner M, and Giessen H.** 2003, *Appl. Phys. B*, Vol. 77, pp. 245-250.
45. "All-silica single-mode optical with photonic crystal cladding". **Knight J, Birks T, Russell P, and Atkin M.** 1996, *Opt. Lett.*, Vol. 21, pp. 1547-1549.
46. "White-light supercontinuum generation with 60- ps pulse in a photonic crystal fiber". **Coen S, Lun A. H, Leonhardt R, Harvey R. J, Kinght J. C.,** 2001, *Opt. Lett.*, Vol. 26, pp. 1356-1358.
47. "Supercontinuum generation by stimulated raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers". **Coen S, Chau A, Leonardt R, Harvey J, Knight J, Wadsworth and Russell P.** 2002, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, pp. 753-764.
48. "Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers". **Herrmann J, Griebner U, Zhavoronkov N, Husakou A, Nickel D, Knight J, Wadsworth W, Russel P and Korin G.** 2002, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 88, pp. 173901-1,4.
49. "Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers". **J, Husakou A. V and Hermann.** 2001, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 87.
50. "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping". **Dudley J, Provino L, Grossard N, Maillotte H, Windeler R, Eggleton B, and Coen S.** 2002, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, pp. 765-771.
51. "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber". **Dudley J. M, Genty G, Coen S.** 2006, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 78.

52. "Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fibre". **Provino L, Dudley J. M, Maillotte H, Grossard N, Windeler R. S and Eggleton B. J.** 2001, *Electron. Lett.*, Vol. 37, pp. 558-560.
53. "Influence of Polarization and Pulse Shape of Femtosecond Initial Laser Pulses". **Montian Tianprateep, Junji Tada and Fumihiko Kannari.** 2005, *Opt. Rev.*, Vol. 12, pp. 179-189.
54. "Control of supercontinuum generation with polarization of incident laser pulses". **Goswam A and Srivastava D.** 2003, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, Vol. 77, pp. 325-328.
55. <http://www.koheras.com/side5258.html>.
56. <http://www.newport.com/store/product.aspx?id=609985&lang=1033>.
57. <http://search.newport.com/?sku=SCG-800>.
58. "Optimization of supercontinuum spectrum using genetic algorithms on service oriented Grids". **Germán Moltó, Miguel Arevalillo-Herráez, Carles Milián, Mario Zacarés, Vicente Hernández, Albert Ferrando.** Third Iberian Grid Infrastructure Conference, Ibergrid 2009.
59. "Photonic crystal fiber design by means of a genetic algorithm". **Emmanuel Kerrinckx, Laurent Bigot, Marc Douay, and Yves Quiquempois.** 2004, *Opt. Express.* , Vol. 12, pp. 1990-1995.
60. "Tapered photonic crystal fiber for supercontinuum generation in telecommunication windows". **Yongzhao Xu, Zhixin Chen, Hongtao Li and Yanfen Wei.** 2009, *Frontiers of Optoelectronics in China*, Vol. 2, pp. 293-298.
61. "Supercontinuum Q-switched Yb fiber laser using an intracavity microstructured fiber". **Cascante-Vindas J, Díez A, Cruz J. L, and Andrés M. V.** 2009, *Opt. Lett.*, Vol. 34, pp. 3628-3630.
62. "Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber". **Hartl I, Li XD, Chudoba C, Ghanta RK, Ko TH, Fujimoto JG, Ranka JK, Windeler RS.** 2001, *Opt. Lett.*, Vol. 26, pp. 608-610.
63. Spectral shaping of supercontinuum in a cobweb photonic-crystal fiber with sub-20-fs pulses. **Apolonski, A, Povazay, Unterhuber A, Drexler W.** 2002, *J. Opt. Soc. B*, Vol. 19, pp. 2165-2170.



# Capítulo 3

## *Fibras de cristal fotónico*

### 3.1 Introducción

Un cristal fotónico (CF) es una estructura dieléctrica con una distribución periódica del índice de refracción [1]; dicha periodicidad puede ser unidimensional (1D), bidimensional (2D) o tridimensional (3D). Ejemplos de estructuras periódicas de 1D son las rejillas de Bragg en fibra o un retardador de cuarto de onda. En estas estructuras, el índice de refracción varía a lo largo de una sola dirección ( $z$ ) (ver Fig. 3.1a). Por otro lado, una estructura periódica en 2D, tiene una geometría periódica en dos direcciones cartesianas y es homogénea en la tercera dirección cartesiana. Un ejemplo simple de un cristal fotónico en 2D es un arreglo periódico de cilindros dieléctricos como se muestra en la Fig. 3.1b. Para una estructura en 3D, la periodicidad esta a lo largo de los 3 ejes ortogonales. Debido a que hay tres direcciones de variación del índice de refracción a lo largo del material, es posible una gran variedad de geometrías para cristales fotónicos en 3D. Un ejemplo es el de un arreglo periódico de esferas dieléctricas Fig. 3.1c.

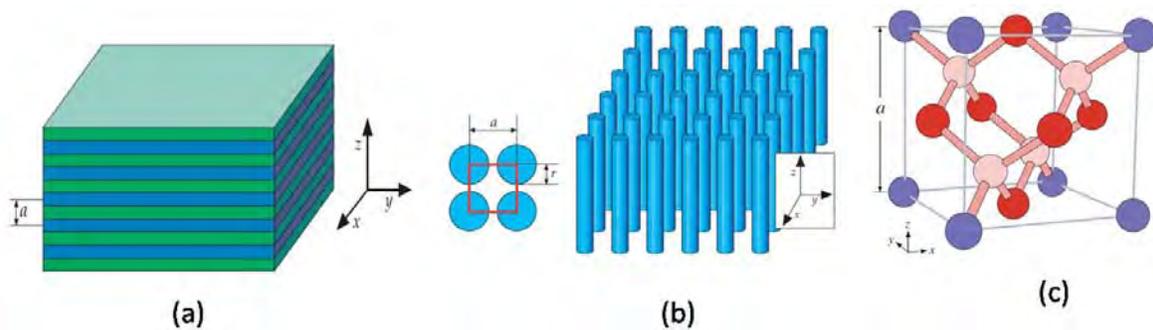


Fig. 3.1. Esquema de cristales fotónicos: a) unidimensional, b) bidimensional y c) tridimensional. El parámetro  $a$  es el periodo espacial [2].

Las fibras de cristal fotónico (PCFs, Photonic Cristal Fibers) también conocidas como fibras microestructuradas o huecas son CF en 2D, ya que presentan una modulación periódica en su índice de refracción en la sección transversal de la fibra [3], mientras que en el eje de la misma, el índice de refracción se mantiene constante.

Desde su aparición, las PCFs han generado un gran interés debido a sus propiedades ópticas únicas tales como: son monomodales para un amplio rango de longitudes de onda, la dispersión puede ser ajustada en el diseño de la fibra, favorecen los efectos no lineales y presentan flexibilidad en su diseño, lo cual no es posible en fibras ópticas convencionales, lo que propicia un amplio panorama de aplicaciones en telecomunicaciones, metrología, medicina entre, otras. Por ello, para la generación de SC es importante conocer los diferentes tipos de fibra de cristal fotónico que actualmente existen y las nuevas propiedades que estas ofrecen. Asimismo, entender cómo es la propagación de la luz a través de una PCF con núcleo de vidrio. Estos temas se tratarán a lo largo de este capítulo.

## *3.2 Clases de fibras de cristal fotónico*

Las PCFs pueden clasificarse de acuerdo al mecanismo de guiado de luz: así tenemos las fibras de guiado por índice, las cuales guían la luz por el efecto de reflexión total interna modificado y las fibras de brecha fotónica (PBF, Photonic Bandgap Fiber) donde la luz se guía por medio del efecto de brecha fotónica. A continuación se describen con más detalle cada clase de PCF.

### *3.2.1 Fibra de guiado por índice*

Típicamente una fibra de guiado por índice cuenta con un núcleo sólido de sílice y el revestimiento que presenta una distribución periódica de huecos de aire en su sección transversal que se extiende a lo largo del eje de la fibra (ver Fig. 3.2). Esta estructura tiene dos parámetros fundamentales: el periodo ( $\Lambda$ ) que es la separación entre dos huecos de aire y el tamaño relativo de hueco o fracción de llenado  $d/\Lambda$ , donde  $d$  es el diámetro de los huecos. A diferencia de las fibras convencionales, las PCFs se pueden hacer de un único material, típicamente de sílice sin dopar, aunque también, se han fabricado en polímero [4] y vidrio calcogenuro [5].

Las PCFs guían la luz en el núcleo sólido debido a la diferencia de índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento. El índice de refracción del núcleo es comúnmente el de

la sílice, mientras que, el del revestimiento es un índice de refracción efectivo pequeño producido por la presencia de los huecos de aire [6]. El principio de guiado se denomina de reflexión total interna modificado. Se dice “modificado” porque el índice de refracción del revestimiento no es un valor constante, como en las fibras ópticas estándar, sino, éste cambia significativamente con la longitud de onda [7]

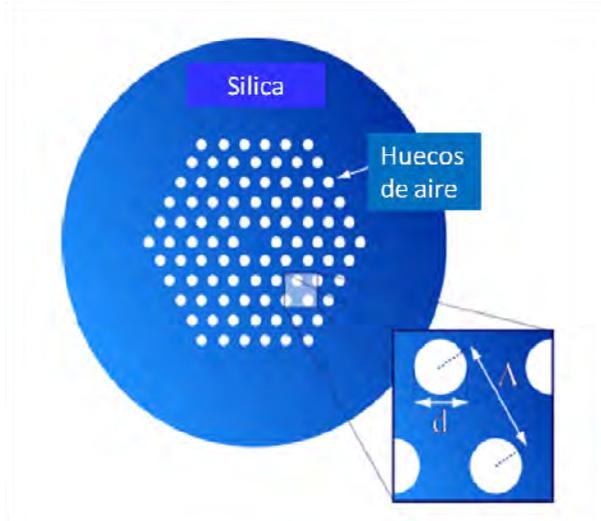


Fig. 3.2. Corte transversal de una PCF [8].

Las PCFs muestran propiedades ópticas únicas en comparación con la fibra convencional. Por ejemplo, las PCFs con un núcleo de sílice pequeño y grandes huecos de aire favorecen más los efectos no lineales, lo que las hace ideales para aplicaciones como generación de SC. Por el contrario, se pueden diseñar fibras con pequeños huecos de aire y distancias grandes de hueco a hueco para obtener una gran área modal, usual para entregar potencias altas. A diferencia de la fibra estándar, las PCFs con una geometría apropiada pueden ser infinitamente monomodo, lo que significa que solamente el modo fundamental se guiará en la fibra, independientemente de la longitud de onda. Además, introduciendo una asimetría significativa en el núcleo de la PCF, se pueden obtener fibras con un gran nivel de birrefringencia. Aunado a esto, la propiedad de dispersión de las PCF puede diseñarse con gran flexibilidad, y es posible ajustar la longitud de onda de cero dispersión,  $\lambda_D$ , al rango visible, así como obtener curvas de dispersión ultra-planas o con una pronunciada pendiente negativa [7].

### 3.2.2 Fibra de brecha fotónica

Las PBFs se diferencian de la PCFs por tener un núcleo hueco como se muestra en la Fig. 3.3. En este caso, no se satisface el principio de reflexión total interna modificado para guiar la luz, ya que, el núcleo de aire tiene un índice de refracción menor al del revestimiento. En este caso la luz se confina en el interior del núcleo de aire, ya que la cubierta microestructurada impide la propagación a través de la misma a través del efecto de bandgap o brecha fotónica [9].

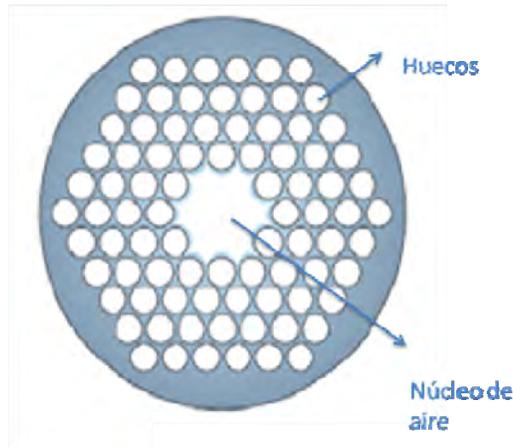


Fig. 3.3 Sección transversal de una PBF [2].

Dado que únicamente una pequeña fracción de la luz se propaga por el cristal (5 % aproximadamente), el efecto de las no linealidades del material se reduce significativamente, pero tienen como ventaja de que minimiza los efectos de pérdidas [10].

Estas fibras podrían convertirse en la futura generación de fibras con pérdidas ultra bajas, aunque, por el momento, éstas encuentran aplicación en compresión de pulsos y la implementación de sensores.

Las PBFs están más allá del alcance de esta tesis y solamente las propiedades de las PCFs serán discutidas en las siguientes secciones.

### 3.3 *Propiedades de las fibras de cristal fotónico*

Los parámetros que caracterizan el perfil de una PCF y determinan las propiedades ópticas (comportamiento modal, atenuación, dispersión y no linealidad) son el diámetro del núcleo  $a$ , el periodo  $\Lambda$  (que es la separación entre dos huecos de aire), el diámetro del hueco  $d$ , el tamaño relativo del hueco  $d/\Lambda$  y el número de anillos de huecos de aire que conforman el revestimiento (11). Las propiedades ópticas de una PCF se revisaran a continuación:

#### 3.3.1 *Comportamiento modal*

El número de modos soportados por una PCF depende del diámetro de hueco  $d$ , la periodicidad,  $\Lambda$ , y longitud de onda,  $\lambda$ . Al igual que en fibras convencionales, uno puede usar el parámetro de frecuencia normalizada  $V$  para comprender el comportamiento modal:

$$V = \frac{2\pi\rho}{\lambda} \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad (3.1)$$

donde  $\rho$  es el radio efectivo del núcleo,  $n_{co}$  y  $n_{cl}$  representan los índices de refracción efectivos del núcleo y el revestimiento respectivamente. El radio efectivo del núcleo,  $\rho$ , ha sido propuesto en la literatura con el valor de  $0.5\Lambda$  [12],  $\Lambda/\sqrt{3}$  [13,14],  $0.625\Lambda$  [15],  $0.64\Lambda$  [16],  $\Lambda$  [15,17] y  $d/\Lambda$  [18]. El índice de refracción del núcleo es el del sílice, que comúnmente se reconoce como 1.45, y el índice del revestimiento es un índice efectivo conocido como “space-filling mode” [19]. Un ejemplo del parámetro  $V$  efectivo calculado para PCFs como función de la longitud normalizada  $\Lambda/\lambda$  y para diferentes valores de tamaño relativo del hueco  $d/\Lambda$  se ilustra en la Fig. 3.4. En la cual podemos observar que hay un valor  $V$  efectivo en el régimen de altas frecuencias que se explica como un resultado de una fuerte dependencia del índice efectivo del revestimiento con la longitud de onda el cual tiende al índice del núcleo del material. La curva horizontal ( $V = \pi$ ) indica el modo de corte de segundo orden. Las PCFs con  $d/\Lambda \leq 0.4$  solamente soportaran un solo

modo y las dimensiones de los huecos están en el mismo orden. Los valores de  $V$  se calculando usando un radio de núcleo efectivo  $\rho$  igual a  $\Lambda$ .

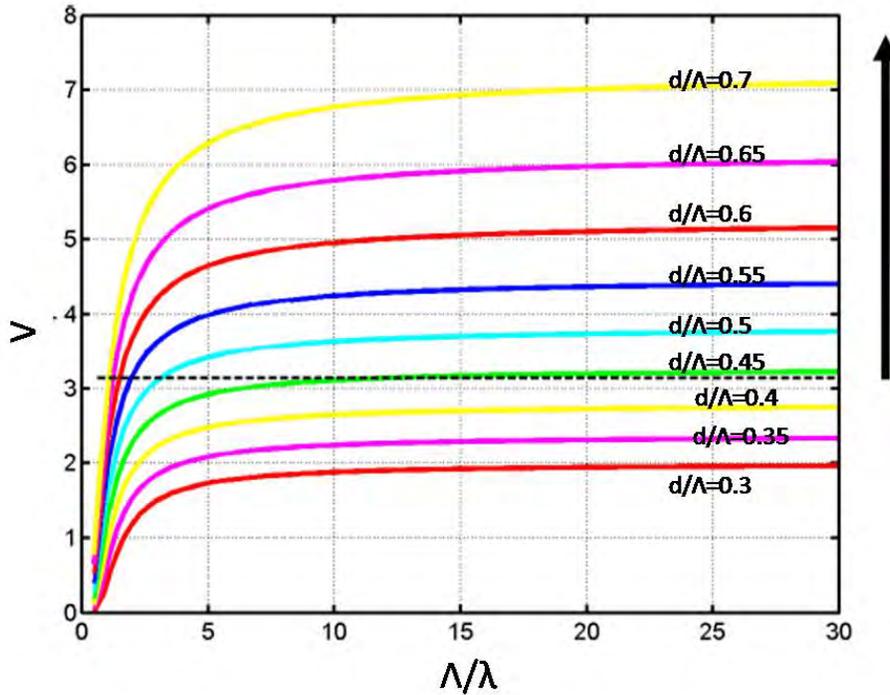


Fig. 3.4. Gráfica del parámetro  $V$  de la PCF como función de la longitud normalizada  $\Lambda/\lambda$ , para diferentes valores de  $d/\Lambda$ . La línea horizontal discontinua indica el modo de corte de mayor orden[20].

En PCFs el índice de refracción del revestimiento es dependiente de la longitud de onda, lo que no sucede en una fibra estándar. Para una PCF con un diámetro relativo de hueco-aire  $d/\Lambda$  menor que 0.4, el parámetro  $V$  tiene valores tales que la propagación es monomodo en el rango de longitudes de onda de 400 a 1600 nm (17). Tal PCF es comúnmente conocida como fibra monomodo infinita (endlessly single-mode fiber). Caso contrario las PCFs con un diámetro relativo de hueco-aire mayor a los 0.48 es multimodo. En la Fig. 3.5 se muestra un esquema de la distribución de la intensidad de los modos.

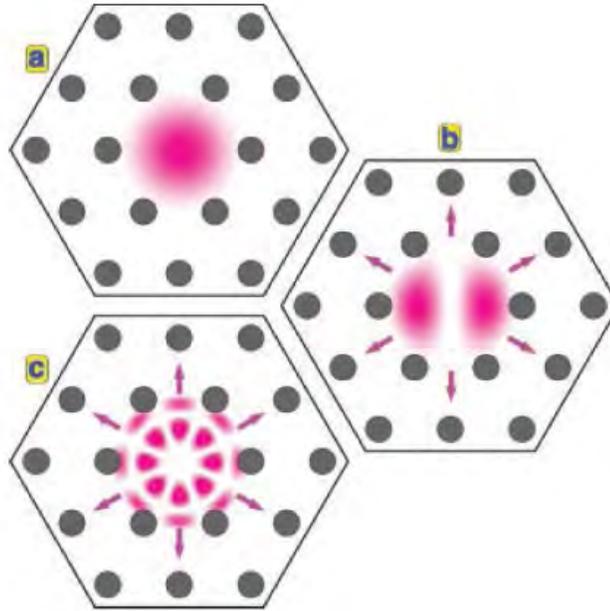


Fig. 3.5. Esquema que muestra el (a) modo fundamental, y (b) y (c) los modos de orden superior en una PCF [21].

### 3.3.2 Atenuación

Un factor importante que hay que considerar para la mayoría de la tecnología de fibras ópticas son las pérdidas, que se refiere a la pérdida de potencia óptica en la fibra. Las pérdidas en fibras convencionales se han reducido en los últimos 30 años. Las pérdidas mínimas en sílice fundida, alrededor de 1550 nm, son ligeramente inferior a 0.2 dB/km. Así pues, las pérdidas ópticas en fibras, se definen como

$$\alpha = \frac{10}{L} \log_{10} \left( \frac{P_f}{P_0} \right) \quad (3.2)$$

Las pérdidas ópticas  $\alpha_{dB}$ , en las PCFs, al igual que en la fibra convencional se miden en dB/km, con una pérdida de confinamiento suficientemente reducida, puede expresarse como:

$$\alpha_{dB} = A / \lambda^4 + B + \alpha_{OH} + \alpha_{IR} \quad (3.3)$$

siendo A, B,  $\alpha_{OH}$  y  $\alpha_{IR}$  el coeficiente de esparcimiento Rayleigh, pérdida por imperfección, pérdidas por absorción de hidroxilos (OH) y pérdidas en el infrarrojo (IR)

respectivamente. En la actualidad, las pérdidas en las PCFs son dominadas por pérdidas por absorción de OH e imperfecciones [22].

En una PCF típica las pérdidas por absorción de OH tienen un valor mayor a 10 dB/km a 1380 nm. Esto causa pérdidas ópticas adicionales de 0.1 dB/km en el rango de longitudes de onda alrededor de 1550 nm. Dado que esta contribución es muy similar a la pérdida óptica intrínseca, de 0.14 dB/km, para el vidrio de sílice puro en esta longitud de onda, la reducción de la pérdida por absorción de OH se convierte en un serio problema. La mayoría de las impurezas de OH penetran a la región del núcleo de la PCF, durante el proceso de fabricación [7]. Con el fin de reducir las pérdidas por absorción de OH, la preforma de la fibra puede limpiarse con un gas inerte o un líquido antes de la elaboración [22], así se evita que la humedad penetre en la preforma y por ende en la fibra al estirla.

Las pérdidas por imperfecciones son causadas principalmente por las microdeformaciones en la superficie interna de los huecos. De hecho, durante el proceso de fabricación, la superficie de los huecos de aire pueden verse afectados por pequeñas rugosidades y contaminación. Si la rugosidad superficial es comparable en tamaño con la longitud de onda considerada, entonces las pérdidas por esparcimiento se incrementan significativamente. Por lo tanto, es necesario mejorar el proceso de pulido para disminuir las pérdidas ópticas causadas por las rugosidades. Además, fluctuaciones en el diámetro de la fibra, durante el proceso de fabricación, puede causar una pérdida adicional por imperfección, si el tamaño del hueco y la periodicidad cambian a lo largo de la fibra [22].

Es importante remarcar que el coeficiente del esparcimiento Rayleigh de la PCF es el mismo que el de la fibra convencional. Sin embargo, este es más alto comparado con una fibra de núcleo compuesto de sílice puro, a pesar de que la PCF está hecha de sílice puro. En este sentido, es necesario reducir la rugosidad, con el fin de obtener una menor pérdida por imperfecciones y un menor coeficiente de esparcimiento Rayleigh [22].

Es fundamental fabricar PCFs con menores pérdidas, para que puedan ser usadas como medios de transmisión. Resulta ilustrativo ver cuál ha sido la evolución en los últimos años de las pérdidas observadas en las PCFs. En la Fig. 3.6 se muestra la disminución de las

pérdidas por fabricación de la PCF de índice guiado hasta el 2006. A principios de su desarrollo, las PCFs de núcleo sólido tenían pérdidas del orden de 240 dB/km [23] y por lo tanto la longitud disponible fue limitada a varios metros. Las pérdidas ópticas de las PCFs fueron rápidamente reducidas a 1 dB/km mejorando el proceso de fabricación [24-26]. La menor pérdida alcanzada para una PCF es de 0.28 dB/km [27]. Recientemente, se reportaron 0.3 dB/km de pérdida para longitudes de 100 km [28]. Las pérdidas ópticas de esta clase de PCFs aún son altas comparadas con las de una fibra convencional. Sin embargo, se contempla que una PCF de núcleo sólido no tenga pérdidas menores a la de la fibra estándar, debido al tamaño del núcleo y a la fabricación.

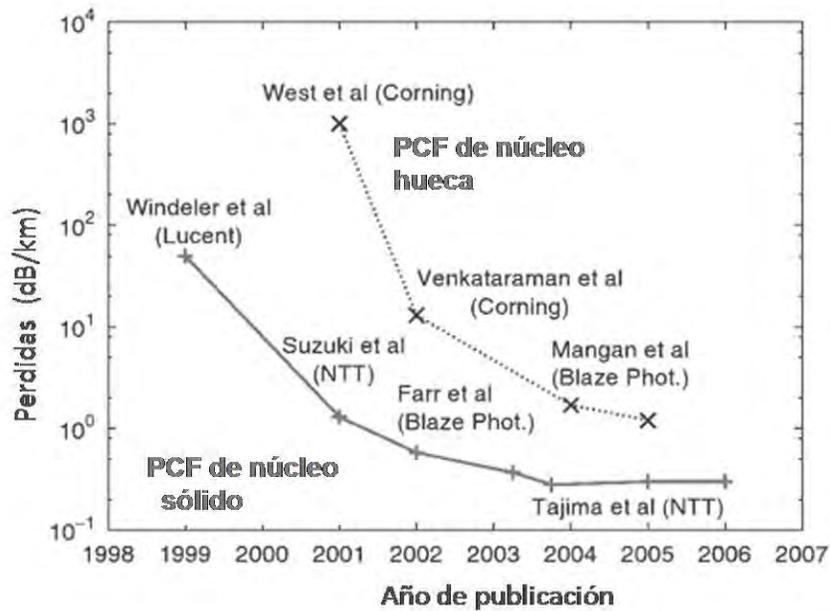


Fig. 3.6. Comportamiento de pérdidas ópticas durante los últimos años, hasta 2006, para PCFs con núcleo sólido (símbolos +) y núcleo hueco (símbolos x) [7].

En las PCFs es necesario considerar la contribución de las pérdidas por confinamiento, las cuales se deben al número finito de huecos de aire que se pueden hacer en la sección transversal de la fibra. Como consecuencia, todos los modos guiados en una PCF se fugan. Por ejemplo, en una PCF, la luz se confina dentro de la región del núcleo por los huecos de aire. La luz se saldrá del núcleo si el confinamiento proporcionado por los huecos es inadecuado. Esto significa que es importante el diseño de ciertos aspectos de la estructura de la PCF como el diámetro de huecos y la distancia de hueco a hueco o la periodicidad, con el fin de obtener menores pérdidas. En particular, la relación  $d/\Lambda$  debe ser diseñada lo

suficientemente grande para confinar la luz dentro del núcleo, pero no tan grande para que la fibra no se vuelva multimodo. Sin embargo, un diseño apropiado de la estructura de una PCF, hace que las pérdidas por confinamiento se reduzcan a un nivel insignificante. Recientemente, se ha demostrado una fuerte dependencia de las pérdidas por confinamiento respecto al número de anillos de huecos de aire, especialmente para fibras con una alta relación  $d/\Lambda$ . En particular, las pérdidas por filtrado pueden reducirse significativamente incrementando el número de anillos [29]. Para comprender mejor el comportamiento de las pérdidas por confinamiento en PCFs, consideremos una PCF, con un periodo  $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$  [30]. Como se muestra en la Fig. 3.7, sus pérdidas por filtración disminuyen cuando el número de anillos de huecos o el diámetro de los huecos aumenta.

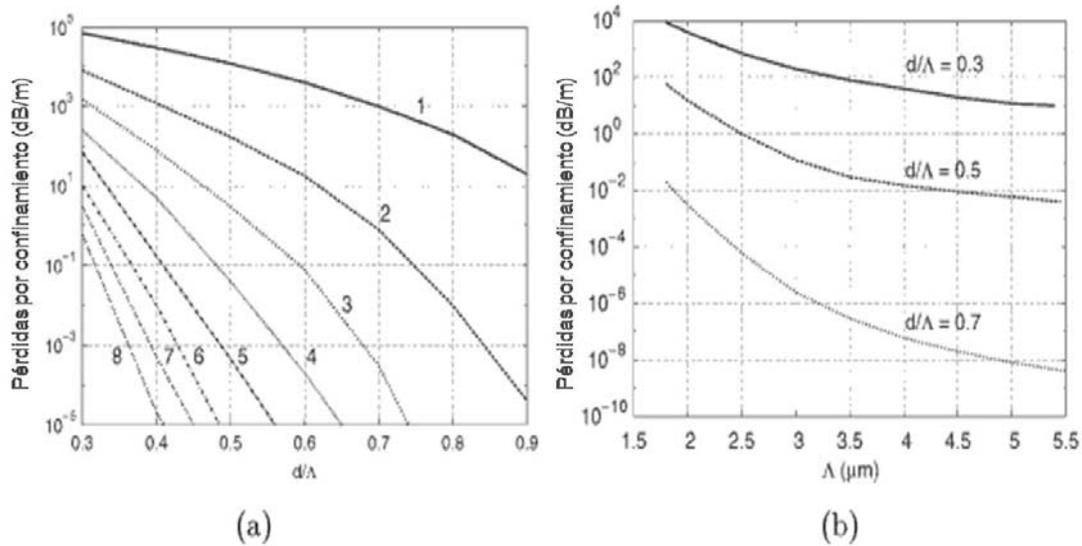


Fig. 3.7. Pérdidas por confinamiento, en 1500 nm; (a) como función del diámetro de hueco  $d$  normalizado a la periodicidad  $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$  para diferentes números de anillos y (b) como función de la periodicidad  $\Lambda$  para diferente fracción de aire de llenado  $d/\Lambda$  [7].

Como era de esperarse, las pérdidas disminuyen para valores grandes de  $\Lambda$ , para un valor dado de  $d/\Lambda$ . En este caso,  $\Lambda$  y  $d$  se escalan en la misma manera, así que una gran periodicidad corresponde a un gran tamaño de núcleo de sílice, y como consecuencia, hay un mayor confinamiento del campo. La dependencia con la longitud de las pérdidas por confinamiento se muestra en la Fig. 3.8 para dos diferentes valores de periodicidad de 2.3 y 4.6  $\mu\text{m}$ . Ya que el confinamiento es menor, las pérdidas por confinamiento crecen con  $\lambda$ .

Sin embargo, el número de anillos afecta la dependencia del confinamiento respecto de la longitud de onda, la cual es débil para pocos anillos de huecos de aire [30].

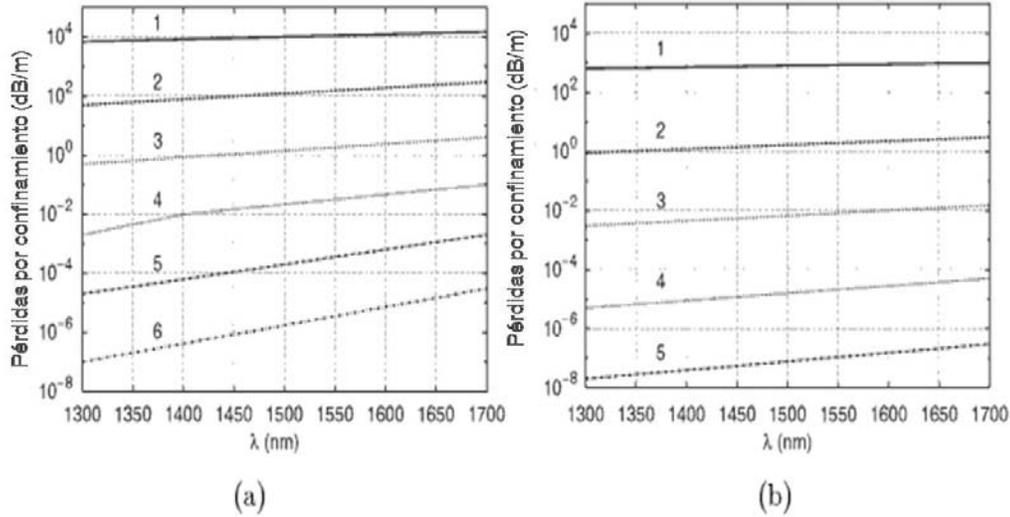


Fig. 3.8. Pérdidas por confinamiento en función de la longitud de onda  $\lambda$  para diferentes número de anillos, y con  $d/\Lambda=0.5$  (a)  $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$  y (b)  $\Lambda=4.6 \mu\text{m}$  [7].

Además de las pérdidas por absorción, esparcimiento y confinamiento, el ancho de banda de transmisión de PCFs es también limitado por las pérdidas por micro/macro doblamientos de la fibra. Las pérdidas por macro-doblamiento en PCFs se inducen por doblamiento o enrollamiento de la fibra a un diámetro pequeño [31] (Ver Fig. 3.9). El enrollamiento de una PCFs de gran área de campo modal a un radio de 8 cm reduce significativamente el ancho de banda por la introducción de la asimetría espacial en el índice efectivo del revestimiento.

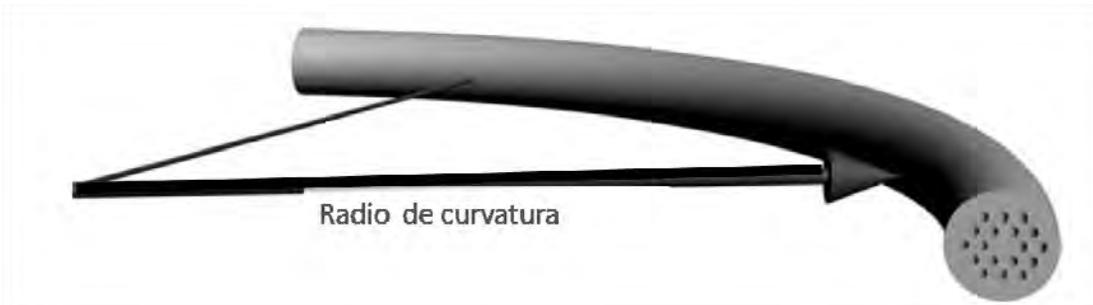


Fig. 3.9. Esquema de un macro doblamiento de una PCF[32].

Las pérdidas inducidas por los micro-doblamientos son causados por la dispersión de las interfaces de las pequeñas irregularidades de la fibra o por la tensión residual en el

revestimiento [33]. Estos dos mecanismos de pérdidas limitan severamente el ancho de banda utilizable a unos pocos de nanómetros, para fibras con pequeños valores de diámetro relativo de hueco.

### 3.3.3 *Dispersión*

La dispersión es la variación de la velocidad de grupo del modo guiado con respecto a la longitud de onda. La dispersión es uno de los parámetros ópticos más importantes a considerar en la aplicación de las fibras ópticas en la generación de SC. En fibras convencionales la dispersión total proviene de la dispersión del material y de la dispersión de la guía de onda [34]. Los efectos de la dispersión en la propagación de un pulso (óptico) en la fibra óptica se expresa matemáticamente como una expansión en series de Taylor de la constante de propagación modal  $\beta$  alrededor de la frecuencia central  $\omega_0$  a la cual el pulso está centrado:

$$\beta(\omega) = \sum_{m=1}^{+\infty} \frac{\beta_m (\omega - \omega_0)^m}{m!} \quad (3.4)$$

donde:

$$\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (3.5)$$

En la ecuación (3.4), el coeficiente  $\beta_1$  indica el retardo de grupo y es igual a  $1/v_g$ , donde  $v_g$  es la velocidad de grupo (GV, group velocity), y representa la velocidad a la que se mueva la envolvente del pulso óptico. El coeficiente  $\beta_2$  representa la dispersión de la velocidad de grupo (GVD, Group-velocity dispersion) y es responsable por el ensanchamiento del pulso que se propaga en una fibra. A la hora de medir este parámetro se suele emplear otro con el que  $\beta_2$  está directamente relacionado:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = - \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \beta_2 \quad (3.6)$$

denominado coeficiente de dispersión cromática. Las unidades, de  $\beta_2$  son  $\text{ps}^2 \cdot \text{Km}^{-1}$  y de  $D$  son  $\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{Km}^{-1}$ . Dependiendo del signo de  $\beta_2$  en las fibras ópticas, la dispersión se

clasifica en dos regiones: dispersión normal ( $D < 0$ ,  $\beta_2 > 0$ ) y dispersión anómalo ( $D > 0$ ,  $\beta_2 < 0$ ). En la región de dispersión anómala, las longitudes de onda corta viajan más rápido que longitudes de onda larga, y viceversa en la región normal. Por otra parte, la longitud de onda en la cual  $\beta_2 = 0$  y  $D = 0$  se le conoce como longitud de cero dispersión  $\lambda_D$ .

En las PCFs las características de dispersión pueden ser fácilmente moldeadas debido a la flexibilidad de variar el tamaño del núcleo y la razón  $d/\Lambda$  [35], lo cual no es posible en las fibras convencionales. Por ejemplo, incrementando  $d/\Lambda$  y reduciendo el tamaño del núcleo se produce un incremento significativo en la dispersión, permitiendo, de esta forma, desplazar la longitud de onda de cero dispersión  $\lambda_D$  a un valor por debajo de los 800 nm [36], seguido por el surgimiento de un segundo valor de longitud de onda de cero dispersión  $\lambda_D$ , en el infrarrojo como se muestra en la Fig. 3.10.

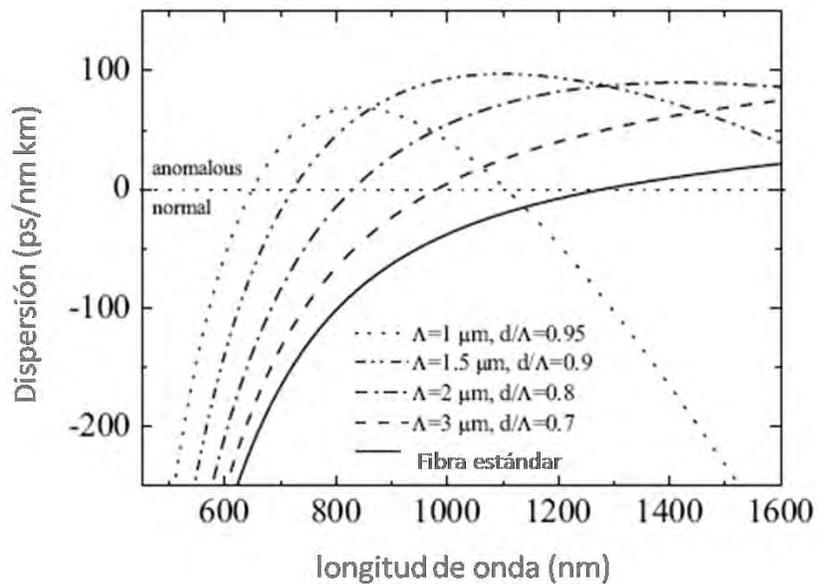


Fig. 3.10. Perfil de dispersión para una fibra convencional y varias para PCF con diferentes valores de  $\Lambda$  y  $d/\Lambda$  [36].

En el caso de fibras convencionales, la longitud de onda de cero dispersión,  $\lambda_D$ , está limitada a longitudes de onda corta alrededor de 1.3  $\mu\text{m}$  y puede desplazarse solo a longitudes de onda larga como se muestra en la Fig. 3.11.

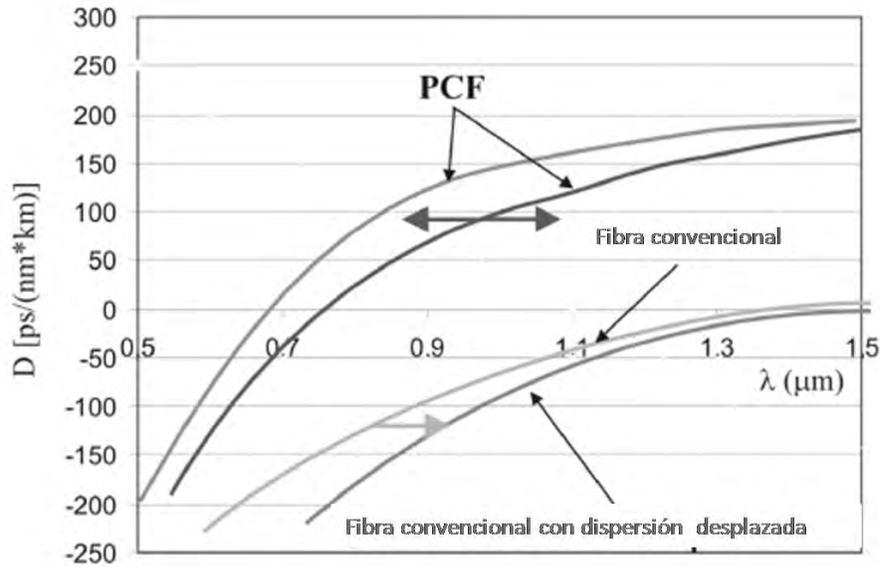


Fig. 3.11. Comparación de la dispersión de una fibra convencional y una PCF [38].

### 3.3.4 No linealidad

Una aplicación especialmente prometedora de la tecnología de las PCFs está en el desarrollo de dispositivos de fibra basados en efectos no lineales [39]. Los cuales tienen aplicaciones como en la regeneración de datos, conversión de longitud de onda, demultiplexión óptica y amplificación Raman.

Los efectos no lineales se cuantifican a través del parámetro no lineal  $\gamma$ , el cual es inversamente proporcional al área efectiva del modo de propagación en la fibra, en la forma [34]:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (3.7)$$

donde  $n_2$  es el índice no lineal del material ( $n_2 \approx 2.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  para la sílice pura),  $\lambda$  es la longitud de onda y  $A_{eff}$  es el área modal efectiva. La aplicación de la no linealidad de las PCFs fue primero resaltada por las demostraciones experimentales de la generación de SC. A pesar de que la sílice no es intrínsecamente un material altamente no lineal, sus propiedades no lineales pueden ser utilizadas si altas intensidades de luz se guían en el núcleo.

Por ejemplo, la fibra estándar SMF-28, tiene un valor de coeficiente no lineal  $\gamma \approx 1 \text{ (W km)}^{-1}$ . Modificando los diseños de fibras convencionales, se ha logrado obtener valores de  $\gamma$  de  $30 \text{ (W km)}^{-1}$ . Esto se hizo mediante la reducción del diámetro del núcleo de la fibra y al utilizar altas concentraciones de germanio en el núcleo, lo cual incrementa la apertura numérica (NA) y aumenta la no linealidad intrínseca ( $n_2$ ) del material. Ambas modificaciones confinan más la luz en el núcleo de la fibra, lo que aumenta  $\gamma$ , mediante la reducción del  $A_{\text{eff}}$ . Sin embargo, la NA que se logra alcanzar limita la no linealidad de las fibras convencionales diseñadas. Observe que la no linealidad de la fibra se puede variar modificando el área modal de la fibra o mediante el uso de diferentes materiales.

Para el caso de las PCFs un revestimiento en una escala pequeña y valores de  $d/\Lambda$  grandes, la luz puede confinarse dentro del núcleo, lo que se traduce en un modo de área pequeña y un valor grande de  $\gamma$ . Por ejemplo, para una PCF con una área modal efectiva  $A_{\text{eff}} \approx 2.8 \mu\text{m}^2$  a 1550 nm le corresponde  $\gamma \approx 35 \text{ (W km)}^{-1}$ . Finazzi et al. [40], reportaron un diseño de PCF de sílice pura con  $A_{\text{eff}} \approx 1.7 \mu\text{m}^2$  a 1550 nm, aquí las no linealidades son más grandes,  $\gamma \approx 52 \text{ (W km)}^{-1}$ , ya que el área efectiva es menor al caso anterior, esta relación inversamente proporcional es evidente, tal como se puede apreciar de la ecuación (3.7). Así pues, es posible producir PCFs con núcleo muy pequeño y, por lo tanto, favorecer la generación de los procesos ópticos no lineales.

## Referencias

1. Numerical Analysis of Photonic Crystal Fibres. **Zdanowicz, Mariusz Rafał**. Thesis of master, University of Nottingham.
2. Photonic crystals. Molding the flow of light. **Joannopoulos J, Johnson S, Winn J and Meade R**. 2008. Princeton University Press.
3. [http://es.wikipedia.org/wiki/Fibra\\_de\\_cristal\\_fotónico](http://es.wikipedia.org/wiki/Fibra_de_cristal_fotónico).
4. "Microstructured polymer optical fibre". **vanEijkelenborg M, Large M, Argyros A, Zagari J, Manos S, Isaa N. A, Bassett I. M, Fleming S. C, McPhedran R. C, deSterke C. M, Nicorovici N. A. C.**, 2001, Opt. Exp., Vol. 9, pp. 319-327.
5. "Chalcogenide holey fibres". **Monro T. M, West Y. D, Hewak D. W, Broderick N. G. R, Richardson D. J.**, 2000, Electronics Letter, Vol. 36, pp. 1998-2000.
6. "Properties of photonic crystal fiber and the efective index model". **Knight J. C, Birks T. A, Russell P. St. J, and de Sandro J. P.**, 1998, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 15, pp. 748-752.
7. Phoyonic Crystal Fibers. **Poli F, Cucinotta A, Selleri S**. 2007, Springer, Vol. 102.
8. <http://www.dgao-proceedings.de>.
9. Photonic Crystal Fibers. **Buczynski, R**. Jaszowiec: s.n., 2004. Proceedings of the XXXIII International School of Semiconducting Compounds.
10. Photonic crystal fibers new solutions in fiber optics. **J. Knight, T. Birks, and B. M. and P. St J. Rusell**. 2002, Optics and Photonics News, pp. 26-30.
11. Fundamentals and applications of silica and non-silica holey fibers. **Ebendorff-Heidepriem, H., Furusawa, K., Richardson, D.J. and Monro, T.M.** Jan 2004, Photonics West 2004, San Jose, , pp. 24-29.
12. "Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fiber". **Ferrando A, Silvestre E, Miret J. J and Andres P.**, 2000, Journal of Optical Society of America A, Vol. 17, pp. 1333-1340.
13. "Full-vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method". **Koshiba M**. 2002, IEICE Transactions on Electronics, Vol. E85-C, pp. 881-888.
14. "Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers ". **K, Koshiba M and Saitoh**. 2004, Opt. Lett., Vol. 29, pp. 1739-1741.

15. "The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres". **Birks T. A, Mogilevstev D, Knight J. C, Russell P. St. J, Broeng J, Roberts J. P, West J. A, Allan D. J and Fajardo J. C.** 1999, Proc. Opt. Fib. Comm. Conf. OFC 1999.
16. "Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method". **Brechet F, Marcou J, Pagnoux D, and Roy P,.** 2000, Opt. Fib. Tech., Vol. 6, pp. 181-191.
17. "Endlessly single-mode photonic". **T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell.** 13, 1997, Opt. Lett, Vol. 22, pp. 961-963.
18. "Improved effective-index method for analysis of photonic crystal fibers". **Park K. N, and Lee K. S,.** 2005, Opt. lett., Vol. 30, pp. 958-960.
19. "Improved fully vectorial effective index method for photonic crystal fibers: evaluation and enhancement". **Li Y, Yao Y, Hu M, Chai L, and Wang C.** Appl. Opt., Vol. 47, pp. 399-406.
20. "Numerical analysis and experimental study of fiber bundles and multi-core photonic crystal fibers for use in endoscopes". **Kristen Paulene Lantz Reichenbach.** Ph. De. Thesis, Cornell Univeristy. 2007
21. Numerical Analysis of Photonic Crystal Fibres. **Zdanowicz, Mariusz Rafał.** Thesis submitted to the University of Nottingham, February 2008.
22. "Reducing the losses in photonic crystal fibres". **Kurokawa K, Tajima K, Tsujikawa K and Nakajima K,.** Sep 25-29, 2005, European Conference on Optical Communication ECOC 2005, Scotland.
23. "Toward practical holey fiber technology: fabrication, splicing, modeling, and characterization". **Bennet P. J, Monro T. M and Richardson D. J,.** 1999, Opt. Lett. , Vol. 24, pp. 1203-1205.
24. "Low-loss photonic crystal fibers". **Tajima K, Nakajima K, Kurokawa K, Yoshizawa N and Ohashi M,.** Anaheim, California, USA, : s.n., Mar. 17-22, 2002, Proc. Opt. Fib. Comm. Conf. OFC 2002, pp. 523-524.
25. "Low loss photonic crystal fiber". **Farr L, Knight J. C, Mangan B. J and Roberts P.J,.** 2002, Proc. European Conference on Optical Communication ECOC 2002. Copenhagen, Denmark, Sep 8-12.
26. "Ultra low loss and long length photonic crystal fiber". **Tajima K, Zhou J, Nakajima K, and Sato K,.** Atlanta, Georgia, USA, Mar 23-28, 2003, Proc. Optical Fiber Communications Conference OFC.
27. "Low water peak photonic crystal fibers". **Tajima K, Zhou J, Kurokawa K, and Nakajima K,.** Rimini, Italy, Sept. 2003, Proc. European Conference on Optical Communication ECOC, pp. 21-25.

28. "Penalty-free dispersion-managed soliton transmission over 100 km low loss PCF". **Kurokawa K, Tajima K, Zhou J, Nakajima K, Matsui T and Sankawa L.** Anaheim, California, USA, Mar 6-11, 2005, Proc. Optical Fiber Communications Conference OFC 2005,.
29. "Leakage Losses in Photonic Crystal Fibers". **Ferrarini D, Vincetti L, Zoboli M, Cucinotta A, Poli F, and Selleri S.** Atlanta, Georgia, USA, Mar 23-28, 2003, Proc. Optical Fiber Communications Conference OFC 2003 .
30. "Leakage properties of photonic crystal fibers". **Ferrarini D, Vincetti L, Zoboli M, Cucinotta A and Selleri S.** 2002, Opt. Express., Vol. 10, pp. 1314-1319.
31. Photonic Crystals. **Igor A. Sukhoivanov, Igor V. Guryev.** Springer Series in optical sciences, Atlanta, Georgia, USA. 2009.
32. "Predicting macrobending loss for large-mode area photonic crystal fibers",. **M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, M. Albertsen, J. R. Folkenberg, A. Bjarklev, and D. Bonacinni.** (2004)., Opt. Express, Vol. 12, pp. 1775-1779.
33. "Investigation of microdeformation induced. **M. D. Nielsen, G. Vienne, J. R. Folkenberg, and A. Bjarklev.** 2003, Opt. Lett, Vols. 28, pp. 236-238.
34. **Agrawal, G. P.** Nonlinear Fiber Optics,. cuarta edición. San Diego : Academic Press, (2005).
35. "Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers by the finite element method". **F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, and P. Roy.** 2000, Opt. Fiber Technol, Vol. 6, pp. 181-191.
36. "Anomalous dispersion in photonic crystal fiber". **J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, and P. S. Russell.** 2000, IEEE Photonics Technol. Lett., Vol. 12, pp. 807-809.
37. "Applications of Microstructured Fibers". **M, Lehtonen.** Doctoral Dissertation, Helsinki University of technology.
38. "Photonic crystal fibers". **Buczynski R.** Proceedings of the XXXIII International School of Semiconducting Compounds, Jaszowiec 2004.
39. "Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities". **Broderick N. G. R, Monro T.M, Bennett P. J, Richardson D. J.** 1999, Opt. Lett., Vol. 24, pp. 1395-1397.
40. "Confinement loss highly nolinear holey optical fibers". **Finazzi V, Monro T. M, and Richardson D. J.** pp. 524-525. Proc. OFC, OSA Technical Digest.

# Capítulo 4

## Efectos no lineales en fibras ópticas

Cuando un pulso de luz ultracorto se propaga en una fibra óptica, éste está sujeto a efectos no lineales y dispersivos que modifican la fase, la amplitud del campo eléctrico y su composición espectral. Para comprender los mecanismos que conducen a los cambios experimentados por el pulso, en su forma y espectro, es necesario un análisis de la ecuación de onda, la cual se deriva de las ecuaciones de Maxwell.

A continuación, se deduce la ecuación de Schrödinger no lineal generalizada, la cual rige la dinámica de propagación en medios no lineales, se hace una descripción de los principales efectos no lineales y lineales (dispersión) que están presentes en la propagación de pulsos cortos en fibras ópticas. Finalmente, se presenta un análisis cualitativo de la generación de SC utilizando pulsos de bombeo en la región de femtosegundos.

### 4.1 Ecuación de Schrödinger no lineal generalizada

La propagación de un pulso láser en una fibra se puede tratar como una interacción de un campo electromagnético con un medio y, como tal, estará gobernado por las ecuaciones de Maxwell. En el sistema Internacional de Unidades estas ecuaciones toman la forma [1]

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f, \quad (4.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (4.4)$$

donde  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$  son vectores de campo eléctrico y magnético respectivamente, y  $\vec{D}$  es la densidad de flujo eléctrico o también llamada desplazamiento eléctrico y  $\vec{B}$  es la densidad de flujo magnético o inducción magnética. El vector de densidad de corriente  $\vec{J}$  y la

densidad de carga  $\rho_f$  representan las fuentes para el campo electromagnético. En ausencia de cargas libres en un medio tal como las fibras ópticas,  $\vec{J}=0$  y  $\rho_f = 0$ .

Las densidades de flujo  $\vec{D}$  y  $\vec{B}$  surgen en respuesta a la propagación del campo eléctrico y magnético,  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$ , dentro del medio y se relacionan unos con otros respectivamente a través de las relaciones constitutivas dadas por

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (4.5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}, \quad (4.6)$$

donde  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica del vacío,  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética del vacío, y  $\vec{P}$  es la polarización eléctrica inducida y  $\vec{M}$  es la polarización inducida magnética. Dado que la sílice al ser un material dieléctrico no presenta propiedades magnéticas, entonces  $\vec{M} = 0$ .

Las ecuaciones de Maxwell pueden usarse para obtener la ecuación de onda que describe la propagación de la luz en fibras ópticas. Tomando el rotacional de la ley de Faraday ecuación (4.1) y usando las relaciones constitutivas descritas anteriormente, se obtiene la ecuación de onda [1]:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (4.7)$$

La ecuación (4.7) es la ecuación diferencial de onda, que describe la dinámica de propagación de campos electromagnéticos en un medio dieléctrico sin cargar ni corrientes libres. Para resolverla es necesario establecer la relación existente entre el vector polarización eléctrica,  $\vec{P}$ , y el vector campo eléctrico,  $\vec{E}$ . En general, la polarización, puede expresarse como un desarrollo en serie de potencias en el campo  $\vec{E}$  de la siguiente manera [2]:

$$P_i(\vec{r}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} P_i^{(k)}(\vec{r}, t) = P_i^{(0)}(\vec{r}, t) + P_i^{(1)}(\vec{r}, t) + \sum_{k=2}^{\infty} P_i^{(k)}(\vec{r}, t) \quad (4.8)$$

donde las

$$P_i^{(k)}(\vec{r}, t) \equiv \frac{d^k}{dE_j^k} P_i(\vec{r}, t) E_j \frac{E_j^k}{k!} \quad (4.9)$$

generalmente cumplen la condición que  $|P_i^{(k)}| \ll |P_i^{(k-1)}|$ . El primer término del desarrollo en serie de potencias,  $P_i^{(0)}$ , representa la polarización permanente en ausencia de campos eléctricos, y que es igual a cero en dieléctricos. El termino de primer orden de la ecuación (4.9),  $P_i^{(1)}$ , es la respuesta lineal del medio al campo eléctrico y el resto de términos representan la respuesta no lineal del material. Cada término de la serie viene dado por la expresión:

$$P_i^{(k)}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt_1 \cdots dt_k \chi_{i;j_1 \cdots j_k}^{(k)}(t-t_1, \dots, t-t_k) : E_{j_1}(\vec{r}, t_1) \cdots E_{j_k}(\vec{r}, t_k). \quad (4.10)$$

Debido a que la fibra óptica tiene como principal componente a la sílice, cuya molécula posee la propiedad de tener simetría de inversión, por lo tanto, la polarización inducida por el campo eléctrico solo tiene términos con potencias impares en el campo, con lo que aparte del término de orden cero nos quedan los términos no lineales:

$$P_i^{NL} \equiv \sum_{k=2}^{\infty} P_i^{(k)} = \sum_{m=1}^{\infty} P_i^{(2m+1)} = P_i^{(3)} + P_i^{(5)} + P_i^{(7)} + \cdots \approx P_i^{(3)}, \quad (4.11)$$

Donde, además, despreciamos las polarizaciones de quinto orden en adelante, pues la sílice es un material con una no linealidad baja y basta con incluir el primer término no nulo de la polarización no lineal (el de tercer orden). La polarización viene dada por una parte lineal y otra no lineal de tercer orden, de acuerdo a ecuación (4.10) se tiene:

$$P_i^L(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt_1 \chi_{ij}^{(1)}(t-t_1) : E_j(\vec{r}, t_1), \quad (4.12)$$

$$P_i^{NL}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt_1 dt_2 dt_3 \chi_{ij;kl}^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : E_j(\vec{r}, t_1) E_k(\vec{r}, t_2) E_l(\vec{r}, t_3). \quad (4.13)$$

Además, tomando para la susceptibilidad no lineal la forma funcional siguiente

$$\chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) = \chi^{(3)} R(t-t_1) \delta(t-t_2) \delta(t-t_3), \quad (4.14)$$

donde  $R(t)$  es la función respuesta no lineal normalizada de manera similar a la delta de Dirac,  $\int_{-\infty}^{\infty} R(t) dt = 1$ . La ecuación (4.14) incorpora los efectos no lineales de tercer orden no resonantes e incoherentes (dependientes de la intensidad), que van a jugar un papel en la generación de SC. Asumiendo esta forma funcional estamos despreciando otro tipo de fenómenos no lineales como FWM y la generación de tercer armónico. Sin embargo, estos fenómenos son improbables que se generen debido a que generalmente no se cumple la condición de emparejamiento de fase. Teniendo en cuenta estas consideraciones la polarización no lineal queda como

$$\vec{P}^{(NL)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}(\vec{r}, t_1) \int_{-\infty}^t dt_1 R(t - t_1) |E(\vec{r}, t_1)|^2. \quad (4.15)$$

Como las fibras ópticas son un medio homogéneo, es decir que el índice de refracción es independiente de las coordenadas espaciales, se cumple que:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} \quad (4.16)$$

donde se ha tomado en cuenta que  $\nabla \cdot \vec{D} = 0$ .

Tomando en cuenta las ecuaciones (4.16) y (4.12) en la ecuación (4.7) se obtiene

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L(\vec{r}, t)}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}. \quad (4.17)$$

Para resolver la ecuación (4.17) es necesario hacer una serie de simplificaciones. En primer lugar, la polarización no lineal  $\vec{P}_{NL}$ , es tratada como una perturbación pequeña a la polarización no lineal  $\vec{P}_L$ . Esto está justificado debido a que los cambios en el índice de refracción en la práctica son menores  $10^{-6}$  en la práctica. Segundo, el campo óptico mantiene su polarización a lo largo de la fibra, esto es válido para una aproximación escalar, aunque esto no es realmente el caso, a menos que las fibras que se usen mantengan la polarización, pero la aproximación trabaja bien en la práctica. Tercero, se supone que el pulso es cuasi-monocromático, entonces el espectro del pulso centrado en

$\omega_0$  tiene ancho espectral  $\Delta\omega$  tal que  $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ . Cuarto, la aproximación de envolvente de variación lenta se considera que el campo eléctrico  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  y las polarizaciones lineal y no lineal  $\vec{P}_L(\vec{r}, t)$  y  $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$  respectivamente se expresan en la siguiente forma

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.], \quad (4.18)$$

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.], \quad (4.19)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.], \quad (4.20)$$

donde  $E(\vec{r}, t)$ ,  $P_L(\vec{r}, t)$  y  $P_{NL}(\vec{r}, t)$  son las amplitudes de los campos eléctricos y de polarización lineal y no lineal correspondientemente,  $\hat{x}$  es el vector unitario a lo largo del eje X, por lo que el campo está polarizado linealmente en esa dirección. Trabajando en el dominio de Fourier (1) y tomando en cuenta las consideraciones anteriores y la ecuación (4.17) se encuentra:

$$\nabla^2 \tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = 0, \quad (4.21)$$

donde  $\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0)$  y es la transformada de Fourier de  $E(\vec{r}, t)$ ,  $\varepsilon(\omega)$  es la constante dieléctrica y  $k_0 = \omega/c$ . Para resolver la ecuación (4.21), se considera una solución de la forma:

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad (4.22)$$

donde  $F(x, y)$  es la distribución transversal del campo (distribución modal),  $\tilde{A}(z, \omega)$  es la envolvente del pulso y  $\beta_0$  es la constante de propagación.

Sustituyendo la ecuación (4.22) en la expresión (4.21) y después de cierta algebra y bajo ciertas consideraciones (las consideraciones a detalle se pueden consultar en [1]), se deduce en el dominio del tiempo (mediante la transformada de Fourier inversa), la *Ecuación de Schrödinger No Lineal Generalizada (GNLSE, general nonlinear Schrödinger equation)* cuya expresión es [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma (|A|^2 A) + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \quad (4.23)$$

donde  $\alpha$  representa las pérdidas en la fibra,  $\beta_2$  y  $\beta_3$  son los coeficientes de dispersión de segundo y tercer orden, respectivamente,  $\gamma$  es el coeficiente no lineal y está dado por:

$$\gamma(\omega_0) = \frac{n_2(\omega_0)\omega_0}{cA_{\text{eff}}}, \quad (4.24)$$

con  $A_{\text{eff}}$  representando el área efectiva del modo y se define como

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}, \quad (4.25)$$

$\omega_0$  es la frecuencia central del pulso y  $n_2$  es el índice de refracción no lineal definido como

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi^{(3)}) \quad (4.26)$$

El parámetro  $T_R$  se define como:

$$T_R = \int_0^{\infty} tR(t)dt \quad (4.27)$$

donde  $R(t)$  es la función de respuesta no lineal de la fibra que incluye las contribuciones electrónicas (interacciones Kerr) y vibracionales (interacciones Raman).

Los términos a la izquierda de la ecuación (4.23) describen las pérdidas lineales de la fibra, la dispersión de velocidad de grupo (GVD) o dispersión de segundo orden y la dispersión de tercer orden (TOD), respectivamente. Los términos a la derecha corresponden a la auto-modulación de fase (SPM, self-phase modulation), self-steepening, y el esparcimiento Raman intrapulso (intrapulse Raman scattering), respectivamente.

Es útil definir una amplitud  $U(z, \tau)$  normalizada en función de la potencia pico y la duración del pulso incidente, mediante la relación

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) U(z, \tau) \quad (4.28)$$

donde  $\tau = T/T_0$  y  $P_0$  es la potencia pico. Sustituyendo la expresión (4.28) en la ecuación (4.23) se obtiene la *Ecuación de Schrödinger No lineal Generalizada adimensional en la forma*

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + i \frac{\text{sgn}(\beta_3)}{6L_D'} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} \left[ |U|^2 U + \frac{i}{\omega_o T_o} \frac{\partial(|U|^2 U)}{\partial \tau} - \frac{T_R}{T_o} U \frac{\partial(|U|^2)}{\partial \tau} \right] \quad (4.29)$$

en la cual se han definido diferentes escalas de longitud que determinan los efectos que dominan la propagación del pulso a lo largo de la fibra:  $L_D = \frac{T_o^2}{|\beta_2|}$  es longitud de dispersión,

$L_D' = \frac{T_o^3}{|\beta_3|}$  es longitud de dispersión de tercer orden y  $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_o}$  es la longitud no lineal.

## 4.2 Mecanismos físicos

Los efectos que se llevan a cabo en la generación de SC son tanto efectos lineales como efectos no lineales; en cuanto a los efectos lineales se tiene a la dispersión y los efectos no lineales son Auto-modulación de fase self steepening, Raman intrapulso y esparcimiento Raman estimulado, los cuales se tratan en las siguientes secciones.

### 4.2.1 Dispersión

La propagación de pulsos en fibras es gobernada por los efectos de dispersión y no linealidad. Sin embargo, es usual introducir longitudes características  $L_D$ ,  $L_D'$  y  $L_{NL}$ , ya definidas anteriormente; ellas determinan las escalas de longitud sobre las cuales un efecto es más significativo que otro. Para el caso  $L \ll L_{NL}$  y  $L \ll L_D$ , los efectos dispersivos y no-lineales no juegan un papel significativo en la evolución de los pulsos a lo largo de su propagación en la fibra, por lo que el pulso conserva su forma y la fibra solo actúa como un método de transporte. En el caso en que  $L \leq L_D$  pero  $L \approx L_D$  la evolución del pulso es gobernada por la GVD y el régimen de dispersión dominante es aplicable siempre que la fibra. Para  $L \leq L_D$  pero  $L \approx L_{NL}$  el término de dispersión es despreciable comparado con el término no lineal, por lo que la evolución del pulso es dominada por SPM que produce el ensanchamiento espectral del pulso. El caso que nos interesa es cuando  $L \geq L_D$  y  $L \ll L_{NL}$ , tenemos la longitud de la fibra es grande y la irradiancia de los pulsos incidente en la fibra es baja, los efectos no lineales son despreciables y la dispersión domina la propagación. En

este caso el pulso se ensancha a medida que se propaga, al mismo tiempo que la fase del campo se modula temporalmente y produce un corrimiento temporal de la frecuencia. Dado que la no linealidad es despreciable no se generan nuevas frecuencias durante la propagación (ver Fig. 4.31).

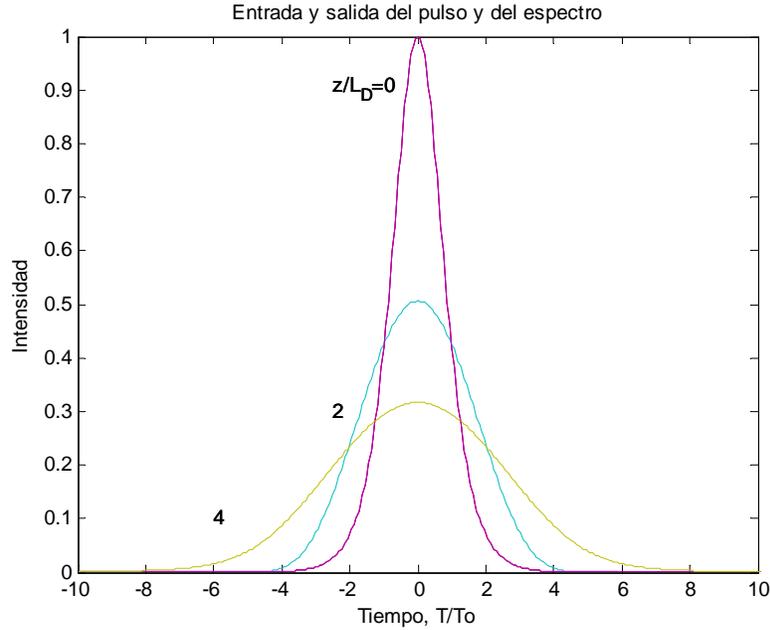


Fig. 4.1 Ensanchamiento temporal inducido por dispersión de velocidad de grupo de un pulso secante,  $\beta_2 > 0$

Matemáticamente, la dispersión cromática en la fibras ópticas se considera expandiendo la constante de propagación  $\beta(\omega)$  en series de Taylor alrededor de la frecuencia  $\omega_0$  a la cual el espectro del pulso está centrado

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (4.30)$$

donde

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta(\omega)}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (4.31)$$

Los parámetros  $\beta_1$  y  $\beta_2$  se relacionan con el índice de refracción  $n(\omega)$  y sus derivadas a través de las relaciones

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (4.32)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad (4.33)$$

Físicamente, la envolvente de un pulso óptico se mueve a la velocidad de grupo mientras que el parámetro  $\beta_2$  representa la dispersión de velocidad de grupo y es responsable del ensanchamiento temporal del pulso. Este fenómeno se conoce como la dispersión de la velocidad de grupo (GVD, group-velocity dispersion) la cual se cuantifica a través de  $\beta_2$  o, bien del coeficiente de dispersión D. Cuando la longitud de onda de un pulso incidente en una fibra óptica es igual, o muy próxima a  $\lambda_D$ , los efectos dispersivos de orden superior deben ser tomados en cuenta al analizar la dinámica de propagación. Esto se hace considerando los términos de (4.32) para  $M \geq 3$ , en la expansión (4.31). Los efectos dispersivos de orden superior impar ( $M \geq 3$ ) hacen el pulso asimétrico, en particular la dispersión de tercer orden (TOD, third-order dispersion), genera una estructura oscilatoria en uno de los bordes del pulso, dependiendo del signo de  $\beta_3$ .

La Fig. 4.2 muestra un pulso gaussiano en  $z=0$  donde los efectos dispersivos aun no han afectado a el pulso (línea punteada); a la distancia de propagación  $z=5L'_D$  y con  $\beta_2=0$  (curva sólida) el efecto de la TOD a deformado el pulso creando oscilaciones en el borde trasero; para el caso de  $L_D=L'_D$  (curva discontinua) y una propagación de  $z=5L'_D$  los efectos dispersivos son una combinación de  $\beta_2$  y  $\beta_3$ , lo que provoca un ensanchamiento del pulso y las oscilaciones laterales casi desaparecen por la mayor contribución de  $\beta_2$  y en su lugar el pulso presenta una larga cola en el borde trasero. Para valores grandes de  $\beta_2$  tal que  $L_D \ll L'_D$ , la forma del pulso llega a ser casi Gaussiano por lo que TOD desempeña un papel menor (1).

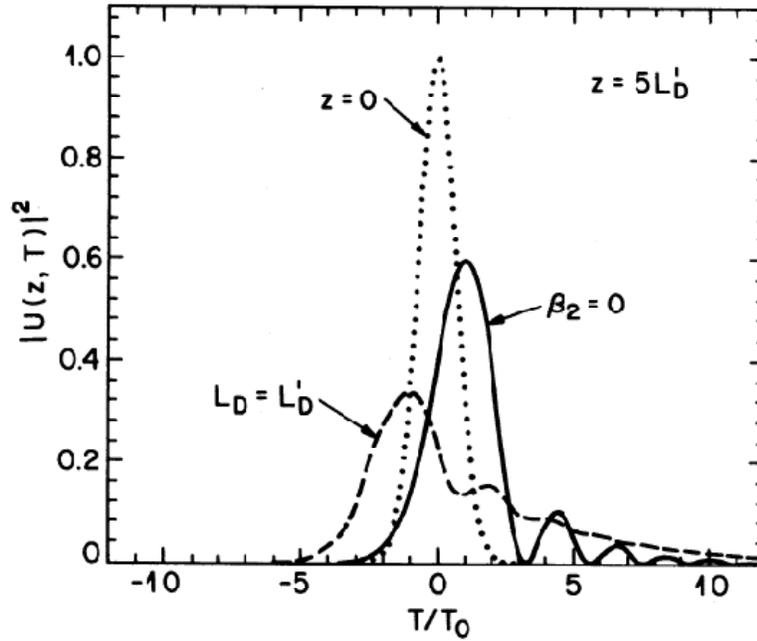


Fig. 4.2. Forma de un pulso Gaussiano en  $z=5L'_D$  en presencia de dispersión de alto orden. La curva de línea punteada corresponde a la forma del pulso en  $z=0$ . La curva de línea sólida es el caso correspondiente de  $\beta_2=0$ . La curva de líneas discontinuas muestra el efecto de  $\beta_2$  para el caso de  $L_D=L'_D$  [1].

### 4.2.2 Auto-modulación de fase

La auto-modulación de fase (SPM) se origina de la dependencia del índice de refracción del medio con la intensidad del campo  $I$ , en la forma

$$\tilde{n} = n + n_2 I \tag{4.34}$$

donde  $n$  es la parte lineal del índice de refracción  $I$  y  $n_2$  es el índice de refracción no lineal, que está relacionado con la parte real de  $\chi^{(3)}$  a través de:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi^{(3)}). \tag{4.35}$$

Los efectos de SPM pueden escribirse despreciando los términos dispersivos y los términos no lineales de orden superior en la ecuación (4.29), resultando (1):

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{ie^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U, \tag{4.36}$$

la cual tiene por solución general:

$$U(L, T) = U(0, T) \exp[i\phi_{NL}(L, T)], \quad (4.37)$$

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

$$\phi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 (L_{eff}/L_{NL}). \quad (4.38)$$

es el desplazamiento de fase no lineal que crece con la longitud de onda  $L$ ;  $L_{eff}$  es la longitud efectiva para una fibra de longitud  $L$  y se define como:

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha \quad (4.39)$$

La fase del campo propagado es función de la intensidad y por lo tanto tiene una dependencia temporal que dará lugar al ensanchamiento espectral del pulso propagado. EL máximo valor de desplazamiento de fase no lineal  $\phi_{NL}$  se da en el centro del pulso, es decir en  $T = 0$ . Normalizando el campo incidente, tal que  $|U(0,0)| = 1$  y de la definición  $L_{NL}$  se tiene:

$$\phi_{max} = \frac{L_{eff}}{L_{NL}} = \gamma P_0 L_{eff} \quad (4.40)$$

de lo cual se puede concluir que  $L_{NL}$  es la distancia efectiva a la cual la fase máxima tiene el valor  $\phi_{max}=1$ . Dada la dependencia temporal de la fase, la frecuencia óptica instantánea difiere de la frecuencia portadora a lo largo del pulso. La variación de la frecuencia está dada por menos la derivada temporal de la fase no lineal en la forma

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}}\right) \frac{\partial}{\partial T} |U(0, T)|^2. \quad (4.41)$$

Esto implica que componentes de frecuencia adicionales se generan en el espectro del pulso cuando éste se propaga a lo largo de la fibra y, consecuentemente, se produce un ensanchamiento espectral del pulso. Asumiendo un pulso de entrada simétrico, el ensanchamiento es también simétrico. Este ensanchamiento es usualmente acompañado por la presencia de una estructura oscilatoria, resultado de una interferencia entre dos diferentes partes del pulso teniendo la misma frecuencia instantánea. Aunque SPM ensancha el espectro del pulso, el trazo en el tiempo del pulso permanece inafectado. Una

muestra de SPM que induce ensanchamiento de un pulso secante hiperbólico se muestra en la Fig. 4.3.

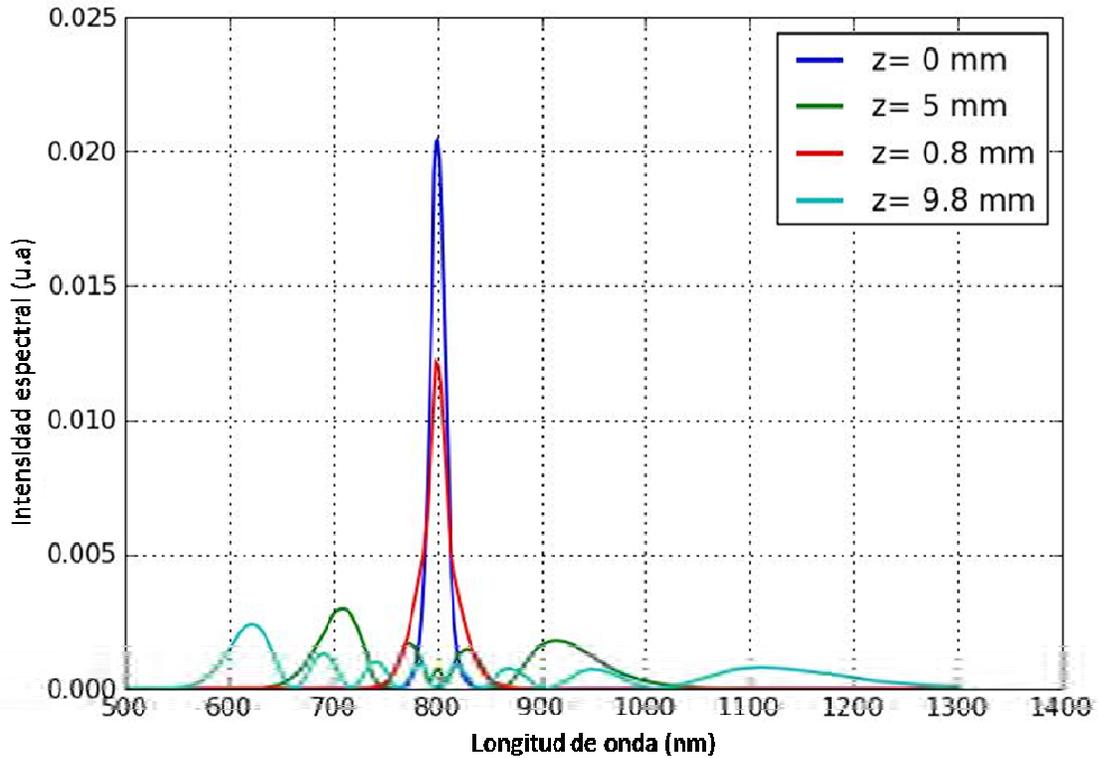


Fig. 4.3. Ensanchamiento espectral de un pulso secante hiperbólico debido a la inducción de SPM con los parámetros  $T_{FWHM}=40$  fs, potencia pico de  $P_0=16.4$  kW,  $\lambda_0=800$  nm y  $\gamma=0.15$  (Wm)<sup>-1</sup>.

### 4.2.3 Self-Steepening

El efecto de self-steepening es un efecto no lineal de orden superior que es necesario incluir en la dinámica de propagación de pulsos ultra cortos en fibras ópticas y que siempre acompaña al efecto de auto-modulación de fase [1]. Incluyendo el término correspondiente a este efecto en la ecuación (4.29), entonces la ecuación de propagación se reescribe como

$$\frac{\partial U}{\partial Z} + s \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) = i|U|^2 U, \quad (4.42)$$

donde se ha considerado que  $Z=z/L_{NL}$  y  $\tau=T_R/T_0$ . El parámetro  $s = 1/\omega_0 T_0$  determina la intensidad del efecto de self-Steepening. Para resolver la ecuación (4.42) se hace el cambio  $U = \sqrt{I} \exp(i\phi)$ , con lo que se obtienen las siguientes ecuaciones acopladas

$$\frac{\partial I}{\partial Z} + 3sI \frac{\partial I}{\partial \tau} = 0, \quad (4.43)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial Z} + sI \frac{\partial \phi}{\partial \tau} = I. \quad (4.44)$$

de donde se puede encontrar solución en la forma

$$I(Z, \tau) = f(\tau - 3sIZ) \quad (4.45)$$

donde se usó la condición inicial  $I(0, \tau) = f(\tau)$ , la forma del pulso en  $Z=0$ . Si el pulso incidente es gaussiano dado por  $f(\tau) = \exp(-\tau^2)$ , entonces la forma del pulso como función de la distancia de propagación estará dada por

$$I(Z, \tau) = \exp[-(\tau - 3sIZ)^2] \quad (4.46)$$

La ecuación (4.46) es solución implícita a las ecuaciones (4.43)-(4.44). De acuerdo a la forma de la fase de la solución  $I$ , ecuación (4.46), el periodo cambia linealmente con la intensidad, lo cual genera distorsión del pulso. En otras palabras, la distancia del pulso se debe a que diferentes componentes de frecuencia del pulso viajan a velocidades distintas debido a que la velocidad de grupo se hace dependiente de la intensidad. Como resultado de este efecto el extremo posterior del pulso aparece sesga aumentando su pendiente con la distancia de propagación. Esto se puede ver en la Fig. 4.4, la cual muestra la forma del pulso como función de la distancia de propagación y su correspondiente espectro a la distancia  $z=0.2L_{NL}$ .

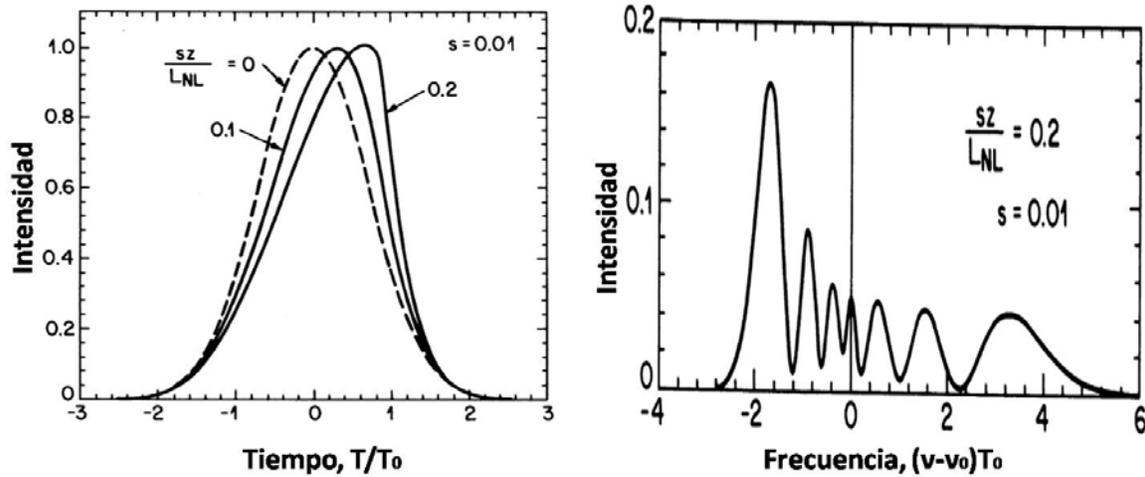


Fig. 4.4. (a) Forma de un pulso gaussiano como función de la distancia de propagación con self-steepening y (b) espectro del pulso después de propagarse una distancia  $Z=0.2L_{NL}$ , donde  $s=0.01$  y  $L_{NL}$  es la longitud no lineal. Self-steepening es responsable por la asimetría en el espectro ensanchado por SPM. Los efectos de GVD no son tomados en cuenta [1].

Como se observa, en ausencia de self-steepening el pulso mantiene su forma a lo largo de la propagación. El ensanchamiento espectral inducido por SPM es mayor en la parte azul del espectro que en la parte del espectro rojo. Igualmente se puede ver en la Fig. 4.4 que los picos en la parte roja del espectro son más intensos que los picos en la parte azul del espectro, lo cual se debe a que la misma energía se distribuye en un rango espectral mayor.

#### 4.2.4 Esparcimiento Raman Intrapulso

El esparcimiento Raman intrapulso (IRS intrapulse Raman scattering), está relacionado con la respuesta lenta del material de la fibra y es el responsable de generar componentes espectrales corridas hacia longitudes de onda mayores [1]. El efecto del IRS se vuelve importante para pulsos (ópticos) ultracortos (menores a 1 ps), y debe ser incluido en el modelado de la evolución de dichos pulsos ultracortos. Dichos efectos son más dramáticos en el contexto de solitones. Sin embargo, en el caso de la GVD normal la inclusión del self-steepening y el IRS es esencial para lograr una buena concordancia entre los resultados teóricos y los experimentales.

En Fig. 4.5, se muestra la evolución de un pulso gaussiano con  $N=2$ ,  $\tau_R=0.033$  fs,  $s=0$  y  $\beta_3=0$  (no se toman en cuenta los efectos de self-steepening y TOD), que se hace propagar por una fibra con dispersión anómala, a una distancia de  $5z/L_D$ . Se puede apreciar en Fig. 4.5a, que el corrimiento temporal es mayor al que se logra considerando solo efectos de GVD, además el corrimiento de frecuencias inducido por Raman (RIFS Raman-induced frequency shift), produce un pequeño pico en longitudes de onda largas, como se ve en Fig. 4.5b, esto se debe a que cuando el espectro de un pulso es relativamente ancho, componentes de alta frecuencia, pueden bombear energía a componentes de baja frecuencia (en el mismo pulso), por medio de esparcimiento Raman estimulado, lo que produce transferencia de energía hacia el rojo.

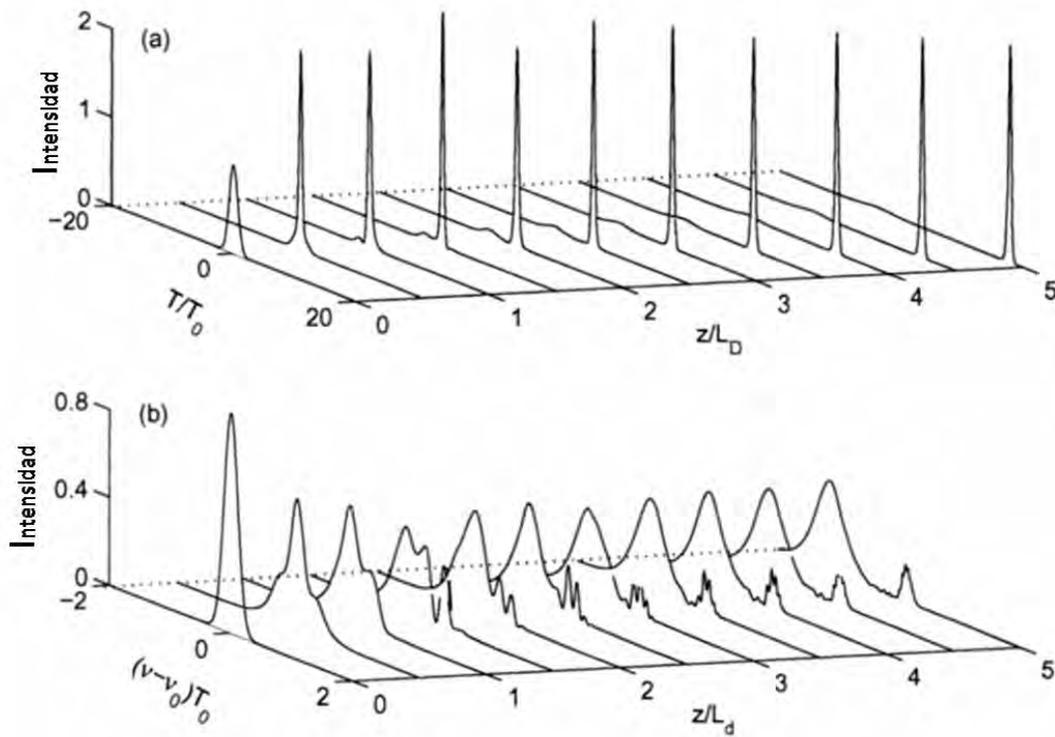


Fig. 4.5(a) Evolución temporal y (b) espectral de un pulso gaussiano a una distancia de  $5z/L_D$ , en el régimen de dispersión anómala, el efecto dominante es el esparcimiento Raman intrapulso [1].

### 4.2.5 Efecto Raman

Cuando una muestra de material es iluminada, es posible detectar en la luz esparcida, componentes en frecuencias menores a la frecuencia de la luz incidente, éstas son denominadas ondas Stokes. Igualmente es posible encontrar, componentes en frecuencias mayores a la frecuencia de la luz incidente a las cuales se les llama ondas anti-Stokes. La aparición de ondas Stokes y anti-Stokes se debe a un proceso de interacción entre los fotones de la luz incidente y los fonones del material. Este proceso es conocido como esparcimiento Raman espontáneo.

Normalmente, el esparcimiento Raman espontáneo es un proceso muy débil. Sin embargo, si la fuente de iluminación es luz láser y lo suficientemente intensa, el esparcimiento Raman se hace aun más significativo y al proceso se le llama esparcimiento Raman estimulado.

Físicamente, la generación de ondas Stokes puede explicarse de la siguiente manera:

Un fotón de frecuencia  $\omega_i$ , ( $\omega_i$  representa la frecuencia del láser) incide en una molécula que se encuentra inicialmente en el estado electrónico base y en el subnivel vibracional más bajo de éste,  $v = 0$ . Fuera de resonancia, el fotón es absorbido y el átomo es llevado a un estado virtual. De allí, el átomo decae a un nivel vibracional excitado,  $v = 1$  (del estado base electrónico) emitiendo un fotón Stokes, de frecuencia  $\omega_s = \omega_i - \omega_v$ , esto se puede ver en la Fig. 4.6a.

Las ondas anti-Stokes son generadas si la molécula está inicialmente en el subnivel vibracional excitado,  $v = 1$ , lo cual es posible a temperatura ambiente. En este caso, al incidir un fotón de frecuencia  $\omega_i$ , éste es absorbido y el átomo puede decaer ahora hasta el estado vibracional  $v = 0$ , emitiendo un fotón de frecuencia  $\omega_{AS} = \omega_i + \omega_v$ , como se puede ver en la Fig. 4.6b. La intensidad de la onda anti-Stokes es varios órdenes de magnitud menor que la onda Stokes, debido a que la generación de ondas anti-Stokes requiere que las moléculas del material estén inicialmente en un estado vibración excitado [5].

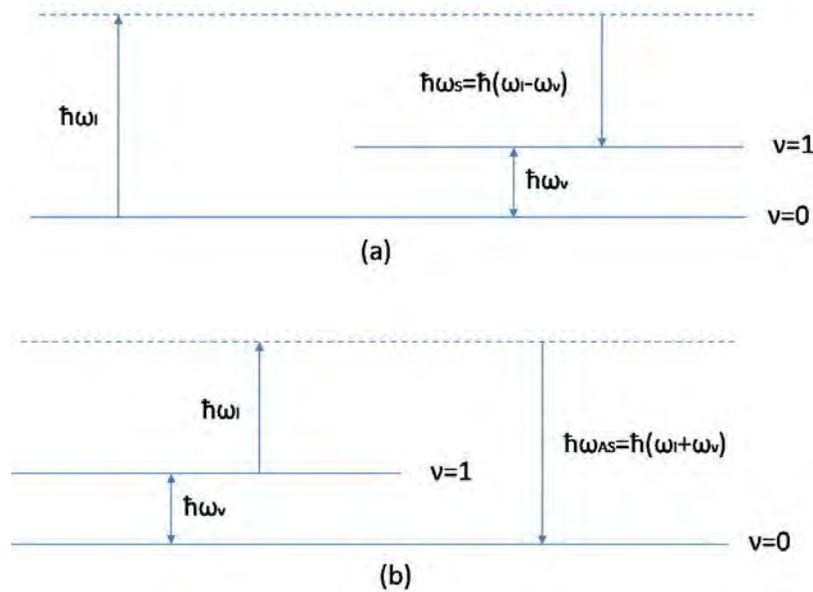


Fig. 4.6 . Representación en diagramas de niveles de energía del esparcimiento Raman estimulado. a) Generación de onda Stokes, b) generación de onda anti-Stokes

Como se menciona en la sección anterior, las componentes de alta frecuencia del pulso pueden transferir energía a componentes de baja frecuencia del mismo pulso, este intercambio de energía se da por el proceso arriba descrito (generación de onda Stokes), y en la práctica el fenómeno se observa cuando se utilizan pulsos de muy alta energía. Ahora bien, el SRS no solo puede hacer que se genere una onda Stokes entre frecuencias del mismo pulso, sino que la onda Stokes se forme en una longitud de onda fuera del pulso. En Fig. 4.7, podemos apreciar que inicialmente, se tiene un pulso de 25 ps (de ancho temporal), centrado en 532 nm y a una intensidad normalizada de 1 (con una energía por pulso  $E_0$ ), al subir la energía por pulso a 7 veces, vemos que el pulso de bombeo ha cambiado su intensidad a 2.2, y que la onda Stokes se localiza a 544.5 nm, con una intensidad aproximada de 0.7, al subir nuevamente la energía por pulso a  $12 E_0$ , el pulso de bombeo ahora tiene una intensidad de 2.1 y que el Stokes tiene una intensidad aproximada de 1 y se ha ensanchado espectralmente, finalmente cuando la energía por pulso es de  $20 E_0$ , vemos que la intensidad del pulso de bombeo es de 1.4 y que se ha ensanchado espectralmente, mientras que la intensidad del Stokes es equiparable con la del bombeo, además de que su ancho espectral ahora es mayor que el del bombeo.

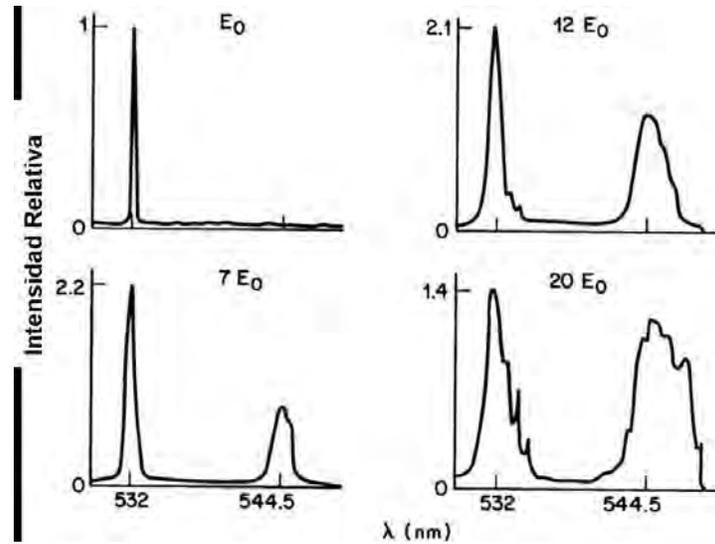


Fig. 4.7 Espectros experimentales observados cuando se propagan pulsos de 25 ps a 532 nm, a 10 m de fibra, los cuatro espectros corresponden a diferentes energías por pulso normalizadas a  $E_0$  [1]

### 4.3 Fundamentos de la generación de supercontinuo

Los efectos que dan lugar a la generación de SC dependen fuertemente de los parámetros del pulso de bombeo (duración del pulso, potencia pico y longitud de onda centra) y las características de la fibra. El parámetro más importante es la dispersión del medio no lineal, porque las propiedades de dispersión de la PCF influyen la cantidad de efectos no lineales que conducen al ensanchamiento del pulso y por lo tanto a la generación del SC (6), así como el área modal efectiva. Una razón para el uso de las PCFs en la generación de SC se encuentra en la característica de guiado de onda, ya que se puede ajustar la longitud de onda de cero dispersión a longitudes de onda menor y el diámetro del núcleo es pequeño, asimismo, aprovecha su alto confinamiento del modo fundamental en el núcleo. La mayoría de los experimentos que han generado SC han utilizado pulsos de bombeo de en el régimen de femtosegundos [7-10] resultando amplios espectros. La generación de SC con pulsos de bombeo en el régimen de picosegundos [11, 12] da un espectro más estrecho, pero utiliza fuentes láser mucho más baratas, y es, por lo tanto, de interés comercial. Por otro lado, la generación de SC con pulsos de bombeo en el régimen

de nanosegundos, se ha obtenido por Koheras [13] en colaboración con la Universidad tecnológica de Helsinki. Ellos utilizaron pulsos de 2.3 ns para hacer una fuente comercial de luz blanca.

Por ejemplo, cuando bombeamos con un pulso de femosegundos en la región de dispersión normal, la SPM y esparcimiento Raman dominan el ensanchamiento del espectro en el rango de longitudes de onda larga. Un típico espectro de salida se muestra en Fig. 4.8, donde unos 12.5 cm de PCF se bombea con pulsos de 25 fs y potencia promedio de acople de 53 mW a 800 nm. La longitud de cero dispersión de la fibra esta a 875 nm, por lo que el bombeo estaba la región normal. El espectro de salida es plano y estable, y es adecuado para compresión de pulsos o para OCT [6].

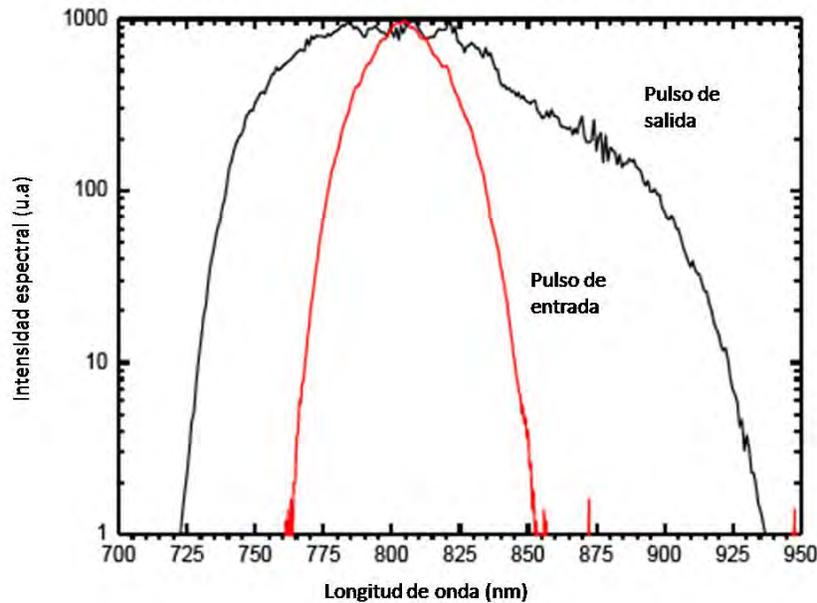


Fig. 4.8 . Espectro de entrada y salida medidos en una fibra de 12.5 cm a 800 nm de pulsos de 25 fs y potencia promedio de 53 mW y un rango de repetición de 76 Mhz). La fibra tiene su longitud de cero dispersión a 875 nm [6].

El resultado cambia drásticamente cuando se bombea cerca de la longitud de onda de cero dispersión, en donde otros efectos no lineales empiezan a participar. La Fig. 4.9 muestra la generación de SC para 4 diferentes longitudes de onda de bombeo, todas a una potencia de acople promedio de 50 mW. La PCF es altamente no lineal con un núcleo de 2.5  $\mu\text{m}$ , con una dispersión de -59 ps/ km nm a 800 nm y con una longitud de onda de

cero dispersión a 900 nm. La fibra fué bombeada con un láser de Ti:Zafiro con amarre de modos, con pulsos de 100 fs y repetición de 76 MHz.

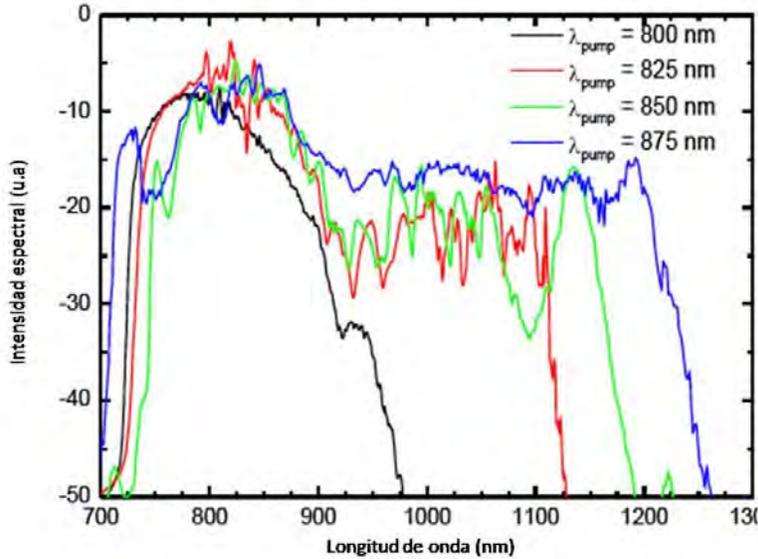


Fig. 4.9. Generación de SC para diferentes longitudes de onda del pulso de bombeo en una PCF con una longitud de onda de cero dispersión a 900 nm. La fibra fué bombeada con pulsos de 100 fs con un rango de repetición de 76 MHz [6].

Manteniendo la longitud de bombeo constante, a 875 nm, y variando la potencia promedio del pulso se genera un SC más ancho como se muestra en la Fig. 4.10.

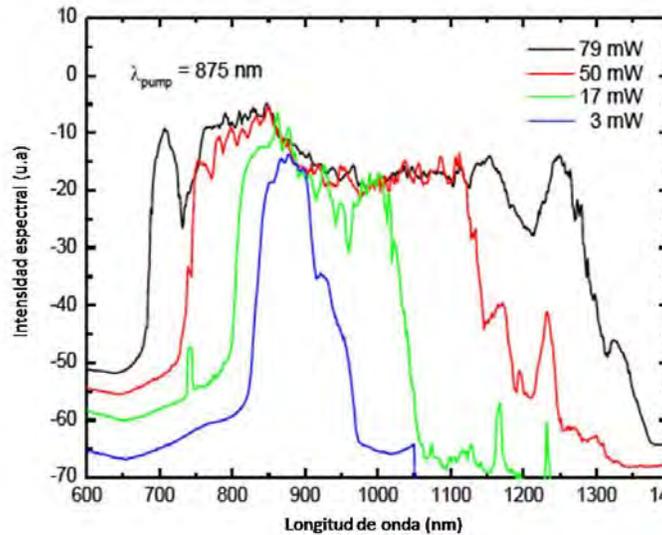


Fig. 4.10. Generación de SC con una longitud de onda de bombeo a 875 nm para 4 diferentes potencias promedio de bombeo. La fibra se bombeo con pulsos de 100 fs con un rango de repetición de 76 Mhz [6].

En lo que respecta a las simulaciones sobre generación de SC, en la Fig. 4.11, se muestra el resultado de una simulación numérica de la ecuación de pulsos en la región de dispersión anómala. Se considera una fibra con una longitud de onda de cero dispersión en 780 nm, la longitud de onda de bombeo a 835 nm, un ancho del pulso de 28.4 fs y una potencia pico de 10 kW.

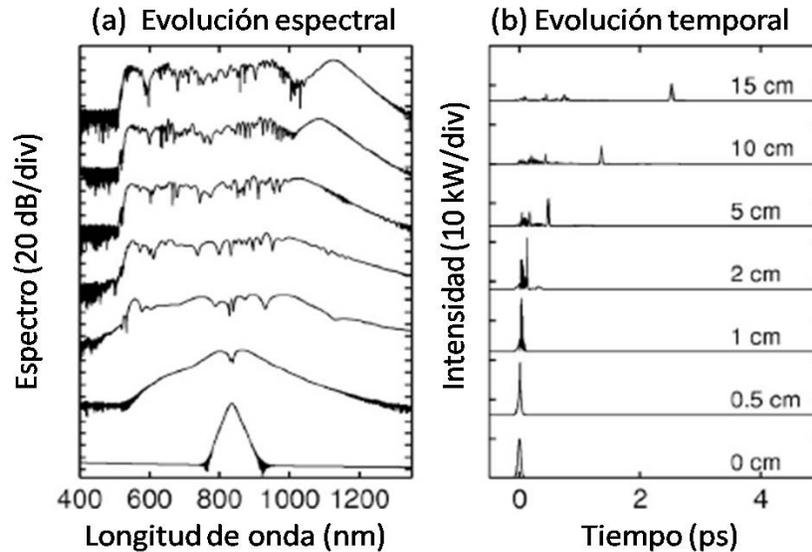


Fig. 4.11. Resultados numéricos mostrando la evolución (a) espectral y (b) temporal de generación de SC en 15 cm de PCF. El pulso de longitud de onda de bombeo de 835 nm, 10 kW de potencia pico y ancho temporal de 50 fs [14].

Esta simulación reproduce cualitativamente los resultados experimentales que se han reportado en la literatura en PCF, lo que permite comentar, de manera general las características del proceso de generación del SC en el régimen de femotegundos. En una etapa inicial ( $\sim 0.5$  cm) un ensanchamiento del espectro aproximadamente simétrico y que va acompañado de una fuerte compresión temporal del pulso. Poco después (a 1 cm de propagación  $\sim 1$  cm) el espectro se ensancha de forma asimétrica desarrollando varios picos espectrales tanto en la región de longitudes de onda larga como en longitudes de onda corta del espectro. En etapas posteriores el ensanchamiento aumenta hacia longitudes de onda larga y existe una separación de los picos temporales. En la región de longitudes de onda corta el espectro no se ensancha más.

También hay varios parámetros que afectan la evolución del SC como las diferentes longitudes de bombeo, diferentes potencias promedio y diferentes anchos temporales. A manera de ejemplo, la Fig. 4.12 presenta la dependencia de la generación de SC con la longitud de onda inicial (utilizando los mismos parámetros del ejemplo anterior) de esta dependencia, se puede detectar tres regímenes de propagación relevante: (i) para longitudes de onda del pulso inicial que estén lejos de la longitud de cero dispersión (650, 700, 780 nm), la SPM es el efecto no lineal más importante en la propagación del pulso. (ii) para longitudes de onda cercanas a cero dispersión (800 nm), pero aun en dispersión normal, el ensanchamiento espectral inicial se debe a la SPM. Sin embargo, posteriormente se transfiere energía a la región de dispersión anómala, excitando otros efectos; (iii) si la longitud de onda está por encima de la longitud de cero dispersión (900 nm), la transferencia de energía a la zona de dispersión anómala crece y aparecen los efectos relacionados con solitones.

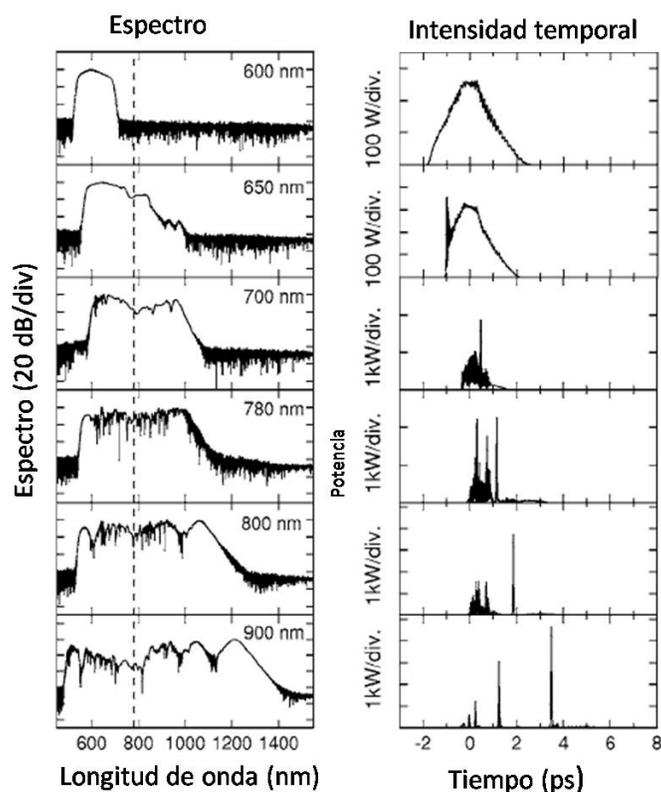


Fig. 4.12. Se muestran los comportamientos espectrales (izquierda) y temporales (derecha) del SC generado para diversas longitudes de onda de bombeo. Los pulsos iniciales son de 50 fs y 10 kW. La línea vertical discontinua en el espectro de SC indica la longitud de onda de cero dispersión [14].

Ahora bien, la Fig. 4.13 muestra los espectros de la generación de SC como función de la potencia promedio de bombeo, se considera un pulso de bombeo a 1564 nm con un ancho temporal de 352 fs. La longitud de onda de cero dispersión de la fibra está a 1570 nm [15].

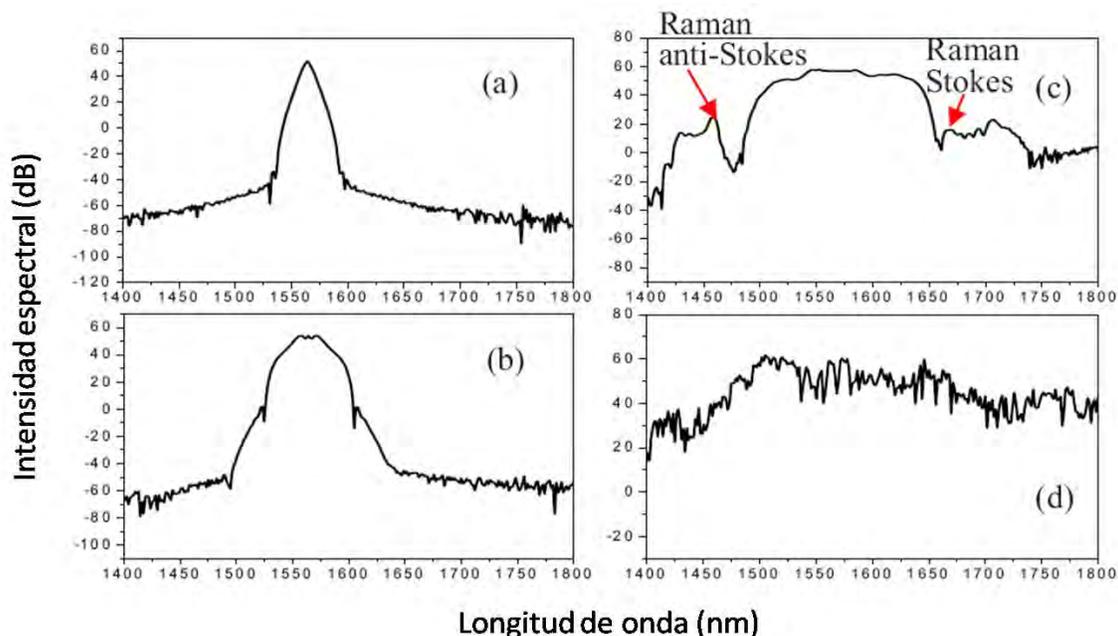


Fig. 4.13. Cálculo numérico de la generación del SC para diferentes potencias pico de bombeo: 65 W (curva a), 406 w (curva b), 2746 (curva c) y 5265 (curva d) [15].

De la Fig. 4.13a se observa que para 65 mW, existe simetría lo que confirma el efecto de SPM; a una potencia de 406 W existe una pequeña asimetría (ver Fig. 4.13b), mostrando el efecto de TOD. La presencia de ondas Stokes y anti-Stokes en 1670 nm y 1457 nm respectivamente, confirma que hay una relación entre la PCF y SRS, como se ve en Fig. 4.13c. Finalmente tenemos en Fig. 4.13d, el ensanchamiento final del pulso al combinar todos los efectos.

## Referencias

1. "Nonlinear Fiber Optics". **Agrawal G. P.** 2007. Academic Press. Cuarta edición.
2. "Generación de supercontinuo en fibras de cristal fotónico". **Enrique Carles Milián.** 2007. Tesis de maestría.
3. Fiber-Optic Communications Systems. **Agrawal G. P.** 2002. Academic Press.
4. "Fundamentals of photonics". **M, Saleh B and Teich.** 1991. John Wiley & Sons.
5. "Quantum Electronics". **Yariv A.** 1988. JohnWiley & Sons. Tercera edición. Singapore..
6. "Supercontinuum generation in photonic Crystal Fibers". **Hanse P. K, Kristiansen R. E.** 2005, Crystal Fibre A/S, Tech. Rep.
7. "Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers". **Gaeta A.L.** 2002, Opt. Lett., Vol. 27, pp. 924-926.
8. "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping". **Dudley M. J, Provino L, Grossard N, Maillotte H, Windeler S. R, Eggleton J. B, and Coen S.** 2002, J. Opt. Soc. Am. B., Vol. 19, pp. 765-771.
9. "Widely broadened super continuum generation using highly nonlinear dispersion shifted fibers and femtosecond fibers laser". **Nishizawa N and Toshio G.** 2001, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 40.
10. "Super continuum generation at 800 nm in highly nonlinear photonic crystal fibers with normal dispersion". **Hansen P. K, Juul L. J, Riis J. J, Keiding S, Broeng J, Harald R. S, and Bjarklev A.** 2001, LEOS.
11. "Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers". **Coen S, Lun C. A. H, Leonhardt R, Harvey D. J, Knight C. J, Wadsworth J. W, and Russell St. J. P.** 2002, J. Opt. Soc. Am. B., Vol. 19, pp. 753-764.
12. "White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber". **Coen S, Lun C. A. H, Leonhardt R, Harvey D. J, Knight C. J, Wadsworth J. W, and Russell Sr. J. P.** 2001, Opt. Lett., Vol. 26, pp. 1356-1358.
13. <http://www.koheras.com/side5258.html>.

14. "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber". **Dudley J. M, Genty G, Coen S.** 2006, Rev. Mod. Phys., Vol. 78.

15. "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a normal dispersion pump pulse near the zero-dispersion wavelength". **Zhang S, Yang X, Lu F, Gong Y, Meng X,** july 2008, Optical Engineering, Vol. 47(7), p. 075005.



# Capítulo 5

## Generación de supercontinuo en el régimen del femtosegundo

En este capítulo, se muestran simulaciones básicas sobre la generación de SC. Además, se describe el experimento realizado en el laboratorio para la generación de SC en fibra de cristal fotónico (PCF), utilizando una fuente de bombeo de pulsos cortos. Se presenta la evolución de los espectros de generación de SC como función de tres parámetros: potencia pico, longitud de onda y ancho temporal del pulso. Finalmente se analizan los resultados obtenidos comparándolos con otros trabajos ya reportados.

### 5.1 Simulación

Para simular se utilizó el programa llamado LaserFoam [1], el cual resuelve numéricamente la GNLSE por el método de Fourier de paso dividido adaptativo. Como primer acercamiento se busca simular la generación del SC, bajo las condiciones que se tuvieron en el laboratorio.

Para analizar el efecto de los mecanismos físicos implicados en la propagación de los pulsos, se consideran los siguientes parámetros:  $\beta_2=0$ ,  $\beta_3 = 0.0634045 \text{ ps}^3/\text{Km}$ ,  $n_2 = 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}^{-1}$ ,  $A_{\text{eff}} = 2.8 \text{ }\mu\text{m}^2$ ,  $L=1.95 \text{ m}$ ,  $\gamma=70 \text{ (W km)}^{-1}$ ,  $T_{\text{FWHM}} = 100 \text{ fs}$ ,  $E_p=10 \text{ nJ}$ ,  $f_r=80 \text{ Mhz}$  y  $P_p=14 \text{ kW}$ . Considerando que la longitud de onda central de los pulsos incidentes es de 800 nm, en correspondencia con la longitud de onda que emite el láser de Ti: safiro. Tomando en cuenta estos parámetros la simulación obtenida se muestra en Fig. 5.1

Generación del supercontinuo en el régimen del femtosegundo

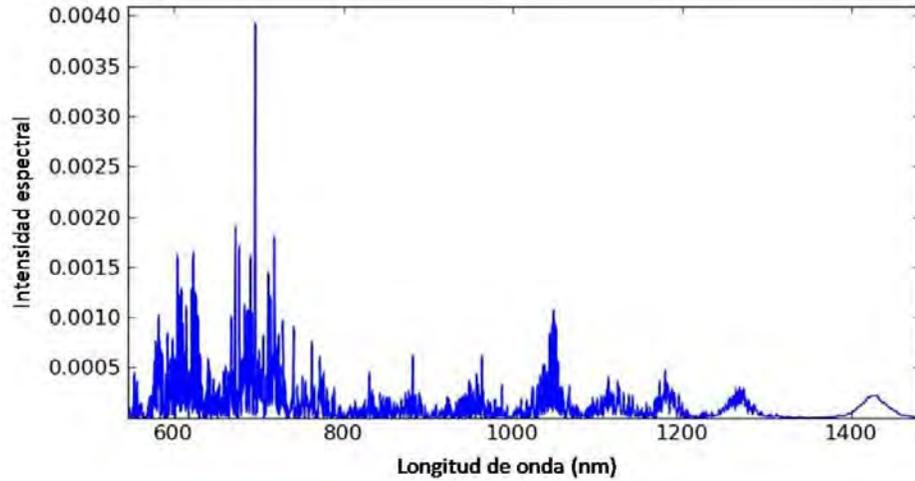


Fig. 5.1 Simulación del ensanchamiento espectral con las características descritas arriba, después de propagarse la distancia L.

Para el caso de la variación de la longitud de onda, se consideran diferentes valores los cuales se muestran en la siguiente tabla, cuyos espectros se muestran enseguida (ver Fig 5.2 y 5.3):

$\lambda=800$ nm	770 nm
$\beta_2=0$	$\beta_2=-5.18996$ ps <sup>2</sup> /Km
$\beta_3=0.0634045$ ps <sup>3</sup> /Km	$\beta_3=0.0501754$ ps <sup>3</sup> /Km
$\gamma=70$ (W km) <sup>-1</sup>	$\gamma=70$ (W km) <sup>-1</sup>
$P_p=13$ kW	$P_p=13$ kW
$L=1.95$ m	$L=1.95$ m

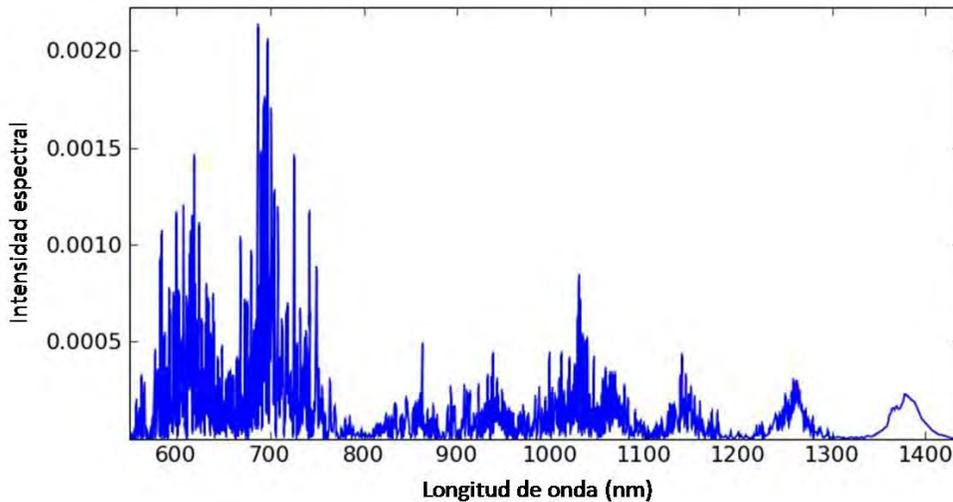


Fig. 5.2 Forma final del espectro del pulso de salida de la PCF, para una longitud de bombeo a 800 nm.

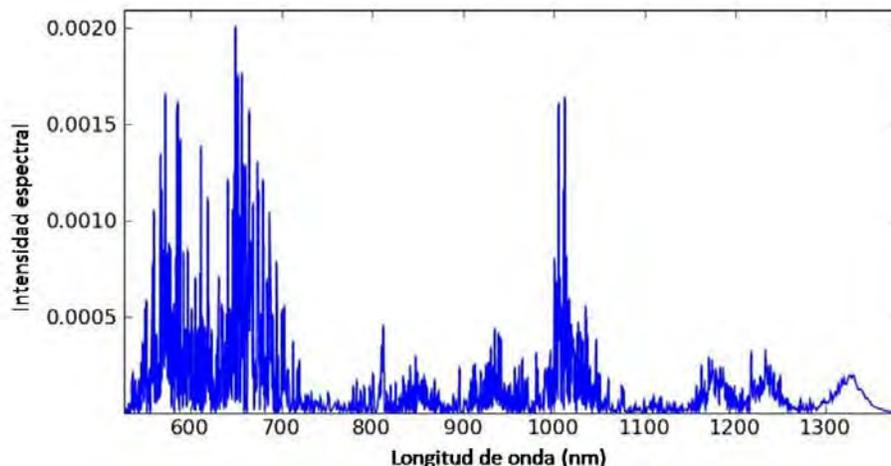


Fig. 5.3 Forma final del espectro del pulso de salida de la PCF, para una longitud de bombeo a 770 nm.

## 5.2 Arreglo experimental

En Fig.5.4a se muestra el esquema del arreglo experimental, mientras que la Fig.5.4b muestra la fotografía del arreglo implementado en el laboratorio para la generación de SC. El arreglo consta de un láser de amarre de modos de Ti:safiro, 2 espejos (M1 y M2) que redireccionan el haz proveniente del láser, hacia el atenuador acromático con densidad de 0-1 (Newport), este atenuador sirve para controlar la potencia promedio del haz de entrada a la fibra. En seguida se colocó un objetivo de microscopio de 25x con una apertura numérica (NA, Numerical Aperture) de 0.25, para acoplar el haz del láser a la fibra, lográndose un 17% de acoplamiento. La longitud de PCF usada fue de 1.95 m. A esta PCF se le retiró cuidadosamente el polímero que recubre los extremos de la misma, se limpió y cortó. Uno de los extremos de la fibra se colocó en un capilar (C1), (ver figura 5.4) y este a su vez en una montura con tres grados de libertad de movimiento x,y,z frente al objetivo de microscopio. El otro extremo de la fibra se colocó en otro capilar (C2) y se puso en una montura para capilar y se fijó a la mesa. El espectro del pulso a la salida de la PCF fue registrado por un analizador de espectros ópticos (Ando AQ-6315A) y para medir las potencias de entrada y salida de la PCF se utilizó un medidor de potencia.

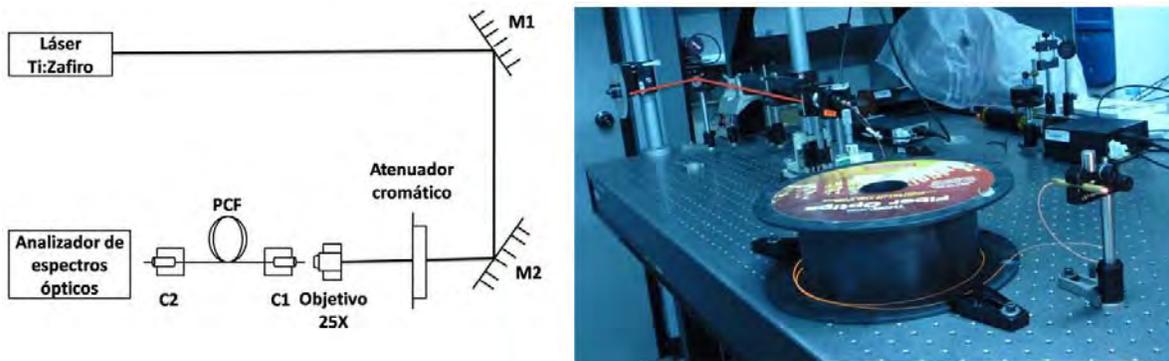


Fig. 5. 4 (a) Esquema del arreglo experimental utilizado en el experimento para la generación de SC y (b) se muestra el arreglo experimental implementado en el laboratorio.

### 5.2.1 Fuente Láser

La fuente láser utilizada para el desarrollo de ésta tesis fue un láser de Ti:safiro con amarre de modos modelo 3941-M1S, produce pulsos con una duración en el orden de 100 fs con una razón o frecuencia de repetición de 80 MHz. Con un rango de sintonía de longitudes de onda de 720 a 840 nm; y una potencia promedio de  $P_{av}=1$  W a 800 nm, lo que implica una energía por pulso de  $E_p \approx 10$  nJ, a otras longitudes de onda la potencia es más baja. El láser de Ti:safiro es bombeado por un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> (Millennia V que emite en forma continua a una longitud de onda de 532 nm con una potencia de salida de 5 W. En la Fig. 5.5 se muestra una traza espectral del pulso.

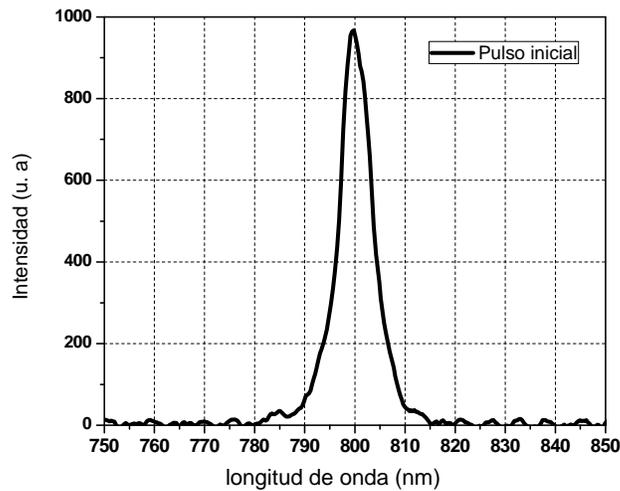


Fig. 5.5 Traza del pulso láser

### 5.2.2 Fibra de Cristal Fotónico

El medio no lineal utilizado para generar SC fué una PCF altamente no lineal de 1.95 m de longitud (ver Fig. 5.6). El nombre comercial de dicha fibra es NL-2.4-800 y es fabricada por Blazephotonics. La característica más importante de esta fibra es su longitud de onda de cero dispersión tiene el valor de la longitud de onda de bombeo del láser de Ti:safiro ( $\lambda_0=800$  nm).

En la Tabla 1 se muestran las características principales de la fibra dadas por el fabricante

<b>NL - 2.4 - 800</b>	
Diámetro de núcleo:	$2.4 \pm 0.1 \mu\text{m}$
Distancia entre huecos de aire:	$2.9 \pm 0.1 \mu\text{m}$
Diámetro de la región del hueco:	$27 \pm 0.5 \mu\text{m}$
Longitud de onda de cero dispersion:	$800 \pm 5 \text{ nm}$
Diámetro del campo modal:	$1.5 \pm 0.1 \mu\text{m}$
Abertura numérica (NA):	0.19
Área efectiva del modo propagado:	$2.8 \mu\text{m}^2$
Coficiente no lineal:	$70 (\text{W}\cdot\text{km})^{-1}$
Pendiente de la dispersión $\lambda_D$ :	$0.55 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-2}\cdot\text{km}^{-1}$
Fracción de llenado de aire en la región de los huecos	>90 %
Diámetro del revestimiento	$105 \pm 1 \mu\text{m}$
Diámetro del recubrimiento	$230 \pm 5 \mu\text{m}$

Tabla 1. Características de la PCF en estudio, la cual se muestra en la Fig. 5.6.

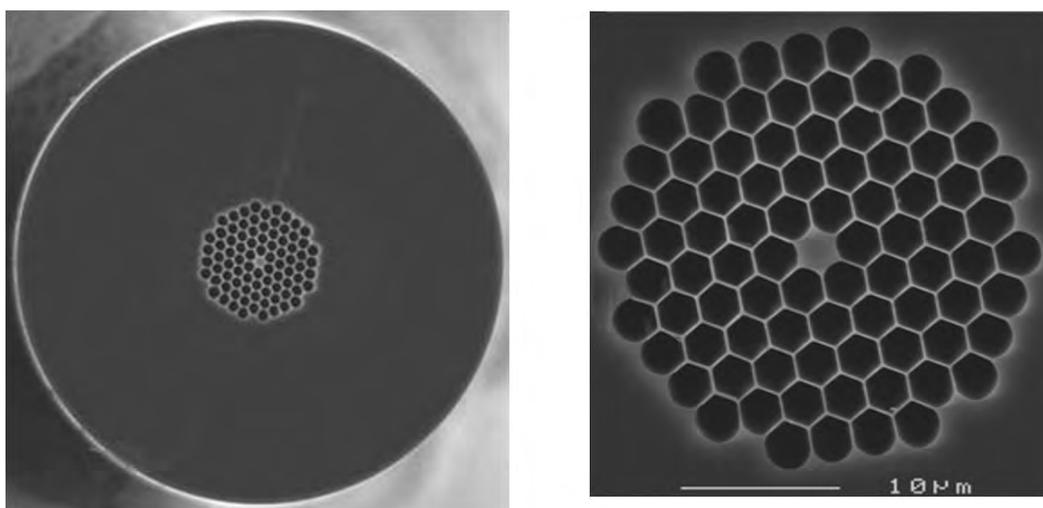


Fig. 5.6 Sección transversal de la PCF en estudio.

El fabricante también, proporcionó el espectro de atenuación de la PCF y se muestra en la Fig.5.7, revelando las pérdidas para varias longitudes de onda, las cuales son: para 800 nm son menores a 80 dB/km, para 1550 nm son menores a 50 dB/km, para 1380 nm son menores a 420 dB/km, para 1000 nm son menores a 60 dB/km y para 600 nm son menores a 100 dB/km.

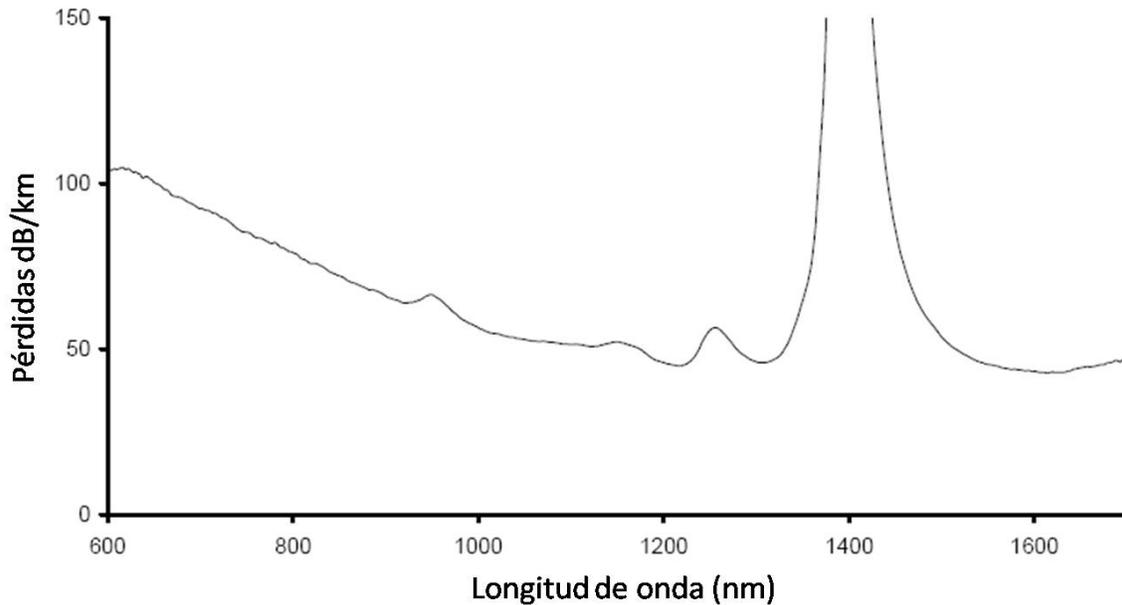


Fig. 5.7 Medición del espectro de atenuación para la PCF con una longitud de onda de cero dispersión de 800 nm.

## 5.3 Resultados experimentales

### 5.3.1 Dependencia del espectro de SC con la potencia pico

En esta sección se estudia el efecto de la potencia pico ( $P_p$ ) en el espectro del SC generado, mediante la variación de la energía por pulso  $E_p$ , la cual se relaciona con la potencia promedio de bombeo y la frecuencia de repetición del láser por la relación  $E_p = P_{av}/f_r$ . La cual, a su vez, está relacionada con la  $P_p$  por la expresión  $P_p = E_p/T_{FWHM}$ , donde  $T_{FWHM}$  es la duración del pulso.

En la Fig. 5.8 se muestran los espectros del SC generado, mientras se mantiene constante la duración de los pulsos ( $T_{FWHM}=100$  fs) y una longitud de fibra de 1.95 m. El pulso

bombeado ( $\lambda_0=800$  nm) está justo en la longitud de cero dispersión de la PCF ( $\lambda_D=800$  nm) y la potencia de acoplamiento es del 17%.

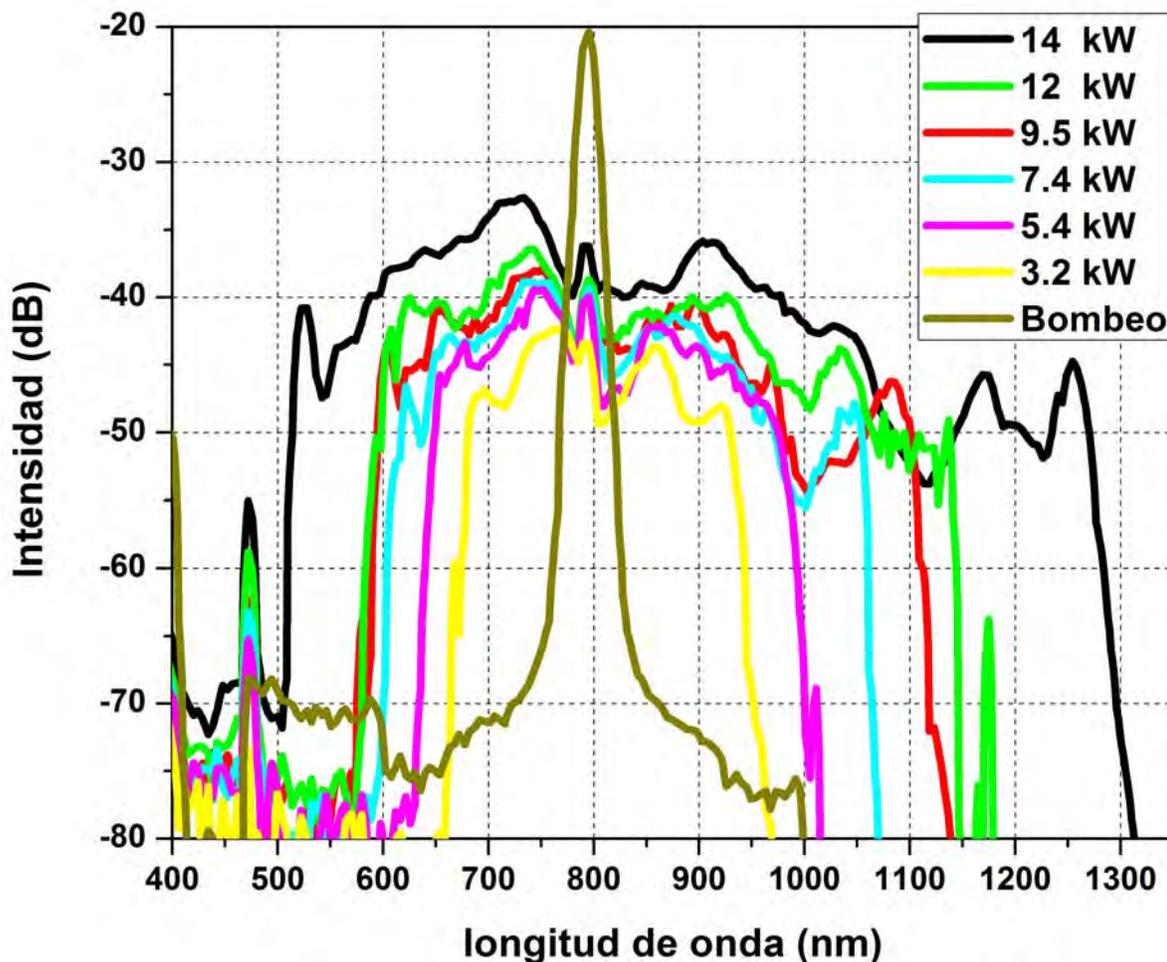


Fig. 5.8 Muestra la evolución del espectro del SC generado para diferentes valores de potencia pico, pulso inicial (línea azul marino), 19 kW (línea azul rey), 32 kW (línea azul-agua), 44 kW (línea verde), 56 kW (línea amarillo), 71 kW (línea naranja), 82 kW (línea café). La línea en azul marino corresponde al espectro del pulso inicial con una potencia pico de bombeo de 82 kW con  $\beta_2=0$ ,  $L=1.95$  m y  $T_{FWHM}=100$  fs

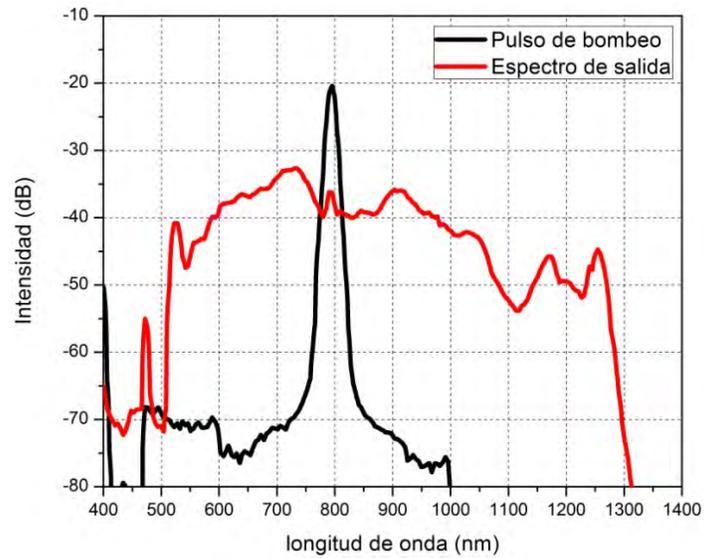
Al incrementar la energía por pulso, la potencia pico de los pulsos se incrementa, por lo tanto la longitud no lineal  $L_{NL}$  disminuye, implicando que los efectos no lineales se manifiestan a distancias de propagación cada vez más cortas.

Como se observa en la, Fig. 5.8 cuando la potencia de bombeo es baja, SPM domina el SC generado, ya que SPM genera nuevas componentes de frecuencias que se desplazan hacia el rojo cerca del extremo delantero y hacia el azul cerca del extremo trasero del pulso. Siendo que las componentes del rojo viajan más rápido que las componentes azules en el

régimen de dispersión normal, la SPM lleva a un aumento en el ancho del pulso comparado con el esperado de la dispersión de la velocidad de grupo (GVD) solamente [2, 3]. Para la potencia pico de 3.2 kW se observa que el espectro del SC es aproximadamente simétrico, y los lados del espectro exhiben una estructura oscilatoria que es característica SPM. Con el incremento de la potencia de bombeo, el efecto de SPM se incrementará, y también lo hará la energía transferida al régimen GVD anómalo. Al mismo tiempo, TOD y SRS jugarán el rol principal en el ensanchamiento espectral. Dado que la longitud de onda de bombeo coincide con la longitud de onda de cero dispersión, es necesario incluir los efectos de la TOD en el ensanchamiento espectral inducido por SPM. La TOD distorsiona el pulso, y entonces el espectro del pulso se vuelve asimétrico, con una estructura oscilatoria cerca del extremo delantero de longitudes de onda mayores. Por otro lado, cuando la potencia de bombeo aumenta, el efecto de Raman intrapulso se hace fuerte. El Raman intrapulso lleva a un desplazamiento hacia frecuencias menores, transfiriendo contenido espectral a longitudes de onda mayores [4,5]. Incrementando a un más la potencia pico de bombeo, el SRS continúa ensanchando el espectro, el cual se extiende hacia longitudes de onda mayor con respecto a la longitud de onda de bombeo, generando una banda ensanchada de ondas Stokes de frecuencia baja [6]. Originando que se siga ensanchando el espectro, al transferir energía de la región normal a la región anómala, generándose nuevas componentes de frecuencias adicionales que incrementan el ancho de banda total [7,6].

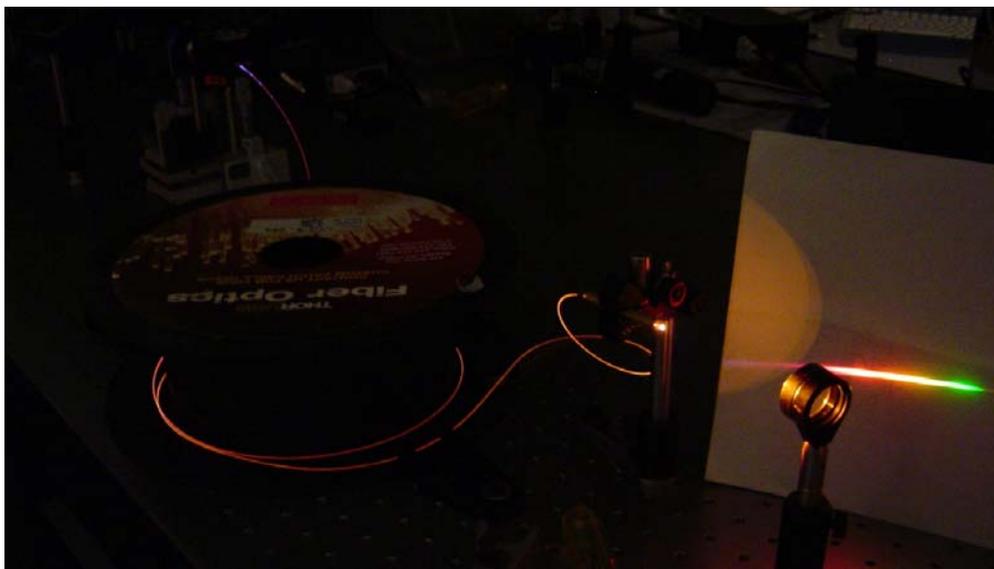
En la Fig. 5.9 se muestra el SC generado con la máxima potencia pico de acople entre el pulso de entrada y la fibra (14 kW), y el espectro inicial de dicho pulso. El espectro del SC generado se extiende de 510 a 1286 nm, que corresponde al verde y al infrarrojo cercano respectivamente; el ancho espectral total (FWHM) es de aproximadamente 776 nm.

Generación del supercontinuo en el régimen del femtosegundo



**Fig. 5.9** Espectro de SC generado en 1.95 m de PCF. La curva negra muestra el espectro del pulso inicial con una potencia del pulso inicial de 658 mW.

En la Fig. 5.10 se muestra la imagen del SC generado a la potencia pico de acople de 14 kW, cuando este es dispersado por una rejilla, donde podemos observar la línea espectral del SC, la cual abarca el espectro visible.



**Fig. 5.10** Imagen del SC generado

### 5.3.2 Dependencia del espectro de salida con la longitud de onda

En ésta sección se estudiara el efecto de la longitud de onda de bombeo en el SC generado por la PCF, manteniendo la potencia pico constante  $P_p=13$  kW, la  $E_p = 10$  nJ y la duración del pulso de 100 fs.

En la Fig. 5.11 se muestran los espectros del SC generado en una PCF de longitud  $L=1.95$  m para 5 diferentes longitudes de onda de bombeo.

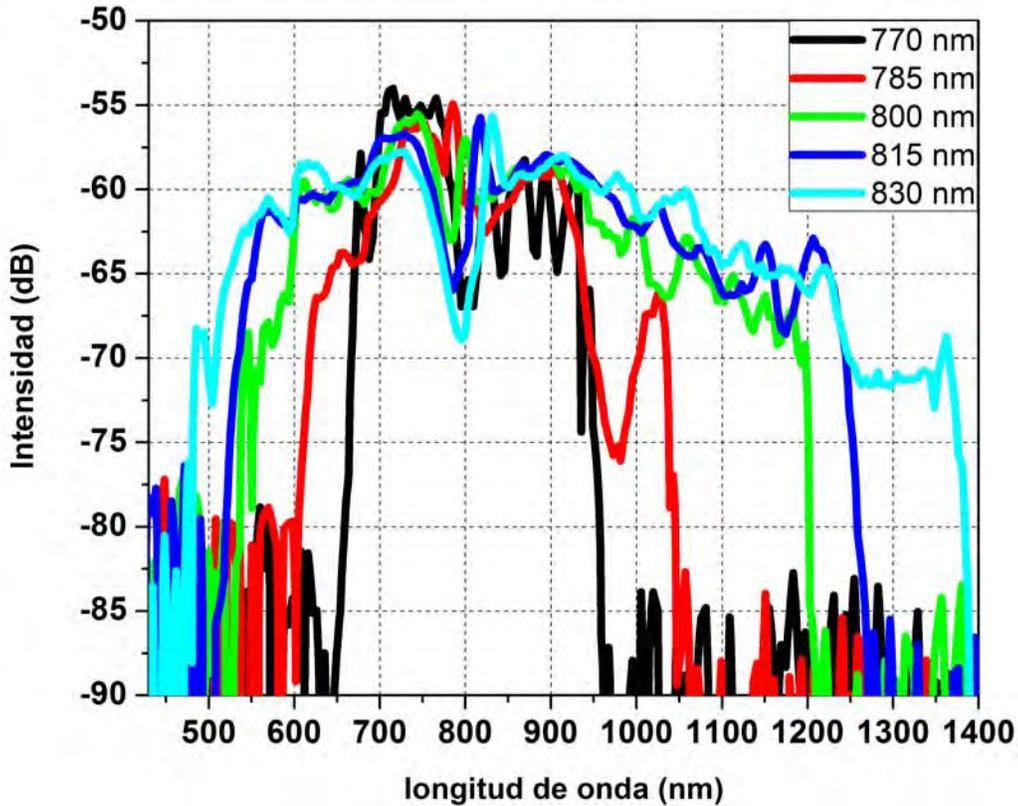


Fig. 5.11 Espectro de generación de SC como función de la longitud de onda del pulso de bombeo, 770 nm (línea azul rey), 785 nm (línea azul), 800 nm (línea verde), 815 nm (línea naranja) y 830 nm (línea café).

Como se observa en la, Fig. 5.11 cuando la longitud de onda de bombeo se aproxima a la longitud de onda de cero dispersión (770 y 785 nm), dentro del régimen de dispersión normal, el ensanchamiento espectral se debe principalmente a SPM y a la dispersión normal [3]. A medida que la longitud de onda se acerca más a la longitud de onda de cero dispersión aumenta la energía transferida a la zona de GVD anómala, justo en el valor de la longitud de onda de cero dispersión (800 nm) el espectro del pulso se extiende hacia el

visible y hacia longitudes de onda mayores a  $\lambda_D$  debido a los efectos TOD y a SPM [4,5]. Para longitudes de onda de bombeo más allá de 800 nm, es decir, en la región anómala (815 y 830 nm), la energía transferida crece y probablemente aparecen solitones, según se ha reportado en la literatura, por lo que se tiene un mayor ensanchamiento en el espectro [3,8], sin embargo su análisis está fuera del alcance de este trabajo de tesis.

### 5.3.3 Dependencia del espectro de salida con el ancho inicial del pulso

En esta sección se considera el efecto del ancho inicial del pulso en la evolución del SC generado a la longitud de onda de cero dispersión. Para ello mantendremos la distancia de propagación constante ( $L=1.95$  m), la potencia pico de 10.4 kW y los pulsos estarán centrados a 800 nm. Para este caso la  $E_p$  se mantendrá constante, por lo que la potencia pico como es inversamente proporcional al ancho temporal del pulso se verá afectado, por lo que es importante tener pulsos cortos para que los efectos no lineales dominen en la propagación, favorezcan un amplio SC.

En la Fig. 5.12 se muestran los resultados de los espectros del SC generado como función del ancho del pulso para valores de 59, 67, 94 y 104 fs (FWHM). Vemos que no hay un ensanchamiento apreciable, como se esperaba.

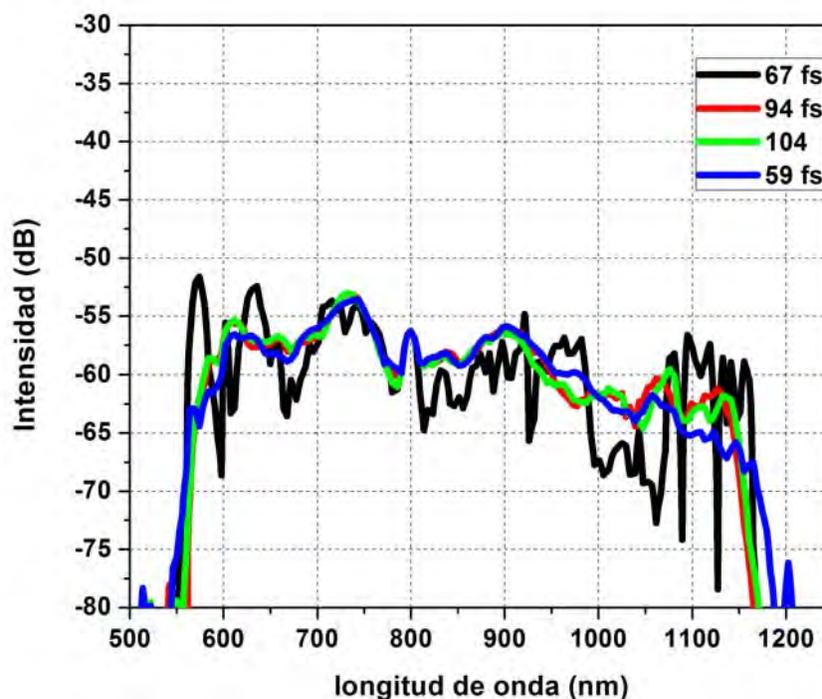


Fig. 5.12 Evolución del espectro del pulso de salida al ir variando el ancho temporal del pulso

## 5.4 *Análisis de Resultados*

Se estudio experimentalmente la generación de SC como función de los parámetros de potencia pico, longitud de onda y ancho inicial del pulso. En lo que respecta a la variación de la potencia pico, los resultados obtenidos concuerdan con los reportados en la literatura, como ejemplo véanse los trabajos de [2,4], donde se reporta que al ir incrementando la potencia del pulso inicial el SC se genera principalmente por SPM, TOD y SRS, en la vecindad de la longitud de onda de cero dispersión. Lo cual está en buen acuerdo con lo que se ha observado en este trabajo de tesis. Para variación de la longitud de onda, se ha reportado [2,6] que lejos del valor de longitud de onda de cero dispersión el ensanchamiento se debe a SPM. Conforme nos acercamos al valor de la longitud de onda de cero dispersión  $\lambda_D$  los efectos dominantes son SPM y SRS, al pasar  $\lambda_D$  los efectos dominantes se relacionan con la generación de solitones [3], donde podemos observar un mayor ensanchamiento del espectro del SC generado; para variación del ancho temporal, se puede concluir que para una distancia de propagación fija, los pulsos incidentes deben

ser muy cortos para que la potencia pico sea lo más grande posible y  $L_{NL}$  sea muy pequeña. De esta forma, los efectos no lineales dominan en la propagación, favoreciendo la generación de SC.

Lamentablemente los resultados obtenidos en las simulaciones no pueden ser comparados con los obtenidos experimentalmente debido a la limitante del método empleado en el software como que genera mucho ruido a potencias pico altas.

## Referencias

1. <http://laserfoam.sourceforge.net/>
2. "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a normal dispersion pump pulse near the zero-dispersion wavelength". **Zhang S, Yang X, Lu F, Gong Y, Meng X.** 2008, Optical Engineering, Vol. 47(7), p. 075005.
3. "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber". **Dudley M. J, Genty G and Coen S.** 2006, Reviews of modern physics, Vol. 78.
4. "Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers". **Gaeta A. L.** 11, 2002, Opt. Lett., Vol. 27.
5. "Origin of supercontinuum generation in microstructured fibers". **Gaeta A, Gu X, Xu L, Kimmel M, Zeek E, O'Shea P, Shreenath P. A, and Trebino R.** 2002, OSA/NLW, Vol. 80.
6. "Ultrashort pulse propagation in air-silica microstructure fiber". **Brian R, Washburn and Stephen E. R, Windeler R. S.** 2002, Opt. Exp., Vol. 10.
7. "Generación de supercontinuo en fibras de cristal fotónico". **Milián I C. E.** E2007. Tesis de maestría.
8. "Fiber supercontinuum sources (Invited)". **Genty G, Coen S, and Dudley M. J.** 8, 2007, Journal- optical society of america B, Vol. 24, pp. 1771-1785.

# Capítulo 6

## *Conclusiones y trabajo a futuro*

En esta tesis por primera vez en el CIO se ha hecho un estudio experimental de la generación de supercontinuo de luz en una fibra de cristal fotónico cuyas principales características es que tiene su longitud de onda de cero dispersión a 800 nm; y un diámetro de núcleo de 2.4  $\mu\text{m}$ . Dentro del trabajo experimental se utilizaron pulsos cortos provenientes de un láser de Ti:zafiro bombeados a la longitud de onda 800 nm y con una duración del pulso (FWHM) 100 fs.

En la generación de SC se variaron tres parámetros: potencia pico, longitud de onda y ancho inicial del pulso de bombeo. Con lo que respecta a la dependencia con la potencia pico de bombeo, se encontró que el ensanchamiento espectral del pulso fue de 776 nm, con una potencia pico máxima de acople de 14 kW. Para la dependencia con la longitud de onda de bombeo, se encontró que el ensanchamiento máximo fue de 921 nm a una longitud de bombeo inicial de 830 nm (región anomala) y con una potencia pico de acoplamiento de 13 kW. Por otro lado, para el ensanchamiento temporal del pulso, no se puede decir cuál fue el ancho espectral máximo obtenido, ya que todos los espectros obtenidos son similares.

Además, realizaron simulaciones numéricas usando los parámetros que se tenían en el laboratorio mediante la utilización de un programa de código libre llamado LaserFOAM, el cual esta enfocado en resolver la ecuación GNLS para la propagación de pulsos ultracortos en fibras de cristal fotónico, a través del método adaptativo de Fourier, el cual es una mejora al método de Fourier de paso dividido. Sin embargo los espectros obtenidos distan de los experimentales debido a la falta de los parámetros de alto orden de la dispersión.

En este sentido el trabajo a futuro se propone programar un código propio para la resolución numérica de la GNLS, mejorar el arreglo experimental para lograr un mejor acoplamiento del pulso láser a la fibra, buscar una aplicación de la fuente de luz de SC que por su naturaleza coherente permite su uso en tomografía de óptica coherente, metrología óptica, espectroscopia, medición de dispersión, entre otras.

Se planea como continuación de esta investigación, generar supercontinuo empleando fibras de cristal fotónico estrechada y mediante la implementación de algoritmos genéticos optimizar los parámetros de la fibra estrechada y los parámetros del pulso inicial bombeado (potencia pico, longitud de onda y ancho temporal).