

TESIS DEFENDIDA POR

Jacob Licea Rodríguez

Y aprobada por el siguiente comité:

Dr. Raúl Rangel Rojo

Director del Comité

Dr. Anatoli Khomenko Filatova

Miembro del Comité

Dr. Santiago Camacho López

Miembro del Comité

Dr. Víctor Ruiz Cortes

Miembro del Comité

Oscar Sosa Nishizaki

Miembro del Comité

Dr. Serguei Stepanov

*Coordinador del programa en
Óptica*

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

*Director de Estudios
de Posgrado*

26 de Septiembre del 2008

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO
EN CIENCIAS EN ÓPTICA

**Fuente Sintonizable de Pulsos Ultracortos en el Infrarrojo
Mediante Propagación No Lineal en Fibras
Micro-Estructuradas**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

Jacob Licea Rodríguez

Ensenada, Baja California a Septiembre del 2008.

RESUMEN de la tesis de **Jacob Licea Rodríguez**, presentada como requisito parcial para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA. Ensenada, B. C. Septiembre del 2008.

Fuente Sintonizable de Pulsos Ultracortos en el Infrarrojo Mediante Propagación No Lineal en Fibras Micro-Estructuradas

Resumen aprobado por:

Dr. Raúl Rangel Rojo

Director de Tesis

Cuando la luz interacciona con medios materiales, surgen diversos fenómenos ópticos no lineales muy interesantes, los cuales tienen diversas aplicaciones en: sistemas de telecomunicaciones ópticas, espectroscopía no lineal y en tomografía óptica coherente. La propagación de pulsos ultracortos en medios no lineales con dispersión es de sumo interés, en estos medios la luz está sujeta al mismo tiempo a efectos no lineales y dispersivos. El efecto no lineal importante es la auto modulación de fase, la cual conduce a la generación de nuevas componentes espectrales. Bajo las condiciones adecuadas de dispersión de velocidad de grupo, se genera un supercontinuo de luz, el cual es un pulso con un ancho espectral muy grande que puede comprender todo el visible y parte del infrarrojo. El supercontinuo consta en general de varios solitones y de una onda dispersiva. Los solitones son pulsos con un perfil temporal y espectral muy bien definidos y se generan en el régimen de dispersión anómala del medio material, en donde el corrimiento en frecuencias inducido por la dispersión de velocidad de grupo, se compensa progresivamente con el corrimiento inducido por la auto modulación de fase hasta eliminarse por completo.

Una aplicación en particular, microscopía por generación de segundo armónico, requiere fuentes de pulsos ultracortos en el infrarrojo cercano (800–1200 nm) para generar imágenes en el visible. En esta tesis se presentan los resultados teóricos y experimentales de la generación del supercontinuo en fibras micro-estructuradas con longitud de onda de cero dispersión alrededor de 800 nm. Se utilizó un láser de Titanio-zafiro que emite pulsos a 826 nm, con una duración de 88 fs. Se generó el supercontinuo para diferentes potencias promedio de los pulsos incidentes, se filtró la parte solitónica usando un sistema sin dispersión y se caracterizaron los pulsos seleccionados. Este sistema será utilizado como una fuente sintonizable de pulsos ultracortos en el infrarrojo cercano, en el desarrollo de un sistema de microscopía por generación de segundo armónico.

Palabras clave: Pulsos ultracortos, Solitones ópticos, Supercontinuo de luz, Fibras micro-estructuradas.

ABSTRACT of the thesis presented by **Jacob Licea Rodríguez**, as a partial requirement to obtain the MASTER SCIENCE degree in OPTICS. Ensenada, B. C. September 2008.

Ultra-Short Pulses Tunable Source in the Infrared Through Nonlinear Propagation in Microstructured Fibers

Abstract approved by:

Dr. Raúl Rangel Rojo

Thesis director

When light interacts with materials, very interesting nonlinear optical phenomena arise, which have several applications in: optical telecommunications systems, nonlinear spectroscopy and in coherent optical tomography. The propagation of ultra-short pulses in nonlinear media with dispersion is of great interest, in this media the light is subject to nonlinear and dispersive effects simultaneously. The important nonlinear effect is self-phase modulation, which leads to the generation of new espectral components. Under the appropriate conditions of group velocity dispersion a supercontinuum of light is generated, which is a spectrally broadband pulse that can cover all the visible and infrared region. The supercontinuum consists in general of several optical solitons and a dispersive wave. The optical solitons are pulses that maintain their temporal and spectral shape and they are generated in the anomalous dispersion regime of the material, where the frecuency shift induced by the group velocity dispersion is compensated with the shift induced by self-phase modulation.

A particular application, second harmonic generation microscopy, requires near infrared ultra-short pulses sources (800 – 1200 *nm*) for generating images in the visible region. In this thesis, we show theoretical and experimental supercontinuum generation results using microstructured optical fibers with zero dispersion wavelengths around 800 *nm*. We used a Titanium-sapphire pulsed laser with 88 *fs* pulse width and an output wavelength of 826 *nm*. The supercontinuum was generated for differents average powers of the input pulses, we selected the solitonic region using a nondispersive system and we characterized the selected pulses. This system constitutes a tunable ultra-short pulse source in the near infrared, which will be used in implementing a second harmonic generation microscopy.

Keywords: Ultra-short pulses, Optical solitons, Light Supercontinuum, Microstructured fibers.

A mi familia:

Mis padres:

*Sr. Antonio Licea Ramírez y Ma. Elena
Rodríguez Alvarado.*

mis hermanos:

*Armando, Toño, Olga, Noe, Octavio, Flabian,
Elvira, Elias, Isrrael y Joel*

mis sobrinos:

Alejandro, Toñito, Jorguillo, Sandy y Heidi.

Agradecimientos

Primeramente le quiero agradecer a Dios por haberme permitido culminar con buena salud mis estudios de maestría.

- A mis padres por todo su apoyo incondicional que me han brindado en cada decisión que he tomado, pero sobre todo por su gran amor y cariño.
- A mis hermanos por estarme apoyando en todos los aspectos y por compartir conmigo tantas sonrisas, experiencias y momentos juntos.
- A mis abuelitos: Salud, Evelia, Delfina y Romualdo†
- A mis tios por todo su apoyo y buenos deseos: Romualdo, Octavio y Chuche.
- A todos mis primos. A Nena, Ana y Jaime.
- Al Dr. Raúl Rangel por haberme permitido desarrollar este trabajo bajo su tutoría, por su confianza y sobre todo por su gran paciencia.
- Al Dr. Santiago por su gran apoyo y por sus valiosas observaciones durante el desarrollo de este trabajo.
- A Eliseo por su gran apoyo en el laboratorio y por su gran amistad.
- A mis compañeros de generación: Alejandra, Ricardo, Juan, Arnoldo y Alex.
- Al CONACyT por su apoyo económico para llevar a cabo la realización de este trabajo.

Ensenada, México
26 de Septiembre del 2008.

Jacob Licea Rodríguez

Tabla de Contenido

Capítulo	Página
Resumen	ii
Abstract	iii
Agradecimientos	v
Lista de Figuras	vii
Lista de Tablas	x
I Introducción	1
I.1 Objetivos	7
I.2 Estructura de la tesis	8
II Fenómenos no lineales y dispersión en la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas	9
II.1 Fenómenos no lineales	10
II.2 Dispersión	17
II.3 Propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas	21
II.3.1 Ecuación de Schrödinger no lineal generalizada	21
II.3.2 Método numérico para la solución de la ecuación GNLS	24
II.3.3 Solitones ópticos	26
III Desarrollo experimental	29
III.1 El láser de Ti:zafiro	29
III.1.1 Caracterización de los pulsos obtenidos del láser	29
III.2 Dispositivo experimental	32
III.3 Características de las fibras	35
IV Resultados	37
IV.1 Fibra micro-estructurada $NL - 2.4 - 800$ (70 cm)	37
IV.1.1 Comparación teórica-experimental	44
IV.2 Fibra micro-estructurada $NL - 2.5 - 810$ (2 m)	49
IV.2.1 Comparación teórica-experimental	53
IV.3 Comparación teórica-experimental de las fibras micro-estructuradas	58
V Filtraje espectral del supercontinuo	61
V.1 Esquema del filtrado espectral sin dispersión	61
V.2 Esquema y modificaciones del auto-correlador	64
V.3 Resultados experimentales de la caracterización de los solitones filtrados	66
V.3.1 Fibra micro-estructurada $NL - 2.4 - 800$ (70 cm)	66
V.3.2 Fibra micro-estructurada $NL - 2.5 - 810$ (2 m)	71
VI Conclusiones	78
Bibliografía	82

Lista de Figuras

Figura	Página
1 Fibra óptica micro-estructurada: a) Estructura y b) sección transversal	6
2 Auto-modulación de fase. a) Envolvente de la irradiancia para varios valores de I_0 . b) Corrimiento en frecuencia $\Delta\omega = \omega(t) - \omega_0$ como función del tiempo.	12
3 Espectro inducido por auto-modulación de fase en 10 cm de fibra óptica para un pulso de entrada con una duración de 88 fs para diferentes potencias. a) 10 mW y b) 20 mW.	13
4 Efecto de auto sesgado de un pulso con una potencia de 10 mW y una duración de 88 fs después de propagarse una distancia $z = 10$ cm en la fibra óptica. a) Perfil temporal y b) espectro normalizado.	15
5 Representación esquemática del esparcimiento Raman estimulado. a) Generación de onda Stokes y b) Generación de onda anti-Stokes.	16
6 Índice de refracción e índice de grupo como función de la longitud de onda para la sílice.	18
7 Ensanchamiento temporal del pulso propagado debido a la dispersión de velocidad de grupo.	20
8 Coeficiente de dispersión de la sílice como función de la longitud de onda	21
9 Diagrama esquemático del método de Fourier de paso dividido.	25
10 a) Forma temporal y b) espectro de un pulso secante-hiperbólica al propagarse una distancia $z = 10L_D$	27
11 Espectro de los pulsos emitidos por el láser de Ti:zafiro.	30
12 Diagrama del auto-correlador basado en la absorción de dos fotones en un LED.	32
13 Traza de la auto-correlación de los pulsos del láser de Ti:zafiro.	33
14 Arreglo experimental utilizado para la generación del supercontinuo y para realizar el filtrado espectral de la parte solitónica.	34
15 Sección transversal de la fibra micro-estructurada.	36
16 Espectro del supercontinuo generado junto con el espectro del pulso de entrada.	38
17 Imagen del supercontinuo generado	39
18 Estabilidad del espectro de la parte solitónica tomada a diferentes tiempos utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$ para una potencia promedio $P_{av} = 16$ mW, $E_p = 0.17$ nJ y $P_0 = 2.56$ KW.	40
19 Espectros de la parte solitónica correspondientes a las diversas potencias promedio para la fibra $NL - 2.4 - 800$. a) 16 mW, $E_p = 0.17$ nJ. b) 28 mW, $E_p = 0.29$ nJ. c) 45 mW, $E_p = 0.47$ nJ. d) 50 mW, $E_p = 0.53$ nJ. e) 95 mW, $E_p = 1$ nJ. f) 156 mW, $E_p = 1.65$ nJ.	42

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página	
20	Espectros obtenidos experimentalmente de la parte solitónica para diferentes potencias promedio utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$	44
21	Comparación teórica-experimental utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$. a) espectro y b) forma temporal de la parte solitónica calculados teóricamente. c) espectro obtenido experimentalmente. d) forma temporal mostrada en escala logarítmica.	45
22	Comparación teórica-experimental utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$. a) espectro y b) forma temporal de la parte solitónica calculados teóricamente. c) espectro obtenido experimentalmente. d) forma temporal mostrada en escala logarítmica.	47
23	Espectros de la parte solitónica obtenidos teóricamente para diferentes potencias promedio para la fibra $NL - 2.4 - 800$	48
24	Estabilidad del espectro de la parte solitónica tomada a diferentes tiempos utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$ para una potencia promedio de 6 mW , la cual corresponde a una energía por pulso $E_p = 0.06\text{ nJ}$	50
25	Espectros de la parte solitónica para las diversas potencias promedio utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$. a) 6 mW , $E_p = 0.06\text{ nJ}$. b) 7 mW , $E_p = 0.07\text{ nJ}$. c) 16 mW , $E_p = 0.17\text{ nJ}$. d) 19 mW , $E_p = 0.20\text{ nJ}$. e) 50 mW , $E_p = 0.53\text{ nJ}$. f) 60 mW , $E_p = 0.63\text{ nJ}$	51
26	Espectros de la parte solitónica correspondientes a las diversas potencias promedio para la fibra $NL - 2.5 - 810$. a) 75 mW , $E_p = 0.79\text{ nJ}$. b) 143 mW , $E_p = 1.52\text{ nJ}$. c) 153 mW , $E_p = 1.62\text{ nJ}$. d) 168 mW , $E_p = 1.78\text{ nJ}$	52
27	Espectros de la parte solitónica obtenidos experimentalmente para las diversas potencias promedio utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$	54
28	Comparación teórica-experimental para la fibra $NL - 2.5 - 810$. a) espectro y b) forma temporal de la parte solitónica calculados teóricamente. c) espectro obtenido experimentalmente. d) forma temporal en escala logarítmica.	55
29	Comparación teórica-experimental para la fibra $NL - 2.5 - 810$. a) espectro y b) forma temporal de la parte solitónica calculados teóricamente. c) espectro obtenido experimentalmente. d) forma temporal en escala logarítmica.	56
30	Espectros de la parte solitónica obtenidos teóricamente para diferentes potencias promedio para la fibra $NL - 2.5 - 810$	57
31	Longitud de onda central del solitón como función de la potencia promedio para las dos fibras micro-estructuradas para el caso experimental.	59

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página	
32	Longitud de onda central del solitón como función de la potencia promedio para las dos fibras micro-estructuradas para el caso teórico.	60
33	Esquema del sistema de filtrado espectral sin dispersión.	62
34	Arreglo para la optimización del sistema de filtrado espectral.	63
35	Resultados de la optimización del sistema de filtrado espectral.	63
36	Trazas de las auto-correlaciones correspondientes a la duración mínima y máxima de los pulsos del láser, utilizados en la optimización del sistema de filtrado espectral.	64
37	Diagrama de la modificación del auto-correlador basado en la absorción de dos fotones en un LED.	66
38	a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 14 mW . El solitón está centrado en 825 nm , considerando un pulso gaussiano en el tiempo, éste tiene una duración de 65 fs	67
39	a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 30 mW . El solitón está centrado en 950 nm , considerando un pulso gaussiano en el tiempo, este tiene una duración de 62 fs	69
40	a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 45 mW . El solitón está centrado en 1000 nm , considerando el ajuste gaussiano, este tiene una duración de 53 fs	70
41	Espectro del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$ para una potencia promedio incidente en la fibra de 123 mW . El solitón está centrado en 1100 nm	72
42	a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 15 mW . El solitón está centrado en 890 nm y tiene una duración real de 46 fs	73
43	a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 19 mW . El solitón está centrado en 931 nm y tiene una duración real de 46 fs	74
44	a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 55 mW . El solitón está centrado en 993 nm , considerando un pulso gaussiano en el tiempo, este tiene una duración de 49 fs	76

45	Espectro del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$ para una potencia promedio incidente en la fibra de 140 mW . El solitón está centrado en 1090 nm	77
----	---	----

Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Características de las fibras micro-estructuradas	36
II	Características de los espectros de los solitones utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$	43
III	Características de los espectros de los solitones utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$	53
IV	Características de los solitones para ambas fibras	81

Capítulo I

Introducción

A partir de la invención del láser en 1960, se han podido estudiar una diversidad de fenómenos ópticos no lineales que surgen como producto de la interacción de luz con medios materiales. Recientemente, se ha mostrado un gran interés en estudiar el comportamiento de la luz al propagarse en medios no lineales con dispersión cromática, esto por su potencial aplicación en sistemas de telecomunicaciones ópticas (Bloembergen, 2000).

Un pulso de luz ultracorto es un pulso electromagnético cuya duración es del orden de 10 – 100 femtosegundos ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$). Estos pulsos son generados comúnmente por láseres de Titanio-zafiro a través de la técnica de amarre de modos (mode-locking, en inglés) por efecto Kerr óptico. En general, los láseres de Titanio-zafiro emiten pulsos con una duración de alrededor de 100 fs. Sin embargo, existen fuentes que pueden emitir pulsos con duraciones menores a los 15 fs (Stingl *et al.*, 1994; Asaki *et al.*, 1993). La principal característica de estos pulsos, es que la energía puede ser concentrada en un intervalo de tiempo muy corto, lo cual hace que la potencia pico del pulso sea extremadamente alta, aún para energías moderadamente bajas (Diels y Rudolph, 1996).

Los láseres pulsados pueden ser utilizados para investigar fenómenos que suceden a escalas de tiempo muy cortas, o bien para transmitir información a tasas de repetición muy altas en el caso de las telecomunicaciones ópticas. Debido a sus altas potencias pico, estos láseres son una fuente de gran utilidad para estudiar los fenómenos no lineales de la materia, realizar cortes y modificaciones en las propiedades de ciertos materiales.

Estos láseres también son utilizados en microscopía por absorción multifotónica, en aplicaciones clínicas y en biología (Diels y Rudolph, 1996).

En la interacción de pulsos ultracortos de luz con un medio material de longitud de propagación considerable (fibra óptica), surgen dos fenómenos principalmente: el efecto de la no linealidad óptica y la dispersión.

En fibras ópticas el efecto no lineal importante es la refracción no lineal, en el que para campos intensos, el índice de refracción n se hace dependiente de la intensidad de la luz, es decir, $n = n(I)$, en donde la respuesta no lineal es considerada instantánea. Debido a que la intensidad del pulso es dependiente del tiempo $I = I(t)$, la dependencia del índice de refracción con la intensidad implica una modulación temporal de éste. Esta modulación del índice de refracción resulta a su vez en una modulación de la fase del campo electromagnético, lo que a su vez resulta en un corrimiento temporal de las frecuencias contenidas en el pulso, y de hecho, conduce a la generación de nuevas componentes en frecuencia (ensanchamiento espectral) a medida que un pulso se propaga en el medio no lineal. A este fenómeno se le denomina auto modulación de fase (self-phase modulation, SPM, por sus siglas en inglés). En la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas están presentes otros fenómenos no lineales tales como: auto sesgado del pulso (self-steepening, en inglés) y esparcimiento Raman intrapulso (intrapulse Raman scattering, en inglés), por mencionar algunos. El auto sesgado consiste en tomar en cuenta la dispersión del índice de refracción no lineal y resulta en la dependencia de la velocidad de grupo con la intensidad, lo cual conduce a una asimetría temporal del pulso propagado y por lo tanto, a una asimetría en el espectro generado por auto modulación de fase (Agrawal, 2001; Suydam y Alfano, 1989). El esparcimiento Raman intrapulso está relacionado con una respuesta no lineal lenta del material de la fibra y es el responsable de generar componentes espectrales corridas hacia longitudes de onda mayores (Agrawal, 2001).

Los pulsos ultracortos al propagarse en el medio no lineal sufren un ensanchamiento espectral, producto de la auto modulación de fase, obteniéndose así a la salida un pulso con una banda espectral muy ancha que puede comprender todo el visible y parte del infrarrojo, a esto se le conoce como generación de un supercontinuo. Desde su generación reportada por primera vez (Alfano y Shapiro, 1970), el supercontinuo ha sido aplicado a diversos experimentos como es la espectroscopía no lineal resuelta en el tiempo, tomografía óptica coherente (Husakou y Herrmann, 2001) y recientemente en microscopía de fluorescencia por excitación de dos fotones (two-photon excitation fluorescence microscopy, en inglés) (McConnell y Riis, 2004; Isobe *et al.*, 2005). En telecomunicaciones, el supercontinuo puede ser usado como fuente para aplicaciones de multiplexado por división de longitud de onda (WDM, por sus siglas en inglés) (Sotobayashi y Kitayama, 1998; Tamura *et al.*, 2000).

El cambio de fase que resulta de la no linealidad es proporcional a la longitud del medio y a la intensidad de los pulsos incidentes. Tradicionalmente para generar un supercontinuo, se utilizan fuentes de luz muy intensas (con energías aproximadamente de $100 \mu J$) que son enfocadas en un medio corto ($1 mm - 1 cm$) el cual puede ser sólido o líquido. Otra opción es utilizar un medio de propagación largo (fibra óptica, por ejemplo) y pulsos débiles con energías del orden de nJ . En este último caso, está presente el efecto de la dispersión cromática y debe considerarse en la propagación de los pulsos.

La dispersión es un fenómeno que surge como respuesta a la interacción de los electrones del material con el campo electromagnético y se manifiesta en la dependencia del índice de refracción con la frecuencia, es decir, $n = n(\omega)$. A esta forma de dispersión, se le denomina dispersión cromática. En la propagación de pulsos de luz en fibras ópticas existen otros mecanismos que contribuyen al ensanchamiento temporal del pulso, los cuales están relacionados con la geometría de la fibra y con la longitud de onda de

la luz; éstas son denominadas dispersión de guía de onda y dispersión modal. En las fibras ópticas, la dispersión juega un papel crítico en la propagación de pulsos ultracortos porque debido a ésta, las componentes espectrales del pulso viajarán con diferente velocidad de fase $v_f(\omega)$ dada por $c/n(\omega)$ y a la vez, la envolvente del pulso se moverá a la velocidad de grupo v_g dada por c/n_g , donde c es la velocidad de la luz y n_g representa el índice de refracción de grupo. Debido a que cada componente espectral viaja a diferente velocidad, la dispersión induce un corrimiento de fase, lo cual hace que el pulso se ensanche en el tiempo y por ende la potencia pico disminuye dando lugar a que se pierdan los efectos no lineales, a este tipo de dispersión se le conoce como dispersión de velocidad de grupo. En las fibras ópticas existe una longitud de onda para la cual la dispersión de velocidad de grupo se hace cero, a esta longitud de onda se le denomina longitud de onda de cero dispersión (λ_{ZD}). Para las fibras ópticas convencionales utilizadas en telecomunicaciones se tiene que $\lambda_{ZD} \approx 1300nm$. Para longitudes de onda menores a la longitud de onda de cero dispersión ($\lambda < \lambda_{ZD}$) la fibra óptica presenta dispersión normal, en este caso las componentes de menor frecuencia viajan más rápido que las componentes de mayor frecuencia. En el régimen de dispersión anómala de la fibra ($\lambda > \lambda_{ZD}$), las componentes de mayor frecuencia viajan más rápido que las componentes de menor frecuencia. La dispersión en la mayoría de los procesos que utilizan pulsos ultracortos, representa un efecto perjudicial. Por ejemplo, en telecomunicaciones por fibra óptica, la dispersión de velocidad de grupo limita la tasa de transmisión de datos (Saleh y Teich, 1991). Sin embargo, bajo ciertas condiciones, la combinación de los efectos dispersivos y no lineales durante la propagación de los pulsos ultracortos en la fibra óptica, da origen a ciertos fenómenos interesantes. Uno de estos fenómenos, es la formación y propagación de solitones.

Los solitones son pulsos de luz que viajan libres de distorsión (es decir, no sufren

cambios en su forma temporal ni en su espectro) al propagarse sobre grandes longitudes de fibra óptica. En este sentido, los solitones se convierten en un medio ideal para la transmisión de datos en sistemas de comunicación óptica (Saleh y Teich, 1991). Estos son originados en el régimen de dispersión anómala de la fibra óptica, en donde el corrimiento de frecuencias inducido por la dispersión de velocidad de grupo se compensa progresivamente con el corrimiento inducido por la auto-modulación de fase hasta cancelarse completamente. A causa de un efecto conocido como auto-corrimento en frecuencias del solitón (soliton self-frequency shift, en inglés), los solitones experimentan un corrimiento hacia el infrarrojo debido al efecto Raman y simultáneamente, por conservación de energía, una onda dispersiva experimenta un corrimiento hacia longitudes de onda menores. En general, el supercontinuo consta de varios solitones y de una onda dispersiva. Esta última, da lugar a la parte visible del supercontinuo.

Ha sido posible generar un supercontinuo en fibras ópticas monomodales, pero en este caso la dispersión de velocidad de grupo se hace significativa y limita la longitud del medio a utilizar, es por esto que han sido propuestos varios diseños de fibras, con el fin de disminuir la dispersión de velocidad de grupo e incrementar el ancho de banda del supercontinuo generado. Si la dispersión tiende a cero, se pueden utilizar longitudes de propagación mayores con pulsos de menor energía para obtener un supercontinuo con un ancho espectral considerable (Nowak *et al.*, 1999). Sin embargo, para la formación de solitones, es necesario tener presentes los efectos dispersivos y no lineales. Con el reciente desarrollo de las fibras micro-estructuradas, se han generado supercontinuos que se extienden en más de una octava utilizando pulsos de femtosegundos provenientes de un láser de Titanio-zafiro.

Las fibras micro-estructuradas se caracterizan por tener un núcleo de sílice sólido, rodeado por una cubierta micro-estructurada formada por un arreglo periódico de huecos de aire que corre a lo largo de la fibra (Genty *et al.*, 2002). Los huecos de aire

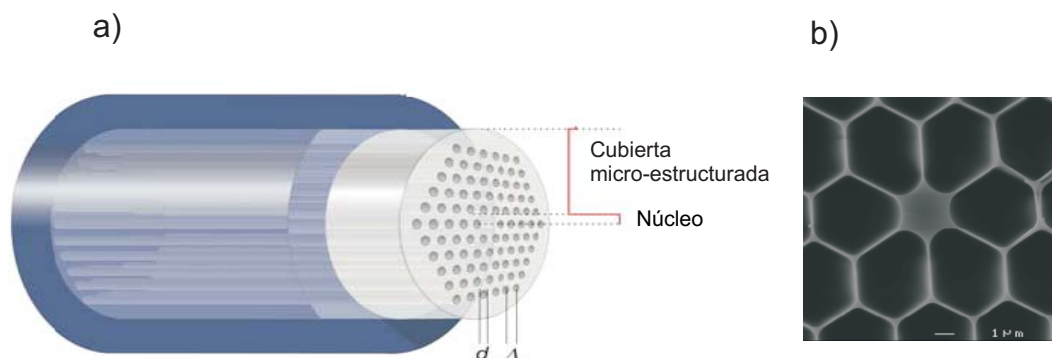


Figura 1: Fibra óptica micro-estructurada: a) Estructura y b) sección transversal

alrededor del núcleo disminuyen el índice de refracción de la cubierta y por lo tanto, la luz es guiada al interior de la fibra por el principio de reflexión total interna (Birks *et al.*, 1997). Alterando el diámetro y la separación de aire, la longitud de onda de cero dispersión (λ_{ZD}) puede ser movida a cualquier valor entre 500 y 1500 nm (Mogilevtsev *et al.*, 1998). En estas fibras el tamaño del modo es pequeño, por lo cual es posible mantener una alta irradiancia del campo propagado y hacer más significativos los efectos no lineales (Broderick *et al.*, 1999). En la figura 1 se muestra la estructura y la sección transversal de una fibra micro-estructurada, en donde d es el diámetro de los huecos y Λ su separación. Las fibras micro-estructuradas ofrecen diversas ventajas (para la generación del supercontinuo y formación de solitones) sobre las fibras ópticas convencionales utilizadas en telecomunicaciones, ya que su coeficiente no lineal (γ) puede ser dos ó tres veces mayor que estas últimas, además como ya se había mencionado anteriormente, la longitud de onda de cero dispersión puede ser movida en un cierto rango.

Las fibras micro-estructuradas se han convertido en un excelente medio no lineal para la generación del supercontinuo así como para la formación de solitones, la cual

se da en el régimen de dispersión anómala. La generación de solitones en fibras micro-estructuradas utilizando pulsos ultracortos ha sido un tema de gran interés, esto debido a sus diversas aplicaciones, especialmente para microscopía de dos fotones (Zipfel *et al.*, 2003; Diaspro, 2002). Recientemente, Unruh et al (Unruh *et al.*, 2006) utilizaron los solitones generados en una fibra micro-estructurada en el rango de 850 nm a 1100 nm como fuente de excitación para microscopía de dos fotones.

Debido a la gran aplicación que tiene la generación de solitones en microscopía no lineal, al ser utilizados como fuente de iluminación, es necesario hacer un estudio y una caracterización más exhausta de los mismos, con lo cual esperamos obtener una fuente sintonizable y estable de pulsos ultracortos en el infrarrojo cercano. En esta tesis se presentan los resultados teóricos y experimentales de la generación del supercontinuo en fibras ópticas micro-estructuradas para diferentes potencias, del cual se filtró espectralmente la parte solitónica y se caracterizaron los pulsos seleccionados.

I.1 Objetivos

El objetivo principal de la tesis es la generación de pulsos ultracortos (solitones) en el infrarrojo ($\sim 1200nm$) a través de la propagación de pulsos ultracortos centrados alrededor de 830 nm en fibras ópticas micro-estructuradas. Para el logro de este propósito, se plantean los siguientes objetivos particulares.

1. Entender los diferentes mecanismos físicos responsables del ensanchamiento espectral de un pulso propagándose en un medio no lineal.
2. Estudiar e implementar las diferentes técnicas experimentales para llevar a cabo operaciones de filtraje espectral y de ser necesario la compresión en el tiempo de los pulsos.

I.2 Estructura de la tesis

La tesis está estructurada de la siguiente manera: En el capítulo II, se describen los fenómenos no lineales y dispersivos que están presentes en la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas. También se describe brevemente el método de Fourier de paso dividido (split-step Fourier, en inglés) que es utilizado comúnmente para la solución numérica de la ecuación de Schrödinger no lineal generalizada (GNLS, por sus siglas en inglés), la cual describe la evolución de los pulsos al propagarse a través de fibras micro-estructuradas.

En el capítulo III, se describe el dispositivo experimental utilizado para la generación del super continuo, así como el sistema de filtraje espectral utilizado para seleccionar la parte solitónica. También se muestra la caracterización (espectro y auto-correlación) de los pulsos del láser de Ti:zafiro utilizados en este trabajo.

Los resultados teóricos y experimentales de los espectros de la parte solitónica del super continuo, como función de la potencia promedio incidente, en las fibras micro-estructuradas ($NL - 2.4 - 800$ y $NL - 2.5 - 810$), se presentan en el capítulo IV.

En el capítulo V, se presentan los resultados experimentales de la caracterización (espectro, potencia y auto-correlación) de los pulsos seleccionados (solitones). Finalmente, las conclusiones son presentadas en el capítulo VI.

Capítulo II

Fenómenos no lineales y dispersión en la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas

Cuando un pulso de luz ultracorto se propaga en una fibra óptica, éste está sujeto a efectos no lineales y al fenómeno de la dispersión. Los efectos no lineales resultan de la dependencia del índice de refracción con la intensidad del pulso. El fenómeno de auto modulación de fase (self-phase modulation, SPM, por sus siglas en inglés) es de sumo interés, ya que es el responsable de la generación de nuevas componentes en frecuencia e induce un ensanchamiento espectral del pulso propagado (Diels y Rudolph, 1996).

Por otro lado, la dispersión induce un ensanchamiento temporal del pulso y se manifiesta en la dependencia del índice de refracción con la frecuencia. La evolución de los pulsos al propagarse a través de la fibra micro-estructurada, estará sujeta a la acción simultánea de los efectos no lineales y de la dispersión (Agrawal, 2001). A la ecuación que rige dicha evolución se le conoce como ecuación de Schrödinger no lineal generalizada (GNLS, por sus siglas en inglés) y en general tiene que resolverse numéricamente, excepto en algunos casos simplificados.

A continuación, se hace una descripción de los efectos no lineales y dispersivos que están presentes en la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas. También se describe brevemente el método de Fourier de paso dividido (split-step Fourier, en inglés) que es utilizado comúnmente para la solución numérica de la ecuación GNLS.

II.1 Fenómenos no lineales

En fibras ópticas el efecto no lineal importante es la refracción no lineal, en la que para campos intensos, el índice de refracción n se hace dependiente de la irradiancia de la luz, lo que usualmente se escribe como (Diels y Rudolph, 1996):

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1)$$

donde n_0 es el índice de refracción del medio para bajas irradiancias y n_2 es el índice de refracción no lineal. Puesto que la sílice es transparente en el visible e infrarrojo cercano, la respuesta no lineal que contribuye a la susceptibilidad de tercer orden ($\chi^{(3)}$) es instantánea, y n_2 está relacionado con la parte real de $\chi^{(3)}$ a través de:

$$n_2 = \frac{3 \operatorname{Re}(\chi^{(3)})}{4\epsilon_0 c n_0^2}, \quad (2)$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío y c es la velocidad de la luz. Una cuestión importante son las unidades, en el sistema internacional (SI), $[n_2] = m^2/W$, $[\chi^{(3)}] = m^2/V^2$ y $[\epsilon_0] = F/m$ (Butcher y Cotter, 1990).

Cuando se hace propagar un pulso de luz en un medio no lineal de tercer orden, debido a que la irradiancia del pulso es una función del tiempo $I = I(t)$, la dependencia del índice de refracción con la irradiancia implica una modulación temporal de éste. Esta modulación del índice de refracción resulta a su vez en una modulación de la fase del campo, lo que resulta en un corrimiento temporal de las frecuencias contenidas en el pulso y de hecho, conduce a la generación de nuevas componentes en frecuencia (ensanchamiento espectral) a medida que un pulso se propaga en el medio no lineal. A este fenómeno se le denomina auto-modulación de fase (self-phase modulation, SPM, por sus siglas en inglés). Matemáticamente, se tiene que para el caso en que las variaciones transversales del campo electromagnético no son importantes, la función de onda se

puede escribir como (Diels y Rudolph, 1996):

$$\exp i(kz - \omega_0 t) = \exp i \left(\frac{n\omega z}{c} - \omega_0 t \right), \quad (3)$$

donde ω_0 es la frecuencia portadora y hemos usado la relación de dispersión $k = n\omega/c$. Escribiendo explícitamente al índice de refracción $n = n_0 + n_2 I$ y utilizando el número de onda del vacío $k_0 = \omega/c$, tenemos entonces que la fase es:

$$\phi(z, t) = \phi(0) + n_0 k_0 z + n_2 k_0 I(t) z - \omega_0 t. \quad (4)$$

El término $n_2 k_0 I(t) z$ representa una modulación temporal de la fase. Para una onda con modulación temporal, la onda ya no oscila sólo a la frecuencia portadora (ω_0) y hay que definir una frecuencia instantánea $\omega(t)$. Esta frecuencia instantánea está dada por

$$\omega(t) = -\frac{\partial \phi(t)}{\partial t}. \quad (5)$$

Para el caso de auto modulación de fase y considerando un medio sin el efecto de dispersión, se tiene que:

$$\omega(t) = \omega_0 - k_0 n_2 z \frac{dI}{dt}. \quad (6)$$

Claramente, la frecuencia instantánea es función de la derivada de la irradiancia, por lo que será función tanto de la duración del pulso, como de la irradiancia pico, así como de la forma del pulso. En la figura 2 se muestran pulsos gaussianos de diferente irradiancia pico, así como el cambio en frecuencia inducido ($\Delta\omega = \omega(t) - \omega_0$). De la figura se ve también que los valores máximo y mínimo de $\Delta\omega$ son función de la irradiancia pico de la luz, de esta manera, el proceso de auto modulación de fase genera nuevas frecuencias (ensanchamiento espectral) y el ensanchamiento obtenido es función de la irradiancia pico. Con las condiciones de duración e irradiancia adecuadas, este ensanchamiento espectral conduce a la generación de un supercontinuo de luz, el cual

es un pulso con una banda espectral muy ancha que puede comprender todo el visible y parte del infrarrojo.

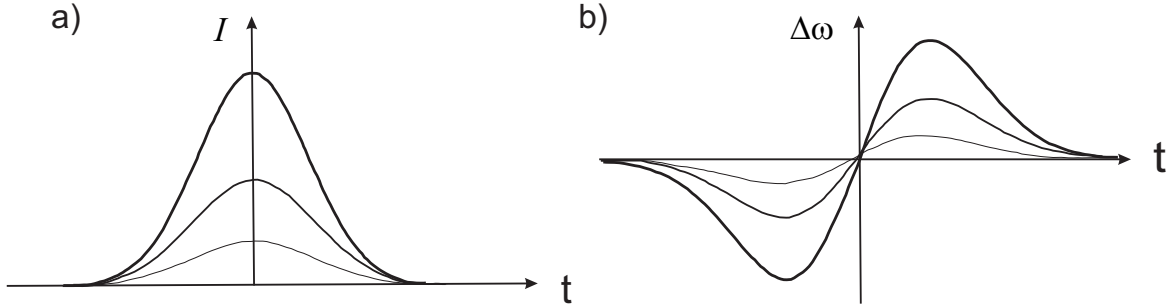


Figura 2: Auto-modulación de fase. a) Envolvente de la irradiancia para varios valores de I_0 . b) Corrimiento en frecuencia $\Delta\omega = \omega(t) - \omega_0$ como función del tiempo.

Para ilustrar un poco más el proceso de auto-modulación de fase, en la figura 3a se muestra el espectro (calculado teóricamente a través de la solución numérica de la ecuación GNLS) inducido por auto-modulación de fase que sufre un pulso (centrado en 825 nm y con una duración de 88 fs) de 10 mW de potencia al propagarse una distancia $z = 10 \text{ cm}$ en la fibra óptica micro-estructurada. Al aumentar la potencia promedio del pulso incidente, se tiene la generación de nuevas componentes de frecuencia, es decir, un ancho espectral más grande. Esto se aprecia en la figura 3b, en donde se ha utilizado un pulso con una potencia de entrada de 20 mW y se ha considerado la misma distancia de propagación que el caso anterior. Es importante notar que las formas de los espectros inducidos por auto-modulación de fase son simétricas y presentan una estructura oscilatoria.

En la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas están presentes otros fenómenos no lineales tales como: auto sesgado del pulso (self-steepening, en inglés) y esparcimiento Raman intrapulso (Intrapulse Raman Scattering, en inglés), por mencionar

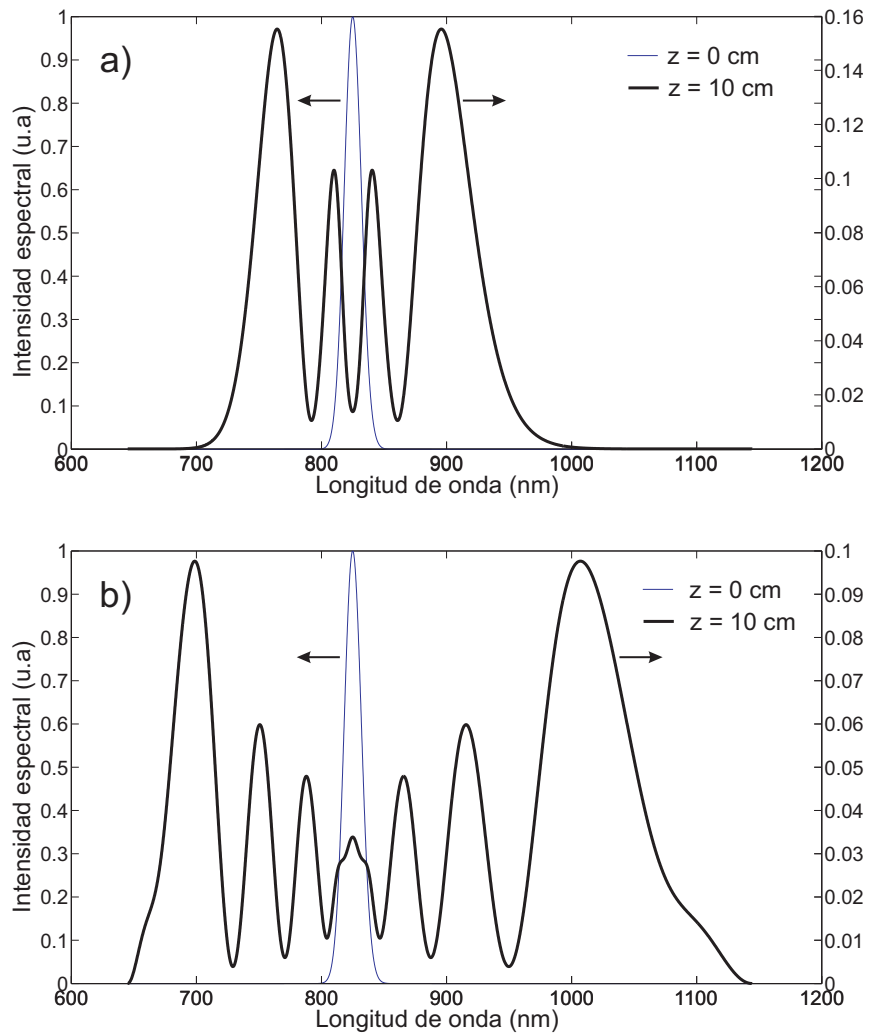


Figura 3: Espectro inducido por auto-modulación de fase en 10 *cm* de fibra óptica para un pulso de entrada con una duración de 88 *fs* para diferentes potencias. a) 10 *mW* y b) 20 *mW*.

algunos.

El efecto de auto sesgado consiste en tomar en cuenta la dispersión de n_2 , es decir, $n_2 = n_2(\omega)$ y resulta en la dependencia de la velocidad de grupo con la irradiancia, lo cual conduce a una asimetría temporal del pulso propagado y por lo tanto, a una asimetría en el espectro generado por auto-modulación de fase (Agrawal, 2001; Suydam y Alfano, 1989). Este efecto se muestra en las figuras 4a y 4b, en donde se aprecia la asimetría en la forma temporal del pulso propagado y en el espectro generado por auto modulación de fase. Se consideró un pulso con las mismas características que el utilizado en la figura 3a y una distancia de propagación $z = 10 \text{ cm}$ en la fibra óptica. En la figura 4a T/T_0 representa el tiempo propio normalizado a la duración T_0 del pulso.

El esparcimiento Raman intrapulso 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 (Boyd, 1992). A continuación, se hace una breve descripción del esparcimiento 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. De la misma manera, 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 llamado esparcimiento Raman espontáneo. Si la fuente de iluminación es luz láser y lo suficientemente intensa, el esparcimiento Raman se hace aún más significativo y al proceso se le llama esparcimiento Raman estimulado.

La generación de ondas Stokes puede explicarse de la siguiente manera: un fotón de frecuencia ω_l (ω_l representa la frecuencia del láser) incide en una molécula que se encuentra inicialmente en el estado electrónico base y en el subnivel vibracional más

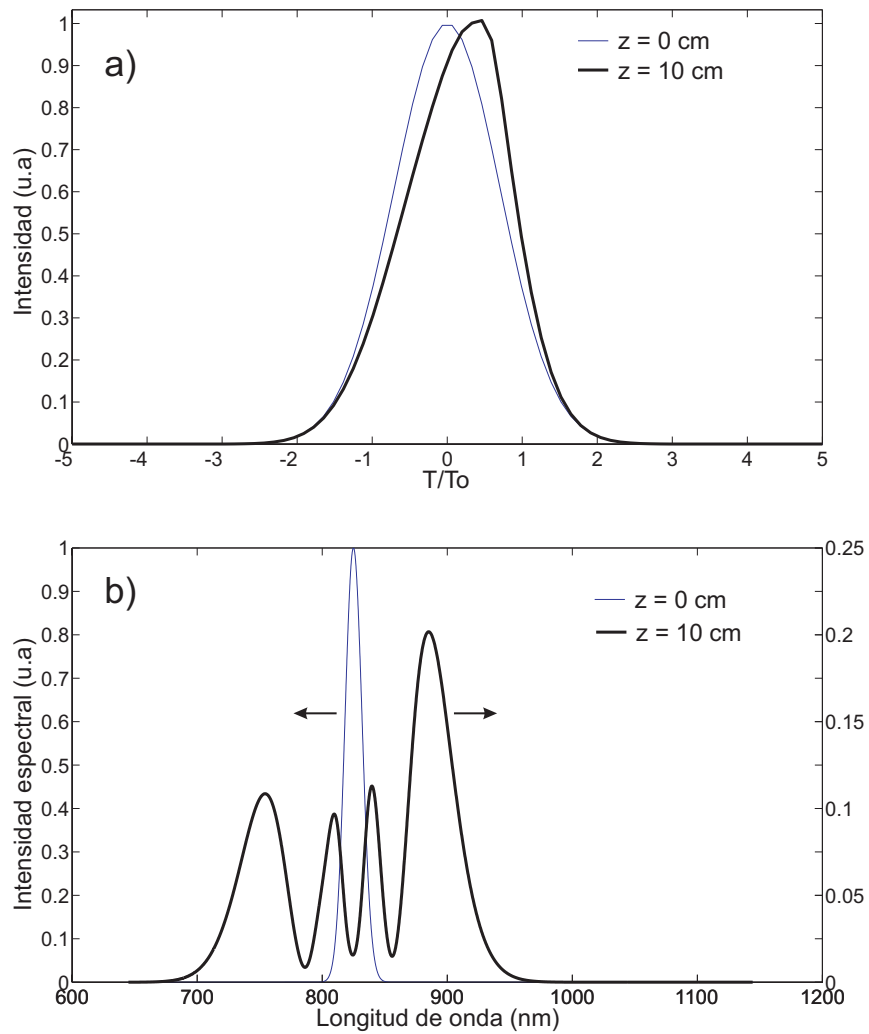


Figura 4: Efecto de auto sesgado de un pulso con una potencia de 10 mW y una duración de 88 fs después de propagarse una distancia $z = 10 \text{ cm}$ en la fibra óptica. a) Perfil temporal y b) espectro normalizado.

bajo de éste, $\nu = 0$. Fuera de resonancia, el fotón es absorbido y el átomo es llevado a un estado virtual, de ahí, el átomo decae a un nivel vibracional excitado $\nu = 1$ emitiendo un fotón Stokes de frecuencia $\omega_S = \omega_l - \omega_\nu$, esto es representado esquemáticamente en la figura 5 a).

Las ondas anti-Stokes son generadas si la molécula está inicialmente en el subnivel vibracional excitado $\nu = 1$, lo cual es posible a temperatura ambiente. En este caso, al incidir un fotón de frecuencia ω_l , éste es absorbido y el átomo puede decaer ahora hasta el estado vibracional $\nu = 0$, emitiendo un fotón de frecuencia $\omega_{AS} = \omega_l + \omega_\nu$ como puede verse en la figura 5 b). 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 vibracional excitado (Yariv, 1988).

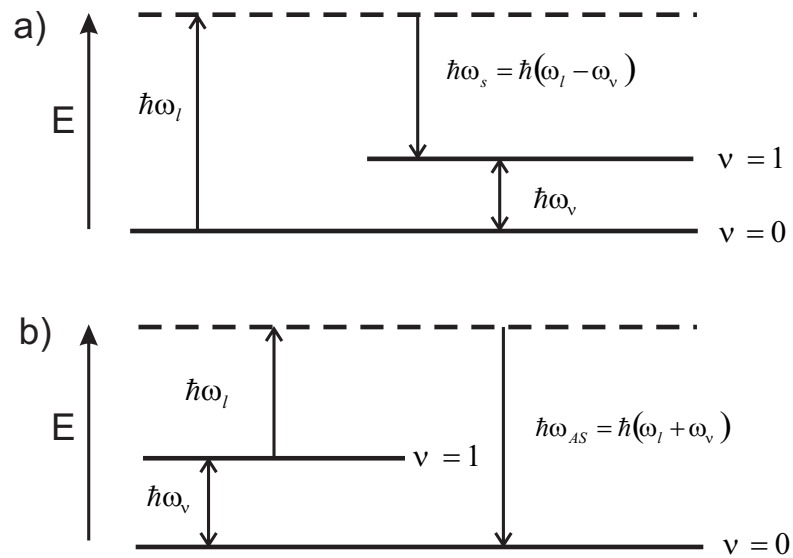


Figura 5: Representación esquemática del esparramiento Raman estimulado. a) Generación de onda Stokes y b) Generación de onda anti-Stokes.

II.2 Dispersión

Cuando una onda electromagnética interactúa con los electrones de un material, en general, la respuesta del material depende de la frecuencia óptica y se manifiesta en la dependencia del índice de refracción con la frecuencia $n = n(\omega)$. A este fenómeno se le conoce como dispersión cromática (Saleh y Teich, 1991).

En las fibras ópticas, la dispersión juega un papel crítico en la propagación de pulsos ultracortos porque debido a ésta, las componentes espectrales del pulso viajarán con diferente velocidad de fase $v_f(\omega)$ dada por $c/n(\omega)$ y a su vez, la envolvente del pulso se moverá a diferente velocidad de grupo v_g , la cual está dada por c/n_g , donde n_g representa el índice de refracción de grupo y está definido como

$$n_g = n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}. \quad (7)$$

Debido a que cada componente viaja a diferente velocidad de grupo, la dispersión induce un corrimiento de fase, lo cual hace que el pulso se ensanche en el tiempo. En la figura 6 se muestran las gráficas para el índice de refracción y el índice de grupo como función de la longitud de onda para la sílice.

En fibras ópticas monomodales la propagación de pulsos es afectada por la dispersión cromática, la cual es una combinación de la dispersión material y de la dispersión de guía de onda.

El origen de la dispersión material está relacionado con las características de las frecuencias resonantes de los electrones, a las cuales el medio absorbe la radiación electromagnética. Lejos de resonancia, el índice de refracción es aproximado por la ecuación de Sellmeier (Marcuse, 1982).

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (8)$$

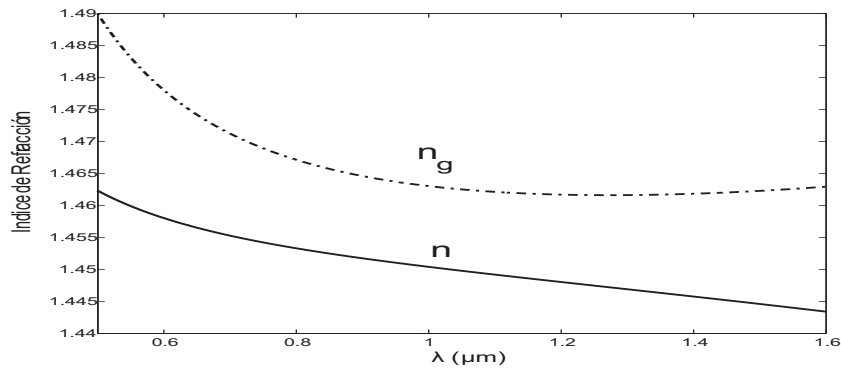


Figura 6: Índice de refracción e índice de grupo como función de la longitud de onda para la sílice.

donde ω_j es la frecuencia de resonancia y B_j es el peso de la j -ésima resonancia. La sumatoria en la ecuación 8 se extiende sobre todas las resonancias del material que contribuyen al rango de frecuencias de interés. En el caso de la sílice en las fibras ópticas, los parámetros B_j y ω_j son obtenidos experimentalmente ajustando las curvas de la dispersión medida a la ecuación 8 con $m = 3$ (Cohen, 1985).

Aún cuando la dispersión material es despreciable, la velocidad de grupo de un modo depende de la longitud de onda central del campo propagado. La distribución del campo en una fibra óptica es función de la razón entre el radio del núcleo (a) y la longitud de onda central del campo (λ_0). Cuando un pulso se propaga en una fibra óptica, para cada componente espectral se tendrá una razón a/λ_0 distinta, y consecuentemente distintas distribuciones del campo en el núcleo y en la cubierta. Dado que las velocidades de fase

en el material del núcleo y en el material de la cubierta son diferentes, la velocidad de grupo del modo es alterada. Esta variación de la velocidad de grupo con la longitud de onda se denomina dispersión de guía de onda y es significativa en fibras monomodales (Saleh y Teich, 1991).

Matemáticamente, la dispersión cromática en la fibra óptica es considerada expandiendo la constante de propagación β en series de Taylor alrededor de la frecuencia ω_0 a la cual el espectro del pulso está centrado (Agrawal, 2001)

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (9)$$

donde

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (10)$$

Los parámetros β_1 y β_2 están dados por:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad (11)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right), \quad (12)$$

donde n_g es el índice de grupo, v_g es la velocidad de grupo y c es la velocidad de la luz en el vacío. Físicamente, la envolvente de un pulso óptico se mueve a la velocidad de grupo mientras el parámetro β_2 representa la dispersión de velocidad de grupo (group velocity dispersion, GVD, por sus siglas en inglés) y es el responsable del ensanchamiento temporal del pulso. En la figura 7 se muestra la forma temporal de un pulso de 88 fs de duración al propagarse una distancia $z = 50$ cm solamente bajo el efecto de dispersión de velocidad de grupo. Debido a esta, el pulso se ensancha en el tiempo y consecuentemente, su irradiancia pico disminuye.

En las fibras ópticas se usa comúnmente el coeficiente de dispersión D , el cual está dado por (Agrawal, 2001)

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (13)$$

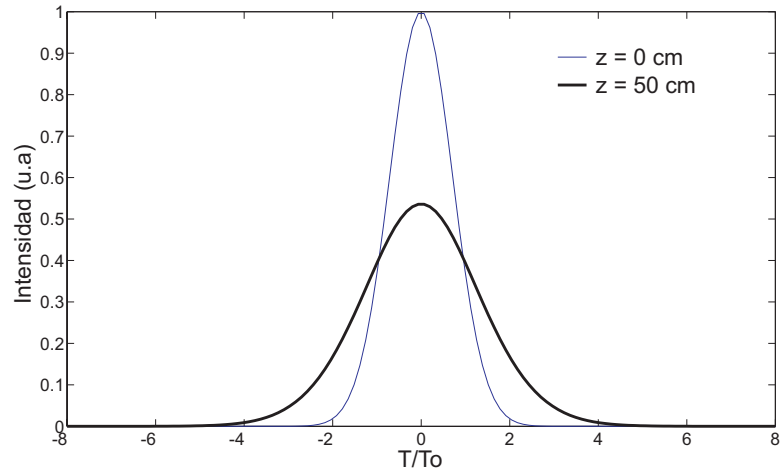


Figura 7: Ensanchamiento temporal del pulso propagado debido a la dispersión de velocidad de grupo.

A la longitud de onda para la cual $D = 0$, se le denomina longitud de onda de cero dispersión (λ_{ZD}). Para las fibras ópticas monomodales estándar utilizadas en telecomunicaciones $\lambda_{ZD} \approx 1300nm$. Generalmente, la dispersión de guía de onda desplaza un poco este punto. En la figura 8 se muestra la gráfica del coeficiente de dispersión como función de la longitud de onda para la sílice, que es el material del cual están hechas las fibras ópticas (Saleh y Teich, 1991). A la región donde $\lambda < \lambda_{ZD}$ se le llama régimen de dispersión normal de la fibra y régimen de dispersión anómala para el caso en que $\lambda > \lambda_{ZD}$. En el primer caso (dispersión normal), las componentes de menor frecuencia viajan más rápido que las componentes de mayor frecuencia, lo contrario ocurre en el régimen de dispersión anómala.

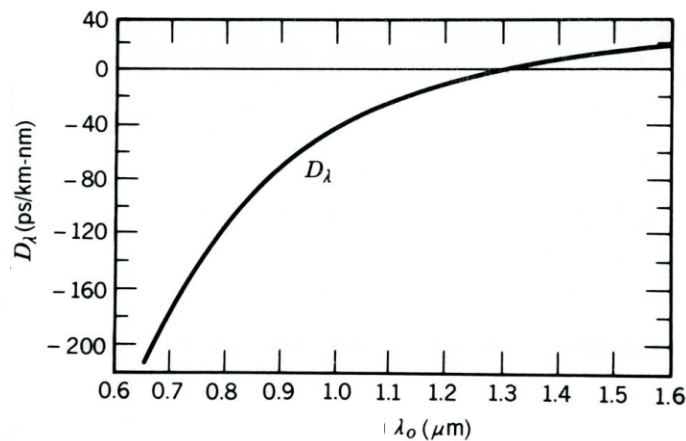


Figura 8: Coeficiente de dispersión de la sílice como función de la longitud de onda

II.3 Propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas

Hasta ahora, solamente se han descrito por separado los fenómenos no lineales y el efecto de la dispersión presentes en la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas. Sin embargo, en la práctica, la evolución de estos pulsos ultracortos propagados en las fibras ópticas, está sujeta a ambos efectos (no lineales y de dispersión) simultáneamente. A la ecuación que rige dicha evolución se le llama ecuación de Schrödinger no lineal generalizada (GNLS, por sus siglas en inglés).

II.3.1 Ecuación de Schrödinger no lineal generalizada

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell y después de cierta álgebra, es posible deducir la ecuación de onda en el dominio de Fourier (Agrawal, 2001), la cual describe la

propagación de luz en medios ópticos no lineales y cuya expresión es

$$\nabla^2 \tilde{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \right] \tilde{E} = -\frac{3\omega^2}{4c^2} \chi^{(3)} \left\{ \tilde{E} * \left[\tilde{R}(\omega) \left(\tilde{E} \otimes \tilde{E} \right) \right] \right\}, \quad (14)$$

donde \tilde{E} representa $\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0)$ y es la transformada de Fourier del campo eléctrico $E(\mathbf{r}, t)$; $\tilde{\chi}^{(1)}$ es la transformada de Fourier de la función de la susceptibilidad lineal del medio $\chi^{(1)}$; $\chi^{(3)}$ es la susceptibilidad de tercer orden; $\tilde{R}(\omega)$ es la transformada de Fourier de la función de respuesta no lineal normalizada $R(t)$; $*$ denota la operación de convolución y \otimes representa la operación de correlación.

Para resolver la ecuación 14, se considera una solución de la forma

$$E(\mathbf{r}, t) = F(x, y) A(z, t) \exp(i\beta_0 z), \quad (15)$$

donde $F(x, y)$ es la distribución transversal del campo (distribución modal); $A(z, t)$ es la envolvente lenta del pulso y β_0 es el número de onda. Al tomar la transformada de Fourier de $E(\mathbf{r}, t)$, con argumento $(\omega - \omega_0)$, se tiene que:

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z). \quad (16)$$

Sustituyendo la ecuación 16 en la ecuación 14 y después de cierta álgebra y bajo ciertas consideraciones, se deduce en el dominio del tiempo (mediante la transformada de Fourier inversa) la ecuación GNLS cuya expresión es (Agrawal, 2001):

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right], \quad (17)$$

donde A es la envolvente del campo eléctrico, α representa las pérdidas lineales de la fibra, β_2 y β_3 son los coeficientes de dispersión de segundo y tercer orden, respectivamente, γ es el coeficiente no lineal y está dado por:

$$\gamma = \frac{3\omega_0 \operatorname{Re}(\chi^{(3)})}{4n_0^2 c^2 \epsilon_0 A_{eff}} = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}, \quad (18)$$

con A_{eff} representando el área efectiva del modo propagado, ω_0 es la frecuencia central del pulso y n_2 es el índice de refracción no lineal definido en la ecuación 2. El parámetro

T_R se define como:

$$T_R = \int_0^{\infty} t_1 R(t_1) dt_1, \quad (19)$$

donde $R(t_1)$ es la función de respuesta no lineal de la fibra que cuenta para las contribuciones electrónicas (interacciones Kerr) y vibracionales (interacciones Raman).

Los términos a la izquierda de la ecuación 17 describen las pérdidas lineales de la fibra, la dispersión de velocidad de grupo (GVD, por sus siglas en inglés) o dispersión de segundo orden y la dispersión de tercer orden (TOD, por sus siglas en inglés), respectivamente. Los términos a la derecha corresponden a la auto-modulación de fase (self-phase modulation, en inglés), auto sesgado (self-steepening, en inglés) y el esparcimiento Raman intrapulso (intrapulse Raman scattering, en inglés), respectivamente.

En la propagación de los pulsos ultracortos en la fibra óptica, existen dos relaciones importantes a considerar: la longitud de dispersión (L_D) y la longitud no lineal (L_{NL}). Estas relaciones proporcionan las escalas de longitud sobre las cuales los efectos dispersivos y no lineales se vuelven importantes en la evolución del pulso, estas están dadas por:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (20)$$

y

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (21)$$

donde T_0 es la duración del pulso incidente (ancho de la gaussiana al valor $1/e$ del máximo en intensidad, FW1/eM) y P_0 la potencia pico de éste. Estas longitudes surgen al expresar la ecuación 17 en unidades adimensionales, para esto se define una amplitud normalizada en función de la potencia pico y de la duración del pulso.

II.3.2 Método numérico para la solución de la ecuación GNLS

La ecuación GNLS es una ecuación diferencial parcial no lineal que generalmente no tiene soluciones analíticas, excepto en algunos casos simplificados, por lo que es necesario resolverla utilizando métodos numéricos. Esta ecuación fue resuelta numéricamente por Karina Garay en su tesis de Maestría (Garay Palmett, 2005) utilizando el método de Fourier de paso dividido (split-step Fourier, en inglés), y ha sido utilizada en esta tesis para simular la generación del supercontinuo.

El método de Fourier de paso dividido obtiene una solución aproximada de la ecuación 17 y para su implementación, es necesario expresar la ecuación 17 de la forma

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left(\widehat{D} + \widehat{N} \right) A, \quad (22)$$

donde \widehat{D} es el operador diferencial que incluye los efectos dispersivos y las pérdidas por absorción lineal y \widehat{N} es el operador que incluye los efectos no lineales, dados por (Agrawal, 2001):

$$\widehat{D} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3} - \frac{\alpha}{2} \quad (23)$$

y

$$\widehat{N} = i\gamma \left[|A|^2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial T} - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right]. \quad (24)$$

El método de Fourier de paso dividido consiste en particionar a la fibra óptica en un número finito de secciones y analizar los efectos de dispersión y no lineales de cada sección por separado. Es decir, se considera que la propagación del pulso en un intervalo de longitud h , de z a $z+h$, puede ser realizada en tres pasos. En el primer paso se considera que $\widehat{N} = 0$, es decir, sólo hay efectos dispersivos que influyen en la evolución del pulso en una distancia $h/2$. En el segundo paso se considera el efecto de la respuesta no lineal acumulada sobre la distancia h , haciendo $\widehat{D} = 0$. Finalmente, en el tercer paso se considera nuevamente que $\widehat{N} = 0$ y el pulso afectado por la no linealidad, se propaga sólo bajo los efectos de dispersión sobre la mitad restante del intervalo. Este procedimiento

se repite para cada una de las secciones en las que fue particionada la fibra, obviamente si se aumenta el número de secciones, la solución será más aproximada, pero esto a su vez implicará mayor requerimiento de tiempo y capacidad computacional. La ventaja del método de Fourier de paso dividido es que el operador \hat{D} se calcula en el espacio de Fourier, de manera que las derivadas temporales en el primer y segundo términos de la ecuación 23, se transforman a multiplicaciones por $(i\omega)^2$ e $(i\omega)^3$ respectivamente. En la figura 9 se ilustra esquemáticamente la aplicación del método descrito anteriormente, donde FFT denota la transformada rápida de Fourier e IFFT la transformada inversa.

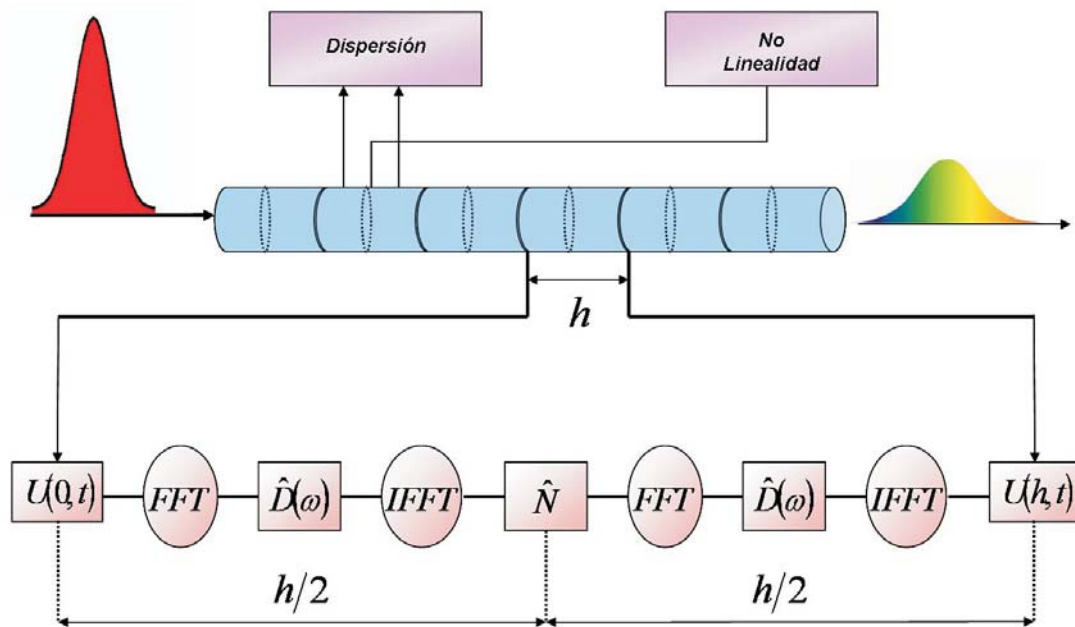


Figura 9: Diagrama esquemático del método de Fourier de paso dividido.

II.3.3 Solitones ópticos

Al considerar la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas, en donde están presentes los efectos de auto-modulación de fase y de dispersión de velocidad de grupo, los resultados en la forma temporal y espectral de los pulsos propagados son diferentes de cuando se considera cada uno de los efectos por separado. Específicamente en el régimen de dispersión anómala de la fibra ($D > 0$), el corrimiento en frecuencias (chirp) inducido por la dispersión de velocidad de grupo se compensa progresivamente con el corrimiento inducido por la auto-modulación de fase hasta eliminarse por completo, dando por resultado que el pulso se propague en la fibra sin cambiar su forma temporal y espectral. A este pulso que se propaga sin alteraciones en su forma temporal y espectral, se le llama solitón óptico (Grigoryan *et al.*, 2000).

En este caso, la ecuación de propagación en unidades adimensionales es (Agrawal, 2001)

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 e^{-\alpha z} |U|^2 U, \quad (25)$$

donde

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}. \quad (26)$$

El parámetro N está dado por

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}}, \quad (27)$$

con la longitud de dispersión L_D y la longitud no lineal L_{NL} definidas en las ecuaciones 20 y 21, respectivamente. El parámetro N determina el orden del solitón, así cuando $N = 1$, el pulso recibe el nombre de solitón fundamental y solitón de orden superior cuando $N > 1$. En este último caso, se toma el entero más próximo al valor de N , ya que el orden del solitón es un entero. Además, el pulso tiene una evolución periódica durante su propagación, recuperando su forma temporal y espectral a una distancia $z_0 = \pi L_D/2$. A esta distancia se le denominada período del solitón.

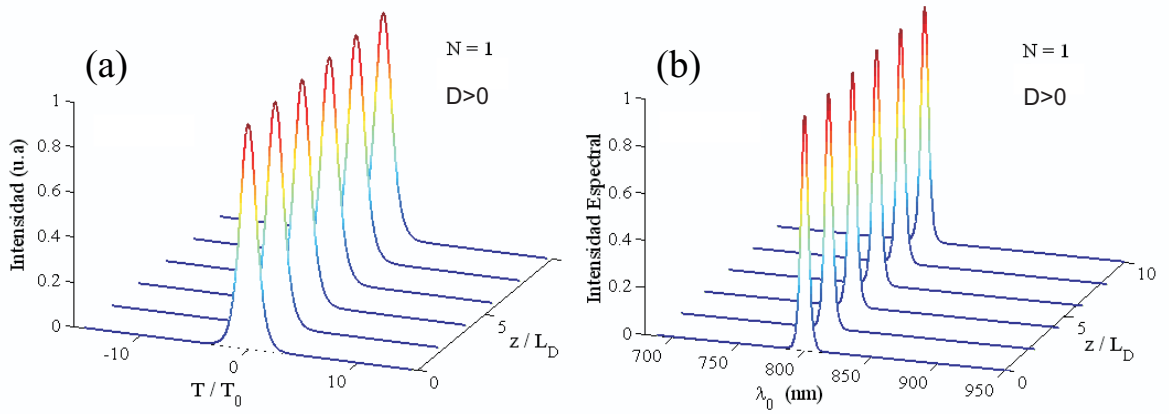


Figura 10: a) Forma temporal y b) espectro de un pulso secante-hiperbólica al propagarse una distancia $z = 10L_D$

La ecuación 25 se puede resolver de manera analítica, solamente en el caso en que $D > 0$ (o bien, $\beta_2 < 0$) y cuando la envolvente del pulso es una función secante-hiperbólica. En la figura 10 se muestra la evolución de la forma temporal y el espectro de un pulso secante-hiperbólica correspondiente a un solitón fundamental ($N = 1$), en donde se aprecia que la forma temporal y espectral del pulso no cambian durante su propagación.

Debido al esparcimiento Raman intrapulso y específicamente, al efecto denominado auto corrimiento de la frecuencia del solitón (soliton self-frequency shift, en inglés), los solitones experimentan un corrimiento hacia el infrarrojo, lo cual se manifiesta siempre que la duración del pulso T_0 sea menor a $100 fs$ (Agrawal, 2001).

Los solitones de orden superior constan de N solitones fundamentales, cada uno con su propia duración y potencia pico. Cuando un pulso incidente en la fibra evoluciona como un solitón de orden superior, los solitones fundamentales que lo constituyen viajan juntos debido a la degeneración de sus velocidades de grupo, una pequeña perturbación

que afecte dichas velocidades, conducirá a su separación (Genty, 2004). A este efecto se le llama fisión o descomposición del solitón (soliton fission, en inglés).

El super continuo es un pulso con una banda espectral muy ancha y que puede comprender todo el visible y parte del infrarrojo. Se han realizado diversos estudios numéricos y experimentales para determinar los procesos físicos que generan el super continuo, principalmente en fibras micro-estructuradas y en particular, cuando la longitud de onda de los pulsos incidentes es ligeramente mayor a la longitud de onda de cero dispersión de la fibra (régimen de dispersión anómala). En este caso, se ha demostrado que la generación del super continuo es gobernada por el proceso de fisión de solitones de orden superior (Husakou y Herrmann, 2001). A causa de la dispersión de orden superior, cada solitón fundamental resultante de la fisión, emite una radiación no solitónica (onda dispersiva), la cual es la responsable de las componentes espectrales de la parte visible del super continuo, mientras que la radiación solitónica (solitón) es la responsable de la parte infrarroja (Genty, 2004). En resumen, podemos decir que en general el super continuo consta de varios solitones y de una onda dispersiva.

Capítulo III

Desarrollo experimental

Para la generación del supercontinuo es necesario un medio no lineal y una fuente de luz láser. En este trabajo, se utilizaron pulsos ultracortos provenientes de un láser de Titanio-zafiro (Ti:zafiro) y una fibra micro-estructurada como medio no lineal. En este capítulo se muestra el dispositivo experimental utilizado en esta tesis para la generación del supercontinuo y el filtraje espectral de la parte solitónica.

III.1 El láser de Ti:zafiro

El láser de Ti:zafiro permite obtener pulsos de muy corta duración a través de la técnica de amarre de modos (mode-locking, en inglés). En el desarrollo de esta tesis, se utilizó un láser de modos amarrados de Ti:zafiro modelo *NJA-4* fabricado por *CLARK-MXR, INC. (USA)*. Este láser emite pulsos a 826 nm y a una frecuencia de repetición de 94.06 MHz , la potencia promedio medida a la salida del láser fue $P_{av} = 310\text{ mW}$ en el régimen pulsado, la cual implica una energía por pulso $E_p \approx 3.3\text{ nJ}$. El láser de Ti:zafiro es bombeado por un láser de estado sólido (Millenia Vs, fabricado por Spectra-Physics) que emite en forma continua a una longitud de onda de 532 nm con una potencia de bombeo de 5 W .

III.1.1 Caracterización de los pulsos obtenidos del láser

Los pulsos obtenidos del láser tienen asociada una forma espectral y una duración que están íntimamente relacionadas entre sí. A continuación, se muestran las características

de los pulsos emitidos por el láser de Ti-zafiro utilizado.

Espectro de los pulsos

El espectro de los pulsos del láser se muestra en la figura 11, el cual fue medido con un analizador de espectros Hewlett-Packard modelo 70951A, éste tiene una resolución de 0.1 nm en el rango de longitudes de onda de $600 - 1700 \text{ nm}$, se muestra también el ajuste gaussiano realizado a dicho espectro. De esta manera, los pulsos emitidos tienen una forma espectral gaussiana y están centrados en $\lambda_l = 826 \text{ nm}$, con un ancho espectral medido a la mitad del máximo (Full Width at Half Maximum, FWHM, por sus siglas en inglés) de $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 14 \text{ nm}$.

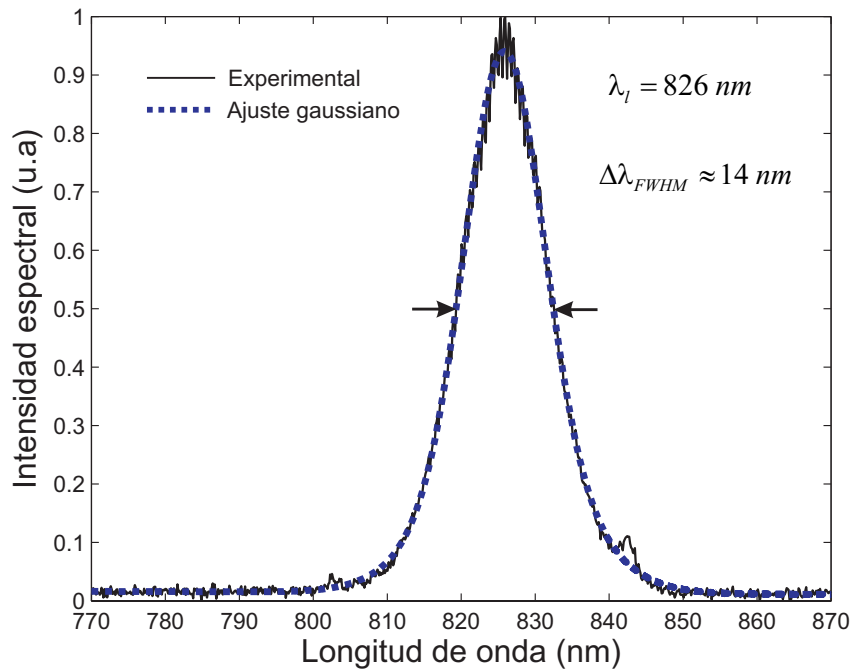


Figura 11: Espectro de los pulsos emitidos por el láser de Ti:zafiro.

Duración de los pulsos

Para medir la duración de los pulsos, se utilizó un auto-correlador por absorción de dos fotones en un diodo luminiscente (LED), el cual fue construido en el laboratorio de óptica no lineal del CICESE (García Arthur *et al.*, 2003) y cuyo esquema se muestra en la figura 12. El pulso incidente se divide en dos mediante un divisor de haz, uno de los pulsos tiene una trayectoria fija, mientras que el otro pasa a través de una línea de retraso que varía en el tiempo. Ambos pulsos se enfocan en el LED, cuya señal como función del tiempo se despliega en un osciloscopio. Para relacionar la escala de tiempo mostrada en el osciloscopio con la duración real de la traza de auto-correlación se considera lo siguiente: al mover el espejo una distancia d_0 , la diferencia de camino óptico Δz cambia realmente por $2d_0$. Este camino óptico implica a su vez un retraso temporal $\Delta t = \Delta z/c = 2d_0/c$. Para una frecuencia de oscilación del espejo f y una amplitud máxima de desplazamiento del mismo X , la velocidad de movimiento del espejo es $2fX$. La duración de la señal desplegada en el osciloscopio, correspondiente a un desplazamiento d_0 , estará dada por $t_1 = dist/vel = d_0/2fX$. Como $d_0 = ct_0$, con t_0 el tiempo real (en fs) que toma el barrido, se tiene entonces que $t_0 = \alpha t_1$, donde $\alpha = 2fX/c$ (en fs/ms). Se mide el ancho (FWHM) de la traza de auto-correlación en ms y se multiplica por el factor α para encontrar el ancho real de la traza τ_{ac} , en fs (García Arthur *et al.*, 2003). Para el caso de un pulso gaussiano en el tiempo, la duración (FWHM) T_{FWHM} del pulso está dada por $T_{FWHM} = \tau_{ac}/\sqrt{2}$ (Diels y Rudolph, 1996)

La traza de la auto-correlación de intensidad (en fs) obtenida para medir la duración real de los pulsos del láser de Ti:zafiro se muestra en la figura 13. En este caso $\alpha = 108 fs/ms$; el ancho (FWHM) de la traza de auto-correlación (desplegada en el osciloscopio) fue $1.15 ms$ y por lo tanto, $\tau_{ac} = 124 fs$. En la figura 13, también se muestran los ajustes (gaussiano y secante-hiperbólica) hechos a la forma temporal de los pulsos, en donde

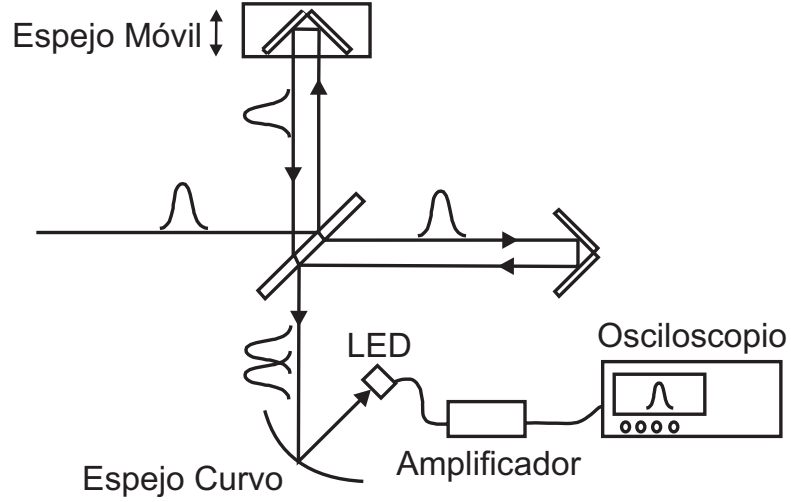


Figura 12: Diagrama del auto-correlador basado en la absorción de dos fotones en un LED.

se observa que el gaussiano es el que mejor se ajusta. Con esto, la duración de los pulsos fue $T_{FWHM} = \tau_{ac}/\sqrt{2} = 88 \text{ fs}$. Para pulsos con un perfil temporal gaussiano, se debe de cumplir que $\Delta\nu_p \Delta\tau_p \geq 0.441$. En nuestro caso $\Delta\nu_p \Delta\tau_p = 0.541$, donde $\Delta\nu_p = c\Delta\lambda_{FWHM}/\lambda_l^2$ y $\Delta\tau_p = T_{FWHM}$. Es decir, los pulsos son 24 % más largos que lo mínimo posible ($\tau_{p\min} = 71 \text{ fs}$) con el espectro de la figura 11. Esto significa que las diferentes componentes en frecuencia que componen al pulso, están distribuidas a lo largo del perfil temporal del pulso. Cuando esto sucede, las componentes en frecuencia del pulso tienen una modulación en el tiempo, a lo cual se le conoce como “chirp”.

III.2 Dispositivo experimental

En la figura 14 se muestra el esquema del arreglo experimental utilizado en el laboratorio para la generación del supercontinuo. También se muestra el sistema de filtraje espectral sin dispersión que se utilizó para seleccionar y caracterizar la parte solitónica

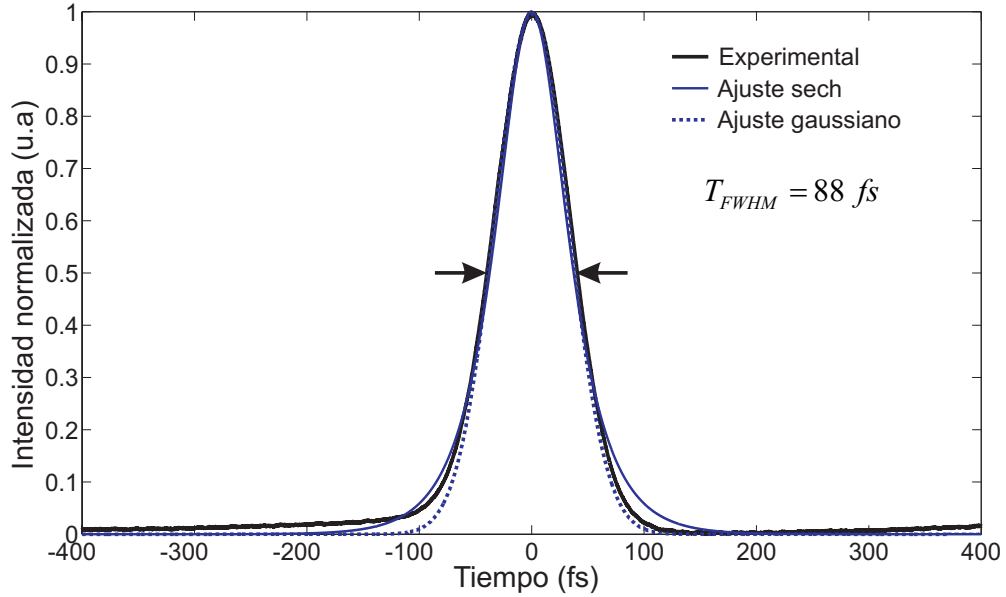


Figura 13: Traza de la auto-correlación de los pulsos del láser de Ti:zafiro.

del supercontinuo. Se utilizó un láser de modos amarrados de Ti:zafiro, el cual emite pulsos (caracterizados anteriormente) a una frecuencia de repetición de 94.06 MHz , con una duración de 88 fs y centrados en 826 nm . La potencia promedio medida a la salida del láser fue $P_{av} = 310 \text{ mW}$, la cual equivale a una energía por pulso máxima $E_p \approx 3.3 \text{ nJ}$ y a una potencia pico $P_0 = 49.75 \text{ KW}$.

Se utilizó un aislador óptico para evitar reflexiones hacia el interior de la cavidad del láser, las cuales pueden resultar en una desestabilización del sistema. Para controlar la potencia promedio incidente en la fibra, se utilizó una rueda de filtros variables de densidad neutral y poder así caracterizar el corrimiento de la parte solitónica del supercontinuo como función de dicha potencia. Para acoplar la luz láser a la fibra micro-estructurada, se utilizó un objetivo de microscopio de 40X con una apertura numérica (NA) de 0.65, lográndose un 60 % de acoplamiento. Para medir la potencia

de acoplamiento a la fibra, se utilizó un medidor de potencia/energía Ophir Laserstar, el detector utilizado es un piroeléctrico, con una respuesta espectral bastante plana en un intervalo espectral muy amplio ($200 \text{ nm} - 20 \text{ }\mu\text{m}$). Esto resulta útil considerando el gran ancho espectral del supercontinuo. Se colocó a la salida de la fibra una lente esférica ($L1$) de 8 mm de distancia focal y $NA = 0.5$, esto con la finalidad de colimar el haz de salida (supercontinuo). Los espectros fueron tomados con un analizador de espectros Hewlett-Packard modelo 70951A, el cual tiene una resolución de 0.1 nm en el rango de longitudes de onda de $600 - 1700 \text{ nm}$. Para cubrir la parte visible del espectro,

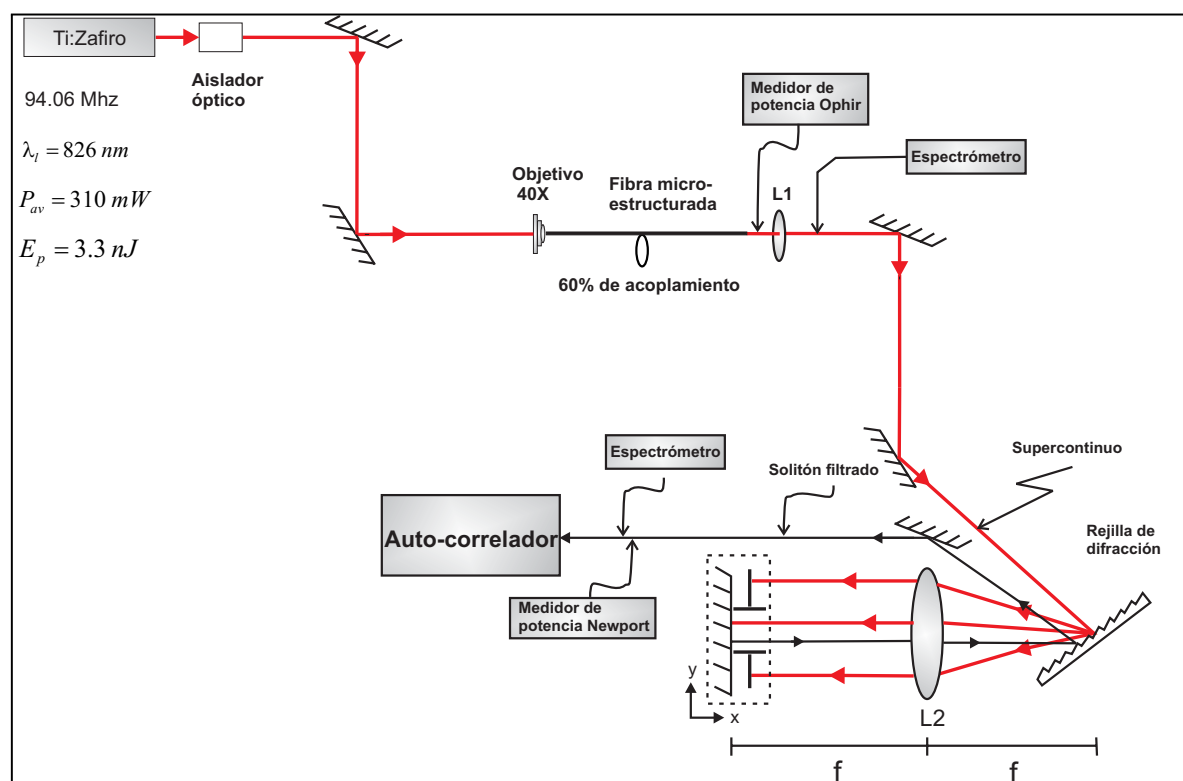


Figura 14: Arreglo experimental utilizado para la generación del supercontinuo y para realizar el filtrado espectral de la parte solitónica.

se utilizó un espectrómetro Ocean Optics USB4000 con una resolución de 0.3 nm en el rango de $350 - 1000 \text{ nm}$.

El sistema de filtraje espectral se basa en un sistema óptico $4f$ (ver figura 14), en el cual originalmente se utilizan dos rejillas de difracción, pero en nuestro caso, se utilizó un espejo plano para “doblar” el arreglo, permitiendo que éste se pueda implementar con una sola rejilla. Las diferentes frecuencias que conforman el supercontinuo, son separadas por la rejilla de difracción cuyas características son: 2.25 pulgadas por lado, 1200 líneas/mm y un ángulo rasante de 26.7° . Se utilizó una lente ($L2$) de 20 cm de distancia focal y 2 pulgadas de diámetro, la rejilla es colocada a la distancia focal de la lente. A la distancia focal posterior a la lente, se colocó sobre una montura de traslación, el seleccionador de frecuencias (apertura variable) y el espejo plano. El pulso seleccionado (solitón) es enviado a través del sistema y después de pasar por la rejilla, éste es caracterizado (espectro y potencia) y posteriormente es enviado hacia el autocorrelador para medir su duración. Para medir la potencia del solitón filtrado, se utilizó un medidor de potencia Newport modelo 2832C el cual es calibrado a la longitud de onda que se desea medir, en nuestro caso, a la longitud de onda del solitón. Se utilizó este sistema de filtraje espectral, debido a que la dispersión de velocidad de grupo total añadida al pulso seleccionado (solitón) después de la rejilla es cero.

III.3 Características de las fibras

Como medio no lineal se utilizaron dos fibras micro-estructuradas de 70 cm y 2 m de longitud, sus nombres comerciales son NL-2.4-800 y NL-2.5-810, respectivamente y son fabricadas por Blaze Photonics (USA). La característica más importante de estas fibras, es que la longitud de onda de cero dispersión (λ_{ZD}) está muy cerca de la longitud de onda del láser de Ti:zafiro ($\lambda_l = 826 \text{ nm}$), obteniendo con esto la menor dispersión

posible y por lo tanto, procesos no lineales más significativos. En la tabla 1 se muestran las principales características de estas fibras dadas por el fabricante. En la figura 15 se muestra la imagen de la sección transversal de la fibra micro-estructurada.

Tabla I: Características de las fibras micro-estructuradas

Características	NL-2.4-800	NL-2.5-810
Diámetro del núcleo	$2.4 \pm 0.1 \mu m$	$2.5 \pm 0.1 \mu m$
Área efectiva del modo propagado	$2.8 \mu m^2$	$3.7 \mu m^2$
Longitud de onda de cero dispersión (λ_D)	$800 \pm 5 nm$	$810 \pm 5 nm$
Pendiente de dispersión a λ_D ($\frac{dD}{d\lambda}$)	$0.55 ps \cdot nm^{-2} \cdot Km^{-1}$	$0.84 ps \cdot nm^{-2} \cdot Km^{-1}$
Coefficiente de atenuación a λ_D	$80 dB/Km$	$40 dB/Km$
Coefficiente no lineal a λ_D	$70 W^{-1} Km^{-1}$	$52 W^{-1} Km^{-1}$

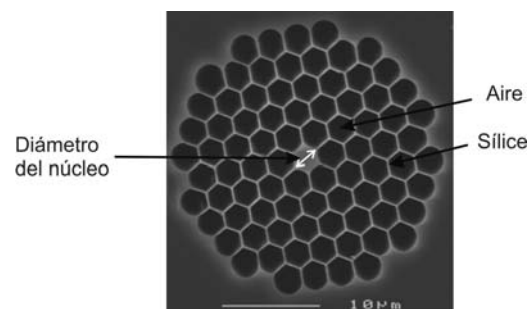


Figura 15: Sección transversal de la fibra micro-estructurada.

Capítulo IV

Resultados

En este capítulo se muestran los resultados teóricos y experimentales obtenidos para las dos fibras micro-estructuradas utilizadas en los experimentos. Se muestran los espectros de la parte solitónica como función de la potencia promedio incidente en las fibras y se hace una comparación teórica-experimental de los mismos.

IV.1 Fibra micro-estructurada $NL - 2.4 - 800$ (70 cm)

Primeramente se generó el supercontinuo y se obtuvo su espectro para una potencia promedio $P_{av} = 132$ mW, la cual corresponde a una energía por pulso $E_p = 1.40$ nJ y una potencia pico $P_0 = 21.18$ KW. La potencia promedio se midió a la salida de la fibra (ver figura 14). El espectro del supercontinuo se muestra en la figura 16 con la intensidad en escala logarítmica, así mismo, se muestra el espectro del pulso de entrada proveniente del láser, el cual está centrado en 826 nm. El espectro del supercontinuo generado se extiende desde la parte verde (~ 530 nm) hasta el infrarrojo cercano (~ 1250 nm) y tiene un ancho espectral (FWHM) medido en la figura 16 (indicados con las flechas) de 590 nm. El espectro de la figura 16 está constituido de varios solitones superpuestos y de una onda dispersiva (radiación no solitónica), en particular, se puede apreciar la forma espectral muy bien definida alrededor de 1180 nm, la cual corresponde a un solitón corrido hacia una longitud de onda mayor, producto del efecto de auto corrimiento de la frecuencia del solitón. Para obtener el espectro de la figura 16, se utilizaron los dos espectrómetros (Hewlett-Packard y Ocean Optics), ya

que ninguno de los espectrómetros por separado cubre el rango espectral medido, para poder superponer las dos mediciones.

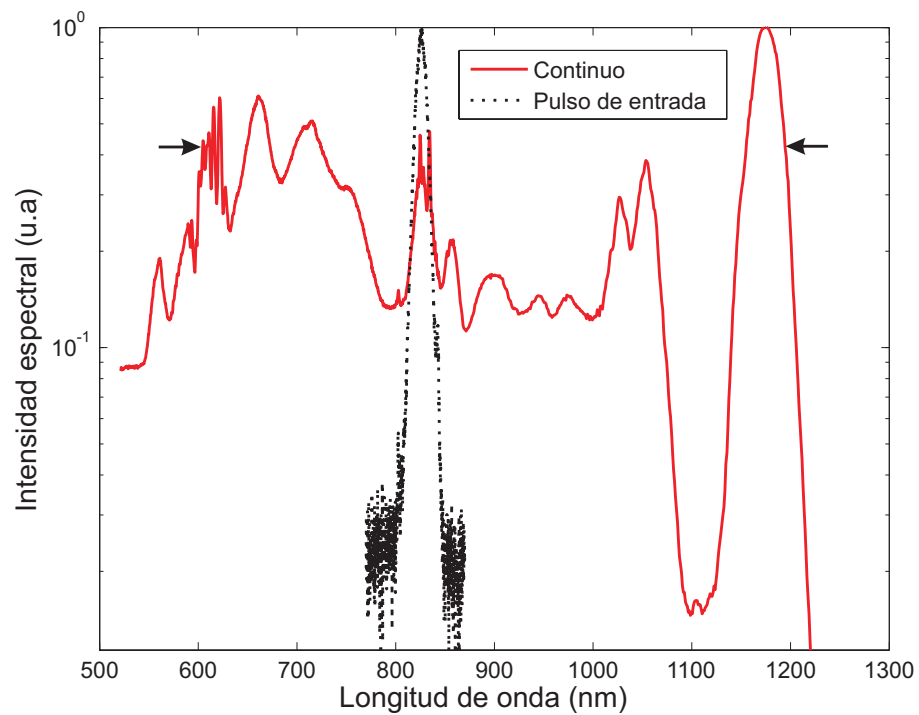


Figura 16: Espectro del supercontinuo generado junto con el espectro del pulso de entrada.

En la figura 17 se muestra la imagen del supercontinuo obtenida con la potencia promedio mencionada anteriormente ($P_{av} = 132 \text{ mW}$). Se utilizó también una tarjeta de Electrophysics modelo *IRC32R* para ver la parte infrarroja del espectro y para poder alinear el sistema.

Considerando la ecuación 20, se tiene que para esta fibra la longitud de dispersión es $L_D = T_0^2 / |\beta_2| = 28.57 \text{ cm}$, donde T_0 es la duración del pulso incidente (ancho

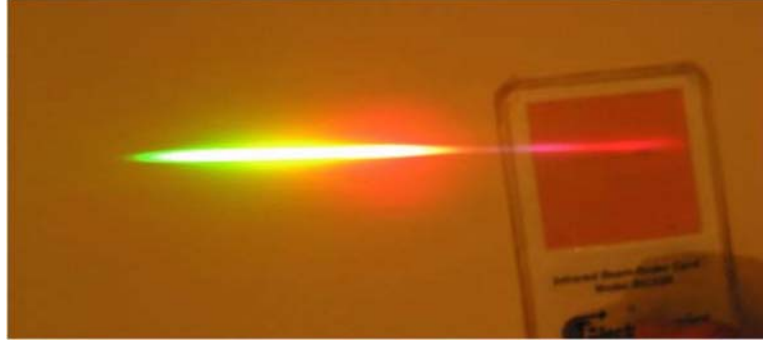


Figura 17: Imagen del supercontinuo generado

de la gaussiana al valor $1/e$ del máximo en intensidad, $FW1/eM$) y está relacionado con T_{FWHM} (ancho de la gaussiana medido a la mitad del máximo) a través de $T_0 = T_{FWHM}/2\sqrt{2\ln 2}$, en nuestro caso $T_{FWHM} = 88 \text{ fs}$ y por lo tanto $T_0 = 37.37 \text{ fs}$; el coeficiente de dispersión de segundo orden es $\beta_2 = -4.8876 \text{ ps}^2/\text{km}$, obtenido a partir de los datos de la fibra proporcionados por el fabricante. La longitud no lineal (definida en la ecuación 21) para esta fibra es $L_{NL} = 1/\gamma P_0 = 0.69 \text{ mm}$, en donde $\gamma = 67.99 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ y $P_0 = 21.18 \text{ KW}$. Estas longitudes representan las distancias a las cuales se hacen significativos los procesos dispersivos y los no lineales, respectivamente (ver capítulo II). Esto significa que si se utilizará una fibra cuya longitud fuera menor a L_D , se tendría la generación del supercontinuo pero no la formación de solitones, ya que estarían presentes solamente los efectos no lineales.

Los espectros de la parte solitónica para las diferentes potencias promedio fueron tomados a la salida de la fibra después de la lente L1 (ver figura 14). Es importante mencionar que los espectros tomados, solamente muestran la parte solitónica normalizada del supercontinuo ya que es la parte espectral de nuestro interés. Las potencias promedio de entrada para las cuales se tomaron los espectros del solitón fueron: 16 mW , 28 mW , 45 mW , 50 mW , 95 mW y 156 mW .

Para verificar la estabilidad de los solitones en el tiempo, se tomaron varios espectros de la parte solitónica del supercontinuo a diferentes tiempos con un periodo de 5 minutos, esto se muestra en la figura 18, en donde la potencia promedio incidente en la fibra fue de 16 mW , lo cual corresponde a una energía por pulso $E_p = 0.17 \text{ nJ}$ y una potencia pico $P_0 = 2.56 \text{ KW}$.

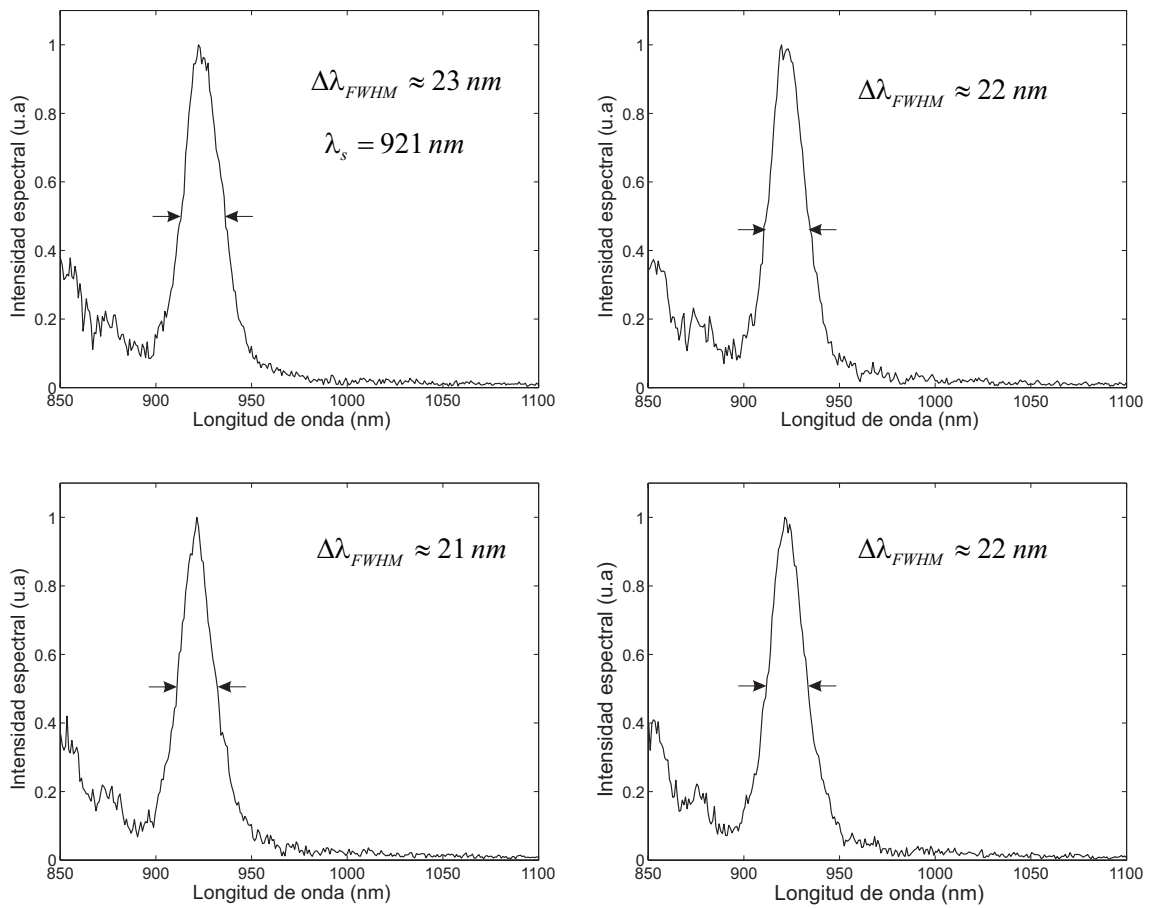


Figura 18: Estabilidad del espectro de la parte solitónica tomada a diferentes tiempos utilizando la fibra $NL-2.4-800$ para una potencia promedio $P_{av} = 16 \text{ mW}$, $E_p = 0.17 \text{ nJ}$ y $P_0 = 2.56 \text{ KW}$.

El solitón está centrado alrededor de $\lambda_s = 921 \text{ nm}$, los anchos espectrales medidos a la mitad del máximo ($\Delta\lambda_{FWHM}$) están entre 21 y 23 nm. Los valores de estos anchos espectrales son mayores que el ancho espectral de los pulsos del láser ($\Delta\lambda_{FWHM} = 14 \text{ nm}$), lo cual nos indica que en principio, la duración de los solitones será menor que la duración de los pulsos del láser, ya que el ancho espectral de un pulso óptico es inversamente proporcional a su duración y están relacionados por la transformada de Fourier.

Para pulsos gaussianos se debe cumplir $\Delta\nu_p\Delta\tau_p \geq 0.441$, donde $\Delta\nu_p = c\Delta\lambda_{FWHM}/\lambda_s^2$, entonces la duración mínima posible correspondiente a los espectros de la figura 18 será $\Delta\tau_p = 59 \text{ fs}$. Se tiene una buena estabilidad de la parte solitónica, la cual es requerida para nuestra fuente sintonizable de pulsos ultracortos y también para llevar a cabo un buen filtraje espectral, éste último va a consistir en seleccionar el solitón (el pico más intenso en la figura 18) para su caracterización y eliminar el resto.

En la figura 19 se muestran los espectros para las diversas potencias promedio incidentes en la fibra (16 mW, 28 mW, 45 mW, 50 mW, 95 mW y 156 mW), en donde se aprecia el corrimiento del solitón hacia longitudes de onda mayores (infrarrojo cercano) al aumentar la potencia. En la figura 19 P_{av} , $\Delta\lambda_{FWHM}$ y λ_s representan la potencia promedio, el ancho espectral y la longitud de onda central del solitón, respectivamente.

Husakou y Herrman (Husakou y Herrmann, 2001) demostraron que para el caso en que la longitud de onda de los pulsos incidentes es ligeramente mayor a la longitud de onda de cero dispersión de la fibra, la generación y evolución del supercontinuo es gobernada por un proceso de fisión de solitones de orden superior. Genty et al (Genty *et al.*, 2002) investigaron experimental y numéricamente la generación del supercontinuo en fibras micro-estructuradas utilizando pulsos de duración del orden de femtosegundos, de donde concluyen que en el régimen de dispersión anómala de la fibra ($D > 0$), el pulso incidente evoluciona como un solitón de orden superior y por esparcimiento Raman,

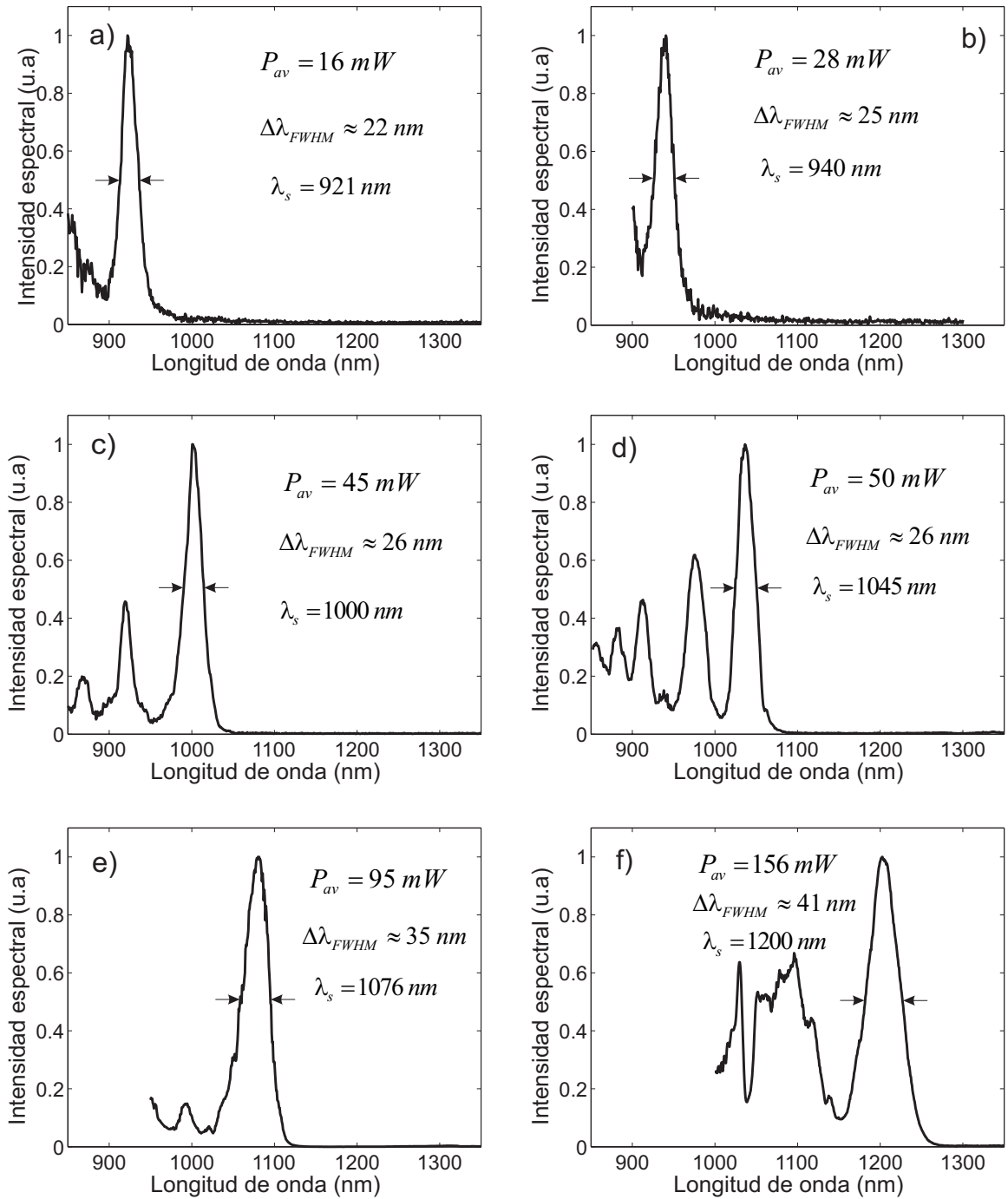


Figura 19: Espectros de la parte solitónica correspondientes a las diversas potencias promedio para la fibra $NL = 2.4 - 800$. a) 16 mW , $E_p = 0.17 \text{ nJ}$. b) 28 mW , $E_p = 0.29 \text{ nJ}$. c) 45 mW , $E_p = 0.47 \text{ nJ}$. d) 50 mW , $E_p = 0.53 \text{ nJ}$. e) 95 mW , $E_p = 1 \text{ nJ}$. f) 156 mW , $E_p = 1.65 \text{ nJ}$.

este se fisiona en sus constituyentes fundamentales. En el espectro de la figura 19d, se puede apreciar una serie de picos muy bien definidos localizados hacia longitudes de onda menores al solitón de nuestro interés (pico más intenso). Estos picos corresponden a solitones que resultan precisamente de la fisión del pulso incidente, puesto que la longitud de onda de los pulsos utilizados (826 nm) es mayor que la longitud de onda de cero dispersión de la fibra micro-estructurada (800 nm) y nos encontramos por tanto en el régimen de dispersión anómala.

En la tabla II se muestran resumidas las características de los espectros de los solitones mostrados anteriormente. E_p y P_0 representan la energía por pulso y la potencia promedio, respectivamente.

Tabla II: Características de los espectros de los solitones utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$.

$P_{av}(mW)$	$E_p(nJ)$	$P_0(KW)$	$\lambda_s(nm)$	$\Delta\lambda_{FWHM}(nm)$
16	0.17	2.56	921	22
28	0.29	4.49	940	25
45	0.47	7.22	1000	26
50	0.53	8.02	1045	26
95	1	15.24	1076	35
156	1.65	25.03	1200	41

Para efectos de comparación y visualización, en la figura 20 se muestran los espectros de la parte solitónica para las diferentes potencias promedio mencionadas anteriormente, en esta gráfica se visualiza mejor el corrimiento del solitón (pico más intenso) hacia longitudes de onda cada vez mayores al incrementar dicha potencia.

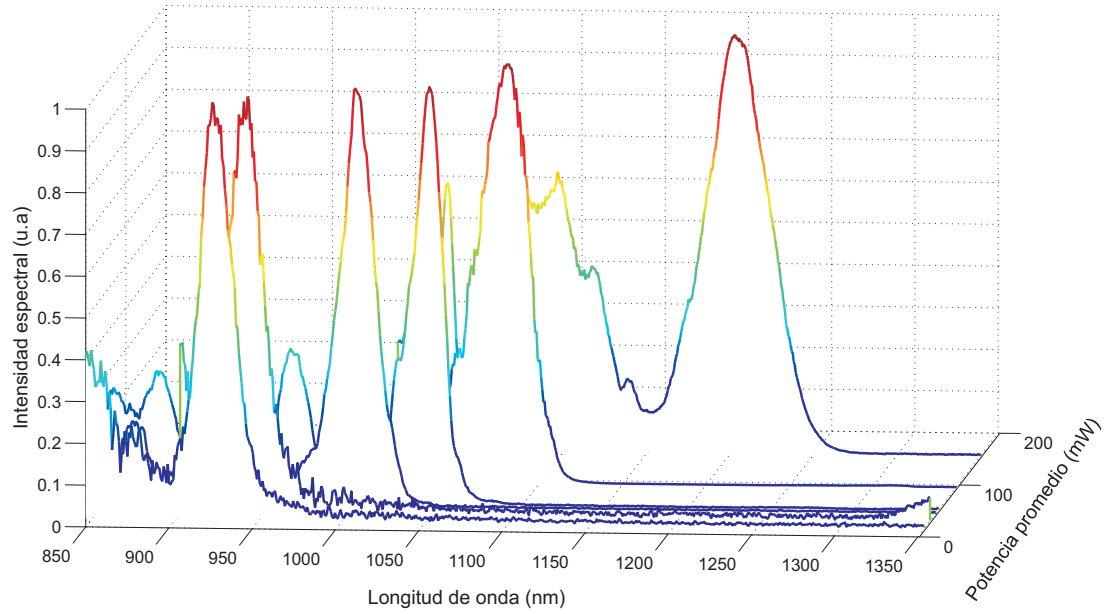


Figura 20: Espectros obtenidos experimentalmente de la parte solitónica para diferentes potencias promedio utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$.

IV.1.1 Comparación teórica-experimental

Para simular la parte solitónica como función de la potencia promedio incidente en la fibra micro-estructurada, se utilizó el programa elaborado por Karina Garay (Garay Palmett, 2005), el cual resuelve numéricamente la ecuación GNLS por el método de Fourier de paso dividido.

En la figura 21a y 21b se muestran el espectro y la forma temporal de la parte solitónica calculados teóricamente, en esta simulación se utilizó una duración del pulso $T_{FWHM} = 88 \text{ fs}$ (ya que es la duración de los pulsos emitidos por el láser de Ti:zafiro) y una potencia promedio $P_{av} = 8 \text{ mW}$, la cual proporciona una energía por pulso $E_p = 0.08 \text{ nJ}$ y una potencia pico $P_0 = 1.28 \text{ KW}$. En la figura 21b, T/T_0 representa el tiempo propio normalizado a la duración $FW(1/e)M$ del pulso (T_0), el pico más intenso

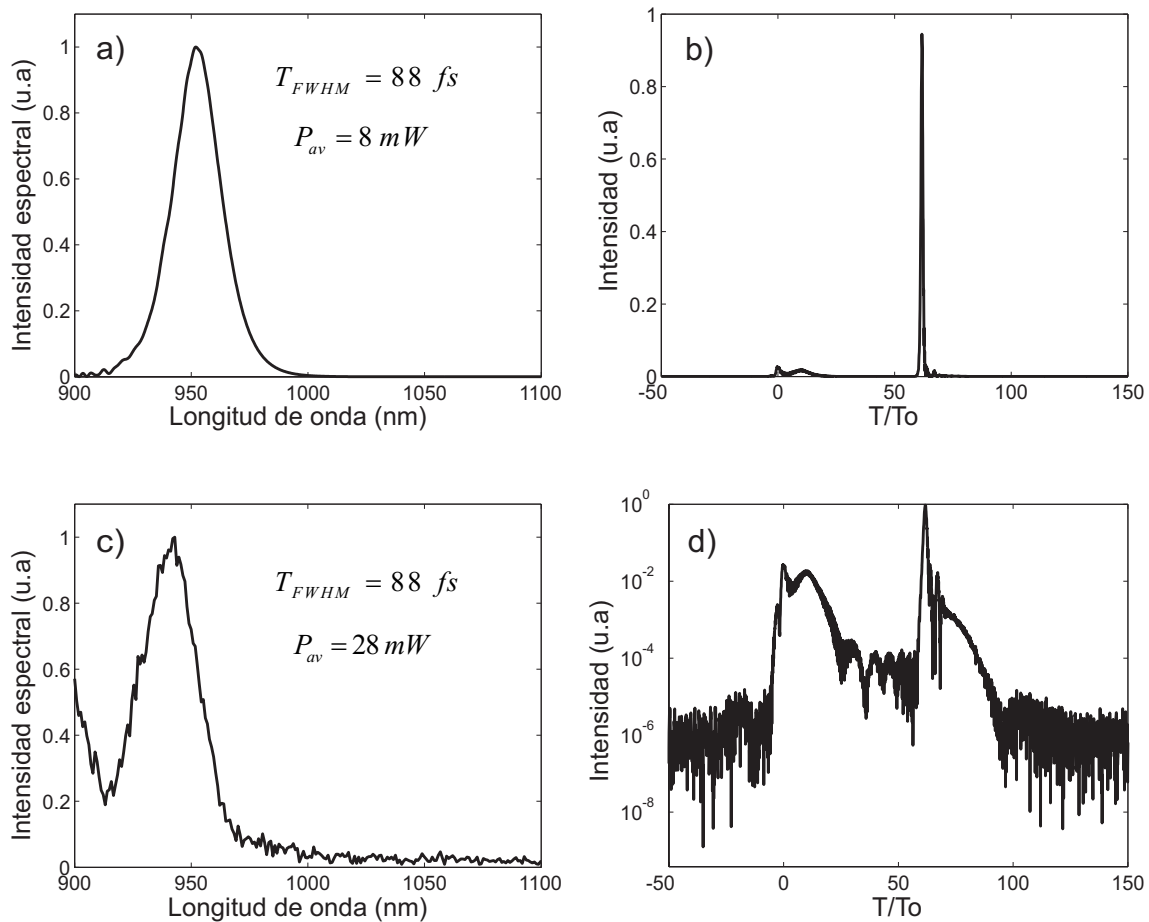


Figura 21: Comparación teórica-experimental utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$. a) espectro y b) forma temporal de la parte solitónica calculados teóricamente. c) espectro obtenido experimentalmente. d) forma temporal mostrada en escala logarítmica.

de la figura 21b corresponde al perfil temporal asociado al solitón, lo cual nos indica que éste último va retrasado con respecto al pulso incidente. Esto es de esperarse, porque en el régimen de dispersión anómala de la fibra ($\lambda > \lambda_{ZD}$), las componentes de mayor frecuencia (longitudes de onda menores) viajan más rápido que las componentes de menor frecuencia (longitudes de onda mayores).

En la figura 21c se muestra el espectro obtenido experimentalmente para la misma

duración del pulso (88 fs) utilizada en la simulación, en este caso la potencia promedio fue $P_{av} = 28 \text{ mW}$ lo que da una energía por pulso $E_p = 0.29 \text{ mW}$ y una potencia pico $P_0 = 4.49 \text{ KW}$. En la figura 21d se muestra la forma temporal en escala logarítmica, esto con la finalidad de poder apreciar mejor los otros solitones y la onda dispersiva. En ambos casos (teórico y experimental), existe una buena similitud en los espectros como se puede apreciar en las figuras 21a y 21c. La diferencia en las potencias promedio, es en parte atribuida al desconocimiento exacto del valor del parámetro que caracteriza la respuesta Raman del material (T_R) definido en la ecuación 19, así como al error en la eficiencia de acoplamiento en la fibra. El valor numérico del parámetro T_R ha sido deducido experimentalmente (Atieh *et al.*, 1999), resultando $T_R = 3 \text{ fs}$ para la sílice, el valor que mejor se ajustó a nuestros datos fue $T_R = 1.46 \text{ fs}$.

En la figura 22a y 22b se muestra el espectro y la forma temporal calculados teóricamente para la misma duración del pulso (88 fs) que el caso anterior, la potencia promedio fue $P_{av} = 12 \text{ mW}$ que equivale a una energía por pulso $E_p = 0.12 \text{ nJ}$ y una potencia pico $P_0 = 1.92 \text{ KW}$. En la figura 22c se muestra el espectro obtenido experimentalmente para una potencia promedio $P_{av} = 45 \text{ mW}$, lo que resulta en una energía por pulso $E_p = 0.47 \text{ nJ}$ y una potencia pico $P_0 = 7.22 \text{ KW}$. En la figura 22d se muestra la forma temporal en escala logarítmica. Al igual que en el caso anterior, existe una buena similitud en los espectros teórico y experimental pero a diferentes potencias promedio.

En el caso experimental, se obtuvo que el solitón se corre hacia longitudes de onda mayores conforme se aumenta la potencia promedio incidente en la fibra microestructurada, esto se aprecia claramente en la figura 20. Para constatar la validez de los resultados experimentales, se hizo una simulación para diferentes potencias promedio (1 mW , 3 mW , 6 mW , 12 mW , 15 mW y 18 mW) y se obtuvo el corrimiento del solitón conforme se aumenta dicha potencia, esto se aprecia claramente en la figura 23.

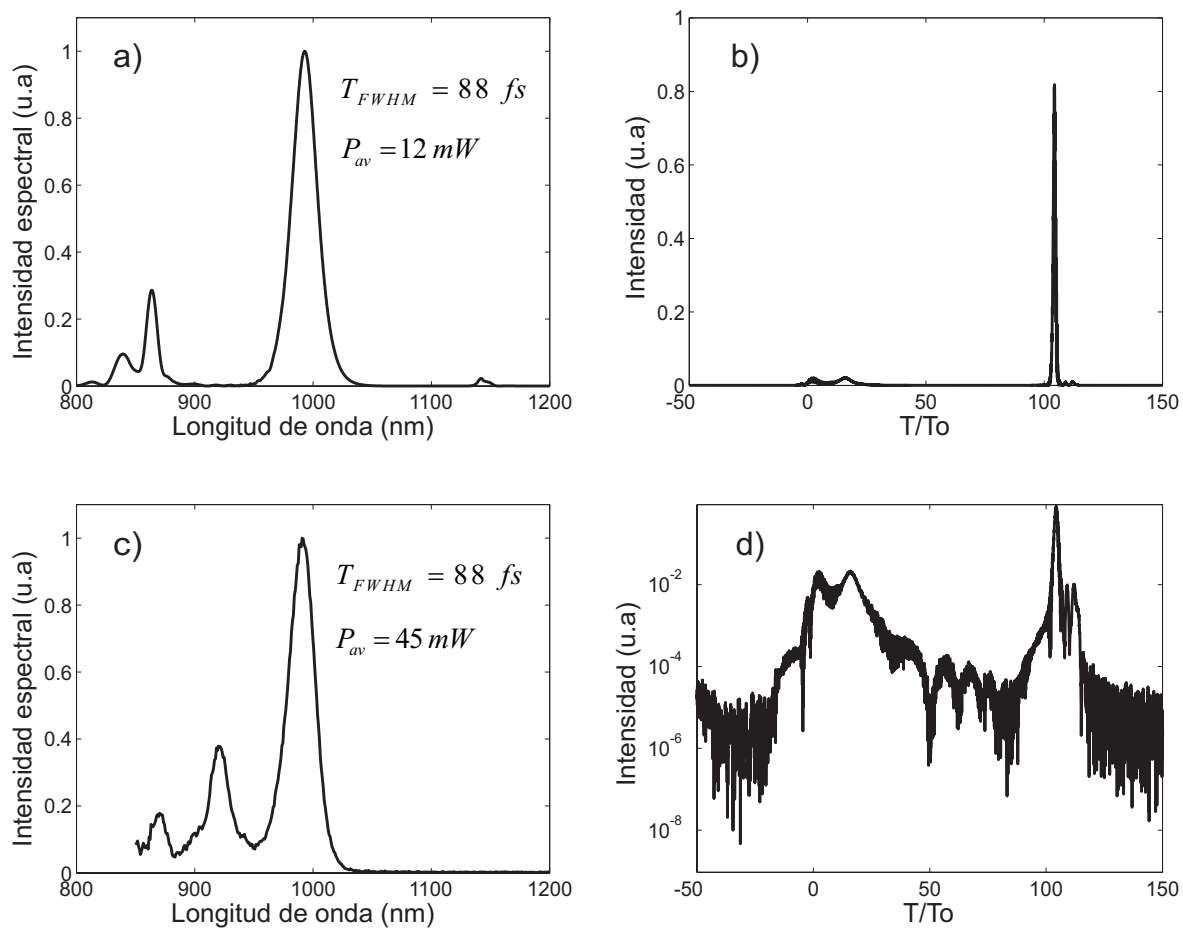


Figura 22: Comparación teórica-experimental utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$. a) espectro y b) forma temporal de la parte solitónica calculados teóricamente. c) espectro obtenido experimentalmente. d) forma temporal mostrada en escala logarítmica.

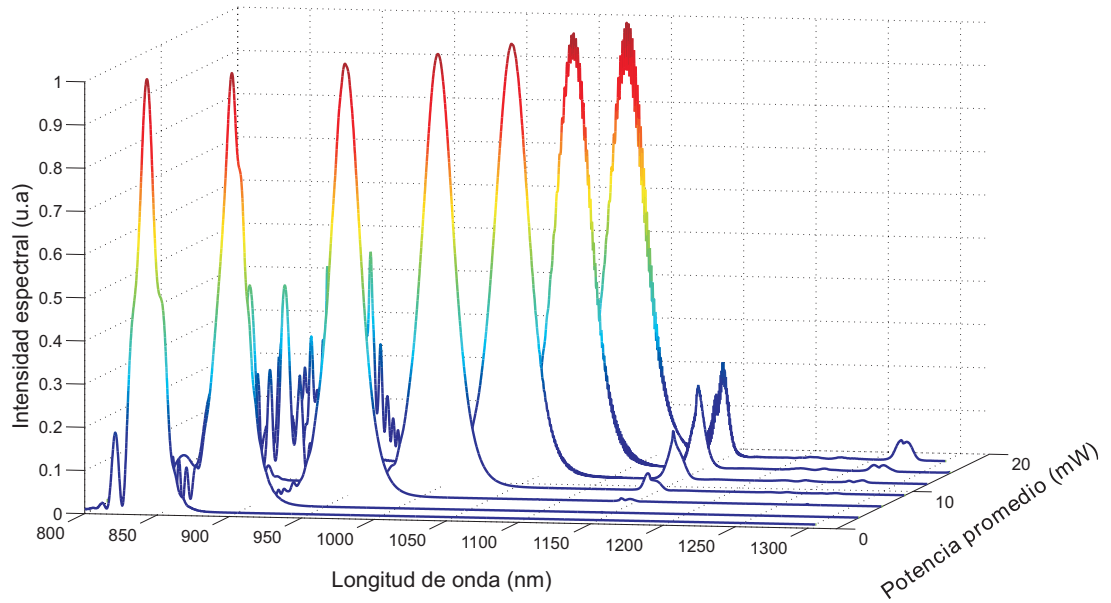


Figura 23: Espectros de la parte solitónica obtenidos teóricamente para diferentes potencias promedio para la fibra $NL - 2.4 - 800$.

Sin embargo, se nota un comportamiento de “saturación”, es decir, al incrementar la potencia, el desplazamiento del solitón hacia longitudes de onda mayores es cada vez menor. Esto es más notorio después de 12 mW tal y como se aprecia en la figura 23. Los parámetros utilizados para la simulación fueron: $T_{FWHM} = 88 \text{ fs}$, $\lambda_L = 826 \text{ nm}$ y $T_R = 1.46 \text{ fs}$. Las simulaciones se realizaron para potencias promedio pequeñas debido a las limitaciones de cómputo y a las fuertes oscilaciones que se generan en el pulso propagado para altas potencias.

IV.2 Fibra micro-estructurada $NL - 2.5 - 810$ (2 m)

De acuerdo a la ecuación 20, se tiene que para esta fibra la longitud de dispersión es $L_D = T_0^2/|\beta_2| = 35.89$ cm, donde T_0 es la duración del pulso incidente (ancho de la gaussiana al valor $1/e$ del máximo en intensidad, FW1/eM) y está relacionado con T_{FWHM} (ancho de la gaussiana medido a la mitad del máximo) a través de $T_0 = T_{FWHM}/2\sqrt{2\ln 2}$, en nuestro caso $T_{FWHM} = 88$ fs y por lo tanto $T_0 = 37.37$ fs; el coeficiente de dispersión de segundo orden es $\beta_2 = -3.8904$ ps²/km, el cual fue obtenido a partir de los datos de la fibra proporcionados por el fabricante. Considerando la ecuación 21, la longitud no lineal para esta fibra es $L_{NL} = 1/\gamma P_0 = 0.91$ mm, en donde $\gamma = 51.39$ W⁻¹km⁻¹ y $P_0 = 21.18$ KW. Las longitudes de dispersión y no lineal son mayores para esta fibra, lo cual es debido a que el coeficiente no lineal (γ) y el parámetro de dispersión de velocidad de grupo (β_2) para esta fibra son más pequeños.

En la figura 24 se muestran varios espectros de la parte solitónica del supercontinuo para una potencia promedio incidente en la fibra de 6 mW, lo cual corresponde a una energía por pulso $E_p = 0.06$ nJ y una potencia pico $P_0 = 963$ W. El solitón está centrado alrededor de $\lambda_s = 860$ nm, los anchos espectrales medidos a la mitad del máximo ($\Delta\lambda_{FWHM}$) están entre 18 y 19 nm. Estos anchos espectrales son mayores que el ancho espectral de los pulsos del láser ($\Delta\lambda_{FWHM} = 14$ nm) y por lo tanto, esperamos que la duración de estos solitones sea menor que la duración de los pulsos del láser ($T_{FWHM} = 88$ fs). De hecho, la duración mínima posible calculada para los espectros de la figura 24 es $\Delta\tau_p = 60$ fs. En los espectros de la figura 24, se puede apreciar una buena estabilidad del solitón, la cual es necesaria en la implementación del filtraje espectral. Como en el caso de la fibra anterior, se presentan varios espectros tomados a diferentes tiempos para una misma potencia. Es importante mencionar que únicamente se muestran los espectros del solitón debido a que es la parte del supercontinuo que nos

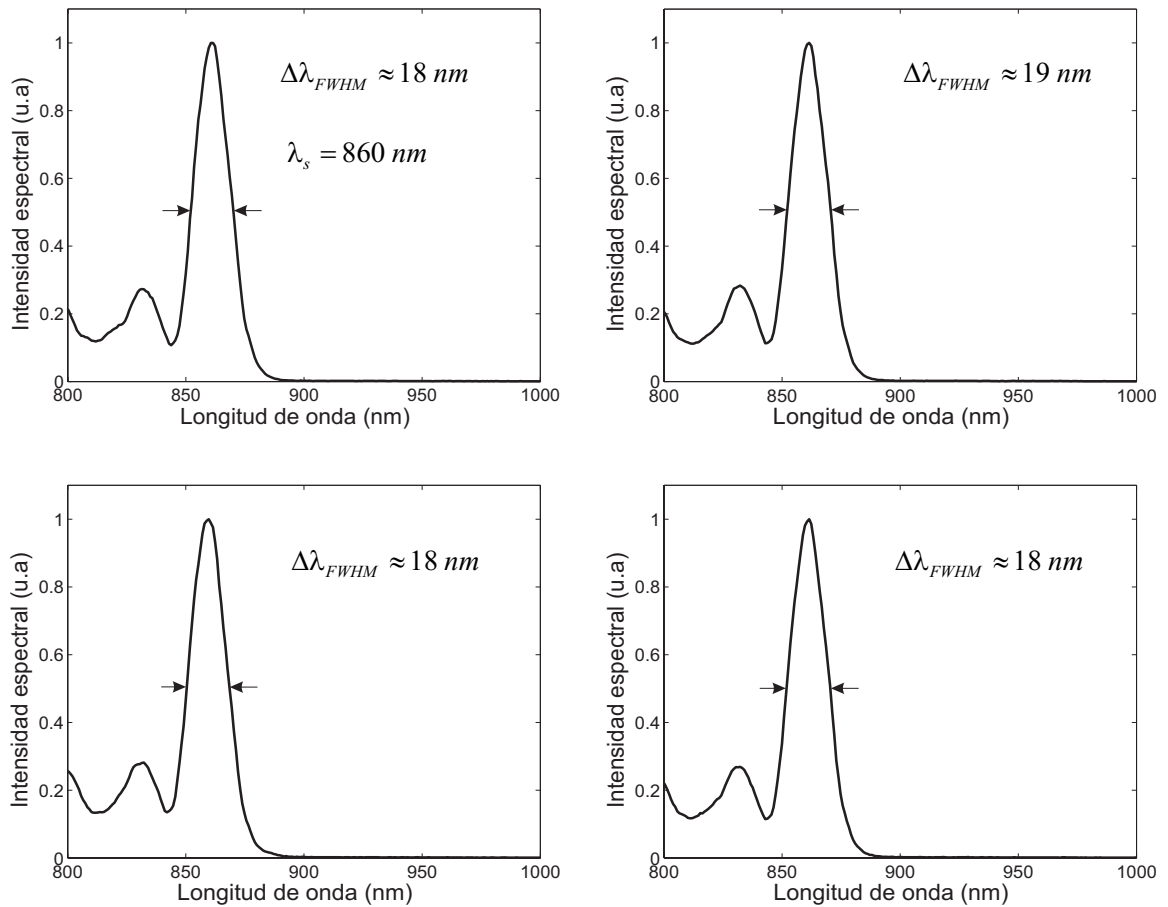


Figura 24: Estabilidad del espectro de la parte solitónica tomada a diferentes tiempos utilizando la fibra $NL = 2.5 - 810$ para una potencia promedio de 6 mW , la cual corresponde a una energía por pulso $E_p = 0.06 \text{ nJ}$.

interesa analizar y caracterizar.

En la figura 25 se muestran los espectros de la parte solitónica para las siguientes potencias promedio incidentes en la fibra: 6 mW , 7 mW , 16 mW , 19 mW , 50 mW y 60 mW . En esta figura se observa claramente el corrimiento de la parte solitónica hacia longitudes de onda mayores al aumentar la potencia promedio, lo cual era de esperarse. Considerando que los anchos de los espectros de la figura 25 son más grandes que el

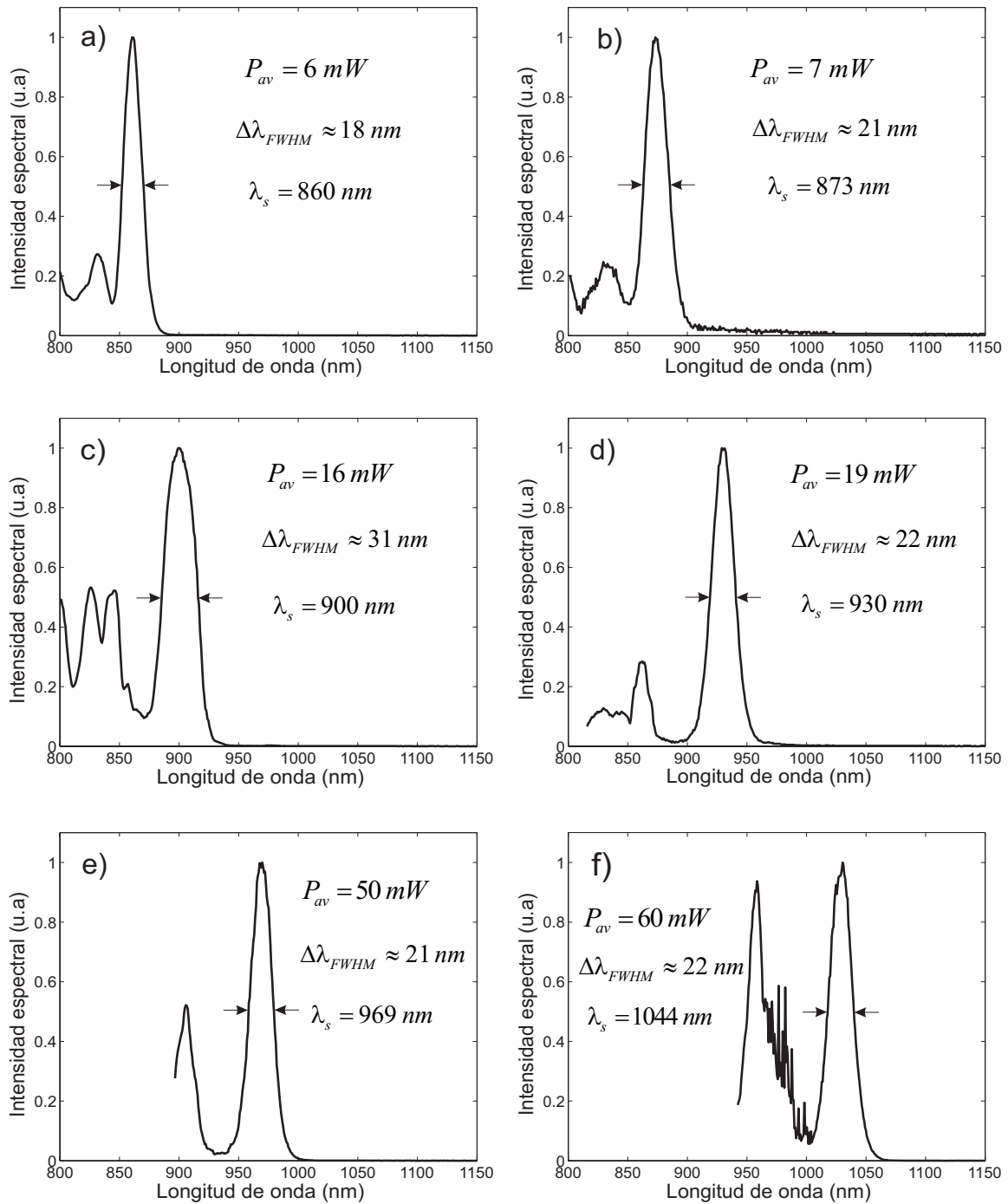


Figura 25: Espectros de la parte solitónica para las diversas potencias promedio utilizando la fibra $NL = 2.5 - 810$. a) 6 mW , $E_p = 0.06 \text{ nJ}$. b) 7 mW , $E_p = 0.07 \text{ nJ}$. c) 16 mW , $E_p = 0.17 \text{ nJ}$. d) 19 mW , $E_p = 0.20 \text{ nJ}$. e) 50 mW , $E_p = 0.53 \text{ nJ}$. f) 60 mW , $E_p = 0.63 \text{ nJ}$.

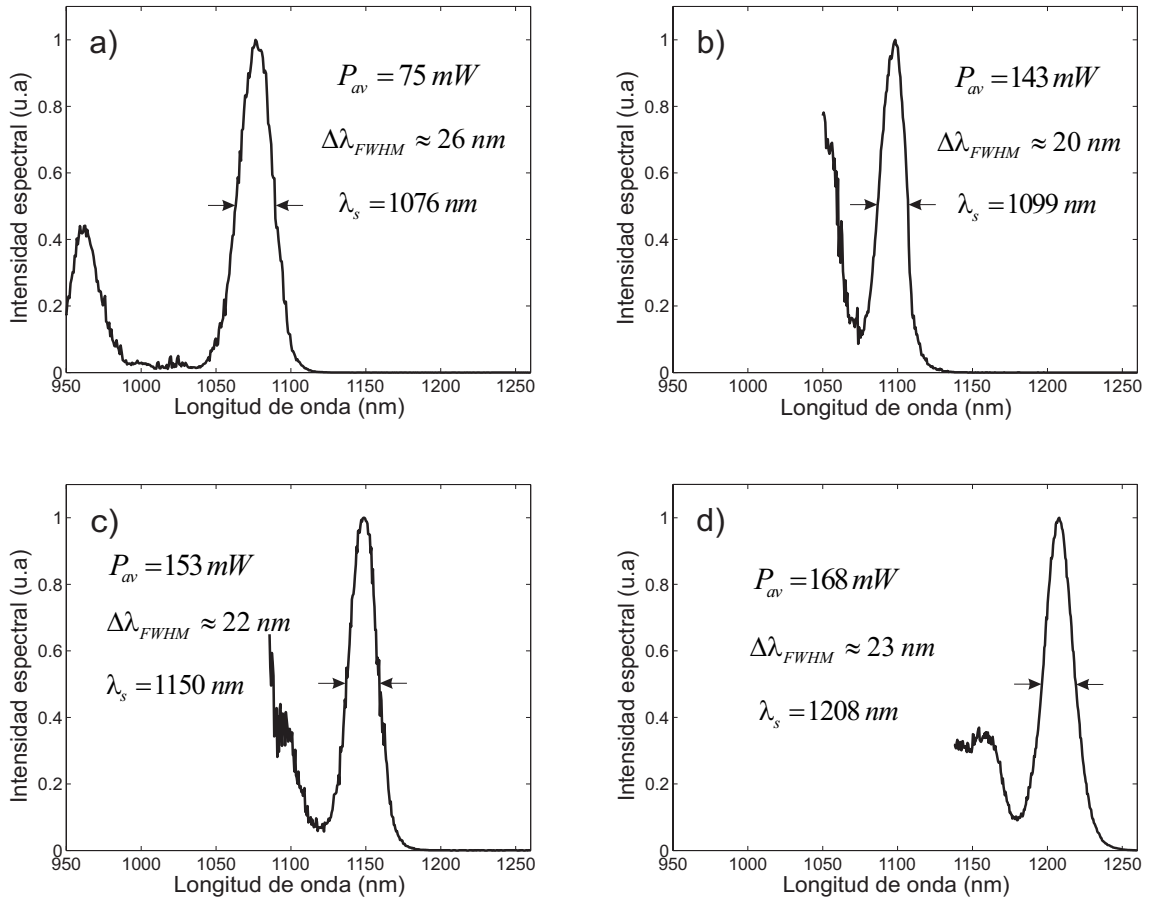


Figura 26: Espectros de la parte solitónica correspondientes a las diversas potencias promedio para la fibra $NL-2.5-810$. a) 75 mW , $E_p = 0.79\text{ nJ}$. b) 143 mW , $E_p = 1.52\text{ nJ}$. c) 153 mW , $E_p = 1.62\text{ nJ}$. d) 168 mW , $E_p = 1.78\text{ nJ}$.

espectro de los pulsos del láser ($\Delta\lambda_{FWHM} = 14\text{ nm}$), entonces es de esperarse que la duración de los solitones sea menor que la duración de los pulsos emitidos por el láser.

En la figura 26 se muestran el resto de los espectros para la fibra $NL-2.5-810$, los cuales corresponde a las siguientes potencias promedio: 75 mW , 143 mW , 153 mW y 168 mW . Al igual que en la figura 25, los espectros solitónicos se van corriendo hacia longitudes de onda mayores (infrarrojo cercano) al aumentar la potencia, de hecho, se

logra correr el solitón hasta 1208 nm .

Las características de los solitones mencionados anteriormente para las diversas potencias promedio, se muestran resumidas en la tabla III .

Tabla III: Características de los espectros de los solitones utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$.

$P_{av}(mW)$	$E_p(nJ)$	$P_0(KW)$	$\lambda_s(nm)$	$\Delta\lambda_{FWHM}(nm)$
6	0.06	0.96	860	18
7	0.07	1.12	873	21
16	0.17	2.56	900	31
19	0.20	3.04	930	22
50	0.53	8.02	969	21
60	0.63	9.63	1044	22
75	0.79	12.03	1076	26
143	1.52	22.95	1099	20
153	1.62	24.55	1150	22
168	1.78	26.96	1208	23

En los espectros mostrados anteriormente para las diferentes potencias promedio (figuras 25 y 26), se tiene que el solitón se desplaza hacia longitudes de onda mayores al aumentar la potencia promedio, este corrimiento del solitón se aprecia claramente en la figura 27, en donde se han graficado todos los espectros para las diferentes potencias promedio incidentes en la fibra micro-estructurada.

IV.2.1 Comparación teórica-experimental

En las figuras 28a y 28b se muestran el espectro y la forma temporal calculados teóricamente, en esta simulación se utilizó una potencia promedio $P_{av} = 5 mW$, la cual proporciona una energía por pulso $E_p = 0.05 nJ$ y una potencia pico $P_0 = 802 W$. La

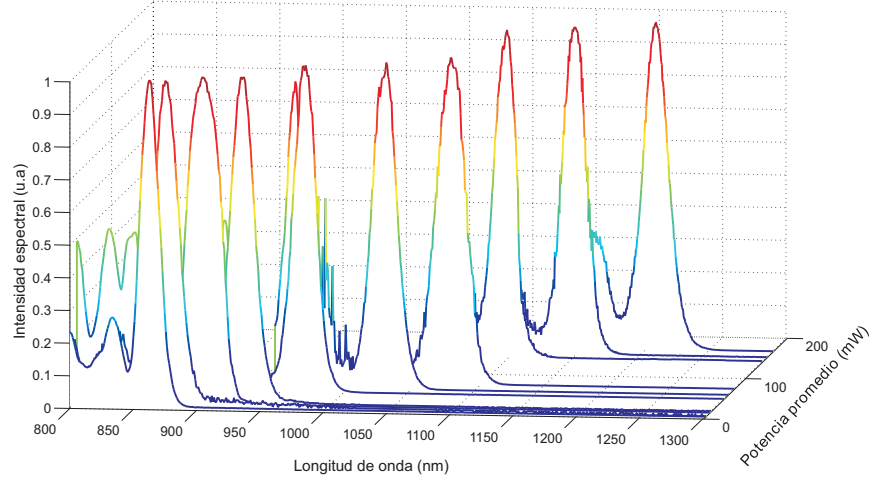


Figura 27: Espectros de la parte solitónica obtenidos experimentalmente para las diversas potencias promedio utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$.

duración del pulso y el valor del parámetro Raman utilizados fueron $T_{FWHM} = 88 \text{ fs}$ y $T_R = 1.46 \text{ fs}$, respectivamente. El pico más intenso de la figura 28b, corresponde al perfil temporal del solitón de la figura 28a. De la figura 28b, se ve claramente que el solitón va retrasado con respecto al pulso incidente, lo cual es debido a que estamos en el régimen de dispersión anómala de la fibra ($\lambda > \lambda_{ZD}$). En la figura 28c se muestra el espectro obtenido experimentalmente para una potencia promedio $P_{av} = 19 \text{ mW}$, el cual tiene una buena similitud con el obtenido teóricamente en la figura 28a. Como ya se había mencionado anteriormente, la diferencia de potencias en los espectros teórico y experimental, es en parte atribuida al desconocimiento exacto del valor del parámetro T_R . En la figura 28d se muestra el perfil temporal en escala logarítmica, en donde se aprecia el pico más intenso el cual corresponde al solitón y una componente más ancha correspondiente a la llamada onda dispersiva.

En la figura 29a y 29b se muestran el espectro y la forma temporal calculados teóricamente para la misma duración del pulso que el caso anterior ($T_{FWHM} = 88 \text{ fs}$) y una potencia promedio $P_{av} = 9 \text{ mW}$, la cual proporciona una energía por pulso $E_p =$

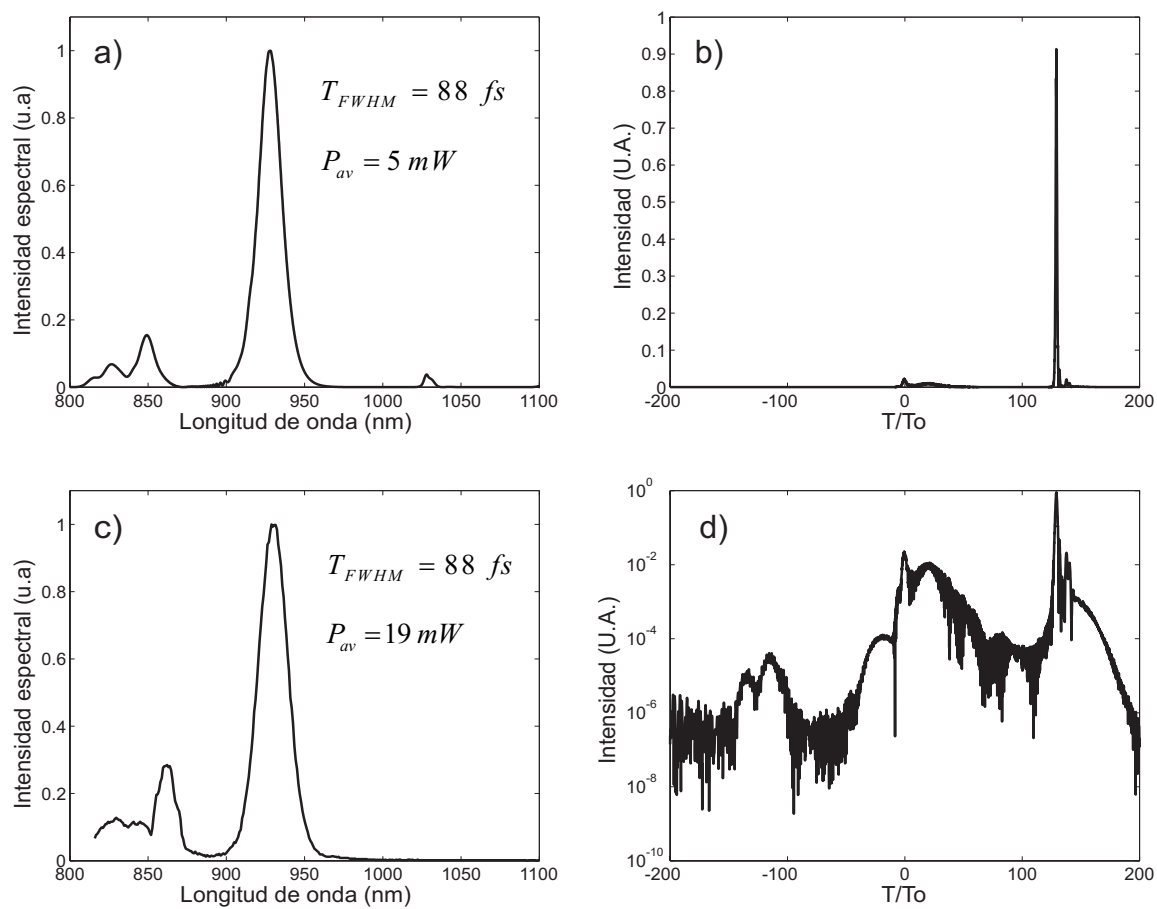


Figura 28: Comparación teórica-experimental para la fibra $NL-2.5-810$. a) espectro y b) forma temporal de la parte solitónica calculados teóricamente. c) espectro obtenido experimentalmente. d) forma temporal en escala logarítmica.

0.09 nJ y una potencia pico $P_0 = 1.44 \text{ KW}$. El espectro obtenido experimentalmente para una potencia promedio $P_{av} = 50 \text{ mW}$ se muestra en la figura 29c. En ambos casos (teórico y experimental), existe una buena coincidencia en los espectros del solitón, a excepción de las componentes espectrales (picos menos intensos después de 1000 nm) que aparecen en la figura 29a. El perfil temporal obtenido teóricamente en escala logarítmica se muestra en la figura 29d.

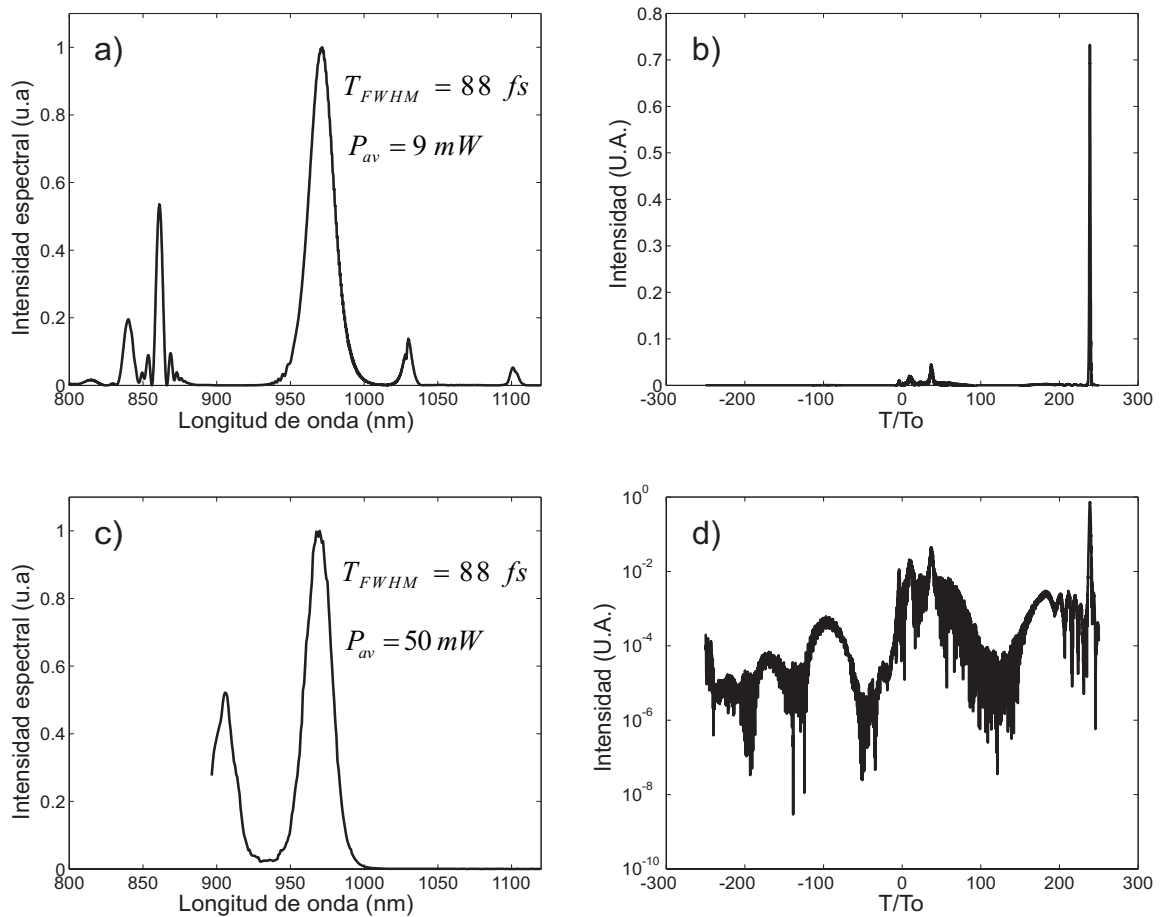


Figura 29: Comparación teórica-experimental para la fibra $NL-2.5-810$. a) espectro y b) forma temporal de la parte solitónica calculados teóricamente. c) espectro obtenido experimentalmente. d) forma temporal en escala logarítmica.

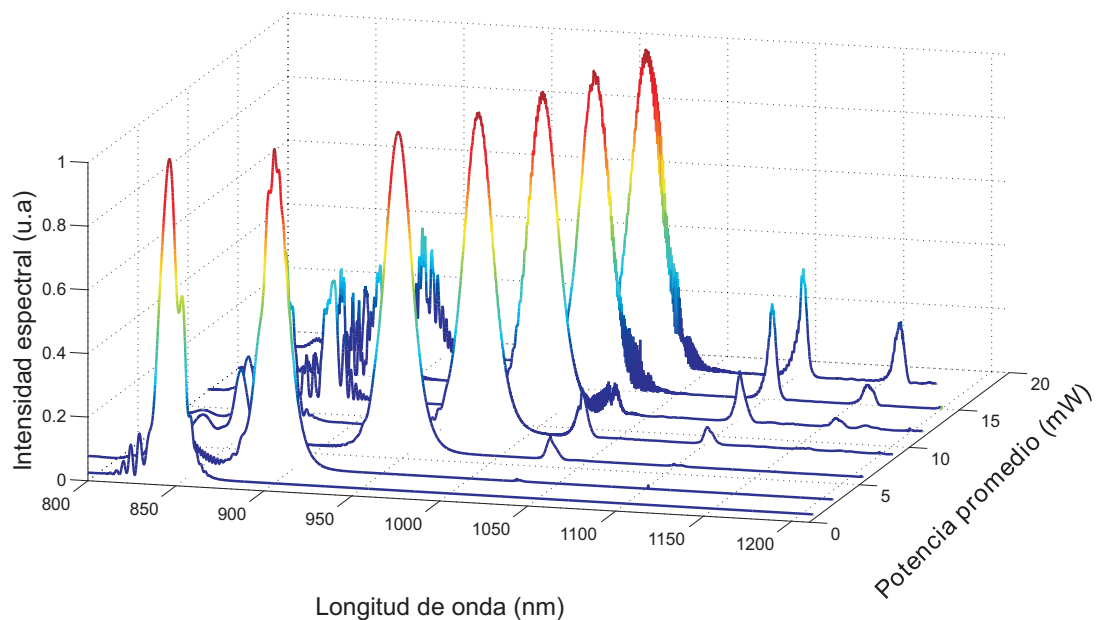


Figura 30: Espectros de la parte solitónica obtenidos teóricamente para diferentes potencias promedio para la fibra $NL - 2.5 - 810$.

Experimentalmente, el solitón se corre hacia longitudes de onda mayores conforme se aumenta la potencia promedio incidente en la fibra, para reafirmar este comportamiento, se calcularon los espectros teóricos de la parte solitónica para las siguientes potencias promedio: 1 mW , 3 mW , 6 mW , 12 mW , 15 mW y 18 mW .

En la figura 30 se muestran los espectros obtenidos teóricamente de los solitones para las potencias promedio mencionadas anteriormente, en donde efectivamente, se aprecia el corrimiento del solitón (pico más intenso) al aumentar la potencia promedio. Para esta fibra se ve un efecto más pronunciado de “saturación” en el corrimiento solitónico. Las simulaciones solamente se hicieron para potencias promedio pequeñas, debido a limitaciones de cómputo y a las fuertes oscilaciones que se generan en el pulso propagado para altas potencias.

IV.3 Comparación teórica-experimental de las fibras micro-estructuradas

El corrimiento del solitón hacia longitudes de onda mayores, en principio, es dependiente de la longitud del medio no lineal que se esté utilizando así como de la intensidad de los pulsos incidentes. La finalidad de utilizar dos fibras micro-estructuradas de diferentes longitudes, fue para tratar de lograr un mayor corrimiento del solitón para la fibra de mayor longitud. El corrimiento del solitón es también dependiente de la potencia promedio incidente, este comportamiento se aprecia claramente en las figuras 20 y 27. Sin embargo, para un mismo valor de la potencia promedio, el solitón experimenta un corrimiento mayor al utilizarse la fibra de 70 *cm* ($NL = 2.4 - 800$). En la figura 31 se muestra la gráfica de los valores experimentales de la longitud de onda central del solitón como función de la potencia promedio para ambas fibras, en donde se observa claramente que a partir de 30 *mW*, el solitón experimenta un corrimiento mayor para la fibra micro-estructurada más corta. Esto es atribuido a la diferencia del coeficiente no lineal y a la dispersión de ambas fibras. Para la fibra de 70 *cm*, el coeficiente no lineal (γ) es $\gamma_1 = 70 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$, mientras que para la fibra de 2 *m* es $\gamma_2 = 52 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$, entonces claramente se tiene que $\gamma_1 > \gamma_2$. Por otro lado, los coeficientes de dispersión a la longitud de onda del láser ($\lambda_l = 826 \text{ nm}$), también son diferentes para ambas fibras. Se tiene que $D_1 = 13.53 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{Km}^{-1}$ y $D_2 = 10.77 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{Km}^{-1}$ para la fibra de 70 *cm* y 2 *m*, respectivamente.

Teóricamente, se obtuvo que para las mismas potencias promedio (1 *mW*, 3 *mW*, 6 *mW*, 12 *mW*, 15 *mW* y 18 *mW*), el solitón tiene un mayor corrimiento espectral cuando se utiliza la fibra de 70 *cm*, esto se muestra en la figura 32. Este comportamiento se aprecia a partir de 6 *mW* y es más notorio para potencias mayores, en donde también se puede apreciar claramente un comportamiento de saturación. De esta manera, se

comprueba la validez de los resultados obtenidos experimentalmente.

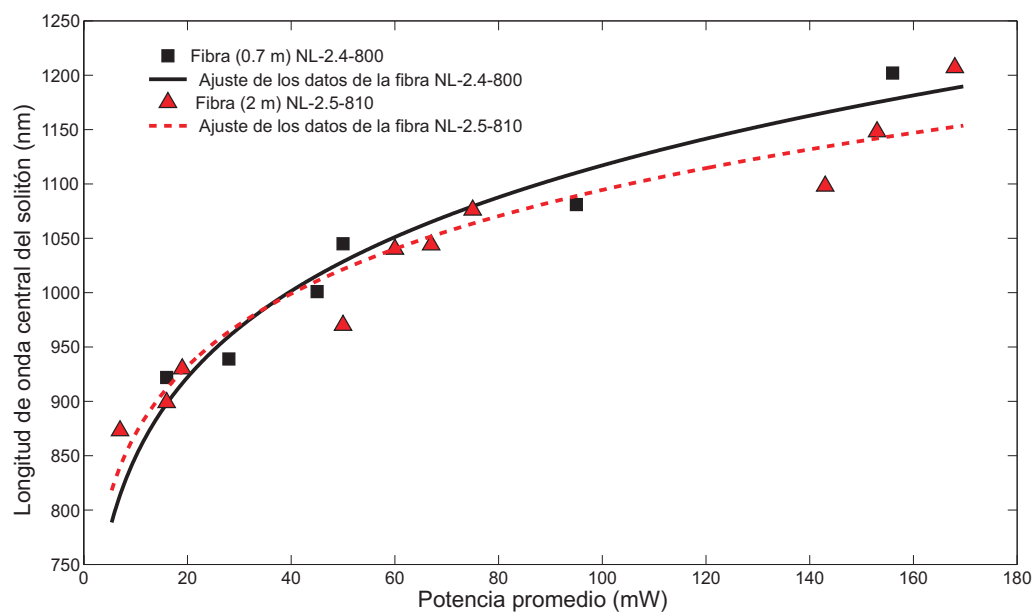


Figura 31: Longitud de onda central del solitón como función de la potencia promedio para las dos fibras micro-estructuradas para el caso experimental.

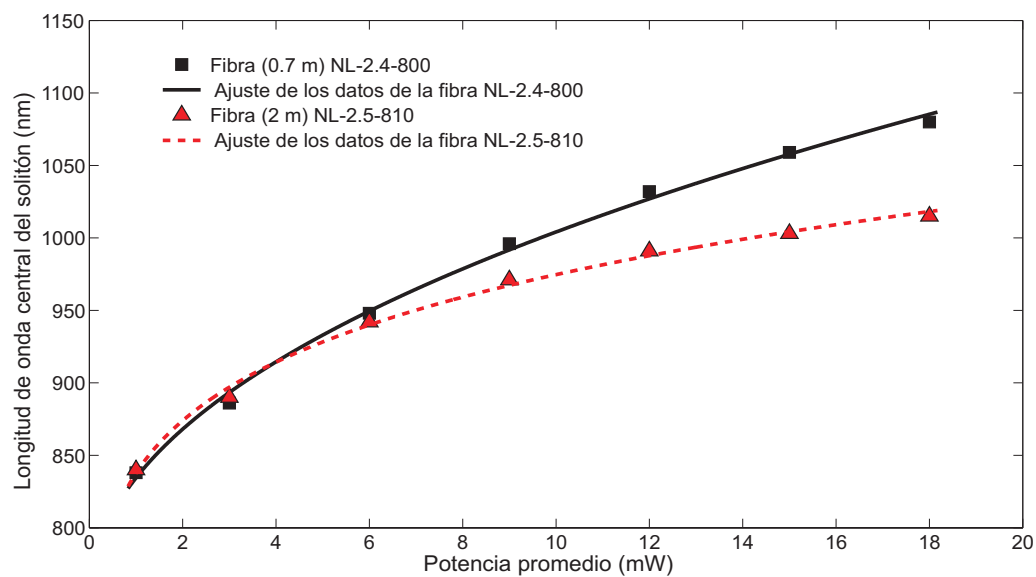


Figura 32: Longitud de onda central del solitón como función de la potencia promedio para las dos fibras micro-estructuradas para el caso teórico.

Capítulo V

Filtraje espectral del supercontinuo

Una parte importante del trabajo experimental de esta tesis consiste en filtrar espectralmente los solitones cuidando de no añadir dispersión a los pulsos para obtenerlos lo más cortos posibles. En este capítulo, se describe el sistema de filtrado espectral sin dispersión utilizado para la filtración de la parte solitónica del supercontinuo. Además, se presentan los resultados experimentales de la caracterización de los pulsos seleccionados (espectro, potencia y auto-correlación).

V.1 Esquema del filtrado espectral sin dispersión

El diseño del sistema de filtrado espectral sin dispersión utilizado en el laboratorio, se muestra en la figura 33. Este diseño, se basa en un sistema óptico $4f$ (Ruiz de la Cruz, 2006), en el cual originalmente se utilizan dos rejillas de difracción, pero en nuestro caso, se utilizó un espejo plano para “doblar” el arreglo, permitiendo que éste se pueda implementar con una sola rejilla. Las características de la rejilla de difracción son: 2.25 pulgadas por lado, 1200 líneas/mm y un ángulo rasante de 26.7° . Se utilizó una lente de 20 *cm* de distancia focal y 2 pulgadas de diámetro, la rejilla es colocada a la distancia focal de la lente. A la distancia focal posterior a la lente, se colocó sobre una montura de traslación, el seleccionador de frecuencias (apertura variable) y el espejo plano. El haz del supercontinuo incide sobre la rejilla de difracción en donde son separadas las diferentes frecuencias que lo conforman. Estas frecuencias son colimadas por la lente $L2$ y después se filtran las correspondientes al solitón de nuestro

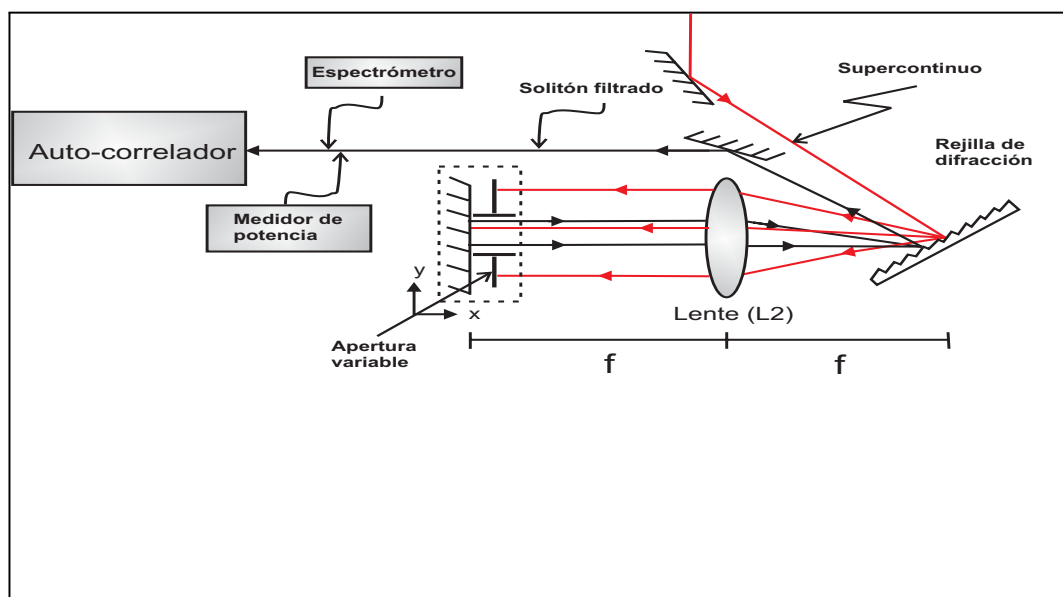


Figura 33: Esquema del sistema de filtrado espectral sin dispersión.

interés. Las frecuencias seleccionadas (solitón) son reflejadas a través del sistema e inciden nuevamente sobre la rejilla. Después de ésta, las frecuencias seleccionadas son “agrupadas” obteniéndose un spot bien definido correspondiente al solitón, el cual es caracterizado (espectro y potencia) y posteriormente es enviado hacia el auto-correlador para medir su duración. Se utilizó este sistema, debido a que no introduce dispersión extra al solitón seleccionado.

Para optimizar el arreglo del sistema de filtrado espectral, se enviaron los pulsos del láser directamente hacia el sistema, tal como se muestra en la figura 34, y se midió la duración de los pulsos como función de la distancia entre la lente y el espejo (f').

En la figura 35 se muestra la gráfica de los resultados de la optimización, en donde se aprecia que justamente en 20 cm que es la distancia focal de la lente, la duración del pulso del láser es mínima (50 fs), es decir, se comprimió el pulso en un 56% de su duración original (88 fs). Con esto se garantiza que justo a la distancia $f'=f$, en el caso

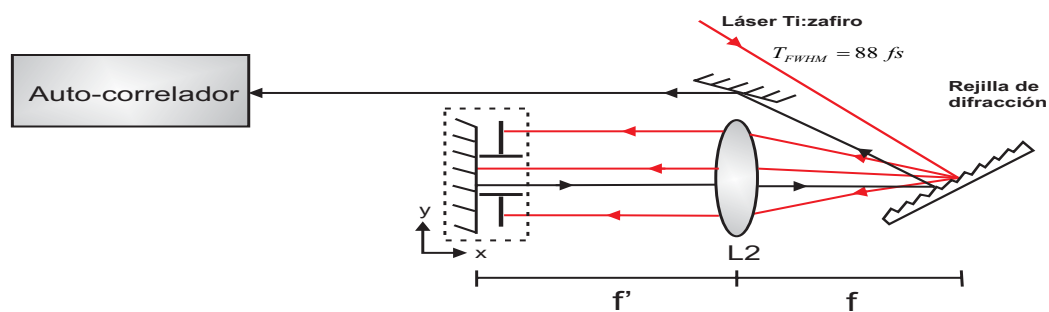


Figura 34: Arreglo para la optimización del sistema de filtrado espectral.

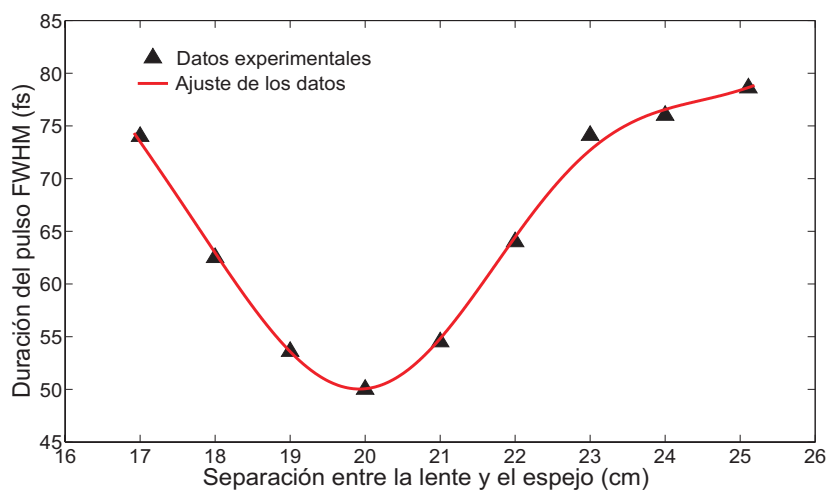


Figura 35: Resultados de la optimización del sistema de filtrado espectral.

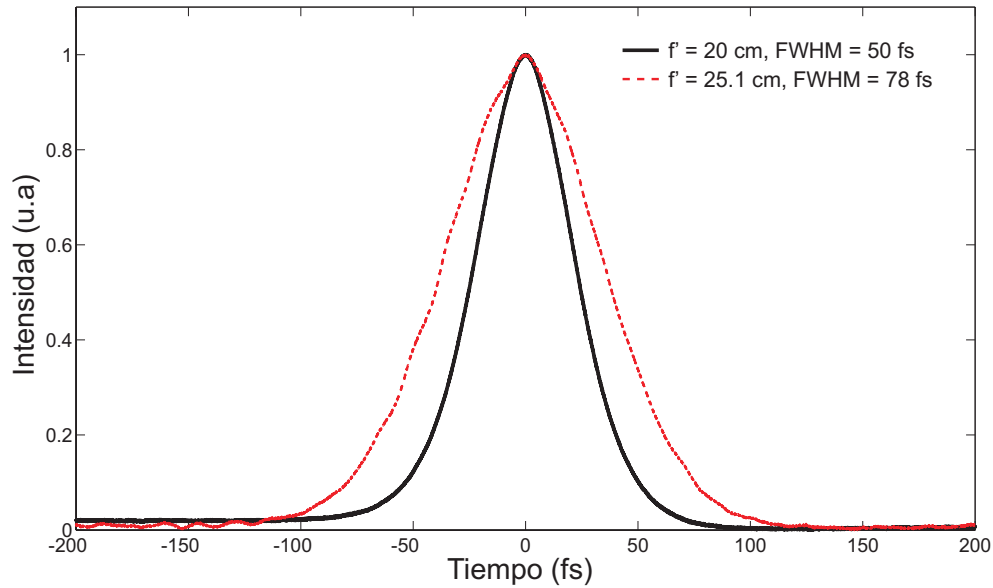


Figura 36: Trazas de las auto-correlaciones correspondientes a la duración mínima y máxima de los pulsos del láser, utilizados en la optimización del sistema de filtrado espectral.

de la filtración del continuo, los solitones filtrados van a tener la duración mínima.

En la figura 36 se muestran las trazas de auto-correlación, las cuales proporcionan la duración real de los pulsos del láser de Ti:zafiro para el caso en que la separación entre la lente y el espejo (f' , en la figura 34) fue de 20 y 25.1 *cm*. Es decir, son las trazas de las auto-correlaciones correspondientes a la duración mínima (50 *fs*) y máxima (78 *fs*) de los pulsos del láser (punto mínimo y máximo de la figura 35) utilizados en la optimización del sistema de filtrado espectral.

V.2 Esquema y modificaciones del auto-correlador

El auto-correlador es un dispositivo que utiliza la técnica de auto-correlación óptica para medir la duración de pulsos ultracortos. En esta tesis, se utilizó un auto-correlador

basado en el proceso de absorción de dos fotones en un diodo luminiscente (LED), el cual fue construido en el mismo laboratorio García Arthur *et al.* (2003)(García:2003). El LED es un diodo emisor de AlGaAs con un pico de emisión a $\lambda_{LED} = 660 \text{ nm}$. El proceso de la absorción simultánea de dos fotones se da cuando la energía del pulso (en nuestro caso, el solitón) cumple que $E_g > h\nu = hc/\lambda_s > E_g/2$, donde λ_s es la longitud de onda del solitón y E_g la energía de la banda prohibida (gap) del diodo. Para $\lambda_s = 1200 \text{ nm}$, la longitud de onda máxima a la cual se logró correr el solitón, se tiene que $h\nu = 1.03 \text{ eV}$, mientras que $E_g = hc/\lambda_{LED} = 1.87 \text{ eV}$, por lo tanto, se cumple que $E_g > h\nu > E_g/2$.

La potencia promedio de los solitones filtrados fue alrededor de 1 mW , pero la potencia mínima de los pulsos a la cual la señal de auto-correlación se lograba detectar con una razón de señal a ruido razonable fue de 15 mW , esta prueba se realizó con los pulsos del láser a 826 nm . Ante esta situación, se le hicieron algunas modificaciones al auto-correlador. Se reemplazó una de las resistencias del circuito amplificador ($150 \text{ K}\Omega$) por una de mayor valor ($1 \text{ M}\Omega$) y de esta manera, aumentar la sensibilidad del auto-correlador. Además, se reemplazó el espejo curvo (el cual enfoca los pulsos al LED) por un espejo plano y una lente esférica ($f = 8 \text{ mm}$) tal como se muestra en la figura 37. Esto fue con la finalidad de tener un mayor enfocamiento sobre el LED y de esta manera, lograr una mayor intensidad luminosa sobre éste. Con estos cambios, se logró detectar la señal de auto-correlación de los pulsos del láser a una potencia promedio de 0.7 mW , en principio, suficiente para ver la señal de auto-correlación de los solitones filtrados para medir su duración.

Se hicieron pruebas con tres tipos de LED's con longitudes de onda de emisión en 780 , 890 y 930 nm . Estos diodos cumplen con la condición para que se de el proceso de absorción de dos fotones, ya que los valores de E_g son: 1.58 , 1.39 y 1.33 eV respectivamente. Sin embargo, con ninguno de estos se logró detectar la señal de

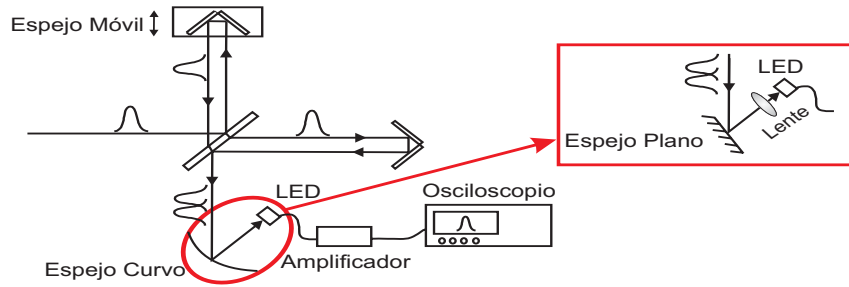


Figura 37: Diagrama de la modificación del auto-correlador basado en la absorción de dos fotones en un LED.

auto-correlación de los solitones filtrados. Finalmente, se utilizó el LED de 660 nm que originalmente se tenía y con el cual fueron tomadas las trazas de auto-correlación de los pulsos (solitones) seleccionados, las cuales se presentan en la siguiente sección.

V.3 Resultados experimentales de la caracterización de los solitones filtrados

Los solitones filtrados fueron caracterizados (espectro, potencia y duración) para ambas fibras. A continuación, se muestran los resultados de la caracterización obtenidos experimentalmente.

V.3.1 Fibra micro-estructurada $NL - 2.4 - 800$ (70 cm)

En la figura 38a se muestra el espectro del solitón filtrado tomado con el espectrómetro Hewlett-Packard 70951A para una potencia promedio de entrada de 14 mW .

El solitón está centrado a una longitud de onda $\lambda_s = 825 \text{ nm}$ y tiene un ancho espectral (FWHM) $\Delta\lambda_{FWHM} = 18 \text{ nm}$. Su potencia promedio es $P_s = 8.5 \text{ mW}$, la cual proporciona una energía por pulso $E_p = 0.09 \text{ nJ}$ y una potencia pico $P_0 = 1.29 \text{ KW}$.

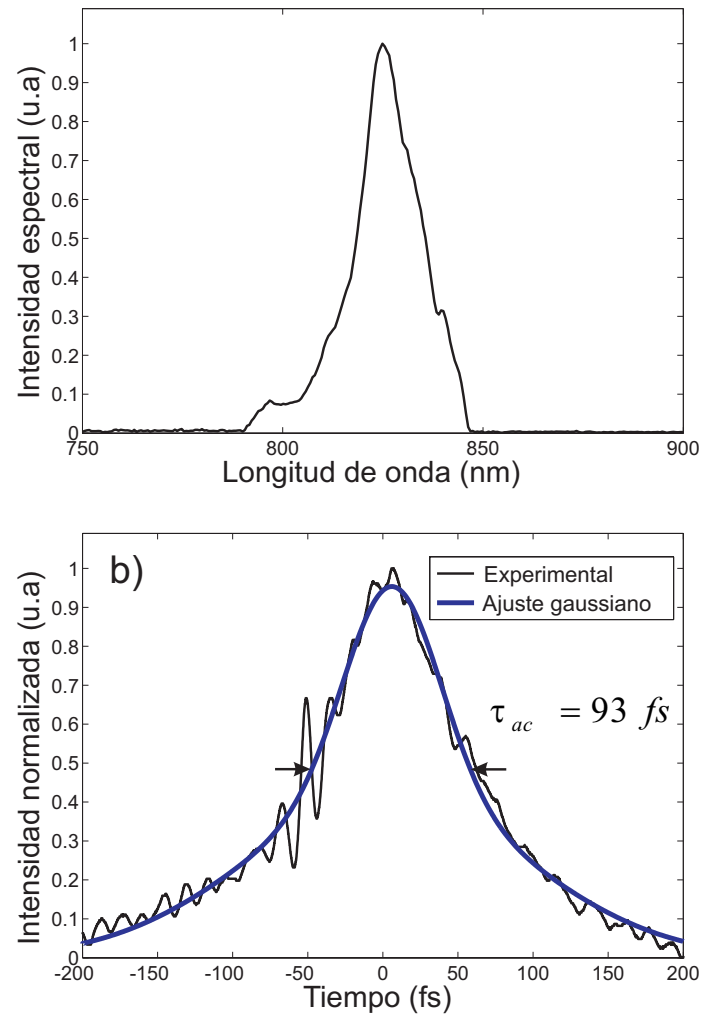


Figura 38: a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 14 mW . El solitón está centrado en 825 nm , considerando un pulso gaussiano en el tiempo, éste tiene una duración de 65 fs .

El espectrómetro y el medidor de potencia se colocaron antes del auto-correlador, tal y como se muestra en la figura 33.

En la figura 38b se muestra la traza de auto-correlación obtenida experimentalmente, en este caso tenemos $\tau_{ac} = 93 \text{ fs}$. Considerando el ajuste gaussiano en el tiempo, tenemos que la duración real del solitón de la figura 38a es $T_{FWHM} = \tau_{ac}/\sqrt{2} = 65 \text{ fs}$. Esta duración es menor a la de los pulsos emitidos por el láser de Ti:zafiro.

En la figura 39a se muestra el espectro del solitón filtrado para una potencia promedio incidente en la fibra $P_{av} = 30 \text{ mW}$. El solitón tiene una longitud de onda central $\lambda_s = 950 \text{ nm}$, un ancho espectral (FWHM) $\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$ y una potencia promedio $P_s = 3.5 \text{ mW}$, la cual proporciona una energía por pulso $E_p = 0.03 \text{ nJ}$ y una potencia pico $P_0 = 617 \text{ mW}$. Es importante mencionar que aunque la energía por pulso es relativamente pequeña, la potencia pico del solitón es considerablemente alta, esto es debido a que la energía por pulso es concentrada en un intervalo de tiempo pequeño (duración del solitón). La traza de auto-correlación obtenida experimentalmente para medir la duración real de los pulsos, así como su ajuste Gaussiano se muestran en la figura 39b. Tenemos que $\tau_{ac} = 88 \text{ fs}$ y por tanto, $T_{FWHM} = 62 \text{ fs}$. Al igual que en el caso anterior, la duración del solitón es menor a la de los pulsos emitidos por el láser. Las oscilaciones que presenta la traza de auto-correlación de la figura 39b, probablemente son debidas a que el espectro de la figura 39a está cortado.

En la figura 40a se muestra el espectro del solitón para una potencia promedio de entrada de 45 mW . El solitón tiene una longitud de onda central $\lambda_s = 1000 \text{ nm}$, un ancho espectral (FWHM) $\Delta\lambda_{FWHM} = 31 \text{ nm}$ y una potencia promedio $P_s = 0.7 \text{ mW}$, la cual proporciona una energía por pulso $E_p = 7 \text{ pJ}$ y una potencia pico $P_0 = 131 \text{ W}$. En la figura 40b se muestra la traza de la auto-correlación experimental correspondiente al espectro de la figura 40a, en este caso $\tau_{ac} = 75 \text{ fs}$. Considerando el ajuste Gaussiano, la duración real del solitón es $T_{FWHM} = 53 \text{ fs}$.

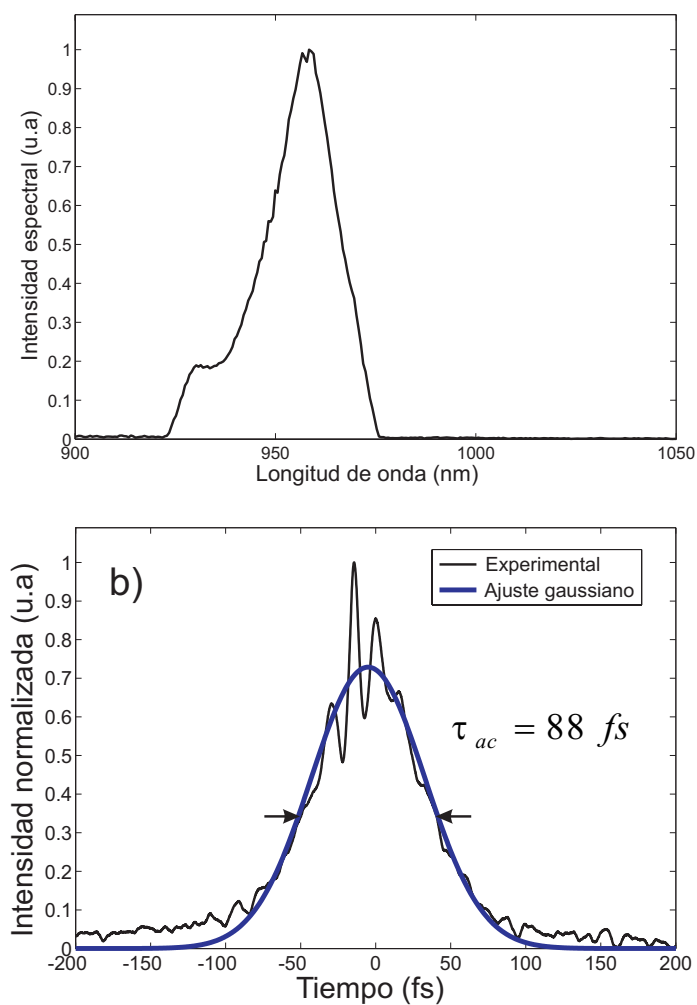


Figura 39: a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 30 mW . El solitón está centrado en 950 nm , considerando un pulso gaussiano en el tiempo, este tiene una duración de 62 fs .

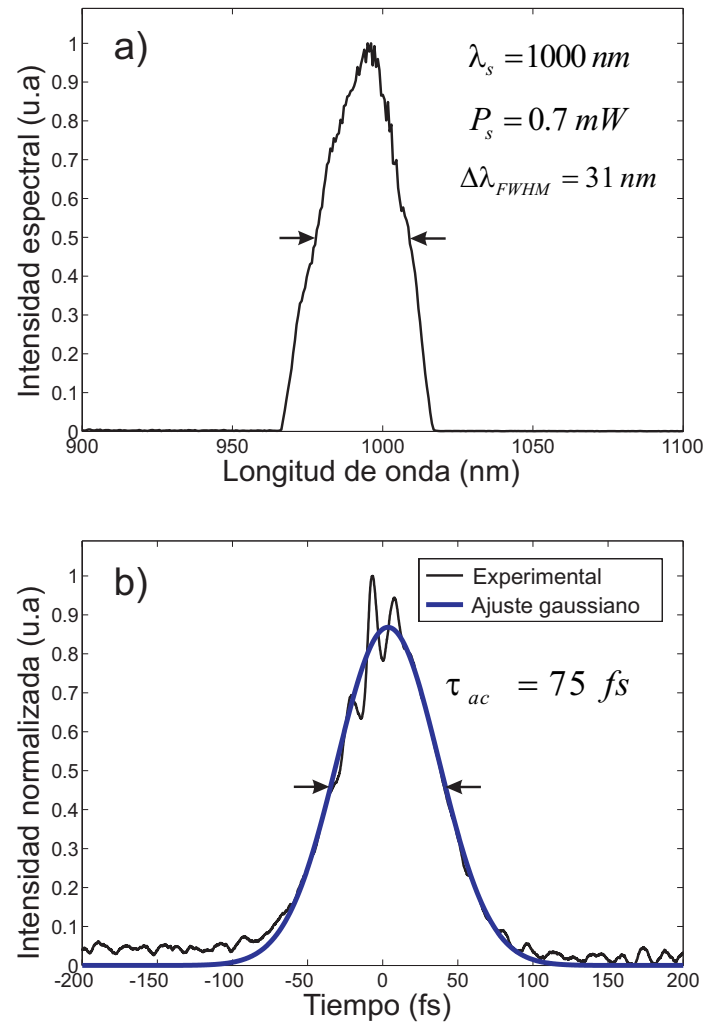


Figura 40: a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL-2.4-800$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 45 mW . El solitón está centrado en 1000 nm , considerando el ajuste gaussiano, este tiene una duración de 53 fs .

La potencia promedio de los solitones filtrados disminuye a medida que estos se corren hacia longitudes de onda mayores, esto es debido a que al aumentar la potencia promedio incidente en la fibra micro-estructurada, el supercontinuo tiene un ensanchamiento espectral mayor y por consecuencia, se tiene un corrimiento de la parte solitónica hacia longitudes de onda mayores, en este caso la energía se distribuye en un rango espectral más grande y por lo tanto, la energía asociada a un solitón de mayor longitud de onda es menor.

En la figura 41 se muestra el espectro experimental del solitón filtrado para una potencia promedio incidente a la fibra $P_{av} = 123 \text{ mW}$. El solitón está centrado en $\lambda_s = 1100 \text{ nm}$, tiene un ancho espectral (FWHM) $\Delta\lambda_{FWHM} = 17 \text{ nm}$ y tiene una potencia promedio $P_s = 0.25 \text{ mW}$, la cual da una energía por pulso $E_p = 2 \text{ pJ}$. En este caso no fue posible obtener la traza de la auto-correlación, ya que la potencia promedio del solitón está por debajo de la potencia mínima (0.7 mW) para la cual se detecta la señal en el auto-correlador. Sin embargo, considerando el ancho espectral del solitón ($\Delta\lambda_{FWHM} = 17 \text{ nm}$) y tomando como referencia el ancho espectral de la figura 38a ($\Delta\lambda_{FWHM} = 18 \text{ nm}$), la duración del solitón debe ser menor a 100 fs .

V.3.2 Fibra micro-estructurada $NL - 2.5 - 810 (2 \text{ m})$

En la figura 42a se muestra el espectro del soliton filtrado para una potencia promedio de entrada $P_{av} = 15 \text{ mW}$. El espectro solitónico está centrado en $\lambda_s = 890 \text{ nm}$ y tiene un ancho espectral (FWHM) $\Delta\lambda_{FWHM} = 15 \text{ nm}$. La potencia promedio asociada a este solitón es $P_s = 6.5 \text{ mW}$, la cual proporciona una energía por pulso $E_p = 0.07 \text{ nJ}$ y una potencia pico $P_0 = 1.41 \text{ KW}$. La traza de la auto-correlación obtenida experimentalmente para el solitón filtrado se muestra en la figura 42b, en donde se tiene que $\tau_{ac} = 65 \text{ fs}$ y por tanto $T_{FWHM} = 46 \text{ fs}$.

El espectro del solitón centrado correspondiente a una potencia promedio de entrada

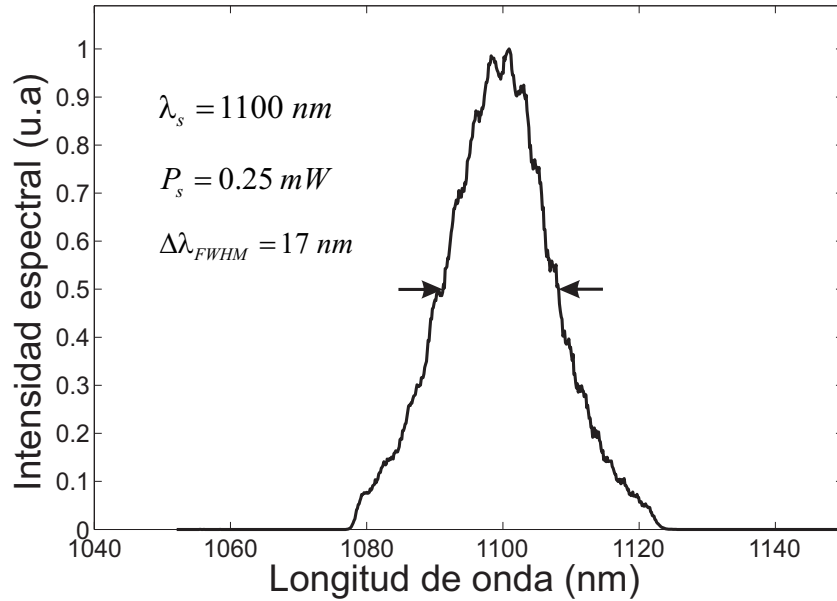


Figura 41: Espectro del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.4 - 800$ para una potencia promedio incidente en la fibra de 123 mW . El solitón está centrado en 1100 nm .

de 19 mW se muestra en la figura 43a. Tiene una longitud de onda central $\lambda_s = 931 \text{ nm}$ y un ancho espectral (FWHM) $\Delta\lambda_{FWHM} = 16 \text{ nm}$. La potencia promedio del solitón es $P_s = 3.6 \text{ mW}$, la cual proporciona una energía por pulso $E_p = 0.04 \text{ nJ}$ y una potencia pico $P_0 = 782 \text{ W}$. En la figura 43b se muestra la traza de la auto-correlación obtenida experimentalmente, así como su ajuste Gaussiano. En este caso, $\tau_{ac} = 65 \text{ fs}$ y por tanto $T_{FWHM} = 46 \text{ fs}$, la misma que se obtuvo para el solitón filtrado de la figura 42a, esto es de esperarse, ya que los anchos espectrales de los espectros de las figuras 42a y 43a difieren muy poco entre sí (1 nm).

En la figura 44a se muestra el espectro del solitón filtrado para una potencia promedio de entrada $P_{av} = 55 \text{ mW}$. La longitud de onda central del solitón es $\lambda_s = 993 \text{ nm}$ y tiene un ancho espectral (FWHM) $\Delta\lambda_{FWHM} = 23 \text{ nm}$. La potencia promedio de éste

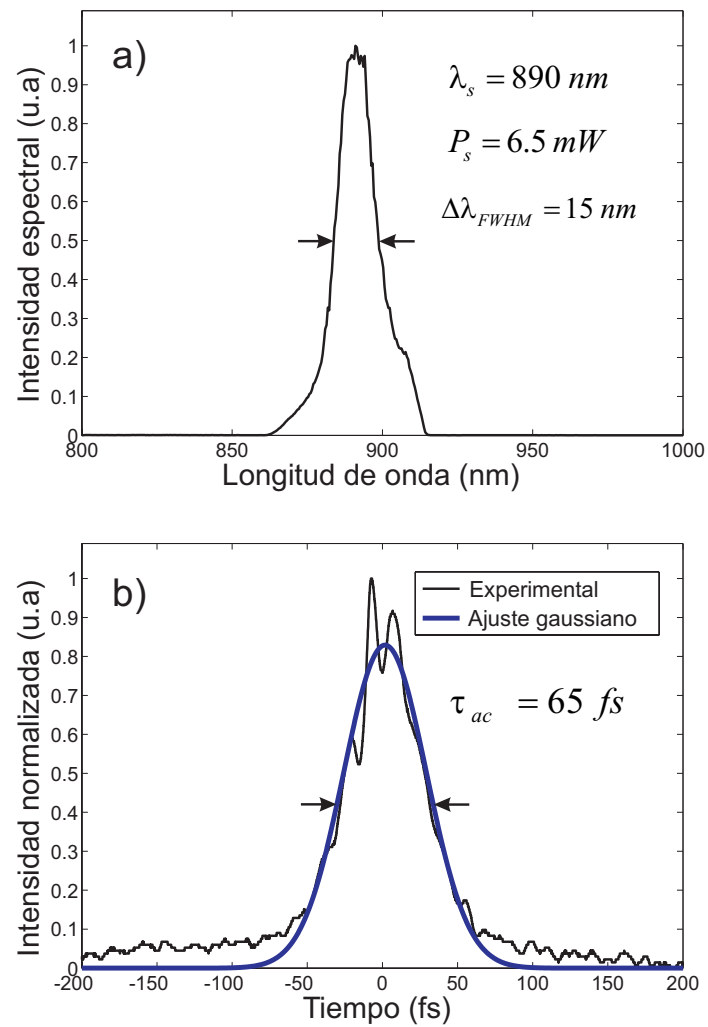


Figura 42: a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 15 mW . El solitón está centrado en 890 nm y tiene una duración real de 46 fs .

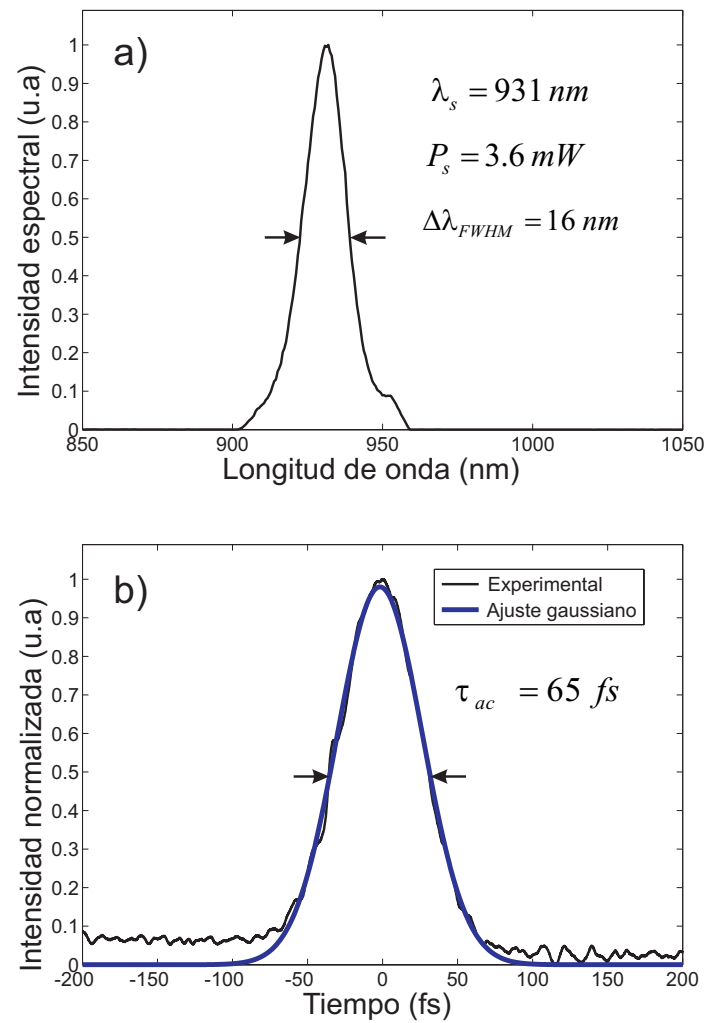


Figura 43: a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 19 mW . El solitón está centrado en 931 nm y tiene una duración real de 46 fs .

es $P_s = 1 \text{ mW}$, la cual proporciona una energía por pulso $E_p = 10 \text{ pJ}$ y una potencia pico $P_0 = 204 \text{ W}$. En la figura 44b se muestra la traza de la auto-correlación obtenida experimentalmente, en donde $\tau_{ac} = 69 \text{ fs}$. Considerando el ajuste Gaussiano, el solitón filtrado tiene asociada una duración $T_{FWHM} = 49 \text{ fs}$. Otra vez, las oscilaciones en la traza de la auto-correlación de la figura 44b, probablemente son debidas a que el espectro no está filtrado adecuadamente.

Al igual que en la fibra anterior ($NL-2.4-800$), la potencia de los solitones filtrados es menor conforme estos se corren hacia longitudes de onda mayores, lo cual es debido a que la energía del pulso incidente en la fibra micro-estructurada se distribuye en un rango mayor de componentes espectrales.

Finalmente el solitón filtrado para una potencia promedio incidente en la fibra $P_{av} = 140 \text{ mW}$ se muestra en la figura 45, el cual tiene una longitud de onda central $\lambda_s = 1090 \text{ nm}$ y un ancho espectral (FWHM) $\Delta\lambda_{FWHM} = 17 \text{ nm}$. La potencia promedio del solitón es $P_s = 0.35 \text{ mW}$, la cual proporciona una energía por pulso $E_p = 3 \text{ pJ}$. Para este caso, la traza de la auto-correlación no fue obtenida experimentalmente, ya que la potencia promedio del solitón (0.35 mW) no fue suficiente para detectar la señal en el auto-correlador. Considerando la relación entre los anchos espectrales y las duraciones de los solitones filtrados de las figuras 42, 43 y 44, el ancho espectral asociado al solitón de la figura 45, debe de corresponder a una duración menor a 50 fs .

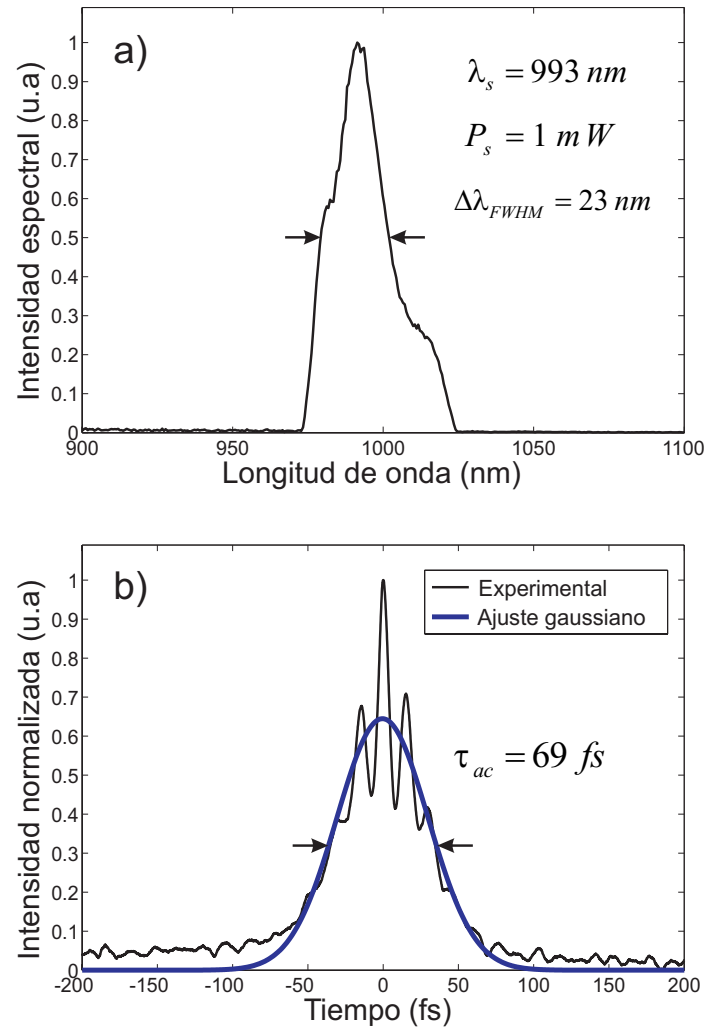


Figura 44: a) Espectro y b) traza de la auto-correlación del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$. La potencia promedio incidente en la fibra es de 55 mW . El solitón está centrado en 993 nm , considerando un pulso gaussiano en el tiempo, este tiene una duración de 49 fs .

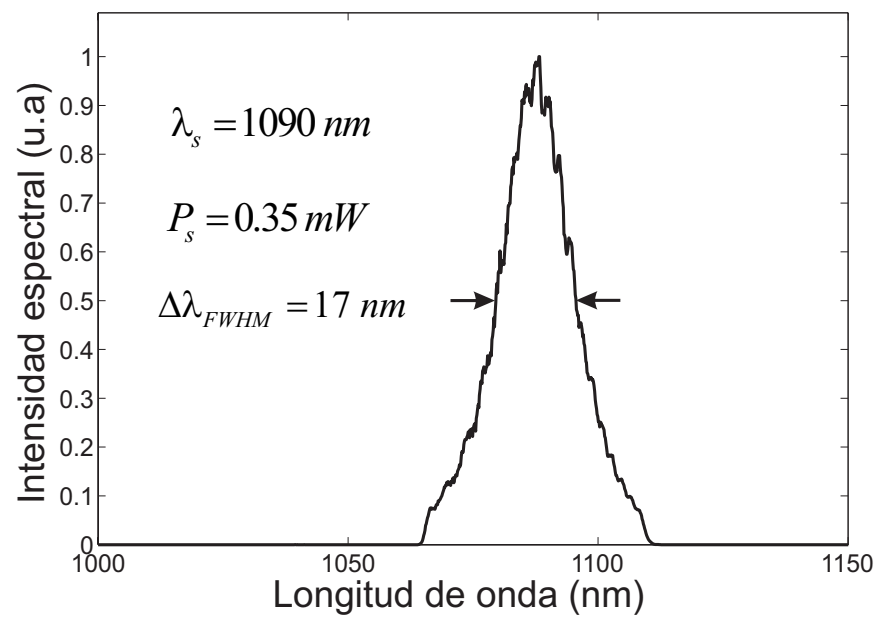


Figura 45: Espectro del solitón filtrado utilizando la fibra $NL - 2.5 - 810$ para una potencia promedio incidente en la fibra de 140 mW . El solitón está centrado en 1090 nm .

Capítulo VI

Conclusiones

En esta tesis hemos realizado un estudio teórico-experimental de la generación de un supercontinuo de luz (el cual es un pulso con una banda espectral muy ancha y que puede comprender todo el visible y parte del infrarrojo), producto del fenómeno de auto-modulación de fase. Se utilizaron pulsos ultracortos provenientes de un láser de Titanio:zafiro centrados en $\lambda_l = 826 \text{ nm}$ y con una duración (FWHM) de 88 fs . Como medios no lineales, se utilizaron dos fibras micro-estructuradas cuyos nombres comerciales son $NL - 2.4 - 800$ y $NL - 2.5 - 810$; sus longitudes son 70 cm y 2 m , respectivamente. La principal característica de estas fibras es que tienen su longitud de onda de cero dispersión λ_{ZD} (800 y 810 nm respectivamente) muy cerca de la longitud de onda del láser (826 nm). Por lo tanto, la contribución debida a la dispersión de velocidad de grupo es pequeña, lo cual hace que el fenómeno de auto-modulación de fase se haga más significativo. Sin embargo, debido a las longitudes de las fibras y a la diferencia entre la longitud de onda del láser y la longitud de onda de cero dispersión de las fibras, el fenómeno de la dispersión de velocidad de grupo también está presente y debe considerarse en la propagación de los pulsos.

Puesto que $\lambda_l > \lambda_{ZD}$, nos encontramos entonces en el régimen de dispersión anómala. En este caso, el corrimiento en frecuencias (chirp) inducido por la dispersión de velocidad de grupo se compensa progresivamente con el corrimiento inducido por la auto-modulación de fase hasta eliminarse por completo, dando por resultado que el pulso se propague en la fibra sin cambiar su forma temporal y espectral. A este pulso

que se propaga sin alteraciones en su forma temporal y espectro, se le llama solitón óptico. En general, el supercontinuo consta de varios solitones y de una onda dispersiva. Esta última, es la responsable de la parte visible, mientras que los solitones, son los constituyentes de la parte infrarroja.

Nuestro estudio consistió en obtener teórica y experimentalmente la parte solitónica del supercontinuo como función de la potencia promedio de los pulsos incidentes, utilizando las dos fibras micro-estructuradas. Además, se utilizó un sistema de filtrado espectral sin dispersión para seleccionar y caracterizar (espectro, potencia y duración) la parte solitónica del supercontinuo. Con base en esto, concluyo lo siguiente:

- El ensanchamiento espectral del supercontinuo y por lo tanto, el corrimiento de la parte solitónica hacia longitudes de onda mayores, depende de la potencia promedio de los pulsos incidentes en las fibras ópticas micro-estructuradas.
- Se logró un corrimiento máximo del solitón de 1200 nm para la fibra de 70 cm y de 1208 nm para la fibra de 2 m con una buena estabilidad.
- Los resultados teóricos y experimentales de la parte solitónica del supercontinuo para ambas fibras, tienen una buena coincidencia pero a diferentes potencias promedio. Esto es en parte atribuido al desconocimiento exacto del valor del parámetro que caracteriza la respuesta Raman del material (T_R) y al error en la eficiencia de acoplamiento en la fibra. En nuestro caso, el valor que mejor se ajustó a nuestros datos fue $T_R = 1.46 \text{ fs}$.
- Para las mismas potencias se obtuvo un corrimiento mayor (teórico y experimental) del solitón utilizando la fibra más corta (70 cm). Esto fue debido a que el coeficiente no lineal (γ) y el parámetro de dispersión de velocidad de grupo (β_2) a la longitud de onda del láser (λ_l) para esta fibra son mayores. Para el caso

teórico, las simulaciones fueron realizadas para potencias promedio pequeñas, debido a limitaciones de cómputo y a las fuertes oscilaciones que se generan en el pulso propagado para altas potencias. En este caso, se obtuvo un comportamiento de saturación en el corrimiento del solitón al aumentar la potencia.

- Se logró aumentar la sensibilidad del auto-correlador, lográndose detectar la señal de auto-correlación de los solitones filtrados, cuya potencia promedio fue del orden de 1 mW .
- La duración (FWHM) de los solitones filtrados estuvo en el rango de $65 - 93 \text{ fs}$. Debido a esto, no fue necesario hacer la etapa de compresión de los solitones, la cual se había planteado como uno de los objetivos de este trabajo.
- No fue posible obtener la traza de auto-correlación para el solitón centrado en 1100 nm , ya que su potencia promedio (0.25 mW) estuvo por debajo de la potencia mínima (0.7 mW) para la cual se lograba detectar la señal en el auto-correlador. Sin embargo, su duración debe ser menor a los 100 fs ya que su ancho espectral (FWHM), es del orden de los anchos de los solitones de menores longitudes de onda.
- Hemos generado y caracterizado pulsos ultracortos sintonizables en el rango de $825 - 1100 \text{ nm}$. En la tabla IV se encuentran resumidas las características de dichos pulsos. Como trabajo futuro, se espera utilizar estos pulsos como fuente de iluminación para hacer microscopía no lineal aplicada al campo de la biología, principalmente.

Tabla IV: Características de los solitones para ambas fibras

	$P_{inc}(mW)$	$\lambda_s(nm)$	$P_s(mW)$	$T_{FWHM}(fs)$	$\epsilon = P_s/P_{inc}(\%)$
Fibra (70 cm)					
	14	825	8.5	65	60
	30	950	3.5	62	25
	45	1000	0.7	53	1.5
	123	1100	0.2	————	0.1
Fibra (2 m)					
	15	890	6.5	46	43
	19	931	3.6	46	18
	55	993	1	49	1.8
	140	1090	0.35	————	0.2

Bibliografía

- Agrawal, G. (2001). *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press. Tercera Edición. USA. 466 pp.
- Alfano, R. y Shapiro, S. (1970). Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses. *Phys. Rev. Lett.*, **24**: 592–594.
- Asaki, M., Huang, C., Garvey, D., Zhou, J., Kapteyn, H., y Murnane, M. (1993). Generation of 11 fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, **18**: 977–979.
- Atieh, A. K., Myslinski, P., Chrostowski, J., y Galko, P. (1999). Measuring the Raman time constant (TR) for soliton pulses in standard single-mode fiber. *Journal of Lightwave Technology*, **17**: 216–221.
- Birks, T., Knight, J., y Russell, P. S. J. (1997). Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Optics Letters*, **22**: 961–963.
- Bloembergen, N. (2000). Nonlinear optics: past, present and future. *Quantum Electronics*, **6**: 876–880.
- Boyd, R. (1992). *Nonlinear Optics*. Academic Press. USA. 439 pp.
- Broderick, N., Monro, T., Bennett, P., y Richardson, D. (1999). Nonlinearity in holey optical fibers: Measurement and future opportunities. *Optics Letters*, **24**: 1395–1397.
- Butcher, P. y Cotter, D. (1990). *The Elements of Nonlinear Optics*. Cambridge University Press. 336 pp.
- Cohen, L. (1985). Comparison of single-mode fiber dispersion measurement techniques. *Journal of Lightwave Technology*, **LT-3**: 958–966.
- Diaspro, A. (2002). *Confocal and Two-Photon Microscopy. Foundations, Applications and Advances*. Wiley-Liss, New York. 616 pp.

- Diels, J. y Rudolph, W. (1996). *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Academic Press. USA. 581 pp.
- Garay Palmett, K. (2005). *Ensamblamiento espectral de pulsos ultracortos por propagación no lineal en fibras micro-estructuradas*. Tesis de maestría, CICESE.
- García Arthur, M., Rangel Rojo, R., Jamasbi, N., y Mohebi, M. (2003). Diseño y construcción de un autocorrelador de pulsos de femtosegundos usando absorción de dos fotones en un diodo luminiscente. *Revista Mexicana de Física*, **49**(3): 258–263.
- Genty, G. (2004). *Supercontinuum Generation in Microstructured Fibers and Novel Optical Measurement Techniques*. Tesis de Doctorado. Helsinki University of Technology. 97 pp.
- Genty, G., Lehtonen, M., y Ludvigsen, H. (2002). Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers. *Opt. Express*, **10**(20): 1083–1098.
- Grigoryan, G., Lima, I., Grigoryan, V., y Menyuk, C. (2000). Using Color to Understand Light Transmission. *Optics Photon News.*, **11**: 44–50.
- Husakou, A. y Herrmann, J. (2001). supercontinuum Generation of Higher-Order Solitons by Fission in Photonic Crystal Fibers. *Phys. Rev. Lett*, **87**(20): 203901–(1–4).
- Isobe, K., Watanabe, W., Matsunaga, S., Higashi, T., Fukui, K., y Itoh, K. (2005). Multi-spectral two-photon excited fluorescence microscopy using supercontinuum light source. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**(2): L167–L169.
- Marcuse, D. (1982). *Light Transmission Optics*. Van Nostrand Reinhold, New York. 380 pp.
- McConnell, G. y Riis, E. (2004). Photonic crystal fiber enables short-wavelength two-photon laser scanning fluorescence microscopy with fura-2. *Phys. Med. Biol*, **49**: 4757–4763.

- Mogilevtsev, D., Birks, T., y Rusell, P. S. J. (1998). Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, **23**: 1662–1664.
- Nowak, G., Kim, J., y Islam, M. (1999). Stable supercontinuum generation in short lengths of conventional dispersion-shifted fiber. *Appl. Opt.*, **38**(36): 7364–7369.
- Ruiz de la Cruz, A. (2006). *Construcción y caracterización de varios diseños de amplificador multi-paso en un sistema CPA*. Tesis de doctorado, CICESE. 81 pp.
- Saleh, B. y Teich, M. (1991). *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons. USA. 966 pp.
- Sotobayashi, H. y Kitayama, K. (1998). 325 nm bandwidth supercontinuum generation at 10 Gbit/s using dispersion-flattened and nondecreasing normal dispersion fiber with pulse compression technique. *Electronics Letters*, **34**: 1336–1337.
- Stingl, A., Spielmann, C., Krausz, F., y Szipocs, R. (1994). Generation of 11 fs pulses from a Ti-sapphire laser without the use of prisms. *Optics Lett.*, **19**: 204–206.
- Suydam, B. y Alfano, R. R. (1989). *In supercontinuum Laser Source*. Springer-Verlag New York. 250 pp.
- Tamura, K., Kubota, H., y Nakazawa, M. (2000). *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **36**: 773–779.
- Unruh, J. R., Price, E., Molla, R., Stehno-Bittel, L., Johnson, C., y Hui, R. (2006). Two-photon microscopy with wavelength switchable fiber laser excitation. *Optics Express*, **14**(21): 9825–9831.
- Yariv, A. (1988). *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons. Tercera Edición. Singapore. 676 pp.
- Zipfel, W., Williams, R., y Webb, W. (2003). Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciencias. *Nature Biotechnology*, **21**: 1369–1377.