TESIS DEFENDIDA POR

Alejandro Alatorre Galván

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Raúl Rangel Rojo

Director del Comité

Dr. Kevin O'Donnell

Miembro del Comité

Dr. Mikhail Shlyagin

Miembro del Comité

Dr. J. Apolinar Reynoso Hernández

Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon

Coordinador del programa de posgrado en Óptica

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

Director de Estudios de Posgrado

07 de marzo de 2011

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS EN ÓPTICA

EFECTOS NO-LINEALES EN LA PROPAGACIÓN DE PULSOS ÓPTICOS DE PICOSEGUNDOS CON MODULACIÓN TEMPORAL DE LA FRECUENCIA EN FIBRAS ÓPTICAS MICROESTRUCTURADAS

TESIS

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

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

ALEJANDRO ALATORRE GALVÁN

Ensenada, Baja California, México, marzo de 2011

RESUMEN de la tesis de **ALEJANDRO ALATORRE GALVÁN**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en ÓPTICA FÍSICA. Ensenada, Baja California, marzo de 2011.

EFECTOS NO-LINEALES EN LA PROPAGACIÓN DE PULSOS ÓPTICOS DE PICOSEGUNDOS CON MODULACIÓN TEMPORAL DE LA FRECUENCIA EN FIBRAS ÓPTICAS MICROESTRUCTURADAS

Resumen aprobado por:

Dr. Raúl Rangel Rojo

Director de Tesis

En este trabajo se presenta un estudio de los procesos ópticos no-lineales que se observan en la propagación de pulsos ópticos de picosegundos con modulación temporal de la frecuencia en fibras microestructuradas, también llamadas fibras de cristal fotónico (PCFs). En estas fibras la cubierta contiene un arreglo regular de agujeros rellenos de aire que corren a lo largo de toda la fibra. Manipulando la geometría de la fibra se pueden controlar sus propiedades de dispersión. Especial atención se presta al fenómeno de Mezclado de Cuatro Ondas (FWM) debido a su aplicación para generar pares de fotones correlacionados, tema de interés para nuestro grupo de trabajo. Los pulsos ópticos de picosegundos fueron obtenidos estirando los pulsos de femtosegundos generados por un láser de Ti:Záfiro de modos amarrados por medio de un expansor construido en el laboratorio, y de una fibra convencional para telecomunicaciones (SMF-28). Se caracterizó la dispersión de las fibras microestructuradas utilizadas aplicando un método en el que se considera la PCF como una fibra de índice escalonado. Se calcularon los diagramas de empatamiento de fases para el proceso de Mezclado de Cuatro Ondas Parcialmente Degenerado (PDFWM) para cada fibra a partir de la información de su dispersión. Los espectros ópticos conseguidos experimentalmente a la salida de las fibras fueron comparados con aquellos predichos por modelos teóricos. En particular, se simuló la propagación de los pulsos a través de las fibras implementando un algoritmo para resolver numéricamente la ecuación de Schrödinger no-lineal generalizada mediante el método de Runge-Kutta de cuarto orden en el cuadro de interacción. Se encontró una gran similitud entre los resultados experimentales y las simulaciones. En algunos casos se observó la reducción del ancho espectral de los pulsos transmitidos por las fibras. Un resultado sorpresivo que se presentó fue la generación de segundo armónico en las fibras, un fenómeno óptico no-lineal de segundo orden el cual no se espera que ocurra en condiciones normales en una fibra óptica.

Palabras Clave: efectos no-lineales, pulsos ópticos de ps, fibras de cristal fotónico.

ABSTRACT of the thesis presented by **ALEJANDRO ALATORRE GALVÁN**, in partial fulfillment of the requirements of the degree of MASTER IN SCIENCES in OPTICS with orientation in PHYSICAL OPTICS. Ensenada, Baja California, march 2010.

NONLINEAR EFFECTS ON THE PROPAGATION OF CHIRPED PICOSECOND OPTICAL PULSES IN MICROSTRUCTURED OPTICAL FIBERS

A study of the nonlinear optical effects observed in the propagation of chirped picosecond optical pulses in photonic crystal fibers (PCF) is presented in this work. Also known as microstructured optical fibers, the PCFs are a kind of optical fibers with a microstructured cladding formed by a periodic array of air holes in silica. The dispersion properties of the fiber can be controlled by manipulating its geometry. Special attention is taken to the Four Wave Mixing process (FWM) because of its application in the generation of correlated photon pairs, which is a subject of interest for our work group. The picosecond optical pulses were obtained by stretching the femtosecond optical pulses generated by a mode-locked Ti:Saphire laser with a stretcher fabricated in the laboratory, and by means of a conventional telecommunication fiber (SMF-28). The dispersion of the microstructured fibers employed was characterized applying the step-index method which consists in considering a PCF like a step-index fiber. The phase-matching diagrams for the Partially Degenerated Four Wave Mixing process (PDFWM) were estimated for each fiber from its calculated dispersion. The experimentally captured optical spectrums were compared with theoretical models. Particularly, the pulse propagation along the fibers was simulated by using an algorithm to solve the Schrödinger nonlinear equation with the fourth-order Runge-Kutta in the interaction picture method. A good agreement between experiments and simulations was found. In some cases, a reduction of the transmitted pulses spectral width was observed. An unexpected result was the the observation of second harmonic generation in the fibers because it is a second order nonlinear optical effect that should not happen in optical fibers under normal conditions.

Keywords: nonlinear effects, chirped ps optical pulses, PCF.

A mis padres:

Felipe y Martha

Agradecimientos

En primer lugar doy gracias a Dios por permitirme concluir satisfactoriamente esta etapa de mis estudios. Nunca me sentí solo en Ensenada pues siempre estuviste conmigo. Gracias también a mi familia, mis papás Felipe y Martha y mis hermanos Luis, Augusto y Marco, por sus oraciones, ánimos y apoyo incondicional hacia mi persona aún sin estar completamente de acuerdo con mis decisiones.

Agradezco al Dr. Raúl Rangel por todos sus consejos, enseñanzas y el tiempo dedicado para atender mis consultas y resolver mis dudas sobre este trabajo y demás. Gracias por compartir conmigo su gusto por la ciencia mismo que descubrí en la emoción que acompañaba a cada una de sus explicaciones. A los doctores Kevin O'Donnell, Mikhail Shlyagin y Apolinar Reynoso, primero, por aceptar formar parte de mi comité evaluador y segundo, por sus comentarios y sugerencias puntuales para el buen desarrollo de esta tesis.

Un agradecimiento especial para el Dr. Eliseo Hernández por toda su importante y amable colaboración en el laboratorio. Así mismo quiero agradecer a los doctores Santiago Camacho e Israel Rocha, y a las compañeras Karina, Miroslava y Lis por la distinta ayuda, directa o indirecta, que me brindaron para elaborar esta tesis. Fue agradable el ser parte de la "familia" que es el grupo de trabajo del laboratorio de láseres de femtosegundos del CICESE. A mis compañeros Boni, Gabriel, David, Alexei, José y José Luis, por su amistad y por hacer más llevadera mi estancia en Ensenada. Algo aprendí de aquellas discusiones y desveladas de "estudio".

Finalmente quiero expresar mi gratitud al CONACYT y al CICESE por las becas otorgadas sin las cuales no hubiese sido posible la realización de este trabajo.

Contenido

Página

Contenido (continuación)

Lista de Figuras

Lista de Figuras (continuación)

Figura Página

Lista de Figuras (continuación)

Figura Página

Lista de Figuras (continuación)

Figura Página

Lista de Tablas

Capítulo I

INTRODUCCIÓN

Los fenómenos ópticos como la reflexión, la refracción, la difracción, la absorción, y el esparcimiento, familiares para nosotros, constituyen lo que se conoce como óptica lineal. Pueden ser explicados a partir de un pequeño conjunto de parámetros ópticos, característicos de cada material, tales como el índice de refracción, los coeficientes de absorción y reflexión y la orientación del medio con respecto a la polarización de la luz (Sutherland, 2003). Por muchos años se creyó que estos parámetros eran constantes, independientes de la intensidad de la luz incidente. Bajo las experiencias ordinarias de nuestra vida diaria, que involucran fuentes de luz de baja intensidad tales como bulbos de luz, diodos emisores de luz a baja intensidad y el sol, esto es correcto. En 1818 Fresnel escribió una carta a la Academia Francesa de Ciencias en la cual hizo notar que la proporcionalidad entre la vibración de la luz y la subsecuente vibración de la materia era cierta sólo porque no se disponía de altas intensidades (Hirlimann, 2005).

La situación cambio dramáticamente después del desarrollo de los láseres a principios de los 60's, los cuales permitieron la generación de intensidades de luz mayores a 1 kW/cm^2. En este régimen de altas intensidades los parámetros ópticos de un material se vuelven funciones de la intensidad del campo óptico aplicado. Ésta dependencia con la intensidad de la luz irradiada de la respuesta de un material es lo que define usualmente la óptica no-lineal que es el estudio de los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de un sistema material por la presencia de luz (Boyd, 2003).

I.1 Antecedentes

Los efectos no lineales eran conocidos desde los tiempos de Maxwell: la saturación de la magnetización en un ferromagneto, la descarga eléctrica por un gas, la rectificación de ondas de radio, y las características eléctricas de uniones p-n son solo unos de los ejemplos más conocidos (Shen, 1984). Sin embargo, diversos autores sitúan el origen de la óptica no-lineal con la observación de la generación de segundo armónico de un láser de rubí en un cristal de cuarzo por Franken *et al.* (1961), poco después de la demostración del primer láser funcional por Maiman (1960). Desde entonces, numerosos fenómenos ópticos no-lineales han sido descubiertos y diversas aplicaciones han sido encontradas, incrementando el interés por el campo de la óptica no-lineal continuamente.

Rápidamente se reconoció a las guías ópticas, incluyendo fibras ópticas, como medios ideales para la óptica no-lineal debido a su gran confinamiento de luz, produciendo de ésta forma altas intensidades a niveles de potencia moderados, con distancias de interacción de hasta kilómetros (Karpierz y Stegeman, 2009). No obstante, el estudio de la propagación no-lineal en fibras ópticas no fue una realidad sino hasta principios de los 70's, con la llegada de las primeras fibras ópticas con pocas pérdidas (Kapron *et al.*, 1970).

La disponibilidad de fibras de sílice con pocas pérdidas a partir de 1970 condujo no solamente a una revolución en el campo de las comunicaciones ópticas sino también al advenimiento del nuevo campo de las fibras ópticas no-lineales: los procesos de esparcimiento Raman y Brillouin estimulados en fibras ópticas fueron estudiados sólo dos años después; los trabajos que se derivaron de estas investigaciones estimularon el estudio de otros fenómenos no-lineales tales como la birrefringencia inducida ópticamente, la mezcla de cuatro ondas, y la auto-modulación de fase. Las fibras ópticas y guías de onda permitieron además la observación de nuevos fenómenos inexistentes en medios en bulto (Karpierz y Stegeman, 2009).

La óptica no-lineal en fibras recibió un gran estímulo en 1973 a partir de una propuesta sobre la implementación de solitones ópticos para las telecomunicaciones, como resultado de una interacción entre los efectos dispersivos y los procesos no-lineales. Los solitones ópticos fueron observados experimentalmente en 1980 lo que condujo a un gran número de avances durante los 80's en la generación y control de pulsos ópticos ultracortos. La década de los 80's también vio el desarrollo de las técnicas de compresión de pulsos y conmutación óptica, las cuales explotaron el uso de los efectos no-lineales en fibras (Agrawal, 2001).

La no-linealidad en las fibras se origina principalmente de la dependencia con la intensidad de la luz del índice de refracción, pero es la forma en que la no-linealidad y la dispersión de la fibra se combinan para influenciar la propagación de la luz la que genera una gran variedad de efectos dinámicos (Dudley y Taylor, 2009).

Los efectos no-lineales en fibras de cristal fotónico (PCFs, por las siglas en inglés para photonic crystal fiber) han atraído una considerable atención (tanto experimental como teórica) desde su fabricación en 1996 por Knight *et al.* (1996). Este tipo de fibras consiste de un núcleo sólido de sílice rodeado por una cubierta con una microestructura transversal de hoyos con aire.

La motivación original para desarrollar las PCFs era la creación de una nueva clase de guías de onda dieléctricas que guiaran la luz por medio de un efecto de brecha fotónica (Russell y Pearce, 2010). Sin embargo, las primeras PCFs guiaban la luz por medio de una forma modificada de reflexión total interna.

Aunque el guiado de luz en las PCFs es conceptualmente similar a aquel en fibras convencionales, pronto se encontró que los grados de dispersión adicionales, específicamente, la fuerte contribución de guía de onda a la dispersión significó la posibilidad de obtener cero dispersión para longitudes de onda en el visible o infrarrojo cercano (Dudley y Taylor, 2009). Adicionalmente, la no-linealidad en las PCFs se ve mejorada como consecuencia del estrecho confinamiento modal en el núcleo haciendo así, que los efectos no lineales sean más significativos.

Debido a las características antes mencionadas, la generación de un supercontinuo, el cual es un mecanismo de ensanchamiento espectral complejo que involucra la interacción entre diferentes efectos no-lineales y la dispersión lineal intrínseca de la fibra, se facilita en las PCFs, razón por la cual se ha mostrado mucho interés en la actualidad por este proceso dada su potencial aplicación en distintos campos. Sin embargo, algunos de los progresos más interesantes en aplicaciones no-lineales de las PCFs no involucran la generación de espectros de banda ancha, sino más bien la generación de componentes de frecuencia angostas via conversión paramétrica de frecuencias por el fenómeno del mezclado de cuatro ondas (Dudley y Taylor, 2009). Un área en la que se ha implementado con éxito particular este proceso es la generación de pares de fotones correlacionados para aplicaciones en óptica cuántica.

La respuesta no-lineal de una fibra óptica puede manipularse de dos maneras: a través de la elección del material para modificar el índice de refracción no-lineal; y por medio del diseño de guía de onda tal que el área modal efectiva optimize la interacción no-lineal (Dudley y Taylor, 2009). Los estudios iniciales de la no-linealidad de las PCFs se enfocaron en fibras basadas en sílice sin embargo, una gran cantidad de trabajos recientes se han llevado a cabo con PCFs de vidrio basadas en materiales distintos como por ejemplo silicato de plomo, bismuto y telurita. Otra área de investigación de nuevos materiales es la de PCFs de polímeros, aunque aún no han sido estudiadas extensivamente para aplicaciones no-lineales. Otra aproximación ha sido iniciar con

PCFs estándar de sílice, pero usar post-afilado (tapering) para incrementar la respuesta no-lineal efectiva al reducir las dimensiones de la fibra a un nivel por debajo de las micras (Dudley y Taylor, 2009).

Aunque las ecuaciones esenciales para describir la propagación no-lineal en fibras ópticas han sido expresadas claramente en la literatura por muchos años, estudios recientes de la generación de supercontinuo han resaltado el poder predictivo cuantitativo de un modelado numérico cuidadoso (Dudley y Taylor, 2009). Las simulaciones han jugado un papel central en revelar un gran número de características sutiles de los procesos no-lineales de ensanchamiento espectral, tal como el acoplamiento entre los procesos Raman y la inestabilidad de modulación, y el efecto de la dispersión en la respuesta no-lineal debido a la variación del área modal efectiva de la fibra.

A través de los años los láseres han sido mejorados de muchas formas, especialmente en términos de la duración mínima de los pulsos disponible, actualmente tan corta como del orden de attosegundos (un attosegundo, as, equivale a 10^{-18}s) y con ello, de las potencias (intensidades) pico accesibles, tan altas como del orden de petawatts hoy en día (un pettawatt, PW, es igual a 10^{15}W). En virtud de los láseres de estado sólido de modos-amarrados y específicamente del auto-amarre de modos, dichos pulsos pueden ser generados directamente por un oscilador óptico (Wegener, 2005). De esta manera, el estudio de los fenómenos ópticos no-lineales en fibras ópticas se ha beneficiado del progreso de la tecnología láser. Así también, el campo de la óptica no-lineal en fibras ópticas se ha visto favorecido con los avances en este tipo de guías de onda, como con el surgimiento de las fibras microestructuradas. De manera recíproca, el estudio de los fenómenos ópticos no-lineales sobre la propagación de pulsos ópticos en fibras ha mejorado nuestro entendimiento de las interacciones fundamentales luz-materia así como ha conducido a distintos avances tecnológicos importantes.

I.2 Motivación

Dentro del grupo de trabajo se han realizado estudios teóricos sobre la producción de estados de dos fotones con características espectrales particulares mediante FWM en fibras ópticas (Garay Palmett *et al.*, 2007, 2008). En este trabajo se pretende comenzar a explorar el proceso del mezclado de cuatro ondas, en un régimen clásico, con el objeto de conocer y solventar en un futuro las distintas limitaciones posibles del proceso.

I.3 Objetivos

El objetivo medular del presente trabajo es estudiar las condiciones para la producción de nuevas frecuencias por el proceso no-lineal de la mezcla de cuatro ondas (FWM) no degenerada en fibras ópticas microestructuradas con pulsos de duraciones de picosegundos. Para ello fue necesaria la consecución de los siguientes objetivos particulares:

- Conocer las características de dispersión de las fibras con que se trabajaría.
- Determinar el espectro de emisión por FWM en las fibras.
- Estudiar su dependencia con distintos parámetros físicos experimentalmente controlables.
- Simular el proceso de la propagación de pulsos ópticos ultracortos en las fibras.
- Comparar los resultados experimentales con aquellos arrojados por la teoría.

Además de lo anterior, fue necesaria la implementación de un sistema expansor para alargar la duración de los pulsos de fs emitidos por el láser a disposición, hasta una duración de unos cuantos ps, esto con la finalidad de disminuir el efecto de la auto-modulación de fase sobre los pulsos al propagarse a través de las fibras.

I.4 Estructura de la tesis

Al propagarse a través de una fibra óptica pulsos ultracortos de luz, diferentes efectos, tanto lineales como no-lineales, modifican la fase y amplitud del campo eléctrico propagado: atenuación, dispersión y efectos no-lineales. Los dos primeros se explican en el capítulo II mientras que los últimos se tratan por separado en el capítulo III. En ambos casos, la descripción de los procesos ópticos se realiza primero desde un punto de vista general, y después particularizando para el caso específico en que el medio de interacción son las fibras ópticas.

En el capítulo III se discute brevemente sobre el origen de los procesos ópticos no-lineales, prestando especial atención a los efectos no-lineales de tercer orden, orden de no-linealidad más bajo en una fibra óptica y categoría a la que pertenece el mezclado de cuatro Ondas. Este proceso junto con la auto-modulación de fase y el esparcimiento Raman, que aunque no son los únicos, constituyen los fenómenos ópticos no-lineales más importantes en la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas por lo que se hace una descripción detallada de cada uno de ellos en secciones aparte. Bajo ciertas circunstancias, es posible observar en fibras ópticas la generación de segundo armónico, un efecto no-lineal de segundo orden. Puesto que uno de los resultados experimentales que se obtuvieron durante el desarrollo de esta tesis involucra a este proceso, se incluye una descripción al respecto. En este capítulo se explica también la denominada ecuación de Schrödinger no-lineal generalizada, empleada con frecuencia para modelar teóricamente la propagación de pulsos ópticos en fibras ópticas. Se mencionan también algunos de los métodos numéricos empleados para su resolución así como la necesidad del uso de un sistema de ecuaciones acopladas bajo ciertas condiciones. Una sección más se aprovecha para hablar respecto de las características más importantes de las fibras de cristal fotónico.

La descripción tanto del equipo utilizado como de los procedimientos desarrollados durante la etapa experimental de este trabajo se trata en el capítulo IV. Esto incluye las características del láser de Ti:Záfiro empleado, el expansor implementado para alargar la duración de los pulsos, el uso de una fibra convencional como alternativa para este propósito, las características de las fibras microestructuradas utilizadas, el sistema para acoplar la luz a las fibras, y los dispositivos para detectar el espectro de transmisión de las fibras. Una tarea entonces importante consistió en la medición de la duración de los pulsos por lo que se menciona también el sistema utilizado para dicho fin. Se hacen notar además los distintos inconvenientes que se presentaron en cada uno de los experimentos y se discuten las acciones que se ejecutaron para resolverlos, en la medida de lo posible.

La dispersión calculada para cada de una de las fibras, al igual que las curvas de empatamiento de fases para el proceso de la mezcla de cuatro ondas parcialmente degenerada estimadas a partir de ellas, se exponen en el capítulo V. Los resultados tanto experimentales como teóricos vía la simulación de la propagación de los pulsos en las fibras ópticas, así como una explicación probable para cada uno de ellos, se dan a conocer en este capítulo. Una comparación entre ambos tipos de resultados se efectúa en una sección más.

Finalmente, las conclusiones derivadas de este trabajo de investigación se presentan en el capítulo VI.

Se añade un apéndice al final de la tesis para describir algunas características importantes referentes a los pulsos ópticos ultracortos. Así mismo, se explica la técnica de autocorrelación óptica la cual se utilizó para medir la duración de los pulsos, y la técnica FROG la cual se menciona también en la tesis.

Debido a que los efectos no-lineales son estudiados en mayor medida en fibras monomodo, el término fibra óptica en este trabajo hace alusión a este tipo de fibras. Las distintas expresiones algebraicas que se presentan están escritas en unidades del SI por lo que pueden encontrarse algunas diferencias en la literatura.

Capítulo II

DISPERSIÓN Y ATENUACIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS

La variación del índice de refracción con la frecuencia (longitud de onda) de la luz constituye el fenómeno de dispersión, el cual ocurre en la mayoría de los medios materiales. Su importancia en la propagación de pulsos ópticos en fibras ópticas es primordial pues tiene una repercusión directa en el ensanchamiento temporal de los pulsos así como en las condiciones de alejamiento de pulsos (walk-off) y empatamiento de fases (phase-matching) requeridas para que ciertos procesos ópticos no-lineales sean eficientes. En éste capítulo se hace una descripción de las características y efecto de la dispersión en la propagación de pulsos ópticos, primero de una manera general y después particularizando para el caso de fibras ópticas. Así mismo se explica el proceso de atenuación, el cual afecta también la propagación de pulsos en fibras ópticas al disminuir su potencia, y que al igual que la dispersión, está presente incluso cuando los fenómenos ópticos no-lineales no son importantes.

II.1 Dispersión

Para describir el efecto de la dispersión sobre la propagación de un pulso, comencemos por representar matemáticamente un pulso óptico mediante la siguiente expresión:

$$E(z,t) = E_0 f(t) \exp[-\mathrm{i}(kz - \omega_0 t)], \tag{1}$$

donde E_0 representa la amplitud del pulso, $f(t)$ su envolvente temporal, $k(\omega)$ es la constante de propagación y ω_0 la frecuencia portadora (o frecuencia angular central del pulso). La constante de propagación está dada por la relación de dispersión

$$k(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c}, \tag{2}$$

siendo $n(\omega)$ el índice de refracción a la frecuencia ω y $c \approx 3 \times 10^8$ m/s es la velocidad de la luz en el vacío.

Un pulso puede ser descrito además como una superposición de diferentes componentes de frecuencia mediante la transformada de Fourier

$$\tilde{E}(z,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(z,t)\exp(-\mathrm{i}\omega t)\mathrm{d}t. \tag{3}$$

Similarmente podemos escribir la transformada de Fourier inversa de la ecuación anterior como

$$E(z,t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(z,\omega)\exp(\mathrm{i}\omega t)\mathrm{d}\omega. \tag{4}$$

Esto implica que un pulso puede ser descompuesto en diferentes ondas monocromáticas con diferentes frecuencias, cuyos frentes de onda se propagan a una velocidad

$$v_f = \frac{\omega}{k(\omega)} = \frac{c}{n(\omega)}, \tag{5}$$

conocida como la *velocidad de fase*.

Para una señal con un ancho espectral finito, la velocidad de fase no es la cantidad más adecuada para describir la propagación de la onda. Se define pues la *velocidad de grupo* como

$$v_g = \left(\frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k}\right), \tag{6}$$

que representa la velocidad a la que se propaga el centro del pulso.

Para el espacio libre ambas velocidades son iguales i.e. $v_f = v_g$, y dicho medio se menciona como *libre de dispersión.* En el caso de un medio para el cual k no es una función lineal de ω, o bien en el que el índice de refracción varía con la frecuencia, se dice que el medio es *dispersivo.* En la región de dispersión "normal", la cual se exhibe en la mayoría de las substancias transparentes en la región visible del espectro, el índice de refracción se incrementa con la frecuencia, por lo que las componentes espectrales del pulso de altas frecuencias (blue-shifted) viajan más lento que sus componentes de baja frecuencia (red-shifted). En la región de dispersión anómala, el índice de refracción decrece al incrementarse la frecuencia y por tanto, ocurre lo opuesto a la dispersión normal, es decir, las componentes espectrales de baja frecuencia viajan más lento que las componentes de alta frecuencia.

Para un pulso viajando en un medio con dispersión, cada componente espectral se propagará con una velocidad de grupo diferente resultando en un ensanchamiento temporal del mismo. Así también, la fase del pulso ϕ no será linealmente proporcional al tiempo (Thyagarajan y Pal, 2007). Esto implica que la frecuencia instantánea del pulso, definida como (Rangel Rojo, 2004)

$$\omega(t) = -\frac{\partial \phi}{\partial t}, \tag{7}$$

varíe con el tiempo y por tanto el pulso adquirirá una modulación temporal de la frecuencia ("chirp"). El ancho espectral del pulso no sufrirá cambio alguno siempre y cuando no se consideren efectos ópticos no-lineales, y se desprecie cualquier dependencia espectral de la atenuación.

La modulación temporal de la frecuencia presente en un pulso se caracteriza a través del parámetro de chirp C. Su valor es adimensional y puede ser tanto positivo como negativo. Por ejemplo, un pulso gaussiano con modulación temporal de la frecuencia

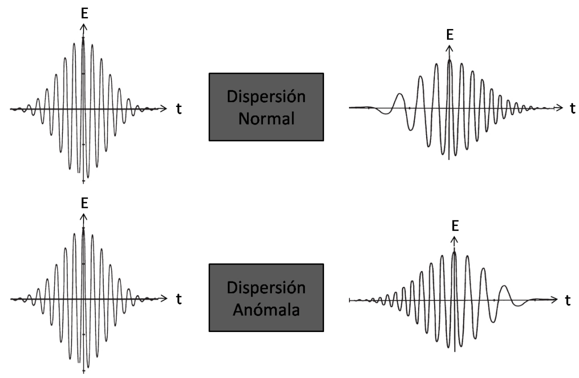


Figura 1: Efecto de la dispersión sobre un pulso gaussiano. Al propagarse en el medio con dispersión el pulso se ensancha y adquiere modulación temporal de la frecuencia. Nótese así mismo la disminución de la amplitud máxima en los pulsos ensanchados.

se escribe como

$$E(z,t) = \exp\left[-(1+\mathrm{i}C)\frac{t^2}{2t_0^2}\right]\exp[-\mathrm{i}(kz-\omega_0 t)], \tag{8}$$

donde t_0 es el semiancho del pulso medido a $1/e$ del máximo en intensidad (HW1/eM). Un parámetro $C = 0$ significa la ausencia de modulación temporal de la frecuencia en el pulso y en tal situación se dice que el pulso esta *limitado por transformada de Fourier*, y su duración será la mínima posible (véase Apéndice). El caso $C < 0$ indica que la frecuencia instantánea se incrementa desde el borde anterior del pulso (la parte del pulso a la izquierda de su pico) hacia el borde posterior del pulso (la parte a la derecha de su pico) y ésta situación se conoce como modulación temporal de la frecuencia ascendente (up-chirp) o simplemente como modulación temporal de la frecuencia negativa (chirp negativo). Por otro lado, para $C > 0$, la frecuencia instantánea decrece desde el borde anterior hacia el borde posterior del pulso y corresponde a una modulación temporal de la frecuencia descendente (down-chirp) o positiva (chirp positivo).

La expresión 8 describe un pulso gaussiano con modulación temporal de la frecuencia lineal aunque es posible extender el concepto a modulación temporal de la frecuencia cuadrática, cúbica, etc. para variaciones de la frecuencia instantánea con el tiempo no-lineales.

II.1.1 Dispersión en fibras ópticas

La dispersión descrita hasta ahora se conoce como dispersión material pues depende de la naturaleza del medio. Para fibras ópticas existen fuentes de dispersión adicionales (Saleh, 1991): dispersión modal y dispersión de guía de onda. En una fibra óptica, la luz se propaga en forma de "modos" de manera que se habla de una constante de propagación modal β y de un índice de refracción también modal (índice de refracción efectivo) n_{ef} el cual toma en cuenta la dispersión tanto material como de guía de onda. La dispersión modal ocurre en fibras multimodales como resultado de las diferentes velocidades de grupo de los modos y el ensanchamiento que sufre el pulso es proporcional a la longitud de la fibra. La dispersión de guía de onda se origina por el hecho de que n_{ef} depende, además de los índices de refracción del núcleo y de la cubierta, de los parámetros de guiado de onda (perfil del índice de refracción y radio de las distintas regiones). La dispersión de guía de onda puede entenderse por el hecho de que el índice de refracción efectivo de un modo $n_{ef}(\omega)$ depende de la fracción de potencia en el núcleo y en la cubierta para una longitud de onda particular. Al cambiar la longitud de onda, también cambia ésta fracción. Este tipo de dispersión está presente incluso cuando el núcleo y la cubierta estén libres de dispersión material.

El análisis presentado en la sección anterior puede ser aplicado para el caso en que el medio dispersivo es una fibra óptica, simplemente reemplazando $n(\omega)$ por $n_{ef}(\omega)$ y $k(\omega)$ por $\beta(\omega)$. Así pues, la constante de propagación modal está dada por

$$\beta(\omega) = \frac{n_{ef}(\omega)\omega}{c}, \tag{9}$$

y es función tanto de la frecuencia óptica del campo ω como del índice de refracción modal efectivo $n_{ef}(\omega)$.

Dado que rara vez se conoce una forma funcional exacta de $\beta(\omega)$, resulta útil expandir $\beta(\omega)$ en una serie de Taylor alrededor de la frecuencia central del espectro del pulso ω_0,

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \cdots, \tag{10}$$

donde

$$\beta_m = \left(\frac{\mathrm{d}^m\beta}{\mathrm{d}\omega^m}\right)\bigg|_{\omega=\omega_0}, \qquad m = 1, 2, \ldots. \tag{11}$$

El parámetro β_0 se relaciona con la velocidad de fase v_f de la componente espectral central del modo propagado mientras que β_1 representa el inverso de la velocidad de grupo v_g del modo; β_2 es conocido como el parámetro de dispersión de la velocidad de grupo (DVG) y es responsable del ensanchamiento de los pulsos; los términos $\beta_j, j > 2$, corresponden a efectos dispersivos de orden superior. En términos matemáticos, lo anterior se expresa como (Agrawal, 2001):

$$\beta_0 = \frac{n_{ef}(\omega_0)\omega_0}{c} = \frac{\omega_0}{v_f}, \tag{12}$$

$$\beta_1 = \frac{1}{c}\left(n_{ef} + \omega\frac{\mathrm{d}n_{ef}}{\mathrm{d}\omega}\right)\bigg|_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{v_g}, \tag{13}$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c}\left(2\frac{\mathrm{d}n_{ef}}{\mathrm{d}\omega} + \omega\frac{\mathrm{d}^2n_{ef}}{\mathrm{d}\omega^2}\right)\bigg|_{\omega=\omega_0} = \frac{\mathrm{d}(1/v_g)}{\mathrm{d}\omega}. \tag{14}$$

El efecto combinado de la dispersión material de la fibra y la dispersión de guía de onda es conocido como *dispersión cromática* la cual es particularmente importante en fibras monomodo, donde no ocurre dispersión modal. Los pulsos pueden sufrir además de dispersión modal por polarización (DMP): incluso una fibra monomodo no lo es realmente debido a que puede soportar dos modos polarizados en dos direcciones ortogonales, digamos x e y. Debido a variaciones aleatorias en la forma del núcleo y a una anisotropía inducida por esfuerzos, el índice de refracción difiere ligeramente para modos polarizados en la dirección x de aquellos polarizados en la dirección y (*birrefringencia modal*). Debido a esto, si un pulso incidente excita ambas componentes de polarización, éstas viajarán a lo largo de la fibra con diferentes velocidades de grupo resultando en un ensanchamiento del pulso. Sin embargo, el ensanchamiento inducido por DMP es relativamente pequeño comparado con los efectos de DVG (Agrawal, 2001), aunque se vuelve un inconveniente para sistemas de comunicaciones a altas velocidades ($\geq$ 10 Gbits/s).

En la literatura, para caracterizar la dispersión en una fibra óptica, en lugar de β_2 se usa comúnmente el parámetro de dispersión D el cual se define como

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2 \approx \frac{\lambda}{c}\frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \tag{15}$$

y suele expresarse en unidades de $ps/(km \cdot nm)$. Cabe notar que D y β_2 tienen signos contrarios.

La dispersión total D en una fibra estará dada aproximadamente por la suma algebraica de la dispersión material y la dispersión de guía de onda (Thyagarajan, 2002). En una fibra monomodo, la dispersión de guía de onda es usualmente negativa mientras que el signo de la dispersión material depende de la región de longitud de onda en la que se opere. Es posible entonces que los dos efectos, dispersión material y de guía de onda, se cancelen uno al otro a una cierta longitud de onda. Dicha longitud de onda se conoce como *longitud de onda de cero dispersión* λ_{ZD}. Debe aclararse que el operar a la λ_{ZD} de la fibra no implica que los pulsos no sufrirán de dispersión alguna. De hecho esto sólo significaría que los efectos dispersivos de segundo orden están ausentes (considere la ecuación (15) para el caso $D = 0$). Ante este panorama, la dispersión de tercer orden (caracterizada por β_3 en (10)) será el término de dispersión dominante.

Las fibras de sílice exhiben dispersión normal ($\beta_2 > 0$) para $\lambda < \lambda_{ZD}$, y presentan dispersión anómala ($\beta_2 < 0$) cuando $\lambda > \lambda_{ZD}$. Un pulso inicialmente sin modulación temporal de la frecuencia propagándose en una fibra experimentará un ensanchamiento en su duración independientemente del régimen de dispersión en el que se opere; lo que diferirá entre uno y otro régimen será el signo de la modulación temporal de la frecuencia inducida en los pulsos dispersados (véase figura (1)). Para un pulso inicialmente con modulación temporal de la frecuencia, la duración del pulso aumentará también monótonamente si se cumple que $\beta_2 C < 0$. Lo anterior ocurre ya sea para el caso en que $\beta_2 > 0$ y $C < 0$ o para el que $\beta_2 < 0$ y $C > 0$. La situación cambia cuando se tiene que $\beta_2 C > 0$: en este caso la duración del pulso decrece en una primera etapa hasta alcanzar una cierta duración mínima para luego incrementarse, ya sea que $\beta_2 > 0$ y $C > 0$ o $\beta_2 < 0$ y $C < 0$.

La combinación de la dispersión con los efectos no-lineales en fibras ópticas puede manifestarse en la propagación de pulsos ópticos con comportamientos cualitativamente distintos que dependerán del signo del parámetro de DVG.

II.2 Atenuación

El término atenuación hace mención a la disminución continua de potencia que sufre un pulso óptico al propagarse éste en un medio, y puede ser debida a procesos de absorción y esparcimiento de la radiación electromagnética.

II.2.1 Atenuación en fibras ópticas

Los principales mecanismos responsables de la atenuación en fibras ópticas de sílice son el esparcimiento Rayleigh, la absorción por impurezas (principalmente agua), imperfecciones en el guiado de onda como lo son las torsiones en la fibra, y absorción infrarroja y ultravioleta intrínsecas (Thyagarajan, 2002).

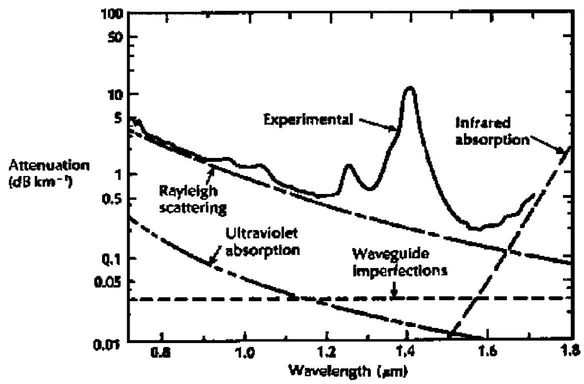


Figura 2: Espectro típico de atenuación de una fibra óptica de sílice. Tomado de (Thyagarajan, 2002).

En una fibra óptica, la potencia óptica decrece por efecto de la atenuación como

$$P(z) = P_e \mathrm{e}^{-\alpha z}, \tag{16}$$

donde z es la distancia propagada por el pulso dentro de la fibra, P_e es la potencia promedio lanzada a la entrada de la fibra, y α se conoce como la *constante de atenuación* la cual es una medida total de las pérdidas en la fibra. Es usual expresar α en unidades de dB/km usando la relación (Agrawal, 2001)

$$\alpha(dB/km) = -\frac{10}{L(km)} \log\left(\frac{P_s}{P_e}\right) = 4.343\alpha(km^{-1}), \tag{17}$$

donde P_s es la potencia transmitida por una fibra de longitud L.

Como se verá en el Capítulo III, efectos no-lineales de tercer orden como el mezclado de cuatro ondas y la auto-modulación de fase se originan debido a una dependencia con la intensidad del índice de refracción. Entonces, debido a la atenuación, la contribución local de los efectos no-lineales disminuirá conforme la longitud de la fibra se incremente. Se puede definir la *longitud efectiva* de la fibra como

$$L_{ef} = \frac{(1 - \mathrm{e}^{-\alpha L})}{\alpha}, \tag{18}$$

la cual proporciona la longitud de la fibra óptica en donde se acumula la mayor contribución de los efectos no-lineales.

Capítulo III

EFECTOS ÓPTICOS NO-LINEALES

Al interactuar con campos electromagnéticos cuya magnitud es comparable con aquella de los campos eléctricos interatómicos (típicamente, de 10^5 a 10^8 V/m), la respuesta de un material dieléctrico se vuelve no-lineal. Esta no-linealidad se manifiesta a través de la aparición de *fenómenos ópticos no-lineales* los cuales modifican las propiedades ópticas del medio que a su vez, modifican el campo al propagarse éste en el medio. El presente capítulo trata sobre el origen de estos procesos ópticos no-lineales, haciendo una descripción más completa de los procesos ópticos no-lineales de tercer orden, categoría a la que pertenece el *mezclado de cuatro ondas.* Este proceso junto con la *auto-modulación de fase* y el *esparcimiento Raman* constituyen los fenómenos ópticos no-lineales más importantes en la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas. Estos efectos no-lineales pueden ocurrir simultáneamente, afectando cada uno el desempeño del otro, por lo que resulta imperativo conocer las características principales de cada uno de ellos. Teóricamente, la propagación de pulsos ópticos en fibras ópticas puede entenderse por medio de la denominada *ecuación de Schrödinger no-lineal generalizada* (ESNLG) de manera que se dedica una sección a su derivación, que si bien no es extensiva, nos permite conocer sus características más importantes. Así también se mencionan algunos de los métodos numéricos empleados para su resolución. El uso de una sola ESNLG resulta insuficiente para describir el proceso del mezclado de cuatro ondas bajo ciertas situaciones, como que se mezclan diferentes polarizaciones, por lo que en un apartado más, se explica el uso de un sistema de ecuaciones acopladas. Puesto que uno de los resultados experimentales que se obtuvieron (los cuales se describen en el capítulo V) involucra la generación de segundo armónico, se incluye también una sección para explicar este fenómeno no-lineal de segundo orden. Particularmente de interés para el estudio de los fenómenos ópticos no-lineales resultan ser las llamadas fibras de cristal fotónico. Sus principales características se describen al final de este capítulo.

III.1 Óptica no-lineal

La interacción de los campos electromagnéticos con los átomos que constituyen la materia puede ser descrita al considerar la respuesta que experimentan los electrones como resultado de la aplicación del campo electromagnético. Esta respuesta se vuelve no-lineal para cualquier dieléctrico cuando la amplitud del campo electromagnético aplicado es del orden de magnitud del campo eléctrico atómico característico, y su origen se relaciona con el movimiento anarmónico de los electrones ligados al átomo bajo la influencia del campo. Su presencia modifica las propiedades ópticas del medio las cuales a su vez, modifican al campo.

Las ecuaciones de Maxwell en un medio dieléctrico y en presencia de cargas y corrientes libres se pueden escribir como (Banerjee y Poon, 1991):

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \tag{19}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \tag{20}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \tag{21}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \tag{22}$$

donde $\vec{E}$ es el campo eléctrico $[V/m]$, $\vec{D}$ el vector de desplazamiento eléctrico $[C/m^2]$,

$\vec{B}$ el campo magnético $[Wb/m^2]$, $\vec{H}$ la inducción magnética [A/m], $\vec{j}$ es el vector de densidad de corriente $[A/m^2]$, y ρ la densidad de carga $[C/m^3]$.

La información sobre las propiedades eléctricas y magnéticas del medio está contenida en las relaciones constitutivas (Guenther, 1990)

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad \text{y} \quad \vec{H} = \tfrac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}, \tag{23}$$

donde $\vec{P}$ es la polarización macroscópica del medio $[C/m^2]$ y $\vec{M}$ su magnetización $[A/m]$, $\varepsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12}$ F/m es la permitividad eléctrica del vacío y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m la permeabilidad magnética del vacío.

La polarización del medio $\vec{P}$ es una función del campo eléctrico aplicado. Esta dependencia puede obtenerse ya sea de un modelo microscópico (clásico como el modelo de Drude-Lorenz, o cuántico), o bien de una relación fenomenológica siempre y cuando se trabaje lejos de las resonancias del medio (longitud de onda en el rango de $0.5 - 2\mu m$ para fibras ópticas). En ambos casos la polarización macroscópica del sistema será, en primera aproximación, igual a la suma de los momentos dipolares de los átomos o moléculas que constituyen el medio.

Para campos ópticos de luz láser, se puede hacer una expansión en potencias del campo eléctrico $\vec{E}$ de la siguiente forma:

$$\vec{P} = \vec{P_0} + \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vdots \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \ldots. \tag{24}$$

En esta expresión $\vec{P_0}$ es la polarización permanente (o espontánea) $[C/m^2]$ la cual sólo se presenta en materiales ferroeléctricos, $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal o de primer orden [adimensional], $\chi^{(2)}$ es la susceptibilidad de segundo orden $[m/V]$, $\chi^{(3)}$ es la susceptibilidad de tercer orden $[m^2/V^2]$ y $\chi^{(n)}$ es en general la susceptibilidad a orden n en el campo $[m^{n-1}/V^{n-1}]$. Debe notarse que ésta expansión en serie de potencias no necesariamente converge. En algunas circunstancias la relación entre la respuesta del material y el campo eléctrico aplicado debe ser expresada utilizando un procedimiento diferente: la expresión (24) pierde su validez cerca de condiciones de resonancia o cuando la intensidad del campo eléctrico aplicado es tan fuerte (del orden de $1PW/cm^2 = 10^{15}W/cm^2$) que es comparable a la intensidad característica del campo atómico, debido a la fuerte fotoionización que puede ocurrir bajo estas condiciones (Boyd, 2003).

Los fenómenos ópticos lineales tales como la refracción, la absorción y la dispersión, encuentran su explicación en la susceptibilidad de primer orden $\chi^{(1)}$, la cual representa la contribución dominante en (24). Por otra parte, $\chi^{(2)}$ es responsable de fenómenos ópticos no-lineales de segundo orden entre los que se encuentran la *generación de segundo armónico* (SHG por las siglas en inglés para *Second Harmonic Generation*), el *efecto Pockels* y la *generación por suma de frecuencias* (SFG por sus siglas en inglés, *Sum Frequency Generation*).

Entre los procesos ópticos no-lineales de tercer orden que se originan como consecuencia de $\chi^{(3)}$ podemos mencionar: el *mezclado de cuatro ondas* (FWM por las siglas en inglés para *Four Wave Mixing*), la auto-modulación de fase (SPM por sus siglas en inglés, *Self-Phase Modulation*), la *modulación de fase cruzada* (XPM), el *esparcimiento Raman* (RS) y el *esparcimiento Brillouin* (BS) entre otros.

En general, se pueden distinguir dos clases de fenómenos ópticos no-lineales: los procesos paramétricos, en los que el dieléctrico juega un rol pasivo; involucran la modulación de un parámetro del medio tal como el índice de refracción; son elásticos en el sentido de que no hay intercambio de energía entre el campo electromagnético y el medio dieléctrico. Pertenecen a ésta categoría la SHG, la SFG, la FWM, la SPM y la XPM . Por otro lado, el medio juega un papel activo en los procesos no-paramétricos puesto que estos dependen de vibraciones moleculares o variaciones de densidad del material. En su caso, el campo óptico transfiere parte de su energía al medio no-lineal o éste absorbe parte de la energía del campo. El RS y el BS caen en ésta clasificación.

La principal diferencia entre los procesos paramétricos y los no-paramétricos radica en que los primeros son sensibles a la fase de las ondas y entonces, su interacción depende de la fase relativa entre ellas. Por lo tanto, este tipo de procesos es eficiente solo si se satisface una condición de *empatamiento de fases*.

La ocurrencia de los efectos no-lineales se favorece usualmente con el uso de pulsos ópticos debido a las altas potencias pico que pueden alcanzarse usando potencias promedio relativamente modestas. Para conseguir una interacción eficiente entre los pulsos es deseable, aunque no siempre requerido, un empatamiento en sus velocidades de grupo (group velocity matching), especialmente si los pulsos involucrados tienen duraciones pequeñas y/o la longitud de interacción es larga.

III.2 Procesos no-lineales de tercer orden

El coeficiente no-lineal $\chi^{(3)}$ (que es en general un tensor de rango cuatro y cuyas componentes son en general complejas) introduce una dependencia del índice de refracción del material con la intensidad I de la forma

$$n = n_0 + n_2 I, \tag{25}$$

donde n_0 es el índice de refracción lineal y n_2 se denomina como el *índice de refracción no-lineal* $[m^2/W]$ el cual se relaciona con la parte real de $\chi^{(3)}$ mediante

$$n_2 = \frac{3}{4\varepsilon_0 n_0^2 c} Re\left\{\chi^{(3)}\right\}. \tag{26}$$

Esta dependencia del índice de refracción con la intensidad de la luz, fenómeno conocido como *refracción no-lineal* o *efecto Kerr*, es responsable de un gran número de los efectos ópticos no-lineales de tercer orden.

III.2.1 Auto-modulación de fase

Para pulsos cortos de luz la envolvente en intensidad es una función del tiempo $I = I(t)$. Consecuentemente, en medios ópticos con no-linealidad de tercer orden en los que se cumple (25), el índice de refracción estará también modulado en el tiempo y por tanto la fase ϕ de los pulsos tendrá una dependencia extra con el tiempo. A este fenómeno se le conoce como auto-modulación de fase (SPM) y es un efecto no-lineal degenerado en el que todas las ondas involucradas tienen la misma frecuencia.

Esta modulación temporal de la fase nos lleva a que la frecuencia de la onda sufrirá también una modulación. Para mostrar lo anterior consideremos por simplicidad la fase de una onda plana monocromática que se propaga en un medio no-lineal en la dirección z,

$$\phi(z,t) = \phi_0 + kz - \omega_0 t, \tag{27}$$

donde ϕ_0 es la fase inicial de la onda.

Usando en la ecuación anterior la relación de dispersión (2) y la expresión (25) para el índice de refracción se tiene que

$$\begin{aligned} \phi(z,t) &= (\phi_0 + n_0 k_0 z - \omega_0 t) + n_2 k_0 z I(t) \\ &= \phi_L + \phi_{NL}, \end{aligned} \tag{28}$$

donde k_0 es la constante de propagación en el vacío y donde

$$\phi_L = \phi_0 + n_0 k_0 z - \omega_0 t, \tag{29}$$

es la parte lineal de la fase de la onda y

$$\phi_{NL} = n_2 k_0 z I(t), \tag{30}$$

es el término adicional resultado de la SPM el cual contiene la modulación temporal de la fase.

Para el caso en que no se tiene modulación temporal de la fase (en cuyo caso $\phi_{NL} = 0$), $\omega(t) = \omega_0$, es decir, la frecuencia instantánea del pulso es constante e igual a la frecuencia central del pulso, lo cual se puede verificar fácilmente usando (28) en la definición (7). Se tiene entonces un pulso sin modulación temporal de la frecuencia. Cuando el proceso de SPM está presente, la frecuencia instantánea resulta

$$\omega(t) = \omega_0 - k_0 n_2 z \frac{\partial I}{\partial t}, \tag{31}$$

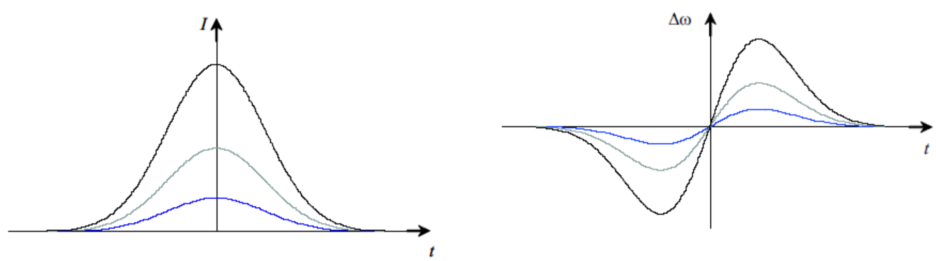
por lo que el pulso adquiere una modulación temporal de la frecuencia cuyo signo dependerá del signo mismo de $\frac{\partial I}{\partial t}$.

La SPM es un fenómeno que genera nuevas frecuencias. Sin embargo, esto no necesariamente conlleva a un ensanchamiento espectral de los pulsos como comúnmente se piensa: cuando la SPM actúa en un pulso, el espectro del pulso puede ensancharse, encogerse, o incluso puede permanecer inalterado, dependiendo principalmente en la modulación temporal de la frecuencia del pulso. Para entender esto, la adición de nuevas componentes de frecuencia en el pulso por SPM debe considerarse en el cuadro de amplitudes y no en el de intensidades: las contribuciones de amplitud de la SPM interfieren con aquellas originalmente presentes en el pulso. Si ésta interferencia es constructiva en las alas del espectro, el espectro se ensanchará. No obstante, la interferencia puede ser también destructiva, y el efecto será entonces que el espectro del pulso se vuelva más angosto (Paschotta, 2010). La forma del espectro ensanchado por SPM dependerá de la forma del pulso y de la modulación temporal de frecuencia inicial en el pulso aunque generalmente presentará una estructura oscilatoria en el dominio de la frecuencia. Para SPM con con un valor de n_2 positivo (tal como ocurre en fibras ópticas), el ancho de banda de un pulso con modulación temporal de la frecuencia ascendente se incrementa mientras que el de un pulso con modulación temporal de la frecuencia descendente disminuye.

Si se considera un pulso con un perfil temporal de intensidad $I(t)$ propagándose a través de un medio de longitud L con no-linealidad de tercer orden y una respuesta no-lineal instantánea, el campo exhibe a la salida un corrimiento de su frecuencia instantánea con dependencia temporal e igual a (Coen *et al.*, 2002)

$$\Delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = -\omega_0 \frac{n_2 L}{c} \frac{\mathrm{d}I(t)}{\mathrm{d}t}. \tag{32}$$

La figura 3 muestra la variación de $\Delta\omega(t)$ a lo largo de la duración de un pulso gaussiano por efecto de la SPM en un medio con $n_2 > 0$ para distintas intensidades del pulso.



(a) (b)

Figura 3: Efecto de la SPM sobre un pulso gaussiano en un medio con $n_2 > 0$. (a) Perfil del pulso para distintos valores de la intensidad pico; (b) Corrimiento de la frecuencia instantánea. Tomadas de (Rangel Rojo, 2004).

Suponiendo que el perfil temporal de intensidad del pulso puede escribirse de acuerdo a la notación especial descrita en (Gaskill, 1978) para una función real, la cual es aplicable para pulsos tanto gaussianos como aquellos con perfil sech entre otros, se tiene

$$I(t) = f\left(\frac{t-a}{b}\right), \tag{33}$$

donde a es una constante real que determina esencialmente la "posición" de la función a lo largo del eje t, y la constante real b es un factor de escala usualmente proporcional al ancho de la función o en este caso, del pulso. Sustituyendo la expresión anterior en (32) resulta

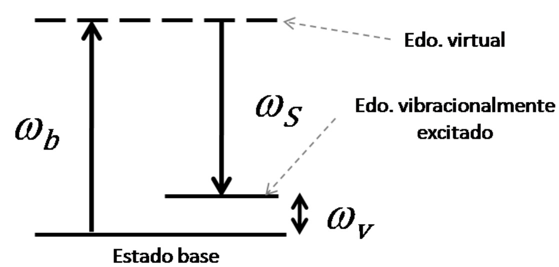
$$\Delta\omega(t) = -\frac{\omega_0}{b}\frac{n_2 L}{c}\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}f}, \tag{34}$$

donde se usó la regla de la cadena en la derivación. Vemos pues que el ensanchamiento espectral debido a la SPM dependerá inversamente de la duración del pulso, es decir, su efecto será mayor conforme menor sea la duración de los pulsos. Como se discutirá más adelante, lo anterior resultó de importancia para el presente trabajo.

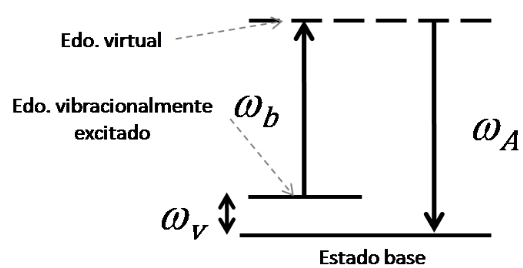
En ausencia de dispersión, la duración de los pulsos permanece inalterada ante la SPM. Sin embargo, en presencia de dispersión en el medio, la SPM conduce a una evolución distinta en la propagación de los pulsos.

III.2.2 Esparcimiento Raman

El esparcimiento Raman (RS) es un proceso por medio del cual una fracción de la energía de un campo óptico que incide en un medio molecular cualquiera es transferida a otro campo cuya frecuencia está desplazada descendentemente respecto a la frecuencia del campo incidente por una cantidad determinada por los modos de oscilación moleculares del medio (Agrawal, 2001). En términos cuánticos el fenómeno se describe de la siguiente manera: un fotón del campo incidente (denominado bombeo) es aniquilado para crear un fotón de menor frecuencia y un fonón óptico con la energía y momento apropiados para conservar ambas cantidades (fig. 4(a)). La molécula, por tanto, hace una transición a un estado de energía vibracional mayor. Un fotón de alta energía (mayor frecuencia) puede ser creado también si se dispone de un fonón óptico con la energía y momento adecuados. La radiación generada a menor frecuencia ω_S que el bombeo ω_b se conoce como *onda Stokes* mientras que a aquella generada a una mayor frecuencia ω_A se le llama *onda anti-Stokes.* El proceso anti-Stokes (fig. 4(b)) se observa raramente debido a que requiere de un empatamiento de fases y se necesita de una población considerable de osciladores vibracionalmente excitados, lo cual no sucede en equilibrio térmico.



(a)



(b)

Figura 4: Diagramas de niveles de energía para el Esparcimiento Raman. (a) Esparcimiento Raman Stokes; (b) esparcimiento Raman Anti-Stokes. ω_v representa la frecuencia de excitación característica del material.

La cantidad más importante para describir el RS es el espectro de ganancia Raman $g_R(\omega_b - \omega_S)$. En la mayoría de los medios moleculares, la ganancia Raman ocurre a frecuencias específicas bien definidas.

III.2.3 Mezcla de cuatro ondas

El proceso del mezclado de cuatro ondas (FWM) involucra en general la aniquilación de dos fotones de bombeo (con frecuencias ω_{b1} y ω_{b2}) y la creación de dos nuevos fotones llamados indistintamente señal y acompañante (cuyas frecuencias son respectivamente ω_s y ω_a) (fig. 5).

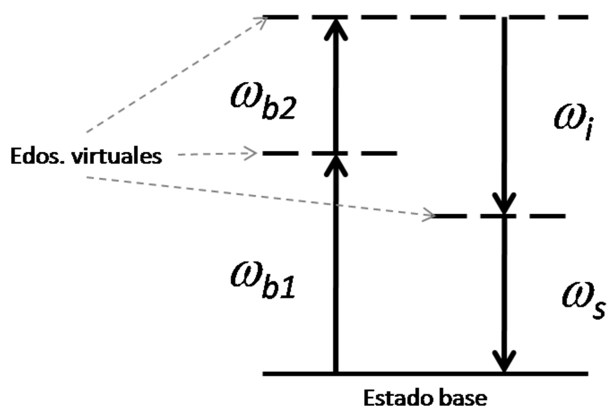


Figura 5: Interpretación cuántica de la mezcla de cuatro ondas.

En este proceso se debe cumplir la conservación tanto de la energía como del momento, i. e., las frecuencias de los cuatro fotones satisfacen la ecuación

$$\omega_{b1} + \omega_{b2} = \omega_s + \omega_a, \tag{35}$$

puesto que la energía por fotón es $E_i = \hbar\omega_i,\ i = b1, b2, s, a$, siendo $\hbar$ la constante de Planck $h = 6.626076 \times 10^{-34} J \cdot s$ dividida por 2π. El proceso es eficiente para frecuencias que además cumplen la condición de empatamiento de fases (phase-matching)

$$\Delta\vec{k} = \vec{k}_s + \vec{k}_a - \vec{k}_{b1} - \vec{k}_{b2} = 0, \tag{36}$$

la cual corresponde a la conservación del momento al ser $\vec{p} = \hbar\vec{k}_i,\ i = b1, b2, s, a$ la cantidad de momento por fotón.

Aún cuando el empatamiento de fases (36) no es perfecto, es decir, $\Delta\vec{k} \neq 0$, puede ocurrir FWM significativo.

Si solo la onda de bombeo incide en el medio no-lineal, y se satisface la condición de empatamiento de fases (ec. (36)), las ondas señal y acompañante a las frecuencias ω_s y ω_i pueden ser generadas a partir de las fluctuaciones del vacío, de manera similar al proceso de SPRS. Por otro lado, si un pulso débil a la frecuencia ω_s (u ω_a) es lanzado al medio no-lineal junto con el bombeo, la onda débil es amplificada y a su vez una nueva onda a la frecuencia ω_a (u ω_s) se genera simultáneamente. A la ganancia responsable de dicha amplificación se le conoce como ganancia paramétrica mientras que al proceso mismo de amplificación se le llama amplificación paramétrica. El par de condiciones (35) y (36) proporcionarán las longitudes de onda para las cuales se tiene una ganancia pico, y dependerán en general de la dispersión del medio.

El empatamiento de fases se satisface con relativa facilidad para el caso específico en que $\omega_{b1} = \omega_{b2} = \omega_b$, situación que se conoce como *mezcla de cuatro ondas parcialmente degenerada* (PDFWM) o mezcla de cuatro ondas con bombeo degenerado, y el cual es un caso comúnmente estudiado en fibras ópticas.

Físicamente, el PDFWM se manifiesta de manera similar al RS: una onda de bombeo transfiere energía a dos ondas desplazadas ascendente y descendentemente en frecuencia respecto al bombeo por una cantidad

$$\Omega = \omega_b - \omega_s = \omega_a - \omega_b, \tag{37}$$

donde se supuso que $\omega_s < \omega_a$. El espectro óptico resultado de este proceso exhibe pues, además de la componente correspondiente al bombeo a la frecuencia ω_b, dos bandas equidistantes a cada lado del bombeo a las frecuencias ω_s y ω_a. En analogía directa con el RS, la onda generada de menor frecuencia (en este caso ω_s) comúnmente se denomina como onda Stokes y la de mayor frecuencia (ω_a en este caso) como onda anti-Stokes. Sin embargo, en el presente trabajo usaremos la terminología señal/acompañante para evitar confusiones entre las componentes generadas por uno y otro fenómeno.

Para el caso en que el bombeo se efectúa con pulsos cortos, dos efectos pueden reducir la interacción entre las cuatro ondas que participan en el FWM:

1. El ensanchamiento espectral del bombeo ocasionado por SPM.

2. La separación espacial entre las ondas mientras se propagan en el medio, producto de la diferencia de velocidades de grupo entre los pulsos de bombeo y los pulsos señal y acompañante.

Algunas de las aplicaciones del proceso del FWM incluyen generación óptica paramétrica (OPG) o conversión de longitudes de onda (Chen *et al.*, 2005; Abedin *et al.*, 2002; Méchin *et al.*, 2006; Inoue, 1994), generación de supercontinuo (Wadsworth *et al.*, 2004), generación de pares de fotones correlacionados (Wang *et al.*, 2001; Garay Palmett *et al.*, 2007, 2008), y amplificación paramétrica (Stolen y Bjorkholm, 1982; McKinstrie *et al.*, 2002). El proceso de FWM puede usarse también para procesos de multiplexión por división de tiempo a alta velocidad (TDM, por sus siglas en inglés), compresión de pulsos (Thyagarajan y Kaur, 2000; Thyagarajan *et al.*, 1996), inversión espectral (Buck, 2010), por mencionar algunas otras.

III.3 Generación de segundo armónico

El fenómeno de la generación de segundo armónico (SHG) consiste en hacer incidir un campo óptico con frecuencia ω (conocido como campo fundamental) en un material, el cual en respuesta genera luz con frecuencia 2ω denominada como segundo armónico.

En términos de fotones, la SHG se puede ver como la absorción consecutiva de dos fotones a la frecuencia óptica ω hasta un estado virtual de energía, a partir del cual el sistema decae a su estado base emitiendo un fotón de frecuencia 2ω en el proceso, como se ve en la figura 6. Está descrita por el tensor de susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2}$.

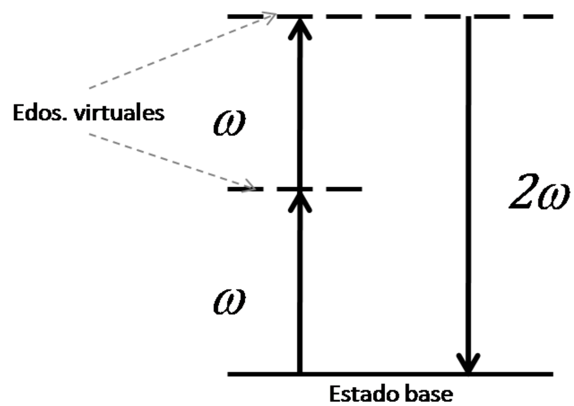


Figura 6: Diagrama de niveles de energía para el proceso de generación de segundo armónico.

En el contexto de la física clásica, la onda óptica incidente en el medio induce un arreglo de dipolos eléctricos en el medio, dispuestos a oscilar por la luz misma. Si la intensidad de excitación es alta, entonces dichas oscilaciones se vuelven fuertemente anarmónicas, y los dipolos pueden irradiar coherentemente ondas a nuevas frecuencias (en este caso al doble de la frecuencia del campo incidente) (Sutherland, 2003).

La SHG es un fenómeno óptico no-lineal de segundo orden. Está descrita por el tensor de susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$, el cual es diferente de cero sólo para materiales no-centrosimétricos.

El proceso de SHG es efectivo cuando se cumple la condición de empatamiento de fases:

$$\Delta\vec{k} = \vec{k}(2\omega) - 2\vec{k}(\omega) = 0, \tag{38}$$

con $\vec{k}$ el vector de onda.

En el caso ideal de una onda plana, la intensidad del segundo armónico generado es como sigue:

$$I(2\omega) = \frac{2^7\pi^3\omega^2\chi_{ef}^2 L^2}{n^3c^3} I^2(\omega) \left(\frac{\text{sen}(\Delta kL/2)}{\Delta kL/2}\right)^2, \tag{39}$$

donde L es la longitud del material, n es el índice de refracción, c es la velocidad de la luz, y χ_{ef} es una susceptibilidad de segundo orden efectiva la cual depende del material y refleja las propiedades medias de doblado de frecuencia del mismo en una dirección de trabajo dada (Hirlimann, 2005).

Para el caso de empatamiento de fases completo (i.e. $\Delta\vec{k} = 0$), la señal del segundo armónico (SA) crece cuadráticamente con la longitud del medio no-lineal. Cuando el empatamiento de fases no es perfecto (i.e. $\Delta\vec{k} \neq 0$), la cantidad de desempatamiento de fases establecerá un límite en la longitud del cristal sobre la cual puede ocurrir una conversión de frecuencia eficiente. A ésta distancia se le conoce como la *longitud de coherencia* y se define como:

$$L_c = \frac{\pi}{|\Delta k|}. \tag{40}$$

Un desempatamiento de fases severo produce un comportamiento oscilatorio en la intensidad del segundo armónico y reduce la máxima eficiencia de conversión alcanzable.

Existen cuatro técnicas básicas para alcanzar el empatamiento de fases: empatamiento de fases angular (escalar y vectorial), empatamiento de fases por temperatura, cuasi-empatamiento de fases y empatamiento de fases Čerenkov. Para una descripción detallada de cada una se puede consultar por ejemplo Sutherland (2003).

En principio es posible alcanzar la condición de empatamiento de fases (38) haciendo uso de la dispersión anómala (véase el capítulo II). Sin embargo, el procedimiento más común para alcanzar la condición de empatamiento de fases es hacer uso de la birrefringencia asociada a la no-centrosimetría de muchos cristales (Boyd, 2003): KDP, KTP, BBO, y LBO por ejemplo.

En el caso del empatamiento de fases angular, la relación (38) se satisface bajo ciertas direcciones particulares de polarización dependiendo de la dependencia con la frecuencia del elipsoide de índices del medio (Poumellec *et al.*, 1989). Así mismo, se pueden encontrar varias situaciones dependiendo del tipo de cristal birrefringente: en cristales positivos, como el cuarzo, $n_e > n_o$, mientras que en los cristales negativos, como la calcita, $n_e < n_o$, donde los subíndices e y o se utilizan para identificar al índice de refracción para el haz extraordinario y el haz ordinario respectivamente. En las interacciones de tipo I las dos ondas mezcladas tienen la misma dirección de polarización, mientras que en el empatamiento de fases de tipo II las ondas están polarizadas ortogonalmente (Hirlimann, 2005).

En un medio birrefringente, la dirección de propagación de la onda (i.e., del vector de onda) para un haz extraordinario no es en general la misma que la dirección de propagación de la energía (i.e., del vector de Poynting). Así, tanto para los procesos de tipo I como para los de tipo II, los haces ordinario y extraordinario rápidamente divergen uno del otro conforme se propagan a través del cristal (efecto conocido en inglés como walk-off), limitando el traslape espacial de las dos ondas a lo largo del medio no-lineal y disminuyendo así, la eficiencia de cualquier proceso no-lineal que involucre la mezcla de tales ondas (Boyd, 2003).

Para pulsos láser ultracortos cuya duración es de fs hasta unos cuantos ps, los efectos de la propagación de pulsos deben considerarse. En general, los pulsos en interacción viajarán con diferentes velocidades de grupo , y sobre una cierta distancia no estarán más físicamente traslapados. Esto disminuye la polarización no-lineal y por lo tanto reduce también la eficiencia de conversión de SHG.

En el caso específico en el cual la estructura del medio tiene un centro de inversión (como en gases y líquidos al ser estos isotrópicos) el tensor $\chi^{(2)}$ es idénticamente cero por lo que, en principio, no se puede generar segundo armónico. Debe remarcarse, sin embargo, que $\chi^{(2)}$ es distinto de cero en la vecindad cercana a la interfase entre dos medios, esto debido a que los átomos en la interfase ocupan posiciones que carecen de inversión de simetría. Aún así, puesto que sólo una pequeña fracción del número total de átomos reside en la superficie, la intensidad de la radiación de segundo armónico generada en una superficie es demasiado normalmente mucho más débil que la generada en el bulto de un medio no-centrosimétrico, pero es susceptible de medirse (Mills, 1991).

III.4 Procesos ópticos no-lineales en fibras ópticas

Debido a que $\chi^{(2)}$ se anula para medios centrosimétricos (los cuales presentan simetría de inversión) tal como líquidos, gases y sólidos amorfos como la sílice (SiO_2, material con el que se fabrican comúnmente las fibras ópticas), el orden de no-linealidad más bajo en una fibra óptica es de tercer orden.

El valor del índice de refracción no-lineal n_2 para la sílice es del orden de $10^{-20}m^2/W$, dos órdenes de magnitud menor en comparación con otros medios no-lineales. A pesar de esto, los efectos no-lineales en fibras ópticas pueden ser observados aún con pulsos de luz con potencias moderadas dado que al ofrecer una longitud de interacción larga, pocas pérdidas y un estrecho confinamiento de modos que resulta en un área modal efectiva pequeña, dentro de las fibras ópticas se producen intensidades significativas para que los procesos no-lineales ocurran. De esta forma, la alta no-linealidad efectiva en fibras ópticas conduce a una reducción dramática en los requerimientos de potencia de bombeo para la generación de procesos ópticos no-lineales en comparación con aquellos para medios en bulto.

Al propagarse a través de una fibra, los pulsos ópticos ultracortos son afectados tanto por procesos no-lineales como por efectos dispersivos. No obstante, dependiendo de las características del bombeo (potencia pico, λ central de los pulsos, su duración, etc.) distintos procesos pueden dominar sobre los otros. Resulta pues conveniente definir una distancia característica para cada proceso Agrawal (2001):

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \tag{41}$$

y

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \tag{42}$$

La longitud de dispersión, L_D, y la longitud no-lineal, L_{NL}, proporcionan las escalas de longitud sobre las cuales los efectos dispersivos y/o no-lineales se vuelven importantes para la evolución de los pulsos, dependiendo de sus magnitudes relativas entre sí, y en comparación con la longitud de la fibra L.

III.4.1 Auto-modulación de fase en fibras ópticas

Puesto que en fibras ópticas n_2 es positivo, la SPM conduce a un incremento en la frecuencia con el tiempo lo cual corresponde a una modulación temporal de la frecuencia ascendente ($C < 0$). En el régimen de dispersión normal la modulación temporal de la frecuencia inducida por dispersión y por SPM son del mismo signo por lo que ambos efectos se suman. Así, un pulso de gran potencia sufrirá de dispersión adicional en comparación con el mismo pulso para bajas potencias. Por otro lado, en la región de dispersión anómala, la modulación temporal de la frecuencia inducida por dispersión es opuesta que aquella debida a la SPM, pudiendo cancelarse un efecto con el otro, parcialmente o incluso totalmente para dar origen a los *solitones* que son pulsos los cuales no se ensanchan ni en el tiempo ni en su espectro al propagarse a lo largo de la fibra.

III.4.2 Esparcimiento Raman en fibras ópticas

Para el caso de pulsos ultracortos que se propagan en el medio, el esparcimiento Raman puede aparecer de diferentes formas (Headley III y Agrawal, 1996): la generación Raman, la amplificación Raman, y el esparcimiento Raman estimulado intrapulso:

- La *generación Raman* o *esparcimiento Raman espontáneo* SPRS, describe el crecimiento de un pulso Stokes a partir de la radiación Raman esparcida espontáneamente en la fibra. La luz incidente actúa como un bombeo para generar la onda Stokes.

- La *amplificación Raman* o *esparcimiento Raman estimulado* SRS, que ocurre cuando la energía de un pulso de bombeo intenso es transferida a un pulso señal débil (copropagándose o contrapropagándose con el bombeo), siempre y cuando la diferencia de frecuencias $\omega_b - \omega_S$ se encuentre dentro del ancho de banda de la ganancia Raman $g_R(\omega_b - \omega_S)$. La radiación Stokes generada por SPRS funciona como "semilla" para el SRS por lo que, para campos de bombeo intensos, la onda Stokes es amplificada rápidamente dentro del medio, pudiendo incluso transferirse a ella la mayoría de la energía del bombeo. Una vez que la onda Stokes ha alcanzado suficiente intensidad, ocurrirá una conversión de regreso de ω_S a ω_b en lo que se conoce como efecto Raman inverso (Buck, 2010) el cual debe distinguirse del esparcimiento Raman anti-Stokes. El SPRS, de manera similar al proceso atómico de emisión espontánea, puede pensarse como un mecanismo estimulado en el que los "fotones virtuales" aportados por las fluctuaciones del vacío actúan como fotones de prueba.

- El *esparcimiento Raman intrapulso* IRS, el cual aparece como una transferencia de energía de las componentes de alta frecuencia de un pulso a las componentes de menor frecuencia del mismo pulso en un fenómeno no-lineal conocido como *auto-corrimiento de frecuencia.*

En fibras de sílice, la ganancia Raman abarca una banda de frecuencias de aproximadamente 40 THz, con un pico localizado a una frecuencia corrida descendentemente del bombeo por aproximadamente 13.2 THz (Agrawal, 2001) (fig. 7). Este comportamiento se debe a que en la sílice, dada su naturaleza no-cristalina, las frecuencias vibracionales moleculares se extienden en bandas que se traslapan y crean un continuo.

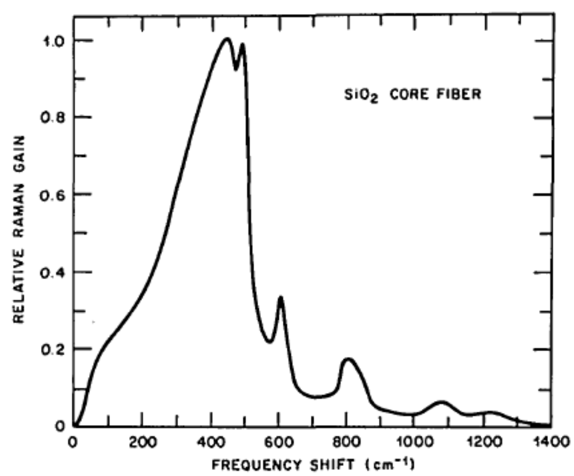


Figura 7: Espectro de ganancia Raman normalizado para una fibra monomodo de sílice. Tomado de (Stolen *et al.*, 1984).

Dado que el RS no es un proceso que requiera empatamiento de fases o mejor dicho, dado que es un proceso empatado en fases automáticamente como resultado de la participación activa del medio no-lineal, ocurrirá en todas las fibras y se mantiene inalterado ante diferencias en la dispersión de la fibra (Wadsworth *et al.*, 2004).

III.4.3 Mezcla de cuatro ondas en fibras ópticas

Debido a que las fibras tienen un índice de refracción no-lineal finito, el empatamiento de fases del FWM (ec. (36)) en fibras ópticas generalmente depende de la potencia de bombeo: la ecuación (36) adquiere un término no-lineal adicional γP_{0_i} por cada fotón de bombeo debido al corrimiento de fase por SPM y XPM, donde γ se conoce como el parámetro no-lineal de la fibra y P_{0_i} es la potencia pico del i-ésimo pulso de bombeo. La condición de empatamiento de fases para el proceso de FWM en fibras ópticas en presencia de refracción no-lineal queda entonces como

$$\kappa = \beta_s + \beta_a - \beta_{b1} - \beta_{b2} - \gamma(\omega_{b1})P_{0_{b1}} - \gamma(\omega_{b2})P_{0_{b2}} = 0. \tag{43}$$

Formalmente, se debería añadir un término γP_{0_i} en la condición de empatamiento de fases por cada onda que participa en la interacción ya que en principio cada onda individual inducirá un cambio en el índice de refracción de la fibra debido a la dependencia de éste con la intensidad ocasionado por la no-linealidad de tercer orden. Sin embargo, dado que P_0 para la señal y la acompañante son mucho muy pequeñas en comparación con los pulsos de bombeo, sus contribuciones suelen ser despreciadas.

El parámetro no-lineal se define como (Agrawal, 2001)

$$\gamma = \frac{n_2\omega}{cA_{ef}}, \tag{44}$$

donde A_{ef} se conoce como el área modal efectiva (o área efectiva del núcleo) y se define como

$$A_{ef} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty}|F(x,y)|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y\right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty}|F(x,y)|^4 dxdy}, \tag{45}$$

siendo $F(x,y)$ la distribución modal del modo fundamental de la fibra. Claramente A_{ef} depende de las características de la fibra tales como las dimensiones del núcleo y la diferencia de índices entre éste y la cubierta. Así mismo, A_{ef} es también función de ω debido a la dependencia con la frecuencia de la distribución modal $F(x, y)$. Sin embargo, la variación de A_{ef} sobre el espectro de un pulso es típicamente despreciable por lo que A_{ef} puede incluirse de manera directa.

La condición de empatamiento de fases (43) puede reescribirse como (Agrawal, 2001)

$$\kappa = \Delta k_M + \Delta k_G + \Delta k_{NL} = 0, \tag{46}$$

donde Δk_M, Δk_G, y Δk_{NL} representan el desempatamiento que ocurre como resultado de la dispersión material, la dispersión de guía de onda, y los efectos no-lineales, respectivamente. Explícitamente, para el caso parcialmente degenerado $\omega_{b1} = \omega_{b2}$ (nótese que $n_{ef}(\omega_{b1})$ puede aún diferir de $n_{ef}(\omega_{b2})$ cuando las ondas de bombeo se propagan en diferentes modos de la fibra o con distinta polarización), cada una de éstas contribuciones se escribe como:

$$\Delta k_M = (n_s\omega_s + n_a\omega_a - 2n_{b1}\omega_{b1})/c, \tag{47}$$

$$\Delta k_G = [\Delta n_s\omega_s + \Delta n_a\omega_a - (\Delta n_{b1} + \Delta n_{b2})\omega_{b1}]/c, \tag{48}$$

$$\Delta k_{NL} = \gamma(\omega_{b1})P_{0_{b1}} + \gamma(\omega_{b2})P_{0_{b2}}, \tag{49}$$

donde Δn_j es el cambio en el índice de refracción material $n_j = n(\omega_j)$ debido al guiado de onda.

Para el caso de fibras monomodo (como las empleadas en el presente trabajo), puesto que Δn es aproximadamente el mismo para todas las ondas, la contribución de guía de onda Δk_G es muy pequeña comparada con la contribución material Δk_M para ondas idénticamente polarizadas excepto alrededor de la longitud de onda de cero dispersión λ_{ZD} donde ambas cantidades se vuelven comparables.

Se pueden usar tres técnicas para alcanzar el empatamiento de fases en fibras monomodo (Agrawal, 2001):

1. Reducir Δk_M y Δk_{NL} mediante pequeños corrimientos de frecuencia y potencias de bombeo bajas.

2. Operar cerca de λ_{ZD} tal que Δk_G cancele $\Delta k_M + \Delta k_{NL}$.

3. Trabajar en el régimen de dispersión anómala de forma que Δk_M sea negativo y pueda cancelarse con $\Delta k_{NL} + \Delta k_G$.

Conociendo la dispersión de una fibra (ya sea por medio de medidas experimentales o de un modelo matemático), la ecuación (43), imponiendo la condición (35), proporcionará las longitudes de onda generadas por FWM (λ_s y λ_a) dadas las longitudes de onda de bombeo (λ_{b1} y λ_{b2}). Un ejemplo de lo anterior se ilustra en los diagramas de las figuras 8 y 9, calculados para una de las fibras de interés en este trabajo para el proceso de PDFW.

Hay varios puntos a destacar respecto a estas curvas de empatamiento de fases:

- Para $P_0 = 0$ W, existe la solución trivial (o completamente degenerada) en la que dos fotones del bombeo, con frecuencia ω_b, se aniquilan para crear dos nuevos fotones con la misma frecuencia ω_b, es decir, $\omega_s = \omega_a = \omega_b$.

  Se tiene entonces una sola curva cerrada de empatamiento de fases y tres soluciones para cada λ_b empatada en fase localizada entre las dos longitudes de cero dispersión de una fibra fotónica, λ_{ZD1} y λ_{ZD2}, intervalo que corresponde a la región de dispersión anómala: la solución trivial (denotada con la letra *a* en la figura 8) y un par de soluciones que denominaremos como externas (reconocidas por la letra *b* en la figura 8).

- Para $P_0 > 0$ W, en la región de dispersión normal la solución trivial desaparece, mientras que se rompe en la zona de dispersión anómala para dar paso a otro par

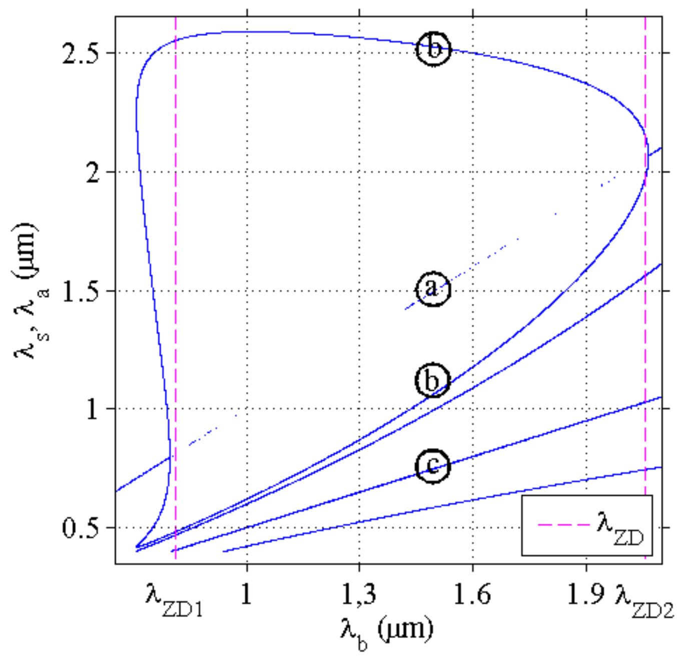


Figura 8: Ejemplo de un diagrama de empatamiento de fases calculado para la fibra NL-2.5-810 ($P_0 = 0$ W). Las letras a y b denotan distintos tipos de soluciones para una misma λ_b. Las curvas abiertas que aparecen en la parte inferior de la gráfica, señaladas con la letra c, no representan soluciones físicas puesto que no cumplen con la conservación de la energía.

de soluciones, al cual llamaremos como internas. En general, se tiene entonces que a cada longitud de onda de bombeo le corresponden dos pares de soluciones físicas: las soluciones internas (etiquetadas con la letra a en la figura 9), y las soluciones externas (identificadas por la letra b en la figura 9).

El término $2\gamma(\omega_b)P_0$ en la condición de empatamiento de fases tiene una influencia pequeña tanto en las soluciones externas, así como en las soluciones internas alejadas de λ_b en el régimen de dispersión normal, mientras que su efecto es grande en las soluciones internas en la región de dispersión anómala, y aquellas cercanas a λ_b en el régimen de dispersión normal.

- Se pueden distinguir tres regiones importantes (Wadsworth *et al.*, 2004):

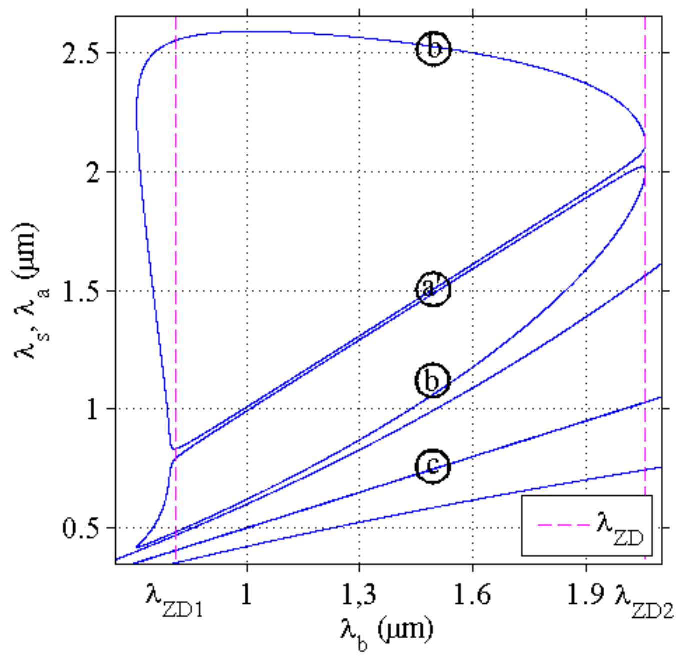


Figura 9: Ejemplo de un diagrama de empatamiento de fases calculado para la fibra NL-2.5-810 ($P_0 = 106$ W). Las letras a' y b denotan distintos tipos de soluciones para una misma λ_b. Las curvas abiertas que aparecen en la parte inferior de la gráfica, señaladas con la letra c, no representan soluciones físicas puesto que no cumplen con la conservación de la energía.

$\lambda_b \lesssim \lambda_{ZD}$. El empatamiento de fases es independiente de la potencia y el espaciamiento entre frecuencias del FWM es amplio. Las soluciones en esta región están presentes incluso para potencias cero, pero solo para dispersión de orden superior distinta de cero. Los picos de ganancia son relativamente estrechos debido a que el empatamiento de fases cambia rápidamente aún cerca de la condición de empatamiento de fases exacta. Las frecuencias centrales dependen fuertemente de los términos de dispersión de orden superior.

$\lambda_b > \lambda_{ZD}$. El empatamiento de fases muestra una fuerte dependencia con la potencia. Un valor de γP_0 distinto de cero se requiere para las soluciones en ésta región. Usualmente, los efectos paramétricos en ésta región (DVG negativa) se conocen como *inestabilidad de modulación* (MI) aunque se trata de una manifestación del mismo proceso de FWM (Golovchenko y Pilipetskii, 1994). Para una fibra óptica, la MI puede existir solo en la región de DVG negativa (Hasegawa y Brinkman, 1980) en la que el valor del empatamiento de fases lineal Δk puede ser compensado por el corrimiento de fase no-lineal causado por la SPM y XPM.

$\lambda_b \ll \lambda_{ZD}$ ($\lambda_b \ll \lambda_{ZD1}$ y $\lambda_b \gg \lambda_{ZD2}$ para PCFs). No existe empatamiento de fases y por lo tanto no ocurre el FWM. Un efecto Raman significativo se espera que ocurra en esta región. Al satisfacerse el empatamiento de fases la ganancia paramétrica es generalmente mayor en la sílice que la ganancia Raman.

- Existen límites teóricos y experimentales para la separación máxima entre frecuencias del FWM que se pueden alcanzar y/u observar: en la región de dispersión anómala, la separación entre frecuencias inicia desde cero para una potencia de bombeo nula y aumenta con un incremento de la misma. Éste aumento se encuentra limitado por el valor de umbral de daño de la sílice ($\sim 10^{11} W/cm^2$), intensidad por encima de la cual la fibra es destruida (Golovchenko y Pilipetskii, 1994); las señales generadas más allá de los 2.2 μm no pueden ser detectadas debido a que la absorción de la sílice se incrementa rápidamente en este rango de longitudes de onda (Wadsworth *et al.*, 2004). Lo mismo ocurre en la región del ultravioleta. Un amplio espaciamiento entre frecuencias ocasiona que la condición de empatamiento de fases se vuelva altamente sensible a irregularidades a lo largo de la fibra (Stolen, 1975); fluctuaciones en el diámetro del núcleo a lo largo de la fibra reducen la ganancia de las señales conforme se incrementa su separación en frecuencias limitando así su observabilidad (Wong *et al.*, 2005b); las curvas de acoplamiento de fases como la de la fig. 9 se cierran en si mismas estableciendo un límite teórico para la máxima separación entre frecuencias de las señales del FWM.

Debido a la asimetría del espectro de ganancia Raman solo las ondas Stokes experimentan ganancia exponencial mientras que las ondas anti-Stokes son absorbidas exponencialmente. Sin embargo, puede haber crecimiento de las ondas anti-Stokes en una fibra como resultado de la acción combinada de SRS y FWM: se sabe que la componente Raman anti-Stokes se acopla a la componente Stokes incluso bajo condiciones en las que no se cumple el empatamiento de fases (Bloembergen y Shen, 1964; Shen y Bloembergen, 1965). Este acoplamiento resulta en el crecimiento de la onda anti-Stokes en proporción directa a la onda Stokes a través de un proceso paramétrico empatado en fases efectivamente por medio de un imbalance de potencias de las dos bandas inducido por SRS (Coen *et al.*, 2002).

III.4.4 Generación de segundo armónico en fibras ópticas

Como consecuencia de las propiedades de transformación de los tensores, $\chi^{(2)}$ es cero cuando el sistema posee un centro de inversión macroscópico de tal manera que, los procesos paramétricos de segundo orden no se espera que ocurran en este tipo de materiales. Este es el caso de las fibras basadas en sílice (Poumellec *et al.*, 1989), pero a pesar de ello, se han reportado distintos trabajos experimentales en los que se ha observado la generación de segundo armónico en fibras ópticas (Fujii *et al.* (1980); Sasaki y Ohmori (1981); Österberg y Margulis (1986); Stolen y Tom (1987)).

Existen diversas no-linealidades de orden superior que pueden producir una $\chi^{(2)}$

efectiva en las fibras, habilitando la posibilidad para que los fenómenos paramétricos de segundo orden se den; las más importantes entre estas son las no-linealidades superficiales en la interfase núcleo-cubierta y las no-linealidades resultado de momentos cuadrupolar y dipolar-magnéticos (Agrawal, 2001). En la literatura se pueden encontrar varios libros que tratan el primer punto (leer por ejemplo (Boyd, 2003) o (Sutherland, 2003)), mientras que un análisis teórico respecto a lo segundo se puede consultar en (Wegener, 2005) o en (Payne, 1987). Sin embargo, cálculos detallados muestran que éstas no-linealidades permiten alcanzar una eficiencia de conversión de SHG máxima de $\sim 10^{-5}$ bajo condiciones de empatamiento de fases, cantidad menor que la encontrada experimentalmente. Esto indica que, puesto que han sido observados, los procesos paramétricos de segundo orden en fibras ópticas pueden tener su origen en otros mecanismos físicos.

Se ha encontrado que, luego de irradiar una fibra con pulsos láser por un prolongado intervalo de tiempo, cuya duración depende de la potencia de bombeo, se genera una señal de segundo armónico cuya potencia se incrementa con el tiempo hasta alcanzar una saturación. Este período de tiempo puede reducirse considerablemente al acoplar en la fibra un haz débil a 2ω junto con el fundamental (Poumellec *et al.*, 1989).

Los primeros experimentos sobre SHG en fibras ópticas utilizaron láseres de Nd:YAG, tanto de modos amarrados como conmutados Q, operando a 1064 nm, aunque el SHG en fibras ha sido observado también con pulsos de bombeo a otras longitudes de onda (como 1245 nm, 1319 nm, y 647.1 nm, por ejemplo) lo cual sugiere que, en apariencia, el SHG en fibras no es un proceso selectivo como lo es en cristales (Poumellec *et al.*, 1989).

Diversos mecanismos físicos han sido propuestos para explicar la generación de segundo armónico en fibras ópticas. Todos ellos tienen en común que se basan en la periodicidad de alguna entidad física a lo largo de la fibra de tal forma que la condición de empatamiento de fases se satisface automáticamente.

Stolen y Tom (1987) propusieron que la superposición del haz de bombeo y el segundo armónico (generada internamente o aplicada externamente) conduce a la formación de una polarización estática o de DC (a frecuencia cero) a través de un proceso paramétrico de tercer orden. Esta polarización P_{DC} induce a su vez un campo eléctrico E_{DC} cuya polaridad cambia periódicamente a lo largo de la fibra, el cual redistribuye las cargas eléctricas y crea un arreglo periódico de dipolos mediante la participación ya sea de defectos, trampas, o centros de color; se rompe entonces la simetría de inversión por lo que $\chi^{(2)}$ es ahora distinta de cero con una cierta periodicidad espacial.

Durante la SHG en fibras no sólo ocurre un proceso de reorientación de los defectos existentes sino que también toma lugar una creación de defectos, cuyo surgimiento se explica a partir ya sea de la absorción de un tercer armónico generado, o por la absorción de tres fotones. Por otro lado, se ha observado que la conversión de SHG es más alta en fibras con esfuerzos (Poumellec *et al.*, 1989).

Debido a la naturaleza periódica de $\chi^{(2)}$, se dice que el proceso de preparación de la fibra crea una rejilla $\chi^{(2)}$. Independientemente del mecanismo físico exacto involucrado en la creación de la rejilla $\chi^{(2)}$, el modelo arroja resultados cualitativamente válidos (Agrawal, 2001). Desarrollos posteriores de este modelo explican la saturación de la señal de segundo armónico debido a que la misma genera otra rejilla $\chi^{(2)}$ fuera de fase 90° con respecto a la rejilla original. Debido a esto, es posible borrar dicha rejilla lanzando a la fibra sólo el segundo armónico sin el bombeo. Tal proceso ha sido observado experimentalmente, y resulta que el mismo es reversible, es decir, se puede reescribir la rejilla y alcanzar la misma eficiencia de conversión de SHG.

Finalmente, es importante mencionar que el haz fundamental y el de segundo armónico tienen siempre la misma polarización y que además, puesto que se escribe en la fibra una cierta orientación, la razón de SHG tiene una dependencia angular de 180º (Poumellec *et al.*, 1989). Así también, al igual que con el FWM, los procesos de SPM y XPM contribuyen a la condición de empatamiento de fases de SHG en fibras ópticas por lo que se deben considerar al momento de describir teóricamente el fenómeno (Agrawal, 2001). Hasta donde sabemos no hay reportes de generación de segundo armónico en fibras ópticas usando láseres con emisión alrededor de los 820 nm ni en fibras microestructuradas.

III.4.5 Ecuación de Schrödinger no-lineal generalizada

Los procesos ópticos no-lineales en fibras ópticas pueden ser descritos en un contexto clásico a partir de la ecuación de onda, derivada de las ecuaciones de Maxwell (19-22) en combinación con las relaciones constitutivas (23), tomando en cuenta las siguientes consideraciones: en un medio como la sílice, ausente de cargas libres, $\vec{j} = 0$ y $\rho = 0$; además $\vec{M} = 0$ al ser un medio no magnético. Así mismo se debe usar la relación (24) entre la polarización y el campo eléctrico. Para entender las principales características de los procesos no-lineales de tercer orden como el FWM, basta con considerar ésta expansión hasta el término de tercer orden. Recordemos además que, puesto que la molécula de SiO_2 es simétrica, $\chi^{(2)} = 0$ para fibras ópticas. Con todo esto, la ecuación de onda resultante es

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2}, \tag{50}$$

donde $\vec{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E}$ y $\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vdots \vec{E}\vec{E}\vec{E}$.

La distribución del campo eléctrico perpendicular a la dirección de propagación, $F(x, y)$, puede separarse de la envolvente de amplitud del pulso propagado $A(z, t)$

suponiendo que los efectos no-lineales no alteran significativamente la distribución del modo fundamental de la fibra $F(x, y)$. El campo eléctrico puede escribirse entonces como (Headley III y Agrawal, 1996)

$$E(\vec{r}, t) = F(x, y)A(z, t)\exp(\mathrm{i}\beta z). \tag{51}$$

De esta forma, la ecuación de onda (50) puede resolverse mediante el método de separación de variables con lo que se llega a dos ecuaciones diferenciales parciales (Agrawal, 2001): la *ecuación de eigenvalores* (o *ecuación característica*) para los modos de la fibra y la *Ecuación de Schrödinger No-Lineal Generalizada* (ESNLG).

La ecuación de eigenvalores determina el parámetro $\beta(\omega)$ de la fibra y se escribe como

$$\frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} + \left(\varepsilon_{ef}(\omega)k_0^2 - \beta^2\right) F(x, y) = 0, \tag{52}$$

donde $\varepsilon_{ef}(\omega)$ es la constante dieléctrica efectiva. Por otro lado, la ESNLG cuya forma es

$$\begin{aligned}\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A(z, t) - \sum_n \frac{\mathrm{i}^{n+1}}{n!}\beta_n \frac{\partial^n A(z, t)}{\partial t^n} = \\ \mathrm{i}\gamma\left(1 + \frac{\mathrm{i}}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(A(z, t)\int_{-\infty}^{\infty} R(t')|A(z, t - t')|^2 \mathrm{d}t'\right),\end{aligned} \tag{53}$$

describe la propagación de pulsos ópticos en fibras monomodo. En ésta expresión la amplitud del campo $A(z, t)$ está normalizada de tal forma que $|A(z, t)|^2$ representa la potencia óptica.

Los distintos términos en la ecuación (53) tienen la siguiente interpretación física: el primer término es la razón de cambio de la envolvente del pulso con la distancia; las pérdidas en la fibra son tomadas en cuenta por el siguiente término; los términos de la sumatoria representan el efecto de los distintos órdenes de dispersión; la parte derecha de la ecuación incluye los efectos no-lineales; en particular, la derivada temporal que ahí aparece es responsable del fenómeno conocido como *auto-sesgado* (self-steepening, en inglés). Este término toma en cuenta la dispersión del índice de refracción no-lineal n_2, i. e. $n_2 = n_2(\omega)$, y resulta de la dependencia con la intensidad de la velocidad de grupo. Su efecto es que conduce a una asimetría del pulso propagado y por tanto a una asimetría en el espectro generado por SPM. Sin embargo, su contribución es sólo importante para pulsos con duraciones menores a los 100 fs (Agrawal, 2001).

Durante la propagación de un pulso en una fibra óptica, la polarizabilidad de una molécula es afectada en dos escalas de tiempo diferentes (Headley III y Agrawal, 1996): la primera es esencialmente una escala de tiempo instantánea asociada con la respuesta electrónica y conduce a la dependencia con la intensidad del índice de refracción; la segunda escala de tiempo está asociada con las vibraciones moleculares y no puede ser considerada instantánea debido a que las moléculas responden dentro de un período de 50-100 fs. Adicionalmente, pueden ocurrir vibraciones moleculares espontáneamente debido a, por ejemplo, ruido térmico. El término $R(t)$ en (53) se conoce como la función de respuesta no-lineal e incluye ambas contribuciones, tanto la electrónica como la vibracional (respuesta Raman).

Suponiendo que la contribución electrónica es prácticamente instantánea, la forma funcional de $R(t)$ puede escribirse como

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t), \tag{54}$$

donde f_R representa la contribución fraccional a la polarización no-lineal P_{NL} de la respuesta Raman retrasada, y $h_R(t)$ es la función de respuesta Raman, responsable de la ganancia Raman.

Una expresión analítica aproximada de la función de respuesta Raman que resulta útil es

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) sen(t/\tau_1). \tag{55}$$

Los tiempos característicos τ_1 y τ_2 son dos parámetros los cuales se eligen para obtener un buen ajuste del espectro de ganancia Raman real, y sus valores apropiados para la sílice son $\tau_1 = 12.2$ fs y $\tau_2 = 32$ fs (Agrawal, 2001). Por su parte, f_R se estima en un valor de 0.18 también para la sílice.

En el desarrollo de (53) se hicieron las siguientes hipótesis: $\vec{P}_{NL}$ se trata como una pequeña perturbación de $\vec{P}_L$ lo cual se justifica debido a que los cambios no-lineales del índice de refracción son menores a 10^{-6} en la práctica; se consideró que el campo eléctrico mantiene su polarización a lo largo de la fibra por lo que una aproximación escalar resulta válida; se utilizó la aproximación de envolvente lenta que equivale a suponer que el ancho espectral del pulso cumple $\Delta\omega \ll \omega_0$. La interpretación de ésta aproximación es que la amplitud del campo cambia apreciablemente en distancias mucho mayores a λ y por tanto $\frac{\partial^2}{\partial z^2} \ll k\frac{\partial}{\partial z}$. Dado que $\omega_0 \sim 10^{15}$ Hz en la región visible e infrarroja cercana del espectro electromagnético, la ecuación (53) es válida para pulsos ópticos tan cortos como 10 fs siempre y cuando se consideren suficientes términos dispersivos en la expansión (10). El coeficiente de absorción de dos fotones α_2 (relacionado con la parte imaginaria de $\chi^{(3)}$) es relativamente pequeño para fibras de sílice por lo que se ignora con frecuencia su contribución a las pérdidas de la fibra.

Un tratamiento unificado de varios procesos no-lineales (SPM, XPM, FWM, SRS, auto-sesgado (self-steepening), entre otros) sobre pulsos propagándose a través de una fibra óptica se logra resolviendo la ecuación (53) con una amplitud inicial de la forma (Agrawal, 2001)

$$A(0,t) = A_b(0,t) + A_s(0,t)\exp(-\mathrm{i}\Omega t) + A_a(0,t)\exp(\mathrm{i}\Omega t), \tag{56}$$

donde $A_b(0,t)$, $A_s(0,t)$ y $A_a(0,t)$ indican respectivamente la amplitud inicial de las ondas bombeo, señal y acompañante y donde Ω está dada por (37). El único requisito que se pide es que el paso de tiempo usado en las simulaciones numéricas sea mucho menor a $2\pi/\Omega$.

Una descripción cuantitativamente correcta de la propagación de pulsos ópticos en fibras ópticas, especialmente en situaciones en las que las fluctuaciones del vacío juegan un papel central, requiere de la cuantización del campo. Esto conlleva a la resolución de la contraparte cuántica de la ESNLG, la *ecuación de Schrödinger no-lineal cuántica* (ESNLC) o, equivalentemente, a la resolución de las *ecuaciones de Schrödinger no-lineales estocásticas* (ESNLE) (Brainis *et al.*, 2005; Drummond y Corney, 2001).

Cualitativamente, el crecimiento espontáneo del número de fotones por modo, si se desprecia la reducción del bombeo, puede ser simulado con cualquier número inicial de fotones distinto de cero (Brainis *et al.*, 2005) por lo que en principio, para modelar clásicamente el ruido, basta con modificar las condiciones iniciales de la ecuación (53) añadiendo un "ruido blanco" a la amplitud del pulso de bombeo en el dominio de Fourier $\tilde{A}(0,\omega)$. Sin embargo, distintos niveles de ruido conducirán a un número final de fotones distinto .

Un artificio común para simular clásicamente los efectos espontáneos, el cual proporciona una buena aproximación cuantitativa del problema, consiste en introducir medio fotón por modo en las condiciones iniciales y luego removerlo del resultado final (Brainis *et al.*, 2005). La exactitud de ésta aproximación dependerá de la forma en que se definan los modos.

Técnicas numéricas para resolver la ESNLG

Salvo para ciertos casos específicos, la ecuación (53) no puede resolverse analíticamente. Debido a esto, es necesaria una aproximación numérica en casi todos los casos. Los métodos numéricos entonces empleados pueden clasificarse en general en dos grupos: los métodos por diferencias finitas (MDF) y los métodos cuasi-espectrales (MCE) (Agrawal, 2001). En general, los segundos son más rápidos hasta por un orden de magnitud que los primeros para alcanzar una misma exactitud, por lo que los MCE suelen ser la elección más común para simular la propagación de pulsos ópticos en fibras ópticas. Los MDF resultan útiles, por ejemplo, para casos en los que no se cumple la aproximación de envolvente lenta o para simular el desempeño de sistemas de multiplexión por división de longitud de onda.

Los MCE se caracterizan por emplear la transformada de Fourier para aproximar el cálculo de las derivadas parciales respecto del tiempo. Su rapidez se basa principalmente en el uso de la llamada Transformada Rápida de Fourier (Fast Fourier Transform, FFT). El más popular entre estos métodos es el de *Paso Dividido de Fourier* (*Split-Step Fourier Method*, SSFM) (Garay Palmett, 2005; Long *et al.*, 2008): la ecuación (53) puede escribirse de la forma

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial t} = (\hat{L} + \hat{N})A(z,t), \tag{57}$$

donde

$$\hat{L} = \sum_n \frac{\mathrm{i}^{n+1}}{n!}\beta_n \frac{\partial^n}{\partial t^n} - \frac{\alpha}{2}, \tag{58}$$

es un operador diferencial que toma en cuenta los efectos lineales de dispersión y atenuación, y

$$\hat{N} = \frac{\mathrm{i}\gamma}{A(z,t)}\left(1 + \frac{\mathrm{i}}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(A(z,t)\int_{-\infty}^{\infty} R(t')|A(z,t-t')|^2 \mathrm{d}t'\right), \tag{59}$$

es un operador que considera los efectos no-lineales en la propagación de los pulsos.

En el SSFM se asume que al propagarse el campo óptico en la fibra sobre una pequeña distancia h (tamaño del paso) los efectos dispersivos y no-lineales actúan por separado lo que equivale a suponer que los operadores $\hat{L}$ y $\hat{N}$ conmutan entre sí. Debido a ésta aproximación, el error global de ésta técnica es de segundo orden en el tamaño de paso.

La ESNLG (53) puede también resolverse, de manera aproximada, por medio del algoritmo de *Runge-Kutta de orden 4* (RK4) (Long *et al.*, 2008), muy utilizado para resolver ecuaciones diferenciales (revisar por ejemplo Burden (1985)). El algoritmo de RK4 es más exacto que el SSFM, aunque el tiempo computacional que le toma es también mayor.

Recientemente, el método denominado como *Runge-Kutta de cuarto orden en el cuadro de interacción* (RK4IP) fue introducido al campo de la óptica en la simulación de la propagación de pulsos ópticos y generación de supercontinuo en fibras ópticas (Hult, 2007). Éste método se desarrolló originalmente para resolver la ecuación de Gross-Pitaevskii que describe la dinámica de condensados Bose-Einstein. El algoritmo se basa en transformar la ecuación (57) a un cuadro de interacción, lo cual permite el uso de técnicas convencionales explícitas para encontrar la solución. Combinando la técnica de RK4 con una elección apropiada de la separación entre los cuadros de interacción y normal, se alcanza una alta eficiencia. El método resultante exhibe un error global de cuarto orden, es eficiente en cuanto a memoria computacional, además de que es fácil de implementar (Hult, 2007). Así también, es posible implementar un método adaptativo para la selección del tamaño del paso h para minimizar aún más el esfuerzo computacional, tanto para el algoritmo RK4IP (Heidt, 2009) como para los demás anteriormente mencionados.

III.4.6 Ecuaciones acopladas

El uso de la aproximación (56) junto con la ecuación (53) resulta útil y práctico para la descripción del FWM en fibras ópticas cuando la separación entre frecuencias Ω es menor a 1 THz (Agrawal, 2001). Cuando las frecuencias portadoras de los 4 pulsos están ampliamente separadas ($>$ 10 THz), como ocurre con las soluciones externas de los diagramas de empatamiento de fases (véase fig. 9), resulta necesario utilizar múltiples ESNLG.

Los procesos paramétricos de tercer orden involucran en general interacciones no-lineales entre 4 ondas por lo que el campo eléctrico en cualquier punto dentro de la fibra estará dado por

$$E(\vec{r}, t) = E_{b1}(\vec{r}, t; \omega_{b1}) + E_{b2}(\vec{r}, t; \omega_{b2}) + E_s(\vec{r}, t; \omega_s) + E_a(\vec{r}, t; \omega_a), \tag{60}$$

donde cada sumando tiene la forma funcional dada por (51) y oscila a una frecuencia distinta.

Al substituir (60) en la ecuación de onda (50) se producen un gran número de términos con diferente fase debido al producto $\vec{E}\vec{E}\vec{E}$ requerido para evaluar P_{NL}. Sin embargo, la mayoría de estos términos pueden despreciarse puesto que requieren de una condición de empatamiento de fases.

Siguiendo un procedimiento similar al empleado en la derivación de la ecuación (53), el conjunto de 4 ecuaciones acopladas que describen la evolución dentro de una fibra monomodo de las amplitudes complejas $A_j(z, t)$ ($j = b1, b2, s, a$) de los pulsos que interactúan en el FWM, suponiendo la misma polarización para las cuatro ondas y considerando pulsos ópticos de picosegundos (i.e. despreciando el efecto Raman), son

(Agrawal, 2001):

$$\frac{\partial A_{b1}(z,t)}{\partial z} + \frac{\alpha(\omega_{b1})}{2} A_{b1}(z,t) - \sum_n \frac{\mathrm{i}^{n+1}}{n!} \beta_n(\omega_{b1}) \frac{\partial^n A_{b1}(z,t)}{\partial t^n} =$$
$$\mathrm{i}\gamma \Big\{ \left[|A_{b1}|^2 + 2\left(|A_{b2}|^2 + |A_s|^2 + |A_a|^2 \right) \right] A_{b1} + 2A_{b2}^* A_s A_a \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\beta z} \Big\}, \quad (61)$$

$$\frac{\partial A_{b2}(z,t)}{\partial z} + \frac{\alpha(\omega_{b2})}{2} A_{b2}(z,t) - \sum_n \frac{\mathrm{i}^{n+1}}{n!} \beta_n(\omega_{b2}) \frac{\partial^n A_{b2}(z,t)}{\partial t^n} =$$
$$\mathrm{i}\gamma \Big\{ \left[|A_{b2}|^2 + 2\left(|A_{b1}|^2 + |A_s|^2 + |A_a|^2 \right) \right] A_{b2} + 2A_{b1}^* A_s A_a \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta\beta z} \Big\}, \quad (62)$$

$$\frac{\partial A_s(z,t)}{\partial z} + \frac{\alpha(\omega_s)}{2} A_s(z,t) - \sum_n \frac{\mathrm{i}^{n+1}}{n!} \beta_n(\omega_s) \frac{\partial^n A_s(z,t)}{\partial t^n} =$$
$$\mathrm{i}\gamma \Big\{ \left[|A_s|^2 + 2\left(|A_{b1}|^2 + |A_{b2}|^2 + |A_a|^2 \right) \right] A_s + 2A_{b1} A_{b2} A_a^* \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta\beta k z} \Big\}, \quad (63)$$

$$\frac{\partial A_a(z,t)}{\partial z} + \frac{\alpha(\omega_a)}{2} A_a(z,t) - \sum_n \frac{\mathrm{i}^{n+1}}{n!} \beta_n(\omega_a) \frac{\partial^n A_a(z,t)}{\partial t^n} =$$
$$\mathrm{i}\gamma \Big\{ \left[|A_a|^2 + 2\left(|A_{b1}|^2 + |A_{b2}|^2 + |A_s|^2 \right) \right] A_a + 2A_{b1} A_{b2} A_s^* \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta\beta z} \Big\}, \quad (64)$$

donde el término de empatamiento de fases $\Delta\beta$ está dado por

$$\Delta\beta = \beta(\omega_s) + \beta(\omega_a) - \beta(\omega_{b1}) - \beta(\omega_{b2}). \quad (65)$$

El sistema de ecuaciones acopladas (61)-(64) puede resolverse numéricamente empleando cualquiera de los métodos mencionados en la sección anterior, modificándolos adecuadamente para aplicarlos a un sistema de ecuaciones.

III.5 Fibras de cristal fotónico

También conocidas como fibras con hoyos (HFs) o fibras microestructuradas (MFs), las fibras de cristal fotónico PCFs (por sus siglas en inglés, Photonic Crystal Fibers) son una clase de fibras ópticas en las que la cubierta contiene un arreglo regular de agujeros rellenos de aire que corren a lo largo de toda la fibra, misma que se puede apreciar en las imágenes de la figura 10 de un ejemplo de PCF. Estas fibras poseen áreas modales efectivas extremadamente pequeñas y pueden diseñarse para obtener un perfil de dispersión deseado, desplazando la longitud de onda de cero-dispersión a un valor requerido (Roberts *et al.*, 2005). A diferencia de las fibras ópticas estándares, las MFs pueden tener dos longitudes de onda de cero dispersión.

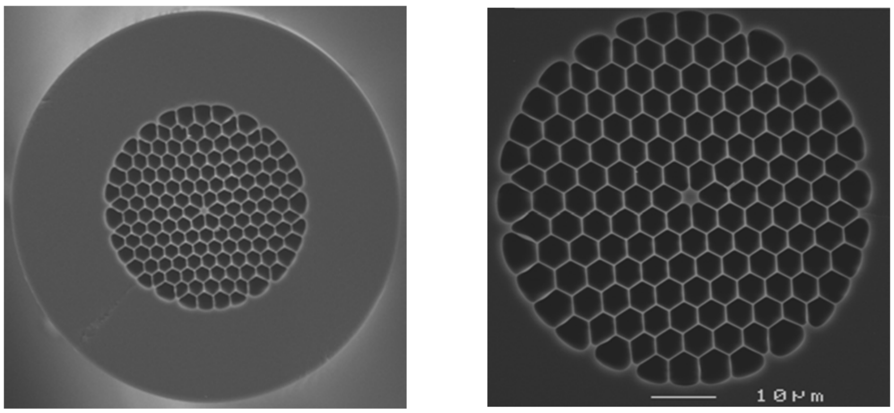


Figura 10: Imágenes SEM de la sección transversal de una PCF (blazephotonics NL-2.5-810). En ellas se aprecia el núcleo sólido así como el patrón de hoyos que conforman la cubierta de la fibra.

Según la ecuación (44), una forma de mejorar la no-linealidad de una fibra es reduciendo el área modal efectiva A_{ef} a través de un diámetro de núcleo pequeño y un alto contraste de índices. Para las fibras convencionales, cuando se tienen núcleos de diámetro cada vez más pequeños, la apertura numérica de la fibra se vuelve insuficiente para confinar el modo, por lo que el área modal se incrementa conduciendo a valores de γ relativamente pequeños (Sang *et al.*, 2005). Las fibras fotónicas pueden tener aperturas numéricas mucho mayores que las fibras convencionales debido al alto contraste de índices que se alcanza debido a la presencia de aire en los hoyos de la zona microestructurada, reduciendo así el área modal efectiva y con ello incrementando la no-linealidad en la fibra y mejorando así los efectos no-lineales. La región rellena de aire también produce una fuerte dependencia con la longitud de onda de las características de la fibra y es responsable por la gran dispersión de guía de onda que es posible en tales fibras.

Se distinguen dos tipos de PCFs, cada cual con sus propias propiedades de dispersión, pérdidas y no-linealidad: las fibras fotónicas cuyo núcleo es sólido y compuesto de sílice puro en las que la luz es guiada por una forma modificada de reflexión total interna, funcionando así de manera análoga a las fibras convencionales; y las fibras fotónicas de banda prohibida (bandgap), de núcleo hueco, las cuales guían la luz por medio de un mecanismo físico menos familiar, el uso de una banda fotónica prohibida. La variedad de PDFs con núcleo sólido ha sido la más explorada y utilizada en el contexto de la óptica no-lineal y es el tipo de fibras de interés en este trabajo.

La dispersión de la velocidad de grupo en estas fibras está determinada por la dispersión de la sílice así como por los parámetros de tamaño del núcleo, diámetro de los agujeros d, espaciamiento entre el centro de hoyos contiguos Λ y el patrón de los mismos, los cuales permiten una gran flexibilidad en el diseño de la dispersión (Sang *et al.*, 2005). Así mismo, la libertad en el manejo de éstos parámetros ha hecho posible diseñar fibras ópticas con longitud de onda de cero dispersión λ_{ZD} en la región del visible o con un perfil plano de dispersión cercano a cero en un amplio rango de longitudes de onda, fibras con operación monomodo interminable, fibras con distinta pendiente de dispersión para una misma λ_{ZD}, fibras altamente birrefringentes o con perfiles de birrefringencia específicos, etc.

Eligiendo cuidadosamente el perfil de dispersión, las PCFs pueden facilitar (o dificultar) distintos procesos no-lineales. El cálculo de las propiedades de dispersión de una PCF típicamente requiere de una aproximación numérica debido a la compleja estructura del perfil transversal de su índice de refracción. Existen una gran variedad de técnicas numéricas para este fin, la mayoría de las cuales se han derivado de cálculos de la estructura de bandas electrónicas. La elección de un método numérico adecuado depende con frecuencia de la geometría de la fibra así como de si la dispersión material es significativa o de si se desea un tratamiento de los modos de radiación. La aproximación más extensamente usada emplea una expansión de Fourier para crear un conjunto base de ondas planas para los campos electromagnéticos dentro de la fibra (método de supercélula de onda plana). Otras aproximaciones numéricas, apropiadas para la geometría de las fibras fotónicas son (Roberts *et al.*, 2005; Russell y Pearce, 2010): la técnica de expansión sobre una base localizada, el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo, elemento finito y elemento de frontera, el método de multipolo o método de Rayleigh y la técnica de modelado de fuente.

Las fibras microestructuradas de núcleo sólido con frecuencia pueden ser modeladas con suficiente exactitud usando un modelo de índice efectivo. En dicho modelo se requiere de un índice de refracción efectivo simple para la región de la cubierta así como asignarle un tamaño a la región del núcleo de sílice.

Las características de dispersión del modo fundamental de una PCF con una alta fracción de llenado de aire en la cubierta pueden ser modeladas como aquellas de un hilo de sílice desnudo rodeado por aire. Sin embargo, conforme el porcentaje de sílice en la cubierta se incrementa, la exactitud de este modelo decrece dado que no toma en cuenta el papel de la región microestructurada. Una extensión a este modelo es el método de índice escalonado (Wong *et al.*, 2005a). En este método las fibras fotónicas se consideran como si se tratasen de fibras ópticas con índice de refracción con perfil escalonado, cuyo índice de refracción del núcleo n_1, de sílice fundido, se modela mediante la ecuación de

Sellmeier (Polyanskiy, 2011):

$$n(\lambda)^2 - 1 = \frac{c_1\lambda^2}{\lambda^2 - c_2^2} + \frac{c_3\lambda^2}{\lambda^2 - c_4^2} + \frac{c_5\lambda^2}{\lambda^2 - c_6^2}, \tag{66}$$

válida en el intervalo de longitudes de onda $\lambda = [0.21, 3.71]$ μm para la sílice, para la cual $c_1 = 0.6961663$, $c_2 = 0.0684043$, $c_3 = 0.4079426$, $c_4 = 0.1162414$, $c_5 = 0.8974794$, y $c_6 = 9.896161$; mientras que el índice de refracción de la cubierta n_c se establece como el índice promedio de la zona microestructurada mediante la expresión

$$n_c = f_{aire} + (1 - f_{aire})n_1, \tag{67}$$

donde f_{aire} es la fracción de llenado de aire. Entonces, el índice de refracción efectivo de la fibra n_{ef} se obtiene a partir de la ecuación de eigenvalores (52) estándar para una fibra de índice escalonado.

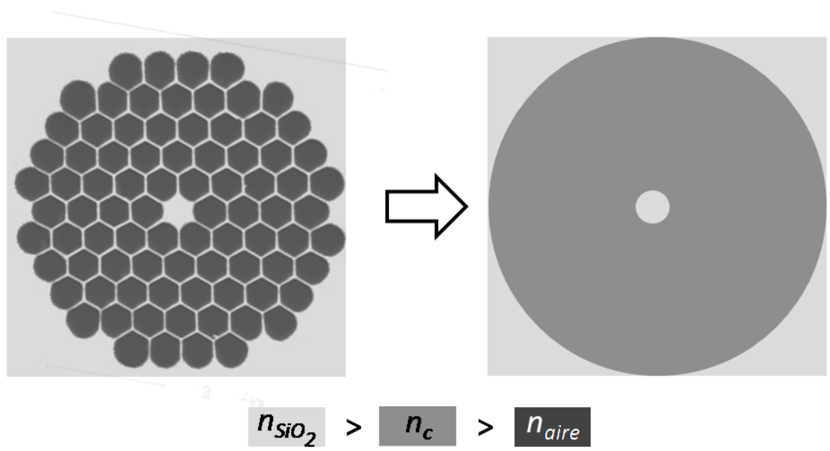


Figura 11: Principio de funcionamiento del modelo de índice escalonado para calcular la dispersión de una fibra microestructurada.

Las técnicas de fabricación han hecho posible producir PCFs con diferentes estructuras por lo que los efectos no-lineales sobre pulsos ultracortos de luz que se propagan en estas fibras pueden ser controlados y mejorados en comparación con las fibras ópticas convencionales (Reeves *et al.*, 2003). El primer paso para fabricar una PCF consiste en producir una preforma (una versión macroscópica de la microestructura deseada) para su subsecuente estirado para formar la fibra. Las técnicas de reducción de agua e impurezas empleadas en el proceso son las mismas que en la producción de fibras convencionales. El método de apilado y alargado (stack and draw) se ha convertido en la técnica estándar para fabricar PCFs de sílice. Otras técnicas incluyen (Russell y Pearce, 2010): extrusión, vaciado sol-gel, moldeado por inyección y perforación.

Capítulo IV

DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Como se mencionó en el capítulo III, la SPM genera nuevas frecuencias conduciendo al ensanchamiento espectral de los pulsos, mismo que reduce la interacción entre las ondas del FWM. Entonces, si el fenómeno que se pretende estudiar es el FWM, es preciso minimizar el efecto de la SPM el cual depende inversamente con la duración de los pulsos tal como quedó de manifiesto con la expresión (34). Como se explicará a continuación, lo anterior resultó de importancia para el presente trabajo debido a las características del láser empleado las cuales se enuncian en este capítulo así como la metodología que se desarrolló para intentar, por lo menos, aligerar el inconveniente de la SPM. Una tarea importante en los distintos experimentos consistió en determinar la duración de los pulsos por lo que se mencionan las distintas herramientas utilizadas para este fin. Se describen también las características de las fibras que se usaron al igual que el respectivo sistema para acoplar la radiación láser en ellas. Se presentan además los sistemas de detección empleados para capturar el espectro de FWM a la salida de las fibras.

IV.1 Fuente de pulsos de picosegundos

Según la ecuación (34), para minimizar el efecto de la SPM en la propagación de pulsos de luz en fibras ópticas, es conveniente ya sea utilizar longitudes de fibra cortas o bombear con pulsos de larga duración. La primera de éstas opciones resulta poco conveniente ya que al reducir la longitud de la fibra se reduce también el medio en que interactúan las ondas, conduciendo a un FWM poco efectivo. Es además impráctica si la cantidad de fibra disponible está limitada, tal como sucedió en nuestro caso. Ahora bien, en principio podría pensarse que, teniendo acceso a distintas duraciones de los pulsos, la mayor de éstas producirá una SPM menos apreciable. Sin embargo, dada una misma potencia promedio de los pulsos, una duración larga de los mismos implicaría una potencia pico menor (véase el Apéndice) que resultaría en un detrimento en general de los efectos no-lineales en la fibra.

De acuerdo con Coen *et al.* (2002), el mecanismo primario de ensanchamiento espectral para el caso de bombeo de picosegundos es identificado como la acción combinada de RS y FWM, mientras que el papel de la SPM es despreciable. Por tanto, dado que la duración de los pulsos emitidos por el láser que se usó era del orden de fs, fue necesario implementar una etapa en el arreglo experimental para incrementar la duración de los pulsos. Se planteó como meta alcanzar una duración entre 1 y 10 ps con tal de aminorar el efecto de la SPM, sí, pero también para evitar una disminución importante en la potencia pico de los pulsos.

IV.1.1 Láser de pulsos de femtosegundos

Para los distintos experimentos que se llevaron a cabo se utilizó un láser de modos amarrados (mode-locked) Titanio-Záfiro (Ti:Záfiro) Clark-MXR. Inc. bombeado por un láser de estado sólido Neodimio-Itrio-Vanadato (Nd:YVO_4) Millennia Vs doblado en frecuencia a 532 nm. Emite pulsos en el infrarrojo con una duración aproximada de 80 fs a una frecuencia de repetición de alrededor de 94.015 MHz; su polarización es lineal horizontal respecto a las coordenadas del laboratorio y, su espectro, de ancho FWHM alrededor de 14 nm, está centrado alrededor de los 820 nm; la potencia promedio de los pulsos es cercana a los 300 mW a la salida del oscilador, y la energía por pulso es del orden de nJ. Un aislador óptico colocado justo a la salida del láser prevenía que la radiación retroreflectada disturbara su operación, aunque a su vez modificaba la polarización de los pulsos a lineal vertical. Ahora, es importante mencionar que, por razones completamente ajenas al usuario, las condiciones del láser no fueron exactamente las mismas entre un experimento y otro por lo que, de ser necesarios, se establecerán los distintos parámetros con los que se trabajó en cada experimento en particular.

IV.1.2 Estirado de los pulsos

El “estirado” de los pulsos se llevó a cabo mediante un expansor cuyo diagrama se presenta en la figura 12. Está basado en el diseño descrito por Ruiz de la Cruz (2006) con la diferencia de que en nuestro caso el haz pasa por la rejilla en dos ocasiones en vez de cuatro. Su principio de funcionamiento es el siguiente: las diferentes frecuencias espectrales contenidas en un pulso son separadas espacialmente mediante un elemento dispersivo; cada una de ellas se hace viajar por caminos ópticos de distintas longitudes lo que introduce un retraso temporal relativo entre las componentes espectrales que a su vez se traduce en un ensanchamiento temporal de los pulsos. El hecho de hacer pasar los pulsos varias ocasiones por el elemento dispersivo, por un lado, tiene una explicación práctica que es la de “ahorrar” o el no disponer de varios de estos elementos. Por otro lado, la separación espacial entre los pulsos será de ésta forma mayor y por lo tanto lo será también el ensanchamiento temporal producido en los pulsos. Esto, sin embargo, implica una dificultad experimental superior en la alineación de los haces además de que involucra mayores pérdidas de energía de los mismos.

Los componentes ópticos que se utilizaron para conformar el expansor fueron: una rejilla de difracción con 1200 lineas/mm, de dimensiones 2 pulgadas $\times$ 2 pulgadas; una lente de distancia focal $f = 15$ cm y de diámetro igual a 3 cm, y un espejo plano metálico. Tanto la lente como el espejo fueron montados sobre una mesa de traslación con tal de poder modificar la distancia x (con implicación directa sobre la duración final de los pulsos estirados) entre la rejilla de difracción y la lente, al mismo tiempo que se mantenía fija la distancia $d = f$ entre la lente y el espejo tal como se aprecia en la figura 12. La placa retardadora de $\lambda/2$ (de longitud de onda de operación $\lambda = 825$ nm) que ahí se aprecia se incluyó en el arreglo para cambiar la dirección de polarización de los pulsos ya que se observó que la eficiencia de difracción de la rejilla era máxima para polarización horizontal.

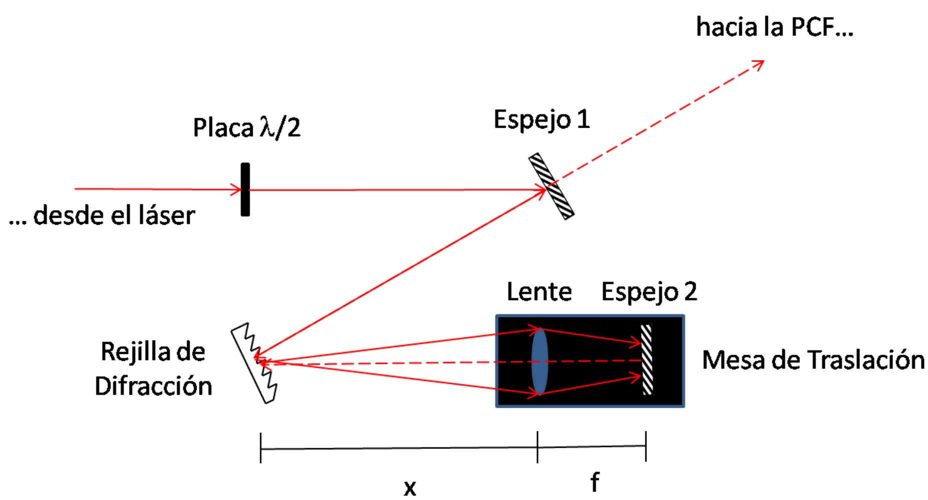


Figura 12: Diagrama del Expansor.

En un principio se utilizó un prisma como medio dispersivo en lugar de la rejilla y una lente de distancia focal $f = 12.5$ cm y de diámetro igual a 2.2 cm. Ambos elementos fueron reemplazados posteriormente por los mencionados en el párrafo anterior, el primero debido a que la dispersión que introducía en los pulsos no era la suficiente para producir un alargamiento considerable de los mismos, y el segundo porque debido a sus dimensiones actuaba como filtro espacial de las frecuencias contenidas en el espectro de los pulsos. El único inconveniente de usar una rejilla de difracción es que se tienen más pérdidas que con un prisma.

Para nuestro expansor, las pérdidas netas se estimaron mayores al 60%, ocasionadas en mayor medida por la rejilla de difracción y en segundo término por la divergencia del haz y las dimensiones finitas de los elementos ópticos ya que se observó que las pérdidas se incrementaban conforme la distancia x era mayor. Lo anterior estableció una limitación experimental para la máxima duración de los pulsos que se podían alcanzar con el expansor.

Debido a ésta enorme cantidad de pérdidas (aunado a una poca eficiencia de acoplamiento a las fibras como se menciona más adelante) se decidió realizar una serie de experimentos recurriendo a una segunda opción para alargar los pulsos: una fibra óptica estándar para telecomunicaciones, SMF-28. En este caso el ensanchamiento temporal se da debido a la dispersión cromática de la fibra como se explicó en el capítulo II.

La medición de la duración de los pulsos se efectuó mediante la técnica de autocorrelación de intensidad (Sarger y Oberlé, 2005; Pérez González, 2003) empleando inicialmente un autocorrelador óptico por absorción de dos fotones (TPAA) hecho en el laboratorio (García Arthur *et al.*, 2003). En ésta técnica se requiere seleccionar alguna forma realista del pulso (véase Apéndice). De acuerdo con la literatura (Siegman, 1986; Koechne y Bass, 2003), la forma temporal de los pulsos (en amplitud del campo eléctrico) generados por láseres de modos amarrados (como el Ti:Záfiro usado para este trabajo) corresponde a la función secante hiperbólica, $sech$ ($sech^2$ en intensidad del campo eléctrico).

El autocorrelador antes mencionado, el cual se muestra en la figura 13, funciona también en una modalidad que permite obtener las trazas de autocorrelación inter-

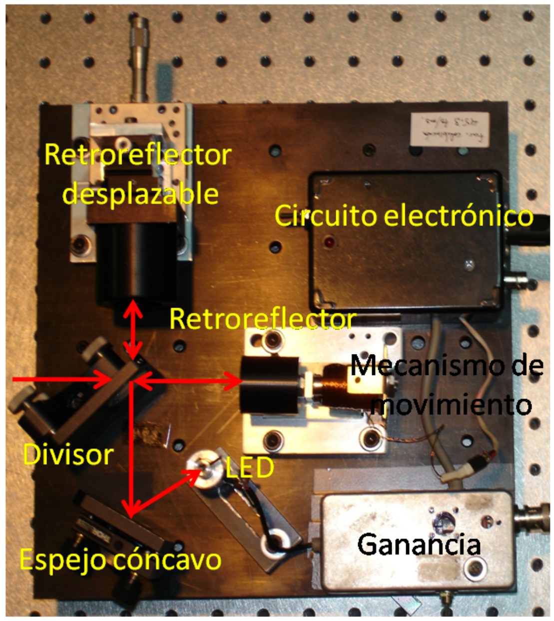


Figura 13: Fotografía del autocorrelador por absorción de dos fotones casero.

ferométrica de las cuales se extrae, de manera cualitativa, información acerca de la presencia de modulación temporal de frecuencia en los pulsos.

Con el fin de determinar la duración limitada por transformada de Fourier de los pulsos sin estirar (véase el Apéndice), es decir, tal y como se obtenían a la salida del oscilador, se midió el espectro y la duración de los mismos. A su vez, para caracterizar el expansor se midió el ancho de los pulsos como función de la separación entre la rejilla y la lente x y se adquirieron el espectro y las trazas de autocorrelación de intensidad e interferométrica de los pulsos estirados para cada posición x. Ambos resultados se presentan en el capítulo V. La medición de los espectros se realizó con un espectrómetro Ocean Optics USB 4000 cuya resolución es de 0.3 nm en el rango de longitudes de onda de 350-1000 nm.

Por razones que se discutirán en el siguiente capítulo, basándose en los resultados conseguidos con el autocorrelador hecho en casa, se optó por construir un autocorrelador por segundo armónico (SHGA) para medir la duración de los pulsos. El arreglo consiste básicamente en un interferómetro Michelson en el que un pulso óptico se separa en dos réplicas mediante un divisor de haz y se introduce un retraso temporal relativo entre ambos pulsos aumentando (o disminuyendo) el camino óptico de uno de los brazos del interferómetro respecto del otro, igual que en el TPAA solo que en este caso se utilizó una configuración no-colineal en el sentido de que ambos haces viajan espacialmente separados a la salida del interferómetro a diferencia de la configuración colineal en que ambos haces viajan por el mismo camino, situación correspondiente al TPAA en el que el mismo divisor de haz se utilizó para unir las réplicas espacialmente. Posteriormente se hacen incidir ambos haces en una lente la cual los superpone espacialmente en su foco en donde se coloca un cristal no-lineal. Si tanto el pulso como su réplica se superponen además temporalmente dentro del cristal, se generará una señal de segundo armónico en la bisectriz entre ambos haces y su intensidad dependerá del grado de superposición tanto espacial como temporal entre el pulso y su réplica, siendo máxima cuando no hay diferencia en los caminos ópticos que ambos recorren hasta el cristal, es decir, cuando no hay retraso temporal ($\tau = 0$) entre ellos. La figura 14 muestra una traza típica de autocorrelación obtenida de la intensidad del segundo armónico como función del retraso temporal entre los pulsos.

El medio no-lineal que se utilizó para generar el segundo armónico fue un cristal de BBO (Beta-Bario-Borato, $\beta - BaB_2O_4$) de espesor ≈ 3 mm (para una descripción detallada de las características del material se pueden consultar por ejemplo Tropf *et al.* (2010) y MolTech GmbH (2010)). Aún cuando en principio el haz del segundo armónico se encontraba espacialmente separado de los haces fundamentales dada la configuración no-colineal del autocorrelador, se colocó una rendija (filtro espacial) y un par de espejos dicroícos en la trayectoria del haz del segundo armónico con tal de separarlo de mejor

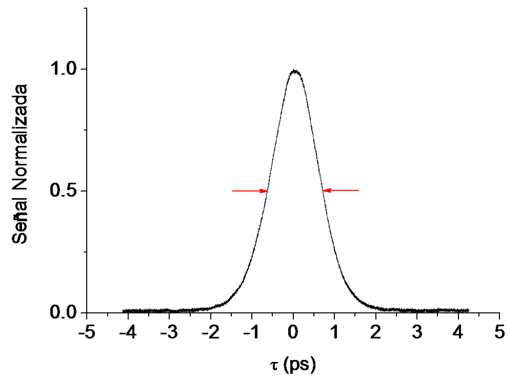


Figura 14: Ejemplo de una curva experimental de autocorrelación de intensidad.

manera de sus contrapartes fundamentales que pudieran presentarse por reflexiones espurias.

Con el fin de conocer la función de autocorrelación de los pulsos se midió la potencia promedio de la señal del segundo armónico generado como función del retraso entre el pulso y su réplica, dado por $\tau = \frac{2\Delta l}{c}$, con Δl la diferencia en longitud entre ambos brazos del interferómetro y c la velocidad de la luz en el aire. Dicha potencia se midió empleando un medidor de potencia óptica, marca Newport, modelo 2832 con su fotodetector. El retraso se introdujo modificando l gracias a una mesa de traslación micrométrica sobre la que se montó uno de los espejos del autocorrelador.

Desafortunadamente, pese a que era apreciable a simple vista la variación en la intensidad del segundo armónico para distintos valores de τ, no se obtuvo una curva de autocorrelación definida a partir de los datos adquiridos con el medidor de potencia, muy probablemente debido a un problema experimental de la razón señal-ruido, aunque las mediciones se realizaron bajo condiciones de iluminación lo más oscuras posibles. Debido a esto se decidió captar la señal de segundo armónico mediante el espectrómetro Ocean Optics ya mencionado, al ser más sensible que el fotodetector. El arreglo experimental de esta forma obtenido, el cual se muestra en el diagrama de la fig. 15, corresponde al que se emplea en la técnica denominada como FROG (Frequency Resolved Optical Gating) que sirve para conocer tanto la amplitud como la fase del campo eléctrico de los pulsos ópticos (véase el Apéndice).

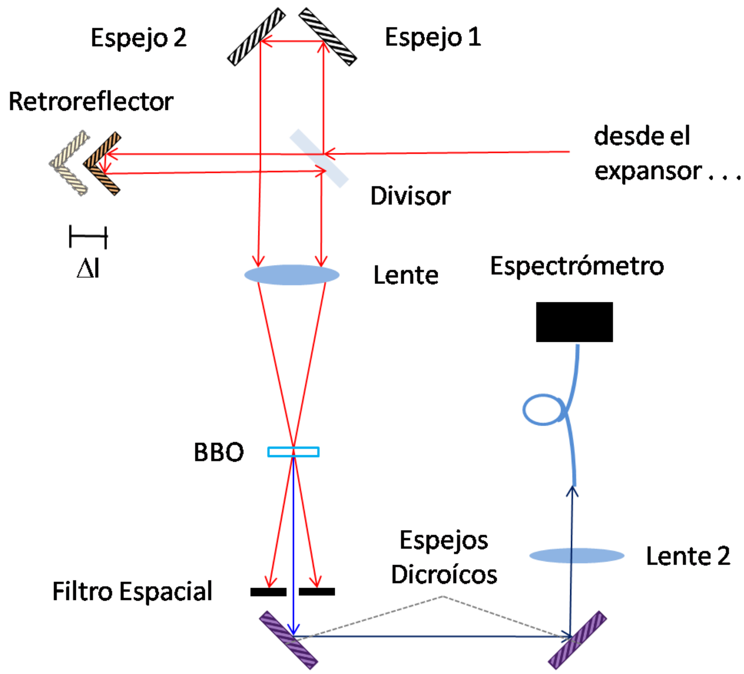


Figura 15: Diagrama del arreglo experimental empleado en la técnica FROG.

La información necesaria para caracterizar los pulsos mediante esta técnica se extrae de las trazas FROG (o espectrogramas) las cuales son arreglos matriciales que se forman con el espectro de los pulsos (i.e. la intensidad del campo correspondiente a cada frecuencia óptica contenida en los pulsos), como función del retraso temporal entre el pulso y su réplica (Fig. 26a), para luego ser procesada mediante un algoritmo iterativo para conocer tanto el perfil temporal como la fase del campo eléctrico (véase el Apéndice).

En nuestro caso no se realizó la caracterización completa de los pulsos, simplemente se obtuvo a partir de la traza FROG la función de autocorrelación de intensidad de los mismos que no es otra cosa que la función marginal en frecuencia de la traza FROG (véase el Apéndice), y a partir de ésta se calculó la duración de los pulsos de la misma manera que con la técnica de autocorrelación.

Puesto que los datos adquiridos mediante este autocorrelador resultaron dudosos por razones que se explicarán en el siguiente capítulo, se utilizó un tercer autocorrelador para medir la duración de los pulsos estirados, esta vez uno comercial, también por generación de segundo armónico, modelo FR-103 XL de Femtochrome Research, Inc. el cual utiliza un cristal KDP con un grosor de 0.3 mm como medio no-lineal. Al igual que el TPAA que se utilizó, incluye un mecanismo (consistente en un par de espejos paralelos montados alrededor de un eje rotante) que permite introducir automáticamente el retraso entre los pulsos. Sin embargo, el sistema de escáneo que utiliza este autocorrelador es altamente lineal en un intervalo de tiempo más amplio a diferencia del contenido en el TPAA por lo que las mediciones que arroja son más confiables. Aunque su alineación es un poco más complicada, tiene la ventaja de incluir un fotomultiplicador, permitiendo así la detección de señales muy pequeñas (del orden de 0.1 mW). Este autocorrelador puede medir duraciones de pulso <100 ps con una resolución <20 fs.

IV.2 Acoplamiento de los pulsos estirados a las fibras

Lo que restaba era entonces acoplar los pulsos de luz estirados a cada una de las fibras con que se trabajaría y analizar el espectro de la luz emergente de ellas. Para lograrlo, la fibra en cuestión, previa y debidamente clivada, se montó en cada uno de sus extremos sobre un acoplador THORLABS, muy precisos y estables, y se utilizó una lente de microscopio a la entrada de la fibra para el acoplamiento y otra a su salida para colimación (fig. 16). La elección del microobjetivo se hizo para lograr la mayor eficiencia de acoplamiento de luz a la fibra (definida como la razón entre la potencia óptica a la salida de la fibra y la potencia a la entrada de la misma), considerando las características de las fibras (véase tabla I) y las recomendaciones que se mencionan en NKT Photonics (2009).

Tabla I: Principales características de las distintas fibras utilizadas (f_{aire}:fracción de llenado de aire de la zona microestructurada, Λ:(pitch) separación entre huecos de aire contiguos).

Fibras	Fotónicas			Estándar
Nombre	NL-2.5-810	NL-2.4-800	SC-5.0-1040	SMF-28
$d_{nucleo}(\mu m)$	2.5 ± 0.1	2.4 ± 0.1	4.8 ± 0.2	8.2
$\lambda_{ZD}(nm)$	810 ± 5	800 ± 5	1040 ± 10	1312
$\alpha(\lambda_{ZD})(dB/km)$	< 40	< 80	< 3	≤ 0.40
$\gamma(\lambda_{ZD})(W^{-1}km^{-1})$	52	70	11	1.1 (1550 nm)
$f_{aire}(\%)$	> 93	> 90	27.4 (calculado)	-
$\Lambda(\mu m)$	4.3 ± 0.1	2.9 ± 0.1	No disponible	-
$L(cm)$	200.00 ± 5.00	76.00 ± 0.05	122.00 ± 0.05	varias

El proceso de acoplamiento consistió en ajustar la posición de la fibra respecto al microobjetivo mediante el acoplador a la vez que se monitoreaba la potencia óptica a la salida de la fibra hasta que se maximizara su valor. Entre los que se disponían, la combinación de microobjetivos que mejor funcionó para acoplar el tren de pulsos a las fibras fotónicas fue $\times 40/0.65$ (magnificación/apertura numérica) tanto para el acoplamiento como para la colimación.

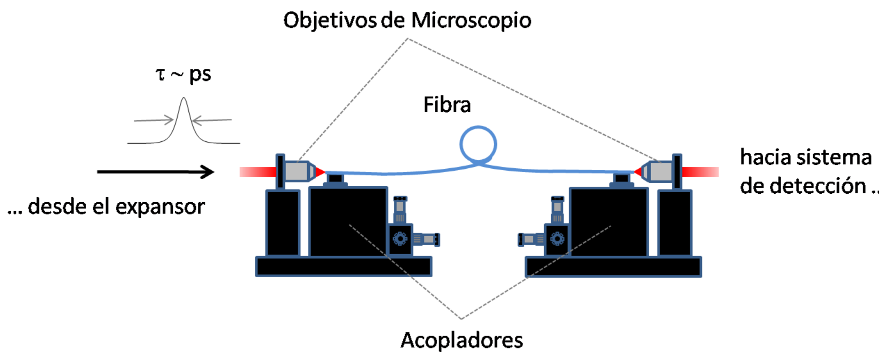


Figura 16: Diagrama del sistema para acoplar los pulsos estirados a las fibras.

Desafortunadamente se encontró un problema al momento de intentar acoplar los pulsos a la fibra NL-2.5-810 que fue la primera con que se trabajó: el expansor además de estirar los pulsos también introducía astigmatismo en ellos: debido a la separación lateral de las componentes espectrales en la rejilla de difracción y al tamaño espacial finito de los pulsos, diferentes frecuencias serán enfocadas por la lente a diferentes ángulos lo cual corresponde a una dispersión angular que origina el astigmatismo en los pulsos. Esto trajo como consecuencia que se alcanzara una muy baja eficiencia de acoplamiento de tan sólo 2.2% ya que no toda la luz atravesaba la apertura del microobjetivo dadas sus dimensiones finitas, y gran parte de la luz que sí lo conseguía al parecer se acoplaba en la cubierta de la fibra y no en su núcleo para ser guiada, idea que surgió al observar con ayuda de un visor de IR Electrophysics modelo 7215 la cantidad de luz esparcida en los primeros decímetros de la fibra. Esto se intentó corregir empleando una lente cilíndrica de distancia focal $f \sim 7$ cm en combinación con una microlente MELLES GRIOT de distancia focal $f = 8.0$ mm para colimar el haz cosa que no se consiguió del todo. Esto mejoró ligeramente la eficiencia de acoplamiento, la cual fue de 5.8%, equivalente a una potencia de salida en la fibra de aproximadamente 2.5 mW aunado a todas las pérdidas que se tenían en cada uno de los elementos ópticos con que se encontraba el haz en su trayectoria.

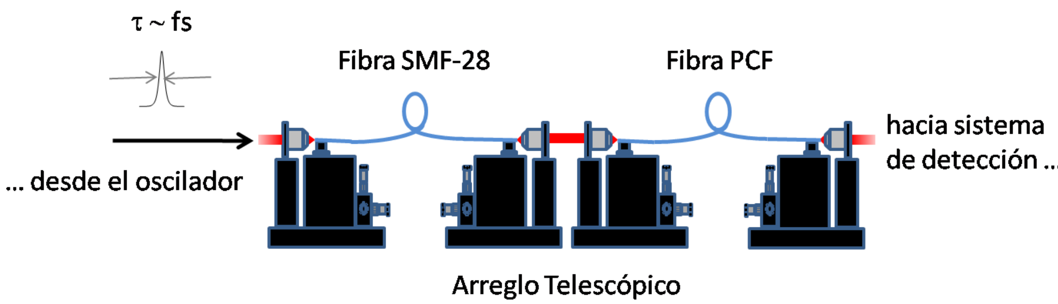


Figura 17: Arreglo telescópico para el acoplamiento SMF-28-PCF.

No conformes con esta pobre eficiencia de acoplamiento puesto que Licea Rodríguez (2008) reporta una eficiencia del 60% para la misma fibra con el mismo sistema de acoplamiento (incluyendo mismas características del microobjetivo de acoplamiento), se optó por reemplazar el expansor por una fibra óptica estándar para telecomunicaciones SMF-28 como alternativa para estirar los pulsos por el mecanismo de dispersión de la fibra. El acoplamiento de la luz a ésta fibra se llevó a cabo de igual forma que con la fibra de estudio, sólo que utilizando los microobjetivos adecuadas, 10/0.25 para el acoplamiento y 16/0.32 para la colimación, alcanzando una eficiencia de acoplamiento de hasta el 61% para ésta fibra. El acoplamiento fibra-fibra se realizó por medio de un arreglo telescópico como se describe en NKT Photonics (2009) y cuyo diagrama se muestra en la figura 17.

En un nuevo intento por mejorar la eficiencia de acoplamiento a las fibras fotónicas habiendo estirado los pulsos con el expansor, se hechó mano de un par de lentes cilíndricas dispuestas en una configuración como la mostrada en la figura 18.

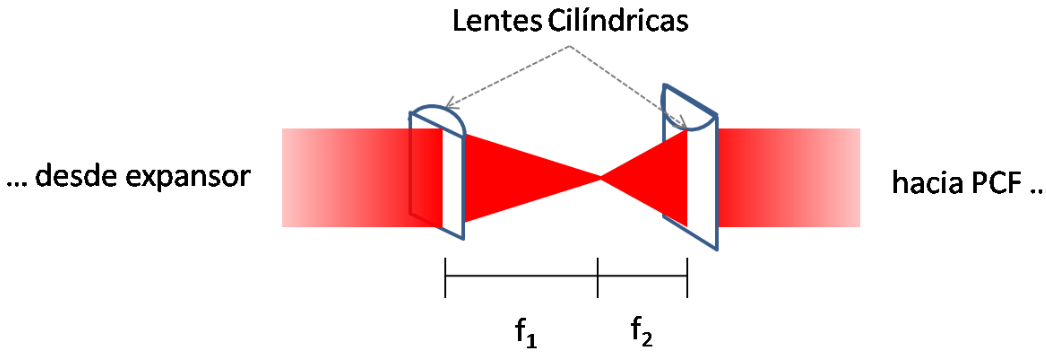


Figura 18: Configuración con pareja de lentes cilíndricas para la corrección del astigmatismo y colimación de los pulsos estirados con el expansor.

Mientras que la primera de éstas lentes ($f_1 \sim 7cm$) corregía el problema del astigmatismo en el haz, la segunda lente, de menor distancia focal que la primera ($f_2 \sim 3cm$), funcionaba para colimar el haz. De esta forma se alcanzaron eficiencias de acoplamiento a la fibra fotónica de hasta 27%, que si bien no eran tan altas como para el caso en que se estiraron los pulsos con la fibra SMF-28 ($Ef_max = 41\%$), se alcanzaron potencias promedio en las fibras microestructuradas suficientes como para notar cambios en el espectro transmitido.

IV.3 Dispositivos para la detección de las señales de la FWM

Puesto que no se contaba con un solo dispositivo capaz de abarcar todo el rango de longitudes de onda dentro del que se esperaba se encontrarían las señales generadas por la FWM (de acuerdo con las trazas de empatamiento de fases que se obtuvieron teóricamente para cada fibra y las cuales se presentan en el siguiente capítulo), se utilizaron dos sistemas de detección diferentes (fig. 19):

1. Analizador de Espectros Hewlett-Packard, con resolución mínima de 0.5 nm y una respuesta espectral en el rango de 600-1700 nm, por lo que se utilizó para la detección de señales alrededor de la longitud de onda central del bombeo $\lambda_b \sim 820$ nm (i.e las señales generadas por MI).

2. Monocromador ACTON RESEARCH CORPORATION, un tubo fotomultiplicador (TFM) HAMAMATSU R2557, y un osciloscopio digital Tektronix DPO4104 de 400 MHz, sistema con el que se alcanzaba una resolución mínima de 0.1 nm en el intervalo de 300-650 nm razón por la cual se usó para intentar detectar las señales de FWM correspondientes a las soluciones externas de longitud de onda más corta en las trazas de empatamiento de fases (véase fig. 9).

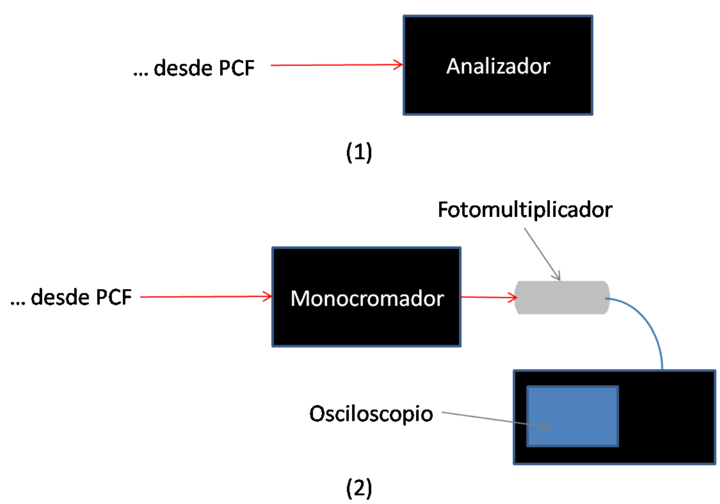


Figura 19: Dispositivos empleados para la detección de las señales generadas por FWM.

El analizador de espectros HP tenía la peculiaridad de desplegar los espectros en tiempo real en escala logarítmica lo que facilitaba el visualizar pequeñas componentes espectrales en cuanto a intensidad se refiere. Lo malo era que la resolución alcanzada dependía del tamaño del intervalo de longitudes de onda que se quisiera detectar. Por otro lado, el sistema número 2 permitía detectar señales aún más débiles debido al

TFM. Sin embargo el proceso de adquisición de datos con este dispositivo se complicó un poco puesto que al no disponer de un sistema de automatización del mismo, las mediciones correspondientes se realizaron manualmente, primero seleccionando una longitud de onda del espectro con el monocromador y luego capturando el valor promedio desplegado en el osciloscopio del nivel de señal detectado por el fotomultiplicador, así en repetidas ocasiones hasta barrer el intervalo de longitudes de onda de interés. Por supuesto que solo se desarrolló este procedimiento cuando la variación del nivel de señal respecto al nivel de ruido era evidente.

Ninguno de estos dos sistemas de detección contaba con una respuesta espectral para longitudes de onda alrededor de $2\mu m$, y al no contar con un dispositivo con éstas características, no fue posible corroborar experimentalmente las soluciones externas correspondientes a $\lambda_s > \lambda_b$ en los diagramas de empatamiento de fases puesto que se localizaban en ésta región espectral (véanse las figs. 21(a) y (b)).

Capítulo V

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En ésta sección se presentan los resultados arrojados por el proceso experimental del presente trabajo así como por la parte teórica que incluye tanto la caracterización de la dispersión de las fibras utilizadas como la simulación del proceso de FWM en ellas, para una posterior comparación entre ambos.

Un resultado interesante que se observó, aunque independiente del proceso del FWM, fue la generación de segundo armónico en dos de las fibras que, al ser un proceso no-lineal de segundo orden, en principio no se esperaría que se diera en fibras ópticas dado que $\chi^{(2)}$ es cero para la sílice.

V.1 Caracterización de la dispersión de las fibras

Como se mencionó en el capítulo II, la dispersión de las fibras es un parámetro importante a considerar cuando se pretenden estudiar los fenómenos ópticos no-lineales que actúan sobre pulsos de luz ultracortos cuando estos se propagan a través de las fibras. La dependencia espectral de la constante de propagación β de una fibra estará determinada por la dependencia que a su vez tenga el índice de refracción modal efectivo n_{ef} de la fibra con la longitud de onda del campo óptico λ (frecuencia ω), al estar ambas cantidades relacionadas por medio de la expresión (9).

La constante de propagación de una fibra óptica $\beta(\omega)$ puede encontrarse ya sea por procedimientos experimentales, o resolviendo la ecuación de eigenvalores (52) numéricamente o por métodos gráficos (Marcuse, Saleh).

En lo que respecta a este trabajo, el índice de refracción efectivo del modo fundamental (y por tanto la constante de propagación) de nuestras fibras se determinó utilizando un programa computacional desarrollado por la Dra. Karina Garay Palmett, colaboradora del grupo de trabajo, basado en el método de índice escalonado descrito en el capítulo III.

Los parámetros libres en este modelo son el radio del núcleo de la fibra r y la fracción de llenado de aire f_{aire} del área microestructurada. Dado que no se disponía de este último dato en el caso de la fibra SC-5.0-1040, al no ser este reportado por el fabricante en las características de la fibra, se realizó un proceso de ajuste de sus valores hasta obtener el perfil de dispersión cuya longitud de onda de cero dispersión λ_{ZD} se aproximara al valor proporcionado por NKT Photonics (véase la tabla I).

Para la fibra estándar, puesto que tanto el núcleo como la cubierta son sólidos, simplemente se modificó ligeramente el programa, con la diferencia porcentual de índice de refracción haciendo las veces de f_{aire} aunque en ésta ocasión para calcular el índice de refracción del núcleo (compuesto por sílice dopado con germanio mientras que la cubierta esta formada de sílice puro).

Una vez que se conoce el índice de refracción efectivo de las fibras $n_{ef}(\lambda)$, que en nuestro caso se ajustó con un polinomio de orden 8, el cálculo de sus respectivas constantes de propagación $\beta(\lambda)$ (i.e. de las características de dispersión de las mismas) fue directo utilizando la expresión 9. El parámetro de dispersión D obtenido de esta forma para cada una de las fibras disponibles se gráfica como función de λ en la figura 20.

De acuerdo con Wong *et al.* (2005a), el modelo de índice escalonado funciona bien cuando se cumple $0.1 < f_{aire} < 0.9$. Los valores correspondientes para dos de nuestras fibras (véase tabla I), NL-2.5-800 y NL-2.4-800, se encuentran en el límite de este rango

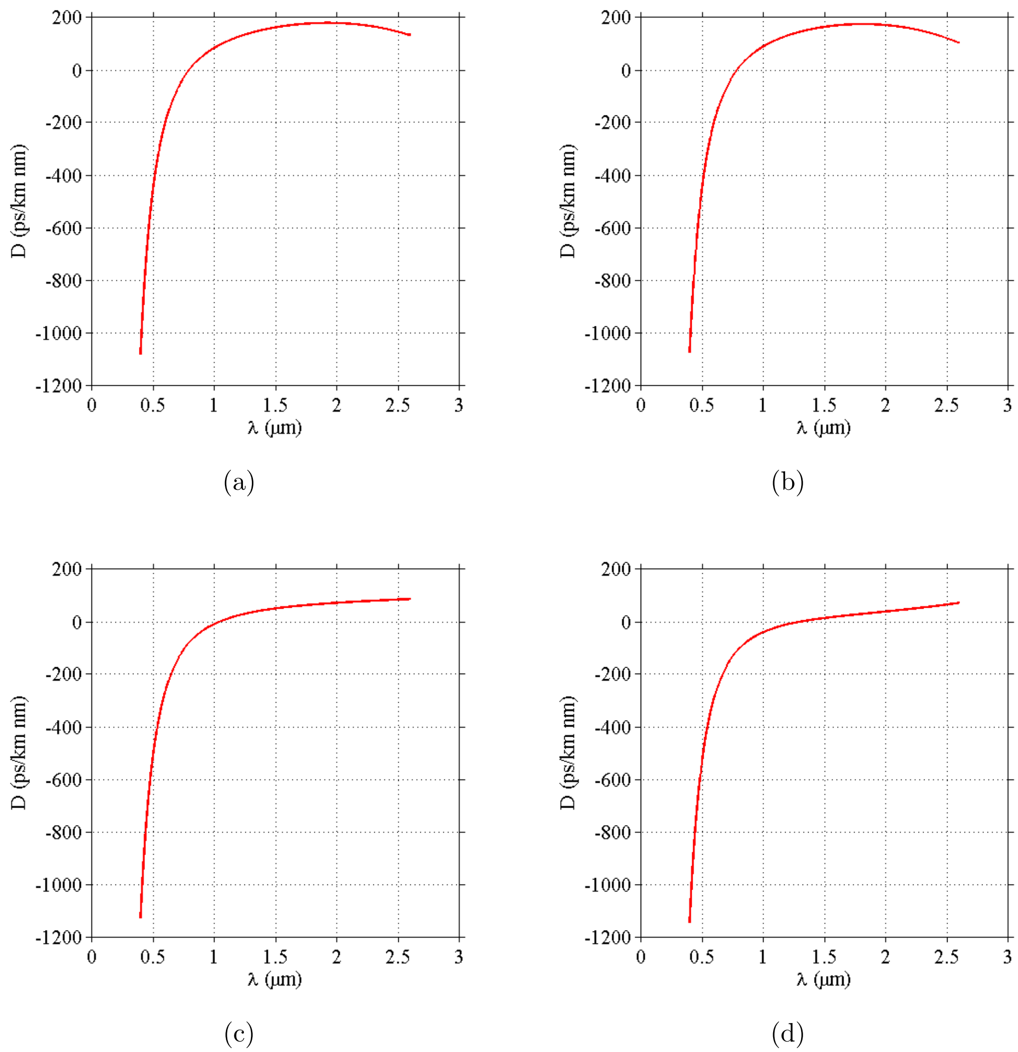


Figura 20: Curvas de dispersión calculadas para las distintas fibras: (a) NL-2.5-810; (b) NL-2.4-800; (c) SC-5.0-1040; (d) SMF-28.

lo que probablemente explica el por qué la longitud de cero dispersión calculada no coincidiera exactamente con aquella facilitada por el fabricante, aparte de la incertidumbre en r y f_{aire}.

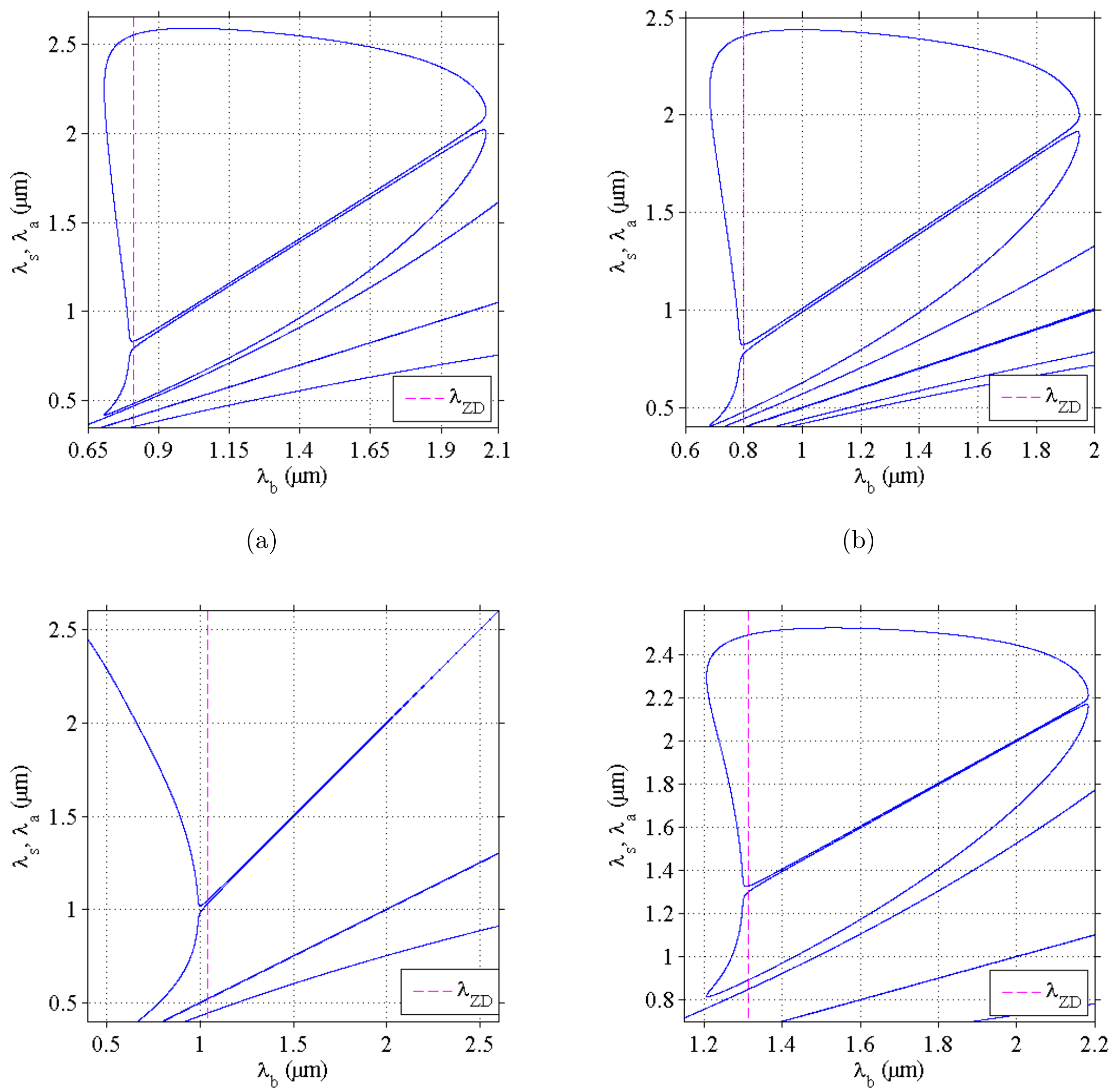
V.2 Curvas de empatamiento de fases para las distintas fibras

Partiendo de las características de dispersión de las fibras encontradas en la sección anterior, por medio de las ecuaciones (35) y (43) se calcularon las longitudes de onda empatadas en fase para el proceso de FWM parcialmente degenerado como función de la longitud de onda de bombeo λ_b. Los resultados se presentan en la figura 21.

En el espacio de diferencias de frecuencias, éste tipo de curvas lucen simétricas respecto a la solución trivial ($\omega_s = \omega_a = \omega_b$) debido a la separación en frecuencia Ω equidistante que existe entre la señal y el bombeo, y entre este y la acompañante (fig. 22).

Es posible verificar el comportamiento descrito en el capítulo III de las distintas soluciones que aparecen en una curva de empatamiento de fases en función del término no-lineal $2\gamma P_0$ en la condición de empatamiento de fases 43. Para ello se calculó la curva de empatamiento de fases para una misma fibra (en otras palabras manteniendo la misma γ), variando el valor de P_0 (Fig. 23).

Para $P_0 = 0$ W se tiene la solución trivial en la que dos fotones del bombeo, con frecuencia ω_b, se aniquilan y a su vez se crean dos nuevos fotones con la misma frecuencia ω_b. Se tiene entonces una sola curva cerrada de empatamiento de fases y tres soluciones para cada λ_b empatada en fase: la solución trivial y el par de soluciones externas (fig.



(a) (b) (c) (d)

Figura 21: Curvas de empatamiento de fases calculadas a partir de la información de la dispersión de las fibras para una potencia pico $P_0 = 106$ W. Fibra: (a) NL-2.5-810; (b) NL-2.4-800; (c) SC-5.0-1040; (d) SMF-28.

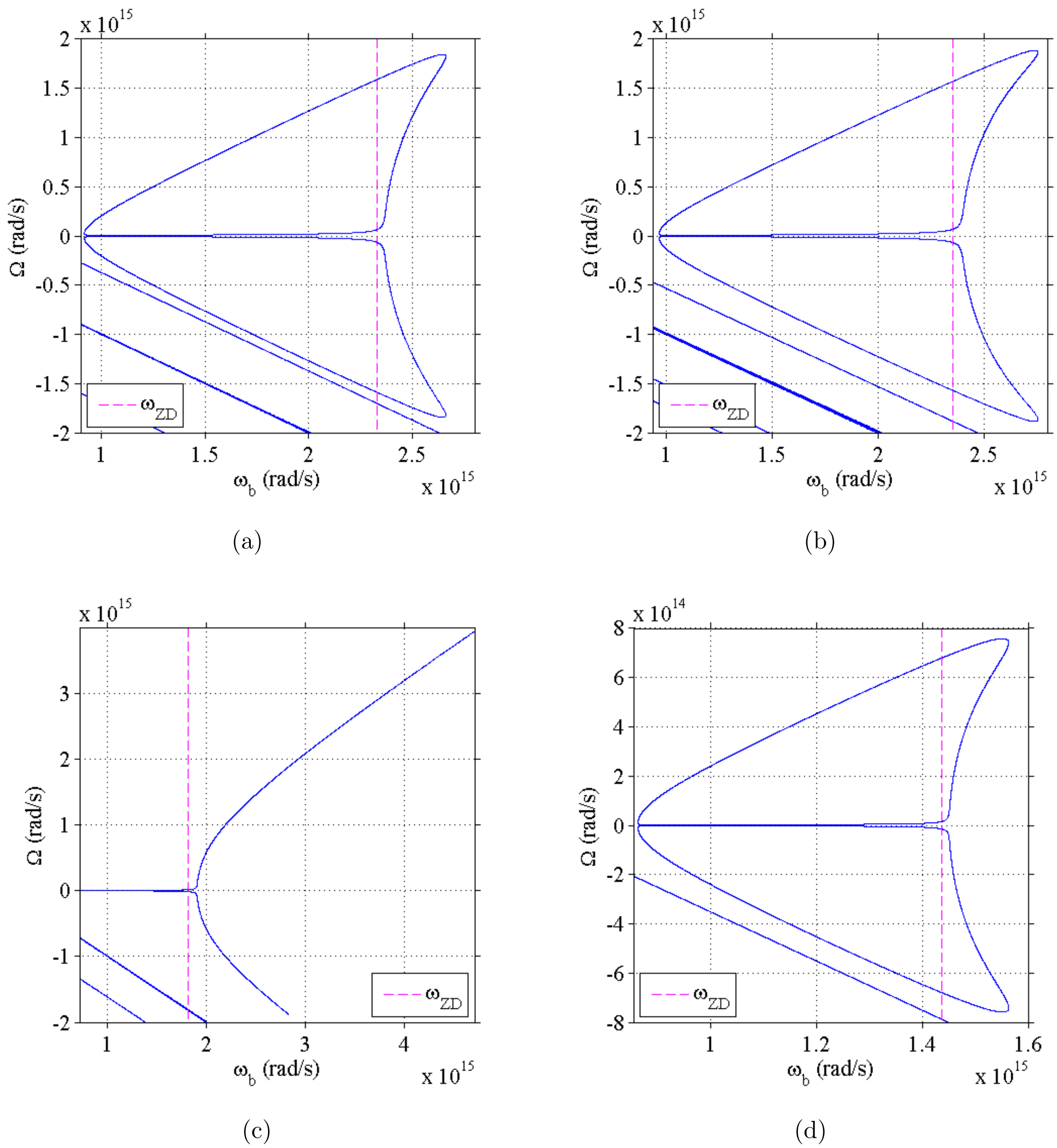


Figura 22: Curvas de empatamiento de fases representadas con la diferencia de frecuencias Ω, calculadas con una potencia pico $P_0 = 106$ W para cada fibra: (a) NL-2.5-810; (b) NL-2.4-800; (c) SC-5.0-1040; (d) SMF-28.

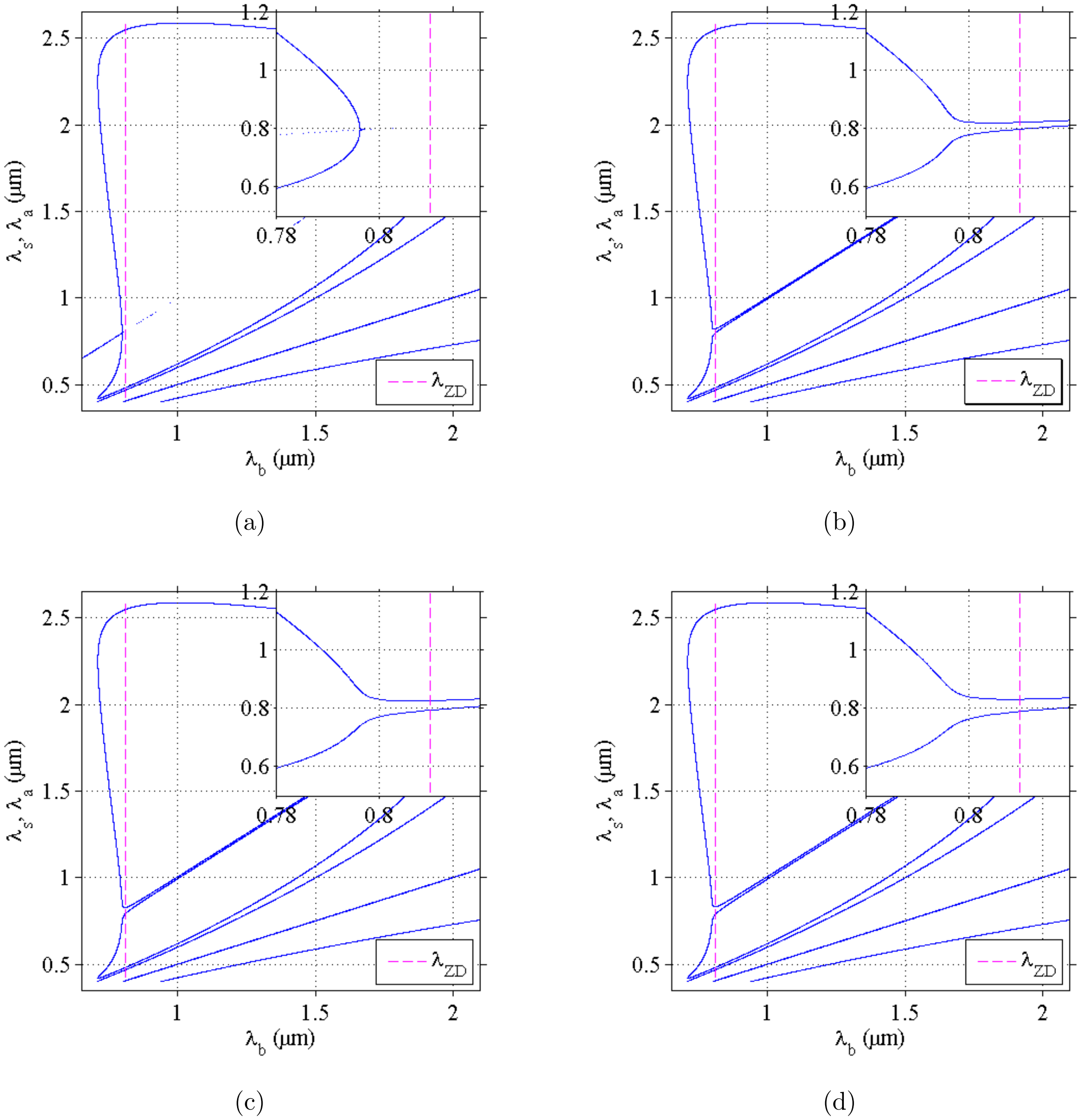


Figura 23: Variación con la potencia pico de la curva de empatamiento de fases para la fibra NL-2.5-810. En el recuadro superior derecho de cada figura se muestra un acercamiento de las soluciones internas alrededor de λ_{ZD}. (a) $P_0 = 0$ W; (b) $P_0 = 30$ W; (c) $P_0 = 60$ W; (d) $P_0 = 100$ W.

23(a)). Se observa que para $P_0 \neq 0$, la traza de empatamiento de fases se divide en dos partes lo que da origen a un par adicional de soluciones (las soluciones internas), a su vez que la curva $\lambda_s = \lambda_a = \lambda_b$ deja de ser solución, esto debido al cambio en las constantes de propagación de las ondas por efecto de SPM. Conforme P_0 se incrementa, la separación entre las soluciones internas aumenta también mientras que en las soluciones externas no se aprecia cambio alguno (figs. 23(b), 23(c) y 23(d)). Esto pone de manifiesto el hecho de que el término $2\gamma P_0$ en 43 tiene un gran efecto en las soluciones internas, no así en las externas.

V.3 Estirado y medición de la duración de los pulsos

El ancho espectral que se encontró en una primera etapa para los pulsos láser a la salida del oscilador Ti:Záfiro fue de $\Delta\lambda_{FWHM} = 16$ nm, al cual le corresponde una duración limitada por transformada de Fourier de $\tau_P = 45$ fs (véase Apéndice), cantidad menor a la duración $\tau_P = 96$ fs medida con el TPAA lo cual indica una modulación temporal de la frecuencia inicial en los pulsos sin estirar.

En la fig. 24 se presentan algunas de las trazas de autocorrelación tanto de intensidad como interferométricas obtenidas a partir del autocorrelador por TPA para los pulsos estirados con el expansor para distintos valores de la distancia x. De entrada, es evidente la variación del ancho de las trazas de autocorrelación, relacionado directamente con la duración de los pulsos (véase Apéndice), al modificar x. Además, de las trazas de autocorrelación interferométricas se infiere la presencia de modulación temporal de frecuencia en los pulsos (compárense con la traza correspondiente a un pulso sin

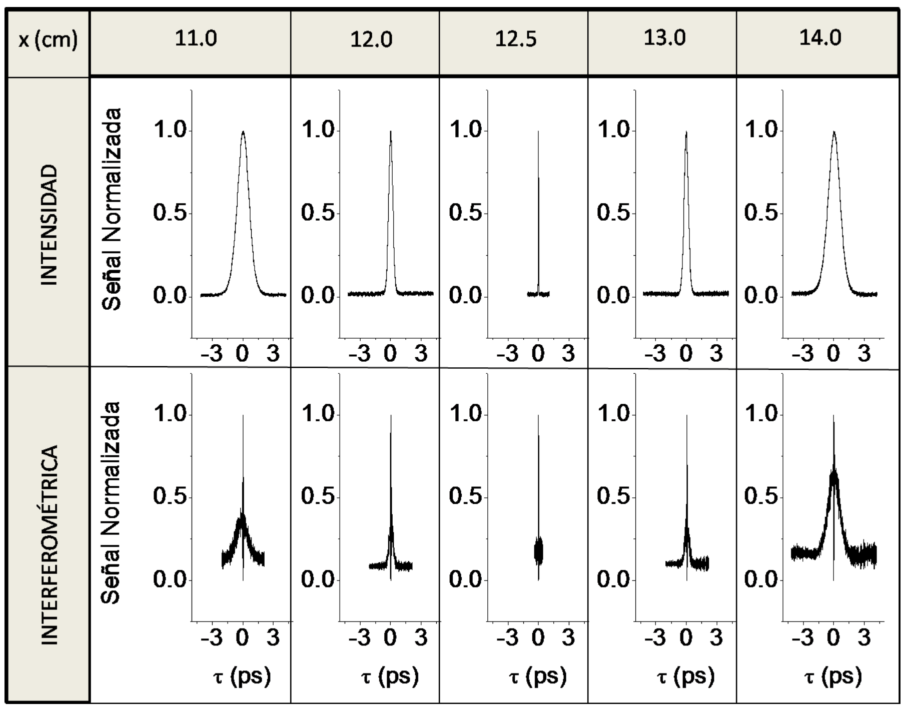


Figura 24: Trazas de autocorrelación de intensidad e interferométricas obtenidas con el TPAA como función de la separación x entre la rejilla de difracción y la lente del expansor.

modulación temporal de la frecuencia mostrada en el Apéndice) salvo para el caso en que se obtuvo la menor duración de los pulsos ($x = f$) en donde aparentemente se eliminó por completo esta modulación. Además es notorio el incremento en la magnitud de la modulación conforme la duración de los pulsos era alargada más (se aprecia una reducción cada vez mayor de las franjas de interferencia).

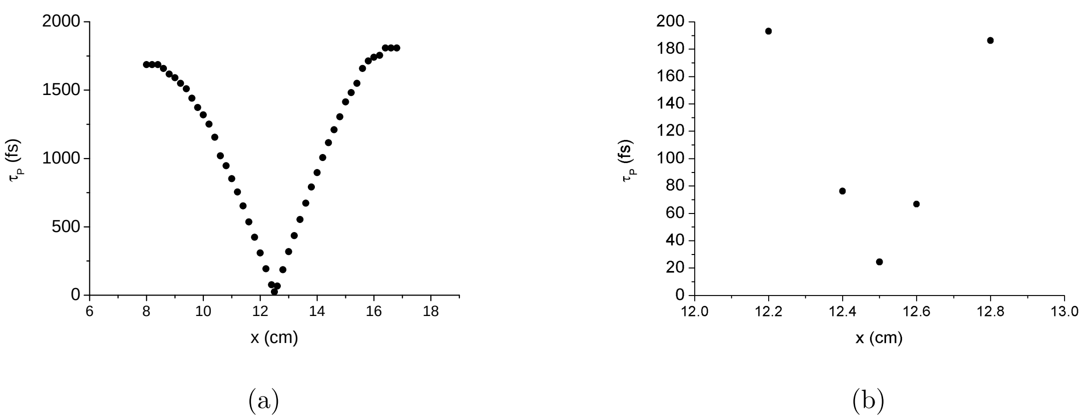


Figura 25: (a) Duración de los pulsos estirados con el expansor como función de x, determinada mediante el autocorrelador por TPA; (b) acercamiento a la región con la duración mínima obtenida.

Los resultados pertinentes a la variación de la duración de los pulsos estirados con el expansor como función de la separación x entre la rejilla de difracción y la lente se muestran en la figura 25. Hay varios puntos a destacar respecto a ésta curva: primero, el valor mínimo medido corresponde a una duración de los pulsos de $\tau_P = 24$ fs en la posición $x = f = 12.5$ cm. Esto sugiere que el mismo arreglo del expansor puede funcionar también como un compresor de pulsos puesto que este valor fue menor que la duración de los pulsos medida antes de que estos pasaran por el expansor. En otras palabras, para ciertas posiciones entre la rejilla de difracción y la lente, el sistema del expansor introduce en los pulsos dispersión de signo negativo cuya modulación temporal de la frecuencia resultante se compensa con aquella presente inicialmente en los pulsos conduciendo a una reducción en la duración de los mismos.

Segundo, el valor de $\tau_P = 24$ fs es ¡menor incluso que la duración limitada por transformada de Fourier! calculada a partir del ancho espectral de los pulsos sin estirar, lo cual no puede ser cierto de ninguna manera, lo cual sugiere la existencia de algún tipo de error en la medición de la duración de los pulsos estirados. El proceso de medición se repitió varias veces con el objeto de descartar posibles causas de errores obteniendo, sin embargo, el mismo tipo de comportamiento en cada caso. Debido a esto, la fuente de error en el experimento se atribuyó al autocorrelador mismo, particularmente a su sistema oscilador para generar el retraso temporal entre los pulsos al no ser el movimiento que genera en el espejo completamente lineal, y al no ser completamente estable su funcionamiento.

Tercero, se observa una desviación en el comportamiento de la curva experimental para factores de estiramiento muy grandes: los valores de la duración del pulso no siguen una relación lineal con la separación x, distinto a lo que se esperaría de acuerdo con Ruiz de la Cruz (2006). La razón de esto es nuevamente el autocorrelador por la limitación en la cantidad de retraso temporal máximo que permite introducir entre las réplicas del pulso. Los mismos autores mencionan que dicho autocorrelador permite obtener las trazas de autocorrelación de intensidad para pulsos con duraciones entre 10 fs y 1 ps (García Arthur *et al.*, 2003).

Puesto que se pretendía obtener duraciones de los pulsos un poco mayores a $\tau_P =$ 1.7 ps (duración aproximada máxima de la curva de la figura 25) las cuales se pensó se podrían alcanzar con el mismo expansor, y al no ser posible medirlas usando el autocorrelador por absorción de dos fotones automatizado dada la limitación impuesta por el mismo fue que se decidió construir un autocorrelador por SHG, que como se explicó en el capítulo anterior, terminó convirtiéndose en el mismo arreglo experimental que para la técnica FROG. Como se mencionó también, con los datos experimentales adquiridos con ese montaje se construyeron las trazas FROG de cuya marginal en frecuencia se obtuvieron las correspondientes trazas de autocorrelación de intensidad (fig. 26). A partir de este punto simplemente se midió el ancho de éstas curvas y se determinó con esto la duración de los pulsos, de la misma forma que con la técnica de autocorrelación (véase Apéndice). Los resultados de esta forma obtenidos (τ_P vs x) se muestran en la gráfica de la figura 27.

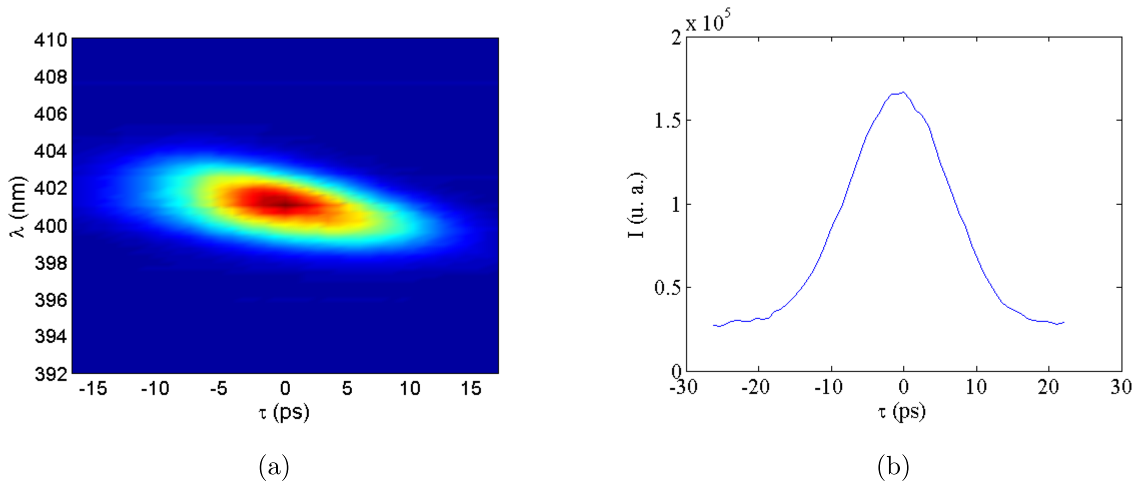


Figura 26: Ejemplo de una traza FROG obtenida experimentalmente (a) y la correspondiente curva de autocorrelación obtenida a partir de ella (b).

Utilizando el autocorrelador por segundo armónico fue posible medir duraciones de los pulsos mayores que las que se habían conseguido con el autocorrelador por TPA para el mismo expansor. Además se observó una relación aproximadamente lineal entre la duración de los pulsos y la distancia x, al menos en la región de nuestro interés, entre 1 y 10 ps.

Una de las razones por la que no se realizó la caracterización completa de los pulsos a partir de las trazas FROG obtenidas experimentalmente fue la siguiente: la SHG es un fenómeno no lineal que requiere un empatamiento de fases entre las ondas participantes

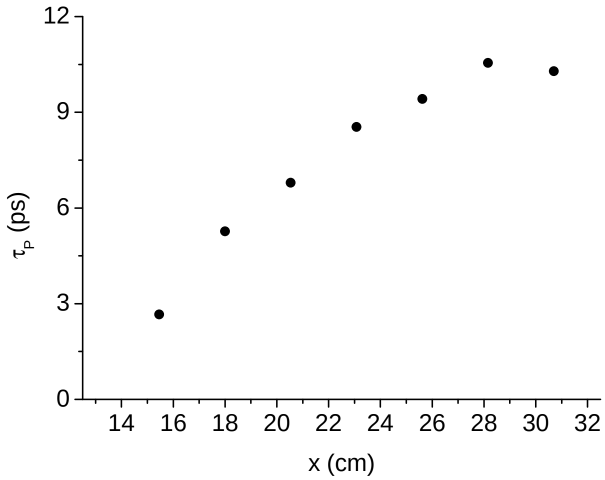
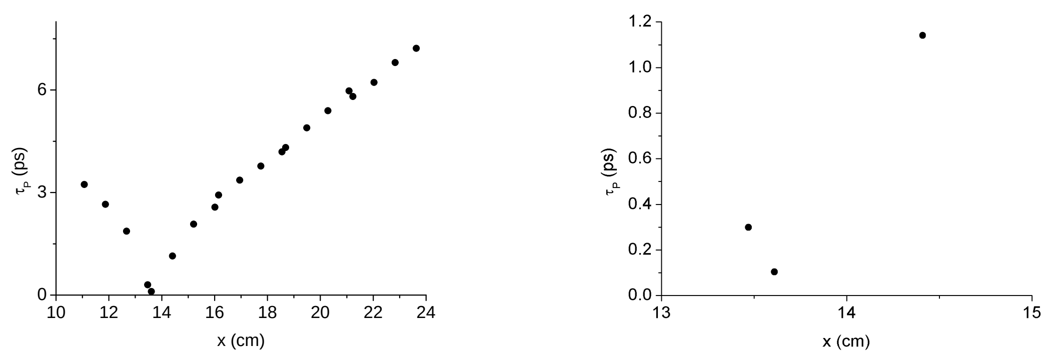


Figura 27: Duración de los pulsos estirados con el expansor obtenidas por medio del autocorrelador por SHG construido.

el cual depende, entre otras cosas, de los ángulos θ con que incidan las ondas con frecuencia ω sobre el cristal no-lineal respecto al eje óptico del mismo. Existe un cierto intervalo $\Delta\theta$ de tolerancia para que ocurra el fenómeno sin embargo, este dependerá inversamente con la longitud L del medio no-lineal. Además, la condición de empatamiento de fases es diferente para cada ω dentro del ancho espectral del pulso. Debido a esto, si el grosor del cristal con que se trabaja es relativamente ancho (como el que se uso en nuestro caso), las distintas componentes espectrales que componen un pulso ultracorto difícilmente generarán señal de segundo armónico simultáneamente. Experimentalmente esto se evidenciaba observando que el ancho espectral del segundo armónico era mucho menor que aquel de los pulsos a la frecuencia fundamental ($\Delta\lambda_F \approx 15$ nm $\gg \Delta\lambda_{SA} \approx 3$ nm). Por lo tanto, las trazas FROG obtenidas experimentalmente no contenían la información completa necesaria para caracterizar apropiadamente los pulsos ópticos.

Ahora bien, el hecho de que las trazas FROG estuvieran incompletas seguramente tuvo repercusiones en los valores de la duración de los pulsos de la figura 27 pues estos se calcularon mediante las trazas de autocorrelación obtenidas a partir de estas mismas trazas FROG. Podemos decir entonces que las mediciones de la duración de los pulsos efectuadas con ésta técnica cuasi-FROG no son confiables.

Dado que la duración de los pulsos era un parámetro importante tanto para los experimentos como para las simulaciones se optó por utilizar un autocorrelador comercial por SHG marca Femtochrome. Los resultados adquiridos con este aparato se presentan en la figura 28. La duración mínima de los pulsos que se midió de esta forma fue de $\tau_P \approx 100$ fs, duración bastante más realista en comparación con los resultados hasta entonces obtenidos con los otros autocorreladores. En adelante, las duraciones de pulsos que se mencionen en la descripción de los distintos experimentos que se llevaron a cabo fueron medidas a partir de este autocorrelador Femtochrome.



(a) (b)

Figura 28: (a) Resultados de la medición de la duración de los pulsos estirados con el expansor usando el autocorrelador por SHG comercial; (b) acercamiento a la zona con la duración mínima obtenida.

Vale la pena mencionar que conforme se incrementaba el valor de x la intensidad de la señal detectada con el espectrómetro era cada vez menor, muy probablemente debido a pérdidas de energía al ser mayor la divergencia del haz para distancias mayores del camino óptico de los pulsos y siendo finito el tamaño de la lente del expansor. Más aún, la cantidad de luz perdida de esta forma ocasiona que no se mantenga el contenido espectral inicial de los pulsos en los mismos a la salida del expansor repercutiendo con ello en la duración neta de los pulsos estirados. Así pues, la duración de los pulsos medida para valores grandes de x en la gráfica de la fig. 28 resulta menos confiable. Sin embargo, las duraciones de los pulsos con que se trabajó no corresponden a los extremos de ésta curva.

V.4 Acoplamiento de la luz a las fibras y medición de los espectros a su salida

Al usar la fibra estándar para estirar los pulsos se tuvo la ventaja de reducir bastante las pérdidas en comparación con el expansor y evitar el problema del astigmatismo en los pulsos, lo que permitió obtener una mayor eficiencia de acoplamiento a las fibras fotónicas y con ello alcanzar potencias pico de bombeo más altas, favoreciendo la ocurrencia de los procesos ópticos no-lineales en ellas. Por otro lado, las desventajas fueron que no se tenía un control directo sobre la duración de los pulsos a la salida de la fibra convencional ya que ésta depende de la longitud de la fibra y además, los efectos no-lineales en ésta fibra, aunque no tan fuertes como en las fibras microestructuradas, ensancharon el espectro de los pulsos durante su propagación a través de ella, haciendo la interpretación de los resultados un poco más complicada. El expansor por su parte, permitía un control más directo sobre la duración de los pulsos ajustando la separación x entre la rejilla y la lente como ya se discutió, sin ensanchar el espectro de los pulsos, pero consiguiendo potencias pico relativamente pequeñas en las PCFs. En ambos casos (fibra estándar y expansor) sin embargo, se inducía modulación temporal de la frecuencia en los pulsos estirados, parámetro cuya repercusión en los resultados resultaría de importancia. En el caso del estiramiento de los pulsos con la fibra SMF-28 está modulación fue de signo positivo por las razones mencionadas en el capítulo III. Para el caso del expansor, el signo de la modulación temporal de la frecuencia adquirida por los pulsos estirados dependía, como se explicará más adelante, de si x era menor o mayor que f.

Dadas las limitaciones experimentales debidas a los dispositivos de detección, sólo fue posible la búsqueda de señales correspondientes a las soluciones internas y externas inferiores de las trazas de empatamiento de fases. Además, no fue factible sintonizar la longitud de onda del láser de manera tal que se bombearon las fibras en su región de dispersión de la velocidad de grupo negativa en la mayoría de los casos, y en la positiva solo en unas cuantas ocasiones.

Los espectros tanto experimentales como teóricos que se presentan en este trabajo se encuentran normalizados de manera tal que al pico de potencia óptica (o intensidad espectral) le corresponde el valor uno y cero para el nivel más bajo de potencia. Esto se hizo puesto que nos interesaba más el aspecto cualitativo de los resultados que sus características cuantitativas al arrojarnos información más relevante para nuestro estudio.

V.4.1 Soluciones internas

Los espectros correspondientes a este tipo de soluciones en las curvas de empatamiento de fases fueron capturados con el analizador de espectros HP. A continuación se muestran los resultados más significativos obtenidos con cada una de las fibras fotónicas a nuestra disposición. Para cada caso se especifican las condiciones particulares con que se desarrollaron los experimentos.

Pulsos estirados con el expansor

Comenzaremos por presentar los espectros (en escala lineal) a la salida de la fibra NL-2.4-800 luego de acoplar los pulsos estirados con el expansor a la misma. En un primer experimento se bombeo dicha fibra con un tren de pulsos de duración aproximada (FWHM) de $\tau_P = 3.50$ ps, con una frecuencia o tasa de repetición de 94.015 MHz. La longitud de onda correspondiente a la frecuencia portadora de dichos pulsos era $\lambda_0 = 829$ nm, de ancho espectral (FWHM) $\Delta\lambda \approx 9$ nm. La fibra fue bombeada por lo tanto en su régimen de dispersión anómala ($\beta_2 < 0$). La potencia promedio de bombeo P (i.e. la potencia pico P_0 de bombeo) se modificó mediante unos filtros de densidad neutral colocados en medio de la trayectoria del haz láser justo antes del sistema acoplador. Los espectros resultantes se muestran en la figura 29.

En ésta figura se incluyó, a modo de comparación, el espectro correspondiente a los pulsos sin estirar del láser de Ti:Záfiro (fig. 29(a)). Se observa que los pulsos sufrieron una reducción en el ancho de su espectro como consecuencia de propagarse en la fibra microestructurada, siendo mayor la reducción conforme la potencia pico de los pulsos era más grande. El ancho espectral (FWHM) mínimo que se alcanzó fue de $\Delta\lambda \approx 2$ nm (fig. 29(g)).

La fibra NL-2.5-810 fue con la que más se trabajó debido a que era la PCF de mayor longitud entre las que contábamos. Uno de los experimentos que se llevó a cabo con ésta fibra consistió, al igual que con la fibra NL-2.4-800, en acoplar a ella pulsos estirados con el expansor, y obtener el espectro de los mismos a la salida de la fibra para distintas potencias ópticas (fig. 30). Las características del bombeo fueron las siguientes: $\tau_P = 1.87$ ps, $\lambda_0 = 829$ nm, $\Delta\lambda \approx 10$ nm, y $\beta_2 < 0$.

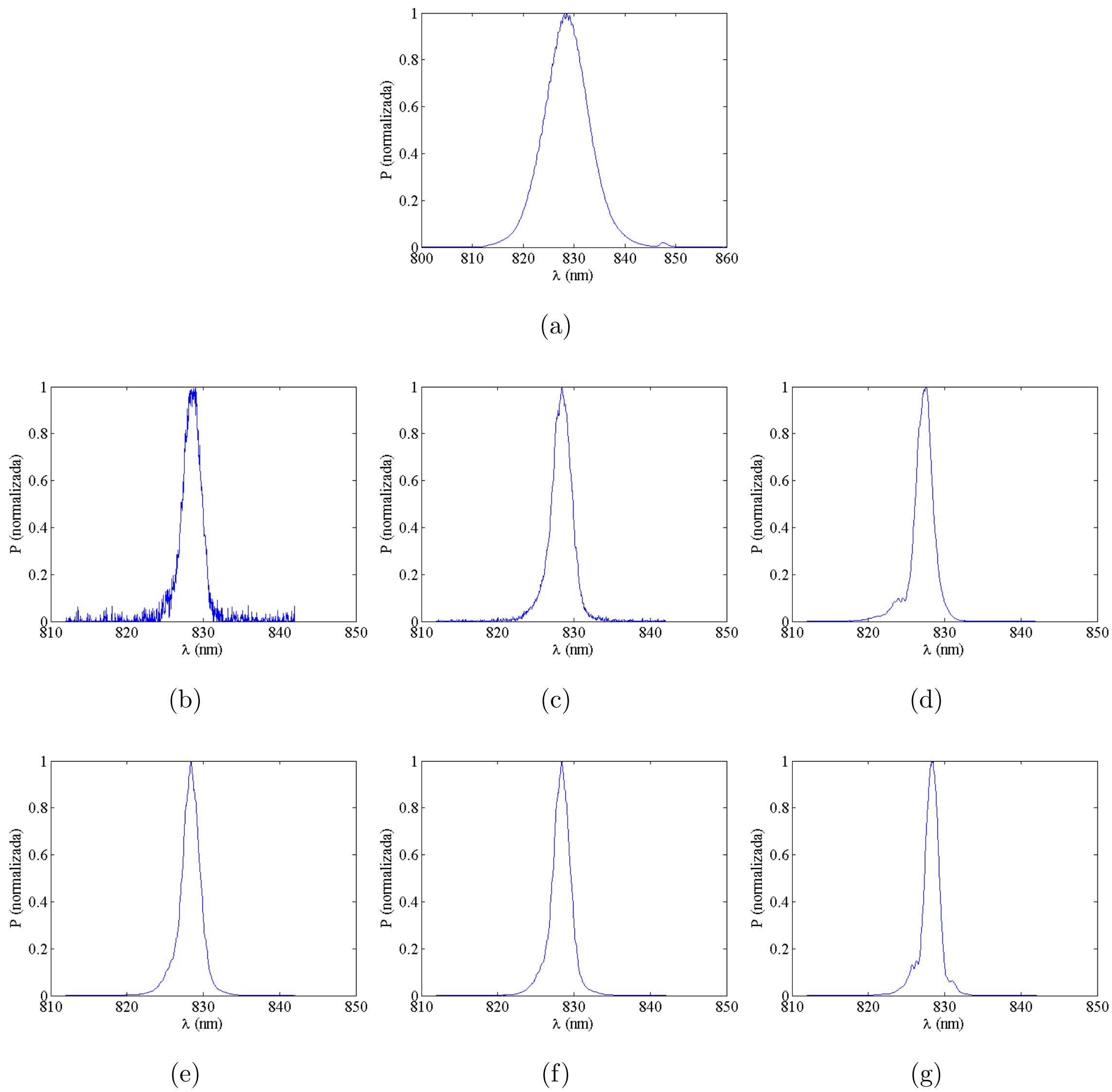


Figura 29: Espectros experimentales a la salida de la fibra NL-2.4-800 para distintas potencias de bombeo, empleando pulsos estirados mediante el expansor. (a) Láser Ti:Záfiro; (b) $P_{0_b} = 0.10$ W; (c) $P_{0_b} = 0.73$ W; (d) $P_{0_b} = 3.63$ W; (e) $P_{0_b} = 5.14$ W; (f) $P_{0_b} = 8.16$ W; (g) $P_{0_b} = 16.32$ W.

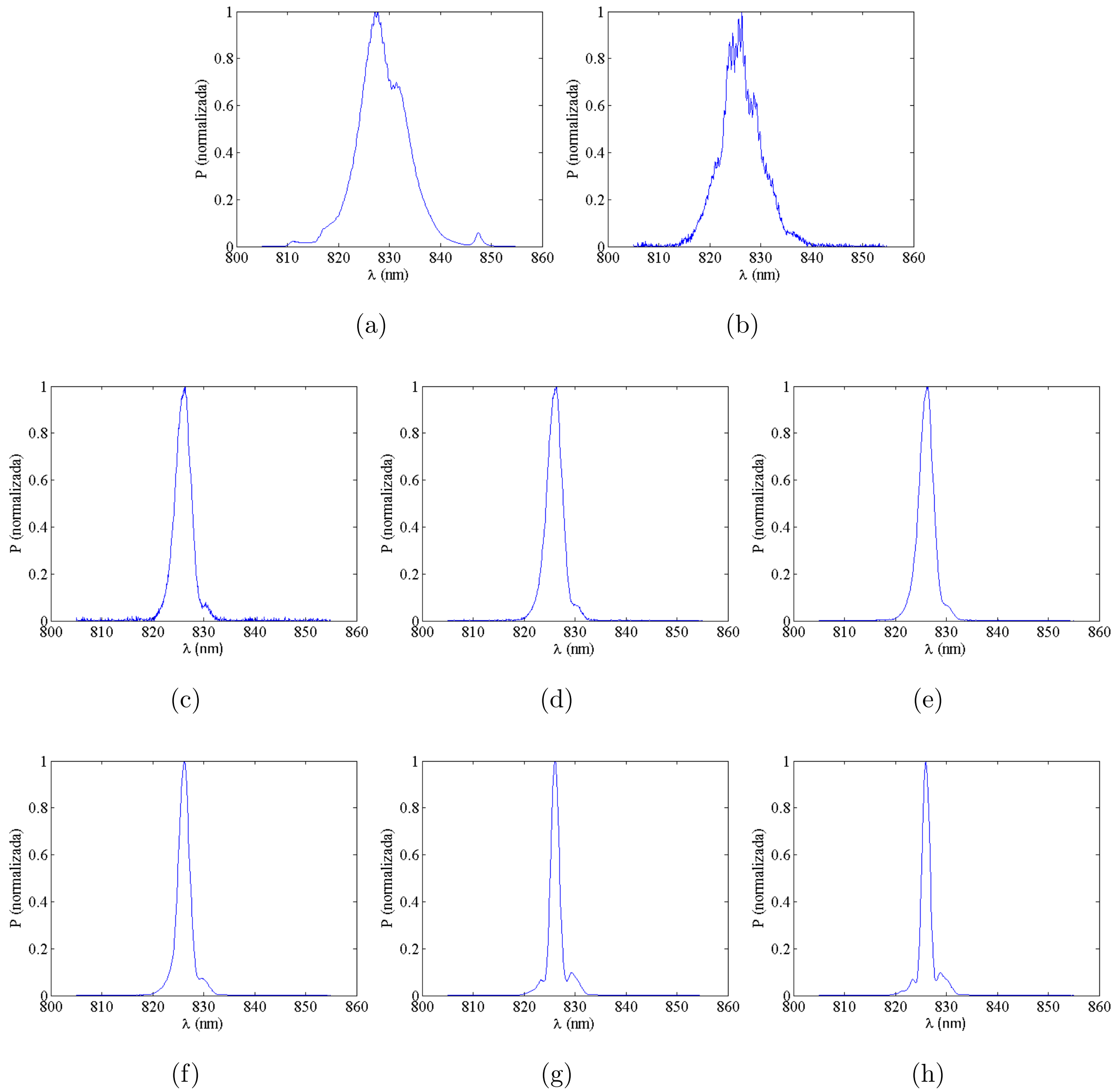


Figura 30: Espectros experimentales a la salida de la fibra NL-2.5-810 para distintas potencias de bombeo, empleando pulsos estirados mediante el expansor. (a) Láser Ti:Záfiro; (b) salida del expansor; (c) $P_{0_b} = 0.56$ W; (d) $P_{0_b} = 2$ W; (e) $P_{0_b} = 5$ W; (f) $P_{0_b} = 17$ W; (g) $P_{0_b} = 40$ W; (h) $P_{0_b} = 49$ W.

En este caso, se observa el mismo efecto que el obtenido con la fibra NL-2.4-800: el ancho espectral de los pulsos se comprime. En un principio se pensó que la disminución en el ancho espectral de los pulsos podía deberse a un filtraje espectral en el expansor. Para aclarar ésta duda se capturó el espectro de los pulsos estirados, es decir, una vez que pasaron por el expansor pero antes de ingresar a la fibra (fig. 30(b)). Aunque el ancho del espectro de los pulsos sí disminuyó ligeramente luego de viajar por el expansor, es evidente que la compresión espectral ocurrió en la fibra.

El sistema del expansor fue diseñado originalmente para utilizarse como compresor para compensar el ensanchamiento temporal de los pulsos debido a su propagación en una fibra para telecomunicaciones (Martinez, 1987), cuya ventana de longitudes de onda se encuentra en la región de dispersión negativa de la fibra. Tal compresión se logra gracias al telescopio incluido en el sistema, el cual permite invertir el signo de la dispersión según la proximidad de la rejilla de difracción respecto del telescopio. Por tanto, teóricamente se esperaría que el signo de la modulación temporal de la frecuencia inducida por el expansor sobre los pulsos estirados fuese distinto según la separación entre la rejilla de difracción y la lente en el expansor (x) sea mayor o menor a la distancia focal f de ésta última. Para verificar esto, basándonos en las mediciones de la figura 28, se seleccionaron dos valores de x, uno mayor que f y otro menor, para los cuales la duración resultante de los pulsos estirados era aproximadamente igual, mismos con los que se bombeó a la fibra NL-2.5-810 y cuyo espectro a su salida fue capturado con el analizador HP. Ambos experimentos se efectuaron el mismo día por lo que las características del bombeo fueron las mismas: $\lambda_0 = 830$ nm, $\Delta\lambda \approx 17$ nm, y $\beta_2 < 0$. Para $x_1 < f$ la duración de los pulsos (FWHM) determinada experimentalmente fue de $\tau_P = 2.99$ ps mientras que para $x_2 > f$ fue de $\tau_P = 2.82$ ps. Los resultados conseguidos se muestran en la figura 31.

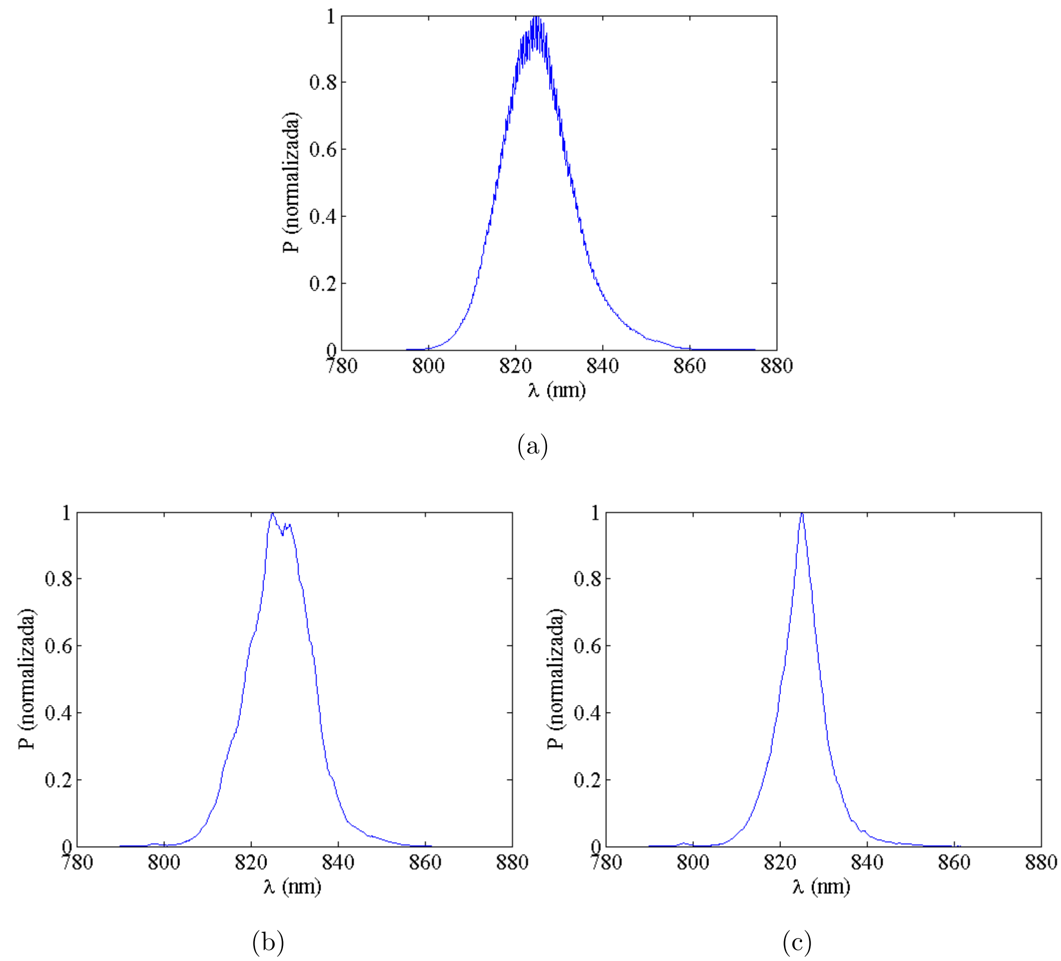


Figura 31: Espectros experimentales a la salida de la fibra NL-2.5-810 empleando pulsos estirados mediante el expansor para $x_1 < f$ y $x_2 > f$. (a) Láser Ti:Záfiro; (b) espectro para $x_1 < f$ ($P_{0_b} = 12$ W); (c) espectro para $x_2 > f$ ($P_{0_b} = 14$ W).

Es evidente la diferencia cualitativa entre los resultados: para $x_2 > f$ (fig. 31c), se observa una reducción en el ancho espectral de los pulsos hasta un valor de $\Delta\lambda \approx 9$ nm, mientras que para los pulsos estirados con $x_1 < f$, el espectro prácticamente no sufre cambio en su ancho ($\Delta\lambda \approx 16$ nm) aunque sí lo hace en su forma pues se observa ligeramente la formación de dos picos en su parte central.

Este hecho de que el signo de la modulación temporal de la frecuencia en los pulsos estirados era diferente según x fuera mayor o menor que f, se reafirmó con otro experimento en el que se midió el espectro de la radiación transmitida por la fibra NL-2.5-810 luego de acoplarle los pulsos estirados provenientes del expansor para distintas x, es decir, variando la duración de los pulsos de bombeo. El resto de las condiciones experimentales fue $\lambda_0 = 818$ nm, $\Delta\lambda \approx 9$ nm, y ($\beta_2 < 0$). Los espectros de esta forma obtenidos se presentan en la figura 32.

Algo que hubiese sido conveniente en este experimento es haber ajustado la potencia promedio de los pulsos en cada caso de tal forma que la potencia pico permaneciera aproximadamente sin cambio y así hacer una mejor comparación de la dependencia con la duración de los pulsos de los efectos no-lineales en la fibra. Esto no se realizó dadas las complicaciones adicionales implicadas. No obstante, diferencias bastante notables entre los distintos espectros de la figura 32 saltan a la vista: en las figuras 32(a) - 32(d) se observa la generación de nuevas frecuencias, en mayor medida para duraciones más cortas de los pulsos; el espectro de la figura 32(e) ($\Delta\lambda \approx 10$ nm) no es muy distinto a aquel correspondiente a los pulsos antes de propagarse por la PCF (fig. 32(a), línea azul) ($\Delta\lambda \approx 9$ nm); los espectros de las figuras 32(f) - 32(i) muestran una reducción en su ancho en comparación con aquel inicial en los pulsos, pues este es de alrededor de $\Delta\lambda \approx 2.7$ nm para los cuatro casos.

La figura 33 presenta los resultados que se obtuvieron en un experimento en el que

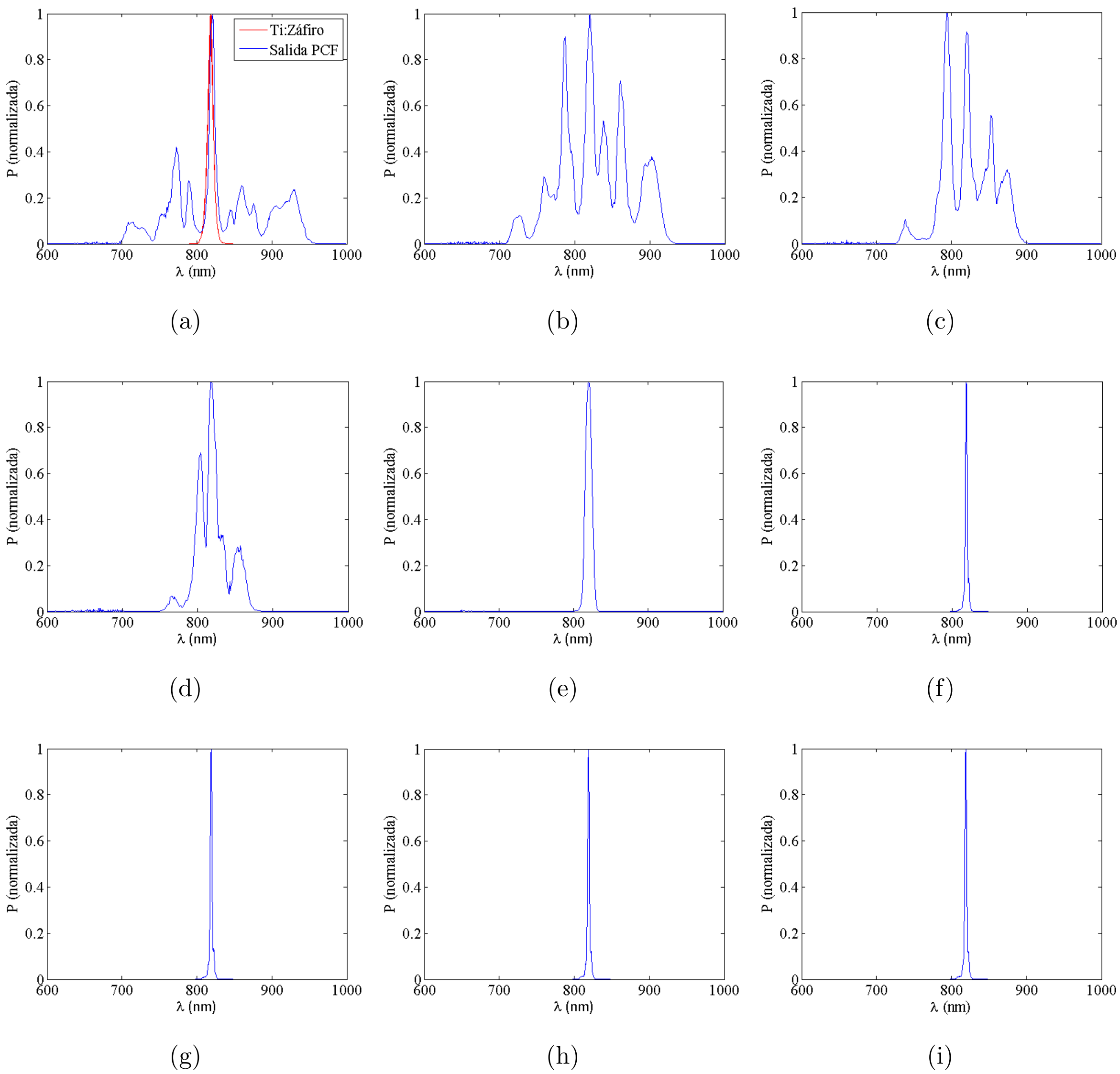


Figura 32: Espectros experimentales a la salida de la fibra NL-2.5-810 para distintas duraciones de los pulsos de bombeo. (a) $\tau_P = 0.08$ ps ($P_{0_b} = 1729$ W); (b) $\tau_P = 0.46$ ps ($P_{0_b} = 286$ W); (c) $\tau_P = 0.88$ ps ($P_{0_b} = 125$ W); (d) $\tau_P = 1.31$ ps ($P_{0_b} = 58$ W); (e) $\tau_P = 1.59$ ps ($P_{0_b} = 32$ W); (f) $\tau_P = 1.96$ ps ($P_{0_b} = 18$ W); (g) $\tau_P = 2.25$ ps ($P_{0_b} = 15$ W); (h) $\tau_P = 2.53$ ps ($P_{0_b} = 12$ W); (i) $\tau_P = 2.58$ ps ($P_{0_b} = 12$ W).

las condiciones experimentales del láser permitieron bombear la fibra NL-2.5-810 en su región de dispersión normal ($\beta_2 > 0$). Las características de los pulsos, alargados en duración mediante el expansor, a la entrada de la fibra fueron $\tau_P = 3.49$ ps, $\lambda_0 = 792$ nm, $\Delta\lambda \approx 9$ nm.

Como se ve, el ancho espectral de los pulsos se redujo una vez más, incluso operando esta vez en la región de dispersión normal de la fibra a diferencia de los experimentos anteriores en los que se bombeo en la región de dispersión normal. En apariencia, esto nos sugiere que el efecto de reducción del ancho espectral de los pulsos en las fibras es independiente del régimen de dispersión de la fibra en el que se trabaje. Más adelante se tratara este y otros puntos en la sección de discusión.

Pulsos estirados con la fibra SMF-28

En líneas anteriores se mencionó que los pulsos fueron estirados también utilizando una fibra convencional en lugar del expansor. Uno de los inconvenientes de utilizar este sistema, fue el ensanchamiento espectral de los pulsos por la acción de los procesos no-lineales en la fibra usada para estirarlos. La magnitud de este ensanchamiento como función de la potencia pico de los pulsos se observa en la figura 34, cuyos espectros fueron capturados a la salida de una fibra SMF-28 de 10 m de longitud bombeada por los pulsos sin estirar del láser de Ti:Záfiro ($\tau_P \sim 100$ fs, $\lambda_0 = 823$ nm, $\Delta\lambda \approx 11$ nm, $\beta_2 > 0$).

Aún cuando el coeficiente no-lineal en la fibra SMF-28 es pequeño comparado con el de las fibras microestructuradas (véase la tabla I), el ensanchamiento espectral por procesos no-lineales que se generó sobre los pulsos de fs acoplados a la fibra que se observa en la figura 34, no es despreciable aunque sí pequeño en comparación por ejemplo con el de la figura 32a(a). De cualquier manera se optó por alargar la duración

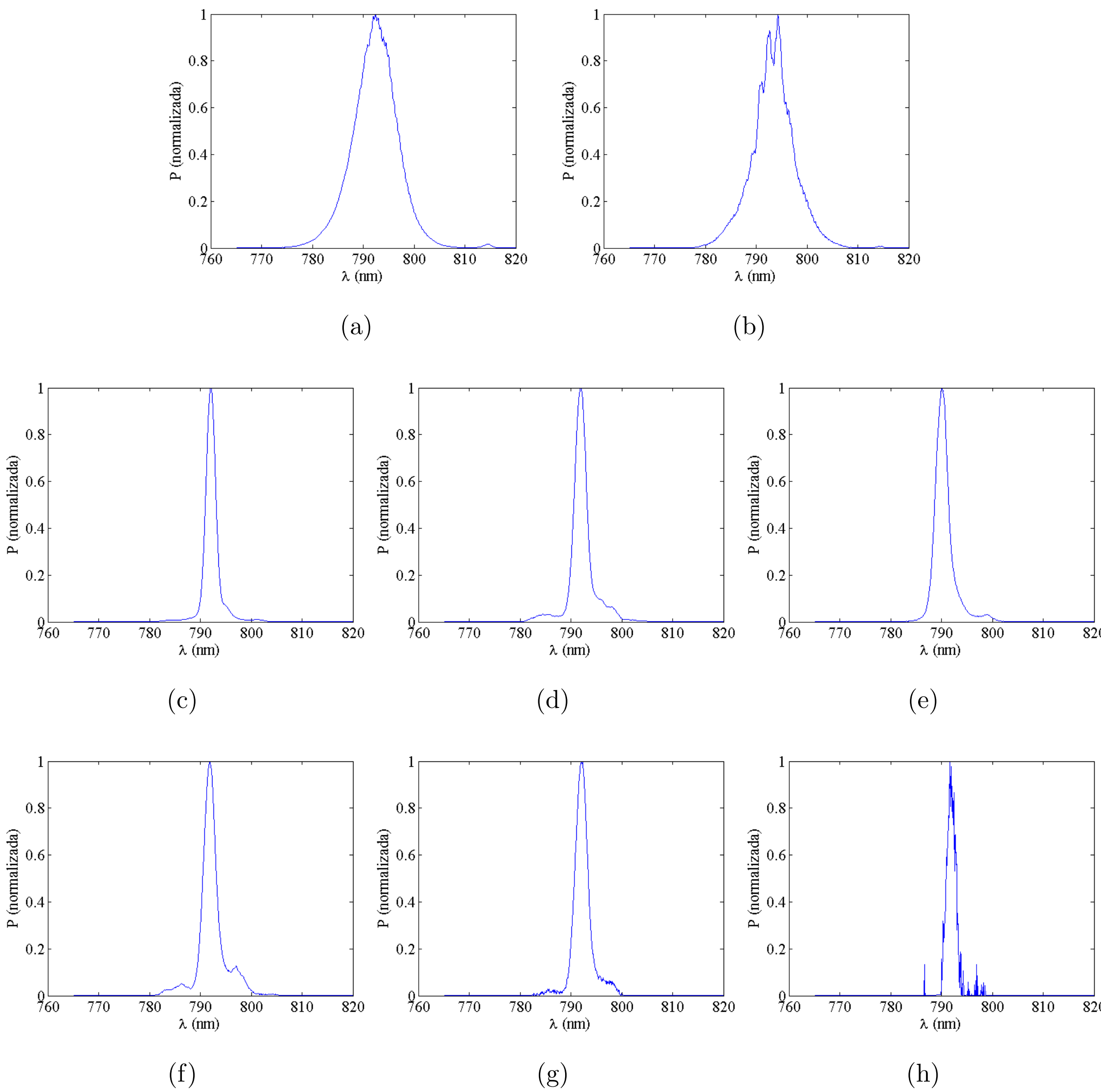


Figura 33: Espectros experimentales a la salida de la fibra NL-2.5-810 para distintas potencias de bombeo, empleando pulsos estirados mediante el expansor. (a) Láser Ti:Záfiro; (b) salida del expansor; (c) $P_{0_b} = 9$ W; (d) $P_{0_b} = 4$ W; (e) $P_{0_b} = 3$ W; (f) $P_{0_b} = 2$ W; (g) $P_{0_b} = 1$ W; (h) $P_{0_b} = 0.12$ W.

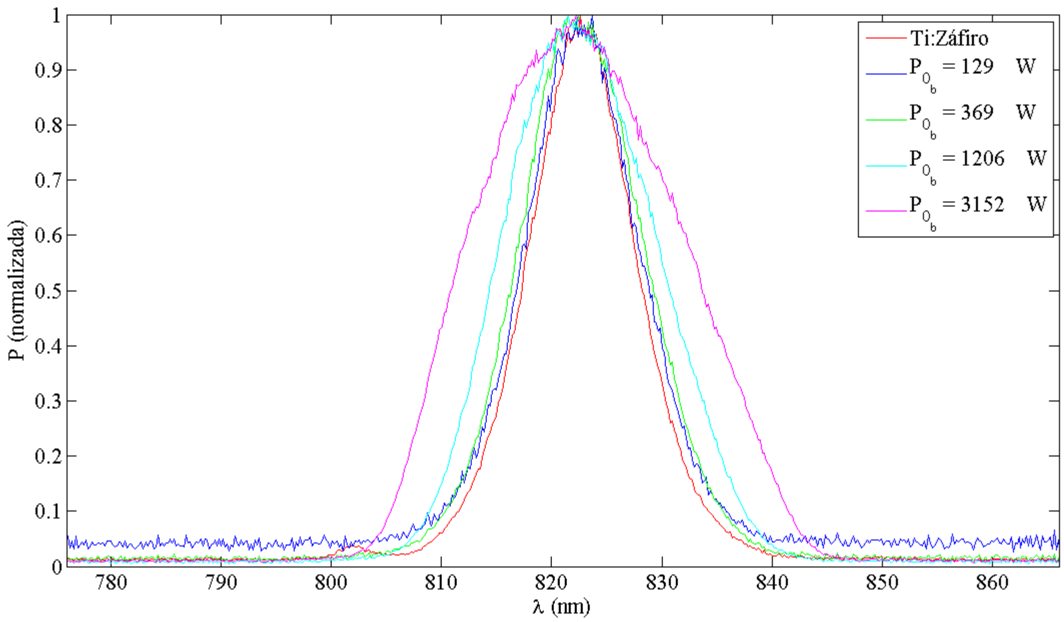


Figura 34: Ensanchamiento espectral de pulsos de fs por efectos no-lineales luego de propagarse por 10 m de una fibra SMF-28 para distintas potencias pico de bombeo.

de los pulsos con la fibra estándar, aunque usando longitudes de la fibra más cortas con la intención de disminuir el ensanchamiento espectral por SPM, a pesar de que esto implicaría alcanzar duraciones de pulso no tan largas como se obtendrían con una fibra larga. Además se utilizarían potencias pico moderadas para bombear la fibra SMF-28 con el mismo objeto.

Se realizó pues un experimento más con la fibra NL-2.5-810 pero ésta vez usando 2 m de fibra SMF-28 para estirar los pulsos en el tiempo, en un intento por disminuir el efecto de ensanchamiento espectral producto de la SPM. La potencia promedio de los pulsos incidentes en la fibra SMF-28 fue de $P = 34$ mW. Los parámetros característicos de los pulsos estirados acoplados a la PCF fueron los siguientes: $\tau_P = 3.57$ ps, $\lambda_0 = 808$ nm, $\Delta\lambda \approx 9$ nm, $\lambda_0 \approx \lambda_{ZD}$. Los espectros entonces medidos a la salida de la fibra fotónica se presentan en la figura 35.

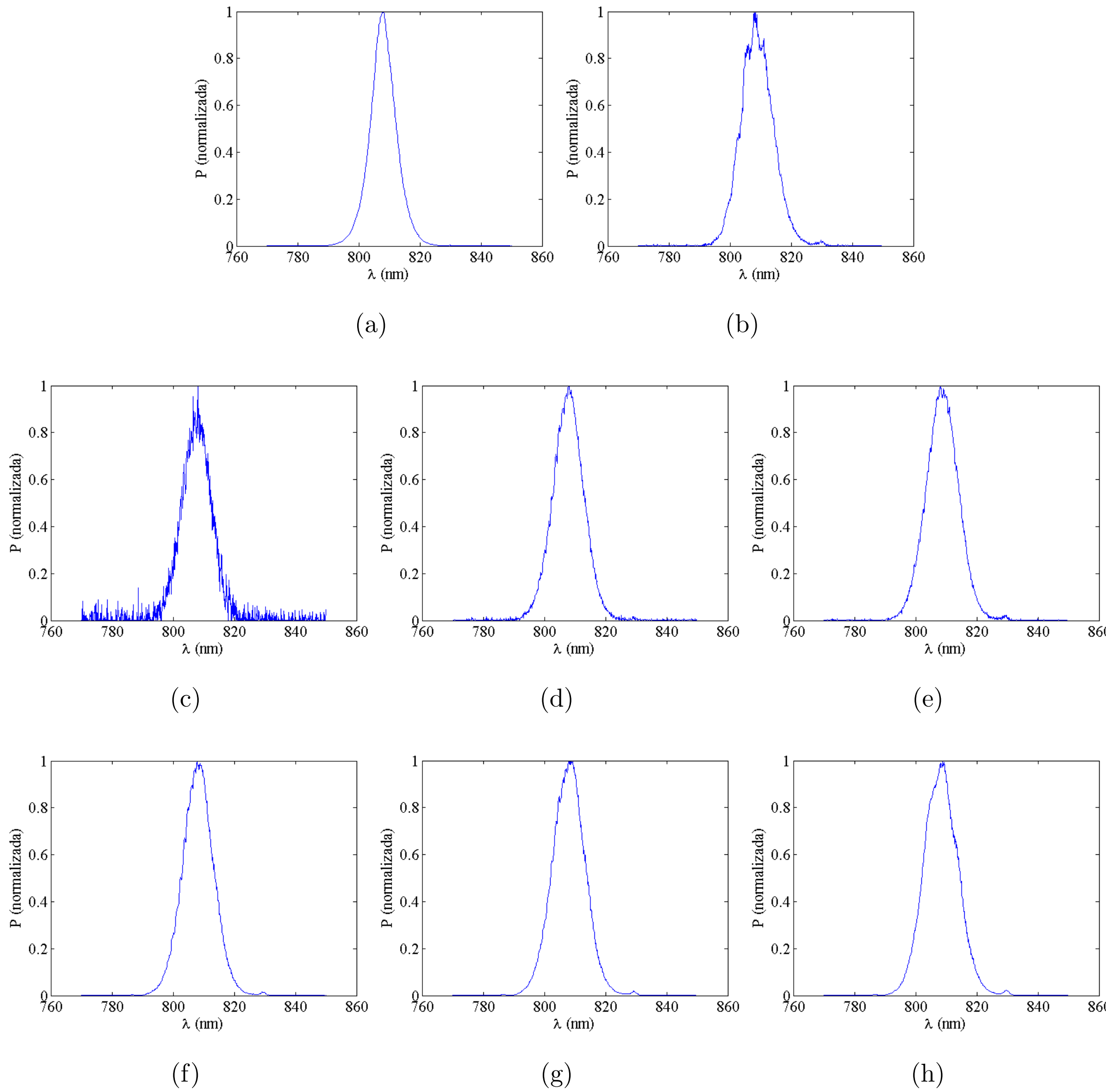


Figura 35: Espectros experimentales a la salida de la fibra NL-2.5-810 para distintas potencias de bombeo, empleando pulsos estirados mediante una fibra óptica estándar ($L = 2$ m). (a) Láser Ti:Záfiro; (b) salida SMF-28/entrada PCF; (c) $P_{0_b} = 0.10$ W; (d) $P_{0_b} = 0.87$ W; (e) $P_{0_b} = 2$ W; (f) $P_{0_b} = 5$ W; (g) $P_{0_b} = 9$ W; (h) $P_{0_b} = 15$ W.

En principio los resultados de la figura 35 no muestran información relevante salvo una pequeña modulación del espectro, especialmente en su centro, y que no hubo ensanchamiento espectral importante de los pulsos en la fibra SMF-28. Sin embargo, al graficar estos datos en escala logarítmica (fig. 36), se revela información interesante: primero, se observa una pequeña componente en el espectro inicial de los pulsos localizada en $\lambda \approx 830$ nm (fig. 36(a)) misma que aparentemente experimenta una leve amplificación en la PCF. Además, es evidente la aparición de una nueva componente de mayor frecuencia alrededor de $\lambda = 785$ nm (figs. 36(f) - 36(d)), imperceptible sólo para potencias pico de bombeo bajas (fig. 36(c)).

Los resultados que se presentan en la figura 37 fueron obtenidos luego de acoplar primero, los pulsos ópticos de duración de fs a una fibra óptica convencional de longitud 4 m para ser estirados a una duración medida de $\tau_P = 8.96$ ps, para posteriormente ser acoplados a la fibra NL-2.5-810 y entonces a su salida tomar los espectros. Mientras que la potencia promedio a la entrada de la fibra estándar se mantuvo fija (a $P = 53$ mW), la potencia a la entrada de la PCF se varío utilizando los atenuadores de densidad neutra. El ancho espectral de los pulsos de bombeo fue de $\Delta\lambda \approx 10$ nm y la longitud de onda central fue de $\lambda_0 = 808$ nm por lo que $\lambda_0 \approx \lambda_{ZD}$.

Como se ve en la figura 37(b), el ensanchamiento espectral se dio principalmente en la fibra SMF-28. El efecto que se produjo en la fibra fotónica es que el espectro de los pulsos adquirió una estructura asimétrica, con las componentes espectrales de menor longitud de onda (mayor frecuencia) en el centro del pulso más pronunciadas que aquellas de mayor longitud de onda (menor frecuencia), además de una cierta modulación principalmente en el centro del espectro.

De acuerdo con la curva de empatamiento de fases para la fibra SC-5.0-1040 (fig. 21c), las características del láser y nuestros sistemas de detección, no estábamos en

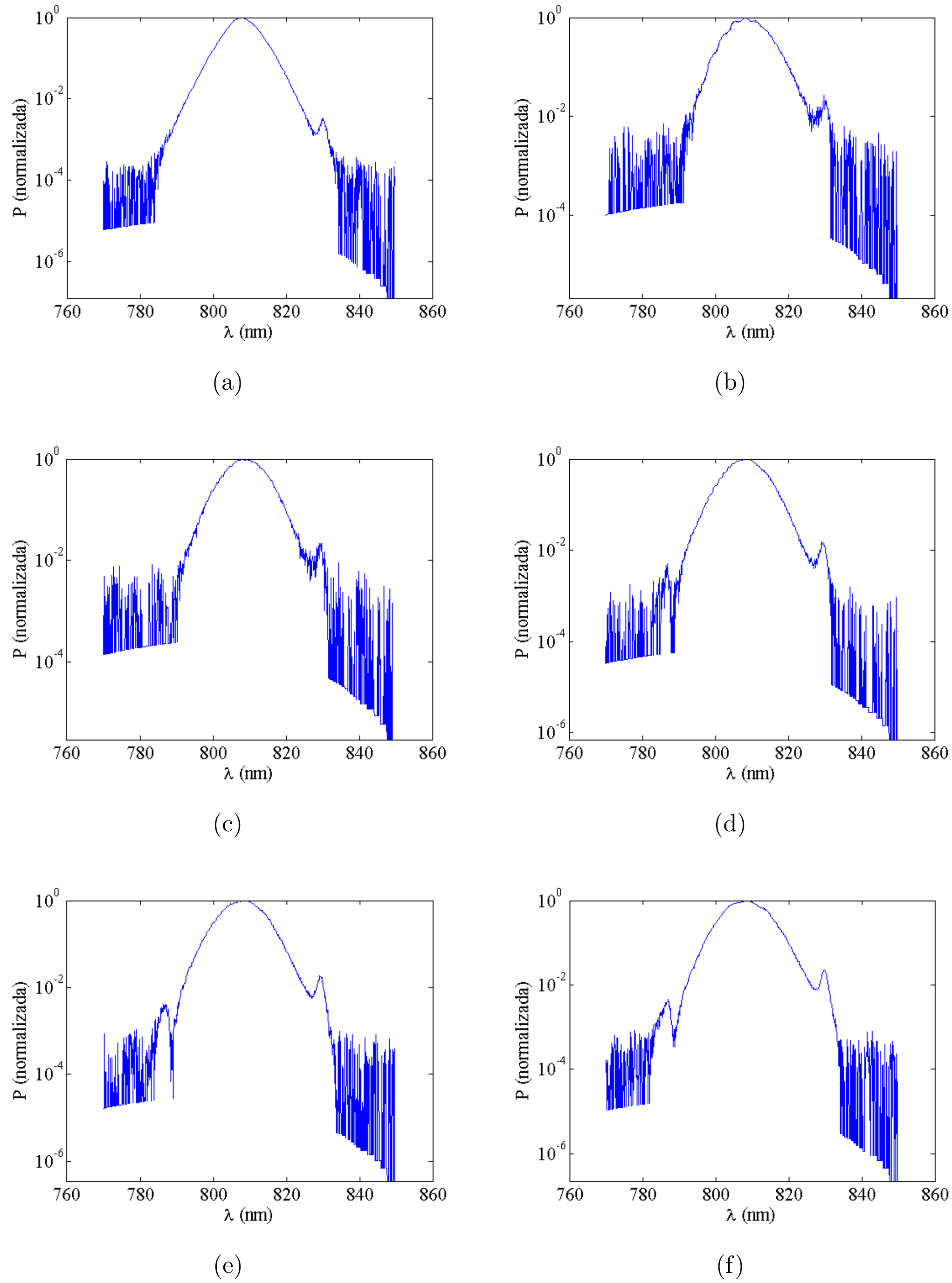


Figura 36: Espectros experimentales en escala logarítmica a la salida de la fibra NL-2.5-810 para distintas potencias de bombeo, empleando pulsos estirados mediante una fibra óptica estándar ($L = 2$ m). (a) Láser Ti:Záfiro; (b) salida SMF-28/entrada PCF; (c) $P_{0_b} = 2$ W; (d) $P_{0_b} = 5$ W; (e) $P_{0_b} = 9$ W; (f) $P_{0_b} = 15$ W.

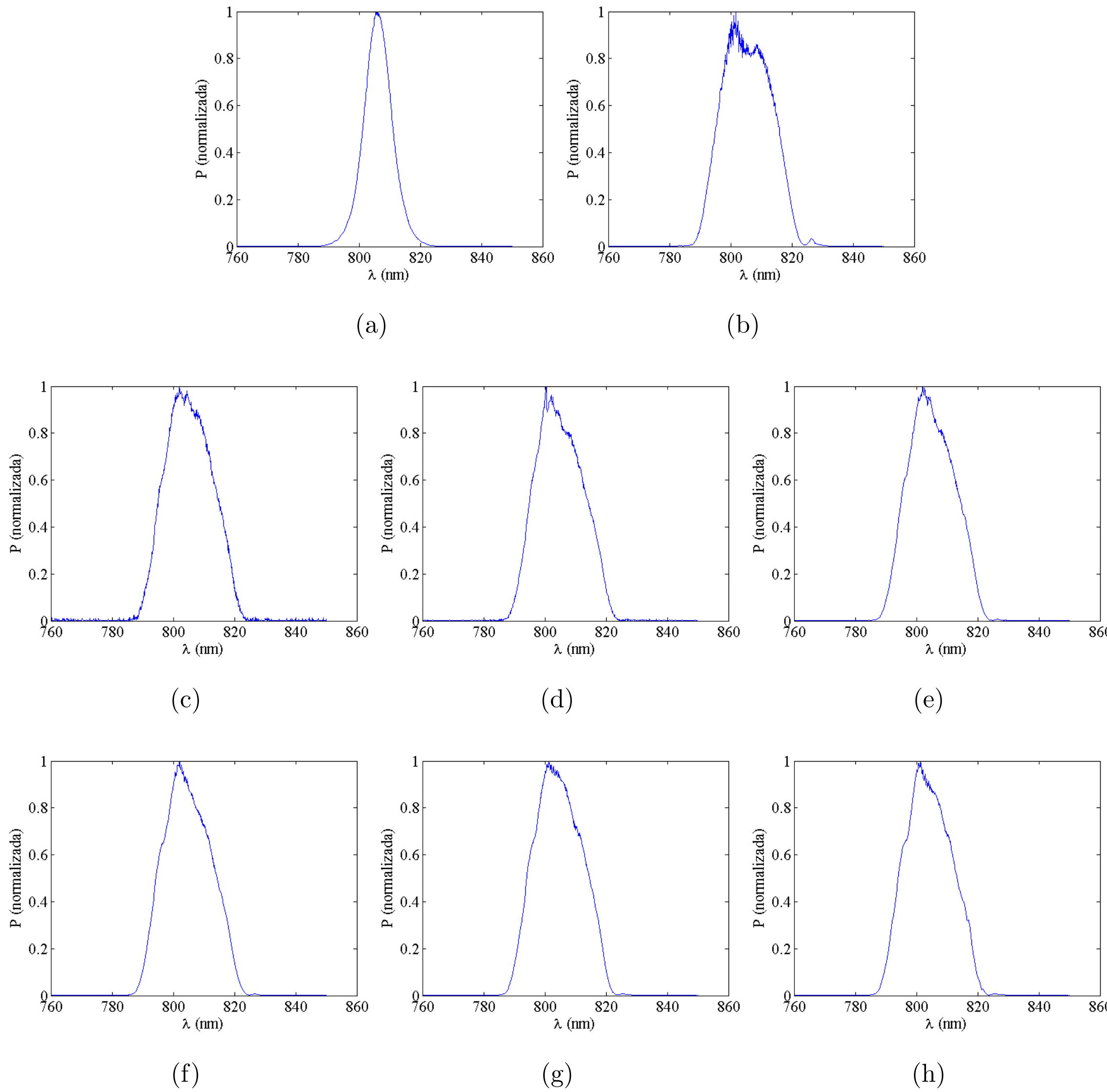


Figura 37: Espectros experimentales a la salida de la fibra NL-2.5-810 para distintas potencias de bombeo, empleando pulsos estirados mediante una fibra óptica estándar ($L = 4$ m). (a) Láser Ti:Záfiro; (b) salida SMF-28/entrada PCF; (c) $P_{0_b} = 0.23$ W; (d) $P_{0_b} = 0.77$ W; (e) $P_{0_b} = 2$ W; (f) $P_{0_b} = 7$ W; (g) $P_{0_b} = 20$ W; (h) $P_{0_b} = 23$ W.

condiciones de observar FWM producido con ésta fibra. No obstante, se realizó un experimento con ella en el cual se le acoplaron los pulsos ópticos luego de estirarlos con una fibra SMF-28 de 4 m de longitud. Desafortunadamente, al momento de realizar este experimento el espectro del láser contaba con una pequeña componente de continuo a la que no se le dio mucha importancia pero no sabemos la repercusión que tuvo en los resultados finales, los cuales se exponen en la figura 38. Los pulsos incidentes en la fibra estándar tenían una potencia promedio de 112 mW, $\lambda_0 = 830$ nm, $\Delta\lambda \approx 12$ nm, y ($\beta_2 > 0$), y la duración medida de los pulsos estirados fue de $\tau_P = 8.96$ ps.

En los espectros de la figura 38 se observa lo que parece ser la generación de una componente de frecuencia alrededor de $\lambda = 850$ nm. Además, se aprecia en los espectros asimetría y modulación las cuales se intensificaron con un incremento de la potencia de bombeo, aparte de que la componente de continuo no permaneció estable ni en amplitud ni en posición.

Idealmente los experimentos se debieron de haber realizado con pulsos ópticos de ps limitados por transformada de Fourier, i.e. con anchos espectrales cercanos a 1 nm (véase la ec. (70) en el Apéndice). Bajo estas circunstancias, con las condiciones apropiadas, lo que se debería observar es que el espectro óptico resultado del proceso de FWM parcialmente degenerado mostrara, además de la componente correspondiente al bombeo, dos bandas equidistantes a cada lado cuyas frecuencias centrales estarán determinadas por los diagramas de empatamiento de fases. Esto no se vio en ninguno de los resultados experimentales anteriormente mostrados. Los pulsos con los que se trabajó no contaban con la característica de estar limitados por transformada de Fourier pues, como resultado del efecto de la dispersión utilizada para estirar los pulsos (ya sea con el expansor o bien con la fibra estándar), la duración de los pulsos, inicialmente de fs, se incrementó mientras que su ancho espectral prácticamente no sufrió cambio

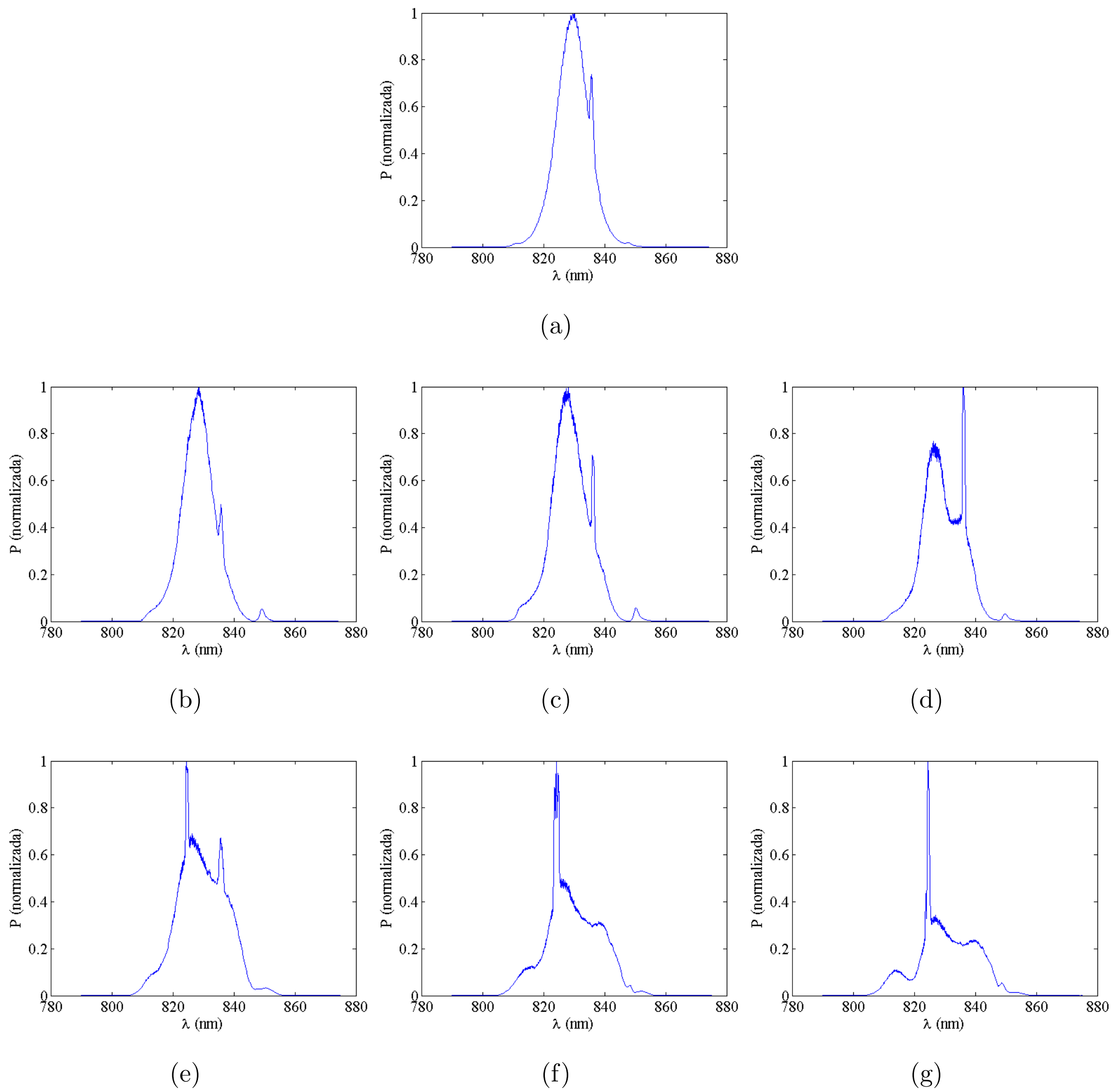


Figura 38: Espectros experimentales a la salida de la fibra SC-5.0-1040 para distintas potencias de bombeo, empleando pulsos estirados mediante una fibra óptica estándar ($L = 4$ m). (a) Láser Ti:Záfiro; (b) $P_{0_b} = 0.28$ W; (c) $P_{0_b} = 3$ W; (d) $P_{0_b} = 5$ W; (e) $P_{0_b} = 14$ W; (f) $P_{0_b} = 21$ W; (g) $P_{0_b} = 24$ W.

alguno (excepto en la fibra SMF-28, como ya se comentó). En otras palabras, se tenían pulsos de ps cuyos anchos espectrales eran mayores que para pulsos con la misma duración pero limitados por transformada de Fourier como consecuencia de la modulación temporal de la frecuencia inherente del proceso de estirado de los pulsos. Ante ésta situación, el efecto de FWM, o bien de MI, es probablemente distinto a lo esperado con pulsos angostos espectralmente y como se verá más adelante, producirá más bien una modulación periódica del espectro y en combinación con la dispersión, asimetrías en el mismo.

V.4.2 Soluciones externas

De entrada, una de las soluciones externas de los diagramas de empatamiento de fases, para la longitud de onda de emisión del láser de Ti:Záfiro empleado, no era factible de ser observada experimentalmente dado que no disponíamos de ningún sistema de detección con el rango espectral adecuado ($\lambda \sim 2\ \mu m$). La otra de estas señales se encontraba entre los 400 y 500 nm, al menos para las fibras NL-2.5-810 y NL-2.4-800, por lo que fue necesario utilizar el segundo sistema de detección con el monocromador y el TFM. Pese a la alta sensibilidad de este último no fue posible observar señal de FWM alguna. Creemos que esto se debió a problemas de relación señal a ruido.

Sin embargo, sí se detectó una señal cercana al ultravioleta pero, por razones que se explicarán más adelante, se descartó la idea de que se tratase de una señal de FWM. Esta fue identificada como una señal de segundo armónico del haz de bombeo generada en dos de las PCFs. Para verificar ésta hipótesis se desarrollaron una serie de experimentos cuyos detalles y resultados se describen en la siguiente sección.

V.5 Generación de segundo armónico en las fibras fotónicas

Como se mencionó en la sección anterior, en la búsqueda de las señales de FWM correspondientes a las soluciones externas e inferiores de las curvas de empatamiento de fases para la fibra NL-2.5-810 (fig. 21a), luego de acoplar a ésta fibra los pulsos ópticos estirados mediante la fibra SMF-28, se detectó una señal cuya longitud de onda central no coincidía con aquella predicha por la teoría. Se esperaba observar una señal alrededor de $\lambda = 490$ nm, como muestra la curva de empatamiento de fases calculada en la figura 39. En vez de esto, se detectó una señal alrededor de $\lambda = 410$ nm como se ve en la figura 40. En parte, esto nos hizo dudar de que dicha señal hubiese sido generada por el proceso de FWM en la PCF, aunque también cabía la posibilidad de que algún error en los valores estimados de la dispersión de la fibra podría inducir a su vez errores en el cálculo de de las λ_s.

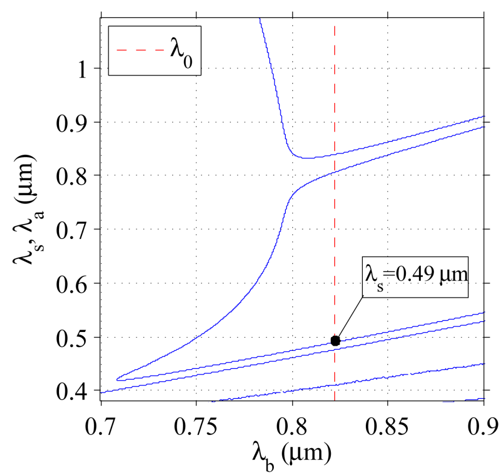


Figura 39: Diagrama de empatamiento de fases calculado para la fibra NL-2.5-810 en el que se señala la longitud de onda de la señal generada por FWM para un pulso de bombeo con $\lambda_0 = 822$ nm.

Ahora, puesto que la frecuencia central de la señal ω_s coincidía aproximadamente con el doble de la frecuencia portadora del pulso de bombeo ω_b (véase fig. 40), surgió la idea de que se había obtenido la generación del segundo armónico. Lo primero sería verificar tal hipótesis. Una tarea posterior sería tratar de explicar el fenómeno.

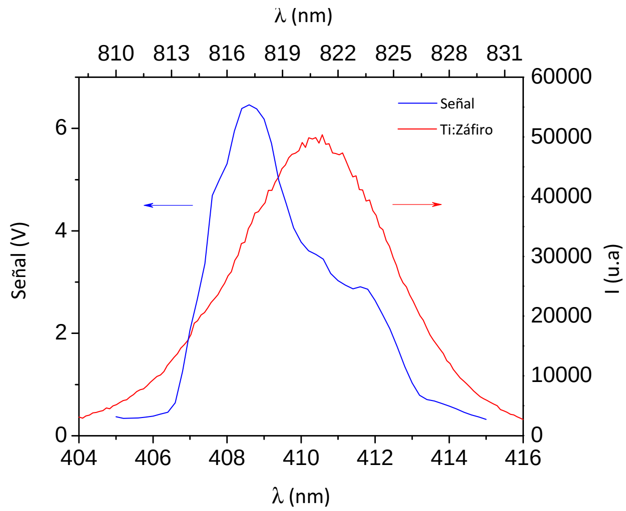


Figura 40: Espectro de la señal detectada cercana al UV comparada con aquel de los pulsos arrojados a la fibra NL-2.5-810.

Para apoyar la idea de que se había detectado el segundo armónico del haz de bombeo se realizaron una serie de experimentos los cuales serán descritos a continuación y que cabe mencionar no se realizaron el mismo día por lo que las condiciones experimentales entre uno y otro fueron ligeramente diferentes. Una posible razón para detectar una señal en esa longitud de onda era que se tuviera un orden de difracción adicional al primero, del haz de bombeo con longitud de onda central cercana a $\lambda_b = 822$ nm, en la rejilla de difracción del monocromador. Para descartar ésta idea se colocó un filtro óptico a la entrada del monocromador, el cual extinguía casi por completo la radiación del haz de bombeo en el infrarrojo y el cual era prácticamente transparente para longitudes de onda en la región del azul. Aún con el filtro en posición se seguía observando, aunque ligeramente atenuada, la señal en cuestión, como se ve en la figura 41. Esto nos indicaba que dicha señal no se originaba como consecuencia de una reflexión espuria dentro del monocromador. Por otro lado, en esta figura se observa también que el espectro de la señal detectada contaba con dos máximos separados por aproximadamente 3 nm, un comportamiento que nos extraño hasta cierto punto y cuyo origen desconocíamos.

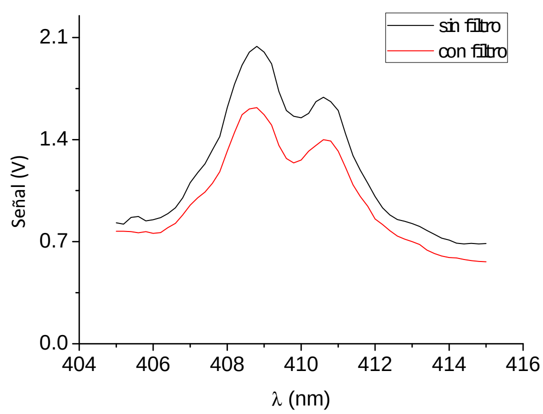


Figura 41: Espectro de la señal detectada cercana al UV con y sin filtro óptico a la entrada del monocromador.

Ahora bien, independientemente de si se trataba o no del segundo armónico, surgió el cuestionamiento de en cuál de las fibras era que se generaba ésta señal, ¿en la fibra SMF-28 o en la fibra NL-2.5-810?. La figura 42 responde claramente a ésta pregunta. En ella se muestra el espectro capturado en el rango de longitudes de onda en el que se observó la señal de origen hasta entonces indeterminado, en un caso sin haberse propagado los pulsos por la fibra microestructurada y en el otro sí. Es obvio que la señal se generaba en la PCF.

Teóricamente se sabe que en el proceso no-lineal de SHG, la potencia generada a la potencia 2ω es proporcional al cuadrado de la potencia a la frecuencia fundamental ω, $P(2\omega) \propto P^2(\omega)$ (véase por ejemplo Boyd (2003)). Con esto en mente se realizó un

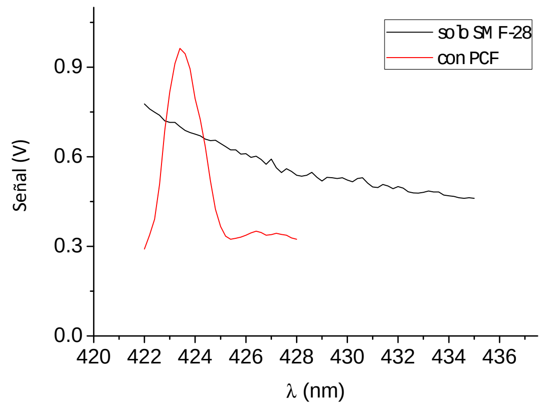


Figura 42: Espectro en el azul acoplando y sin acoplar los pulsos estirados con la fibra SMF-28 a la fibra NL-2.5-810. La diferencia en la magnitud de ambos espectros se debe a que en cada caso se tuvieron distintos niveles de ruido.

experimento en el que se varió, con ayuda de unos filtros de densidad neutra, la potencia promedio $P(\omega)$ de los pulsos a la entrada de la fibra microestructurada (una vez que se determinó que en ésta se generaba la señal de nuestro interés) y se capturó el espectro resultante a la salida de la misma. El área bajo las curvas conseguidas (integral de los espectros) es proporcional a $P(2\omega)$ por lo que se graficó ésta cantidad contra $P(\omega)$ (fig. 43) con el fin de encontrar la relación experimental aproximada entre $P(2\omega)$ y $P(\omega)$ y así determinar que tanto se asemejaba con aquella predicha por la teoría. Para facilitar las cosas, la gráfica se realizó en escala logarítmica de tal forma que la pendiente del ajuste lineal de los datos proporcionaría la potencia m correspondiente a la relación $P(2\omega) \propto P^m(\omega)$.

La concordancia ideal entre teoría y experimento correspondería a un valor $m = 2$, pero experimentalmente se encontró que $m = 1.48$. Este valor intermedio entre 1 y 2 implica muy probablemente que nuestra señal tiene una componente cuadrática del segundo armónico y otra lineal muy probablemente debida a luz esparcida detectada también por el tubo fotomultiplicador. El hecho de que $m < 2$ indica también que no

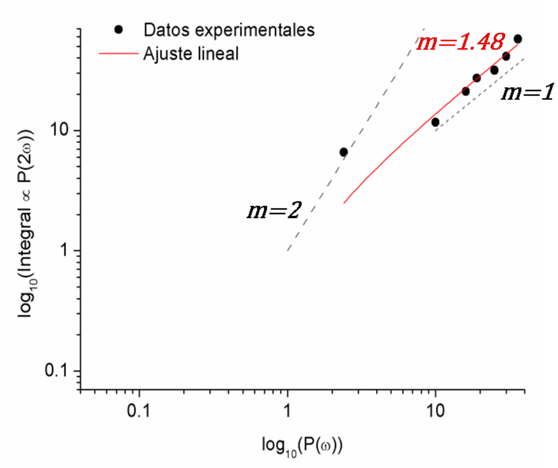


Figura 43: Gráfica log-log de la potencia de la señal generada experimentalmente en la fibra NL-2.5-810 contra la potencia de bombeo.

hay una contribución por efectos de de tercer orden, por lo que se descarta la posibilidad de se tratase de una señal de FWM.

Posteriormente se colocó una placa retardadora de $\lambda/2$ a la entrada de la fibra fotónica con el fin de variar la orientación del estado de polarización lineal de los pulsos de bombeo θ para observar su efecto en el espectro de la señal de segundo armónico generada, y ya sin los atenuadores, se trabajó a la potencia de bombeo máxima posible ($P = 93$ mW). Los resultados se muestran en la figura 44.

Es evidente el hecho de que la polarización de los pulsos tuvo una influencia en el espectro resultante a la salida de la fibra. Pensamos que este resultado se debe a la presencia de birrefringencia en la fibra. Aunque para nuestras fibras en particular no se realizó ningún tipo de experimento con tal de determinar la birrefringencia de las mismas, distintos autores mencionan que en las PCF poseen cierta birrefringencia no deseada debido a asimetrías de la región microestructurada. Como consecuencia de ésta birrefringencia, se tienen dos condiciones de empatamiento de fases distintas para el proceso de SHG, una para cada eje de la fibra. De esta manera es que, al

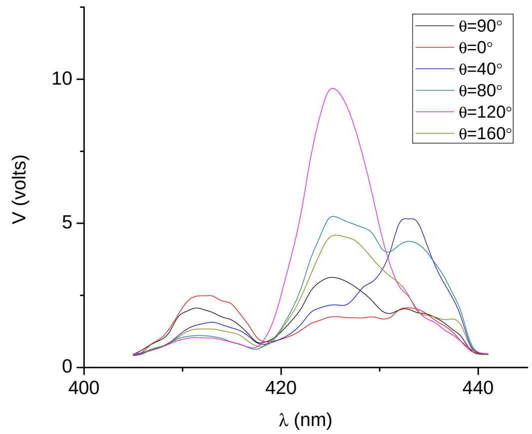


Figura 44: Efecto de la polarización de los pulsos en el espectro del segundo armónico generado en la fibra NL-2.5-810.

cambiar la dirección de polarización de los pulsos de bombeo a la fibra NL-2.5-810, se podría tener una combinación de éstas condiciones al excitar de distinta forma cada componente de propagación. Creemos también que la estructura de dos picos de los espectros del segundo armónico de las figuras 40 y 41 tiene su explicación a partir de ésta birrefringencia de la fibra. Otra posible explicación de tal dependencia de la señal con la polarización de los pulsos de bombeo puede encontrarse quizás en un proceso de interferencia intermodal de la señal mas no estamos seguros al respecto. Dichos procesos podrían explicar además el ligero corrimiento de la longitud de onda central del segundo armónico generado respecto de $\lambda_0/2$, situación ideal para la SHG, aunque también podría deberse a inestabilidades en el espectro del láser durante el experimento o al hecho de que se utilizaron distintos dispositivos de detección para el bombeo y el segundo armónico, el espectro del primero obtenido con el espectrómetro Ocean Optics y el segundo con el sistema con el tubo fotomultiplicador ya descrito.

El segundo armónico también se generó en la fibra NL-2.4-800 como queda de manifiesto en la figura 45, luego de acoplar en ella los pulsos estirados con la fibra convencional, con una polarización lineal vertical.

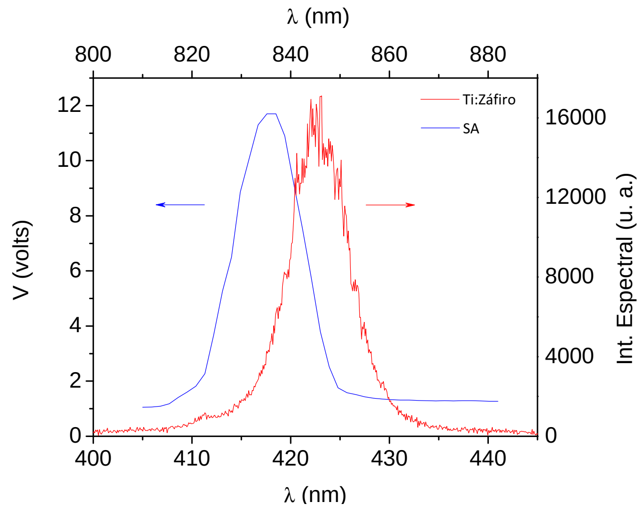


Figura 45: Espectro del segundo armónico generado en la fibra NL-2.4-800.

Al acoplar a las PCFs los pulsos estirados mediante el expansor no se detectó señal alguna de segundo armónico. La explicación de ello es simplemente que la potencias de acoplamiento que entonces se alcanzaron fueron muy pobres por el astigmatismo del haz así como las pérdidas en el expansor como ya se ha mencionado, imposibilitando así la observación de alguna señal generada probablemente en la fibra o de que el proceso mismo de generación se llevase a cabo. En ningún caso se generó segundo armónico detectable en la fibra SC-5.0-1040.

La sílice con que están fabricadas nuestras fibras es un medio centrosimétrico por lo que $\chi^{(2)}$ debe ser cero. No obstante, en la literatura se pueden encontrar distintos estudios, tanto teóricos como experimentales, acerca de la SHG en fibras ópticas (por ejemplo (Fujii *et al.*, 1980; Sasaki y Ohmori, 1981; Österberg y Margulis, 1986; Stolen y Tom, 1987)) en los que se proporcionan diversas explicaciones al fenómeno, siendo la más exitosa la de la creación de una rejilla $\chi^{(2)}$, la cual se explicó brevemente en el capítulo III. Sin embargo, hasta donde sabemos no hay reportes de observación de la

SHG en fibras microestructuradas ni con longitudes de onda de bombeo alrededor de los 820 nm.

V.6 Simulación de la propagación de los pulsos en las fibras

Para la simulación del proceso del FWM como resultado de la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas, se modificó un programa escrito en MATLAB por la Dra. Karina Garay Palmett (Garay Palmett, 2005) el cual resuelve numéricamente la ESNLG (ec. (53)) por el método de SSFM. En su lugar se utilizó el método de RK4IP dadas sus ventajas mencionadas en el capítulo III. En cuanto a la dispersión de los pulsos, se incluyeron términos hasta de orden 8 (β_8) en la expansión en serie de Taylor de la expresión (10) con tal de obtener una descripción unificada de los distintos efectos no-lineales que actúan sobre los pulsos.

En cada una de las simulaciones, por sencillez, se introdujo ruido blanco de magnitud $10^{-9}W^{1/2}$ ps en la amplitud espectral de bombeo ($A(z=0,\omega) = A(z=0,\omega) + 10^{-9}$), con tal de modelar de manera clásica el efecto de las fluctuaciones del vacío. Su inclusión resultó de vital importancia a tal grado que su presencia fue necesaria para observar señales de la FWM en los espectros simulados a la salida de las fibras (con las condiciones apropiadas de los demás parámetros claro está).

Lo más correcto en cada una de las simulaciones hubiese sido considerar el espectro completo de atenuación de cada una de las fibras ya que, como se mencionó en el capítulo II, la constante de atenuación difiere según la longitud de onda de la radiación óptica pero, al no disponer de ésta información, α se consideró sin variación alguna e igual a su valor para la λ_{ZD} de la fibra, aproximación válida puesto que $\alpha(\lambda)$ no cambia mucho dentro del espectro de lo pulsos.

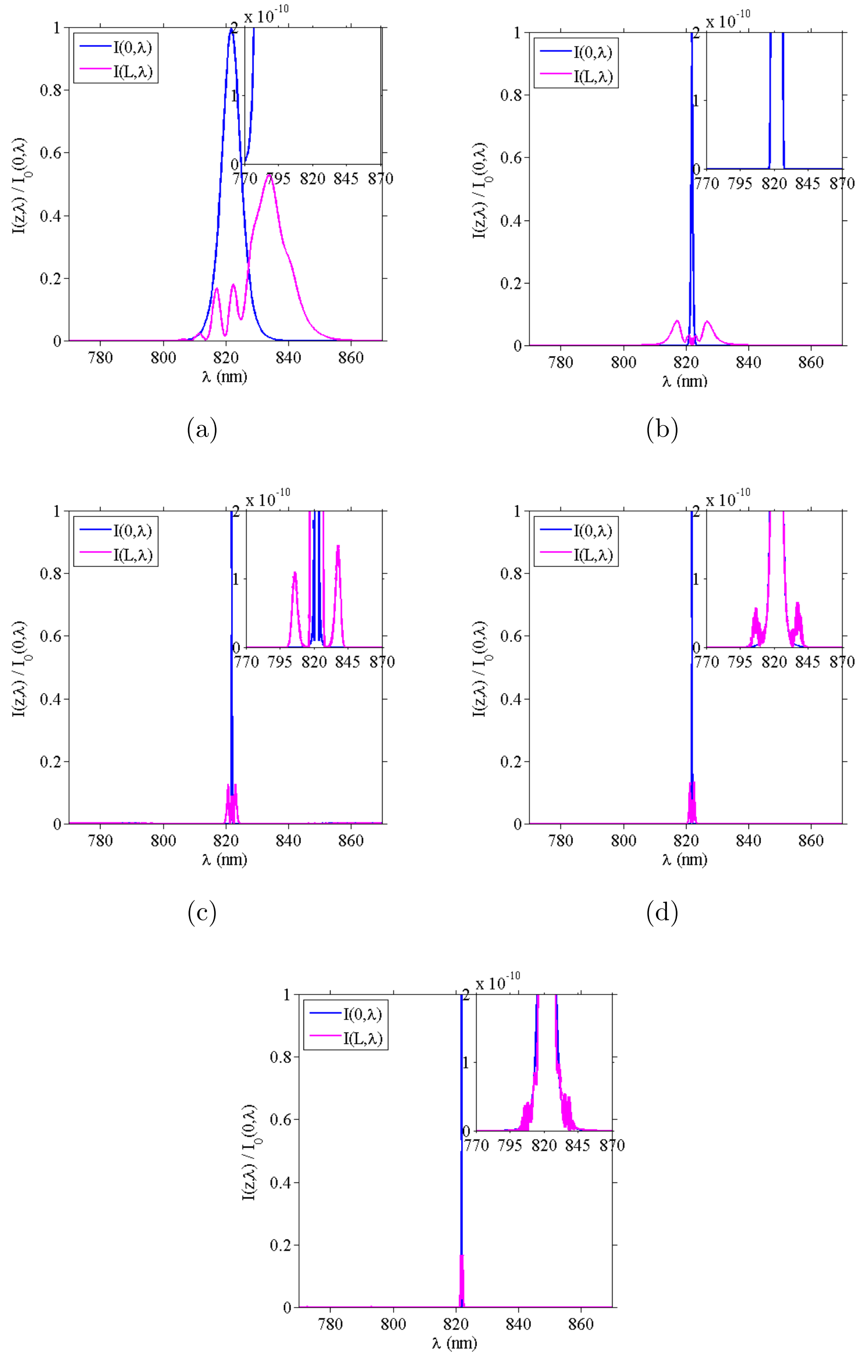
Ahora bien, puesto que experimentalmente no fue posible caracterizar por completo a los pulsos (amplitud y fase) luego de propagarse estos por las PCFs, en ésta sección se incluirán únicamente los resultados de las simulaciones en el dominio de Fourier para la intensidad óptica de los pulsos, aunque el mismo programa permitía también simular la evolución temporal de los pulsos al propagarse por las fibras. Cabe decir sin embargo que, puesto que distintos procesos ópticos, lineales o no-lineales, o una combinación de ellos, pueden provocar efectos similares en la propagación de los pulsos en fibras ópticas, en ocasiones es conveniente efectuar un análisis también de los cambios temporales de los pulsos para identificar de mejor manera algún efecto producido en su espectro. No obstante, con la simulación se tiene la ventaja de poder "apagar" o "encender" distintos tipos de procesos por separado.

En este punto vale la pena mencionar que en ninguna de las simulaciones que se realizaron fue posible observar señales de FWM correspondientes a las soluciones externas de las curvas de empatamiento de fases, muy probablemente por su amplia separación espectral respecto del bombeo, situación que como se comentó en el capítulo III, requiere de la resolución de un sistema de ecuaciones acopladas pues el uso de una sola ESNLG es insuficiente para simular el proceso de FWM. Sin embargo, a pesar de utilizar sólo una ESNLG en nuestras simulaciones, los resultados obtenidos se asemejaron bastante con aquellos conseguidos experimentalmente, tal como se discutirá más adelante.

En primera instancia, se muestra una serie de simulaciones realizadas para identificar el impacto de la duración de los pulsos en su propagación a través de la fibra NL-2.5-810, esto para justificar el planteamiento respecto a la disminución del efecto de SPM en pulsos de ps respecto a pulsos de fs, importante para el presente trabajo. Esto consistió en variar τ_P a la vez que se mantenía fijo el valor, primero de la potencia pico de los pulsos a $P_0 = 100$ W (fig. 46), y luego de la energía de los mismos a $E_P = 1$ nJ (fig. 47). Los parámetros de la simulación fueron: parámetro de chirp lineal $C = 0$ (pulsos limitados por T. F.), $\lambda_b = 822$ nm, $tasa = 94.015$ MHz, longitud de la fibra $L = 2$ m, número de puntos en la coordenada espacial z a lo largo de la fibra (número de pasos) $N_z = 1024$, y como ya se indicó, se sumó un ruido blanco de $10^{-9}W^{1/2}$ ps a la amplitud inicial en el dominio de Fourier. En todos los casos fue necesario ajustar adecuadamente tanto la ventana temporal tw como el número de puntos en la discretización del tiempo N_t para cada duración de los pulsos con tal de que las simulaciones arrojaran un resultado.

Primeramente, el espectro de la fig. 46(a) parece ser el resultado de una combinación de los procesos de SPM y SRS en la fibra, idea que no suena descabellada pues se tiene en esta ocasión un pulso ultracorto ($\tau_P = 100$ fs) de ancho espectral amplío (al estar limitado por transformada de Fourier). En las figs. 46(b) - 46(e) se evidencia una disminución del efecto de la SPM conforme la duración inicial de los pulsos se incrementa, en concordancia con lo discutido en el capítulo III en la sección referente a SPM. El recuadro en la esquina superior de cada figura muestra un acercamiento alrededor de la base de la componente espectral central de los pulsos. Las componentes espectrales adicionales que se notan en los recuadros de las figs. 46(c) - 46(e) corresponden a señales generadas por FWM. Se observa que su intensidad decrece también con el aumento de τ_P, aún cuando la potencia pico de bombeo en cada caso es la misma. Esto último resulta interesante pues es un aspecto del proceso de FWM que no se discutió en la parte teórica de este trabajo.

Mantener constante la energía por pulso a su vez que no se modifica la frecuencia de repetición de los pulsos, equivale a conservar el mismo valor de su potencia promedio



(a) (b) (c) (d) (e)

Figura 46: Simulación del efecto de la duración inicial de los pulsos en su perfil espectral de intensidad luego de propagarse por la fibra NL-2.5-810, manteniendo $P_{0_b} = cte$. (a) $\tau_P = 100$ fs; (b) $\tau_P = 1$ ps; (c) $\tau_P = 3$ ps; (d) $\tau_P = 5$ ps; (e) $\tau_P = 10$ ps.

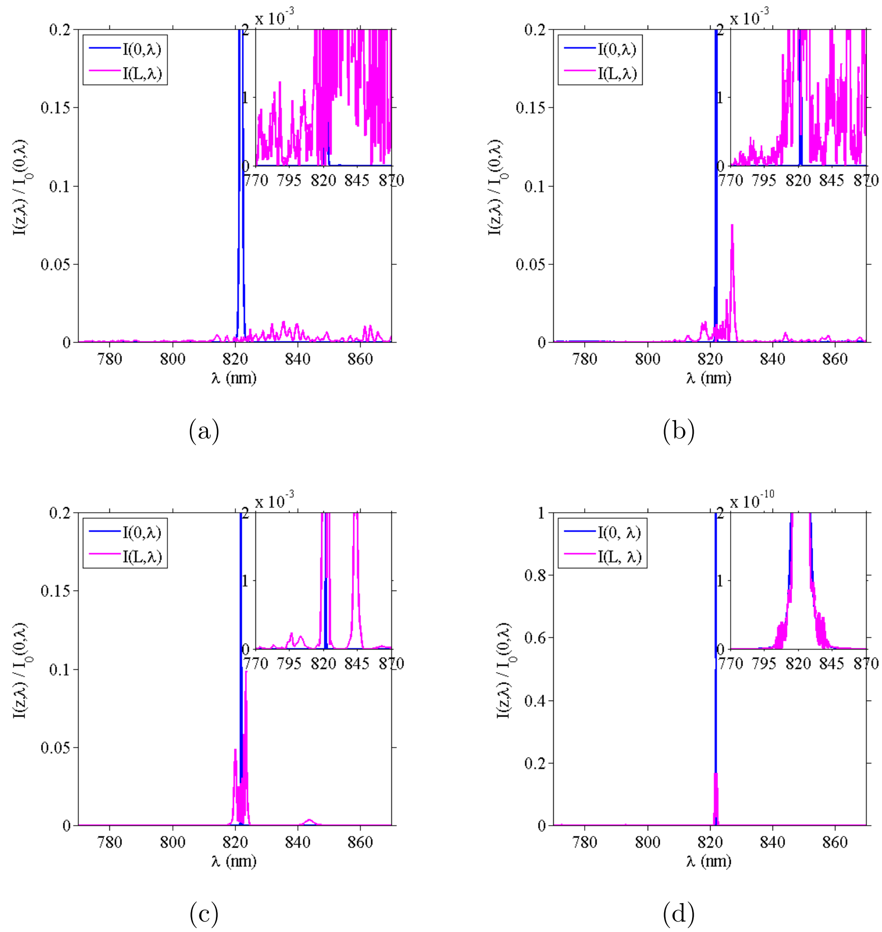


Figura 47: Simulación del efecto de la duración inicial de los pulsos en su perfil espectral de intensidad luego de propagarse por la fibra NL-2.5-810, manteniendo $E_P = cte$. (a) $\tau_P = 100$ fs ($P_0 = 995$ W); (b) $\tau_P = 1$ ps ($P_0 = 332$ W); (c) $\tau_P = 3$ ps ($P_0 = 199$ W); (d) $\tau_P = 5$ ps ($P_0 = 99$ W).

(véase tabla III). De ésta manera, los resultados de las simulaciones de la figura 47 podían esperarse con lo que conocíamos anticipadamente de los efectos no-lineales en la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas. En los espectros de las figs. 47(a) y 47(b), debido a las altas potencias pico involucradas, el efecto de la SPM es de importancia y el ensanchamiento espectral que provoca es de tal magnitud que enmascara un posible surgimiento de señales de FWM llamémosles de primer orden, pues las frecuencias generadas por SPM pueden tener la intensidad suficiente para servir como bombeo para el FWM. Ahora bien, el hecho de que las nuevas componentes espectrales generadas por SPM se encuentran en mayor medida del lado derecho de λ_0 (región de longitudes de onda mayores) sugiere la participación de un efecto en cascada de SRS iniciado por la SPM. El SRS se evidencia además en la asimetría del espectro de la fig. 47(c) en el que al parecer una señal generada por FWM con longitud de onda corrida al rojo es amplificada por efecto de SRS hasta una intensidad bastante considerable. El espectro a la salida de la fibra en la fig. 47(d) no presenta mucha diferencia respecto al espectro de los pulsos de bombeo de la misma figura (curva azul), a excepción de la atenuación por propagarse en la fibra y lo que parecen ser señales de FWM bastante débiles.

Una simulación más, de gran relevancia para nuestros experimentos, se hizo para percatarnos de la influencia en la propagación de los pulsos en la fibra NL-2.5-810 de la modulación temporal de la frecuencia lineal inicial de los pulsos por medio de una variación del parámetro C, mientras que las demás cantidades se mantenían sin realizarles cambio alguno ($\tau_P = 3$ ps, $\lambda_b = 822$ nm, $P_0 = 106$ W, $L = 2$ m, $tasa = 94.015$ MHz, $tw = 14t_0$, $N_t = 2^{14}$ y $N_z = 1024$). En otras palabras, nos interesaba conocer el efecto de bombear la fibra con pulsos que no estuvieran limitados por transformada de Fourier, de la misma manera que sucedió en los experimentos. Como se recordará, el parámetro C puede ser mayor, menor o igual a cero por lo que, para un análisis completo, se le dieron valores tanto positivos como negativos en la simulación cuyos resultados se presentan en la fig. 48.

Fácilmente podemos hacer una distinción de los resultados obtenidos en los espectros de la fig. 48. Para $C < 0$ (figs. 48(a) - 48(d)), se observa una compresión del ancho espectral de los pulsos, la cual se discutirá más adelante. Para $C > 0$ (figs. 48(f) - 48(i)), el espectro toma una forma de dos picos que pierde su simetría conforme se incrementa el valor de C. Cuando $C = 100$ (fig. 48(i)), el espectro adquiere una modulación principalmente en su parte central. Únicamente cuando la simulación se realizó con pulsos limitados por transformada de Fourier ($C = 0$) se aprecian claramente las señales de FWM generadas (fig. 48(e)). En los demás casos, aún con valores de C no muy lejos de cero, ya sea positivos o negativos, el espectro de los pulsos es tan ancho que el efecto de FWM queda enmascarado, y sólo se ve una modulación y asimetría en el espectro. En este sentido, por tanto, dicha comparación resulta ciertamente engañosa y poco conveniente pues un cambio en el parámetro C de los pulsos trae consigo mismo un cambio en su ancho espectral como se observa claramente en los espectros de la figura 48 de los pulsos sin propagarse aún por la fibra (curvas azules). En la práctica, para generar señales de FWM con una mayor separación entre ellas se requeriría, una mayor potencia de bombeo trabajando en la región de dispersión anómala de la fibra, o bombear con una longitud de onda alejada de λ_{ZD} en la región de dispersión normal, pero esto traería consigo distintos inconvenientes experimentales adicionales, algunos de los cuales ya se han tratado en distintas partes de este trabajo. Salta a la vista la similitud con algunos resultados experimentales de éstas simulaciones, misma que se tratara a detalle en el siguiente apartado. Particularmente de interés resultan aquellas simulaciones correspondientes a las figs. 48(d) y 48(i) por lo que,

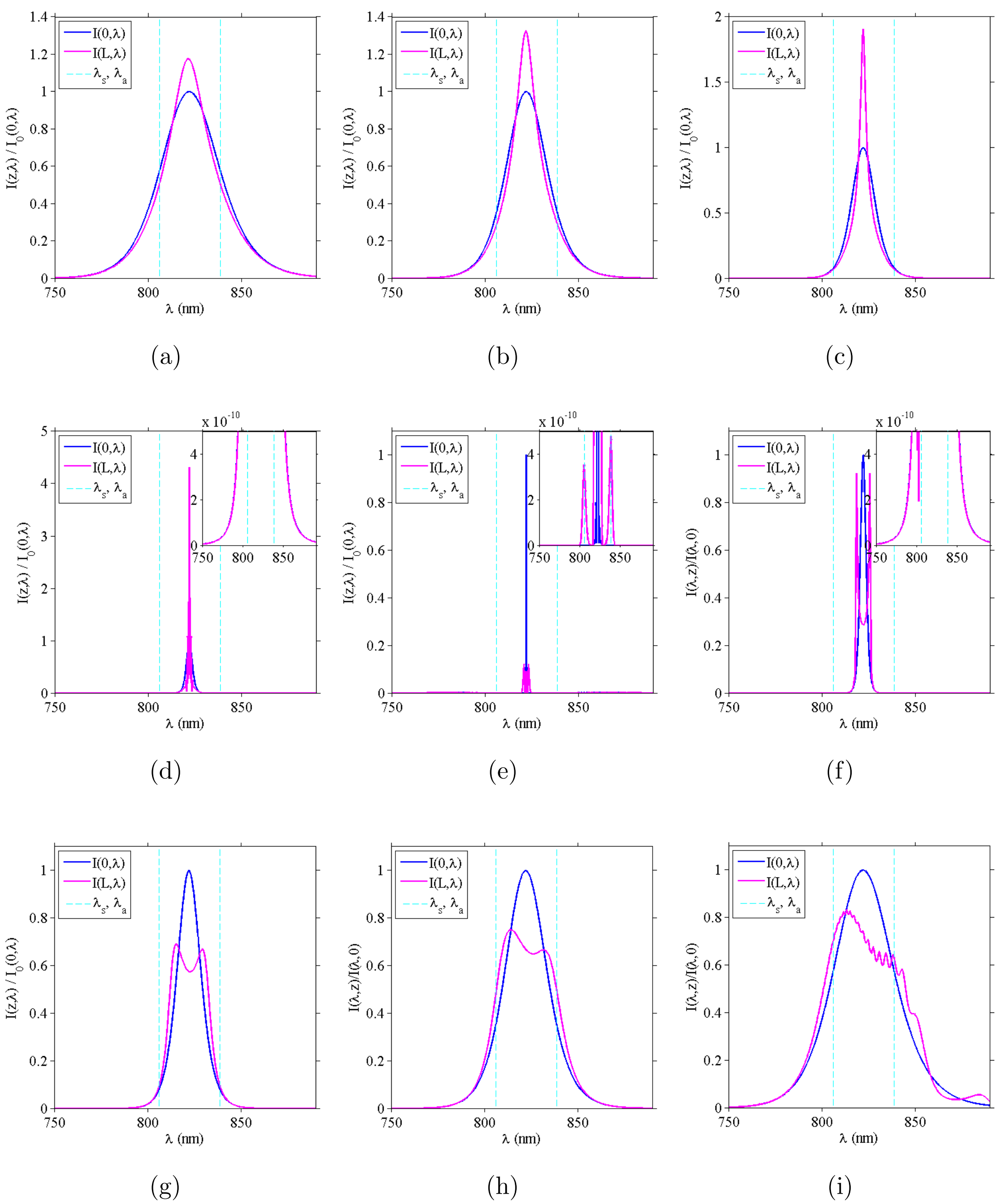


Figura 48: Simulación del efecto de la modulación temporal de la frecuencia inicial en los pulsos sobre su perfil temporal luego de propagarse por la fibra NL-2.5-810. (a) $C = -100$; (b) $C = -70$; (c) $C = -40$; (d) $C = -10$; (e) $C = 0$; (f) $C = 10$; (g) $C = 40$; (h) $C = 70$; (i) $C = 100$

en adelante, adoptaremos sus respectivos parámetros para las siguientes simulaciones en las que analizaremos el impacto particular de la dispersión, procesos no-lineales en general, RS, etc., sobre los pulsos al propagarse por las PCFs.

Trabajemos primero con el efecto de la compresión del ancho espectral de los pulsos. La fig. 49 muestra una simulación con características similares ($C = -10$, $\tau_P = 3$ ps, $\lambda_b = 822$ nm, $P_0 = 106$ W, $L = 2$ m, $tw = 14t_0$, $N_t = 2^{14}$ y $N_z = 1024$) que las de la fig. 48(d), misma que se incluirá a modo de comparación, sólo que se modificaron algunos parámetros por separado: la dispersión no fue considerada en la simulación correspondiente a la fig. 49(b) (por lo que $\beta_i = 0$, para $i = 2, 3, ..., 8$); en la fig. 49(c) se omitieron los efectos no-lineales (haciendo $\gamma = 0$ en la simulación); en la fig. 49(d) se apagó únicamente el efecto Raman; el bombeo se modificó de tal forma que se bombeara a la fibra en su región de dispersión normal ($\lambda_b = 790$ nm $< \lambda_{ZD}$ en el espectro de la fig. 49(e); se eligió una longitud de onda $\lambda_b = 680$ nm para la cual no se cumpliera la condición de empatamiento de fases basándonos en el diagrama de empatamiento de fases calculado para la fibra NL-2.5-810 49(f); lo mismo que la anterior sólo que descartando los efectos dispersivos en la fig. 49(g).

Se pueden concluir varias cosas de las simulaciones de la figura 49. Claramente, el fenómeno de la reducción del ancho espectral de los pulsos se origina de interacciones no-lineales en la fibra como se concluye de la figura 49(c). Sin embargo, podemos descartar el efecto Raman pues su ausencia no produjo cambio alguno en el espectro (fig. 49(d)) en comparación con aquel de la figura 49(a). Los procesos de SPM y FWM están incluidos en un mismo término en la ecuación de Schrödinger no-lineal generalizada por lo que es más difícil separar sus contribuciones. En la figura 49(f) se observa una ligera reducción del ancho espectral siendo la fibra SMF el medio de propagación. Para ésta fibra, la longitud de onda de bombeo a 822 nm queda fuera completamente de

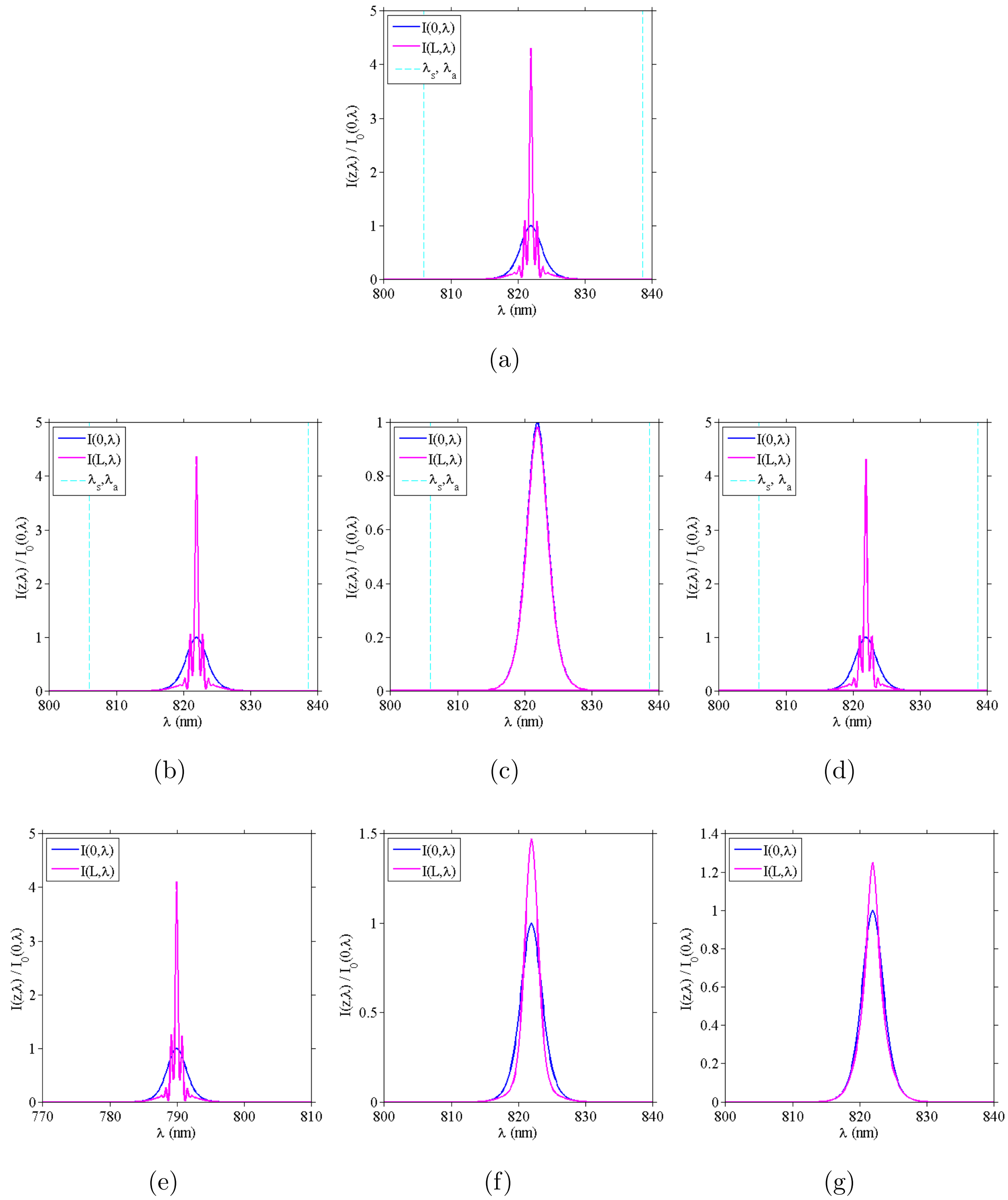


Figura 49: Efecto de distintos procesos sobre el fenómeno de compresión del ancho espectral de los pulsos luego de propagarse por la fibra NL-2.5-810. (a) Simulación original. Modificaciones: (b) sin dispersión; (c) sin efectos no-lineales; (d) sin efecto Raman; (e) $\lambda_b = 790$ nm $< \lambda_{ZD}$; (f) fibra SMF-28; (g) fibra SMF-28 sin dispersión.

las curvas de empatamiento de fases del PDFWM lo que probablemente indica que el FWM acentúa el efecto de compresión del ancho espectral en las figs. 49(b), 49(d) y 49(f). Según las figuras 49(b) y 49(e), parecería que la dispersión, en un caso ausente y en el otro con diferente signo del parámetro β_2, tampoco juega un papel importante. Pero si observamos las figuras 49(f) y 49(g) nos damos cuenta que el ancho espectral es menor en presencia de la dispersión, lo que indica la colaboración de la dispersión en el proceso. En resumen, de acuerdo con las simulaciones anteriores, el efecto de la compresión del ancho espectral de los pulsos luego de propagarse por una fibra, es un proceso óptico complejo que involucra una modulación temporal de la frecuencia negativa inicial en los pulsos, además de efectos no-lineales como el SPM y el FWM, y en el que la dispersión de la fibra juega un papel secundario.

Ahora reproduzcamos la simulación de la fig. 48(i), pero al igual que en el caso anterior, cambiaremos algunos de los parámetros para analizar la importancia de distintos procesos sobre el espectro final de los pulsos. Los resultados conseguidos se presentan en la fig. 50.

Los fenómenos no-lineales, excluyendo el RS, fueron importantes para que el espectro de la figura 48(i) adquiriera su forma peculiar, como podemos concluir de las figuras 50(c) y 50(d). En está ocasión la dispersión de la fibra sí tuvo participación directa en el proceso, como se aprecia en el resto de las figuras (50(b), 50(e), 50(f) y 50g), cada una mostrando un resultado diferente. Más aún, la aportación de cada orden de dispersión parece ser diferente: mientras que β_2 colabora con una deformación del espectro (fig. 50(e)), β_3 lo hace con la asimetría en el mismo (fig. 50(f)). Pareciera que la MI interviene en la modulación del espectro (recordemos que el proceso de MI ocurre en la región de dispersión anómala en una fibra) ya que, en el caso en el que la fibra es bombeada en su régimen de dispersión normal (fig. 50(g)) se pierde dicha modulación.

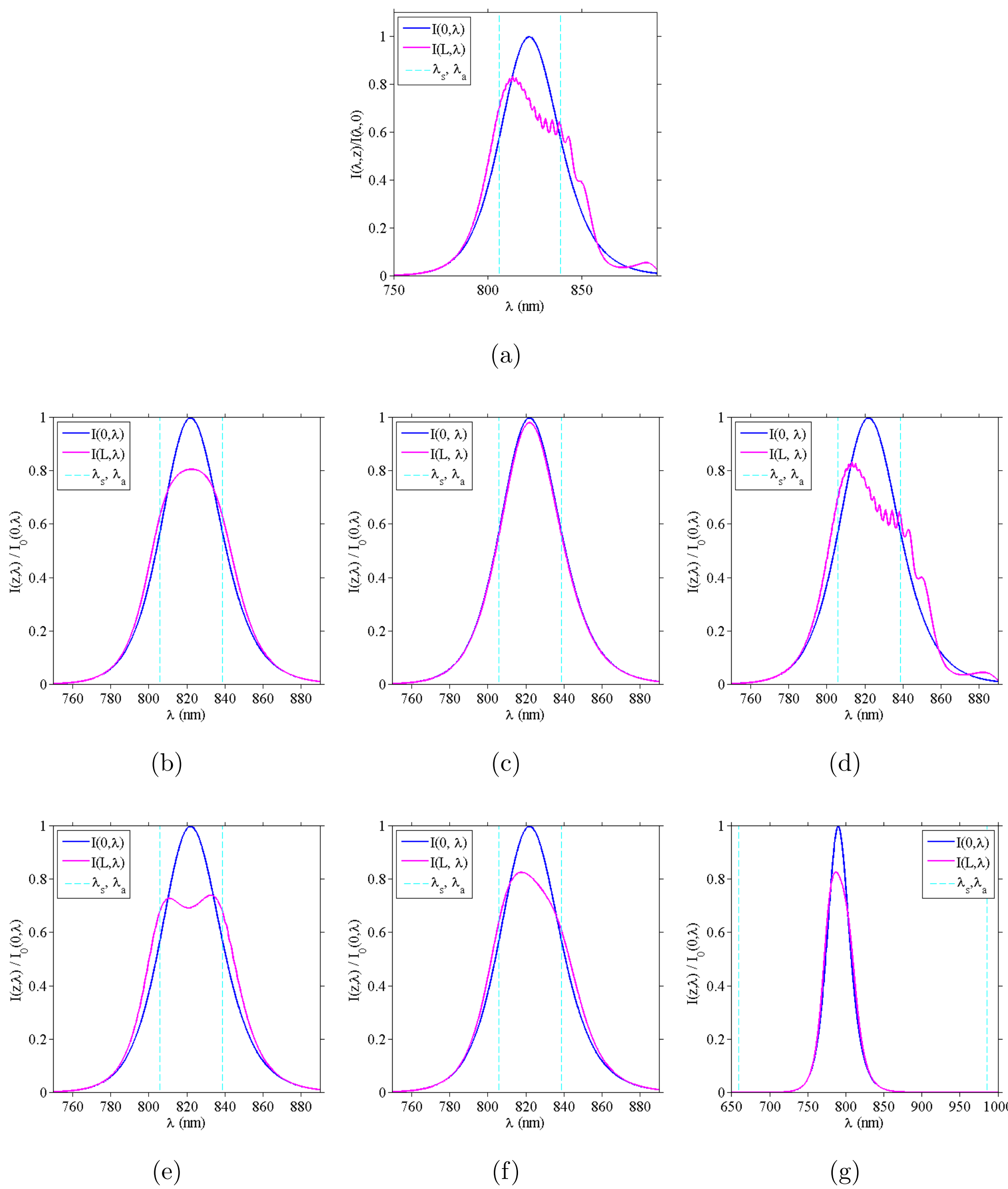


Figura 50: Efecto de distintos procesos sobre el espectro de la figura 48i. (a) Simulación original. Modificaciones: (b) sin dispersión; (c) sin efectos no-lineales; (d) sin efecto Raman; (e) solo dispersión de segundo orden ($\beta_3 = 0$); (f) solo dispersión de tercer orden ($\beta_2 = 0$); (g) $\lambda_b = 790$ nm $< \lambda_{ZD}$.

Entonces, la forma asimétrica y modulada del espectro de la figura 50(i) es resultado de los procesos dispersivos y no-lineales en la fibra, pero de una forma combinada pues la acción separada de cada uno de ellos no produce el mismo efecto.

La ESNLG no considera los efectos no-lineales de segundo orden sobre la propagación de pulsos en una fibra óptica pues estos no ocurren en condiciones normales. Así, no se simuló la SHG en las fibras fotónicas pues se tendría que recurrir a un modelo distinto, situación que no se consideró para este trabajo.

V.7 Discusión

Apoyándonos en los resultados de las simulaciones, estamos ahora en condiciones de ejercer una opinión respecto a las causas probables del por qué de los resultados experimentales obtenidos. En primer lugar trataremos el fenómeno de la reducción del ancho espectral de los pulsos al propagarse por las fibras, el cual se observó en varios de los resultados conseguidos (como por ejemplo en la fig. 29). Este efecto ya ha sido observado con anterioridad en una fibra de vidrio de cuarzo con pulsos de femtosegundos emitidos también por un láser de modos amarrados Ti:Záfiro con una potencia promedio $P = 2W$ (Oberthaler y Höpfel, 1993), modulados en frecuencia con un par de prismas. Según estos autores, tal efecto se debe a una compensación de la modulación temporal de la frecuencia inducida por SPM con aquella presente en los pulsos antes de propagarse por la fibra. Sin embargo, no podemos descartar la idea de que la forma espectral final de los pulsos se viese influenciada también por el proceso de FWM pues a fin de cuentas ambos fenómenos comparten un mismo origen, además de que el FWM es también un proceso generador de nuevas frecuencias. De lo que sí podemos estar seguros es de que no fue filtraje espectral en el expansor lo que observamos, como quedó de manifiesto en la figura 30. Además, el hecho de que la reducción del ancho espectral de los pulsos mostrara una dependencia con la potencia, es una evidencia de que dicho efecto se produce por una interacción no-lineal en la fibra. El hecho de que la intensidad pico en los pulsos propagados (curva color magenta) sea mayor que en los pulsos de bombeo se debe a que, durante el proceso de compresión del ancho espectral de los pulsos, las componentes de frecuencia en las alas del espectro transfieren energía a la región central del espectro (Oberthaler y Höpfel, 1993). Esto es consistente con lo que se observa en las figuras, a mayor compresión del ancho espectral, mayor intensidad pico. Oberthaler y Höpfel (1993) resaltan la ventaja de este fenómeno en comparación con el filtraje espectral para obtener pulsos ópticos de picosegundos con anchos espectrales angostos con altas intensidades, pues las pérdidas de energía en este último son bastante considerables. Más aún, dados los resultados de este trabajo, podemos decir que la alta no-linealidad de las fibras microestructuradas favorece la ocurrencia de este efecto, basta con notar que las potencias utilizadas en nuestros experimentos son dos órdenes de magnitud menores que las usadas por Oberthaler y Höpfel (1993), y se alcanzó un ancho espectral menor (1.8 nm $<$ 2.7 nm) bajo condiciones experimentales similares. Quizás por lo mismo se explica el por qué se observó compresión del ancho espectral de los pulsos incluso con las potencias de bombeo más bajas con que se trabajó (como en las figs. 29(b) y 2929c).

Puesto que la modulación temporal de la frecuencia debida a SPM en una fibra óptica es lineal y positiva sobre la parte central de un pulso gaussiano, se debe cumplir inicialmente en los pulsos que $C < 0$ para que ocurra tal compensación. Nosotros sabíamos de antemano, a partir de las trazas de autocorrelación interferométricas, que los pulsos estirados por el expansor adquirían una modulación temporal de su frecuencia, y por el diseño mismo del expansor, el signo de dicha modulación, positiva para $x < f$

y negativa para $x > f$. Esto es consistente con lo observado tanto experimentalmente (como en los espectros de la fig. 31), como teóricamente en la simulación (figs. 48(a) a 48(d)). Siguiendo ésta línea, los espectros de la fig. 32 resultan bastante interesantes pues en ellos se observa claramente la transición entre dos regímenes distintos. El punto medio (fig. 32) corresponde justo al experimento en el que se tuvo $x \approx f$ lo que nos indica que ambos regímenes están divididos principalmente por el signo de la modulación temporal de la frecuencia inducida en los pulsos, en concordancia con nuestras predicciones. Los espectros de las figuras 32(f) - 32(i), en los que se aprecia la reducción del ancho espectral de los pulsos, coincide precisamente para los casos en que se cumple que $x > f$. Estos regímenes están separados además por la duración de los pulsos. Uno de ellos (figs. 32(a) - 32(d)), correpondiente a las duraciones más pequeñas de los pulsos, se caracteriza por el ensanchamiento espectral debido a la generación de nuevas frecuencias que en este caso sí podemos atribuir principalmente a la SPM. Merece mención especial el espectro correspondiente a la figura 32a en el que se aprecia la generación de un supercontinuo. Esto recalca la importancia que se ha venido mencionando en distintos puntos de la tesis, de usar pulsos de ps para disminuir el efecto de SPM sobre la propagación de los pulsos en las fibras. Se observa también una mayor amplitud en las componentes espectrales generadas en las que $\lambda < \lambda_b$ que aquellas en que se cumple que $\lambda > \lambda_b$, esto probablemente debido a la asimetría en el espectro de ganancia Raman en fibras ópticas explicado en el capítulo III.

El hecho de que el ensanchamiento espectral en la fibra SMF-28 mostrado en la figura 34 no haya sido tan grande (aunque sí apreciable) al grado tal de generar un supercontinuo lo podemos entender de la siguiente manera, independientemente de la magnitud de la no-linealidad de la fibra y la potencia pico de bombeo: luego de acoplar los pulsos de fs a la fibra SMF-28 alcanzando potencias pico altas comparadas con pulsos de ps con la misma energía, el espectro comienza a ensancharse por acción de SPM, al ser este el proceso no-lineal dominante para dicha duración de los pulsos; en este caso, al estar la longitud de onda central de bombeo alejada de la λ_{ZD} para ésta fibra, la dispersión de la misma es de tal magnitud ($\beta_2 = 33.8$ ps^2/km de acuerdo con los datos de dispersión calculados para la fibra SMF-28) que la duración de los pulsos crece rápidamente, disminuyendo la potencia pico con la misma rapidez debido a la relación inversa entre ellas (véase la tabla III en el Apéndice), por lo que el efecto de SPM desaparece rápidamente y el espectro de los pulsos no es ensanchado más. Esto se puede verificar calculando la longitud de dispersión y la longitud no-lineal de acuerdo con las condiciones del bombeo para este experimento ($\tau_P \sim 100$ fs, $\lambda_0 = 823$ nm). Para ello requeriremos de las ecs. (41) y (42), y utilizaremos como aproximación el valor del coeficiente no-lineal de la fibra correspondiente a su λ_{ZD} pues desconocemos el mismo para la λ_0. Los resultados fueron los siguientes, $L_D = 9$ cm, $L_{NL} = 7.05$ m ($P_0 = 129$ W), $L_{NL} = 2.46$ m ($P_0 = 369$ W), $L_{NL} = 75$ cm ($P_0 = 1206$ W) y $L_{NL} = 29$ cm ($P_0 = 3152$ W). Dos cosas importantes podemos destacar al respecto: primero, los efectos dispersivos en la fibra estándar cobran importancia inmediatamente después de que los pulsos ingresan a la fibra; segundo, a pesar de que los fenómenos no-lineales adquieren mayor relevancia conforme la potencia pico de bombeo se incrementa (situación que culmina con un ensanchamiento espectral cada vez mayor tal como se observa en la figura 34), la propagación de los pulsos en la fibra está dominada por los efectos dispersivos pues $L_D < L_{NL}$.

La amplificación que apenas se distingue en la componente espectral de menor energía localizada en $\lambda = 830$ nm en el espectro inicial de los pulsos de la figura 35(a) puede explicarse muy probablemente por el proceso de SRS, primero en la fibra SMF-28 y después en la PCF. En cuanto a la nueva componente que se genera (alrededor de

$\lambda = 787$ nm), su longitud de onda por un lado, no corresponde al valor que se esperaría para una señal de FWM generada con las condiciones que se tenían ($\lambda_s \sim 799$ nm, $\lambda_a \sim 817$ nm). Por otro lado, difícilmente puede tratarse de una onda anti-Stokes dado que su amplitud es considerable y, como se mencionó en el capítulo III, es difícil que ocurra este proceso. Entonces, es probable que dicha señal fuese generada por un proceso de FWM empatado en fases efectivamente por SRS. Desafortunadamente ésta es una de las situaciones cuya simulación requiere de la resolución de un sistema de ecuaciones acopladas, pues en este caso se necesita una ecuación para describir la propagación del bombeo y otra para comprender la evolución de la onda Stokes, algo que estaba fuera de nuestro alcance con el programa utilizado para las simulaciones.

Una posible explicación de la asimetría y modulación en los espectros de la figura 37, según entendemos de la simulación, es que tales efectos son el resultado de una interacción entre la dispersión de segundo y tercer orden, y el proceso no-lineal de MI en la fibra microestructurada. Otro punto a destacar respecto de estos espectros es la pequeña componente alrededor de $\lambda = 828$ nm que se visualiza en la figura 37(b) obtenida del espectro a la salida de la fibra SMF-28 luego de estirar los pulsos con ella, y que no aparece en el espectro inicial de los pulsos (fig. 37(a)). Dado que su separación en frecuencias Ω de la componente con la amplitud pico (alrededor de $\lambda = 800$ nm, que cabe señalar no coincide precisamente con la componente central del espectro) es de aproximadamente 13 THz (fig. 51), esto sugiere que se trata de una onda Stokes, generada por SPRS en la fibra SMF-28.

La simulación cuyo resultado se muestra en la figura 52, efectuada excluyendo la componente de CW que se tuvo al momento de efectuar el experimento, difiere por completo de los espectros experimentales (fig. 38). De hecho no se observa cambio alguno del espectro en la simulación. Todo indica que tal comportamiento exhibido en

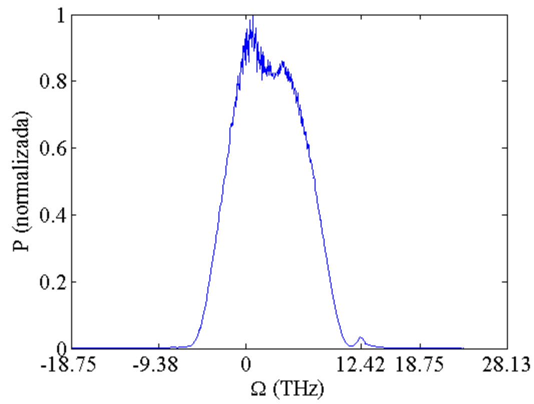
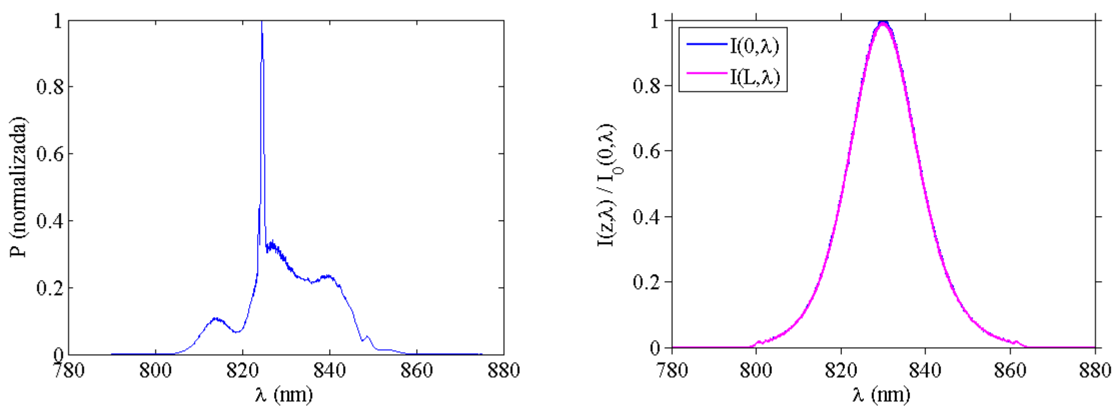


Figura 51: Generación de una onda Stokes por SPRS en la fibra SMF-28.

estos espectros es el resultado de una interacción no-lineal en la fibra microestructurada entre el pulso y la componente de continuo pues como se puede ver, tanto la modulación como la asimetría en el espectro se intensificaron con un incremento de la potencia de bombeo.



(a) (b)

Figura 52: Comparación entre experimento y simulación de la propagación en la fibra SC-5.0-1040 de los pulsos estirados con 4 m de fibra estándar. (a) Experimento; (b) Simulación (sin componente de CW).

Existe la posibilidad de que se tratase de un efecto de FWM no degenerado entre el bombeo y la componente de CW, aunque también cabe la posibilidad de que los efectos de XPM y/o SRS hayan entrado en escena. Desafortunadamente, no podemos reproducir el experimento mediante la simulación incluyendo la componente de CW dada la naturaleza inestable, tanto en amplitud como en posición, que presentó la misma al momento de desarrollar el experimento. Es probable también que, la misma inestabilidad de la componente de continuo haya provocado tal comportamiento extraño en el espectro de los pulsos aún antes de propagarse por la fibra pues, a pesar de que el espectro de la figura 38(a) no muestra mayores contratiempos que la presencia del continuo, el espectro de los pulsos a la salida del oscilador no fue monitoreado a lo durante todo el desarrollo del experimento, sino que únicamente se capturó al inicio del mismo.

V.7.1 Comparación entre experimentos y simulaciones

Como se señaló en la sección anterior, es posible encontrar semejanzas entre algunos de los resultados experimentales con aquellos arrojados por las simulaciones. A continuación se confrontarán cada uno de éstos resultados que presentan similitudes entre sí.

Empecemos por cotejar el efecto de la reducción del espectro que se observó en el experimento de la figura 30 así como en la simulación en la que se modificó el parámetro C de los pulsos (fig. 48). Como habíamos mencionado ya anteriormente, este efecto se puede dar cuando la modulación temporal inicial de los pulsos es negativa, cosa que coincidió con la simulación (figs. 48(a) - 48(d)). Para comparar más acertadamente los espectros conseguidos de manera experimental con los resultados predichos por la teoría, se intentó reproducir lo más fielmente posible las condiciones particulares que se tuvieron en el experimento en una nueva simulación, de ahí la importancia de contar con una medición confiable de la duración de los pulsos estirados y el por qué se decidió emplear un tercer autocorrelador con ese fin. Como potencia promedio inicial de los pulsos P se utilizó el valor de potencia promedio medido a la salida de las fibra sabiendo que las pérdidas por absorción no eran considerables dada la pequeña longitud de las fibras. Además, ésta cantidad resulta más realista para P que la potencia promedio a la entrada de la fibra (otra medición con la que se contaba) dadas las grandes pérdidas por acoplamiento mencionadas en el capítulo anterior. La cantidad de modulación temporal inicial en los pulsos se calculó, de manera aproximada y a primer orden, usando una relación para pulsos gaussianos entre el parámetro de modulación temporal de la frecuencia C, el ancho espectral FWHM $\Delta\omega$ y la duración HW1/e de los pulsos estirados t_0, éstas dos últimas cantidades medidas experimentalmente (Agrawal, 2001):

$$\Delta\omega = \left(1 + C^2\right)^{1/2} / t_0. \tag{68}$$

Ésta ecuación se utilizó por la sencillez de la misma y dada la similitud de un perfil gaussiano con uno sech. Cabe mencionar, además, que la relación (68) proporciona sólo la magnitud de C por lo que se requiere de un conocimiento adicional de la situación particular que se tenga para asignarle el signo adecuado. Para este caso, sabíamos de antemano que el signo apropiado para C era negativo. Experimentalmente, en realidad se determinó $\Delta\lambda$ y no $\Delta\omega$, y la duración FWHM τ_P en vez de t_0 por lo que era necesario expresar la relación (68) en otros términos antes de poder utilizarla. Considerando que $\tau_P = 2\sqrt{\ln 2}t_0$ para un pulso gaussiano, que $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$, que $|\Delta\nu|/\nu_0 = |\Delta\lambda|/\lambda_0$, y despejando para C, se tiene que

$$C = \left[\left(\frac{\pi c \tau_P \Delta\lambda}{\sqrt{\ln 2}\lambda_0^2}\right)^2 - 1\right]^{1/2}, \tag{69}$$

donde se uso además la relación $\nu = c/\lambda$. Así pues, el valor que se encontró para el parámetro de chirp, usando en la ecuación (69) los valores $\lambda_0 = 826$ nm, $\Delta\lambda \approx 7$ nm y $\tau_P = 1.87$ ps determinados experimentalmente, fue de $C = -21.696$. Sin embargo, utilizando ésta cantidad y los demás parámetros propios del experimento, los resultados de la simulación, aunque sí mostraban reducción en el ancho espectral, distaban de parecerse a aquellos experimentales respecto al grado de reducción alcanzada y las características de evolución de las orillas del espectro. Es por ello que, en la figura 53 se presentan los resultados de una simulación realizada con un valor distinto de C ($C = -6.432$), cuyos espectros así obtenidos se ajustan mejor a aquellos del experimento, incluidos también en la misma figura a manera de comparación (figs. 53(a), 53(c) y 53(e)).

Ahora bien, la discrepancia entre experimento y simulación en cuanto al valor calculado de C, se puede atribuir a que el mismo representa una mera aproximación como se señaló, sin mencionar que cada una de las variables con que se determinó cuenta con su propia cantidad de incertidumbre debida a la naturaleza del proceso de medición.

A pesar de lo anterior, se confirmó la suposición de que el signo de la modulación temporal de la frecuencia en los pulsos estirados con el expansor para $x > f$ es negativa. Para complementar la idea, ahora analicemos el espectro experimental de la fig. 31(c) obtenido para $x < f$ en el expansor, y la fig. 48(g) de las simulaciones. Usando la ec. (68) junto con los datos del experimento ($\lambda_0 = 830$ nm, $\Delta\lambda \approx 17$ nm y $\tau_P = 2.99$ ps), se calculó un valor de $C = 50.274$, cercano al de la simulación ($C = 40$).

El espectro experimental (fig. 54(a)) apenas exhibe la formación de dos picos de intensidad a diferencia del espectro de la fig. 54(b) obtenido en las simulaciones. Ésta diferencia la atribuimos nuevamente a la distinta magnitud del parámetro C para cada caso, así como a la potencia de bombeo de los pulsos, siendo menor para el caso experimental, lo que conlleva a un efecto menos pronunciado.

El ensanchamiento espectral en 10 m de fibra SMF-28 que se presentó en la figura

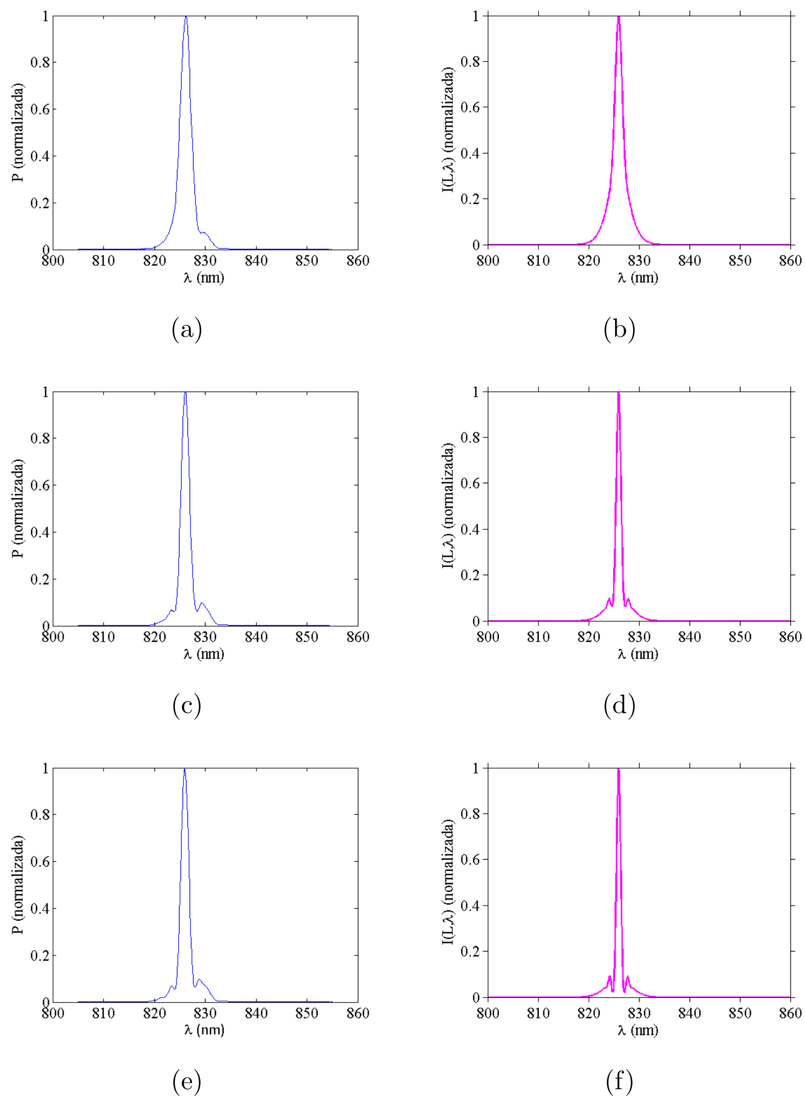
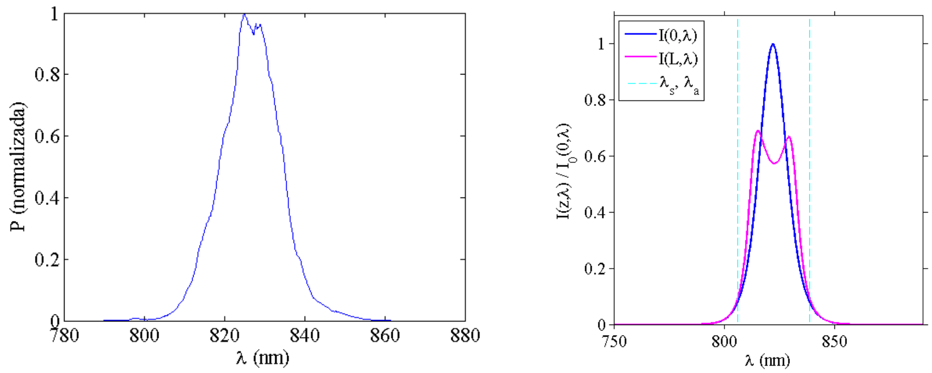


Figura 53: Reducción del espectro de los pulsos luego de propagarse por la fibra NL-2.5-810 observada experimentalmente y la correspondiente simulación del proceso. Experimento: (a) $P_{0_b} = 17$ W; (c) $P_{0_b} = 40$ W; (e) $P_{0_b} = 49$ W. Simulación ($C = -6.432$): (b) $P_{0_b} = 17$ W; (d) $P_{0_b} = 40$ W; (f) $P_{0_b} = 49$ W.



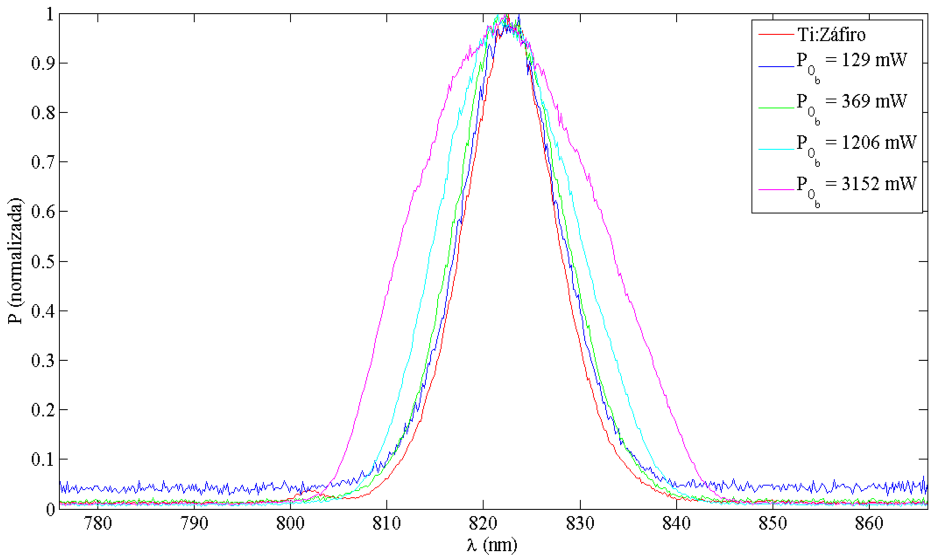
(a) (b)

Figura 54: Similitud entre experimento y simulación de la propagación de pulsos ópticos con $C > 0$ en la fibra NL-2.5-810. Espectro experimental: (a) $P_{0_b} = 12$ W; (b) $P_{0_b} = 106$ W.

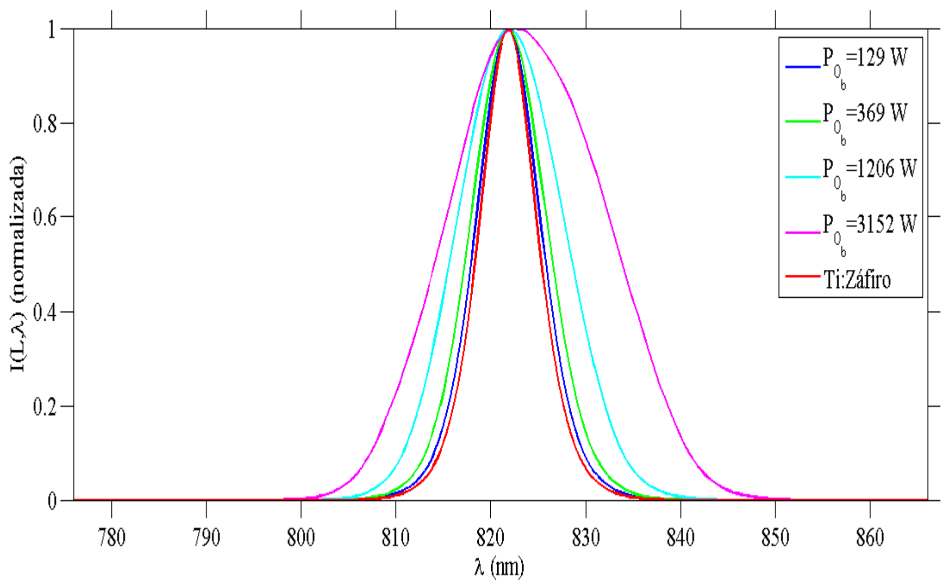
34 es otro de los efectos que puede ser fácilmente simulado. La figura 55 muestra una comparación entre los espectros experimentales y aquellos generados por la simulación de la propagación en ésta fibra de pulsos ópticos de duración inicial $\tau_P = 100$ fs limitados por transformada de Fourier.

Vemos que, a pesar de que el ancho espectral inicial de los pulsos en la simulación no coincide con el experimental (esto puede ser debido a que la duración que se eligió para la simulación $\tau_P = 100$ fs no coincidiera precisamente con la duración real de los pulsos durante el experimento, duración que cabe decir no se midió en aquel momento), el ensanchamiento gradual que ocurre al incrementar la potencia pico de bombeo es similar en ambos casos. Para tener una mayor cercanía entre los resultados experimentales y la simulación se tendrían que utilizar los parámetros correctos relacionados directamente con los que se tuvieron en el experimento. En este caso no se tenía completa ésta información por lo que no se hizo así.

Ahora, pasando a otros resultados, la estructura asimétrica común para varios de los espectros experimentales (figs. 37 y 38), conseguidos trabajando incluso con distintas



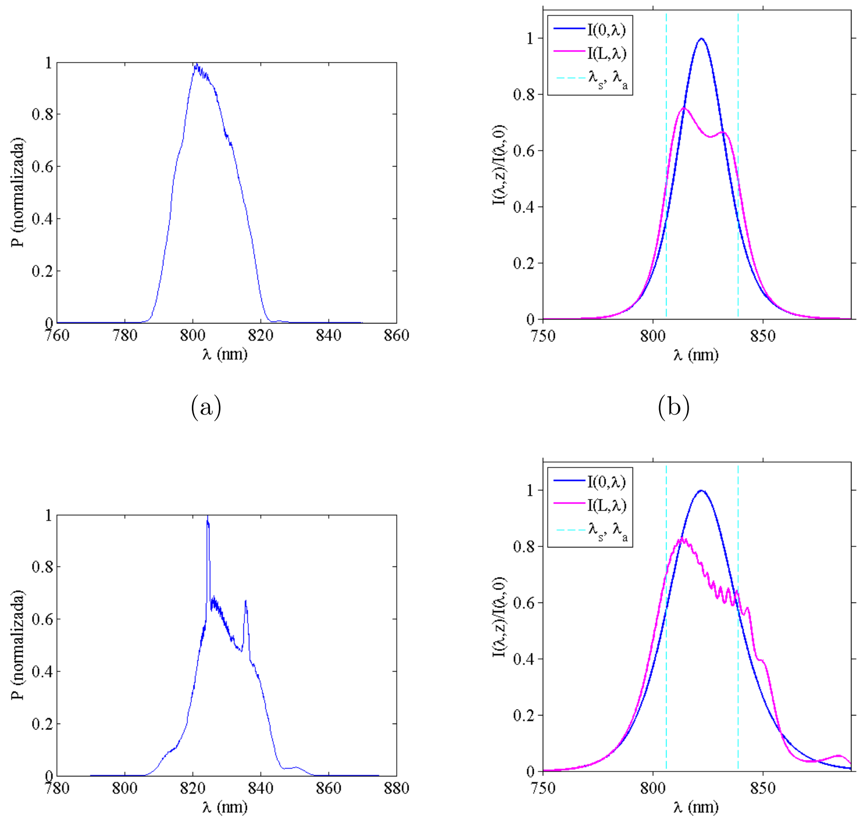
(a)



(b)

Figura 55: Ensanchamiento espectral de los pulsos luego de propagarse en 10 m de la fibra SMF-28 observado experimentalmente (a) y su simulación (b).

fibras, se parece bastante a la de la fig. 48(h) ó 48(i), correspondientes también a la simulación con pulsos de bombeo con modulación temporal de la frecuencia ($C > 0$), tal como se aprecia en la fig. 56 en la que se colocaron juntos algunos de estos espectros.



(a) (b) (c) (d)

Figura 56: Comparación entre algunos resultados experimentales con otros producto de las simulaciones. Experimentales: (a) $P_{0_b} = 20$ W (fibra NL-2.5-810); (b) $P_{0_b} = 14$ W (fibra SC-5.0-1040). Simulación: (c) y (d) ($P_{0_b} = 106$ W, fibra NL-2.5-810).

Para que la forma de los espectros de las simulaciones se relacionen realmente con los de los experimentos, el parámetro de modulación temporal de la frecuencia C de los pulsos de bombeo en estos últimos debe tener un valor grande. En ambos experimentos en los que se obtuvieron estos espectros, aunque se trabajó con diferentes fibras fotónicas, el estirado de los pulsos que servirían de bombeo se llevó a cabo usando 4 m de la fibra SMF-28. En principio, suena razonable pensar que el parámetro C de los pulsos estirados con la fibra convencional pueda alcanzar magnitudes altas ya que, a diferencia del caso en que se usó el expansor, la modulación temporal de la frecuencia tiene la contribución del efecto de SPM en la fibra SMF-28 adicionalmente a la de la dispersión. No obstante, para tener más que solo especulaciones, calculemos con ayuda de la expresión (68) un valor aproximado para C. Los datos experimentales que se tuvieron entonces fueron $\Delta\lambda \approx 12$ nm y $\tau_P = 8.96$ ps y $\lambda_0 = 804$ nm para el experimento con la fibra NL-2.5-810 y $\tau_P = 8.96$ ps y $\lambda_0 = 835$ nm cuando se trabajó con la fibra SC-5.0-1040. Con ésta información resulta $C = 188.291$ para el primer caso y $C = 174.569$ para el segundo, y vemos pues que nuestra suposición era cierta, la cantidad de modulación temporal de la frecuencia en los pulsos de bombeo fue un factor para que los espectros experimentales a la salida de las fibras resultaran de la forma que se dio, aunque el ingrediente principal como vimos en las simulaciones de la sección anterior es una interacción entre la dispersión y los procesos no-lineales, i.e. MI.

Capítulo VI

CONCLUSIONES

Se presentó un estudio acerca de los efectos no-lineales en la propagación de pulsos de picosegundos en fibras de cristal fotónico (PCFs), haciendo énfasis en el mezclado de cuatro ondas (FWM). Los pulsos empleados fueron obtenidos luego de alargar la duración de pulsos de femtosegundos generados por un láser de modos amarrados de Ti:Záfiro hasta unos cuantos picosegundos, al no contar con una fuente de luz que emitiera pulsos ópticos de ps. Este estirado de los pulsos se llevó a cabo de dos formas: por medio de un expansor basado en una rejilla de difracción y por medio de la propagación en una fibra convencional para telecomunicaciones (SMF-28). La razón de usar pulsos de picosegundos era la de disminuir el efecto de la Auto-Modulación de Fase (SPM), fenómeno no-lineal dominante para pulsos de fs, y poder observar así el fenómeno del mezclado de cuatro ondas (FWM).

La dispersión de las fibras juega un papel muy importante en la propagación de los pulsos ultracortos motivo por el cual fue necesario conocer las características de dispersión de las fibras microestructuradas a nuestra disposición, tarea que se efectuó aplicando el método de índice escalonado, mismo que arrojó resultados bastante aceptables.

La información de la dispersión de cada una de las fibras se utilizó a su vez para calcular los diagramas de empatamiento de fases para el proceso del mezclado de cuatro ondas parcialmente degenerado (PDFWM), los cuales proporcionan las longitudes de onda de las señales generadas por este proceso en función de la longitud de onda de bombeo. Esta información era fundamental para determinar en que parte del espectro podíamos esperar las señales. Sus características principales fueron tratadas en ésta tesis.

Sobre las técnicas usadas para estirar los pulsos, el expansor permitía un control directo sobre la duración de los pulsos estirados aunque el astigmatismo que produjo en los pulsos, aunado a las altas pérdidas que involucraba, derivó en eficiencias de acoplamiento a las fibras demasiado bajas y por lo mismo, efectos no-lineales menos marcados. La fibra estándar, en cambio, al evitar el problema del astigmatismo y al reducir bastante las pérdidas en comparación con el expansor, permitió alcanzar potencias pico de bombeo más altas a las fibras fotónicas , pero ensanchó el espectro de los pulsos principalmente por efecto de SPM, lo cual dificultó la interpretación de los resultados experimentales en las fibras microestructuradas. Además se tuvo la desventaja de no tener un control directo sobre la duración de los pulsos estirados, al depender ésta de la longitud de la fibra de uso común. En ambos casos sin embargo, se indujo modulación temporal de la frecuencia en los pulsos estirados que repercutió de manera importante en los resultados obtenidos.

La duración de los pulsos fue medida mediante la técnica de autocorrelación óptica. Este proceso de medición reveló algunas limitaciones de los dos autocorreladores con los que se trabajó inicialmente, uno hecho en el laboratorio con anterioridad, basado en el mecanismo de absorción de dos fotones, y otro implementado durante el desarrollo de este trabajo, con la generación de segundo armónico como el mecanismo no-lineal empleado. Los mejores resultados en este rubro se obtuvieron con un autocorrelador comercial, razón por la cual se terminó usando definitivamente éste último, basado también en la generación de segundo armónico, para medir la duración de los pulsos.

Se capturaron los espectros de los pulsos luego de propagarse por las fibras fotónicas usando dos sistemas de detección distintos. Dadas sus características, no fue posible inspeccionar toda la región espectral en la que se esperaba encontrar las señales generadas por el PDFWM de acuerdo a los diagramas de empatamiento de fases calculados.

La propagación de los pulsos en las fibras fue simulada resolviendo numéricamente la denominada Ecuación de Schrödinger No-Lineal Generalizada mediante el método de Runge-Kutta de cuarto orden en el cuadro de interacción. Los resultados experimentales fueron comparados con el modelo teórico via las simulaciones, mismas que mostraron ser una muy buena aproximación del efecto de la propagación de los pulsos en las fibras ópticas, y que además permitieron comprender mejor algunos aspectos de los resultados experimentales.

La inclusión de la contribución de las fluctuaciones del vacío al proceso de FWM resulta esencial en las simulaciones. El añadir un término de ruido blanco en las condiciones iniciales del método numérico empleado es adecuado para dicho fin al menos de una forma cualitativa. El uso de un sistema de ecuaciones acopladas se requiere en la simulación del FWM si se pretende estudiar las soluciones externas correspondientes a los diagramas de empatamiento de fases.

Como resultado inherente de la dispersión de los pulsos tanto en el expansor como en la fibra SMF-28, los pulsos estirados adquirieron una modulación temporal de la frecuencia. Se encontró que el signo y la magnitud de dicha modulación, al emplear el expansor para alargar la duración de los pulsos, era diferente según la posición del telescopio con respecto a la rejilla de difracción.

Se observó la reducción del ancho espectral de los pulsos como resultado de una compensación entre la modulación temporal de la frecuencia inducida por SPM y aquella de signo opuesto presente en los pulsos estirados con el expansor, usando potencias pico de bombeo relativamente bajas.

Un efecto sorpresivo que se detectó durante el desarrollo de los experimentos fue la generación de segundo armónico en las fibras de cristal fotónico pues, al ser un fenómeno no-lineal de segundo orden, no se espera que ocurra en condiciones normales en medios centrosimétricos, como lo es una fibra óptica. Aunque dicho proceso puede explicarse en parte por las no-linealidades superficiales en la interfase núcleo-cubierta y las no-linealidades resultado de momentos cuadrupolar y dipolar-magnéticos, el mecanismo físico que da origen al SHG en fibras ópticas sigue siendo motivo de debate. No obstante, el modelo teórico más aceptado para la descripción de este fenómeno es la escritura de una rejilla de $\chi^{(2)}$ efectiva a lo largo de la fibra a partir de la superposición del haz de bombeo y el segundo armónico. Hasta donde sabemos, no se ha reportado la observación de generación de segundo armónico en este tipo de fibras, o para pulsos de ps a una longitud de bombeo alrededor de 820 nm.

El trabajar con pulsos no limitados por transformada de Fourier repercutió en los resultados experimentales obtenidos y, en apariencia, resultó ser un factor que impidió una observación clara de los efectos de FWM esperados, como se reveló con la simulación del proceso. Así mismo, creemos que las bajas potencias de bombeo, en conjunto con un problema de baja razón señal/ruido, así como las distintas limitaciones propias del proceso discutidas en este trabajo, imposibilitaron la detección de las señales externas de FWM. Lo que se observó en su lugar, fue una asimetría y modulación en el espectro de los pulsos propagados por las fibras que puede ser explicado por FWM, en particular por MI, según se concluyó de las simulaciones.

Como trabajo a futuro se sugiere lo siguiente: implementar la técnica FROG para caracterizar completamente el campo eléctrico de los pulsos propagados a través de las fibras y obtener así de manera experimental, mayor información respecto de los procesos no-lineales que ocurren en la fibra, tanto de su efecto en el espectro de los pulsos, como de su impacto en su evolución temporal; proponer y aplicar métodos experimentales que permitan incrementar la razón señal/ruido y con ello mejorar la detección de las posibles señales generadas por FWM en las fibras; automatizar el proceso de detección de señales con el sistema monocromador-tubo fotomultiplicador-osciloscopio de forma tal que se puedan capturar regiones espectrales más extensas, con una mayor resolución, y con un mínimo de esfuerzo; desarrollar un programa computacional que resuelva numéricamente el sistema de ecuaciones acopladas de las expresiones (61)-(64) con el fin de ampliar el campo de exploración del FWM en las simulaciones de la propagación de los pulsos en las fibras. Los estudios que se encuentran en la literatura acerca del FWM, tanto teóricos como experimentales, involucran por lo general pulsos ultracortos limitados por transformada de Fourier por lo que, los trabajos referentes al FWM/MI con pulsos de ps y espectros anchos son escasos o prácticamente inexistentes. Así pues, un estudio teórico sobre el tema resulta conveniente para entender mejor los resultados experimentales presentados aquí.

Referencias

Abedin, K. S., Gopinath, J. T., Ippen, E. P., Kerbage, C. E., Windeler, R. S., y Eggleton, B. J. (2002). Highly nondegenerate femtosecond four-wave mixing in tapered microstructure fiber. *Appl. Phys. Lett.*, **81**(8): 1384–1386 p.

Agrawal, G. P. (2001). *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, San Diego, tercera edición. 466 p.

Banerjee, P. P. y Poon, T. (1991). *Principles of Applied Optics*. Richard D. Irwin, Inc., and Aksen Associates, Inc., Boston. 347 p.

Bloembergen, N. y Shen, Y. R. (1964). Coupling between vibrations and light waves in Raman laser media. *Phys. Rev. Lett.*, **12**: 504–507 p.

Boyd, R. W. (2003). *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego, segunda edición. 578 p.

Brainis, E., Amans, D., y Massar, S. (2005). Scalar and vector modulation instabilities induced by vacuum fluctuations in fibers: Numerical study. *Phys. Rev. A*, **71**: 023808–1–023808–13 p.

Buck, J. A. (2010). *Nonlinear Effects In Optical Fibers*. En: Bass M. (ed.). Handbook Of Optics. Vol. V. McGraw-Hill, New York, tercera edición. 10.1-10.13 p.

Burden, R. L. (1985). *Análisis Numérico*. Grupo Editorial Iberoamérica, México, D. F., tercera edición. 731 p.

Chen, A. Y. H., Wong, G. K. L., Murdoch, S. G., Leonhardt, R., Harvey, J. D., Knight, J. C., Wadsworth, W. J., y Russell, P. S. J. (2005). Widely tunable optical parametric generation in a photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, **30**(7): 762–764 p.

Coen, S., Lun Chau, A. H., Leonhardt, R., Harvey, J. D., Knight, J. C., Wadsworth, W. J., y Russell, P. S. J. (2002). Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**(4): 753–764 p.

Drummond, P. D. y Corney, J. F. (2001). Quantum noise in optical fibers. I. Stochastic equations. *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**(2): 139–152 p.

Dudley, J. M. y Taylor, J. R. (2009). Ten years of nonlinear optics in photonic crystal fibre - progress and perspectives. *Nat. Photonics*, **3**: 85 – 90 p.

Franken, P. A., Hill, A. E., Peters, C. W., y Weinreich, G. (1961). Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, **7**: 118–119 p.

Fujii, Y., Kawasaki, B. S., Hill, K. O., y Johnson, D. C. (1980). Sum-frequency light generation in optical fibers. *Opt. Lett.*, **5**(2): 48–50 p.

Garay Palmett, K. (2005). *Ensanchamiento espectral de pulsos ultracortos por propagación no lineal en fibras micro-estructuradas*. Tesis de maestría, CICESE. 112 p.

Garay Palmett, K., McGuinness, H. J., Cohen, O., Lundeen, J. S., Rangel Rojo, R., U'Ren, A. B., Raymer, M. G., McKinstrie, C. J., Radic, S., y Walmsley, I. A. (2007). Photon pair-state preparation with tailored spectral properties by spontaneous four-wave mixing in photonic-crystal fiber. *Opt. Express*, **15**(22): 14870–14886 p.

Garay Palmett, K., U'Ren, A. B., Rangel Rojo, R., Evans, R., y Camacho López, S. (2008). Ultrabroadband photon pair preparation by spontaneous four-wave mixing in a dispersion-engineered optical fiber. *Phys. Rev. A*, **78**: 043827–1–043827–13 p.

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. *Rev. Mex. Fis.*, **49**(3): 258–263 p.

Gaskill, J. D. (1978). *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics*. Wiley, New York. 554 p.

Golovchenko, E. A. y Pilipetskii, A. N. (1994). Unified analysis of four-photon mixing, modulational instability, and stimulated Raman scattering under various polarization conditions in fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**(1): 92–101 p.

Guenther, R. D. (1990). *Modern Optics*. John Wiley and Sons, Inc., New York. 696 p.

Hasegawa, A. y Brinkman, W. F. (1980). Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16**(7): 694–697 p.

Headley III, C. y Agrawal, G. P. (1996). Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**(10): 2170–2177 p.

Heidt, A. M. (2009). Efficient adaptive step size method for the simulation of supercontinuum generation in optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, **27**(18): 3984–3991 p.

Hirlimann, C. (2005). *Pulsed Optics*. En: Rullière, C. (ed.). Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments. Springer Science+Business Media, Inc., New York, segunda edición. 25-56 p.

Hult, J. (2007). A fourth-order Runge–Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, **25**(12): 3770–3775 p.

Inoue, K. (1994). Tunable and selective wavelength conversion using fiber four-wave mixing with two pump lights. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **6**: 1451–1453 p.

Kapron, F. P., Keck, D. B., y Maurer, R. D. (1970). Radiation losses in glass optical waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, **17**: 423–425 p.

Karpierz, M. A. y Stegeman, G. I. (2009). Nonlinear optics: A vibrant field. *Photonics Letters Of Poland*, **1**(4): 145–147 p.

Knight, J. C., Birks, T. A., Russell, P. S. J., y Atkin, D. M. (1996). All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, **21**(19): 1547–1549 p.

Koechne, W. y Bass, M. (2003). *Solid-State Lasers: A Graduate Text*. Springer-Verlag New York, Inc., New York. 409 p.

Licea Rodríguez, J. (2008). *Fuente Sintonizable de Pulsos Ultracortos en el Infrarrojo Mediante Propagación No Lineal en Fibras Micro-Estructuradas*. Tesis de maestría, CICESE. 137 p.

Long, V. C., Viet, H. N., Trippenbach, M. K., y Xuan, D. (2008). Propagation technique for ultrashort pulses II: Numerical methods to solve the pulse propagation equation. *CMST*, **14**(1): 13–19 p.

Maiman, T. H. (1960). Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, **187**: 493–494 p.

Martinez, O. E. (1987). 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**(1): 59–64 p.

McKinstrie, C. J., Radic, S., y Chraplyvy, A. R. (2002). Parametric amplifiers driven by two pump waves. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **8**: 538–547 p.

Méchin, D., Provo, R., Harvey, J. D., y McKinstrie, C. J. (2006). 180-nm wavelength conversion based on Bragg scattering in an optical fiber. *Opt. Express*, **14**(20): 8995–8999 p.

Mills, D. L. (1991). *Nonlinear Optics: Basic Concepts*. Springer-Verlag, Berlín. 184 p.

MolTech GmbH (2010). Non-linear crystal β-barium borate ($\beta - bab_2o_4$ or bbo). `http://www.mt-berlin.com/frames_cryst/descriptions/bbo.htm`.

NKT Photonics (2009). Fiber handling, stripping, cleaving and coupling. NKT photonics application note V1.0 august 2009. `http://www.nktphotonics.com/files/files/Application_note_-_stripping_cleaving_and_coupling.pdf`.

Oberthaler, M. y Höpfel, R. A. (1993). Special narrowing of ultrashort laser pulses by self-phase modulation in optical fibers. *Appl. Phys. Lett.*, **63**(8): 1017–1019 p.

Österberg, U. y Margulis, W. (1986). Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber. *Opt. Lett.*, **11**(8): 516–518 p.

Paschotta, R. (2010). Effect of self-phase modulation on the pulse bandwidth. version: 2010-03-11. `http://www.rp-photonics.com/SPM_and_bandwidth.pdf`.

Payne, F. P. (1987). Second-harmonic generation in single-mode optical fibers. *Electron. Lett.*, **23**(23): 1215–1216 p.

Polyanskiy, M. (2011). RefractiveIndex.INFO. `http://refractiveindex.info/?group=GLASSES&material=F_SILICA`.

Poumellec, B., Gabriagues, J. M., y Fevrier, H. (1989). Second harmonic generation in optical fibers. *Ann. Télécommun.*, **44**(3-4): 179–185 p.

Pérez González, E. (2003). *Caracterización de Pulsos de Luz Láser Ultracortos*. Proyecto final de carrera. Universitat Politècnica de Catalunya. Escola Tècnica Superior d'Enginyeria de Telecomunicació de Barcelona. 122 p.

Rangel Rojo, R. (2004). Óptica Nolineal. Notas del curso de óptica nolineal, CICESE, Ensenada, B. C. 44 p.

Reeves, W. H., Skryabin, D. V., Biancalana, F., Knight, J. C., Russell, P. S. J., Omenetto, F. G., Efimov, A., y Taylor, A. J. (2003). Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres. *Nature*, **424**: 511–515 p.

Roberts, P. J., Mangan, B. J., Sabert, H., Couny, F., Birks, T. A., Knight, J. C., y Russell, P. S. J. (2005). Control of dispersion in photonic crystal fibers. *J. Opt. Fiber. Commun. Rep.*, **2**: 435–461 p.

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 p.

Russell, P. S. J. y Pearce, G. J. (2010). *Photonic Crystal Fibers*. En: Bass M. (ed.). Handbook Of Optics. Vol. V. McGraw-Hill, New York, tercera edición. 11.1-11.34 p.

Saleh, B. A. E. y Teich, M. C. (1991). *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons, Inc., New York. 947 p.

Sang, X., Chu, P. L., y Yu, C. (2005). Applications of nonlinear effects in highly nonlinear photonic crystal fiber to optical communications. *Opt. Quant. Electron.*, **37**: 965–994 p.

Sarger, L. y Oberlé, J. (2005). *How to Measure the Characteristics of Laser Pulses*. En: Rullière, C. (ed.). Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments. Springer Science+Business Media, Inc., New York, segunda edición. 195-222 p.

Sasaki, Y. y Ohmori, Y. (1981). Phase-matched sum-frequency light generation in optical fibers. *Appl. Phys. Lett.*, **39**(6): 466–468 p.

Shen, Y. R. (1984). *The Principles Of Nonlinear Optics*. J. Wiley, New York. 563 p.

Shen, Y. R. y Bloembergen, N. (1965). Theory of stimulated Brillouin and Raman scattering. *Phys. Rev.*, **137**: 1787–1805 p.

Siegman, A. E. (1986). *Lasers*. University Science Books, Mill Valley. 1283 p.

Stolen, R. H. (1975). Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**: 100–103 p.

Stolen, R. H. y Bjorkholm, J. E. (1982). Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18**(7): 1062–1072 p.

Stolen, R. H. y Tom, H. W. K. (1987). Self-organized phasematched harmonic generation in optical fibers. *Opt. Lett.*, **12**(8): 585–587 p.

Stolen, R. H., Lee, C., y Jain, R. K. (1984). Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **1**(4): 652–657 p.

Sutherland, R. L. (2003). *Handbook of Nonlinear Optics*. Marcel Dekker, Inc., New York, segunda edición revisada y expandida. 971 p.

Thyagarajan, K. (2002). Linear and nonlinear propagation effects in optical fibers. *Lect. Notes Phys.*, **613**: 33–70 p.

Thyagarajan, K. y Kaur, J. (2000). A novel design of an intrinsically gain flattened erbium doped fiber. *Opt. Commun.*, **183**: 407 – 413 p.

Thyagarajan, K. y Pal, B. P. (2007). Modeling dispersion in optical fibers: applications to dispersion tailoring and dispersion compensation. *J. Opt. Fiber Commun. Rep.*, **4**: 173–213 p.

Thyagarajan, K., Varshney, R. K., Palai, P., Ghatak, A., y Goyal, I. C. (1996). A novel design of a dispersion compensating fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **8**: 1510–1512 p.

Tropf, W. J., Thomas, M. E., y Rogala, E. W. (2010). *Properties of Crystals and Glasses*. En: Bass M. (ed.). Handbook Of Optics. Vol. IV. McGraw-Hill, New York, tercera edición. 2.1-2.77 p.

Wadsworth, W. J., Joly, N., Knight, J. C., Birks, T. A., Biancalana, F., y Russell, P. S. J. (2004). Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers. *Opt. Express*, **12**(2): 299–309 p.

Wang, L. J., Hong, C. K., y Friberg, S. R. (2001). Generation of correlated photons via four-wave mixing in optical fibres. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **3**(5): 346–352 p.

Wegener, M. (2005). *Extreme Nonlinear Optics : An Introduction*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlín. 223 p.

Wong, G. K. L., Chen, A. Y. H., Ha, S. W., Kruhlak, R. J., Murdoch, S. G., Leonhardt, R., y Harvey, J. D. (2005a). Characterization of chromatic dispersion in photonic crystal fibers using scalar modulation instability. *Opt. Express*, **13**(21): 8662–8670 p.

Wong, G. K. L., Chen, A. Y. H., Murdoch, S. G., Leonhardt, R., y Harvey, J. D. (2005b). Continuous-wave tunable optical parametric generation in a photonic-crystal fiber. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**(11): 2505–2511 p.

Apéndice A

PULSOS ÓPTICOS ULTRACORTOS Y SU CARACTERIZACIÓN

Un pulso de luz o pulso óptico es un "paquete" de ondas electromagnéticas y como tal está totalmente descrito por el campo eléctrico, $\vec{E}(\vec{r}, t)$. Su caracterización estará dada entonces por la medición de parámetros relacionados directamente con el campo eléctrico: tamaño y forma de los haces, potencia promedio, energía de los pulsos, su perfil temporal (amplitud y fase), duración y espectro.

Los métodos de medición del tamaño y forma de los haces, la potencia promedio y el espectro de pulsos ultracortos (duraciones del orden de fs o de unos cuantos ps) básicamente no difieren de aquellos utilizados en experimentos con láseres de modo continuo (CW) por lo que no se requiere de herramientas especiales para establecer su valor. La medición de la energía de los pulsos se lleva a cabo usando un dispositivo *piroeléctrico*.

La situación se complica para el caso de la determinación del perfil temporal y la duración de los pulsos ultracortos debido a la ausencia de fotodetectores suficientemente rápidos con un rango dinámico grande. Aunque se han desarrollado algunos dispositivos con una respuesta del orden de picosegundos (fotodiodos, cámara rayo (streak camera)) se requiere de métodos ópticos para la caracterización temporal de pulsos ultracortos .

Una caracterización completa (amplitud y fase) del campo eléctrico puede obtenerse mediante técnicas interferométricas tales como la Compuerta Óptica Resuelta en Frecuencia (Frequency Resolved Optical Gating, FROG) o la Interferometría Espectral de Fase para la Reconstrucción Directa del Campo Eléctrico (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric field Reconstruction, SPIDER) (Sarger y Oberlé, 2005). Una técnica ampliamente usada como aproximación para la caracterización temporal de los pulsos es la técnica de Autocorrelación.

A.1 Relación entre la duración y el ancho espectral de un pulso

Las características temporales y espectrales del campo eléctrico están relacionadas unas con otras a través de la Transformada (y T. inversa) de Fourier por lo que el ancho espectral y la duración de un pulso son cantidades que no pueden variar independientemente una de la otra. Puede mostrarse que dicha correspondencia está dada por la siguiente inecuación:

$$\tau_P \Delta\nu \geq K, \tag{70}$$

donde $\Delta\nu$ es el ancho espectral a la mitad del máximo (FWHM) en frecuencia del perfil de intensidad espectral, τ_P la duración FWHM del perfil de intensidad del campo eléctrico, y K es una constante que depende de la forma del pulso (véase tabla II).

La expresión (70), conocida como la *desigualdad de Fourier*, trae consigo varias implicaciones importantes en el campo de pulsos ópticos ultracortos (Hirlimann, 2005): para producir un pulso de luz con una duración dada es necesario disponer de un determinado ancho espectral; cuando se cumple la igualdad en (70), el pulso se dice que está limitado por transformada de Fourier. La variación de fase de dicho pulso tiene una dependencia lineal con el tiempo ó, en otras palabras, la frecuencia instantánea es independiente del tiempo (pulso sin "chirp"); para un cierto espectro, la envolvente del

Tabla II: Valores de la constante en la desigualdad de Fourier para distintas formas de pulso (Hirlimann, 2005; Wegener, 2005).

Forma del Pulso	$E(t)$	K
Función Gaussiana	$\mathrm{e}^{\left[-\frac{(t/t_0)^2}{2}\right]}$	0.4413
F. Exponencial	$\mathrm{e}^{\left[-\frac{(t/t_0)}{2}\right]}$	0.140
Secante Hiperbólica	$\mathrm{sech}\left(\frac{t}{t_0}\right)$	0.3148
Rectángulo	$\mathrm{rect}\left(\frac{t}{t_0}\right)$	0.892
Sinc	$\frac{\mathrm{sen}(t/t_0)}{(t/t_0)}$	0.8859
Seno Cardinal	$\frac{\mathrm{sen}^2(t/t_0)}{(t/t_0)^2}$	0.336
F. Lorentziana	$\frac{1}{1+(t/t_0)^2}$	0.142

pulso puede ser modificada de tal forma que se tenga la duración más corta posible.

A.2 La técnica de autocorrelación

Sean $F(t)$ y $F'(t)$ dos funciones dependientes del tiempo. Conociendo la función de prueba $F'(t)$ se puede acceder a la función $F(t)$ midiendo la función de correlación de primer orden $G(\tau)$ definida como

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} F'(t)F(t-\tau)\mathrm{d}t, \tag{71}$$

donde τ es un retraso temporal entre ambas funciones.

Desafortunadamente, en la aproximación de pulsos ópticos ultracortos, dicha función de prueba no puede ser sintetizada en escalas de tiempo tan cortas por lo que el pulso mismo es usado como su propia función de prueba. $G(\tau)$ es entonces conocida como la *función de autocorrelación de primer orden.*

Experimentalmente se puede acceder a esta función mediante técnicas interferométricas donde el campo electromagnético $E(t)$ juega el papel tanto de $F'(t)$ como de $F(t)$. La figura 57 ilustra el principio básico de un autocorrelador óptico: se tiene un interferómetro Michelson en el que un pulso de luz es dividido en dos réplicas mediante un divisor de haz; cada réplica viaja por brazos distintos del interferómetro que en un principio tienen la misma extensión; el retraso entre ambos pulsos se introduce al aumentar el camino óptico de uno de los brazos al desplazar uno de los espejos de su posición inicial; los pulsos son entonces superpuestos espacialmente por el mismo divisor y enviados a un dispositivo para su detección.

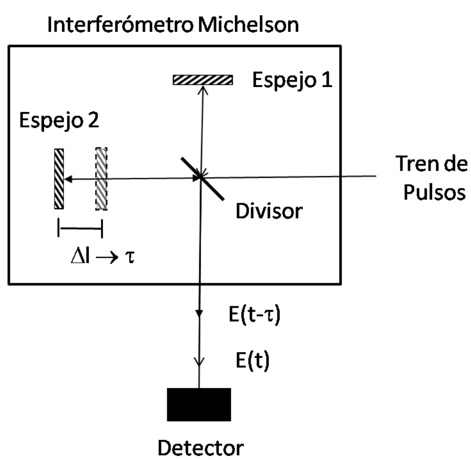


Figura 57: Principio básico de un autocorrelador óptico.

A la salida de este arreglo se obtiene la función de intensidad

$$I_1(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(t) + \vec{E}(t-\tau)|^2 \mathrm{d}t \propto 2 \int_{-\infty}^{\infty} I(t)\mathrm{d}t + 2G(\tau), \tag{72}$$

relacionada con la función de autocorrelación de primer orden $G(\tau)$.

Un conocimiento completo de $\vec{E}(t)$ requiere la medición de las funciones de autocorrelación de orden superior $G_n(\tau)$ (o equivalentemente $I_n(\tau)$). Pese a esto, si se supone una envolvente realista de los pulsos basta con detenerse hasta el segundo orden para obtener una buena aproximación de la duración de los pulsos. Por ejemplo, se sabe que la forma temporal de los pulsos (en amplitud del campo eléctrico) generados por láseres de modos amarrados (como el Ti:Záfiro usado para este trabajo) corresponde a la función secante hiperbólica, sech (Siegman, 1986; Koechne y Bass, 2003). Algunas relaciones importantes para este tipo de pulsos se incluyen en la tabla III.

Tabla III: Relaciones importantes para pulsos sech. A_0 es la amplitud máxima del pulso, C representa el parámetro de chirp lineal, P la potencia promedio, y $tasa$ es la frecuencia de repetición de los pulsos.

Duración del pulso (1/e)	$t_0 = \frac{\tau_P}{2\ln(1+\sqrt{2})}$
Amplitud compleja	$A(z,t) = A_0 \mathrm{sech}\left(\frac{t}{t_0}\right) \mathrm{e}^{\left[\left(-\frac{\mathrm{i}C}{2}\right)\left(\frac{t}{t_0}\right)^2\right]} \mathrm{e}^{[-\mathrm{i}(kz-\omega_0 t)]}$
Energía por pulso	$E_P = \frac{P}{tasa}$
Potencia pico	$P_0 = \frac{E_p}{\sqrt{\pi} t_0}$

La forma más común de obtener la función de autocorrelación de segundo orden

$$I_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |[\vec{E}(t) + \vec{E}(t-\tau)]^2|^2 \mathrm{d}t, \tag{73}$$

es mediante el proceso de absorción de dos fotones (TPA por sus siglas en inglés), o la generación de segundo armónico (SHG) (véase la figura 58). Ambos procesos arrojan esencialmente los mismos resultados.

En un arreglo colineal, los haces interferirán a lo largo de todo su camino a la salida del interferómetro (dentro de la longitud de coherencia), mientras que en el arreglo no-colineal la región de interferencia está fuertemente restringida. Experimentalmente se pueden obtener dos tipos de autocorrelación en función de la constante de integración del detector. Si se resuelven las franjas de interferencia se tendrá una autocorrelación de interferencia. En caso contrario se obtendrá una autocorrelación de intensidad.

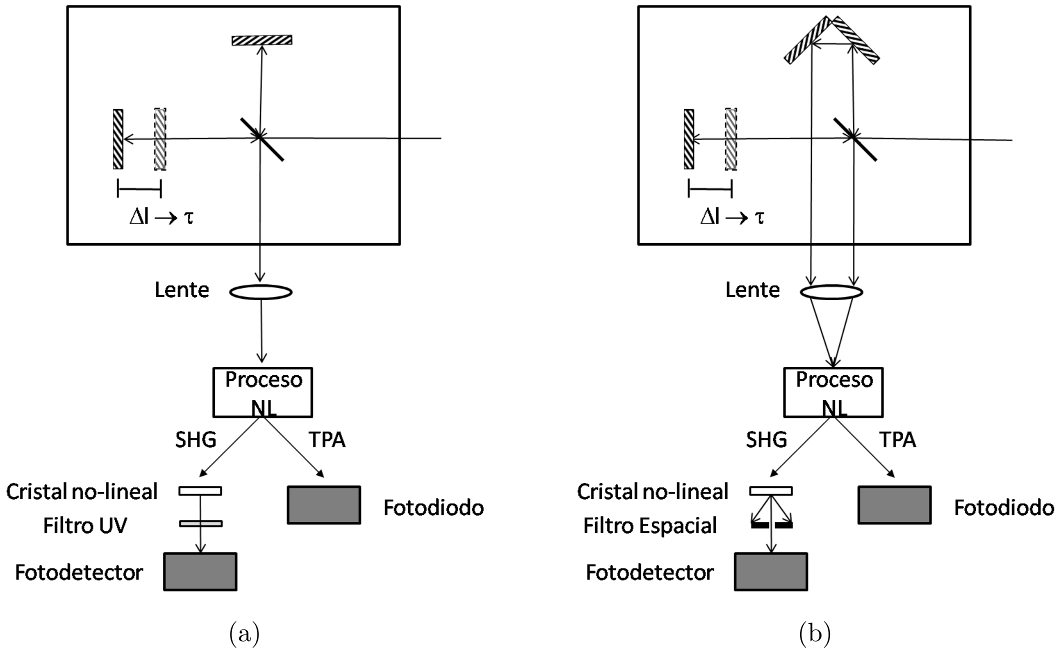


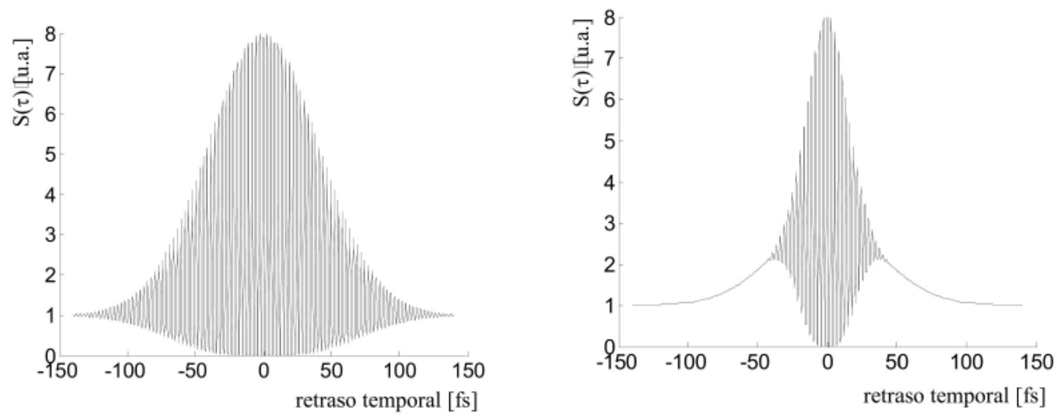
Figura 58: Principio básico de un autocorrelador de segundo orden. (a) Arreglo colineal; (b) arreglo no-colineal.

La traza de autocorrelación de intensidad tiene un ancho experimental FWHM τ_C relacionada con la duración FWHM del pulso τ_P según el perfil de intensidad de los pulsos. En la tabla IV se muestran los factores de conversión para pulsos gaussianos y sech^2.

Tabla IV: Factores de conversión para pulsos gaussianos y sech^2 para autocorrelaciones de intensidad.

$I(t)$	$\frac{\tau_C}{\tau_P}$
e^{t^2}	1.414
$\mathrm{sech}^2(t)$	1.543

El método para obtener la duración de los pulsos difiere para el caso de la autocorrelación interferométrica pues requiere de un conteo de las franjas de interferencia contenidas dentro del ancho FWHM de la autocorrelación (Pérez González, 2003). Sin embargo, la visibilidad de dichas franjas resulta afectada cuando existe modulación temporal de la frecuencia en los pulsos por lo que la autocorrelación interferométrica no es apropiada para medir τ_P. No obstante, permite determinar cualitativamente la presencia de modulación temporal de los pulsos (véase fig 59).



(a) (b)

Figura 59: Ejemplos teóricos de trazas interferométricas para un pulso gaussiano: (a) sin modulación temporal de la frecuencia; (b) con modulación temporal de la frecuencia. Tomadas de (García Arthur *et al.*, 2003).

El caso de la autocorrelación por SHG con pulsos de luz ultracortos requiere de un cuidado especial debido al amplio ancho espectral de los pulsos, el cual debe estar contenido completamente dentro del ancho de banda de doblado del cristal empleado para generar el segundo armónico. Puesto que este ancho de banda de doblado depende inversamente con el grosor del cristal, el trabajar con cristales gruesos puede conducir a una sobreestimación de la duración de los pulsos (Hirlimann, 2005). Por otro lado, el disminuir el grosor del cristal es detrimental para la intensidad de conversión de segundo armónico (véase la ec. (39)) por lo que, es usual en este tipo de sistemas utilizar un PMT como dispositivo de detección.

A.3 La técnica FROG

Para caracterizar un campo eléctrico se requiere conocer tanto su amplitud como su fase. Mientras que la técnica de autocorrelación explicada en el apartado anterior no proporciona ningún tipo de medida de la fase de los pulsos, y a su vez, requiere de un conocimiento previo sobre la forma temporal de los pulsos, la técnica conocida como FROG permite caracterizar la evolución temporal del módulo y de la fase de un pulso ultracorto arbitrario, sin la necesidad de presuponer una forma de pulso determinada.

En este método se distinguen dos etapas distintas: una de ellas experimental en la que se recopila información de una señal generada por un proceso no-lineal, y otra computacional en la que se reconstruye el pulso a partir de los datos experimentales.

El arreglo experimental de ésta técnica es bastante similar a aquel de un autocorrelador de segundo orden no-colineal (fig. 58b): el pulso a medir es dividido en dos réplicas las cuales se cruzan, con un retraso relativo, en un medio óptico no-lineal para generar una señal. El dispositivo no-lineal puede ser ya sea una compuerta Kerr o más comúnmente un cristal no-lineal en cuyo caso la técnica se conoce como SHG-FROG. La diferencia es que la señal generada se resuelve espectralmente por lo que un espectrómetro toma el lugar del fotodetector en el diagrama de la figura 58b.

Experimentalmente se obtiene una matriz de datos o traza FROG $I_{FROG}(\omega, \tau)$, como resultado de capturar el espectro de la señal $I(\omega)$ para distintos valores del retraso τ entre las réplicas del pulso.

La señal doblada en frecuencia generada en la técnica SHG-FROG puede escribirse matemáticamente como

$$E_{sig}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau), \tag{74}$$

donde $E(t)$ es el campo eléctrico asociado al pulso inicial y $E(t - \tau)$ es la réplica del mismo pulso retardada un tiempo $t = \tau$. Por otro lado, la intensidad capturada por el detector del espectrómetro se puede expresar como

$$\begin{aligned} I_{FROG}(\omega,\tau) &= |\int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}(t,\tau)\exp(\mathrm{i}\omega t)\mathrm{d}t|^2 \\ &= |E_{sig}(\omega,\tau)|^2, \end{aligned} \tag{75}$$

a partir de la cual se construye la traza FROG correspondiente.

Usando un algoritmo iterativo (convergente por lo regular) se extrae entonces de la traza FROG la amplitud y la fase del pulso óptico incidente (véase fig. 60).

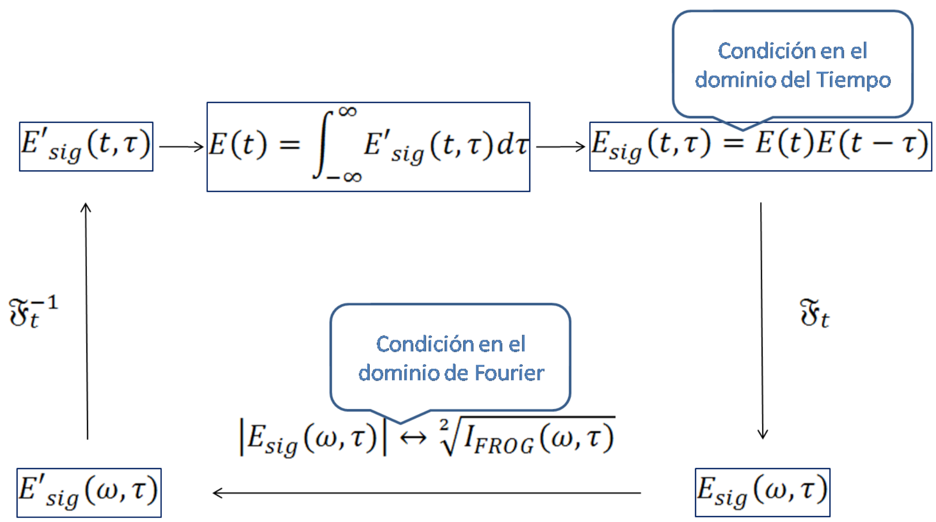


Figura 60: Diagrama representativo del algoritmo iterativo que se usa en la técnica FROG.

Una propiedad de las trazas FROG es que su proyección a lo largo del eje ω proporciona la función de autocorrelación de intensidad de segundo orden. Lo anterior se escribe matemáticamente como

$$M_\tau(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{FROG}(\omega,\tau)\mathrm{d}\omega = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)\cdot I(t-\tau)\mathrm{d}t. \tag{76}$$

La función $M_\tau(\tau)$ en la expresión anterior se conoce como la función marginal de tiempo de $I_{FROG}(\omega,\tau)$.