

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA
Departament de Física Aplicada y Electromagnetisme



**FIBRAS MICROESTRUCTURADAS Y FUENTES
DE LUZ BASADAS EN EFECTOS NO LINEALES.**

TESIS DOCTORAL
JAVIER ABREU AFONSO

DIRECTOR
ANTONIO DÍEZ CREMADES

VALÈNCIA, 2014

D. Antonio Díez Cremades, Profesor Titular de Universidad del Departamento de Física Aplicada y Electromagnetismo de la Universidad de Valencia,

CERTIFICA que la presente memoria: “Fibras microestructuradas y fuentes de luz basadas en efectos no lineales”, resume el trabajo de investigación realizado, bajo su dirección, por D. Javier Abreu Afonso y constituye su Tesis para optar al grado de Doctor en Física.

Y para que conste, y en cumplimiento de la legislación vigente, firma el presente certificado en Valencia, a

Fdo: Dr. Antonio Díez Cremades

La mayoría de las ideas
fundamentales de la ciencia son
esencialmente sencillas y, por regla
general pueden ser expresadas en un
lenguaje comprensible para todos

Albert Einstein

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar tengo que agradecer a Miguel Andrés la oportunidad que me dio de incorporarme al grupo de fibras ópticas del departamento de Física Aplicada, y a mi director Antonio por su ayuda en cada paso en la realización de esta tesis doctoral, el tiempo y la enorme paciencia que me ha dedicado, que no ha sido poca. A José Luis Cruz por todas las redes de Bragg que me fabricó y el tiempo que siempre me ha dedicado. Gracias a ellos he adquirido todos los conocimientos que me han permitido llevar a cabo este trabajo.

Por supuesto quiero agradecer a Sergio Rodríguez que me inició en el mundo científico enseñándome cómo trabajar en un laboratorio y dándome una gran oportunidad, recién licenciado, de desarrollar mis habilidades como científico.

A mis padres Pedro y Carmen María quienes me han enseñado la importancia que tiene la ciencia, a valerme por mi mismo y a persistir en mis objetivos a pesar de las dificultades que aparecen por el camino. A vosotros queridos padres, gracias por ser vosotros. Gracias por toda vuestra ayuda y apoyo, os quiero.

También quiero agradecer a mi gran amigo Zuppo que siempre estuvo, en la distancia, apoyándome en este reto que ahora concluyo.

A mis compañeros del departamento, en especial a Salva que tuvo la paciencia de enseñarme a manejar las fibras ópticas, a Mauricio, Gloria, Mauro y Braulio los cuales han hecho siempre la vida en el despacho más afable.

Agradecer a David, Juan Carlos, Juan Damas, Manuel y Diego por esos buenos momentos y grandes debates que se creaban a la hora de almorzar. En especial a Diego que me enseñó desde el principio a manejar en un taller mecánico y a apreciar esta gran ciudad llamada Valencia. A Antonio Carrascosa que aunque siempre estuviéramos como el perro y el gato allí estaba tanto para lo bueno como para lo menos bueno.

A toda la gente de la Universidad de Jena en Alemania, especialmente a Jens Limpert, Cesar Jáuregui y a todos los miembros que forman el grupo de fibras ópticas en la Universidad de Friedrich-Schiller en Jena. A todos ellos por permitirme ampliar mis conocimientos y estar siempre ahí, tanto en los buenos momentos, cuando conseguía sacar buenos resultados como cuando se resistían esas fibras diciéndome que “en eso consiste la ciencia”.

A Tilman, Cris, Suso, Carlos, Natalia, Aileen y Hassan que me han acompañado los fines de semana en Alemania y han conseguido que mi estancia allí sea espectacular, queriendo volver, tanto a investigar como a tomar algo en el Loretas.

Finalmente querría transmitir mi agradecimiento a una persona muy especial para mí, no solo por todo su apoyo y cariño que recibo de ella; sino también por mostrarme que la vida es algo más que ciencia. Por enseñarme el lado positivo de las cosas cuando yo no lo veía. Gracias Carmen. Juntos hemos aprendido el valor de ser padres con nuestra hija Tessa. Siento que con vosotras a mi lado soy más feliz y mejor persona, gracias por compartir vuestro corazón conmigo, os quiero mucho.

Yo siempre he creído en los números. En las ecuaciones y lógicas que llevan a la razón. Pero tras una vida de tales actividades, pregunto: ¿Qué es realmente la lógica? ¿Quién decide qué es la razón? Mi búsqueda me ha llevado a través de lo físico... metafísico... alucinatorio... y de regreso. Y he hecho el descubrimiento más grande de mi carrera. El descubrimiento más importante de mi vida: solo en las misteriosas ecuaciones de amor puede uno encontrar lógica y razón. Solo estoy aquí esta noche por ti. Tú eres la razón por la que soy.

Tú eres todas mis razones.
Gracias.

John Nash

ÍNDICE

1- Introducción	1
1.1- Objetivos planteados para esta tesis	6
2- Fibras microestructuradas	9
2.1- Introducción	9
2.2- Método de fabricación	14
2.2.1- Método de simulación de fibras microestructuradas	15
2.2.2- Fabricación de fibras microestructuradas	16
2.3- Fibras fabricadas	21
3- Medida de la dispersión cromática de fibras ópticas	27
3.1- Introducción	28
3.2- Métodos de medida	29
3.2.1- Interferómetro en aire	31
3.2.2- Interferómetro de fibra óptica	38
4- Efectos no lineales en fibras microestructuradas	53
4.1- Introducción	54
4.2- Propagación de un pulso en régimen no lineal	57
4.2.1- Influencia de la dispersión y la duración del pulso	58
4.3- Dispersión Raman	59
4.4- Mezcla de cuatro ondas (<i>FWM</i>)	61
4.5- Generación de supercontinuo	65
4.6- Resultados experimentales	66
4.6.1- Generación de mezcla de cuatro ondas (<i>FWM</i>)	67
4.6.2- Estudio de la estabilidad de las bandas de <i>FWM</i> frente a la tensión axial y la temperatura	69
4.6.3- Generación de supercontinuo	76
5- Desarrollo de láseres de fibra óptica y aplicaciones	79
5.1- Componentes básicos	80
5.1.1- Fibras ópticas activas	80
5.1.2- Absorbentes saturables	82
5.1.3- Redes de Bragg (FBG)	83
5.2- Fuente de luz para microscopía CARS	85
5.2.1- Primera versión del sistema láser	87
5.2.2- Segunda versión del sistema láser	93
5.3- Fuente de luz de supercontinuo en fibra óptica	101

5.4- Control de la dispersión cromática en un láser <i>mode-locked</i> de fibra dopada con Yb mediante fibras microestructuradas	104
5.4.1- Configuración experimental	105
5.4.2- Fibras microestructuradas utilizadas	106
5.4.3- Resultados obtenidos	106
5.5- Láser multilínea basado en el efecto Raman	109
5.5.1- Amplificador de potencia: primera versión	111
5.5.2- Amplificador de potencia: segunda versión	113
5.5.3- Estudio del Raman de la fibra <i>PM980-XP</i>	114
5.5.4- Láser Raman en cascada	115
5.6- Filtro fotónico de microondas basado en un láser multilínea	117
5.6.1- Láser de fibra óptica dopada con Er^{3+} de emisión multilínea	119
5.6.2- Filtro fotónico de microondas	120
6- Conclusiones	123
Anexo A	127
Bibliografía	135
Publicaciones	155

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

En 1854 John Tyndall, físico de origen irlandés, descubrió que la luz es capaz de propagarse por reflexión total interna por el interior de una corriente de agua curvada. Este fenómeno puesto de manifiesto por Tyndall puede considerarse el germen de las fibras ópticas actuales. Durante la década de los 50 se diseñó el primer dispositivo capaz de guiar la luz denominado fibroscopio [1]. Era un instrumento médico que se empleaba para la iluminación y observación de cavidades y órganos huecos. Posteriormente en 1956 Narinderb Kampany acuñó el término de fibra óptica en Londres. Los primeros modelos de fibra óptica presentaban unas pérdidas muy elevadas limitando las distancias de transmisión. Desde entonces, la evolución en las técnicas de fabricación ha permitido ir reduciendo progresivamente la atenuación de las fibras ópticas [2, 3] hasta el nivel actual, donde nos encontramos fibras comerciales monomodo de sílice con una atenuación de 0.20 dB/km en la banda de 1.55 μm ^a.

En esta evolución, en 1966 se produce un hito en la historia de las fibras ópticas. Charles Kao y George Hockman [4, 5] demuestran que la atenuación observada hasta ese momento en las fibras de vidrio no se debía a mecanismos intrínsecos sino a una serie de impurezas producidas por contaminantes durante el proceso de fabricación. A

^a Corning LEAF (NA = 0.14, MFD = 9.6 μm)

partir de ahí se empiezan a producir una serie de eventos que darán como resultado tanto la implantación como la utilización de la fibra óptica como alternativa a los cables de cobre en comunicaciones. En orden cronológico, podemos destacar:

- En 1970 Corning fabrica fibras con 20 dB/km de atenuación.
- En 1972 aparecen fibras ópticas con núcleo líquido y atenuación de 8 dB/km [6].
- En 1973 Corning obtiene fibra óptica de sílice (SiO_2) de alta pureza con 4 dB/km de atenuación, dejando obsoletas a las fibras de núcleo líquido.
- En 1976 las compañías NTT y Fujikura fabrican fibra óptica con 0.47 dB/km de atenuación a 1.3 μm , muy próximo al límite debido a factores intrínsecos (dispersión Rayleigh).
- En 1977 aparece el primer sistema de comunicación telefónica basado en fibra óptica. Se instalaron 1.5 km de fibra bajo el centro de Chicago. Cada fibra óptica servía para transmitir el equivalente a 672 canales de voz.
- En 1979 la atenuación en fibras monomodo de sílice se reduce a 0.12 dB/km a 1.55 μm [7]. También en 1979 se descubre que las fibras ópticas de SiO_2 presentan mínima dispersión en torno a 1.3 μm .
- Actualmente más del 80 % del tráfico de datos a larga distancia del mundo se lleva a cabo a través de cables de fibra óptica.

En la década de los 70 John McChesney, de los laboratorios de Bell, desarrolló una nueva técnica conocida como MCVD (*Modified-Chemical Vapour Deposition*) para la fabricación de láminas delgadas sobre diferentes sustratos. Esta técnica comienza a utilizarse para la fabricación de fibras ópticas. Con ella, se obtienen fibras con un mayor nivel de homogeneidad en el núcleo, lo que lleva a reducir las pérdidas drásticamente como se ha comentado anteriormente. La técnica de MCVD permite depositar en el interior de un tubo de sílice una capa delgada de un material dopante (típicamente, óxidos de germanio, erbio, tulio, iterbio o combinaciones de ellos). Una vez depositada la capa delgada de algunos centenares de micras, se colapsa el tubo de sílice quedando un núcleo central que contiene el dopante, rodeado de sílice. Con ello, se obtiene una estructura denominada *preforma* que tiene la distribución transversal de índice de refracción de la fibra óptica que se pretende fabricar, pero a una escala centimétrica. Posteriormente, en una torre de estiramiento de fibra óptica, se calienta y se estira la preforma hasta obtener la fibra óptica, con el diámetro propio de la misma.

En la actualidad, debido a sus múltiples aplicaciones, la variedad de fibras de diferentes geometrías y composiciones químicas es muy grande; se introducen en el núcleo elementos como el germanio, aluminio, boro, erbio, iterbio, etc., con el fin de mejorar el rendimiento de las mismas u obtener propiedades específicas. Cabe comentar que la fibra más habitual en sistemas de comunicaciones es una fibra monomodo construida a partir de sílice, con unas dimensiones de 125 μm de diámetro para la cubierta (*cladding*) y un núcleo de alrededor de unas 7 μm de diámetro, que habitualmente contiene una concentración de GeO_2 en torno al 13 % molar.

A pesar del bajo nivel de pérdidas que presentan actualmente las fibras ópticas comerciales, en enlaces de comunicaciones ópticos de larga distancia es necesario restaurar la señal tras la propagación de la misma una cierta distancia. En lo que se refiere a la amplificación, actualmente se realiza mediante amplificadores de fibra óptica, desarrollados a finales de los años 80 y principios de los 90 [8]. Para la construcción de estos amplificadores se utilizan fibras activas dopadas con distintos óxidos de tierras raras [9-11], dependiendo de la banda espectral que se desee amplificar. Los iones activos que contienen estas fibras se bombean ópticamente, generalmente con un diodo láser. También se han propuestos amplificadores basados en procesos de óptica no lineal como el efecto Raman [12].

Con la aparición de las fibras activas surge la posibilidad de fabricar láseres de fibra óptica, tanto de emisión en onda continua como pulsada. Los láseres de fibra óptica presentan algunas ventajas respecto a los láseres tradicionales basados en componentes discretos (*bulk*). El guiado de la luz en la fibra óptica facilita la obtención de un haz con una distribución espacial de la energía excelente (prácticamente un haz gaussiano) incluso a potencias altas. Por otra parte, en los láseres de fibra óptica el medio activo, es decir, la fibra dopada, proporciona una relación superficie/volumen alta, lo que ayuda a disipar el calor generado evitando problemas derivados de los efectos térmicos. En el lado negativo podemos mencionar que, generalmente, la concentración de iones activos en una fibra óptica dopada es menor que en un cristal, lo que obliga a utilizar longitudes de fibra dopada relativamente largas para disponer de suficiente ganancia. Esto, unido al pequeño tamaño del haz de luz dentro de la fibra, favorece la generación de efectos no lineales que, en general, pueden ser un factor limitante importante. En la actualidad los láseres de fibra óptica compiten en prestaciones (en algunos casos las superan) con los láseres tradicionales. Actualmente se consiguen láseres de fibra óptica que emiten potencias en el rango de los kW [13,14] en onda continua, mientras que en régimen pulsado se han conseguido sistemas que emiten pulsos ultracortos con potencias de pico de decenas de MW [15].

Los primeros láseres que emplearon fibras ópticas dopadas con tierras raras como medio activo, generalmente combinaban la fibra activa con componentes ópticos *bulk*. Por ejemplo, el bombeo se introducía dentro del núcleo de la fibra mediante un juego de lentes; también se utilizaban espejos externos para definir la cavidad láser. El principal problema del uso de componentes *bulk* es que se requiere inyectar y extraer la luz del núcleo de la fibra. Por lo general, esto suele ser bastante ineficiente (inyectar más del 50% de la potencia de un haz en el núcleo de una fibra monomodo es todo un reto) lo que daba lugar a cavidades con pérdidas muy elevadas y, consecuentemente, a láseres poco eficientes. Además, el alineamiento de componentes con la fibra es muy crítico, lo que hace que estos sistemas sean poco robustos, muy sensibles a vibraciones, y por tanto, difíciles de hacer operar en condiciones ambientales distintas a las de un laboratorio. Con la aparición de nuevas técnicas de fabricación de componentes de fibra óptica, surge toda una serie de nuevos dispositivos de fibra óptica capaces de realizar las

mismas funciones que los componentes *bulk*. Así, podemos encontrar multiplexadores, acopladores, redes de Bragg o polarizadores de fibra óptica, que se pueden unir directamente a la fibra activa mediante empalmes de fusión. Actualmente se pueden construir láseres *todo-fibra*, muy robustos frente vibraciones mecánicas, y con eficiencias muy elevadas.

Los láseres pueden emitir en régimen de onda continua o en régimen pulsado. Se entiende por láser pulsado a un láser que emite pulsos de luz de una cierta duración a una frecuencia de repetición determinada. Existen básicamente dos técnicas que permiten desarrollar láseres pulsados: *Q-switching* y *mode-locking* [16], ambas técnicas pueden ser tanto activas como pasivas, y requieren de un elemento modulador dentro de la cavidad láser.

La técnica de *Q-switching* se basa en una conmutación rápida del factor de calidad de la cavidad láser, de manera que durante un tiempo suficientemente largo el factor de calidad se mantiene muy bajo, a la vez que se bombea el medio activo. De este modo se consigue almacenar gran cantidad de energía en la cavidad en forma de inversión de población. Cuando se conmuta rápidamente el factor de calidad a un valor alto, se produce la emisión de un pulso muy energético. Este tipo de láseres emiten pulsos de duración en el rango de los ns, con frecuencias de repetición del orden de algunos kHz. En el contexto de fibras ópticas, se han desarrollado láseres que emiten pulsos con energías en el rango del milijoule [17]. Cabe comentar que en los últimos años se han desarrollado láseres *Q-switch todo-fibra*, donde la modulación del factor Q se obtiene mediante algún mecanismo que permite actuar directamente sobre la luz sin extraerla de la fibra, lo que suele redundar en sistemas muy eficientes [18-23].

La técnica de *mode-locking* se utiliza para generar pulsos más cortos a frecuencias de repetición en el rango de los MHz. Esta técnica requiere que la frecuencia de la modulación se encuentre sincronizada con el tiempo que tarda un pulso óptico en recorrer la cavidad láser [16]. Los láseres de fibra óptica funcionando en régimen *mode-locked*, capaces de emitir pulsos ultracortos, son fuentes de luz que resultan esenciales para una amplia gama de aplicaciones tecnológicas, que van desde el procesado de materiales [24] hasta la microscopía [25-27]. Existen varias técnicas de modulación que permiten obtener el régimen *mode-locked* [28-32]. De entre ellas podemos destacar la modulación pasiva mediante el uso de un componente absorbente saturable, que puede dar lugar a láseres que emiten pulsos ultracortos (por debajo de 1 ps de duración) a frecuencias de repetición típicamente de decenas de MHz, con parámetros de estabilidad en la amplitud y en el periodo entre pulsos extraordinarios.

Desde la fabricación de las primeras fibras ópticas, en su estructura más básica formadas por un núcleo y una cubierta, se han ido desarrollando fibras con estructuras más complejas para satisfacer las nuevas aplicaciones que han ido surgiendo con el tiempo. Así, podemos encontrar fibras con varios núcleos [33], fibras altamente birrefringentes [34], fibras con formas especiales para favorecer tanto el acoplamiento

como la propagación del bombeo en fibras activas [35]. A mediados de la década de los 90 aparece un nuevo concepto de fibras, conocidas como fibras microestructuradas o fibras de cristal fotónico [36, 37]. Estas fibras fueron propuestas teóricamente en 1973 por Kaiser en los laboratorios Bell [38], pero es en 1996 cuando se realiza la primera demostración experimental de una de estas fibras por un equipo de investigación del *Optoelectronics Research Center*, en Southampton [36]. Estas fibras están formadas por un material dieléctrico base (típicamente vidrio), cuya estructura transversal presenta una red periódica de inclusiones de índice de refracción diferente (pueden ser agujeros de aire), las cuales se extienden a lo largo de la guía. En esa estructura periódica se introduce un defecto (puede ser la ausencia de una de esas inclusiones) que actúa como núcleo de la fibra. A modo ilustrativo, en la Fig.1-1 (a) se muestra la imagen tomada con un microscopio electrónico de barrido de la sección transversal de una de las fibras fabricadas durante la realización de la tesis. Este tipo de fibras destacaron rápidamente frente a las fibras convencionales ya que poseen una serie de propiedades en el guiado de la radiación óptica interesantes, muchas de estas nuevas propiedades son impensables en fibras convencionales. Una de las primeras propiedades que se observó es la posibilidad de construir fibras que guían un único modo en toda la banda de transparencia del vidrio con que está construida [37]. También se ha demostrado guiado en fibras con núcleo hueco [39]. Por otro lado, es posible diseñar y fabricar fibras microestructuradas con perfiles de dispersión cromática prácticamente a la carta [40, 41], fibras monomodo con área efectiva muy grande [42], o muy pequeña [43, 44]. Este último caso, se trata de fibras que presentan un coeficiente no lineal bastante mayor que el de las fibras convencionales.

La combinación de alta no linealidad y dispersión controlable hace de este tipo de fibras un medio fantástico para el estudio de procesos de óptica no lineal [45]. A modo ilustrativo, en la Fig. 1-1 (b) se muestra la descomposición espectral (obtenida mediante una red de difracción 2D) del haz emitido por una fuente de supercontinuo basada en la generación de efectos no lineales en una fibra microestructurada. Este tipo de fuentes de luz son un ejemplo claro de una aplicación que no se puede implementar con fibras convencionales y sí con fibras microestructuradas [46, 47]. Estas fuentes presentan anchos espectrales que van desde 350 nm a 2.2 μm cuando están basadas en fibras de sílice [48, 49] con valores de potencia promedio de hasta varios W [50, 51], y que proporcionan una calidad de haz inmejorable ya que la luz se genera en el núcleo de una fibra monomodo. La gama de aplicaciones de estas fuentes de luz es muy amplia: microscopía [52, 53], interferometría de baja coherencia [54], caracterización de componentes ópticos, giroscopios de fibra óptica, o como fuente de luz en sistemas de tomografía óptica coherente [55, 56].

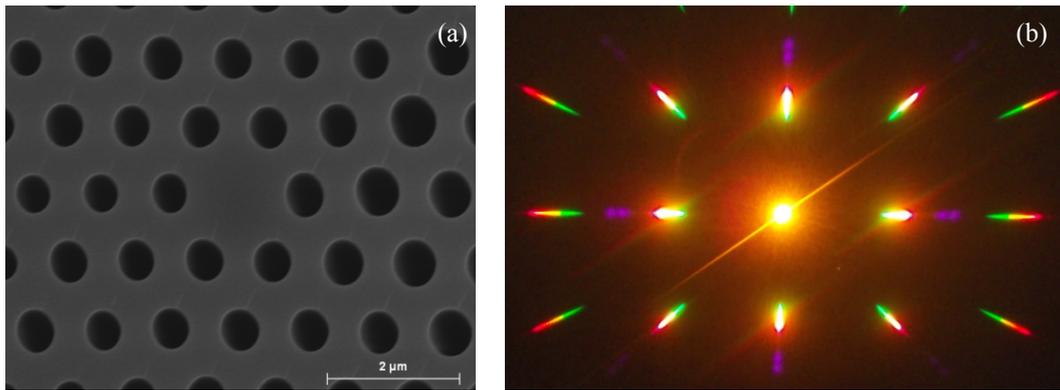


Fig. 1-1. (a) Imagen de microscopio electrónico de barrido de la sección transversal de una fibra microestructurada con núcleo macizo y agujeros de aire. (b) Patrón de difracción del haz de salida de una fuente de supercontinuo basada en una fibra microestructurada, a través de una red de difracción 2D.

Otro tipo de fuente de luz que es particularmente interesante son las fuentes de luz que emiten dos longitudes de onda muy separadas espectralmente. Un ejemplo de aplicación de éste tipo de fuentes es su uso en sistemas de microscopia CARS (*Coherent Anti-Stokes Raman Scattering*) [57-59], donde se incide sobre la muestra simultáneamente con dos pulsos de luz de dos longitudes de onda diferentes. Las especificaciones que debe cumplir la fuente de luz que se requiere para este proceso dependen del tipo de sustancia que se desea observar. Valores típicos son: duración de los pulsos en el orden de los ps, separación espectral entre 200 nm y 300 nm, y frecuencia de repetición desde centenas de kHz a unos pocos MHz. Entre otras posibilidades, este tipo de fuentes se puede fundamentar en la generación del proceso no lineal de mezcla de cuatro ondas en fibras ópticas microestructuradas [60, 61].

1.1.-Objetivos planteados en esta tesis

El objetivo de carácter general que nos planteamos al comenzar este trabajo era el desarrollo de nuevas fuentes de luz basadas en fibras ópticas con características de emisión de interés práctico aprovechando algunas de las propiedades de las fibras microestructuradas mencionadas anteriormente. En concreto, nos planteamos desarrollar fuentes de luz de supercontinuo y fuentes láser de varias longitudes de onda aprovechando la alta no linealidad de las fibras microestructuradas, explorando a su vez (y, finalmente utilizando, como se muestra en el capítulo 5) la posibilidad de utilizar un láser de fibra óptica en régimen *mode-locked* como láser de bombeo para excitar los efectos no lineales en la fibra microestructurada. El propósito final en este campo era desarrollar este tipo de fuentes de luz basándolas en un esquema *todo-fibra*. Por otra parte, dadas las características únicas de dispersión cromática de las fibras microestructuradas, nos planteamos sacar partido de dichas propiedades en algunas aplicaciones donde las fibras convencionales no funcionan satisfactoriamente. En concreto, nos planteamos investigar la posibilidad de utilizar las fibras microestructuradas para controlar las características de la emisión (anchura temporal y

chirp de los pulsos) en láseres *mode-locked* de fibra óptica dopada con iterbio, que emiten en la banda de longitud de onda en torno a 1 μm .

La consecución de este objetivo conlleva realizar trabajo de investigación en dos frentes, que se han desarrollado de forma paralela. Una pieza fundamental son las fibras microestructuradas. Así, durante el periodo de realización de esta tesis he aprendido las técnicas para la fabricación de fibras microestructuradas de sílice, y he participado en la fabricación de fibras microestructuradas con diferentes características, entre ellas, fibras monomodo, fibras con núcleo dopado con germanio, fibras activas con núcleo dopado con iterbio, y fibras microestructuradas de doble cubierta.

Un parámetro relevante que condiciona el tipo de aplicación de una fibra microestructurada es su dispersión cromática. En concreto, en relación a la generación de fuentes de luz basadas en la no linealidad de las fibras microestructuradas, la dispersión cromática determina qué efectos no lineales se generarán más eficientemente. Por ello, conocer las características de dispersión de una fibra microestructurada es fundamental para el diseño de la fuente de luz correspondiente. También resulta fundamental conocer la dispersión cromática de la fibra microestructurada cuando se va a utilizar dentro de la cavidad de un láser *mode-locked* ya que en la mayor parte de los casos lo que se busca es que la dispersión neta de la cavidad sea pequeña. La fabricación de una fibra microestructurada con unas características de dispersión determinadas requiere diseñar previamente la estructura de la fibra, para, a continuación, proceder a la fabricación de la misma. Una vez que la fibra concreta ha sido fabricada, es necesario caracterizar experimentalmente sus propiedades. Por ello, parte del trabajo de la tesis ha consistido en poner en funcionamiento varias técnicas para medir las propiedades de dispersión cromática de las fibras microestructuradas fabricadas.

El objetivo centrado en el desarrollo de fuentes de luz basadas en la no linealidad de las fibras microestructuradas, requirió el estudio de las propiedades no lineales de estas fibras. Para ello, he puesto en funcionamiento un montaje experimental que, utilizando diversos láseres de bombeo de estado sólido comerciales, me ha permitido realizar los experimentos dirigidos a la caracterización de las propiedades no lineales de algunas de las fibras fabricadas

En paralelo al desarrollo de las técnicas de caracterización de fibras microestructuradas y su fabricación, he ido trabajando en el desarrollo de diferentes láseres y amplificadores de fibra óptica. En lo que se refiere a los láseres pulsados en régimen *mode-locked*, me he centrado en el uso de moduladores pasivos y he investigado varias configuraciones para el oscilador.

Por el camino han ido surgiendo algunas ideas adicionales que, aunque se salen del marco que establece este objetivo general, han proporcionado resultados interesantes y, en nuestra opinión, constituyen un buen complemento, por lo que nos ha parecido

adecuado incluirlos en este texto. A modo de ejemplo, se ha desarrollado un láser multilínea para aplicaciones de filtrado de señales de microondas, o un láser multilínea basado en efecto Raman, ambos fundamentados en fibras convencionales.

La tesis que se presenta se ha estructurado en seis capítulos. Tras esta introducción, en el capítulo dos se introduce el concepto de fibra microestructurada con una descripción detallada de las características de las mismas, y del proceso de diseño y fabricación que hemos seguido.

El capítulo tres está dedicado a las diferentes técnicas que hemos implementado para caracterizar la dispersión cromática de las fibras microestructuradas. Durante la realización de la tesis se han implementado dos técnicas, ambas basadas en interferómetros, uno donde la propagación de los haces es en aire y otro basado en un sistema de fibra óptica. Se incluyen las diferentes opciones que se han explorado para obtener la dispersión cromática a partir de los patrones de franjas interferométricas. Por último se muestra que con modificaciones menores en los interferómetros, es posible obtener simultáneamente la dispersión y la birrefringencia de fibras mantenedoras de polarización a partir de una única medida.

En el capítulo cuatro, tras un breve resumen de los fundamentos físicos de algunos de los procesos de óptica no lineal que se puede generar en fibra ópticas, se muestra un estudio experimental de generación de efectos no lineales en algunas de las fibras microestructuradas fabricadas, donde se utilizó como láser de bombeo un láser pulsado comercial de tipo microchip. Se muestra experimentalmente el papel determinante que juega la dispersión cromática sobre la eficiencia con que se pueden generar algunos de estos procesos de óptica no lineal.

El capítulo quinto está dedicado a los sistemas láser que se han fabricado durante el desarrollo de esta tesis. Se incluyen láseres de baja y media potencia, unos en régimen pulsado y otros en régimen continuo. Algunos de estos láseres han sido utilizados para fabricar fuentes de luz aprovechando procesos de óptica no lineal generados en las fibras microestructuradas, otros se han empleado como fuentes de luz para filtros fotónicos de microondas. También se incluye un láser multilínea basado en el efecto Raman estimulado.

El trabajo acaba con un resumen de los resultados principales obtenidos y con las conclusiones. Así mismo, se plantean algunas líneas que este trabajo deja abiertas, y que pueden constituir el motivo de trabajos futuros.

Este proyecto de tesis doctoral se realizó en el marco del proyecto “Fuentes láser y supercontinuo con fibras de cristal fotónico” (TEC2008-05490) financiado por el Ministerio de Educación y Ciencia. En este punto quisiera agradecer también la ayuda económica prestada a través del programa de becas FPI del Ministerio de Educación y Ciencia.

CAPÍTULO 2

FIBRAS MICROESTRUCTURADAS

El presente capítulo tiene como objetivo principal describir el proceso de fabricación de las fibras microestructuradas, que se han empleado posteriormente en los experimentos. Durante el desarrollo de esta tesis participé activamente en la fabricación de algunas fibras en las que el grupo había estado trabajando, así como todas las fibras microestructuradas utilizadas en mi tesis. El trabajo principal de mi tesis se ha centrado en la fabricación de fibras microestructuradas de sílice con núcleo sólido, con características de dispersión cromática adecuadas tanto para generar eficientemente determinados procesos de óptica no lineal, como para aplicaciones de compensación de dispersión cromática.

2.1.- Introducción

El concepto de fibra microestructurada (o fibra de cristal fotónico), fue propuesto teóricamente por Kaiser en 1973 en los laboratorios *Bell* [38]. Sin embargo, tuvieron que pasar más de 20 años hasta que en 1996 un equipo de investigación del *Optoelectronics Research Centre*, en Southampton fabricó la primera fibra basada en este concepto [36]. En la Fig. 2-1 se muestran algunos ejemplos de este tipo de fibras. Se trata de un tipo de guía de ondas óptica compuesta por un núcleo que puede ser tanto

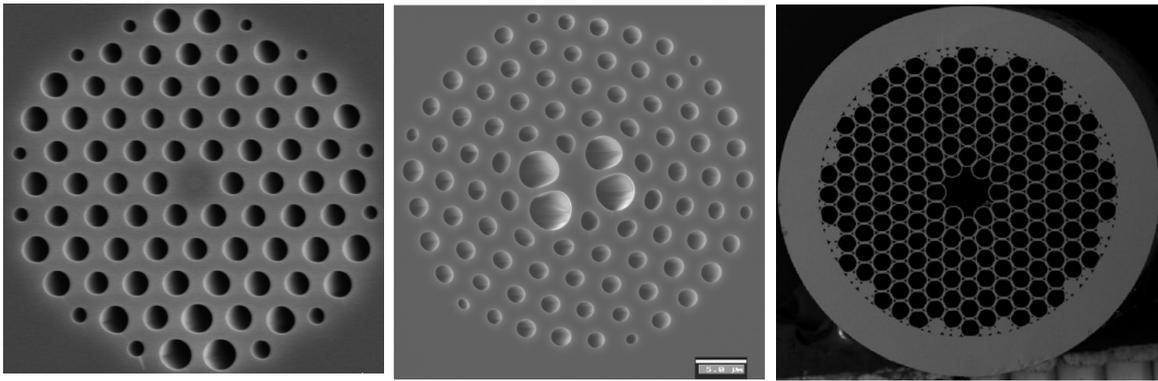


Fig. 2-1. Imágenes de la sección transversal de algunas fibras microestructuradas. De izquierda a derecha: fibra con núcleo sólido y estructura triangular de agujeros de aire, fibra mantenedora de polarización [63], fibra con el núcleo hueco [64].

sólido como hueco, rodeado por una estructura ordenada de agujeros de aire, los cuales se extienden a lo largo de la guía confinando los campos en el núcleo. La red periódica de agujeros genera una estructura que no permite la propagación transversal en determinadas bandas de longitud de onda (*bandgaps*) por lo que la radiación electromagnética de estas frecuencias permanece confinada en el núcleo [39, 65].

Las fibras microestructuradas se pueden clasificar dependiendo del tipo de guiado en el que se fundamentan en dos grandes clases: *suprabanda* e *intrabanda*. El conjunto de fibras que pertenece a la clase *suprabanda* se caracteriza por que la constante de propagación de los modos es mayor que la constante de propagación de las ondas de Bloch de la estructura periódica que rodea al núcleo. Este tipo de fibras suele tener el núcleo sólido, rodeado por una estructura periódica de inclusiones con índice de refracción menor que el índice del núcleo (en la gran mayoría las inclusiones son de aire). Por el contrario las fibras pertenecientes a la clase *intrabanda* se caracterizan porque la constante de propagación de los modos guiados se sitúa en una banda prohibida de la estructura periódica [66, 67]. Este tipo de fibras se caracterizan porque el índice de refracción de las inclusiones es mayor que el propio índice del núcleo (pueden tener núcleo macizo, o no).

El diseño de una fibra microestructurada permite controlar el modo guiado y las distintas propiedades de la fibra. De esta manera, se pueden diseñar fibras monomodo para una banda muy grande en longitud de onda [37], fibras con dispersión a la carta [40, 41, 68], fibras altamente birrefringentes [63], fibras con agujeros grandes que permiten la fácil manipulación de líquidos o gases en su interior, interactuando con la luz que viaja por el núcleo [62]; o las fibras con el corazón hueco [39, 69, 70].

Cabe comentar que todas las fibras que se han fabricado y utilizado en los experimentos que se incluyen en este trabajo de tesis son fibras de sílice con un núcleo sólido y una microestructura de agujeros de aire que presenta una estructura periódica triangular. En algunos casos, el núcleo se ha dopado con germanio o con iterbio.

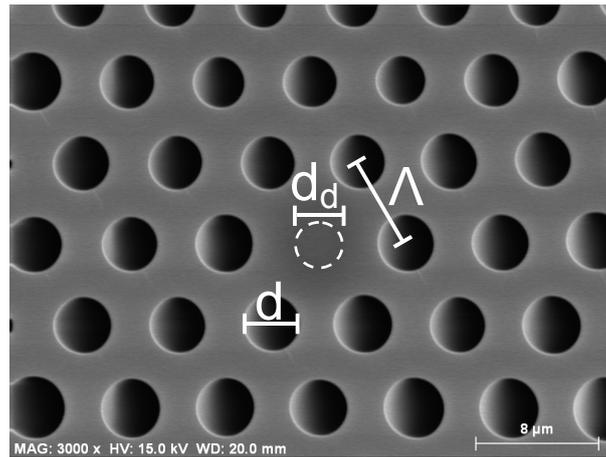


Fig. 2-2. Parámetros geométricos básicos que definen la estructura de una fibra microestructurada de núcleo sólido.

En este tipo de fibras, el diámetro de los agujeros d y la distancia entre ellos Λ (periodo de la microestructura) son los dos parámetros básicos que definen las propiedades de guiado, los cuales podemos ver representados en la Fig. 2-2. A partir de estos parámetros se derivan dos parámetros estructurales que conviene introducir: la fracción de llenado, f , y el diámetro del núcleo, d_n . La fracción de llenado relaciona el tamaño de los agujeros de aire respecto de la distancia entre ellos, proporcionando una idea de la proporción de aire que hay en la estructura. Cuando la distribución de agujeros de la microestructura presenta una estructura triangular, f se puede obtener a partir de [71]:

$$f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{\Lambda} \right)^2 \quad (2.1)$$

Dicho factor puede variar desde 0 (fibra sin agujeros) hasta 0.9 (agujeros totalmente abiertos). En la Fig. 2-3 se muestran tres fibras con distintos valores de f . En términos generales, cuanto mayor es f más fuerte es el confinamiento de los campos en el núcleo. En las fibras microestructuradas de núcleo sólido, éste queda definido por la ausencia de un agujero en el centro de la distribución periódica. Para una estructura triangular, podemos hacer una estimación del diámetro del núcleo, d_n , mediante:

$$d_n = 2\Lambda - d \quad (2.2)$$

Por último, para describir las fibras con el núcleo dopado que hemos fabricado, hemos de introducir otro parámetro que define el diámetro de la región dopada, d_d , que en general será inferior al diámetro del núcleo d_n .

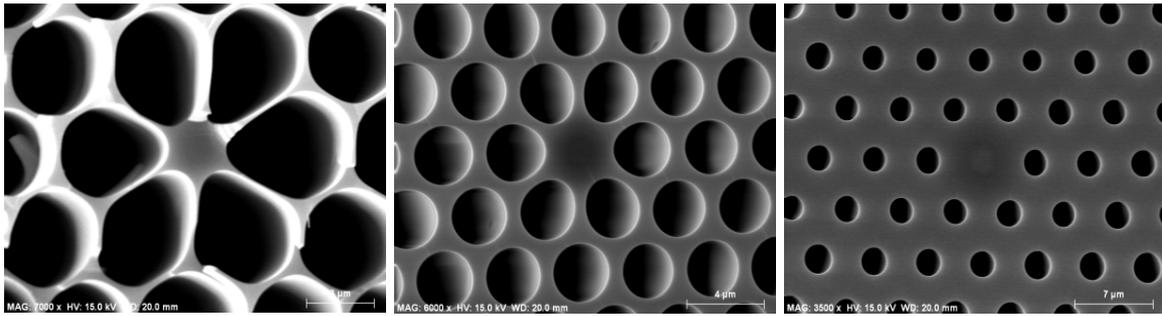


Fig. 2-3. Fibras con distinto factor de llenado, de izquierda a derecha $f = 0.8, 0.5, 0.3$.

Una de las propiedades destacadas de las fibras microestructuradas es la capacidad que tienen estas fibras para guiar un solo modo en toda la banda de longitud de onda de transparencia del material con que están fabricadas [37]. Para entender esta propiedad podemos hacer una analogía con las fibras convencionales. En el caso de fibras convencionales, la propagación es monomodo siempre que la frecuencia normalizada V , definida en la expresión 2.3 sea menor de 2.405:

$$V = \frac{2\pi\rho}{\lambda} \sqrt{n_{nu}^2 - n_{cu}^2} \quad (2.3)$$

siendo n_{nu} y n_{cu} los índices de refracción del núcleo y de la cubierta de la fibra, ρ el radio del núcleo y λ la longitud de onda de la luz. Valores de V por encima de 2.405 implica que a esa longitud de onda dicha fibra puede propagar más de un modo guiado.

En el caso de las fibras microestructuradas, el índice de la cubierta viene determinado como un promedio entre los índices del sílice y el aire (o cualquier otro medio que se encuentre dentro de los agujeros) pesado por la distribución del campo en la sección transversal de la fibra. A diferencia de las fibras convencionales en que el término de la raíz cuadrada (la apertura numérica) no varía apenas con la longitud de onda, en las fibras microestructuradas sí lo hace: a longitudes de onda cortas el campo se encuentra mayormente distribuido en el vidrio, con una porción muy pequeña propagándose en aire, lo que implica que el valor efectivo del índice de la cubierta es alto, próximos al índice del núcleo. De esta forma, una disminución de λ puede verse compensada por una disminución de la apertura numérica, pudiéndose mantener el valor de V por debajo de una cierta cota.

Se ha comprobado que las fibras microestructuradas con núcleo sólido y estructura triangular presentan propagación monomodo en todo el intervalo de guiado de la fibra cuando la relación entre el tamaño de los agujeros y la separación periódica de los mismos cumple la siguiente relación [71]:

$$\frac{d}{\Lambda} < 0.45 \quad (2.4)$$

Una consecuencia muy interesante de esta propiedad es la posibilidad de diseñar fibras monomodo con núcleos de gran tamaño, es decir fibras de área modal grande, simplemente escalando las dimensiones de la estructura de la fibra. Con esto se ha conseguido fabricar fibras con el área modal grande en torno de $350 \mu\text{m}^2$, que corresponde a diez veces los valores típicos de las fibras convencionales [72].

Otra propiedad de las fibras microestructuradas que es fundamental para este trabajo de tesis es la posibilidad de diseñar fibras con características de dispersión cromática prácticamente a la carta. Por ejemplo, si nos fijamos en la longitud de onda donde la dispersión cromática es cero, λ_z , a diferencia de las fibras convencionales de sílice en que λ_z no pueden estar por debajo de $1.28 \mu\text{m}$ [73, 74], es posible diseñar fibras microestructuradas con λ_z desde el visible hasta el infrarrojo cercano [71]. Este punto es muy relevante desde el punto de vista del desarrollo de aplicaciones basadas en óptica no lineal ya que permite utilizar como láser de bombeo toda la gama de láseres que emiten en torno a 800 nm (Ti:Shapphire) o a $1 \mu\text{m}$ (Nd:YAG, o basados en Yb). Por otro lado, también es posible obtener fibras microestructuradas que presentan dos valores diferentes de λ_z [75 - 77], fibras con dispersión normal para todas las longitudes de onda de guiado (ANDi), o fibras con dispersión plana y cercana a cero para un gran rango de longitudes de onda [68]. A modo de ejemplo, la Fig. 2-4 muestra algunas de las posibilidades de diseño de la dispersión cromática para distintas fibras microestructuradas de sílice con microestructura triangular de agujeros de aire y núcleo sólido. Podemos observar que, al aumentar el diámetro del agujero manteniendo el periodo de la microestructura, se observa que λ_z se desplaza hacia longitudes de onda menores. Por el contrario, si se reduce el diámetro de los agujeros y la separación entre ellos, conservando la relación entre ellos constante ($d/\Lambda = \text{cte}$), λ_z se desplaza hacia longitudes de onda menores, llegando a darse el caso en que algún diseño presenta dos valores de longitud de onda con dispersión nula.

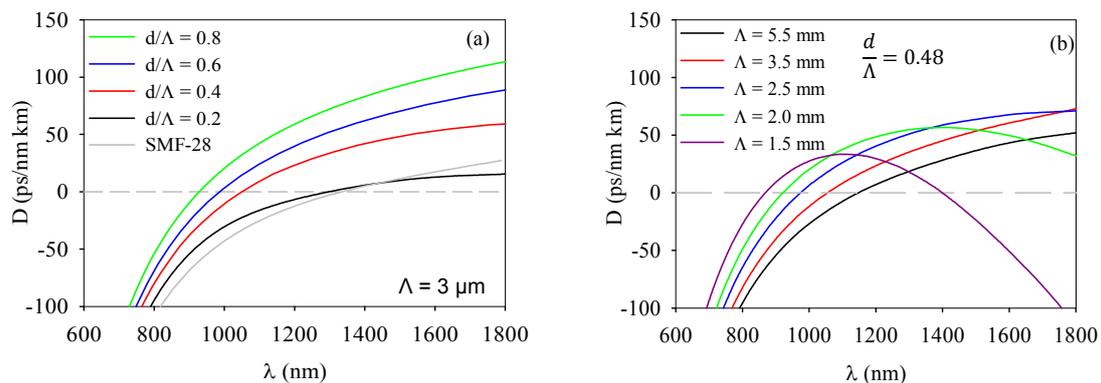


Fig. 2-4. (a) Cálculo de la dispersión cromática en función de la longitud de onda, para fibras con $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ y distintos valores de d/Λ . (b) Cálculo de la dispersión cromática en función de la longitud de onda, para fibras con $d/\Lambda = 0.48$ y distintos valores de Λ . Estos cálculos se han realizado utilizando el método detallado en [78].

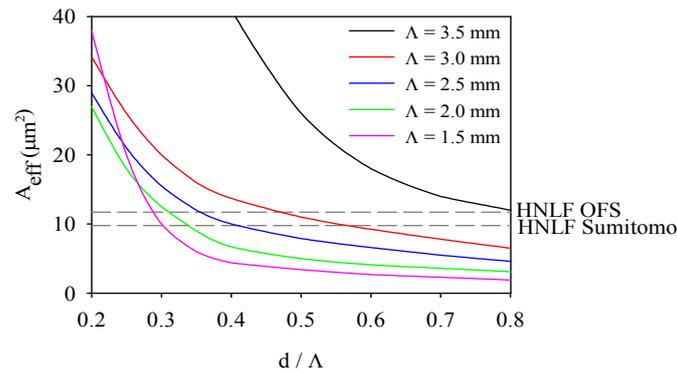


Fig. 2-5. Cálculo del área efectiva del modo fundamental de una fibra microestructurada de sílice con una distribución de agujeros triangular para una longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$.

El área efectiva de las fibras microestructuradas es otro parámetro relevante en este trabajo ya que tiene repercusión en el comportamiento no lineal de las mismas. Cuanto menor es el área efectiva mayor es la densidad de energía en el núcleo, lo que suele favorecer la aparición de efectos no lineales [45]. El área efectiva es una medida de la anchura de los campos. En las fibras microestructuradas el área efectiva depende tanto del periodo de la microestructura como de la fracción de llenado. En la Fig. 2-5 se muestra cómo depende el área efectiva del modo fundamental de una fibra microestructurada de sílice con una distribución de agujeros triangular para una longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$, con los parámetros estructurales de la misma. Para comparar, en esta figura también se incluye el área efectiva de dos fibras convencionales y comerciales con alta no linealidad^{a,b}. Se puede comprobar que hay un abanico bastante amplio de fibras microestructuradas que presentan valores de área efectiva menores que el de las fibras no lineales convencionales.

Para finalizar, destacar que estas fibras permiten la incorporación de dopantes en el núcleo de forma similar a las fibras convencionales, con ello es posible obtener, por ejemplo, fibras microestructuradas fotosensibles, o fibras activas.

2.2.- Método de fabricación

Parte del trabajo desarrollado durante esta tesis se ha centrado en la fabricación y la caracterización de fibras microestructuradas. El primer paso en la creación de una fibra microestructurada consiste en diseñar la estructura de la fibra para que tenga las propiedades que se marcan como objetivo en cada caso. Para ello hemos empleado, básicamente, dos herramientas para simular las propiedades de guiado de estas fibras, que se describen a continuación.

^a OFS Standard HNLFS ($\lambda_c = 1300 \text{ nm}$, $A_{\text{eff}} = 11.6 \mu\text{m}^2$)

^b Sumitomo HNLFS ($\lambda_c = 1300 \text{ nm}$, $A_{\text{eff}} = 9.5 \mu\text{m}^2$)

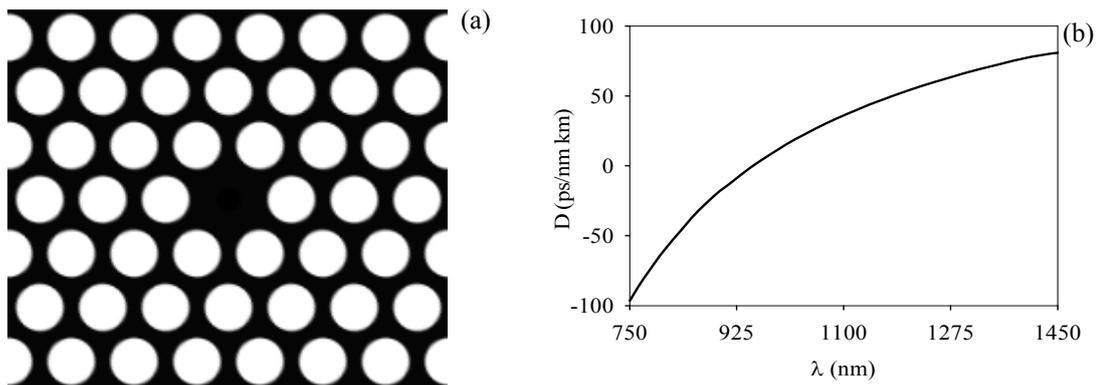


Fig. 2-6. (a) Estructura de una fibra simulada ($\Lambda = 3 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.75$). (b) Cálculo de la dispersión cromática del modo fundamental realizado mediante el paquete MPB.

2.2.1.- Métodos de simulación de fibras microestructuradas

La primera herramienta de simulación que hemos empleado está basada en un programa específico para simular cristales fotónicos que se denomina *MIT Photonic Bands* (MPB) [79, 80]. El MPB es un paquete informático gratuito desarrollado por S. G. Johnson y J. D. Joannopoulos en el *Massachusetts Institute of Technology*. En general, el paquete MPB se utiliza para el cálculo de diagramas de bandas y modos electromagnéticos de estructuras dieléctricas periódicas. Utiliza métodos periódicos vectoriales tridimensionales combinado con procesos *ab-initio* para resolver las ecuaciones de Maxwell. En nuestro caso, hemos adaptado este paquete para resolver estructuras bidimensionales con defectos. En la Fig. 2-6 se muestra la estructura de una fibra microestructurada y el cálculo de la dispersión cromática del modo fundamental obtenido mediante el MPB.

El paquete MPB nos permite calcular el factor de propagación de los modos guiados, su área efectiva, la birrefringencia y la dispersión cromática. Con este programa es posible simular fibras con agujeros de tamaños diferentes, pero la periodicidad de la red debe ser uniforme. También es posible adaptar el método para simular fibras con dopantes en el núcleo. Por otro lado, puesto que el método de cálculo utiliza condiciones de contorno periódicas, no se puede tener en cuenta un número finito de periodos, por este motivo no se puede calcular las pérdidas de confinamiento. Cabe comentar que es un método de cálculo lento (varios minutos por punto).

La segunda técnica de simulación que hemos empleado se basa en el método planteado por *Saitoh et al.* [78]. Estos autores proporcionan expresiones analíticas semiempíricas obtenidas a partir de la simulación de un gran número de fibras mediante otras técnicas numéricas. Estas expresiones semiempíricas permiten el cálculo aproximado del índice efectivo, el área efectiva y la dispersión del modo fundamental de fibras microestructuradas de sílice con estructura triangular de agujeros idénticos y periodo uniforme en toda la sección transversal. En cuanto al rango de los parámetros estructurales de las fibras, con este método se pueden simular fibras con Λ variando

entre 1 μm y 3 μm y d/Λ entre 0.2 y 0.8, con cotas de error aceptables para nosotros, teniendo en cuenta la precisión de las diferentes técnicas experimentales. Este método tampoco permite tener en cuenta el número finito de periodos.

2.2.2.- Fabricación de fibras microestructuradas

Desde la fabricación de la primera fibra microestructurada en los años 90 se han desarrollado diversas técnicas de fabricación. Entre las más comunes podemos destacar el método de extrusión [81, 82], la técnica de sol-gel [83], y la técnica de apilamiento de capilares y estiramiento (*stack-and-draw*) [36, 84, 85]. Todas ellas presentan ciertas ventajas e inconvenientes unas respecto de las otras, y la elección de una u otra depende de varios factores como el tipo de fibra que se desee hacer, y sobre todo, del tipo de material que se emplee para fabricar la fibra. Para fibras basadas en vidrios de alta temperatura de fusión (por ejemplo, el SiO_2) la técnica de fabricación que se ha establecido como estándar es la de *stack-and-draw*, y es la que hemos seguido para la fabricación de todas las fibras de esta tesis.

Además de las fibras de sílice, existen fibras microestructuradas basadas en otros materiales, como por ejemplo, polímeros como el PMMA [86]. Dicho material presenta una ventaja frente a la sílice: es maleable entre 150 °C y 200 °C, mientras que en el caso de la sílice es necesario alcanzar temperaturas por encima de los 1800 °C. En las fibras basadas en polímeros, es relativamente sencillo introducir sustancias dopantes o compuestos como moléculas orgánicas u otros elementos que, debido a la baja temperatura que requiere la fabricación de estas fibras pueden permanecer sin degradarse durante la fabricación de la fibra. Por otra parte, cabe comentar que las fibras basadas en polímeros no suelen ser muy estables a largo plazo ya que su composición se puede ver alterada con relativa facilidad (por ejemplo, suelen absorber humedad, lo que afecta tanto a la atenuación como al índice de refracción [87]).

También se han fabricado fibras microestructuradas utilizando vidrios blandos como por ejemplo el vidrio SF57 [44], vidrios basados en bismuto [88] o vidrios ZBLAN [89 - 91], cuya temperatura de fusión es del orden de 600°C. Este tipo de vidrios permiten la fabricación de preformas usando técnicas de extrusión, lo que en principio puede permitir fabricar fibras a gran velocidad y con una gran versatilidad en diseños. Los motivos fundamentales por los que se han desarrollado las fibras microestructuradas basadas en vidrios blandos son dos, por una parte algunos de ellos presentan ventanas de transparencia más amplias que las de la sílice. Por ejemplo, la ventana de transparencia de algunos vidrios tipo ZBLAN va desde 300 nm hasta 4.5 μm [90], mientras que la transparencia de la sílice cae intensamente a partir de 2.4 μm . Por otra parte, el índice no lineal de algunos de estos materiales puede ser varios órdenes de magnitud superior al de la sílice que es de $2.3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [92]. Por ejemplo, el vidrio SF57 tiene un índice no lineal de $41 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [93].

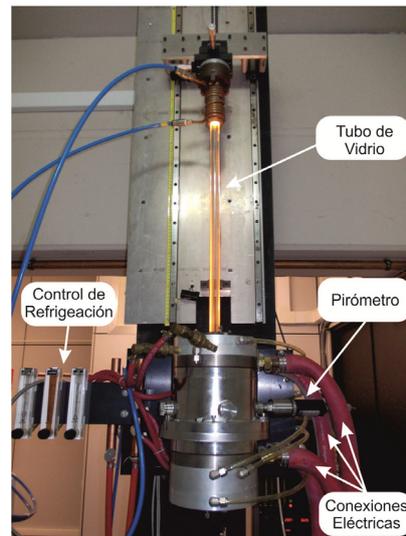


Fig. 2-7. Horno en el que se está introduciendo un tubo de vidrio para la fabricación de capilares. La sujeción del tubo está refrigerada mediante un serpentín por el que circula un flujo de agua.

Descripción del sistema de fabricación

El sistema que hemos empleado para la fabricación de las fibras microestructuradas es una torre de estiramiento de fibra óptica del *Laboratorio de Fibras Ópticas* de la Universidad de Valencia. Este sistema se puede considerar que está formado por dos conjuntos de elementos: un horno de alta temperatura con todos los elementos necesarios para su funcionamiento, y todo el conjunto de elementos mecánicos y electrónicos utilizados para alinear y estirar capilares, preformas y fibras.

En la Fig. 2-7 se muestra una imagen del horno en el que se está introduciendo un tubo de vidrio para fabricar capilares. El tubo de sílice se encuentra sujeto por un cabezal que incluye un serpentín de refrigeración para reducir el calentamiento de los elementos mecánicos de la torre. El horno utilizado es un horno tubular, que posee dos orificios, uno de entrada por la parte superior y otro de salida situado en la base del horno; los orificios son utilizados para introducir y sacar material del horno. Dentro del horno se encuentra un elemento tubular de grafito de muy baja resistividad, al que se le aplica una corriente eléctrica que puede ser superior a 2000 A, con una tensión de 4.5 V. El grafito se calienta por efecto *Joule*, y es capaz de alcanzar temperaturas de hasta 2200°. La temperatura del horno se monitoriza con un pirómetro. La lectura del pirómetro se utiliza como señal de referencia de un controlador que ajusta la corriente que se le suministra al horno.

El horno tiene una entrada de gas por la que se introduce un flujo de argón que escapa a través de los orificios de entrada y salida del horno, creando una atmósfera inerte en el interior que reduce la oxidación del grafito y con ello la degradación del mismo a altas temperaturas. El diámetro exterior máximo de los tubos que se pueden introducir en el horno es de 2 cm.

Tanto los tubos como las preformas se sujetan con unas piezas mecánicas que disponen de un conjunto de cámaras cerradas que se utilizarán tanto para aplicar vacío en partes de la preforma o aplicar sobrepresión en los agujeros de aire. A su vez todo esto se encuentra sujeto a la torre mediante una garra de torno que está montada sobre un sistema de alineación XY. Todo el cabezal de sujeción del tubo está montado sobre un sistema de desplazamiento lineal motorizado basado en dos guías y un husillo.

En la Fig. 2-8 se muestran otros elementos fundamentales de la torre. En la parte inferior del horno, a continuación del mismo, disponemos de un medidor de diámetro^a. Este dispositivo realiza la medida del diámetro analizando el patrón de difracción de un haz láser al incidir sobre el cilindro de sílice. Este dispositivo proporciona información en tiempo real del diámetro del componente que se está estirando. El rango de medida va desde 30 μm a 5 mm, con una precisión de 1 μm . Debajo del medidor de diámetro, la torre incorpora un mecanismo de estiramiento para preformas y capilares compuesto por dos rodillos cubiertos de silicona que sirven para tirar de los mismos. Estos rodillos giran por la acción de un motor, siendo la velocidad de giro ajustable entre 0.5 m/min y 2.5 m/min.

Por último, un tambor cilíndrico situado en la base de la torre, aproximadamente a 5 m de la salida del horno, se utiliza para estirar (y recoger) la fibra óptica. El tambor tiene un diámetro de 30 cm; este diámetro le confiere una curvatura suave que permite enrollar la fibra sin recubrimiento de polímero de hasta 250 μm de diámetro sin que se quiebre. El tambor gira respecto a un eje que pasa por su centro por la acción de un motor. Controlando la velocidad de giro del tambor se controla la velocidad de estiramiento y con ello el diámetro de la fibra. La electrónica de control dispone de un sistema de realimentación que utiliza una señal eléctrica proporcionada por el medidor de diámetro para ajustar dinámicamente la velocidad de giro del tambor y mantener el diámetro de la fibra constante. La velocidad máxima de estiramiento que permite el sistema es 12 m/min.

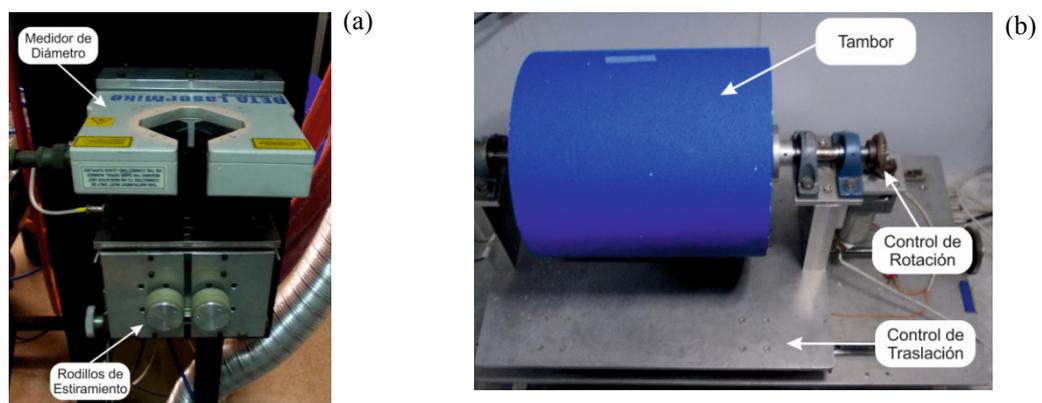


Fig. 2-8. Sistema de estiramiento de la torre. (a) Medidor de diámetro y rodillos para estirar capilares y preformas. (b) Tambor para estirar y enrollar la fibra.

^a Microscan Beta LaserMike

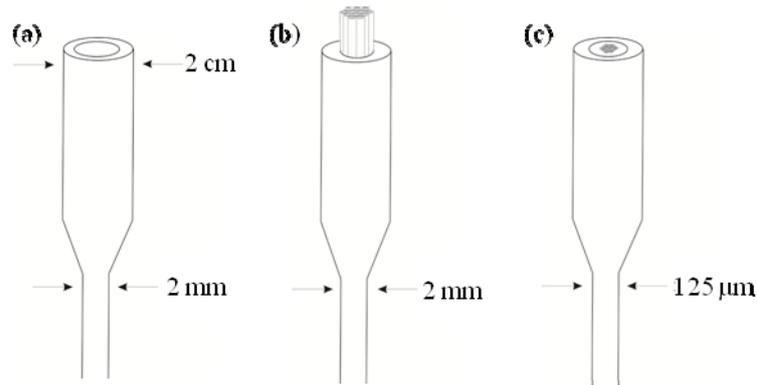


Fig. 2-9. Diagrama ilustrando las etapas de fabricación de una fibra microestructurada.

Técnica de fabricación

El proceso de fabricación de las fibras microestructuradas se realiza en varias etapas, y está esquematizado en la Fig. 2-9. En un primer paso se obtienen capilares y varillas de sílice del diámetro y longitud adecuados que posteriormente se ordenarán y apilarán para dar lugar a una estructura con la distribución transversal de agujeros que se desea. Éstos se obtienen del estiramiento de un tubo o de un cilindro de sílice, según sea el caso. En todas las fibras fabricadas para este trabajo se ha empleado el mismo tipo de vidrio denominado comercialmente Suprasil F300, que es el vidrio que se emplea habitualmente para la fabricación de fibras ópticas por su bajo nivel de impurezas, y en concreto de iones OH (< 0.1 ppb). Para obtener los capilares/varillas a partir del tubo/cilindro de vidrio, éste se calienta en el horno de la torre de estiramiento de fibra óptica, hasta alcanzar la temperatura plástica del sílice (en torno a 1800°). A partir de ahí son estirados para disminuir su diámetro. El diámetro de los capilares/varillas se controla mediante el ajuste de las velocidades de entrada del tubo en el horno y de salida del capilar. Si los diámetros exterior e interior del tubo son d_{te} y d_{ti} , respectivamente, se introduce en el horno a una velocidad v_t , y el capilar se extrae con una velocidad v_c , aplicando el principio de conservación de la masa, los diámetros exterior e interior del capilar resultante, d_{ce} y d_{ci} , están relacionados por:

$$(d_{ce}^2 - d_{ci}^2)v_c = (d_{te}^2 - d_{ti}^2)v_t \quad (2.5)$$

En este punto, cabe comentar que hay un efecto adicional que se ha de tener en cuenta: la tensión superficial del agujero. Ésta genera una fuerza radial que tiende a cerrar el agujero. El efecto de la tensión superficial es más evidente en tubos con pared delgada y cuando se calienta el tubo a temperaturas muy por encima de la de deformación plástica del mismo. La relación (2.5) se puede adaptar al caso de considerar cilindros macizos, haciendo que los diámetros interiores sean iguales a cero. Los capilares/varillas que se obtienen en este paso suelen ser de en torno a 1 m de longitud y 1 mm de diámetro.

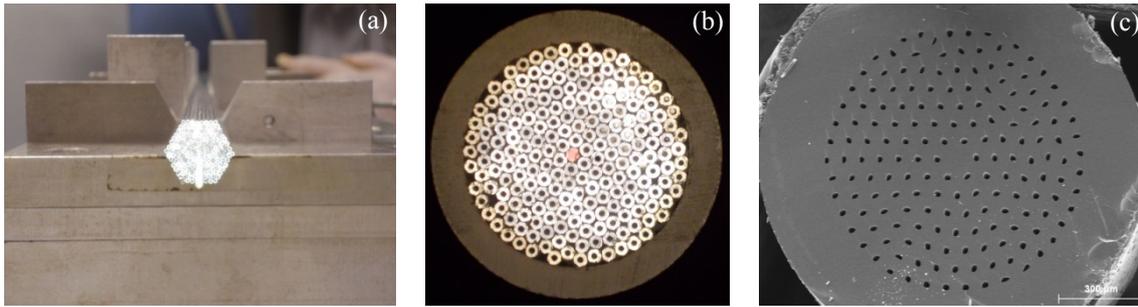


Fig. 2-10. (a) Apilamiento de capilares para fabricar una fibra con estructura triangular con 7 periodos de agujeros. (b) El mismo apilamiento en el interior de la chaqueta. (c) Foto de la preforma obtenida.

En un segundo paso, el conjunto de capilares o varillas se apilan y ordenan para conformar una estructura de varios centímetros de sección con la distribución transversal de agujeros que se desea en la fibra. En la Fig. 2-10 (a) se muestra un ejemplo de un apilamiento de capilares para formar una fibra de núcleo sólido con estructura triangular y siete periodos de agujeros de aire. En este paso se puede, por ejemplo, incorporar capilares con diferente grosor de pared para obtener estructuras no uniformes, o bien introducir varias varillas macizas para definir más de un núcleo, o bien se puede incorporar una varilla de vidrio dopado para fabricar una fibra activa.

En el tercer paso se sujeta el apilamiento y se introduce dentro de un tubo de sílice (*chaqueta*) cuyo diámetro interior ha de ser lo más parecido a las dimensiones transversales del apilamiento para que la posición de los capilares quede fijada dentro de lo posible. Este punto es importante ya que evitará que la estructura se deforme al ser calentada y estirada posteriormente. La chaqueta sirve además para añadir sílice a la fibra. El grosor de pared de la chaqueta conviene que tenga las dimensiones adecuadas para que, cuando se reduzca esta estructura hasta obtener la fibra con el periodo que se desee, las dimensiones exteriores de la fibra sean lo más compatibles posibles con las fibras convencionales (típicamente, se busca que el diámetro exterior esté en torno a 125 μm). En la Fig. 2-9 (b) se muestra el apilamiento anterior, dentro de la chaqueta. El apilamiento con la chaqueta se calienta en el horno y se estira para obtener las *preformas*. Estas *preformas* ya poseen la estructura final de la fibra, pero sus dimensiones transversales suele ser de entre 10 y 30 veces mayores que las de la fibra. Durante el estiramiento de las preformas se hace el vacío en el hueco que queda entre el apilamiento y la chaqueta para ayudar a cerrar el gap de aire existente entre ambos y los agujeros intersticiales entre capilares. La Fig. 2-10 muestra una imagen de una de estas preformas.

En el cuarto y último paso se obtiene finalmente la fibra a partir de una de las preformas obtenidas en el paso anterior. En este punto puede (o no, dependiendo del caso) ser necesario añadir una chaqueta adicional para ajustar la relación entre el diámetro exterior de la fibra y el periodo de la microestructura. Si este es el caso, se aplica vacío entre la chaqueta y la preforma para cerrar el hueco que pueda quedar entre

ellas. La preforma se calienta en el horno y se estira en la torre de estiramiento de fibra óptica para obtener finalmente la fibra deseada. El ajuste fino del periodo de la microestructura (o del diámetro externo de la fibra) se obtiene ajustando las velocidades de estiramiento de la fibra y de penetración de la preforma en el horno. Por último, cabe comentar que el control fino del tamaño de los agujeros se consigue aplicando una cierta presión de un gas inerte (típicamente N_2) en los agujeros.

Cabe comentar que de una preforma dada, con un número determinado de periodos de agujeros de aire, se pueden fabricar familias de fibras cuyas dimensiones estructurales difieren en un parámetro concreto. Por ejemplo, es posible fabricar un conjunto de fibras donde varíe Λ pero con la misma fracción de llenado, simplemente cambiando ligeramente el diámetro exterior de la fibra; o bien variando la presión aplicada en los agujeros, es posible fabricar una colección de fibras con diferentes fracciones de llenado y el mismo valor de Λ .

2.3.- Fibras fabricadas

En este apartado se describe brevemente los aspectos relativos a la fabricación de las diferentes fibras microestructuradas que fabriqué durante el periodo de realización de mi tesis. Algunas de ellas fueron fabricadas para realizar mis propios experimentos, que se recogen en esta tesis, y otras fueron fabricadas para ser utilizadas en experimentos realizados por otros investigadores.

Fibras con núcleo dopado con GeO_2

El primer tipo de fibras microestructuradas que fabricamos es una fibra con cinco periodos de agujeros de aire y el núcleo dopado con germanio. Uno de los motivos por los que se fabricó esta fibra es que la presencia de óxido de germanio en el núcleo favorece el confinamiento de la luz en el núcleo y la generación más eficiente de efectos de óptica no lineal. En concreto, tanto el índice no lineal como la ganancia Raman del vidrio dopado con germanio son mayores que en la sílice pura. La fibra fue fabricada a partir de tubos de vidrio de 9 mm diámetro interior y 17.5 mm de diámetro exterior. Se fabricaron los capilares necesarios para conformar la geometría de la fibra de cinco periodo; los diámetros interior y exterior de dichos capilares eran 0.58 y 0.95 mm, respectivamente. Para generar el núcleo dopado con germanio se rellenó el capilar central con una fibra dopada^a con alto contenido de GeO_2 . Cabe comentar que el vidrio dopado con esta concentración de GeO_2 presenta un índice no lineal 1.3 veces el correspondiente a la sílice pura y la ganancia Raman es un factor 3 superior [94 - 97]. Una vez conformado el hexágono para introducirlo dentro de la chaqueta, se eliminaron los 6 capilares de las esquinas, quedando la estructura fija en el interior del tubo. De esta estructura se obtuvieron varias preformas de 1 m de longitud y 3 mm de diámetro. Estas preformas se emplearon para la fabricación de las fibras finales.

^a OFS TCE-HB320H (NA = 0.29, diámetro del núcleo = 320 μm , diámetro del *cladding* = 385 μm)

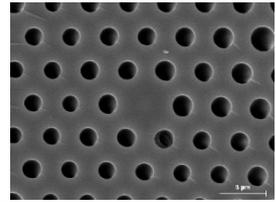
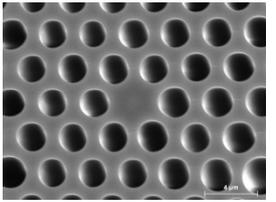
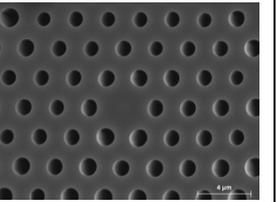
	Ge1	Ge2	Ge3
			
d_a (μm)	1.25	1.05	1.1
d (μm)	1.5	2.5	1.15
Λ (μm)	2.73	3.35	2.4

Tabla 2-1. Imagen de la sección transversal de las fibras con núcleo dopado con GeO_2 , y los valores de sus parámetros estructurales.

En la tabla 2-1 se muestran imágenes obtenidas con el microscopio electrónico de barrido de distintas fibras fabricadas a partir de la misma preforma, pero modificando las condiciones de estiramiento (la presión de N_2 en los agujeros y la velocidad de estiramiento). Cabe comentar que estas fibras se fabricaron a temperatura baja ($1815\text{ }^\circ\text{C}$) para evitar la formación de burbujas en la zona dopada con GeO_2 .

Fibras con núcleo dopado con iterbio

El siguiente conjunto de fibras microestructuradas han sido fabricadas para ser utilizadas como medio activo en una cavidad láser de fibra dopada con iterbio, en la que la fibra activa contribuya al control de la dispersión cromática de la cavidad. Esta fibra se fabricó utilizando tubos de sílice de 12 y 6 mm de diámetro exterior e interior, respectivamente. A partir de estos tubos se obtuvieron capilares con un diámetro interior de 0.32 mm y exterior de 0.65 mm. El núcleo dopado se obtuvo de un cilindro de 6 mm de diámetro cuya región interior (3.75 mm de diámetro) estaba dopada con una concentración de 1100 ppm de Yb_2O_3 .

El apilamiento, con cinco periodos de capilares y la varilla maciza de vidrio dopado en el centro, se insertó en el interior de una chaqueta de sílice de 21/8 mm de diámetro exterior/interior. De esta estructura se obtuvieron varias preformas de longitud 1 m y unos 2.7 mm de diámetro, a partir de las cuales se fabricaron directamente las fibras, sin ser necesario añadir una segunda chaqueta. En la tabla 2-2 se muestran las fotos a microscopio de barrido algunas de estas fibras, en las que periodo varía desde 3.25 a 3.8 μm y el diámetro de los agujeros que varía desde 1.15 a 1.75 μm . Por último, en la Fig. 2-11 se muestra el espectro de absorción obtenido para una de estas fibras.

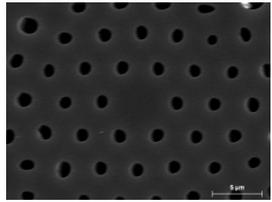
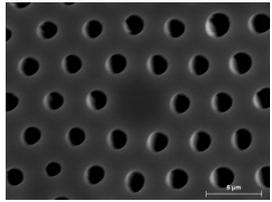
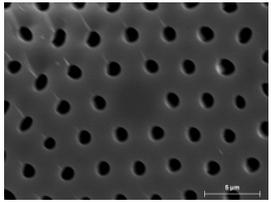
	YB1	YB2	YB3
			
d_a (μm)	0.7	1.1	0.8
d (μm)	1.15	1.75	1.3
Λ (μm)	3.8	3.75	3.25

Tabla 2-2. Imagen de la sección transversal de las fibras con núcleo dopado con Yb_3O_2 , y los valores de sus parámetros estructurales.

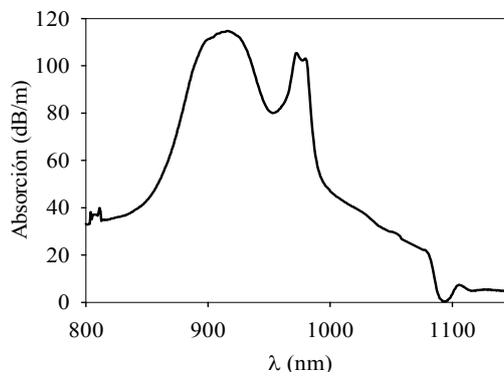


Fig. 2-11. Espectro de absorción de una fibra microestructurada dopada con iterbio.

Fibra con siete periodos

En este apartado se resumen los aspectos más relevantes de la fabricación de dos conjuntos de fibras. El primer grupo de fibras, con un valor de λ_z en torno a 1030-1060 nm se utilizaron para la generación de supercontinuo. La segunda familia de fibras son del tipo $ANDi$, que son fibras que se caracterizan porque su dispersión es normal para todas las longitudes de onda de guiado [98, 99]. Estructuralmente, estas últimas tienen un periodo muy pequeño, en torno a 1 μm , y valores de d/Λ en torno a 0.5.

En ambos casos, fue necesario aumentar el número de periodos para reducir el impacto de las pérdidas por confinamiento. En las fibras microestructuradas las pérdidas por confinamiento son una contribución a las pérdidas de transmisión que se ha de tener en consideración; en algunos casos es la contribución más relevante. Su origen está en el tamaño finito de la microestructura que rodea el núcleo. Las pérdidas de confinamiento dependen del periodo, de la fracción de llenado, de la longitud de onda y del número de periodos de la microestructura [71].

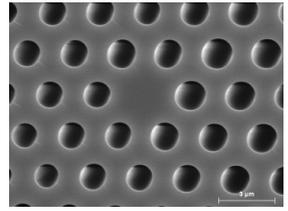
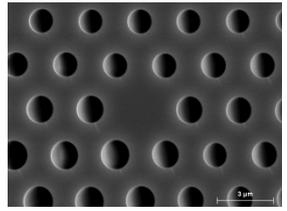
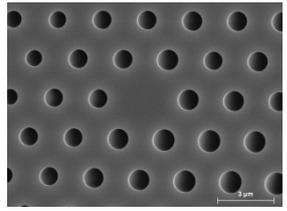
	F1	F2	F3
			
d (μm)	1.5	1.4	1.0
Λ (μm)	2.6	2.6	2.6

Tabla 2-3. Imagen de la sección transversal de las fibras empleadas para la generación de supercontinuo, y los valores de sus parámetros estructurales.

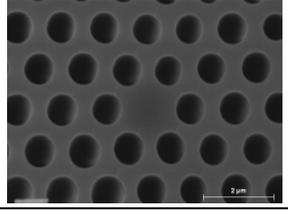
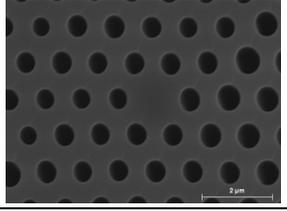
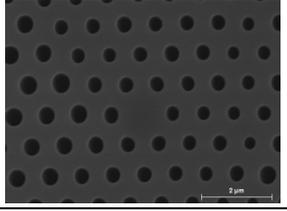
	FA1	FA2	FA3
			
d (μm)	0.75	0.55	0.45
Λ (μm)	1.2	1.05	0.85

Tabla 2-4. Imagen de la sección transversal de las fibras tipo *ANDi*, y los valores de sus parámetros estructurales.

La preforma de esta fibra se fabricó a partir de capilares de 0.9 mm de diámetro obtenidos de un tubo de 22 mm diámetro exterior y 18 mm de interior. El núcleo está formado por una varilla de sílice puro del mismo diámetro que los capilares. El apilamiento se introdujo en una chaqueta de dimensiones 16/14 mm, y a partir de esta estructura se obtuvieron varias preformas de 1.32 mm de diámetro.

En el caso del primer grupo de fibras, el periodo objetivo está alrededor de 3 μm . Por ello se estiró directamente una preforma hasta las dimensiones de la fibra (125 μm de diámetro). Durante el proceso de estiramiento se modificó ligeramente la velocidad de estirado y la presión de gas en los agujeros para obtener fibras con características diferentes. En la tabla 2-3 se muestran las fotos a microscopio electrónico de barrido y las características de algunas de estas fibras. Dichas fibras tienen un periodo de 2.6 μm y un diámetro de los agujeros que varía desde 1.0 μm a 1.5 μm .

En el caso de las fibras tipo *ANDi*, el periodo objetivo está en torno a 1 μm . Por ello, se añadió una chaqueta adicional a la preforma. En concreto, se introdujo una de las preformas fabricadas con anterioridad dentro de una chaqueta de diámetro exterior/interior de 3.25/1.5 mm. Como en los casos anteriores modificando ligeramente

la velocidad de estirado y la presión en los agujeros se obtuvo una familia de fibras con parámetros diferentes. En la tabla 2-4 se muestran las fotos tomadas con el microscopio electrónico de barrido y las características estructurales de estas fibras.

CAPÍTULO 3

MEDIDA DE LA DISPERSIÓN CROMÁTICA DE FIBRAS ÓPTICAS

El conocimiento de la dispersión cromática de una fibra óptica es clave por la influencia que ésta tiene en la propagación de un pulso óptico por la fibra. En lo que se refiere a la generación de procesos no lineales en una fibra óptica, las características de dispersión de la fibra determinan en gran medida qué procesos de óptica no lineal se pueden generar en ella, o bien cuáles lo harán de manera más eficiente. Por otra parte en el contexto de láseres pulsados de fibra óptica en régimen *mode-locked*, la dispersión de las fibras ópticas que forman la cavidad láser afecta directamente a las características temporales (de amplitud y fase) de los pulsos emitidos por el láser.

En este capítulo se introduce el concepto de dispersión cromática de una fibra óptica a partir del factor de propagación. A continuación, se describen las diferentes técnicas que se han implementado para medir la dispersión cromática de las fibras microestructuradas empleadas en los experimentos, y se discute las ventajas y desventajas de cada técnica.

3.1.- Introducción

El origen de la dispersión cromática en una fibra óptica se halla en la dependencia del factor de propagación, β , de los modos que se propagan por la fibra con la frecuencia del campo electromagnético. En un medio con dispersión cromática no nula, diferentes componentes espectrales se propagan con diferentes velocidades de grupo. En consecuencia, cuando un pulso óptico, que contiene componentes espectrales con un cierto ancho de banda, se propaga (en régimen lineal) por un medio con dispersión cromática, ésta modifica las características temporales de amplitud y fase del pulso. En una fibra óptica, la dispersión cromática se debe a dos contribuciones: por una parte, la propia dispersión del material con que están fabricadas las fibras, esto es debido a la dependencia de los índices de refracción con la frecuencia. La segunda contribución se debe al efecto del guiado.

Consideremos una onda monocromática de frecuencia ω propagándose a lo largo de una fibra óptica monomodo. El campo eléctrico de dicha onda se puede expresar de la siguiente forma,

$$\vec{E}(r, t) = \vec{e}(x, y)e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (3.1)$$

donde z indica la dirección de propagación, t es el tiempo y β es el factor de propagación del modo, que en general depende de la frecuencia de la señal. En guías ópticas resulta de utilidad introducir el parámetro índice efectivo del modo, n_{eff} , que se relaciona directamente con β del siguiente modo:

$$\beta = k_0 \cdot n_{eff} \quad (3.2)$$

donde k_0 es el número de ondas en el vacío. Así, la velocidad de fase de dicha onda monocromática viene determinada por:

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{n_{eff}} \quad (3.3)$$

siendo c es la velocidad de la luz en el vacío.

Para introducir el concepto de dispersión cromática es conveniente analizar la dependencia de β con la frecuencia. Para una frecuencia ω próxima a una frecuencia ω_0 , podemos describir el factor de propagación mediante un desarrollo en serie de la siguiente forma:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 \dots \quad (3.4)$$

donde

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

El parámetro β_1 está relacionado con la velocidad de grupo, v_g , con el índice de grupo del modo, n_g , y con el retraso de grupo por unidad de longitud, τ , del modo de la fibra a la frecuencia ω_0 de la siguiente manera:

$$\beta_1 = \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right) = \frac{1}{v_g} = \tau = \frac{c}{n_g} \quad (3.6)$$

El parámetro β_2 se conoce como la dispersión de la velocidad de grupo y da cuenta de la dependencia de la velocidad de grupo con la frecuencia en torno a ω_0 :

$$\beta_2 = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \frac{d\tau}{d\omega} \quad (3.7)$$

El parámetro β_2 establece la variación del retardo de grupo que experimentan las distintas componentes espectrales alrededor de una frecuencia central ω_0 , por lo tanto da cuenta del ensanchamiento temporal que sufren los pulsos que se propagan a lo largo de la fibra. En el contexto de las comunicaciones ópticas, es más habitual utilizar el parámetro dispersión, D , en lugar de β_2 . Ambos están relacionados de la siguiente manera:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (3.8)$$

En general, la dispersión en fibras ópticas varía con la frecuencia. De esto dan cuenta los términos de orden superior del desarrollo (3.4). En la bibliografía resulta común el uso de los términos dispersión normal y dispersión anómala que se refieren a fibras con $D < 0$ ($\beta_2 > 0$) y $D > 0$ ($\beta_2 < 0$), respectivamente, a una cierta longitud de onda. En relación a esto, cabe mencionar que una misma fibra puede presentar dispersión anómala en una banda de frecuencia y normal en otra (véase, por ejemplo, la Fig. 2-4).

3.2.- Métodos de medida

En la bibliografía podemos encontrar una amplia variedad de técnicas para la medida de la dispersión cromática de una fibra óptica. Los sistemas comerciales disponibles para la industria de telecomunicaciones utilizan el método del desplazamiento de fase diferencial [100, 101]. En este método una señal óptica (la señal

portadora) de un láser sintonizable se modulada en amplitud con una señal de radiofrecuencia (la señal *moduladora*) y se hace propagar por la fibra. A la salida de la fibra se mide el retardo de la señal moduladora en función de la longitud de onda de la portadora óptica. La variación del retardo con la longitud de onda proporciona la dispersión. Los sistemas comerciales basados en esta técnica son costosos y, generalmente, están orientados a la medida de la dispersión en fibras en longitudes de onda de telecomunicaciones (1530 – 1625 nm), aunque también se comercializan algunos equipos que operan en rangos de longitud de onda más amplios^a. Una de las limitaciones más importantes de esta técnica es la longitud de fibra mínima que suele ser necesaria para medir la dispersión con precisión, típicamente por encima de un km. En el contexto de fibras para comunicaciones esto no suele resultar un problema, pero sí lo es cuando se trata de fibras microestructuradas donde las longitudes típicas que se manejan son de unos metros.

Otro tipo de técnicas de medida de la dispersión cromática de una fibra que cabe destacar son aquellas que se basan en la medida directa del tiempo de vuelo de un pulso óptico al propagarse por una cierta longitud de fibra óptica [102, 103]. Para obtener la dispersión mediante esta técnica se requiere una fuente de luz pulsada que emita pulsos muy cortos (de pocos ps de duración, si se quiere medir la dispersión con longitudes de fibras de unos metros), que además debe ser sintonizable para poder medir la variación del retardo de grupo a una longitud de onda. Recientemente, esta técnica se ha aplicado para medir la dispersión de fibras microestructuradas utilizando pulsos de fs emitidos por un láser de Ti:Al₂O₃ y longitudes de fibra del orden de 20 cm [104].

Otra técnica que se ha demostrado recientemente para obtener la dispersión cromática en fibras microestructuradas se basa en la generación de procesos no lineales paramétricos, en concreto, de la mezcla de cuatro ondas (FWM) [105]. En esta técnica se mide la longitud de onda de las bandas *Stokes* y *anti-Stokes* generadas por FWM y cómo varían éstas en función de la longitud de onda del láser de bombeo. A partir de esta información y un modelo teórico adecuado de la fibra se pueden obtener las características de dispersión de la misma.

El último conjunto de técnicas de medida de la dispersión a que vamos a referirnos son las técnicas basadas en interferómetros [106 - 114] con luz poco coherente. En general, en este tipo de técnicas, donde se pueden encontrar bastantes variantes, se requiere un montaje relativamente sencillo y de bajo coste, que además permite medir la dispersión cromática con secciones de fibra relativamente cortas. A continuación se describen las diferentes técnicas de medida de la dispersión que se han implementado a lo largo de la tesis, todas ellas basadas en interferómetros basados en fuentes de luz de banda ancha.

^a Por ejemplo el equipo de *Agilent Technologies* 86038B que proporciona información de la dispersión cromática y las pérdidas en el rango 1260 - 1640 nm.

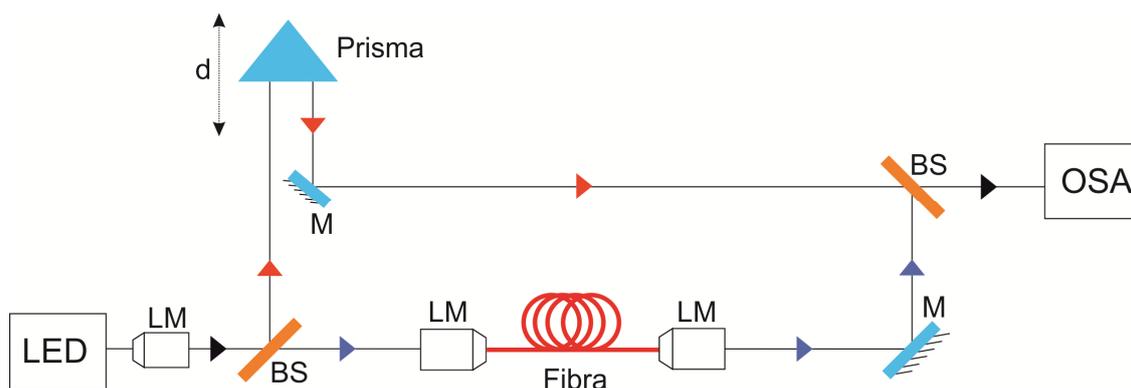


Fig. 3-1. Esquema de montaje del interferómetro. LM: objetivos de microscopio; BS: beamsplitter; M: espejo de banda ancha; OSA: analizador de espectro óptico.

3.2.1. - Interferómetro en aire

El primer montaje realizado durante la tesis para determinar la dispersión cromática de una fibra fue un interferómetro de tipo Mach-Zehnder donde los haces se propagan en aire, excepto en el tramo de la fibra a caracterizar. En la Fig. 3-1 se muestra el montaje experimental. En este montaje la fibra problema se sitúa en un brazo del interferómetro que tiene longitud fija, mientras que el otro brazo, de longitud variable, permite ajustar la diferencia de los caminos ópticos de ambos haces para medir el patrón de interferencias a la salida del sistema. Como fuente de luz se ha utilizado una batería de superLEDs centrados en diferentes longitudes de onda. En la tabla 3-1 se muestra sus características espectrales básicas, incluyendo la anchura espectral útil de cada uno. Todos ellos están conectorizados con fibra monomodo.

La salida de fibra óptica de los superLEDs se colima con un objetivo microscópico. Posteriormente dicho haz pasa a través de un divisor de intensidad de película de banda ancha^a, con un ancho de banda desde 300 a 2400 nm, que transmite el 92% de la intensidad hacia el brazo del interferómetro que contiene la fibra problema y refleja el 8% hacia el brazo de referencia. Para introducir y extraer la luz de la fibra se utiliza un par de lentes esféricas de microscopio montadas sobre sendos posicionadores XYZ^b. La diferencia de camino entre los dos brazos del interferómetro se ajusta mediante un desplazador lineal micrométrico motorizado^c controlado por ordenador, sobre el que se montó un prisma para definir la trayectoria del haz. Ambos haces se recombinan en otro divisor de intensidad de película, y el haz resultante se recoge con una fibra multimodo de 100 μm de diámetro de núcleo que lleva la señal hasta un analizador de espectro óptico. Es importante destacar que en esta técnica concreta, los espectros del patrón interferométrico se tomaron con una resolución de 10 nm.

^a Thorlabs BP208

^b Thorlabs NanoMAX-Ts MAX 312/M

^c Thorlabs NRT100

	Longitud de onda central (nm)	Anchura a -20 dB (nm)
SL1	1060	87
SL2	1280	45
SL3	1470	81

Tabla 3-1. Características espectrales de los SuperLEDs.

El procedimiento de medida, una vez alineados los haces, consiste en tomar el espectro de la luz de salida del interferómetro en función de la diferencia de caminos entre ambos brazos. El control del posicionamiento del carro y la adquisición de espectros se automatizó mediante un PC y un programa en Labview y C++.

Fundamentos teóricos

En este apartado se aborda el fundamento teórico que permite determinar la dispersión de una fibra óptica monomodo a partir de los espectros de la luz de salida del interferómetro. Como se ha descrito en el apartado anterior, el interferómetro se ilumina con una fuente de luz de banda ancha y la medida del espectro se realiza con una cierta anchura espectral ($\delta\lambda = 10$ nm). Para cada longitud de onda del espectro, λ_0 , la intensidad que se registra en el analizador de espectros corresponde a la misma que se obtendría si iluminásemos el interferómetro con una fuente de luz de anchura espectral $\delta\lambda$ centrada en la longitud de onda λ_0 . Por simplicidad, en el análisis que sigue vamos a considerar esta segunda configuración. En general, el campo eléctrico de una onda emitida por una fuente de luz de un cierto ancho de banda lo podemos escribir del siguiente modo:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\omega)} e^{j(\omega \cdot t + \varphi(\omega))} d\omega \quad (3.9)$$

donde $S(\omega)$ es la densidad espectral de la intensidad de la fuente y $\varphi(\omega)$ es una fase que puede depender de la frecuencia. En nuestro caso, $S(\omega)$ viene determinado por la forma espectral de la emisión del LED y la ventana de anchura $\delta\omega = -(c/\lambda_0^2) \cdot \delta\lambda$ con que se filtra, que fundamentalmente restringe el dominio de la integral. En relación a $\varphi(\omega)$, en adelante consideraremos que las fases asociadas a diferentes frecuencias no están correlacionadas, lo que es una buena aproximación para la luz emitida por un LED.

En el acoplador de salida, el campo eléctrico del haz de referencia se puede describir mediante la siguiente expresión:

$$E_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\omega)} \cdot e^{j\left(\omega \cdot t - \frac{\omega}{c} L_1 + \varphi(\omega)\right)} d\omega \quad (3.10)$$

donde L_1 es la longitud del brazo de referencia. Igualmente, para el haz que se propaga por el brazo que contiene la fibra problema:

$$E_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\omega)} \cdot t(\omega) \cdot e^{j\left(\omega \cdot t - \frac{\omega}{c} L_2 - \beta \cdot L + \varphi(\omega)\right)} d\omega \quad (3.11)$$

donde $t(\omega)$ es el coeficiente de transmisión en ese brazo (que, por ejemplo, debe incluir las pérdidas de luz que se producen al inyectar la luz en la fibra), β es el factor de propagación de la fibra, dependiente de la frecuencia, y finalmente L y L_2 son la longitud de fibra y la distancia que recorre el haz en aire en este brazo, respectivamente. El campo resultante en el detector, suponiendo que ambos haces inciden con el mismo estado de polarización, es la suma de E_1 y E_2 . La intensidad a la salida del detector viene dada por:

$$I \propto \langle (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* \rangle \quad (3.12)$$

donde los *brackets* indican promedio a lo largo de un tiempo que depende de la respuesta del detector, pero que en cualquier caso es mucho mayor que el periodo de la luz. La expresión (3.12) contiene dos términos correspondientes a las intensidades de ambas ondas y un tercer término que procede de los productos cruzados, que depende de la diferencia de camino entre ambos haces. Los dos primeros suponen sólo un offset en la intensidad y no contienen más información. El tercer término, es proporcional a:

$$I_\omega \propto \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \cdot t(\omega) \cdot e^{j\frac{\omega}{c}d} \cdot e^{j\beta \cdot L} \quad (3.13)$$

con $d = L_2 - L_1$. La expresión (3.13) se puede expresar también como una transformada inversa de Fourier,

$$I_\omega \propto FT^{-1}[S(\omega) \cdot t(\omega) \cdot e^{j\beta \cdot L}] \cdot \left(\frac{d}{c}\right) \quad (3.14)$$

La expresión (3.14) indica que, en principio, es posible obtener β mediante el cálculo de la transformada de Fourier directa del patrón de interferencias. Aunque algunos autores han desarrollado esta técnica en el pasado [112], desde un punto de vista experimental resulta compleja ya que se requiere de un interferómetro balanceado, o al menos calibrado con precisión superior a la longitud de onda de la luz.

En nuestro caso, el interferómetro está iluminado por luz con un ancho espectral $\delta\lambda$ relativamente estrecho. Por tanto, podemos desarrollar en serie β alrededor de la frecuencia central ω_0 , conforme a la Eq. (3.4), e introducir dicho desarrollo en la Eq. (3.14). El resultado se puede escribir del siguiente modo:

$$I_{\omega} \propto \text{Re}\{ \cdot e^{-j\Delta\Phi} \cdot FT^{-1}[S(\Omega) \cdot t(\Omega) \cdot e^{j\Delta(\Omega)}] \cdot \Delta T \} \quad (3.15)$$

donde,

$$\Delta\Phi = \beta_0 \cdot L - \frac{\omega_0}{c} d$$

$$\Delta T = \frac{d}{c} - \beta_1 \cdot L$$

$$\Omega = \omega - \omega_0$$

$$\Delta(\Omega) = \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\beta_k}{k!} \cdot \Omega^k \cdot L$$

A modo ilustrativo, en la Fig. 3-2 se muestra I_{ω} en función de ΔT para un caso práctico, donde se ha considerado el factor de propagación de una fibra monomodo convencional, $t(\omega) = 1$, ω_0 correspondiente a la longitud de onda de 1 μm , y $\delta\omega$ correspondiente a un ancho de banda de 10 nm. Se ha considerado que la densidad espectral de la intensidad de la fuente $S(\omega)$ es plana en el intervalo $\delta\omega$, es decir:

$$S(\omega) = \begin{cases} 1 & \omega \in [\omega_0 - \delta\omega, \omega_0 + \delta\omega] \\ 0 & \text{otros} \end{cases}$$

La expresión (3.15) contiene una variación rápida de la intensidad en función de la diferencia de caminos d , determinada por $\Delta\Phi$, y una envolvente que es proporcional al módulo de la transformada inversa de Fourier,

$$\text{Env} \propto | FT^{-1}[S(\Omega) \cdot t(\Omega) \cdot e^{j\Delta(\Omega)}] \cdot \Delta T | \quad (3.16)$$

La envolvente en el ejemplo anterior se muestra en la Fig. 3-2 (b). En la mayor parte de los casos prácticos, siempre que se consideren fuentes de luz con anchos de banda pequeños (de hasta algunas decenas de nm), la envolvente presenta un grado alto de simetría, coincidiendo el máximo de la envolvente con el eje de simetría, que se da para el valor de d que hace que $\Delta T = 0$. La condición $\Delta T = 0$ implica que para esa diferencia de camino concreta el retraso de grupo del brazo con la fibra es igual al del brazo de referencia. Esta es la propiedad en que se fundamenta el método para obtener la dispersión cromática con este interferómetro.

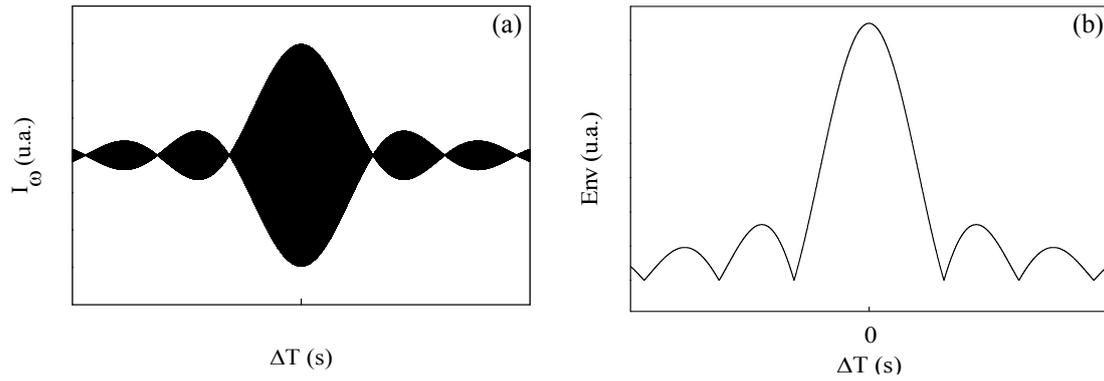


Fig. 3-2. (a) Componente AC de la intensidad y (b) la envolvente de la señal de salida del interferómetro, en función de ΔT .

Procedimiento experimental

El procedimiento de medida consiste en tomar el espectro de la luz de salida del interferómetro en función de la diferencia de caminos entre ambos brazos. La Fig. 3-3 muestra tres ejemplos de espectros obtenidos para tres longitudes del brazo de referencia. Estos espectros están medidos con una resolución espectral de 10 nm. En todos ellos se puede observar una zona del espectro donde se observan franjas de interferencia entre dos zonas donde no se observan dichas franjas. La banda donde se observan las interferencias corresponde a longitudes de onda para las que el retraso de grupo de ambos haces es similar. Como se puede observar en la Fig. 3-3 (a), el paquete de interferencias se desplaza en el espectro al variar la longitud del brazo de referencia. Por conveniencia, vamos a escribir la longitud del brazo de referencia L_1 como la suma de un valor inicial L_{10} fijo más un incremento ΔL_1 que es el que se varía al desplazar el prisma con el desplazador lineal. Con ello, $d = L_2 - L_1 = L_2 - L_{10} - \Delta L_1$.

A continuación, de todos los espectros se extrae la amplitud de la señal para una cierta longitud de onda y se representa en función de ΔL_1 , obteniéndose un resultado como el que se muestra en la Fig. 3-3 (b). Como podemos observar el patrón es muy similar al calculado en la Fig. 3-2 (a). De esta figura extraemos el valor ΔL_1^M , correspondiente al valor de ΔL_1 donde la envolvente es máxima, mediante un ajuste de dicha envolvente.

El proceso se repite para el resto de longitudes de onda de los espectros registrados, y se obtiene un valor de ΔL_1^M para cada longitud de onda, de manera que podemos graficar las variaciones de la longitud del brazo de referencia ΔL_1^M en función de la longitud de onda. De acuerdo con lo detallado en el apartado anterior, para esos valores de longitud de onda se cumple:

$$\Delta T = 0 \Rightarrow \beta_1 = \frac{1}{L} \cdot \frac{d}{c} = \frac{1}{L} \cdot \frac{L_2 - L_{10} - \Delta L_1^M}{c} \quad (3.17)$$

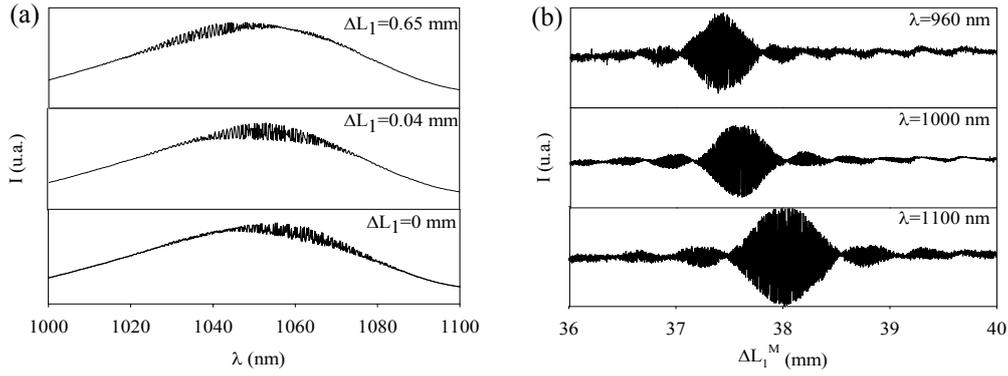


Fig. 3-3. (a) Espectro para distintas longitudes del brazo de referencia. (b) Intensidad a la salida del interferómetro frente a la posición del carro, para tres longitudes de onda.

de modo que conociendo los valores de L_2 y L_{10} con precisión suficiente se podría obtener β_1 , o lo que es lo mismo, la velocidad de grupo y el índice de grupo de la fibra. Para obtener la dispersión no es necesario disponer de un interferómetro calibrado ya que L_2 y L_{10} son valores constantes. La dispersión cromática D se puede obtener a partir de la variación de ΔL_1^M con la longitud de onda, como se muestra a continuación:

$$D = -\frac{2\pi c}{\omega^2} \beta_2 = -\frac{2\pi c}{\omega^2} \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega} = \frac{2\pi c}{\omega^2} \left(\frac{1}{L \cdot c} \frac{\partial \Delta L_1^M}{\partial \omega} \right) = \frac{1}{L \cdot c} \frac{\partial \Delta L_1^M}{\partial \lambda} \quad (3.18)$$

Para obtener la derivada, y a partir de ella la dispersión cromática de la fibra aplicando la expresión (3.18), previamente se procede a ajustar los puntos experimentales a una función de tipo *Sellmeier*, cuya expresión general tiene la forma:

$$\Delta L_1^M = A\lambda^4 + B\lambda^2 + C + E\lambda^{-2} + F\lambda^{-4} \quad (3.19)$$

Cabe comentar que el interferómetro incluye componentes ópticos que también presentan cierta dispersión cromática, en concreto, las lentes microscópicas de focalización y el prisma. De modo que cuando se realiza la medida de la dispersión de una fibra, en realidad se obtiene la resultante de las dos contribuciones. Para obtener la dispersión de la fibra propiamente, es necesario medir previamente la dispersión del interferómetro en ausencia de fibra.

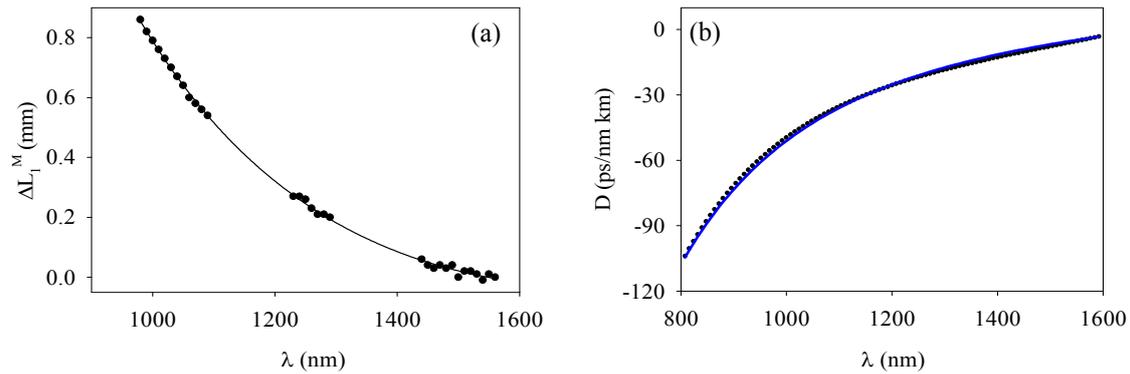


Fig. 3-4. (a) ΔL_I^M en función de la longitud de onda. La línea continua muestra el ajuste a la función de Sellmeier. (b) Dispersión cromática. Los puntos corresponden a la dispersión obtenida con el interferómetro y la línea continua muestra el cálculo teórico. Fibra: Fibercore SMF980^a, $L = 45$ cm.

Para testear tanto la técnica interferométrica como el funcionamiento del interferómetro, en primer lugar se midió la dispersión cromática de una fibra estándar comercial, en concreto la fibra SMF980^a. En la Fig. 3-4 (a) se muestran los valores de ΔL_I^M en función de la longitud de onda, obtenidos experimentalmente con un segmento de fibra de 45 cm de longitud, así como el ajuste a la función de Sellmeier. En la Fig. 3-4 (b) se representa la dispersión obtenida mediante este método. En esta figura también se incluye el cálculo teórico de la dispersión cromática de esta fibra, que se ha obtenido mediante la resolución de las ecuaciones de Maxwell en una estructura de salto de índice [45, 115, 116], utilizando los valores nominales de longitud de onda de corte y apertura numérica proporcionados por el fabricante. Se puede observar que ambas curvas son prácticamente coincidentes. La Fig. 3-5 muestra el resultado de la medida de la dispersión para una fibra microestructurada, cuya sección transversal se muestra en el inset de la misma.

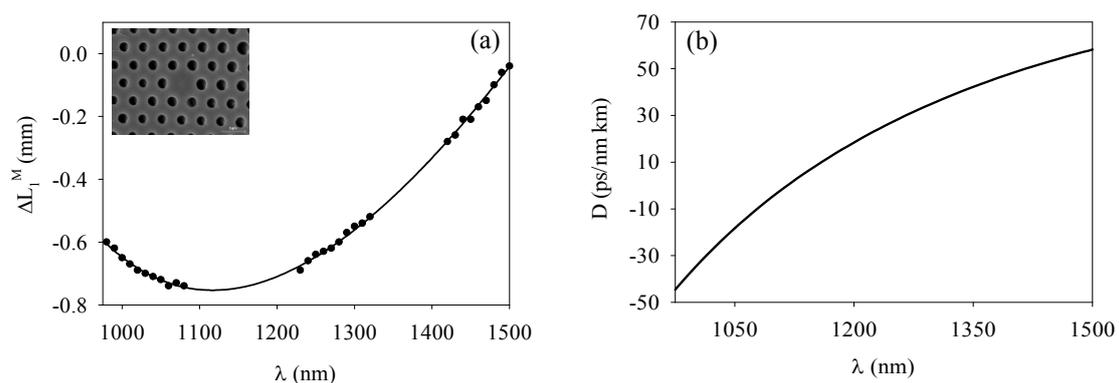


Fig. 3-5. (a) ΔL_I^M en función de la longitud de onda. La línea continua muestra el ajuste a la función de Sellmeier. (b) Dispersión cromática obtenida. Fibra microestructurada dopada con Ge3. $L = 38$ cm.

^a Fibercore SMF980 (NA = 0.15, $\lambda_c = 930$ nm.)

La medida de la dispersión con este interferómetro implica que se ha de colimar el haz de entrada del interferómetro y de salida de la fibra, y se ha de focalizar la luz para inyectarla en la propia fibra. Inyectar luz en una fibra monomodo mediante una lente es bastante ineficiente (y tedioso). Por ello, el nivel de intensidad de la señal óptica a la salida del interferómetro es bastante baja, típicamente de decenas de μW . En nuestro montaje las lentes no son acromáticas, por lo que las focales varían con la longitud de onda, de modo que es necesario ir reajustando las posiciones de las lentes a medida que se recorre el intervalo de longitud de onda de medida, que por otra parte, es bastante amplio. Como en cualquier interferómetro en aire, el alineamiento de los dos haces es crucial para que, al interferir en el acoplador de salida, generen franjas con visibilidad al menos suficiente para poder observar (y registrar) las interferencias. Además, en nuestro caso, el alineamiento se ha de mantener al cambiar la longitud del brazo de referencia. En general, se puede afirmar que la medida de la dispersión de una fibra óptica con este interferómetro proporciona buenos resultados, pero es costosa en términos de tiempo y esfuerzo.

3.2.2. - Interferómetro de fibra óptica

Como alternativa al interferómetro anterior, optamos por implementar un interferómetro para la medida de la dispersión basado en componentes de fibra óptica. En concreto, optamos por una configuración tipo Michelson, donde se utilizó un acoplador de fibra óptica como divisor de haz. En esta configuración, la fibra problema se empalma directamente a uno de los brazos del acoplador. En este montaje el alineamiento de los componentes es prácticamente inexistente. En realidad, sigue existiendo un tramo en el brazo de referencia en que el haz sale de la fibra, se propaga en aire, y se vuelve a reinyectar en la fibra, pero esto se ha solucionado mediante el uso de un colimador con entrada/salida de fibra óptica. Este nuevo interferómetro nos ha permitido medir la dispersión cromática mediante dos técnicas diferentes. La primera de ellas consiste en estudiar la diferencia de fase en el patrón interferencial en función de la longitud de onda [117]. La segunda, al igual que en el caso del interferómetro en aire, consiste en estudiar cómo varía la longitud de onda a la que el retardo de ambos haces es igual con la diferencia de camino [113, 114], con la diferencia en este caso de que el nivel de señal es varios órdenes de magnitud superior y permite realizar la medida del espectro con suficiente resolución espectral para resolver correctamente el batido en el espectro.

Montaje experimental

La Fig. 3-6 muestra el esquema del interferómetro de Michelson basado en un acoplador de fibra óptica monomodo. Las fuentes de luz utilizadas en este caso son el mismo conjunto de LEDs que se han descrito en la sección 3.2.1.

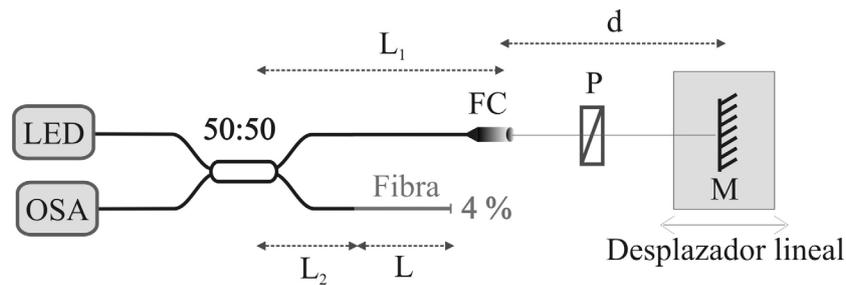


Fig. 3-6. Esquema del montaje del interferómetro de fibra óptica para la medida de la dispersión. P: polarizador lineal; FC: colimador; M: espejo de banda ancha; OSA: analizador de espectros óptico.

Utilizamos un acoplador de fibra óptica con razón de acoplo 50:50, que tiene la doble función de separar el haz de entrada en dos de salida de la misma intensidad, y a su vez actúa como combinador de los haces reflejados para producir la interferencia. En un brazo de entrada del acoplador se conecta la fuente de luz y en el otro un analizador de espectros óptico con el que medimos el espectro de la señal que resulta de la interferencia de los dos haces reflejados. En el brazo de referencia se ha empalmado un colimador a una de las salidas del acoplador, y se ha situado un espejo montado sobre una plataforma motorizada para variar la longitud de dicho brazo. La fibra problema se empalma directamente al otro brazo de salida del acoplador. El haz reflejado en este brazo se obtiene cortando en ángulo recto el extremo libre de la fibra problema. Esto produce una reflexión del 4% que proporciona un nivel de intensidad suficiente.

El acoplador empleado está fabricado con fibra no birrefringente, lo que nos ha permitido utilizar este montaje para analizar tanto fibras convencionales como fibras mantenedoras de polarización (PM), para lo que se requiere insertar un polarizador lineal en el brazo de referencia, entre el colimador y el espejo, donde el haz se propaga en aire. En el caso de las fibras PM, aparte de medir la dispersión cromática de cada modo de polarización de la fibra PM, es posible también obtener la birrefringencia de grupo de la fibra, todo ello a partir de una sola medida.

Se ha empleado un acoplador comercial^a diseñado para tener una relación de acoplo 50:50 a la longitud de onda de 1030 nm. Puesto que se trata de un componente de fibra fundida, esta relación de acoplo varía con la longitud de onda de la luz. Así pues, procedimos a caracterizar la respuesta espectral del acoplador. En la Fig. 3-7 se muestran los espectros de la luz a la salida de ambos brazos cuando solo se inyecta luz por una entrada. A 1030 nm, la relación de acoplo es prácticamente la nominal, pero esta relación no se mantiene a lo largo del espectro. En realidad este método de medida de la dispersión es bastante flexible en cuanto a la relación de acoplo. Además, una diferencia significativa entre las intensidades de los haces reflejados en ambos brazos puede, en algunos casos, compensarse con el alineamiento del espejo y el colimador. Sin embargo, hay que destacar que existen varias bandas del espectro (en torno a

^a Opto-Link Corporation, modelo OLCPL-S-SD-22-103-50/50-25-NC

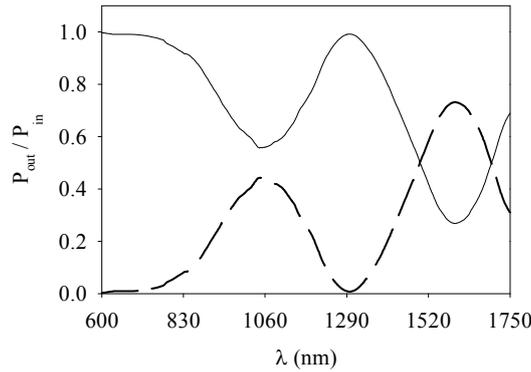


Fig. 3-7. Espectro de la luz en ambas salidas del acoplador cuando la luz es inyectada por una sola entrada.

600 nm, y 1300 nm) donde la relación de acoplamiento llega a ser de 0:100, lo que implica que toda la intensidad de entrada va a solo a un brazo. En estas bandas, el interferómetro no es tal, de modo que no es posible utilizarlas para obtener información acerca de la fibra.

Medida de la dispersión a partir de la fase

Esta técnica de medida de la dispersión cromática consiste en estudiar cómo varía la diferencia de fase entre los haces que se propagan por ambos brazos en función de la longitud de onda, a partir del espectro de la señal interferométrica [117]. En esta técnica, y en la que se describe posteriormente, los espectros se miden con resolución de 0.1 nm, por lo que es una buena aproximación considerar que la interferencia se produce entre dos ondas monocromáticas.

En el acoplador se produce la interferencia entre las ondas provenientes de ambos brazos. El campo eléctrico de ambas ondas E_1 y E_2 en el acoplador se puede escribir del siguiente modo:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos(\omega t + \phi_1(\omega)) \\ E_2 &= E_{02} \cos(\omega t + \phi_2(\omega)) \end{aligned} \quad (3.20)$$

donde E_{01} y E_{02} son las amplitudes de ambos haces, y ϕ_1 , ϕ_2 son las fases acumuladas por ambos haces al propagarse por cada brazo. ϕ_1 y ϕ_2 vienen determinadas por el camino óptico que recorre la luz en cada caso. La intensidad de la onda resultante de la interferencia viene dada por:

$$I = (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\phi_2(\omega) - \phi_1(\omega)) \quad (3.21)$$

La Eq. (3.21) es una función periódica que depende de la diferencia de fase entre los dos haces, $\Delta\phi$, cuando se produce la interferencia. En el caso del interferómetro de fibra mostrado en la Fig. 3.6, podemos expresar dicha diferencia de fase del siguiente modo:

$$\Delta\phi(\omega) = \phi_2(\omega) - \phi_1(\omega) = 2 \cdot \left[\beta_c(\omega)(L_2 - L_1) + \beta(\omega)L - \frac{\omega}{c}d \right] \quad (3.22)$$

donde β y β_c son el factor de propagación de la fibra problema y de la fibra del acoplador, respectivamente. L_1 y L_2 hacen referencia a la longitud de fibra del acoplador en el brazo de referencia y en el brazo donde se sitúa la fibra problema, respectivamente. Finalmente, d es la distancia que recorre el haz de referencia en aire.

Derivando dos veces, respecto de la frecuencia, obtenemos:

$$\frac{\partial^2 \Delta\phi}{\partial \omega^2} = 2 \left[\frac{\partial^2 \beta_c}{\partial \omega^2} (L_2 - L_1) + \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} L \right] \quad (3.23)$$

donde el primer factor del término de la derecha es proporcional a la dispersión de la fibra del acoplador, mientras que el segundo es proporcional a la dispersión de la fibra problema.

En general, $\Delta\phi$ varía con la frecuencia de manera suave de modo que, según la Eq. (3.21), el espectro del haz de salida del interferómetro muestra una modulación. La separación espectral entre máximos depende de cómo de rápido varía $\Delta\phi$ con ω . De acuerdo con la expresión (3.21) la separación en el espectro de dos máximos significa un cambio de fase de 2π . De este modo, es posible construir una curva que muestre la variación de $\Delta\phi$ con ω , con la indeterminación de un valor de *offset* ϕ_0 . La Fig. 3-8 muestra un ejemplo del espectro medido para un cierto valor de d y la curva $\Delta\phi - \phi_0$ en función de la frecuencia ω . Esta curva se puede ajustar a una función adecuada, y obtener $\frac{\partial^2 \Delta\phi}{\partial \omega^2}$ a partir de ella.

Al igual que en el interferómetro en aire, para obtener la dispersión de la fibra a caracterizar es necesario realizar una medida previa sin fibra problema ($L = 0$) para determinar del mismo modo el término $\frac{\partial^2 \beta_c}{\partial \omega^2} (L_2 - L_1)$ de la expresión (3.23). Cabe destacar que para obtener la dispersión de una fibra con este método solo es necesario tomar dos espectros, uno sin fibra para calibrar el sistema y otro con la fibra, a diferencia del método implementado con el interferómetro en aire.

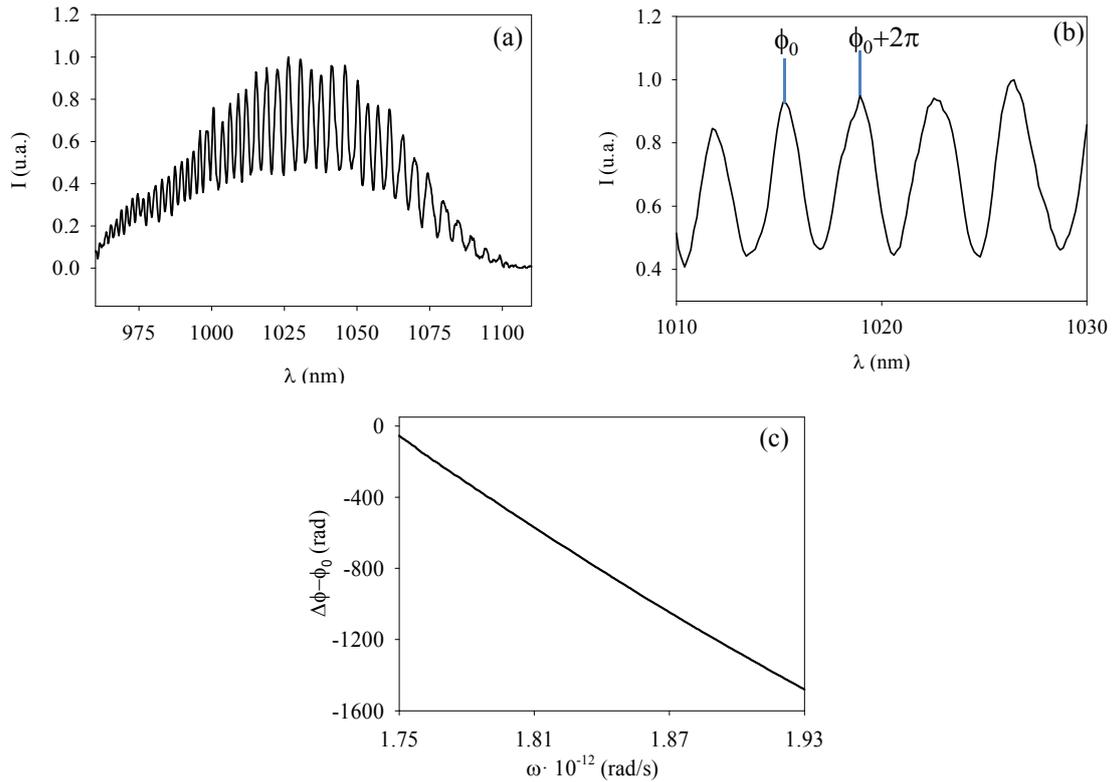


Fig. 3-8. (a) Espectro del haz de salida del interferómetro. (b) Detalle. (c) Variación de la diferencia de fase entre ambos haces. Fibra: Fibercore SMF980^a. $L = 28.5$ cm.

En la Fig. 3-9 se muestra la dispersión cromática de la fibra SMF980^a en función de la longitud de onda, entorno de $1 \mu\text{m}$, obtenida con esta técnica, y se compara con el resultado obtenido con el interferómetro en aire y con la dispersión calculada teóricamente.

Alternativamente, es posible obtener la dispersión a partir de un espectro como el de la Fig. 3.8 con un planteamiento ligeramente diferente. La separación espectral entre dos franjas consecutivas, $\Delta\omega$, corresponde a un cambio de fase de 2π . Teniendo en cuenta que $\Delta\omega$ es pequeño, haciendo un desarrollo a primer orden de los factores de propagación, se puede demostrar que:

$$\frac{\pi}{\Delta\omega} = \left[\frac{\partial\beta_c}{\partial\omega} (L_2 - L_1) + \frac{\partial\beta}{\partial\omega} L - \frac{d}{c} \right] \quad (3.24)$$

^a Fibercore SMF980 (NA = 0.15, $\lambda_c = 930$ nm.)

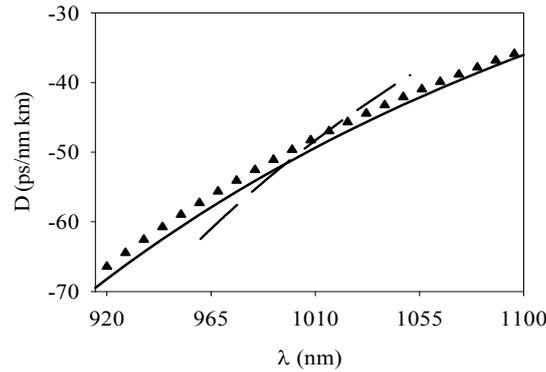


Fig. 3-9. Medida de la dispersión cromática de la fibra Fibercore SMF980^a mediante esta técnica (línea discontinua) y utilizando el interferómetro en aire (línea continua). Los triángulos muestran el cálculo teórico.

A partir del espectro experimental es posible construir una función $f(\omega) = \frac{\pi}{\Delta\omega}$ obteniendo los valores de $\Delta\omega$ en todo el espectro. La primera derivada de $f(\omega)$ respecto de la frecuencia está relacionada con la dispersión de la fibra ya que:

$$\frac{\partial f(\omega)}{\partial \omega} = \left[\frac{\partial^2 \beta_c}{\partial \omega^2} (L_2 - L_1) + \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} L \right] \quad (3.25)$$

Cabe comentar que esta variante para obtener la dispersión proporciona resultados similares a la anterior. Esto es así ya que, si bien en este caso la función que se construye a partir de la fase solo se ha de derivar una vez, mientras que en el caso anterior es necesario hacer una segunda derivada, la forma en que está construida $f(\omega)$ a partir de incrementos ya implica una primera derivada de la fase respecto a la frecuencia.

Medida de la dispersión y la birrefringencia de grupo en fibras PM

A continuación abordamos la caracterización de fibras PM con el interferómetro descrito en la Fig. 3.6. Como se ha comentado anteriormente, para analizar fibras PM es necesario insertar un polarizador lineal tal como se muestra en la Fig. 3-6. El objetivo del mismo es polarizar linealmente el haz de referencia reflejado, de manera que, en el acoplador, el eje de polarización del haz de referencia forme 45° con los ejes principales de polarización de la fibra PM. De este modo, el haz de referencia interfiere de manera independiente con las dos ondas con polarizaciones ortogonales que se han propagado por la fibra PM. Sea \vec{E}_1 el campo eléctrico del haz de referencia y \vec{E}_2 el campo de la onda que se propaga por la fibra PM. En el acoplador, podemos escribir estos campos del siguiente modo:

^a Fibercore SMF980 (NA = 0.15, $\lambda_c = 930$ nm.)

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &\propto (\vec{u}_{p1} + \vec{u}_{p2}) \cdot e^{j(\omega t - 2(\beta_c L_1 - \frac{\omega}{c}d))} \\ \vec{E}_2 &\propto \vec{u}_{p1} \cdot e^{j(\omega t - 2(\beta_c L_2 - \beta_{p1}L))} + \vec{u}_{p2} \cdot e^{j(\omega t - 2(\beta_c L_2 - \beta_{p2}L))}\end{aligned}\quad (3.26)$$

donde β_c es el factor de propagación de la fibra del acoplador, y β_{p1} , β_{p2} son los factores de propagación de los dos modos de polarización de la fibra PM. Los vectores unitarios \vec{u}_{p1} y \vec{u}_{p2} indican las dos direcciones ortogonales. La intensidad de la onda resultante de la interferencia queda de la forma:

$$I = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^* \equiv I_{DC} + I_\omega \quad (3.27)$$

donde I_{DC} es, de nuevo, un término constante relacionado con las intensidades de cada una de las ondas. El término I_ω depende de la frecuencia y, suponiendo que ambas polarizaciones tienen la misma intensidad, viene dado por:

$$I_\omega \propto \cos\left(2\left(\beta_{p1}L - \frac{\omega}{c}d + \beta_c(L_2 - L_1)\right)\right) + \cos\left(2\left(\beta_{p2}L - \frac{\omega}{c}d + \beta_c(L_2 - L_1)\right)\right) \quad (3.28)$$

Haciendo uso de las relaciones trigonométricas, se puede reescribir (3.28) como el producto de dos funciones de tipo coseno del siguiente modo:

$$I_\omega \propto \cos\left(2\frac{(\beta_{p1} + \beta_{p2})}{2}L - 2\left(\frac{\omega}{c}d + \beta_c(L_1 - L_2)\right)\right) \cdot \cos((\beta_{p1} - \beta_{p2})L) \quad (3.29)$$

En el argumento del primer coseno aparece el factor $(\beta_{p1} + \beta_{p2})/2$ que no es más que el valor medio $\bar{\beta}$ entre los factores de propagación de los dos modos de polarización de la fibra PM. Este primer término es formalmente similar al que aparece en las expresiones (3.21) y (3.22) para el caso de fibra no PM, donde aparece β en lugar de $\bar{\beta}$. El segundo coseno contiene el factor $(\beta_{p1} - \beta_{p2})$, que es la birrefringencia de fase de la fibra PM. En resumen, la expresión (3.29) describe un patrón de interferencias similar al obtenido para el caso de fibras no PM, modulado en amplitud por una envolvente dependiente de la birrefringencia de fase de la fibra PM.

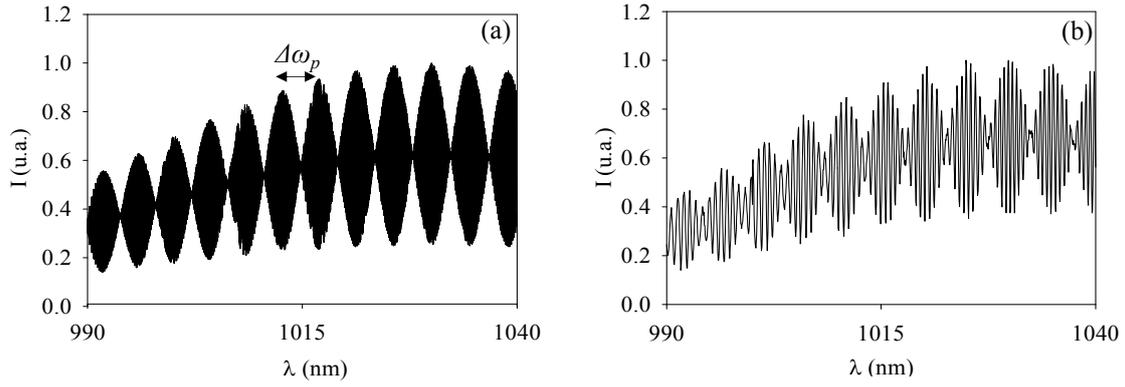


Fig. 3-10. (a) Espectro simulado del haz de salida del interferómetro. (b) Espectro experimental.

En la Fig. 3-10 (a) se muestra un ejemplo de simulación del patrón de interferencias que se obtiene en este interferómetro iluminado con un LED centrado en 1 μm , cuando se inserta un segmento de 45 cm de longitud de fibra *PM980-XP*^a. Cabe destacar que el término dependiente de la birrefringencia no depende de d , por lo que experimentalmente resulta sencillo diferenciar entre ambas modulaciones. En este ejemplo se ha ajustado d de tal modo que la modulación rápida se debe al primer término de I_ω de la expresión (3.29) y la modulación lenta al segundo. A partir de un espectro como el mostrado en la Fig. 3.10, se puede obtener la dispersión de ambos modos de polarización y la birrefringencia de grupo. En primer lugar, obtenemos la dispersión promedio \bar{D} procediendo como en alguno de los dos modos descritos anteriormente para la fibra no PM, a partir de las longitudes de onda de los máximos de la modulación rápida.

Para determinar la birrefringencia de grupo, hemos de obtener la posición de los máximos (o mínimos) de los lóbulos de la envolvente. La separación en frecuencia de dos máximos consecutivos, $\Delta\omega_p$, (ver Fig. 3.10) corresponde a un incremento de π en el argumento del segundo coseno de la expresión (3.29), que da lugar a la envolvente. Teniendo en cuenta que $\Delta\omega_p$ es pequeño, podemos hacer un desarrollo a primer orden de los factores de propagación de manera que, si un máximo está en la frecuencia ω y el siguiente en $\omega + \Delta\omega_p$, se cumple:

$$\begin{aligned} n\pi &= L \cdot (\beta_{p1}(\omega) - \beta_{p2}(\omega)) \\ (n+1)\pi &= L \cdot \left(\beta_{p1}(\omega) + \Delta\omega_p \frac{\partial \beta_{p1}}{\partial \omega} - \beta_{p2}(\omega) - \Delta\omega_p \frac{\partial \beta_{p2}}{\partial \omega} \right) \end{aligned} \quad (3.30)$$

Restando ambas expresiones y sustituyendo las derivadas respecto a la frecuencia por el índice de grupo, se obtiene finalmente la birrefringencia de grupo Δn_g a partir de los valores de $\Delta\omega_p$:

^a *Nufern* PM980-XP (NA = 0.12, $\lambda_c = 920$ nm, Birrefringencia = $3.6 \cdot 10^{-4}$)

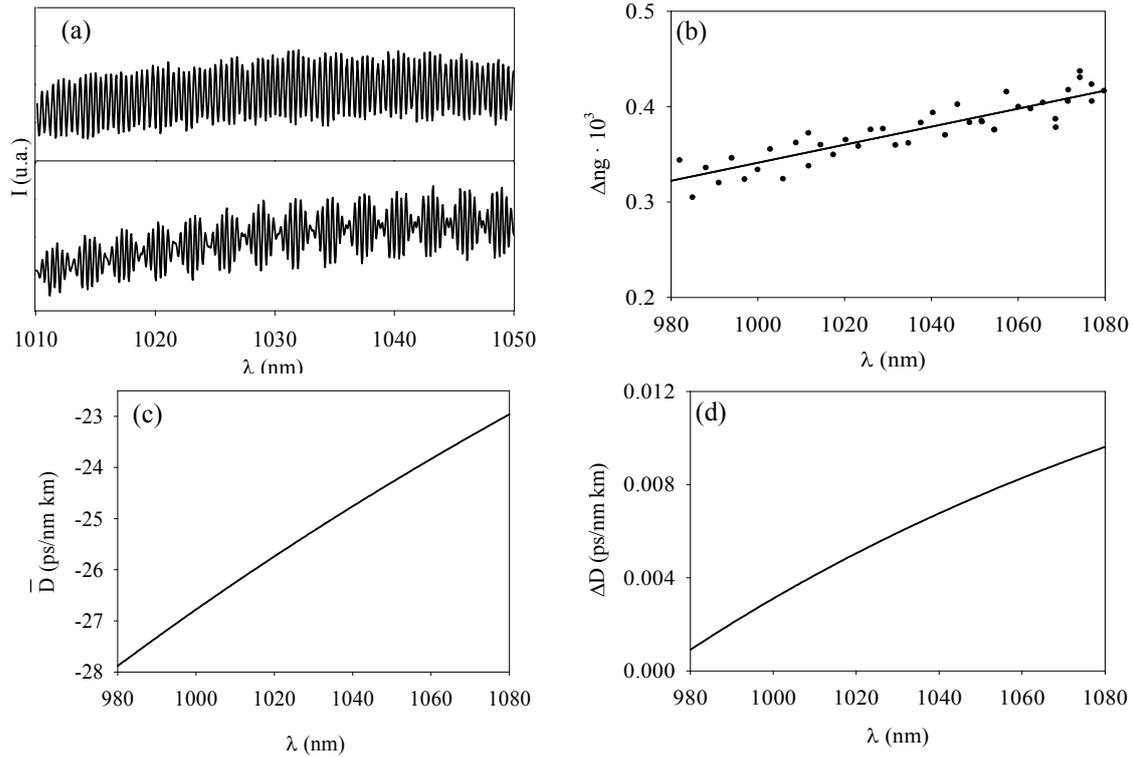


Fig. 3-11. (a) Espectros del haz de salida del interferómetro para dos posiciones del polarizador distintas. (b) Birrefringencia de grupo. (c) Dispersión cromática promedio. (d) Diferencia en dispersión entre ambas polarizaciones. Fibra: Nufern PM980-XP^a, $L = 25$ cm.

$$\frac{\pi \cdot c}{L \cdot \Delta\omega_p} = \Delta n_g \quad (3.31)$$

Por tanto, obtener la birrefringencia de grupo a partir de un espectro como el mostrado en la Fig. 3.10 se reduce a obtener los valores de $\Delta\omega_p$ en todo el espectro. Finalmente, a partir de la birrefringencia de grupo, simplemente derivando respecto a la frecuencia, se obtiene la diferencia entre las dispersiones de ambas polarizaciones ΔD :

$$\Delta D \cdot L = \frac{2\pi}{\lambda^2} \frac{\partial \Delta n_g}{\partial \omega} \quad (3.32)$$

Algunos resultados experimentales

En la Fig. 3-11 (a) se resumen los resultados obtenidos en la caracterización de la fibra PM980-XP. La Fig. 3-11 (a) muestra espectros para dos orientaciones del polarizador. En la primera, el polarizador está orientado de tal modo que la polarización del haz de referencia coincide con uno de los modos de polarización de la fibra. En el segundo, el polarizador está orientado aproximadamente a 45° . A partir de este último

^a Nufern PM980-XP (NA = 0,12, $\lambda_c = 920$ nm, Birrefringencia = $3.6 \cdot 10^{-4}$)

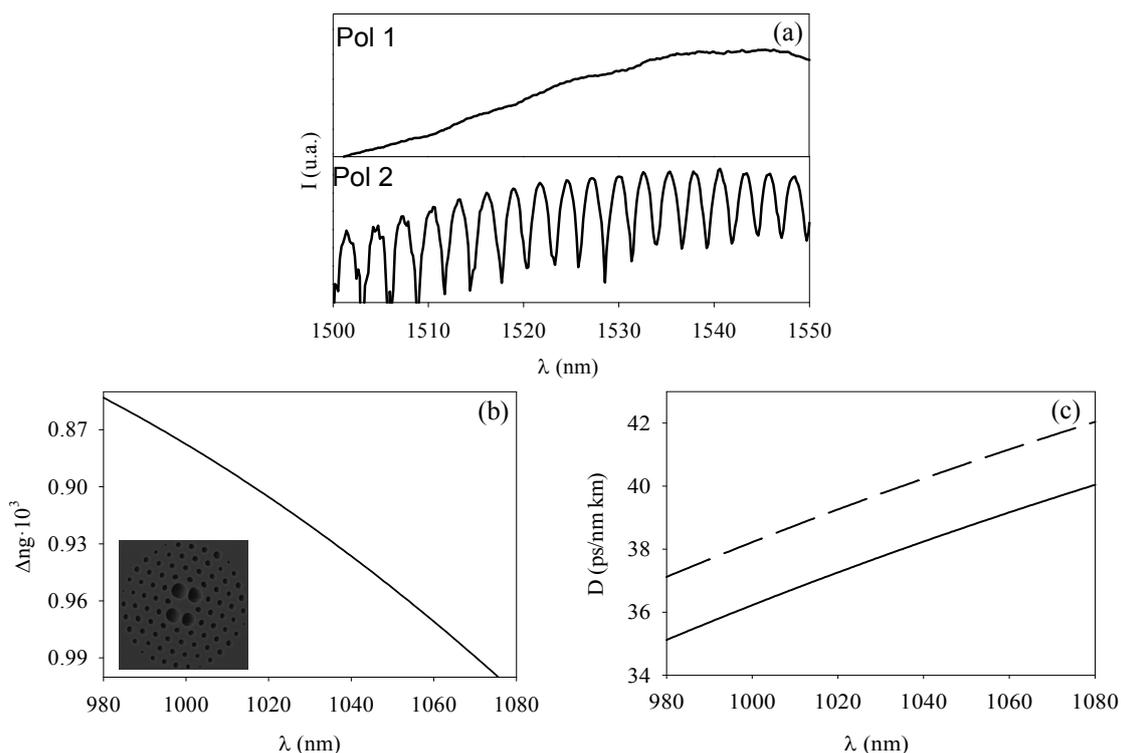


Fig. 3-12. (a) Espectro de salida para las dos polarizaciones propias de la fibra. (b) Birrefringencia de la fibra. (c) Dispersión de los dos modos de polarización. Fibra microestructurada birrefringente con un $\Lambda = 3.5 \mu\text{m}$ y $d = 1 \mu\text{m}$. El diámetro de los agujeros grandes es $5.13 \mu\text{m}$.

obtenemos la dispersión promedio, la birrefringencia y la diferencia entre las dispersiones de ambas polarizaciones. Cabe comentar que el valor nominal de birrefringencia a la longitud de onda de $1 \mu\text{m}$ proporcionado por el fabricante es de 3.6×10^{-4} , valor que coincide con nuestra medida.

En la Fig. 3-12 se resumen los resultados obtenidos en la caracterización de una fibra microestructurada con propiedades de polarización muy interesantes. Se trata de una fibra con una microestructura triangular de agujeros de aire, en la que el diámetro de cuatro agujeros adyacentes al núcleo es mayor que el diámetro del resto de agujeros. Esta particularidad le confiere unas características de guiado peculiares: dependiendo de los valores de los distintos parámetros geométricos y de la longitud de onda, la fibra puede comportarse como una fibra *PM*, o como una fibra polarizante que solo guía un modo de polarización [63]. En el caso concreto de esta fibra, para longitudes de onda en torno a $1 \mu\text{m}$, la fibra es *PM*, mientras que en torno a $1.55 \mu\text{m}$ la fibra es polarizante. Así, cuando se ilumina el interferómetro con el LED centrado en $1 \mu\text{m}$, se obtiene un espectro con un patrón similar al de una fibra *PM* convencional (ver Fig. 3-11 (a)), mientras que cuando se utiliza una fuente de luz centrada en $1.55 \mu\text{m}$, el espectro obtenido presenta una modulación cuando el polarizador se alinea para producir la interferencia del haz de referencia con el haz del modo de polarización guiado, mientras que cuando el polarizador se orienta para producir la interferencia con el modo de

polarización perpendicular (no soportado por este tipo de fibra), el espectro no presenta ninguna modulación ya que realmente corresponde solo a luz del brazo de referencia.

Medida de la dispersión cromática a partir del punto de inflexión de la fase

La medida de la dispersión cromática con un interferómetro en aire resulta muy laboriosa ya que requiere una gran cantidad de medidas, el alineamiento de los haces, etc. El interferómetro de fibra permite resolver en gran parte las limitaciones del anterior, sin embargo, el valor de dispersión obtenido es, en general, menos preciso que el obtenido con el interferómetro en aire. Esto se debe a que el método desarrollado para obtener la dispersión a partir de los espectros obtenidos con el interferómetro de fibra involucra calcular una derivada segunda sobre valores experimentales, mientras que en el caso del interferómetro en aire sólo hemos de calcular la derivada primera. El método que se describe en este apartado, combina ambas técnicas, manteniendo el montaje del interferómetro de fibra por su robustez, repetitividad, sencillez a la hora de montar y utilizar, etc, pero usando el concepto de medida del interferómetro en aire.

Para introducir los fundamentos en los que se basa este método, consideremos dos ondas monocromáticas, cada una propagándose por uno de los brazos. El término de la intensidad de la interferencia en el detector que depende de la frecuencia se puede escribir del siguiente modo:

$$I_{\omega} \propto \cos(\Delta\phi(\omega)) \quad (3.33)$$

donde $\Delta\phi$ es la diferencia de fase entre los dos haces en el acoplador, detallada en la Eq. (3.22). Como ya hemos comentado anteriormente, $\Delta\phi$ varía de manera suave con la frecuencia de modo que, según la Eq. (3.33), el espectro del haz de salida del interferómetro muestra una modulación con la longitud de onda. La separación espectral entre máximos (o mínimos) depende de cómo de rápido varía $\Delta\phi$ con ω (es decir, de la derivada) Variaciones muy rápidas dan lugar a franjas de interferencia en el espectro que están muy juntas, mientras que variaciones muy lentas dan lugar a franjas más separadas en el espectro. En el caso límite, cuando se cumple,

$$\frac{\partial}{\partial\omega}\Delta\phi(\omega) = 0 \quad (3.34)$$

se obtiene un valor prácticamente constante de la intensidad. La longitud de onda para la que se cumple la condición (3.34) la denominaremos λ_0 . A esta longitud de onda, el retardo de grupo de los dos haces es el mismo. El método que se emplea para obtener la dispersión mediante esta técnica interferométrica consiste en variar la longitud del brazo de referencia y determinar λ_0 en función de dicha longitud.

A la longitud de onda λ_0 , entonces se satisface la siguiente condición:

$$\left. \frac{\partial \beta_c}{\partial \omega} \right|_{\lambda_0} (L_2 - L_1) - \frac{d}{c} = \left. \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right|_{\lambda_0} L \quad (3.35)$$

que escrita en términos del retardo de grupo por unidad de longitud queda:

$$\tau_c \cdot (L_2 - L_1) - \frac{d}{c} = \tau \cdot L \quad (3.36)$$

donde τ_c y τ son el retraso de grupo por unidad de longitud de la fibra del acoplador y de la fibra problema, respectivamente, a la longitud de onda λ_0 . Finalmente, derivando la expresión (3.36) en función de la frecuencia, y haciendo uso de la relación (3.8), se obtiene:

$$D_c \cdot (L_2 - L_1) - \frac{1}{c} \frac{\partial d_0}{\partial \lambda} = D \cdot L \quad (3.37)$$

Para medir la dispersión cromática siguiendo este método mediremos el espectro de salida del interferómetro en función de la distancia d . A partir de estos espectros determinaremos la longitud de onda λ_0 en cada caso. En la Fig. 3-13 se muestra algunos ejemplos de espectros del haz de salida del interferómetro para varios valores de d . En ellos se puede apreciar que el periodo de la oscilación va creciendo hasta que se hace máximo para, a partir de ahí volver a acortarse. En el punto donde el periodo es máximo, la intensidad es prácticamente constante debido a que se cumple la condición (3.34). La longitud de onda λ_0 corresponde al valor central, como se indica en la Fig. 3.13.

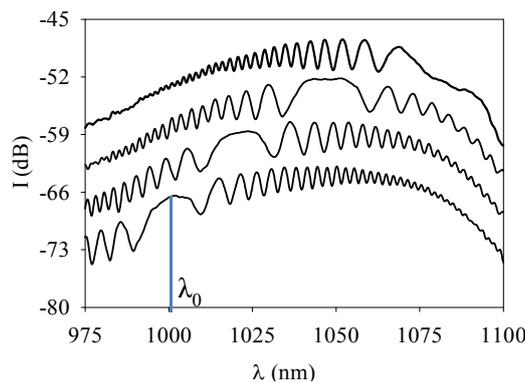


Fig. 3-13. Espectro del haz de salida del interferómetro para distintos valores de d . El incremento de d entre dos espectros consecutivos es 0.1 mm. Fibra DF-1100^a. $L = 46.2$ cm

^a Fibercore DF-1100 (NA= 0.15, $\lambda_c= 839$ nm)

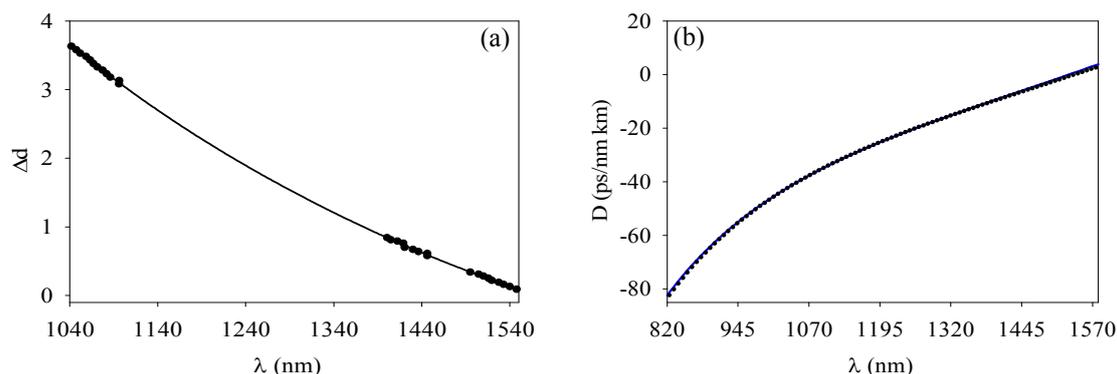


Fig. 3-14. (a) Variación de d en función de la longitud de onda λ_0 . Los puntos son valores experimentales y la línea muestra el ajuste a la función de Sellmeier. (b) Medida de la dispersión mediante esta técnica (línea de color azul) y mediante la técnica interferométrica de espacio abierto (línea de color negro).

Fibra: Fibercore DF-1100^a. $L = 46.2$ cm

Para obtener la dispersión a partir de los espectros experimentales, seguimos un análisis similar al del caso del interferómetro en aire descrito en la sección 3.2.1. Representamos la variación de d en función de la longitud de onda y la ajustamos a un desarrollo de Sellmeier. Una vez determinados los coeficientes del desarrollo Sellmeier, calculamos su derivada respecto a la longitud de onda. De nuevo, para obtener la dispersión de la fibra es necesario hacer una medida previa de calibración del interferómetro en ausencia de fibra problema para determinar el término $D_c(L_2 - L_1)$.

La Fig. 3-14 muestra los resultados obtenidos en la caracterización de una fibra activa dopada con iterbio^a. En la Fig. 3.14 (a) se muestra cómo se desplaza la longitud de onda λ_0 conforme cambia la longitud d , cuando se inserta en el interferómetro un segmento de 46.2 cm de esta fibra. Los puntos corresponden a medidas experimentales y la línea muestra el ajuste de estos valores al desarrollo de Sellmeier. A partir de esta curva, derivando respecto a la longitud de onda podemos obtener $D_c \cdot (L_2 - L_1) - D \cdot L$ en función de la longitud de onda, y a partir de éste, la dispersión de la fibra, una vez realizada la medida de calibración del interferómetro. La dispersión de esta fibra medida por este método se muestra en la Fig. 3-14 (b). También se incluye la dispersión de la misma fibra medida con el interferómetro en aire. Se observa que los resultados son prácticamente idénticos. Sin embargo, la técnica basada en el interferómetro de fibra es mucho más simple y sensiblemente más rápida.

Esta técnica también se puede emplear para medir la dispersión y la birrefringencia de grupo de fibras PM. En ese caso, es necesario insertar el polarizador lineal en el brazo de referencia. La manera más sencilla de analizar una fibra PM consiste en analizar de manera independiente cada modo de polarización. Para ello, hay que orientar el polarizador para que el brazo de referencia interfiera con un solo modo de polarización de la fibra PM, de manera que se obtienen espectros similares a los

^a Fibercore DF-1100 (NA= 0.15, $\lambda_c = 839$ nm)

mostrados en la Fig. 3.13, a partir de los cuales se obtiene la dispersión de este modo de polarización. A continuación rotando el polarizador se busca hacer interferenciar el haz de referencia con el otro modo de polarización y se repite el análisis anterior. En la Fig. 3-15 (a) se muestran los espectros del haz de salida del interferómetro para los dos modos de polarización, y una misma distancia d , cuando se analizó la fibra PM980-XP^a. En la Fig. 3-15 (b) se muestra la dispersión cromática para los dos modos propios de polarización.

Como se puede observar en la Fig. 3-15 (a), para un valor determinado de d , los espectros para ambas polarizaciones son muy similares, pero uno está ligeramente desplazado respecto del otro. Variando la longitud del brazo de referencia una cantidad Δd_p podemos hacer que ambos espectros se superpongan. En esas condiciones, la birrefringencia de grupo viene dada simplemente por:

$$\Delta d_p = \Delta n_g \cdot L \tag{3.38}$$

Estimación del error en la medida de la dispersión cromática

Para acabar este capítulo, vamos a realizar una estimación del error en la medida de la dispersión cromática con la técnica anterior. El ajuste al desarrollo de *Sellmeier* (expresión (3.18)) de la variación del brazo de referencia en función de la longitud de onda, proporciona un valor de los coeficientes A, B, C, E, F , así como el error correspondiente de cada coeficiente. Teniendo en cuenta que la dispersión se obtiene derivando la variación de la longitud del brazo de referencia respecto a la longitud de onda, podemos escribir:

$$D = \frac{1}{L \cdot c} \{4 \cdot A \cdot \lambda^3 + 2 \cdot B \cdot \lambda^2 - 2 \cdot E \cdot \lambda^{-3} - 4 \cdot F \cdot \lambda^{-5}\} \tag{3.39}$$

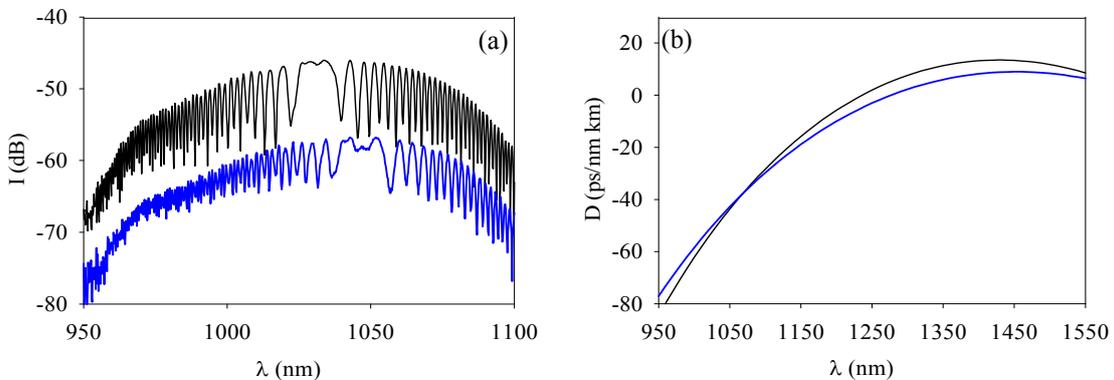


Fig. 3-15. (a) Espectros del haz de salida del interferómetro para las dos polarizaciones propias y un mismo valor d . (b) Dispersión para ambas polarizaciones. Fibra Nufern PM980-XP. $L=35.6$ cm.

^a Nufern PM980-XP (NA= 0,12, $\lambda_c= 920$ nm)

Aplicando el método de las derivadas parciales [118], podemos estimar el error de la dispersión cromática a partir de la siguiente expresión:

$$[\varepsilon(D)]^2 = \left[\left(\frac{\partial D}{\partial A} \right) \varepsilon_A(\lambda) \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial D}{\partial B} \right) \varepsilon_B(\lambda) \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial D}{\partial E} \right) \varepsilon_E(\lambda) \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial D}{\partial F} \right) \varepsilon_F(\lambda) \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial D}{\partial \lambda} \right) \varepsilon_\lambda(\lambda) \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial D}{\partial L} \right) \varepsilon_L(\lambda) \right]^2 \quad (3.40)$$

donde ε_A , ε_B , ε_E , ε_F son los errores de los coeficientes obtenidos del ajuste, y ε_λ y ε_L son los errores con que se determina la longitud de onda λ_0 y el error en la medida de la longitud de fibra, respectivamente.

En la Fig. 3-16 se muestra la dispersión cromática medida para la fibra *Nufern 780HP*^a junto con la estimación del error obtenida con la expresión (3.40). En este cálculo se ha supuesto que $\varepsilon_\lambda = 1$ nm y $\varepsilon_L = 0.1$ mm. Se observa que la estimación del error aumenta ligeramente con la longitud de onda, siendo 3.6 ps/(nm·km) a 950 nm, y 3.9 ps/(nm·km) a 1650 nm.

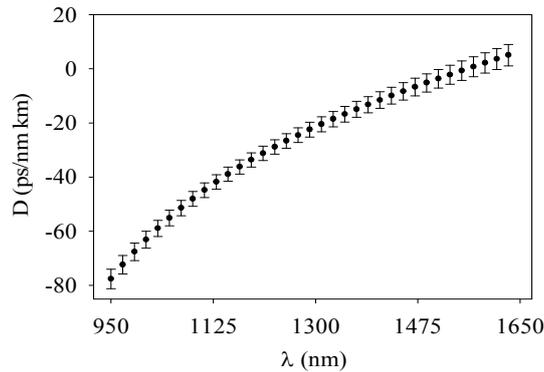


Fig. 3-16. Medida de la dispersión cromática de la fibra *Nufern 780HP* y la estimación del error.

^a *Nufern 780HP* (NA= 0.13, $\lambda_c= 730$ nm)

CAPÍTULO 4

EFFECTOS NO LINEALES EN FIBRAS MICROESTRUCTURADAS

En este capítulo se estudian los efectos que produce la propagación de un pulso intenso por un medio transparente como puede ser una fibra óptica. Al propagarse un pulso intenso a lo largo de una fibra pueden aparecer una serie de fenómenos que son resultado de la interacción no lineal de los campos electromagnéticos y el medio en el que se propagan. Como resultado, el perfil temporal y espectral del pulso puede verse modificado. La gama de fenómenos no lineales es amplia y, en general, dependen de las características del pulso, y del medio donde se propaga.

En este capítulo se describen de forma simple los procesos de óptica no lineal observados en fibras microestructuradas. En la siguiente sección se introduce las ecuaciones que gobiernan la propagación de los pulsos dentro una fibra óptica y los efectos que aparecen, agrupándolos en procesos elásticos e inelásticos, tratando con más detalle el efecto Raman y la mezcla de cuatro ondas. A continuación se estudia la estabilidad de las bandas de mezcla de cuatro ondas con la tensión axial y la temperatura de la fibra microestructurada. Por último, se presentan resultados experimentales acerca de experimentos de generación de supercontinuo, donde el mecanismo no lineal que inicia el proceso es diferente en cada caso.

4.1.- Introducción

La propagación de una onda electromagnética por una fibra óptica se puede tratar a partir de la interacción de un campo electromagnético con el medio por donde se propaga, la cual viene descrita por las ecuaciones de Maxwell:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \vec{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0\end{aligned}\tag{4.1}$$

donde \vec{E} y \vec{H} son los vectores del campo eléctrico y magnético, respectivamente, \vec{D} y \vec{B} son el desplazamiento eléctrico y la inducción magnética respectivamente, \vec{J} es la densidad de corriente y ρ es la densidad de carga. Una fibra óptica se puede considerar un medio dieléctrico donde no existen cargas libres ni corrientes por lo que $\vec{J} = 0$ y $\rho = 0$. Además la fibra es un medio no magnético. Así, el vector desplazamiento eléctrico \vec{D} y la inducción magnética \vec{B} se pueden expresar del siguiente modo:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ \vec{B} &= \mu_0 \vec{H}\end{aligned}\tag{4.2}$$

donde \vec{P} es la polarización eléctrica inducida en el material por el campo eléctrico. Tomando el rotacional en la ley de Faraday y utilizando las relaciones constitutivas del medio descritas anteriormente para las densidades de flujo eléctrico y magnético, se obtiene la siguiente ecuación que describe la evolución del campo eléctrico:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}\tag{4.3}$$

En un medio homogéneo, donde la permitividad dieléctrica no depende de las coordenadas espaciales, se cumple:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\vec{\nabla}^2 \vec{E}\tag{4.4}$$

donde se ha utilizado que $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \epsilon(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) = 0$. Así, la expresión (4.3) se puede escribir como:

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (4.5)$$

Para completar la descripción del campo eléctrico es necesario establecer la relación existente entre el campo eléctrico y la polarización inducida. En régimen lineal, ambos son proporcionales,

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \equiv \vec{P}_L \quad (4.6)$$

donde $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad eléctrica de primer orden del medio, relacionada con el índice de refracción del material y con el coeficiente de atenuación del mismo.

Sin embargo, en muchas ocasiones, la propagación de una onda electromagnética por un medio no puede tratarse como un problema lineal y se han de considerar términos de orden superior en la dependencia de \vec{P} con \vec{E} . En el caso de las fibras ópticas fabricadas con sílice la no linealidad es muy pequeña, lo que justifica que la evolución del campo eléctrico se puede tratar de manera perturbativa [45, 119, 120]. Así, resulta común expresar la polarización como la suma de un término lineal \vec{P}_L más una corrección no lineal \vec{P}_{NL} :

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \cdot \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} + \dots) \quad (4.7)$$

siendo $\chi^{(i)}$ la susceptibilidad de orden (i) del material.

Los diferentes términos de la susceptibilidad en la Eq.(4.7) caracterizan completamente todas las propiedades del medio. Cada uno de los términos proporciona información acerca del material, y el conjunto representa enteramente la respuesta del material frente a los campos eléctricos aplicados. La susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ es la responsable de algunos efectos paramétricos, como por ejemplo la generación de la segunda onda armónica, la suma y resta de frecuencias. Cabe mencionar que la susceptibilidad de segundo orden en la sílice es nula debido a la simetría de la molécula de SiO_2 , por lo que los fenómenos no lineales que se derivan de este segundo término no se van a generar en fibras ópticas fabricadas con este material. Por tanto, en fibras ópticas de sílice, el comportamiento no lineal se debe esencialmente a la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$. Los efectos debidos a los órdenes superiores de la susceptibilidad son prácticamente irrelevantes.

La aparición de efectos ópticos no lineales en fibras ópticas de sílice, y la intensidad con que se generan unos efectos no lineales u otros, dependerá de las características del campo eléctrico incidente (*bombeo*), en concreto, de su longitud de onda, de la amplitud, y de sus propiedades temporales, así como de algunas

características de la fibra tales como la dispersión cromática [45, 119 - 123]. A continuación se clasifican los fenómenos no lineales más relevantes de acuerdo con los mecanismos que lo producen.

Procesos inelásticos

Son procesos en los que se produce un intercambio de energía entre el campo electromagnético y el medio dieléctrico que forma el material por donde se propaga la onda. La interacción se lleva a cabo a través de la polarización asociada con las vibraciones de la estructura del material, por lo que la respuesta ante cambios rápidos de la intensidad del campo se encuentra limitada por la inercia del material [124, 125]. En este grupo se incluyen la dispersión Raman y la dispersión Brillouin.

Procesos elásticos

En los procesos elásticos no se produce intercambio de energía entre el campo electromagnético y el medio. Son fenómenos que se producen a través de la polarización electrónica, por lo que la respuesta del material frente a variaciones de la intensidad del campo es prácticamente instantánea. Se pueden distinguir dos tipos diferentes. El primero de ellos asociado al efecto Kerr óptico del material, dependiente de $\chi^{(3)}$ del material y de la intensidad del campo electromagnético que se propaga; dentro de esta categoría se incluyen los procesos de automodulación en fase y modulación de fase cruzada. El segundo efecto se encuentra relacionado con una serie de procesos paramétricos en los cuales intervienen varias ondas electromagnéticas. Dentro de estos destacan los procesos de tercer orden como la generación de tercer armónico o la mezcla de cuatro ondas.

Solitones ópticos

Los solitones ópticos resultan del balance entre los efectos dispersivos que se dan en las fibras ópticas y los efectos no lineales. Su existencia fue predicha teóricamente en 1973 [126], y fueron reproducidos experimentalmente por primera vez en 1980 [127]. Los solitones son un tipo especial de paquetes de onda que tienen como peculiaridad el que no se distorsionan al propagarse largas distancias. Esta característica ha hecho que resulten de interés en aplicaciones relacionadas con las comunicaciones ópticas [128, 129]. La dinámica de solitones incluye varios efectos de interés como el desplazamiento de frecuencia, la fisión de solitones de orden superior y la formación de ondas dispersivas. La presencia de solitones y su dinámica pueden jugar un papel muy importante en la generación de fuentes de supercontinuo [130, 136].

4.2.-Propagación de un pulso en régimen no lineal

Un pulso de luz propagándose por un medio material se puede describir a partir de la ecuación de Schrödinger no lineal (GNLSE, *Generalized non-linear Schrödinger equation*) [45]. Consideremos un pulso de luz polarizado linealmente con el campo eléctrico oscilando en el eje x , que se propaga en una fibra óptica a lo largo del eje z . El campo eléctrico se puede expresar de la siguiente forma:

$$\vec{E}_A(x, y, z, t) = \hat{x}F(x, y)A(z, t)e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} \quad (4.8)$$

donde \hat{x} es un vector unitario, $F(x, y)$ es la distribución transversal del campo eléctrico, $A(z, t)$ es la envolvente del pulso, y β_0 es la constantes de propagación modal del pulso a la frecuencia angular ω_0 . La evolución de la envolvente del pulso $A(z, t)$ conforme se propaga por la fibra viene descrita por la GNLSE en los siguientes términos [45, 137]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A(z, T) \approx & -\frac{\alpha}{2} A(z, T) + \sum_{k \geq 2} j^{k+1} \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k}{\partial T^k} A(z, T) - j\gamma |A(z, T)|^2 A(z, T) \\ & + j\gamma T_R \frac{\partial}{\partial T} |A(z, T)|^2 A(z, T) - \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} |A(z, T)|^2 A(z, T) \end{aligned} \quad (4.9)$$

donde $T = t - z/v_g$. Los dos primeros factores del término de la derecha de la expresión (4.9) dan cuenta de las contribuciones lineales que afectan a la propagación. El coeficiente α hace referencia a la atenuación de la fibra y los coeficientes de dispersión de la fibra β_k que dan cuenta de la dependencia del factor de propagación β con la frecuencia (ver capítulo 3). El resto de factores hacen referencia a las contribuciones no lineales. El primero da cuenta del efecto Kerr, el segundo tiene su origen en la respuesta retardada del Raman, y es el responsable del desplazamiento en frecuencia intrapulso inducido por Raman. El último término se asocia a lo que se conoce como *self-steeping* y con la formación de ondas de choque [138-140].

El factor γ que aparece en todos los términos que dan cuenta del comportamiento no lineal se denomina el *coeficiente no lineal*, el cual tiene en cuenta el índice de refracción no lineal del material n_2 (relacionado con la parte real de $\chi^{(3)}$) así como el área efectiva, A_{eff} , del modo propagante por la fibra. En concreto, γ viene definido por:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (4.10)$$

Finalmente, la función T_R es la función de respuesta no lineal del sistema [141] que considera las contribuciones electrónicas rápidas (< 1 fs) y las vibracionales (~ 100 fs). Para acabar, podemos comentar que para pulsos cuya duración es del orden de unos ps o más, de los tres términos que dan cuenta de la no linealidad en la GNLSE.

4.2.1- Influencia de la dispersión y la duración del pulso

Se puede hacer una discusión cualitativa de la relevancia de las distintas contribuciones incluidas en la GNLSE que describen la propagación de un pulso a lo largo de una fibra de longitud L introduciendo dos longitudes características: la longitud de dispersión, L_D , y la longitud no lineal, L_{NL} , que se definen como:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (4.11)$$

donde T_0 y P_0 son la anchura temporal y la potencia de pico iniciales del pulso. En base a estos parámetros se pueden identificar distintos regímenes de propagación de un pulso a lo largo de una fibra:

- A. Si $L \ll L_D$ y $L \ll L_{NL}$, la fibra se comporta como un elemento pasivo, por lo que el pulso se propaga sin experimentar ningún cambio, salvo el que se deriva de la atenuación.
- B. Si: $L \ll L_D$ y $L \sim L_{NL}$, los términos dispersivos de la fibra son despreciables y la evolución del pulso al propagarse por la fibra se encuentran gobernados por los términos no lineales. Esta situación se da cuando los pulsos son largos temporalmente. Aunque los valores concretos de T_0 que hacen que estemos en este supuesto dependen de la potencia y de la dispersión. Cabe destacar que la mayor parte de los experimentos de generación de efectos no lineales incluidos en esta tesis se han realizado en estas condiciones.
- C. Si: $L \sim L_D$ y $L \ll L_{NL}$, la evolución del pulso está dominada por los efectos dispersivos y los efectos no lineales son despreciables.
- D. Si: $L \sim L_D$ y $L \sim L_{NL}$, la dispersión y los efectos no lineales ambos tienen un papel relevante en la propagación del pulso a lo largo de la fibra. En este caso, la solución de la GNLSE es bastante diferente en función del signo de β_2 ; en el caso de $\beta_2 < 0$ (dispersión anómala) la fibra puede soportar la propagación de solitones.

En términos generales, la aparición de un efecto no lineal u otro depende, en mayor o menor medida, de las características del medio por el que se propaga, en concreto, de su dispersión, y también de las características del pulso, es decir, de su potencia de pico, longitud de onda y duración. A modo de sumario, en las tablas 4-1 y 4-2 se clasifican los procesos no lineales que se pueden generar en la propagación de una onda electromagnética a lo largo de una fibra en base al tipo de dispersión de la misma, y en función de la anchura temporal del pulso que los genera, respectivamente.

Dispersión	Efecto no lineal
Normal ($D < 0$)	<i>Dispersión Raman</i>
	<i>Dispersión Brillouin estimulada (SBS)</i>
	<i>Automodulación de fase (SPM)</i>
	<i>Modulación en fase cruzada (XPM)</i>
	<i>Mezcla de las cuatro ondas (FWM)</i>
	<i>Ondas dispersivas</i>
Anómala ($D > 0$)	<i>Todos los anteriores más:</i>
	<i>Inestabilidad de modulación (MI)</i>
	<i>Generación de solitones</i>
	<i>Fisión de solitones de orden superior</i>
	<i>Desplazamiento en frecuencia de solitones (SSFS)</i>

Tabla 4-1. Clasificación de los efectos no lineales según el tipo de dispersión en la que se generan.

Duración	Efecto no lineal predominante
Continuo o quasi-continuo (>10 ps)	<i>Dispersión Raman</i>
	<i>Mezcla de cuatro ondas (FWM)</i>
	<i>Inestabilidad de Modulación (MI)</i>
Pulsos cortos (1-10 ps) o ultracortos (<1ps)	<i>Automodulación de fase (SPM)</i>
	<i>Modulación de fase cruzada (XPM)</i>
	<i>Solitones</i>

Tabla 4-2. Clasificación de efectos no lineales según el ancho temporal del pulso que los genera.

La mayor parte de los experimentos de óptica no lineal que se presentan en esta tesis se centran en la generación de mezcla de cuatro ondas y de supercontinuo. También se incluye en el capítulo 5 un experimento que se fundamenta en el efecto Raman. Para ello, se han utilizado bombeos cuasi-continuos ($T_0 > 10$ ps) o continuos, y los medios no lineales han sido fibras microestructuradas o fibras convencionales fabricadas principalmente con sílice. De esta manera los efectos no lineales más relevantes que desencadena directamente el láser de bombeo van a ser la mezcla de cuatro ondas, dispersión Raman y la inestabilidad de modulación (MI). Aunque en el proceso de generación de supercontinuo, aparecen otros efectos que contribuyen de manera muy relevante, como pueden ser la aparición de solitones, el desplazamiento en frecuencia de estos solitones y la aparición de ondas dispersivas.

4.3.- Dispersión Raman

La dispersión Raman es un proceso no lineal inelástico derivado de una interacción fotón-fonón de carácter óptico a través de modos vibracionales del material.

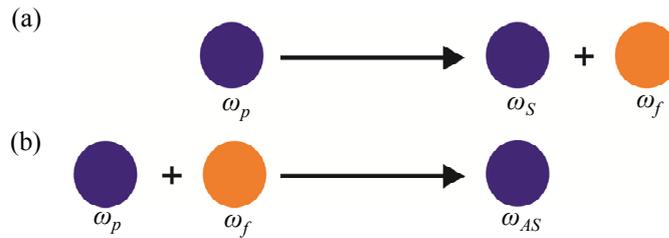


Fig. 4-1. Esquema que describe las dos variantes de la dispersión Raman. (a) El fotón del bombeo genera un fotón Stokes de menor energía y un fonón. (b) El fotón del bombeo se combina con un fonón para generar un fotón anti-Stokes, de mayor energía que el del bombeo.

Desde el punto de vista corpuscular la dispersión Raman viene caracterizada por la generación de fotones de menor frecuencia (*Stokes*) y de mayor frecuencia (*anti-Stokes*), respecto del bombeo incidente. En el primer caso, se genera un fonón que se libera en el material, y en el segundo se absorbe un fonón, como se ilustra en la Fig. 4-1.

En el proceso de dispersión Raman [45, 142] un fotón procedente del bombeo de frecuencia ω_p , entra en el sistema y es aniquilado, al tiempo que la red modifica sus estados electrónicos manteniendo el mismo número de ocupación de fonones. A continuación se produce la excitación o desexcitación de un estado vibracional de la red creándose o destruyéndose un fonón de frecuencia ω_f . Finalmente, el estado final interacciona con el campo electromagnético, generando un fotón *Stokes* de frecuencia ω_s o un fotón *anti-Stokes* de frecuencia ω_{AS} , dependiendo de si el fonón involucrado ha sido creado o destruido.

El proceso anteriormente descrito describe la dispersión Raman espontánea. En el caso en el que el medio sea bombeado con niveles importantes de energía, la generación de fotones *Stokes* puede ocurrir de forma estimulada [119]. En este caso, la generación eficiente de fotones *Stokes* puede recombinarse con los fotones incidentes procedentes del bombeo, reforzando la aparición de fonones y por lo tanto la formación de fotones Raman. Una diferencia importante entre la dispersión Raman espontánea y la estimulada radica en el tipo de emisión. Mientras la primera es isotrópica, la segunda es confinada y bidireccional.

En el dominio espectral el efecto Raman se caracteriza por la formación de dos bandas laterales ubicadas simétricamente a ambos lados del bombeo, siendo las frecuencias centrales de estas bandas dependientes, fundamentalmente de los estados vibracionales del medio. Cuando el bombeo es suficientemente intenso se puede dar el caso en que las bandas generadas superen la condición umbral, y que estas a su vez actúen como bombeos secundarios que darán lugar a la generación de fotones Raman a otras frecuencias u otros procesos de óptica no lineal.

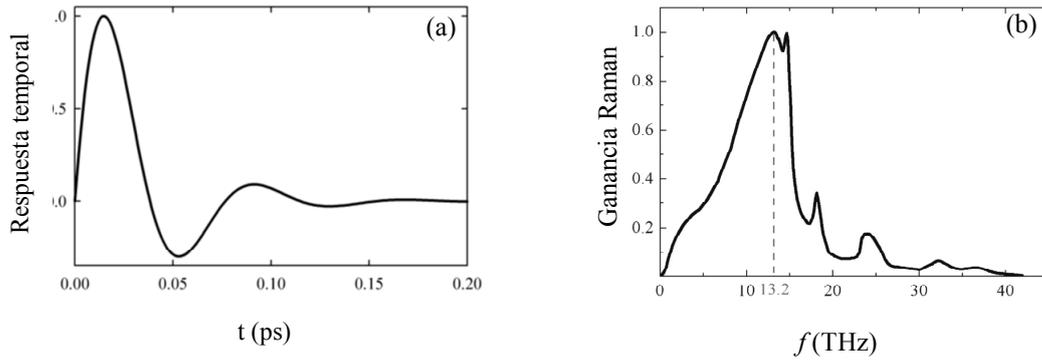


Fig. 4-2. (a) Respuesta temporal $h_R(t)$ (b) Espectro de ganancia normalizada de $g_R(\Omega/2\pi)$, para fibras de sílice [45, 119, 142]

El efecto Raman contribuye a la respuesta no lineal a través de dos factores, la contribución relativa f_R y su función respuesta temporal $h_R(t)$. El coeficiente f_R (que toma el valor de 0.18 para la sílice) representa la contribución del efecto Raman a la respuesta no lineal total, tanto a través de los mecanismos electrónicos como vibracionales. Por otra parte, $h_R(t)$ es una función temporal ajustada, cuya transformada de Fourier representa la curva espectral de ganancia. Dicha curva representa una respuesta oscilatoria amortiguada que se puede aproximar según [122, 142]:

$$h_R(t) = \left(\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \right) e^{-\left(\frac{t}{\tau_2}\right)} \sin \left(\frac{t}{\tau_1} \right) \quad (4.12)$$

donde τ_1 y τ_2 valen 12.2 fs y 32 fs respectivamente para el caso de la sílice. De esta forma se puede definir la ganancia Raman como:

$$g_R(\Omega) = \frac{\omega}{cn_0} f_r \chi^3 \text{Im}[TF(h_R(\Omega))] \quad (4.13)$$

donde $\text{Im}[TF(h_R(\Omega))]$ representa la parte imaginaria de la transformada de Fourier de $h_R(t)$.

La Fig. 4-2 representa la respuesta temporal $h_R(t)$ y el espectro de ganancia Raman $g_R(\Omega)$ para el sílice. La curva de ganancia viene representada en función de la diferencia de frecuencias, Ω , entre la señal de bombeo y la banda Stokes. El ancho espectral de la ganancia es del orden de 10 THz, con el máximo centrado en 13.2 THz.

4.4.- Mezcla de cuatro ondas (FWM)

Es un proceso paramétrico en el que dos fotones, con la misma frecuencia o con frecuencias diferentes, se aniquilan para generar nuevos fotones de otras frecuencias,

preservándose las leyes de conservación de la energía y la cantidad de movimiento. La eficiencia del proceso depende fuertemente de la diferencia de fase entre las ondas involucradas, de modo que la generación de FWM es máxima cuando la diferencia de fase acumulada es nula. En una fibra óptica, esta condición se da cuando las frecuencias se encuentran en las cercanías de la longitud de dispersión nula, ya que en esta región las velocidades de grupo son similares [143]. En la Fig. 4-3 se ilustra el proceso de mezcla de cuatro ondas. Se pueden dar dos tipos de FWM, denominados degenerado (DFWM, *Degenerate Four Wave Mixing*) y no degenerado (NDFWM, *Non-Degenerate Four Wave Mixing*). En el caso no degenerado los dos fotones que se aniquilan tienen distintas frecuencias [143, 144] mientras que en el caso degenerado los dos fotones tienen la misma frecuencia y, normalmente, provienen de un único haz de bombeo. En el caso de DFWM, la energía de los dos fotones que se generan es menor (*Stokes*) en un caso y mayor en el otro (*anti-Stokes*) [45].

En los experimentos que se recogen en esta tesis, relacionados con la generación de FWM, se ha empleado un único láser de bombeo. Por ello, la variante de FWM que se da fundamentalmente en ellos es el DFWM, por lo que el análisis que se presenta a continuación se centra en él. Desde una perspectiva general se puede estudiar la generación de mezcla de cuatro ondas a partir de la GSNLE (Eq. (4.9)), considerando la propagación de un haz cuasi-continuo y obviando los efectos relacionados con órdenes superiores [144]. Sin embargo, se puede realizar un análisis más simple, pero que proporciona mucha información acerca del proceso, teniendo en cuenta que cuando se produce la mezcla de cuatro ondas se han de cumplir dos condiciones: la conservación de la energía y la conservación del momento [45, 119].

La conservación de la energía implica que el proceso de mezcla de cuatro ondas debe satisfacer la siguiente relación:

$$2\omega_P = \omega_S + \omega_{AS} \quad (4.14)$$

donde ω_P , ω_S y ω_{AS} son las frecuencias del fotón de bombeo, y de los fotones *Stokes* y *anti-Stokes* generados, respectivamente. Podemos reescribir la Eq. (4.14) en términos de sus longitudes de onda:

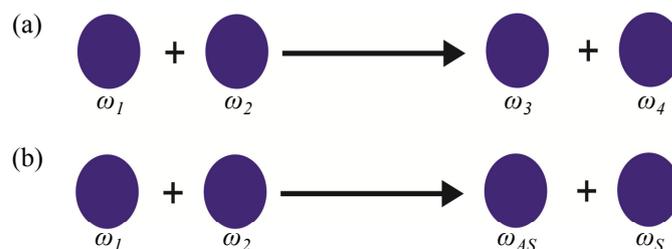


Fig. 4-3. Esquema que describe el proceso de FWM. (a) No degenerado (NDFWM), y (b) degenerado (DFWM).

$$\frac{2}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_{AS}} \quad (4.15)$$

Por otra parte, los vectores de onda de las tres ondas están ligados por la conservación del momento. Se define el momento no lineal κ como:

$$\kappa = (\kappa_s + \kappa_{AS} - 2\kappa_p) + 2\gamma P_0 \quad (4.16)$$

donde, κ_s , κ_{AS} y κ_p son el vector de onda de los fotones *Stokes*, *anti-Stokes*, y del bombeo respectivamente, y P_0 es la potencia de bombeo. Los vectores de onda dependen de las frecuencias y de las características concretas de la fibra por la que se propagan.

En condiciones en que la automodulación de fase y la modulación de fase cruzada sean poco relevantes, y suponiendo que la intensidad del bombeo no decrece al generar las bandas *Stokes* y *anti-Stokes*, es posible resolver analíticamente las ecuaciones diferenciales que describen el proceso de FWM. En estas condiciones, la ganancia de proceso, g , viene dada por [45]:

$$g = \sqrt{(\gamma P_0)^2 - (\kappa/2)^2} \quad (4.17)$$

La Eq. (4.17) indica que el valor máximo de ganancia, es decir, las condiciones en que la generación de las bandas *Stokes* y *anti-Stokes* es más eficiente, se producen cuando el momento no lineal $\kappa = 0$. Por otra parte, es sencillo comprobar que la dependencia de g con la frecuencia ω depende de la variación del momento no lineal con la frecuencia, es decir $\left(\frac{\partial \kappa}{\partial \omega}\right)$, lo que indica que a medida que las bandas de *Stokes* y *anti-Stokes* se generan en frecuencias más alejadas de la frecuencia donde la fibra presenta dispersión nula, la anchura espectral de las bandas será cada vez menor [45].

En la Fig. 4-4 se muestra un ejemplo ilustrativo donde se analiza el proceso de mezcla de cuatro ondas degenerado en una fibra microestructurada de sílice con estructura de agujeros triangular y parámetros estructurales $\Lambda = 3.9 \mu\text{m}$ y $d/\Lambda = 0.48$. En la Fig. 4-4 (a) se muestra la curva de dispersión cromática calculada para esta fibra. De acuerdo con esta curva, la longitud de onda a la que la dispersión cromática es nula, λ_z , es 1045 nm. La Fig. 4-4 (b) muestra las longitudes en las que aparecen las bandas paramétricas de *Stokes* y *anti-Stokes*, en función de la longitud de onda de bombeo, λ_p . Estas curvas se obtienen de hacer cumplir las condiciones de conservación de la energía y del momento. En estos cálculos, y en los cálculos posteriores que se presentan en este capítulo, se ha considerado el siguiente valor para el índice no lineal de la sílice, $n_2 = 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [92]. Se puede observar que la evolución con λ_p es bastante diferente dependiendo de si la dispersión de la fibra a esta longitud de onda es normal o

anómala. En el primer caso, se obtienen dos ramas que se separan rápidamente del bombeo a medida que λ_p se aleja de λ_z , mientras que si se bombea con una longitud de onda donde la dispersión de la fibra es anómala, aparecen dos ramas situadas a ambos lados del bombeo, cercanas a él, que apenas se desplazan cuando λ_p se aleja de λ_z . En este punto cabe comentar que, en la literatura, la generación de FWM en régimen de dispersión anómala se la conoce con el término *inestabilidad de modulación* (MI). Esta nomenclatura hace referencia al efecto que produce la presencia de MI en una señal, que en el dominio del tiempo da lugar a una modulación de amplitud.

Para finalizar, en la Fig. 4-4 (c) se muestran las curvas de ganancia del proceso de FWM para varios valores de λ_p . En régimen de dispersión normal, se puede apreciar que a medida que $(\lambda_z - \lambda_p)$ aumenta, la anchura de las bandas decrece visiblemente. Sin embargo, en régimen de dispersión anómala, las curvas de ganancia dependen poco de λ_p . Cabe comentar que el valor máximo teórico de la ganancia de las bandas de FWM es del orden de cuatro veces superior al del efecto Raman [45].

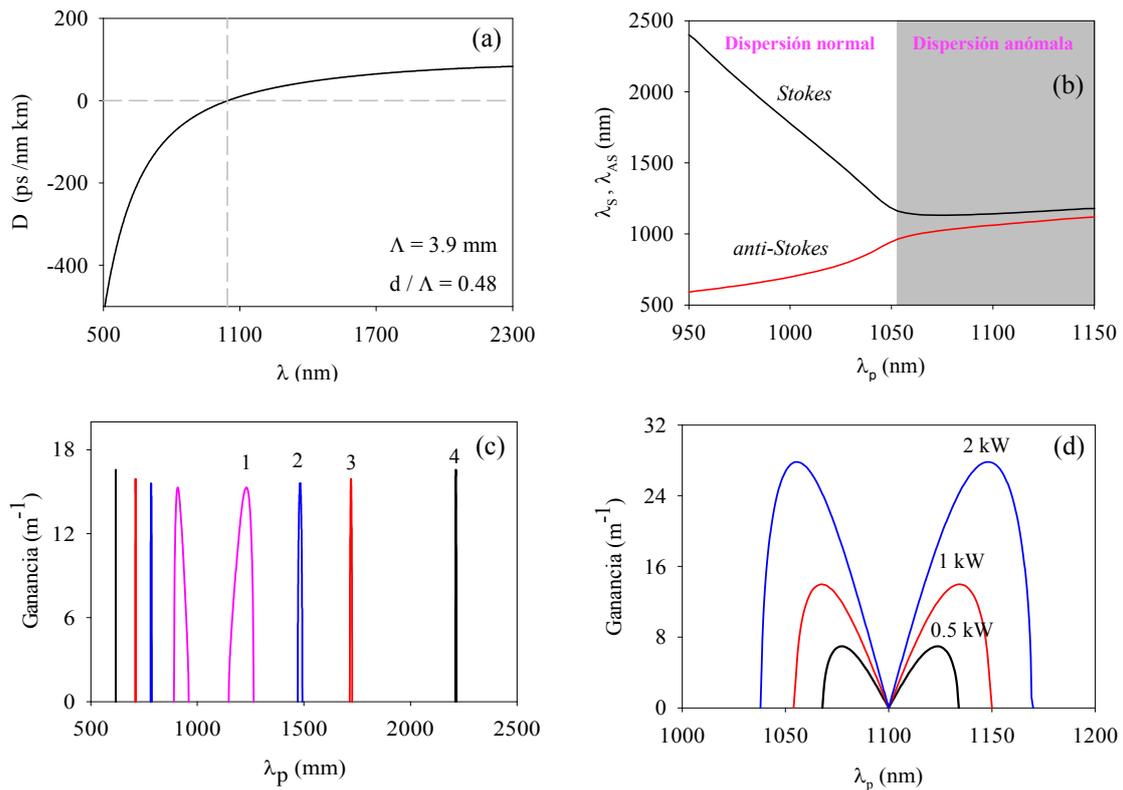


Fig. 4-4. (a) Dispersión en función de la longitud de onda de la fibra. (b) Longitudes de onda de las bandas paramétricas de Stokes y anti-Stokes en función de la longitud de onda de bombeo λ_p . (c) Ganancia en función de la longitud de onda para varios valores de λ_p : 1 \rightarrow 1045 nm, 2 \rightarrow 1025 nm, 3 \rightarrow 1005 nm, 4 \rightarrow 965 nm, con $\lambda_p (< \lambda_z)$ y una potencia de bombeo de 1 kW. (d) Ganancia en función de la longitud de onda para varios valores de la potencia de bombeo, con $\lambda_p = 1100$ nm.

Para acabar, podemos destacar que las Eq. (4.14) y (4.15) indican que tanto la ganancia como las longitudes de onda de las bandas *Stokes* y *anti-Stokes* presentan una dependencia explícita con la potencia del haz de bombeo, P_0 . Esto es así tanto si se bombea la fibra en dispersión normal como anómala, a mayor potencia de bombeo, mayor es la ganancia. La longitud de onda central de las bandas de FWM presentan cierta dependencia con la potencia de bombeo cuando la dispersión a la longitud de onda del bombeo es anómala, con tendencia a separarse del bombeo a media que se aumenta P_0 (ver Fig. 4-4 (d)). Sin embargo, no ocurre lo mismo en dispersión normal, siendo λ_S y λ_{AS} muy poco sensibles a cambios de P_0 .

4.5.- Generación de supercontinuo

La generación de supercontinuo consiste en el ensanchamiento espectral de un láser que se propaga en un medio óptico como consecuencia de la combinación de distintos efectos lineales y no lineales que aparecen al propagarse la luz en dicho medio. Este proceso fue observado por primera vez en 1970 por R. R. Alfaro y S. L. Shapiro [145-147] al realizar un experimento en el que hicieron incidir un haz pulsado con una longitud de onda de emisión a 530 nm y alta energía ($\approx 1 \text{ GW/cm}^2$) sobre un conjunto de filamentos de vidrio de tipo BK7. Dichos investigadores observaron un ensanchamiento espectral del haz de luz transmitido de 300 nm aproximadamente, abarcando el ámbito visible desde 400 a 700 nm. Este experimento ha sido considerado como la primera demostración experimental de la generación de supercontinuo, aunque algunos años antes se había publicado algún estudio teórico al respecto [148].

En el año 1976 aparece el primer trabajo publicado sobre la generación de supercontinuo usando como medio no lineal una fibra óptica [149]. En este trabajo demuestran experimentalmente una fuente de luz supercontinua en el visible que emite pulsos de 10 ns de duración, basada en 19 m de fibra óptica monomodo de sílice y un láser pulsado de colorante, obteniendo supercontinuo entre 110 y 180 nm de anchura. En 1995 Cavalcanti *et al.* [150], realizaron un experimento donde utilizaron un láser de emisión continua para generar un ensanchamiento espectral en una fibra monomodo en régimen de dispersión anómala, demostrando que el haz de bombeo generaba MI, que a su vez provocaba el rompimiento del haz continuo en pulsos ultracortos. Desde entonces, se han publicado muchos artículos sobre la generación de SC utilizando láseres de bombeo continuos [151, 152]. Una de las limitaciones fundamentales de utilizar un bombeo continuo es la potencia máxima que se puede inyectar en una fibra monomodo, que está limitada por el umbral de daño de la fibra a unas decenas de W. Dado que la no linealidad de las fibras de sílice es baja, los experimentos requieren longitudes de fibras largas y el ensanchamiento espectral suele estar limitado a unas pocas centenas de nm.

En la década de los 90 se desarrollan las fibras microestructuradas. Estas fibras presentan una morfología diferente a las fibras ópticas convencionales, y poseen ciertas

ventajas para generar procesos de óptica no lineal. En las fibras convencionales, el área efectiva y las características de dispersión son difíciles de optimizar, mientras que las fibras microestructuradas son mucho más flexibles en su diseño y permiten modificar ciertos parámetros estructurales favoreciendo así la generación de procesos de óptica no lineal que dan lugar a la generación de supercontinuo. En el año 2000 Ranka *et al.* [48], demostraron por primera vez la generación de supercontinuo en una fibra microestructurada. Para ello, usaron un láser pulsado de de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ y una fibra con el núcleo de $1.7 \mu\text{m}$ de diámetro, con la longitud de onda de dispersión nula cercana a la longitud de onda de emisión del láser. Desde entonces, se han desarrollado múltiples experimentos de generación de supercontinuo en fibras microestructuradas [153-163] Actualmente, usando fibras microestructuradas fabricadas con vidrios blandos se ha conseguido ensanchamientos espectrales de hasta 4000 nm [164].

Dentro de las múltiples aplicaciones que puede tener este tipo de fuentes destacamos: en el campo de la medicina, para la realización de tomografía óptica coherente [165], y cartometría de flujo [166]; en el campo de la física y química para realizar espectroscopia [167, 168], fluorescencia [169, 170], metrología [171], caracterización de dispositivos ópticos, etc.

4.6.- Resultados experimentales

La Fig. 4-5 muestra el montaje utilizado para estudiar las características no lineales de las fibras microestructuradas, que incluye el láser de bombeo y un conjunto de elementos para inyectar el haz del láser en la fibra. El láser empleado es del tipo microchip^a, basado en un Nd:YAG en régimen pulsado *Q-switch* pasivo. El medio activo se encuentra bombeado a 810 nm por un diodo semiconductor adyacente al medio activo. La longitud de onda de emisión es 1064 nm , la duración de los pulsos es 0.7 ns y la frecuencia de repetición de 19 kHz . El láser emite una potencia promedio de 160 mW , lo que implica que la potencia pico de los pulso es de 12 kW . El haz emitido por el láser está polarizado linealmente, con un ratio entre polarizaciones $> 99:1$.

El conjunto de elementos ópticos con los que se focaliza el haz láser en el núcleo de la fibra, incluye un conjunto de espejos dielectricos y una lámina de $\lambda/2$ para rotar la polarización lineal del láser y así poder analizar los efectos de la polarización en fibras que presenten birrefringencia. Un extremo de la fibra se monta en un posicionador micrométrico de tres ejes^b, que permite ajustar la posición con un conjunto de tornillos micrométricos y mediante un conjunto de piezoeléctricos que permiten realizar un ajuste fino del posicionamiento con una resolución inferior a 50 nm .

El haz se focaliza en el núcleo de la fibra mediante una lente esférica. La elección concreta de una lente con unas características u otras viene determinada por las

^a TeemPhotonics SNP-20F-100

^b Thorlabs NanoMAX-TS MAX 312/M

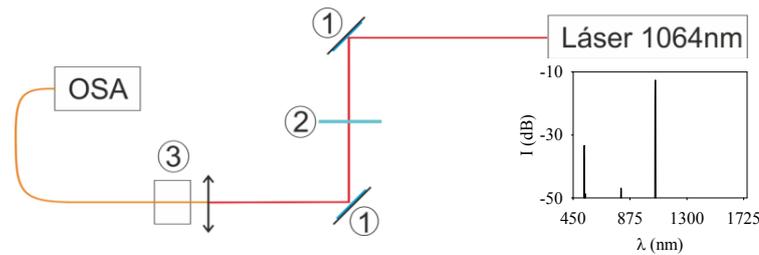


Fig.4-5. Montaje para la caracterización de efectos de óptica no lineal basado en un láser Nd:YAG de tipo microchip. (1) Espejos dichroicos.(2) Lámina de $\lambda/2$. (3) Posicionador micrométrico y lente esférica para focalizar la luz en la fibra microestructurada. El inset muestra el espectro de emisión del láser.

características de la propia fibra, en concreto, del tamaño del núcleo y de su apertura numérica. En la Fig. 4-5 se muestra el espectro de emisión del láser de bombeo. Se puede observar que, además de la línea láser centrada en 1064 nm, se observan otras líneas de menos intensidad, una centrada en 532 nm, que es el segundo armónico del haz principal generado en el propio láser, y otra centrada en 810 nm que es una banda residual proveniente del bombeo interno del cristal de Nd:YAG. Finalmente, el espectro de la luz de salida de la fibra se mide con un analizador de espectros óptico (OSA).

4.6.1.- Generación de mezcla de cuatro ondas (FWM)

En este apartado se muestran algunos resultados experimentales que muestran la generación de FWM en fibras microestructuradas en los dos regímenes de dispersión. A continuación se presentan algunos experimentos dirigidos a estudiar la dependencia de las longitudes de onda paramétricas λ_S y λ_{AS} con factores como son la temperatura y la tensión mecánica.

Ejemplo de generación de FWM en régimen de dispersión normal

En la Fig. 4-6 (a) se muestra una imagen de la sección transversal de la fibra microestructurada empleada en este experimento. Es una fibra de sílice con el núcleo dopado con erbio, cuyos parámetros estructurales son $A = 3.62 \mu\text{m}$ y $d/A = 0.53$. Las características de dispersión de esta fibra (Fig. 4-6 (a)) muestran que su dispersión a la longitud de onda del láser de bombeo es normal, siendo $\lambda_z = 1079 \text{ nm}$. La Fig. 4-6 (b) muestra el espectro de la luz recogida a la salida de un segmento de 0.8 m de longitud, cuando la potencia promedio del haz de bombeo inyectada en la fibra es de 24 mW ($P_0 = 1.8 \text{ kW}$). Además de la línea que corresponde al bombeo residual, se observan dos bandas, una centrada en 830 nm y la otra en 1495 nm, que corresponden a las bandas de *anti-Stokes* y de *Stokes*, respectivamente.

A partir de los parámetros estructurales de la fibra es posible analizar teóricamente el proceso de FWM siguiendo el planteamiento presentado en la sección 4.4. La modelización de las características lineales para obtener los vectores de

onda se ha realizado utilizando el método analítico basado en expresiones semi-empíricas descrito en la sección 2.2.1. Estos cálculos indican que las longitudes de onda de las bandas son $\lambda_{AS} = 803$ nm y $\lambda_S = 1530$ nm, muy próximas a las observadas experimentalmente. En la Fig. 4-6 (b) las líneas verticales discontinuas indican la posición teórica de estas bandas.

La banda *Stokes* muestra un desdoblamiento que es debido a cierta birrefringencia residual de la fibra. Experimentalmente se comprobó que la amplitud relativa de cada pico variaba con la polarización del haz de bombeo. Este desdoblamiento no se observa en la banda *anti-Stokes* ya que a esta longitud de onda el *splitting* es menor, y la resolución con que ha sido tomado el espectro no permite resolverlo.

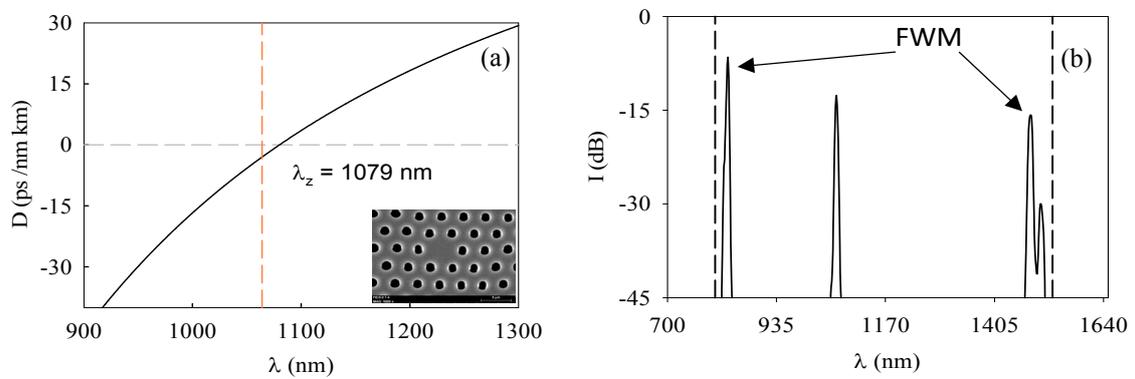


Fig. 4-6. (a) *Dispersión de la fibra en función de la longitud de onda. La línea vertical indica la longitud de onda de bombeo. Se incluye una fotografía de la sección transversal de la fibra ($\Lambda = 3.62$ μm , $d/\Lambda = 0.53$)* (b) *Espectro medido a la salida de un segmento de fibra de 0.8 m de longitud para un valor de $P_0 = 1.8$ kW. Las líneas verticales discontinuas indican la posición teórica de las bandas anti-Stokes y Stokes del FWM.*

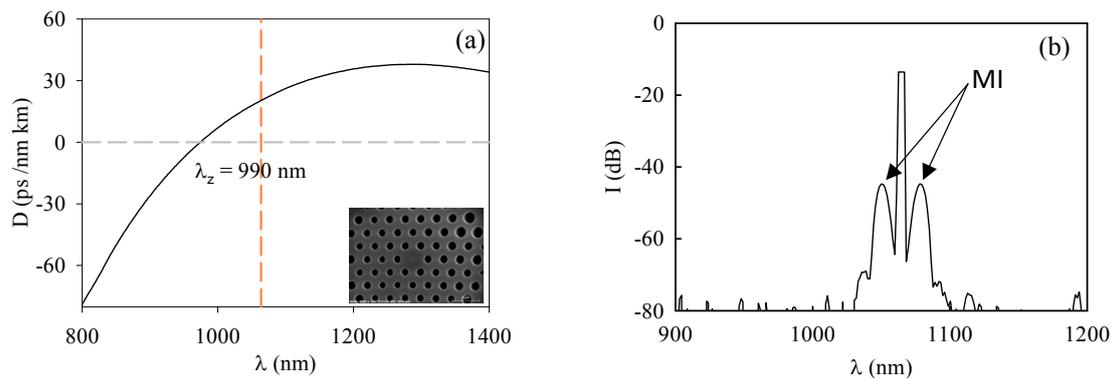


Fig. 4-7. (a) *Dispersión de la fibra en función de la longitud de onda. La línea vertical indica la longitud de onda de bombeo. Se incluye, en el inset, una fotografía de la sección transversal de la fibra.* (b) *Espectro medido a la salida de un segmento de fibra de 3 m de longitud para un valor de $P_0 = 0.15$ kW.*

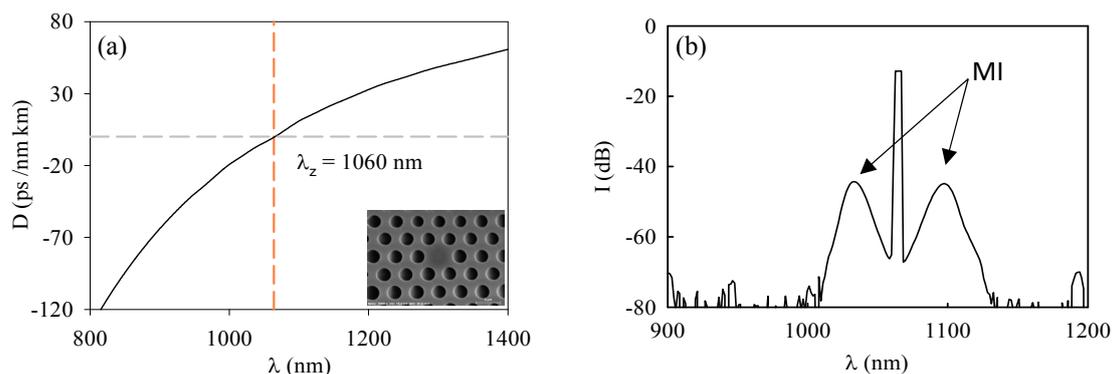


Fig. 4-8. (a) *Dispersión de la fibra en función de la longitud de onda. La línea vertical indica la longitud de onda de bombeo. Se incluye, en el inset, una fotografía de la sección transversal de la fibra.* (b) *Espectro medido a la salida de un segmento de fibra de 5 m de longitud para un valor de $P_0 = 0.1 \text{ kW}$*

Ejemplo de generación de FWM en régimen de dispersión anómala

Las figuras 4-7 y 4-8 muestran dos ejemplos de generación de FWM en régimen de dispersión anómala. Los resultados mostrados en la Fig. 4-8 corresponden a una fibra de sílice dopada con germanio cuyos parámetros estructurales son $\Lambda = 1.7 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.41$ y $d_d = 0.59 \mu\text{m}$. Las características de dispersión de esta fibra muestra que la longitud de onda de dispersión nula es $\lambda_z = 990 \text{ nm}$. La Fig. 4-7 (b) muestra el espectro de la luz recogida a la salida de un segmento de 3 m de longitud, para una potencia de bombeo de 2 mW ($P_0 = 0.15 \text{ kW}$). Además del bombeo residual, se observan dos bandas que aparecen simétricamente a ambos lados del bombeo, muy cerca del mismo, centradas concretamente en 1048 nm y 1076 nm que se deben a la generación de MI. En el segundo caso, $\lambda_z = 1060 \text{ nm}$, más cercano a la longitud de onda del láser de bombeo. Los parámetros estructurales de esta fibra son $\Lambda = 2.59 \mu\text{m}$ y $d/\Lambda = 0.6$ y $d_d = 1.1 \mu\text{m}$. La Fig. 4-8 (b) muestra el espectro a la salida de un segmento de 5 m de longitud, para una potencia de salida de 1.4 mW ($P_0 = 0.1 \text{ kW}$). Como en el caso anterior, además del pico correspondiente al bombeo residual, se observan dos bandas que aparecen simétricamente a ambos lados del bombeo, que están centradas en 1030 nm y 1094 nm. En este caso, la separación espectral entre las bandas de MI y la del bombeo es mayor que en el caso anterior. Esto está relacionado con la proximidad entre la longitud de onda de bombeo y λ_z , como se puede deducir de la Fig. 4.4 (b).

4.6.2.- Estudio de la estabilidad de las bandas de FWM frente a la tensión axial y la temperatura

Las propiedades de guiado de una fibra óptica varían con la temperatura y con la tensión mecánica, de manera que el factor de propagación de los modos se ve afectado por cambios de dichas magnitudes. Consecuentemente, las longitudes de onda paramétricas λ_S y λ_{AS} de las bandas de FWM pueden igualmente verse afectadas. En este apartado se analiza teórica y experimentalmente cómo dependen λ_S y λ_{AS} con esas

magnitudes. Con este experimento, además de explorar la capacidad de sintonización de las bandas de FWM, también se muestra que se puede obtener información acerca del desplazamiento de λ_z con estas magnitudes, a partir del desplazamiento de las bandas de FWM.

Efecto de la tensión mecánica axial

Cuando una fibra se somete a una tensión mecánica axial se inducen fundamentalmente dos efectos: el índice de refracción de la fibra se modifica por efecto elasto-óptico, y las dimensiones transversales de la fibra cambian. Ambos afectan a las propiedades de guiado de la fibra, de manera que el factor de propagación de los modos se modifica. En este apartado analizamos cómo se desplazan las longitudes de onda paramétricas λ_S y λ_{AS} cuando a la fibra se le aplica una cierta tensión axial.

De acuerdo con la teoría elasto-óptica de primer orden, las variaciones en el índice de refracción de un medio sometido a tensiones mecánicas vienen definidas por [172]:

$$\Delta \left[\frac{1}{n_i^2} \right] = P_{ij} \varepsilon_{ij} \quad (i, j = 1 \dots 6) \quad (4.18)$$

donde n_i son las componentes del tensor del índice de refracción en las direcciones principales, ε_{ij} son los elementos del tensor deformación y P_{ij} son los coeficientes elasto-ópticos del tensor foto-elástico. Cuando a un medio isótropo, como la sílice, se aplica tensión en una sola dirección, la Eq. (4.18) se reduce a:

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 ((1 - \mu) P_{12} - \mu P_{11}) \frac{\Delta l}{l} \quad (4.19)$$

donde μ es el coeficiente de Poisson y $\Delta l/l$ es el alargamiento relativo debido a la tensión aplicada. Para la sílice $P_{11} = 0.121$, $P_{12} = 0.270$ y $\mu = 0.16$ de modo que, podemos escribir que:

$$\Delta n = -0.104 \cdot n^3 \frac{\Delta l}{l} \quad (4.20)$$

La Eq. (4.20) indica que el índice de refracción de la sílice disminuye con la tensión mecánica. Además, podemos destacar que Δn depende implícitamente de la longitud de onda ya que n varía con la longitud de onda.

Por otro lado, el cambio en la sección transversal de la fibra que produce el estiramiento se puede evaluar teniendo en cuenta el coeficiente de Poisson. De este modo, un estiramiento relativo de la fibra $\frac{\Delta l}{l}$ produce un cambio relativo del radio de la

fibra $\frac{\Delta r}{r} \approx -\mu \frac{\Delta l}{l}$. En nuestro modelo hemos considerado que un cambio de radio de la fibra simplemente hace que la microestructura se reescale, reduciéndose A y d en la misma proporción, manteniéndose constante la fracción de llenado.

En las Figs. 4-9 y 4-10 se muestra el análisis teórico del efecto de la tensión axial en una fibra microestructurada. Se ha considerado una fibra de sílice con $A = 3.6 \mu\text{m}$ y $d/A = 0.44$, y la longitud de onda de bombeo de 1064 nm. La Fig. 4-9 muestra el desplazamiento de la longitud de onda de dispersión nula de la fibra en función del alargamiento relativo. Se observa que λ_z decrece con el alargamiento relativo, a razón de $-0.25 \text{ nm/m}\epsilon$. La Fig. 4-10 muestra el resultado obtenido cuando se evalúa el desplazamiento de las bandas de FWM en función de la tensión axial, donde se puede observar que las bandas se desplazan hacia longitudes de onda mayores en el caso de λ_{AS} y a longitudes de onda menores en el caso de λ_S . Es decir, las bandas se acercan a la longitud de onda del bombeo, en correspondencia con la evolución de λ_z .

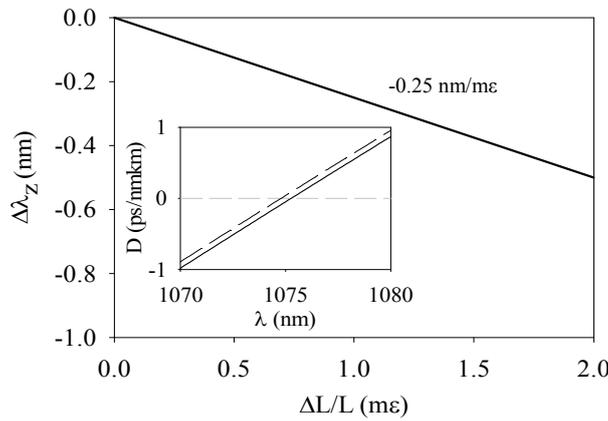


Fig. 4-9. Cálculo teórico del desplazamiento de λ_z en una fibra microestructurada ($A = 3.6 \mu\text{m}$; $d/A = 0.44$) en función del estiramiento relativo. El inset muestra la dispersión calculada en torno de λ_z cuando $\Delta L/L = 0$ (línea continua) y $\Delta L/L = 2 \text{ m}\epsilon$ (línea discontinua).

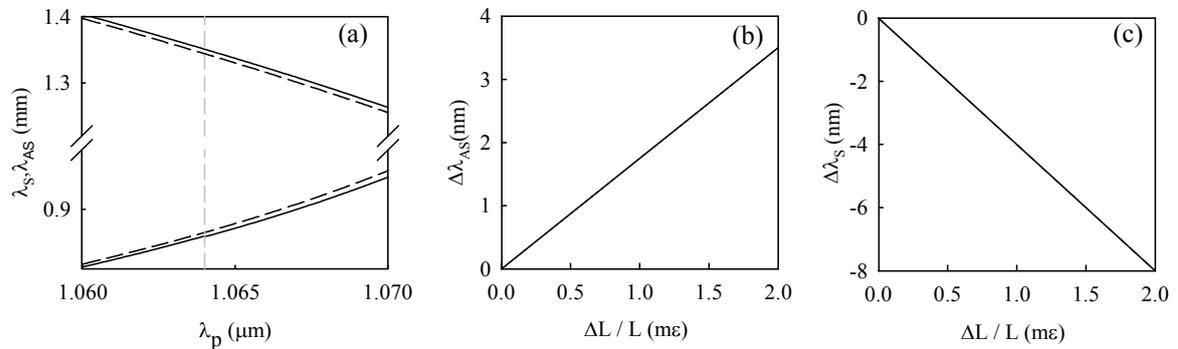


Fig. 4-10. (a) Cálculo teórico de la longitud de onda de las bandas de Stokes y anti-Stokes en una fibra microestructurada ($A=3.6 \mu\text{m}$; $d/A = 0.44$) en función de la longitud de onda de bombeo. La línea continua corresponde a $\Delta L/L = 0$ y la discontinua a $\Delta L/L = 2 \text{ m}\epsilon$. Desplazamiento de las bandas de anti-Stokes (b) y Stokes (c) en función del alargamiento relativo, para $\lambda_p=1064 \text{ nm}$.

En el caso de esta fibra, el desplazamiento de las bandas de *anti-Stokes*, $\Delta\lambda_{AS}$, y *Stokes*, $\Delta\lambda_S$, varían a razón de 1.75 nm/mε y -4 nm/mε, respectivamente. Cabe destacar que estos valores serán diferentes para cada fibra ya que dependen de la dispersión, y más concretamente de la pendiente de las ramas de las longitudes de onda paramétricas. Por último, podemos comentar que las dos contribuciones al desplazamiento de las bandas de FWM, es decir, el cambio del periodo de la microestructura y el efecto elasto-óptico, son del mismo orden.

A continuación se muestran los resultados obtenidos en dos experimentos donde se caracteriza el desplazamiento de las bandas de FWM en dos fibras microestructuradas con geometría ligeramente diferente cuando se les aplica una tensión mecánica axial a las fibras. En concreto son las fibras Ge1 y Ge2 (ver tabla 2-1). En este experimento, la longitud de fibra empleada fue en torno a 1 m. El montaje experimental que se utilizó para generar FWM es el mostrado en la Fig. 4.5. Las fibras se dispusieron en línea recta, con un extremo sujeto en un punto fijo mientras que el otro se fijó sobre un desplazador lineal que permitía producir alargamientos de hasta 7 mm, con una precisión de 1 μm. La Fig. 4.11 muestra el desplazamiento de las bandas de FWM en función del estiramiento relativo. Como ya adelantó el modelo teórico, el desplazamiento de ambas bandas es razonablemente lineal, las bandas de *anti-Stokes* se desplazan a longitudes de onda mayores mientras que las de *Stokes* lo hacen hacia longitudes de onda más cortas, aproximándose ambas a la longitud de onda del láser de bombeo. El desplazamiento varía con el estiramiento relativo a razón de 2.49 nm/mε y -3.87 nm/mε para las bandas de *anti-Stokes* y *Stokes*, respectivamente, para la fibra Ge3, y a razón de 3.02 nm/mε y -5.37 nm/mε para la fibra Ge5. Cabe comentar que en ambos casos los valores de $\Delta\lambda_S$ y $\Delta\lambda_{AS}$ son del mismo orden que los del ejemplo teórico analizado.

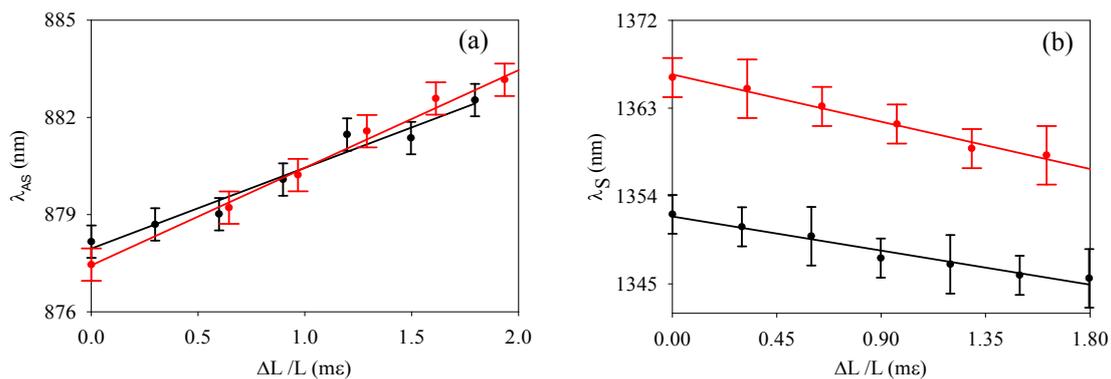


Fig. 4-11. Longitud de onda central de la banda de anti-Stokes (a) y de Stokes (b) en función del alargamiento relativo. La línea de color negro corresponde al experimento con la fibra Ge1 y la de color rojo al de la fibra Ge2.

Efecto de la temperatura

Las propiedades de guiado de una fibra óptica dependen también en cierto grado de la temperatura. Cuando la temperatura de una fibra cambia, se producen dos efectos que modifican el factor de propagación de los modos de la fibra. Por una parte, el índice de refracción de la fibra se modifica por efecto termo-óptico [173 - 176], y por otra, la sección transversal de la fibra cambia debido a la dilatación del material con que está fabricada. Del mismo modo que hemos hecho en el apartado anterior, a continuación analizamos cómo se desplazan las longitudes de onda paramétricas λ_S y λ_{AS} en función de la temperatura de la fibra.

La dependencia del índice de refracción de la sílice n con la temperatura T se puede modelizar mediante la siguiente expresión [173]:

$$2n \left(\frac{dn}{dT} \right) = GR + HR^2 \quad (4.21)$$

donde G y H son coeficientes relacionados con el coeficiente de dilatación y el coeficiente de temperatura de la energía del gap, respectivamente, y R es una longitud de onda normalizada definida por:

$$R = \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_g^2} \quad (4.22)$$

donde λ_g es la longitud de onda del gap de la transición en el ultravioleta. Para la sílice, los valores de estos parámetros son los siguientes: $G = -1.6548 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}$, $H = 31.7794 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}$ y $\lambda_g = 0.109 \text{ } \mu\text{m}$. La Fig. 4-12 muestra el coeficiente térmico del índice de refracción de la sílice en función de la longitud de onda, calculado a partir de la expresión (4.21), donde se observa que decrece ligeramente con la longitud de onda. Los valores mostrados en la Fig. 4.12 son compatibles con los publicados por otros autores [175, 176].

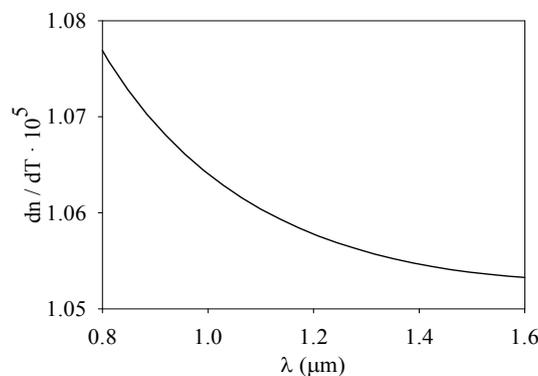


Fig. 4-12. Variación del índice de refracción de la sílice con la temperatura, en función de la longitud de onda, calculada a partir de [173].

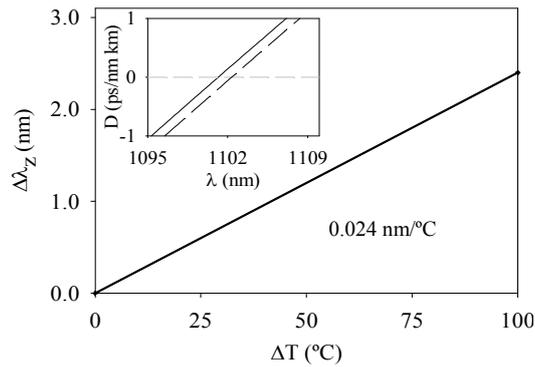


Fig. 4-13. Cálculo teórico del desplazamiento de λ_z en una fibra microestructurada ($\Lambda = 4 \mu\text{m}$; $d/\Lambda = 0.43$) en función del incremento de temperatura. El inset muestra la dispersión calculada en torno de λ_z cuando $\Delta T=0$ (línea continua) y $\Delta T=50 \text{ }^\circ\text{C}$ (línea discontinua).

La dilatación del material debido a cambios de temperatura produce cambios en los parámetros estructurales de la fibra. En los cálculos que presentamos a continuación hemos considerado que la dilatación afecta al periodo de la microestructura y al diámetro del agujero por igual, de manera que hemos considerado que la relación d/Λ se mantiene constante. El coeficiente de dilatación lineal de la sílice que hemos considerado en los cálculos es $5 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}$ [176].

En las Figs. 4-13 y 4-14 se muestra los resultados del análisis teórico del efecto de la temperatura en una fibra microestructurada. Se ha considerado una fibra microestructurada de sílice con $\Lambda = 4.0 \mu\text{m}$ y $d/\Lambda = 0.43$. La Fig. 4.13 muestra el desplazamiento de la longitud de onda de dispersión nula de la fibra en función de la temperatura, donde se observa que λ_z se desplaza a valores mayores con la temperatura, con una pendiente de $0.024 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. La Fig. 4.14 muestra el resultado obtenido respecto al desplazamiento de las bandas de FWM. Podemos observar que las bandas se desplazan hacia longitudes de onda menores en el caso de λ_{AS} y mayores en el caso de λ_S . Es decir, las bandas se alejan de la longitud de onda del bombeo, en correspondencia con la evolución de λ_z . La banda de *anti-Stokes* se desplaza a razón de $-0.06 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ y la de *Stokes* a razón de $0.28 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. Cabe destacar que, en este caso la contribución dominante es la debida al cambio de índice por efecto termo-óptico, siendo el efecto de la dilatación prácticamente despreciable.

En la Fig. 4-15 se muestran los resultados experimentales obtenidos cuando estudiamos el desplazamiento de las longitudes de onda paramétricas λ_S y λ_{AS} en función de la temperatura de la fibra. El montaje utilizado, en este experimento, es el mismo que se muestra en la Fig. 4-5. Para modificar la temperatura de la fibra microestructurada se sumergió en un baño termostático. La fibra empleada en este experimento es una fibra con el núcleo dopado con germanio con los siguientes parámetros estructurales: $\Lambda = 3.0 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.57$, $d_d = 1.25 \mu\text{m}$. Se puede observar que

el desplazamiento de ambas bandas es razonablemente lineal, las bandas de *anti-Stokes* se desplazan a longitudes de onda menores mientras que la de *Stokes* lo hace hacia longitudes de onda mayores, en concordancia con el análisis teórico. Los valores concretos de las pendientes, $-0.04 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ para λ_{AS} y $0.3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ para λ_S , son bastante próximos a los del ejemplo teórico analizado. Esto es así ya que, aunque se trata de fibras con parámetros geométricos diferentes (además la fibra de los experimentos está dopada con GeO_2 , lo que no se ha incluido en la modelización), sus características de dispersión y los valores de λ_S y λ_{AS} son similares.

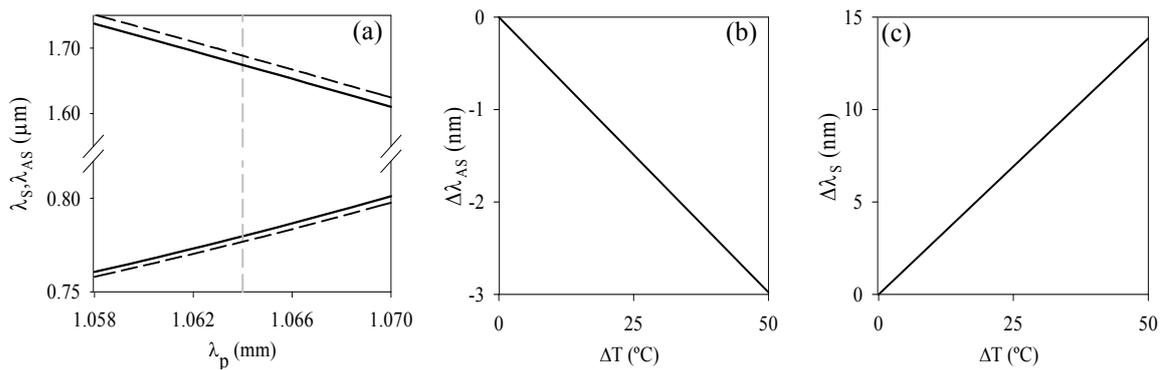


Fig. 4-14. (a) Cálculo teórico de la longitud de onda de las bandas de anti-Stokes y Stokes en una fibra microestructurada ($A = 4.0 \mu\text{m}$; $d/A = 0.43$) en función de la longitud de onda de bombeo. La línea continua corresponde al caso $\Delta T = 0$ y la discontinua al caso $\Delta T = 50$ $^\circ\text{C}$. Desplazamiento de las bandas de anti-Stokes (b) y Stokes (c) en función del incremento de temperatura, para $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$.

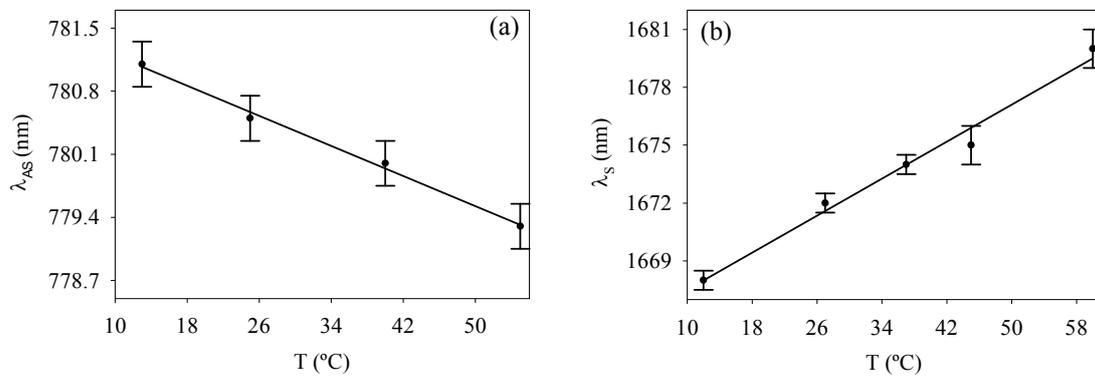


Fig. 4-15. Longitud de onda central de las bandas de FWM en función de la temperatura, para una fibra microestructurada dopada con GeO_2 ($A = 3.0 \mu\text{m}$, $d/A = 0.57$, $d_d = 1.25 \mu\text{m}$). (a) Banda de anti-Stokes y (b) banda de Stokes.

4.6.3.- Generación de supercontinuo

A continuación se presenta un conjunto de resultados experimentales de generación de supercontinuo en fibras microestructuradas. Los resultados que se muestran han sido seleccionados porque muestran diferentes posibilidades en cuanto al mecanismo no lineal que inicia la generación del supercontinuo con un bombeo quasi-continuo.

Caso 1: fibra con dispersión anómala y $\lambda_p \approx \lambda_z$

Cuando la dispersión de la fibra a la longitud de onda de bombeo es anómala, el efecto no lineal que se manifiesta a potencias de bombeo más bajas, y que da inicio a la generación de supercontinuo, es la inestabilidad de modulación (MI). En la Fig. 4-16 (a) se muestran los espectros que se generan en una fibra microestructurada en este régimen de dispersión. La fibra empleada tiene el núcleo dopado con germanio, con los siguientes parámetros estructurales: $\Lambda = 2.9 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.68$ y $d_d = 1.2 \mu\text{m}$, siendo su longitud de onda de dispersión nula $\lambda_z = 1060 \text{ nm}$. A potencias de bombeo bajas se observa claramente las trazas de la MI, generándose dos bandas centradas en 1031 nm y 1096 nm. A medida que se aumenta la potencia de bombeo, la inestabilidad de modulación da lugar a la formación de solitones [45, 130, 177]. Los solitones, debido a la interacción con la ganancia Raman, están sometidos a un proceso de desplazamiento en frecuencia (SSFS) [130, 177 - 180], lo que produce la generación de frecuencias a longitudes de onda cada vez más largas. En este caso, a potencias altas el espectro se extiende hasta más allá de 1750 nm. Una consecuencia del proceso de SSFS es la generación de ondas dispersivas en longitudes de onda donde la dispersión de la fibra es normal [119, 130, 180]. En esta fibra implica que se generan nuevas frecuencias a longitudes de onda por debajo de la del bombeo, lo que extiende el espectro por debajo del azul.

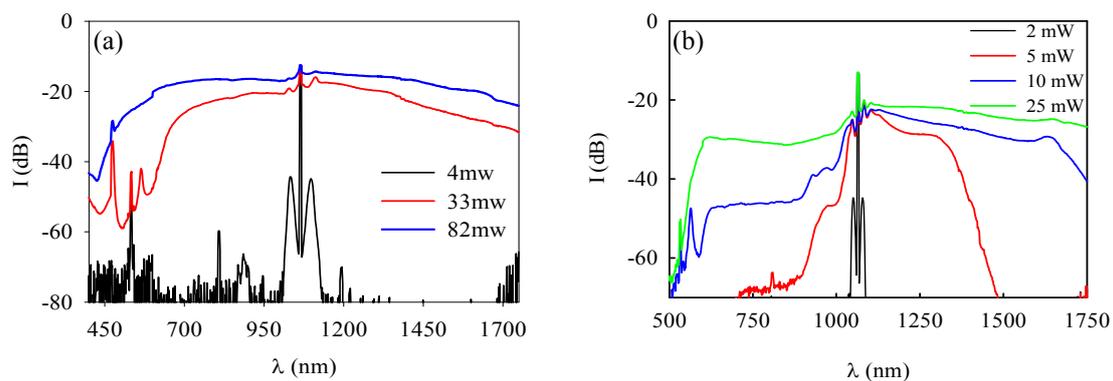


Fig. 4-16. Espectro de supercontinuo generado en una fibra microestructurada con núcleo dopado con GeO_2 para diferentes potencias de bombeo. (a) Fibra con los siguientes parámetros estructurales: $\Lambda = 2.9 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.68$ y $d_d = 1.2 \mu\text{m}$. $L = 5 \text{ m}$. (b) Fibra con los siguientes parámetros estructurales: $\Lambda = 1.73 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.41$ y $d_d = 0.59 \mu\text{m}$. $L = 8 \text{ m}$. Los valores indicados en la figura corresponden a valores de potencia promedio.

Caso 2: fibra con dispersión anómala y $\lambda_p \gg \lambda_z$

En la Fig. 4-16 (b) se muestra otro ejemplo de los espectros que se generan en una fibra microestructurada que se bombea en este régimen de dispersión anómala. En este caso, la longitud de onda de dispersión nula de la fibra microestructurada está alejada unas decenas de nm de la longitud de onda de bombeo, y esto, aun siendo la fibra bombeada en dispersión anómala, da lugar a diferencias significativas en los espectros de SC. La fibra empleada tiene un núcleo dopado con germanio, con los siguientes parámetros estructurales: $\Lambda = 1.73 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.41$ y $d_d = 0.59 \mu\text{m}$, siendo su longitud de onda de dispersión nula $\lambda_z = 990 \text{ nm}$. En los espectros obtenidos con potencias de bombeo bajas se observa claramente las trazas de la MI, generándose dos bandas centradas en 1048 nm y 1076 nm. Como en el caso anterior a medida que se aumenta la potencia de bombeo, la inestabilidad de modulación da lugar a la formación de solitones, que se desplazan hacia longitudes onda largas a medida que se aumenta la potencia. Sin embargo, a diferencia del caso anterior, la generación de ondas dispersivas en longitudes de onda de dispersión normal es mucho menos eficiente, lo que da lugar a que el ensanchamiento espectral sea bastante más asimétrico y a que, a potencias altas, el nivel de intensidad de las componentes espectrales de longitud de onda menor a la del bombeo sea significativamente inferior.

Caso 3: fibra con dispersión normal y $\lambda_p \approx \lambda_z$

En la Fig. 4-17 (a) se muestran los espectros de luz generada en una fibra microestructurada que presenta dispersión normal a la longitud de onda de bombeo, siendo las longitudes de onda λ_p y λ_z próximas. De nuevo se trata de una fibra dopada con germanio con las siguientes características estructurales: $\Lambda = 3.0 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.58$ y $d_d = 1.25 \mu\text{m}$. La longitud de onda de dispersión nula $\lambda_z = 1100 \text{ nm}$. Se puede observar que a potencias más bajas, aparecen dos bandas muy alejadas del bombeo, centradas en 780 nm y 1675 nm, que se deben a la generación de FWM. En torno al bombeo, se observan dos bandas, separadas de éste 55 nm, debidas al efecto Raman. La aparición de Raman no suele ser habitual en fibras de sílice bajo estas condiciones de dispersión y bombeo [163] y, sin duda, se debe al incremento de la ganancia Raman por la presencia de germanio en el núcleo.

La dispersión de la fibra a la longitud de onda donde aparece la banda *Stokes* del FWM es anómala. Por eso, cuando la potencia de bombeo es elevada, la intensidad de esta banda puede ser suficientemente intensa como para desencadenar la dinámica de solitones. A máxima potencia de bombeo el ensanchamiento del espectro va desde 600 nm hasta más allá de 1750 nm.

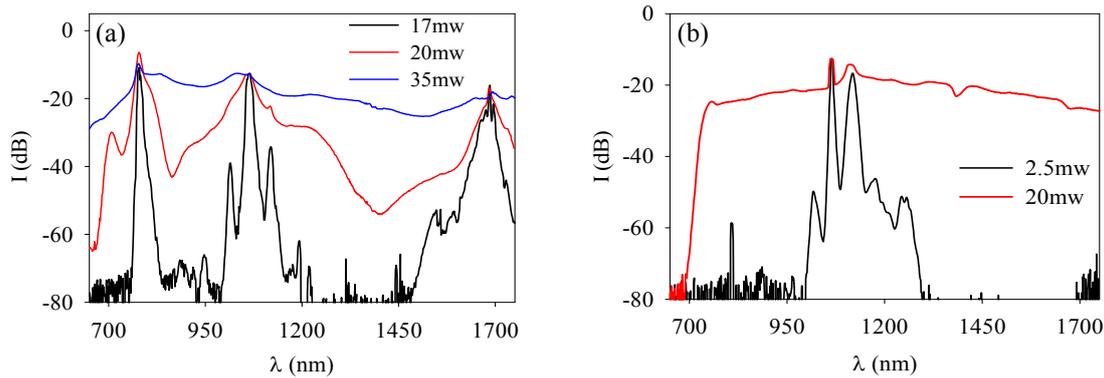


Fig. 4-17. Espectro de supercontinuo generado en una fibra microestructurada con núcleo dopado con GeO_2 para diferentes potencias de bombeo. (a) Parámetros estructurales: $\Lambda = 3.0 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.58$, $d_d = 1.25 \mu\text{m}$. $L = 3 \text{ m}$. (b) Parámetros estructurales: $\Lambda = 2.33 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.42$, $d_d = 1.03 \mu\text{m}$. $L = 4 \text{ m}$. Los valores indicados en la figura corresponden a valores de potencia promedio.

Caso 4: fibra con dispersión normal y $\lambda_z \ll \lambda_p$

Cuando la dispersión de una fibra óptica es anómala a la longitud de onda del láser de bombeo y además, la longitud de onda del haz de bombeo, λ_p , está lejos de la longitud de onda de dispersión nula de la fibra, λ_z , el mecanismo no lineal que inicia la generación de supercontinuo en régimen de bombeo quasi-continuo es el efecto Raman [94, 97].

En la Fig. 4-17 (b) se muestra el espectro que se genera en una fibra microestructurada para dos valores de la potencia de bombeo. Se trata de una fibra microestructurada con el núcleo dopado con germanio y los siguientes parámetros estructurales: $\Lambda = 2.33 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.42$, $d_d = 1.03 \mu\text{m}$. La longitud de onda de dispersión nula es $\lambda_z = 1165 \text{ nm}$. En el espectro de baja potencia, además del bombeo residual centrado en 1064 nm, se observa un pico centrado en torno a 1120 nm que se debe a la generación de dispersión Raman estimulado. La separación entre este pico y el bombeo residual es de 55 nm, que coincide con el desplazamiento en frecuencia del máximo de la ganancia Raman en sílice de 13.2 THz. También se observan otros picos de menor intensidad centrados en 1010 nm y 1175 nm que corresponden a la banda *anti-Stokes* y al segundo orden de *Stokes* del Raman, respectivamente. La banda correspondiente al primer orden *Stokes* tiene prácticamente la misma amplitud que el bombeo, cosa que no ocurre con el segundo orden. Esto es debido a que la dispersión en torno a 1175 nm es anómala, de manera que se está produciendo la transferencia de energía desde esta banda a otras frecuencias por la generación de solitones y toda su dinámica asociada [88, 163]. Como resultado, en este experimento se obtiene un ensanchamiento espectral que va desde 700 nm hasta más allá del límite de detección del analizador espectral, 1750 nm.

CAPÍTULO 5

DESARROLLO DE LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA Y APLICACIONES

En este capítulo se recogen un conjunto de experimentos en los que el elemento central es un láser de fibra óptica, que en cada caso se ha desarrollado para una aplicación específica. Se incluyen láseres de baja y media potencia, unos en régimen pulsado *mode-locked* y otros en régimen continuo. Algunos de estos láseres han sido utilizados para fabricar fuentes de luz aprovechando procesos de óptica no lineal generados en las fibras microestructuradas, otros se han empleado como fuentes de luz para filtros fotónicos de microondas. También se incluye un láser multilínea basado en efecto Raman estimulado.

Comenzamos describiendo en la sección 5.1 los componentes más relevantes que se han utilizado en la implementación de los láseres. A continuación se describe el desarrollo de una fuente de luz para microscopía CARS usando un láser pulsado en régimen *mode-locked* pasivo y una fibra de cristal fotónico, donde se genera FWM. En el apartado 5.3 se presenta una fuente de luz de supercontinuo basada en un esquema *todo-fibra*. En el apartado 5.4 se presenta un estudio experimental de las características de emisión de un láser *mode-locked* de fibra dopada con Yb en función de la dispersión cromática de la cavidad, para lo que se utilizaron diferentes fibras microestructuradas.

En el apartado 5.5 se presenta el desarrollo de un láser multilínea basado en efecto Raman en fibra convencional. El capítulo termina con el trabajo realizado en el desarrollo de un láser multilínea de emisión continua de fibra dopada con Er, y su aplicación en el desarrollo de un filtro fotónico de microondas.

5.1.- Componentes básicos

En este apartado se procede a hacer una breve descripción de las características básicas de los elementos que se consideran más relevantes y que están presentes en los láseres de fibra óptica que se han desarrollado.

5.1.1.- Fibras ópticas activas

En los años 60 ya se conocía la capacidad de amplificación de luz de algunos iones de las tierras raras y se había demostrado el efecto láser. En 1961 Snitzer [181, 182] propuso un esquema de un láser donde una fibra óptica servía como medio activo amplificador y como cavidad resonante. Como ya se comentó en la introducción, a mediados de los años 80 se empiezan a fabricar fibras ópticas dopadas con iones de tierras raras en el núcleo, y en 1985 aparece el primer láser de fibra óptica basado en una fibra dopada con neodimio [183]. En la actualidad, se fabrican fibras ópticas activas dopadas con diferentes tierras raras, entre las que podemos destacar las que contienen iterbio, erbio, tulio, bismuto y holmio [9, 184 - 193]. En mis experimentos he utilizado fibras activas dopadas con erbio y con iterbio. A continuación se describen brevemente las características más relevantes de estos iones.

Erbio

El erbio es un elemento químico de la familia de los lantánidos de número atómico 68. En las fibras ópticas se incorpora en forma de óxido (Er_2O_3) mediante la técnica de MCVD. La estructura de niveles de energía del ión Er^{3+} se muestra en la Fig. 5-1 (a). La aplicación fundamental de este tipo de fibra es la amplificación de luz en la región espectral entorno a 1550 nm aprovechando la desexcitación de electrones del nivel excitado $^4\text{I}_{13/2}$ al nivel fundamental $^4\text{I}_{15/2}$. El tiempo de vida medio de los electrones en el nivel $^4\text{I}_{13/2}$ es muy largo (10 ms) comparado con el resto de transiciones, lo que favorece la inversión de población.

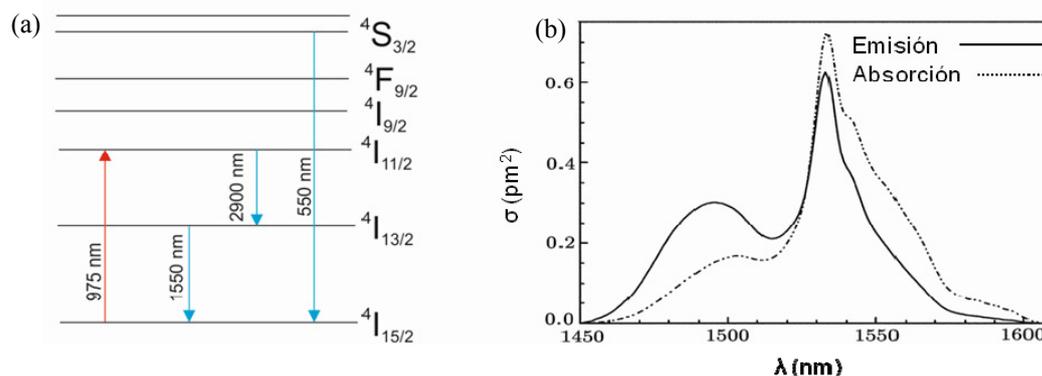


Fig. 5-1. (a) Esquema de los niveles de energía del ión Er^{3+} . (b) Sección eficaz de absorción y emisión de una fibra dopada con erbio.

En la práctica, para generar la inversión de población se suelen utilizar láseres de bombeo de longitud de onda en torno a 975 nm ó 1480 nm. En el primer caso, podemos considerar que el sistema se comporta como un sistema de tres niveles. El bombeo de 975 nm excita los electrones del nivel fundamental al nivel $4I_{11/2}$. Estos electrones decaen rápidamente al nivel excitado $4I_{13/2}$ en una transición no radiativa emitiendo fonones. En el segundo caso, el bombeo de 1480 nm excita los electrones directamente al nivel excitado $4I_{13/2}$, en lo que puede considerarse como un sistema de dos niveles. En la Fig. 5-1 (b) se muestra la sección eficaz tanto de absorción como emisión de erbio. La absorción presenta dos bandas una centrada en 975 nm y en 1540 nm, siendo esta segunda mucho más intensa que la primera. El erbio tiene una banda de emisión centrada en 1448 nm y en 1550 nm [194].

Iterbio

El iterbio es un elemento químico de la familia de los lantánidos de número atómico 70. Al igual que el erbio, en las fibras ópticas se incorpora en forma de óxido (Yb_2O_3) mediante la técnica de MCVD. El ión Yb^{3+} tiene una estructura de niveles de energía muy simple, con el nivel fundamental ($2F_{7/2}$) y un único nivel excitado ($2F_{5/2}$). Ambos niveles de energía contienen múltiples subniveles, de manera que el bombeo y la amplificación implican transiciones entre diferentes subniveles del estado fundamental y del estado excitado (ver Fig. 5-2(a)). En un esquema de niveles tan sencillo no se dan procesos de absorción de estado excitado, cosa que sí se ocurre en el erbio. Además, los procesos de absorción/emisión no involucran fonones, lo que reduce el calentamiento de la fibra.

En la Fig. 5-2 (b) se muestra la sección eficaz de absorción y emisión del ión Yb^{3+} . La absorción presenta dos bandas centradas en torno a 915 nm y 980 nm, siendo más intensa la segunda. Cabe comentar que éstas son las longitudes de onda típicas que se emplean para bombear las fibras dopadas con iterbio [186]. La emisión contiene una banda estrecha centrada en 980 nm, y una más ancha centrada en 1030 nm que se

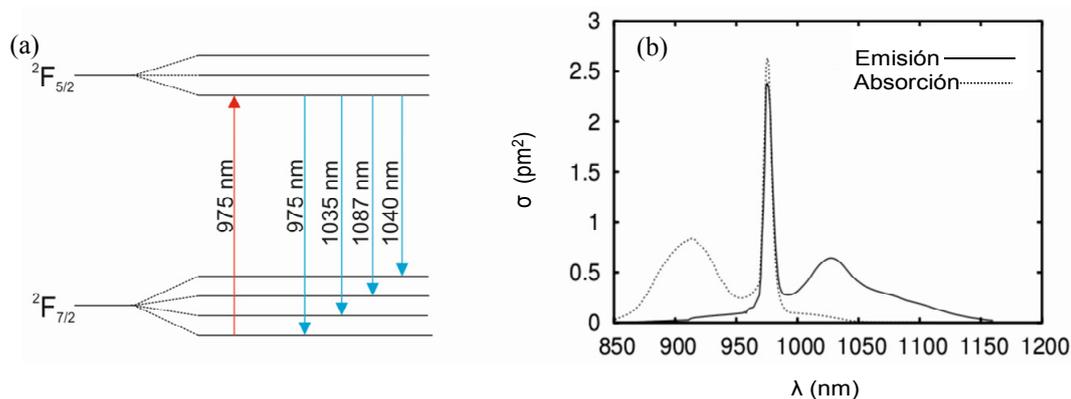


Fig. 5-2. (a) Esquema de los niveles de energía del ión Yb^{3+} . (b) Sección eficaz de absorción y emisión de una fibra dopada con iterbio.

extiende aproximadamente unos 200 nm. El gran ancho de banda es otra de las propiedades destacables que facilitan, por ejemplo, el uso de estas fibras para láseres de pulsos ultracortos.

5.1.2.- Absorbentes saturables

El absorbente saturable es un componente óptico pasivo que absorbe parte de la luz que incide sobre él, con la particularidad de que el coeficiente de absorción depende de la intensidad de la luz incidente. Cuando la luz que incide sobre éste tiene poca intensidad, la absorción es alta, sin embargo, a medida que la intensidad va aumentando se alcanza una saturación de la absorción, de manera que el componente deja de absorber, pasando a ser transparente por encima de un nivel de intensidad óptica determinado. Aunque en los últimos años se están desarrollando absorbentes saturables basados en nanotubos de carbono [195 - 197] y grafeno [198 - 201], los absorbentes saturables que se comercializan actualmente están basados en semiconductores, típicamente son heteroestructuras de InGaAs/GaAs. En éstos, la absorción no lineal, y más concretamente la saturación de la absorción, se encuentra relacionada con la transición electrónica entre la banda de conducción y la banda de valencia del material semiconductor. La energía absorbida de los fotones hace que los electrones pasen a la banda de conducción. La saturación de la absorción se produce cuando todos los electrones de la banda de valencia son excitados a la banda de conducción. Dentro del material se producen procesos de termalización rápidos en la banda de conducción provocando el decaimiento de estos electrones a la banda de valencia. La escala temporal de estos procesos de termalización puede durar desde fs hasta ps. En algunos casos se generan defectos en las capas semiconductoras que favorecen estos procesos de termalización llegando a obtenerse tiempos tan cortos como unas centenas de fs. La absorción del material se recupera una vez que decrece la intensidad de luz por medio de procesos de termalización y posteriormente por completo a través de la

recombinación electrónica [202 - 205]. La absorción no lineal $\alpha(t)$ en este tipo de componentes se puede modelizar mediante la siguiente expresión:

$$\alpha(t) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{|A(t)|^2}{|A_{sa}|^2}} + \alpha_{ns} \quad (5.1)$$

donde α_0 es el coeficiente de absorción saturable, $A(t)$ la amplitud instantánea del pulso, A_{sa} es la amplitud de saturación y α_{ns} es el coeficiente de absorción no saturable.

En nuestros experimentos hemos utilizado dos tipos de dispositivos absorbentes saturables diferentes (ver Fig. 5-3). El más sencillo es un dispositivo que trabaja en transmisión (SAT) que consiste simplemente en una capa absorbente saturable situada entre dos fibras ópticas. En este dispositivo la variación de la absorción con la intensidad de luz se traduce en variaciones de transmitancia. El segundo dispositivo, conocido por el acrónimo SESAM (*Semiconductor Saturable Absorber Mirror*) está diseñado para que las variaciones de la absorción supongan variaciones de la reflectancia. Para ello, la capa absorbente se crece sobre un espejo dicróico basado en una multicapa plana, diseñado para reflejar la banda de longitudes de onda de interés.

5.1.3.- Redes de Bragg (FBG)

Una red de Bragg de fibra óptica se fundamenta en una perturbación periódica del índice de refracción del núcleo de la fibra. Como consecuencia de dicha modulación periódica, la luz que se propaga por la fibra cuya longitud de onda cumple la condición de Bragg, se refleja. El desarrollo de estos dispositivos se inició tras el descubrimiento de la fotosensibilidad de las fibras ópticas [206]. Se descubrió que es posible modificar permanentemente el índice de refracción del núcleo de una fibra óptica dopada con GeO_2 mediante la iluminación con luz ultravioleta. Posteriormente se descubrió que el cambio del índice de refracción era debido a un proceso de absorción de radiación ultravioleta por parte del núcleo, que daba lugar a la generación de un defecto en la estructura del material y, en consecuencia, al cambio de índice de refracción.

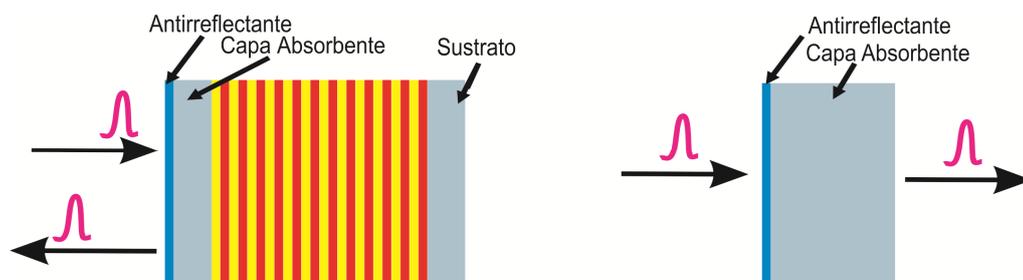


Fig. 5-3. Esquema de un SESAM (izquierda) y un SAT (derecha).

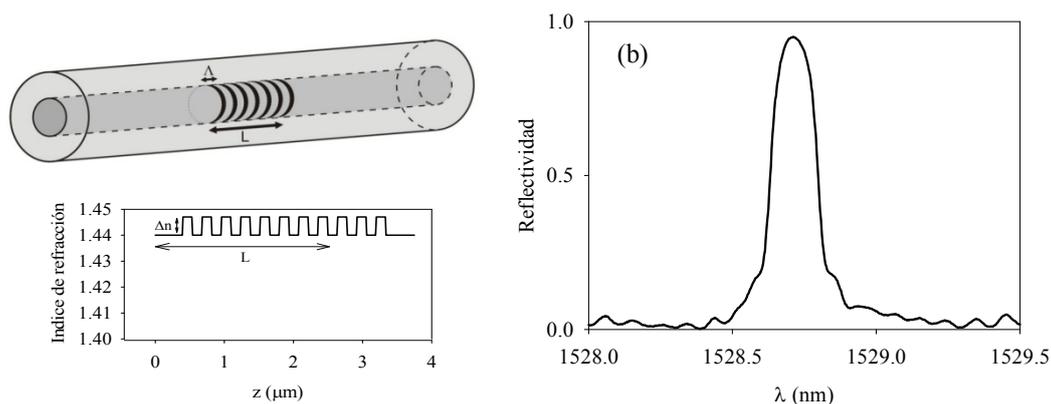


Fig. 5-4. Estructura de una red de Bragg grabada en el núcleo de la fibra y perfil del índice de refracción a lo largo del eje. (b) Espectro de reflectancia de una red de Bragg centrada en 1528.7 nm con una anchura de 200 pm.

Una década más tarde, Meltz [207] implementó un método para grabar redes de Bragg mucho más eficiente, utilizando luz a una longitud de onda de 244 nm (ultravioleta) y creando un patrón de franjas luminosas mediante la interferencia de dos haces de luz láser. Unos años más tarde Hill [208], mejoró la técnica de grabación de redes de Bragg generando dos haces a partir de una máscara de fase, consiguiendo así un sistema mucho más robusto para irradiar el patrón de franjas interferenciales sobre la fibra. Hill utilizó también un haz de luz a 244 nm, siendo éste el principal método usado en la actualidad.

En la Fig. 5-4 se muestra un esquema de lo que sería una red de Bragg, donde se muestra cómo quedaría modificado el índice de refracción en el núcleo de la fibra, donde se indican los parámetros que caracterizan a la red: Δn es la amplitud de modulación del índice de refracción, Λ es el período de la red de Bragg y L es su longitud. Una red de Bragg se caracteriza por reflejar una banda espectral estrecha, con una anchura típica de unas centenas de pm, centrada alrededor de la longitud de onda de Bragg, λ_B , que viene definida en función del índice efectivo del modo, n_{eff} , y el periodo de la modulación, Λ , por la siguiente relación [209]:

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda \quad (5.2)$$

En la Fig. 5-4 (b) se muestra un ejemplo del espectro de reflectancia de una de las redes utilizadas en los experimentos.

Las redes de Bragg de fibra óptica se utilizan en un gran número de aplicaciones. Sin duda, donde más éxito han tenido es en el campo de las telecomunicaciones; por ejemplo en aplicaciones de multiplexación y direccionamiento de canales [210] y compensación de dispersión [211, 212]. También en el campo de los sensores ópticos [213 - 215] y como componentes fundamentales en láseres de fibra óptica [216].

5.2.- Fuente de luz para microscopía CARS

Las técnicas de microscopía basadas en el efecto Raman constituyen una herramienta muy útil en la investigación biomédica ya que presentan selectividad química intrínseca, debido a que cada molécula presenta frecuencias de vibración específicas. Así, esta técnica permite obtener imágenes específicas de algunos tipos de tejidos sin tener que añadir ningún contraste químico. La microscopía Raman ha sido ampliamente explorada y se ha utilizado en diferentes aplicaciones biomédicas, como por ejemplo, la detección de glucosa [217], el diagnóstico de tumores [218, 219] y la detección de ADN [220]. Sin embargo esta técnica presenta una limitación muy importante: el efecto Raman es extremadamente débil. La eficiencia típica de conversión de fotones de una señal óptica de bombeo en fotones Raman es del orden de 1×10^{-18} . Como consecuencia, los sistemas de microscopía basados en esta técnica han de utilizar láseres de alta potencia y tiempos de exposición de la muestra elevados que pueden llegar hasta 1 s por pixel. Estas limitaciones implican que la obtención de imágenes de sistemas vivos es muy complicada.

Una técnica alternativa que consigue mejorar sustancialmente la eficiencia de las técnicas basadas en Raman espontáneo es la técnica basada en la dispersión Raman *anti-Stokes* coherente (CARS). CARS es un proceso óptico no lineal que tiene lugar en el espécimen que se quiere observar, donde se mezclan cuatro ondas [57, 221]. La Fig. 5-5 (a) ilustra el proceso del CARS. La técnica consiste en iluminar simultáneamente la muestra con dos haces de luz de diferente frecuencia: un haz de bombeo de frecuencia ω_P , y un haz auxiliar, denominado haz *Stokes*, de frecuencia ω_S , tal que la separación espectral entre ambos debe coincidir con la frecuencia de vibración ω_R del tipo de molécula que se desee estudiar. De este modo, se favorece la generación de fonones en la muestra lo que redundará en una mayor eficiencia en la generación de fotones Raman *anti-Stokes*.

La técnica basada en CARS permite obtener imágenes de grupos químicos específicos. La elección adecuada de las longitudes de onda del bombeo y de la señal *Stokes*, permite observar un tipo de molécula u otra. En comparación con la microscopía Raman espontánea, la técnica basada en CARS es varios órdenes de magnitud más sensible, por lo que es posible obtener imágenes con tiempo de integración muy bajos (tipo video) utilizando potencias ópticas moderadas, por lo que resulta viable la obtención de imágenes de alta resolución de tejidos vivos [58]. La microscopía CARS es particularmente sensible con sustancias adiposas, como la mielina. A modo de ejemplo, podemos destacar que mediante esta técnica se han obtenido imágenes en tiempo real de los cambios en la vaina de mielina después de una lesión en la médula espinal, permitiendo además la medida de parámetros dinámicos de desmielinización, tales como el grosor de la vaina de mielina, etc [222, 223].

Las frecuencias de vibración ω_R de los principales enlaces químicos que se dan en los tejidos vivos están comprendidas dentro de la banda 3748 y 2746 cm^{-1} . Por

ejemplo, la frecuencia de vibración del grupo OH- varía entre 3748 y 3117 cm^{-1} , en el caso del grupo C-H- desde 2990 a 2846 cm^{-1} , y por último, para el grupo CH_2 -, la frecuencia de vibración oscila entre 2800 y 2716 cm^{-1} . Tradicionalmente, los sistemas más utilizados como fuentes de luz en microscopía CARS se basan en un láser pulsado y un oscilador óptico paramétrico (OPO) [57, 58, 221 - 225]. Este sistema es flexible ya que permite sintonizar la separación espectral de ambas líneas en un rango amplio, y por tanto permite obtener imágenes de diferentes sustancias de manera muy sencilla. Además, el alineamiento espacial de los dos haces y la sincronización temporal suelen ser suficientemente buenos para este tipo de aplicación. Sin embargo, este sistema tiene un coste muy elevado. Además, la complejidad intrínseca del montaje hace que sea poco viable para desarrollar sistemas compactos que puedan ser transportables y de fácil manejo.

En los últimos años se han propuesto diferentes esquemas en los que se sustituye el OPO por una fibra microestructurada con las características apropiadas para que un láser de bombeo genere mezcla de cuatro ondas en la fibra [60, 61, 226 - 228]. De las tres bandas que se obtienen a la salida de la fibra tras el proceso de FWM, es decir, el bombeo residual y las bandas de *Stokes* y *anti-Stokes* (ver por ejemplo la Fig. 4-6 (b)), se seleccionan dos de ellas, típicamente el bombeo residual y la banda *anti-Stokes*, que constituirán las señales de bombeo y de *Stokes* para el proceso de CARS. Como se describe en la Fig. 5-5 (b), la banda *anti-Stokes* generada por FWM, formada por fotones de mayor energía, constituye la señal de bombeo para el proceso de CARS, mientras que el bombeo residual del FWM, formado por fotones de menor energía, constituye la señal de *Stokes* para el CARS. Seleccionando adecuadamente la longitud de onda del láser y la dispersión de la fibra, es posible controlar la separación espectral entre ambas bandas, y disponer así de pares de fotones con diferencias de frecuencia adecuadas para generar CARS en la muestra. Además, en este esquema también es posible sintonizar dicha diferencia de frecuencia y así poder observar diferentes sustancias. La sintonización se realiza, en este caso, sintonizando la longitud de onda de emisión del láser.

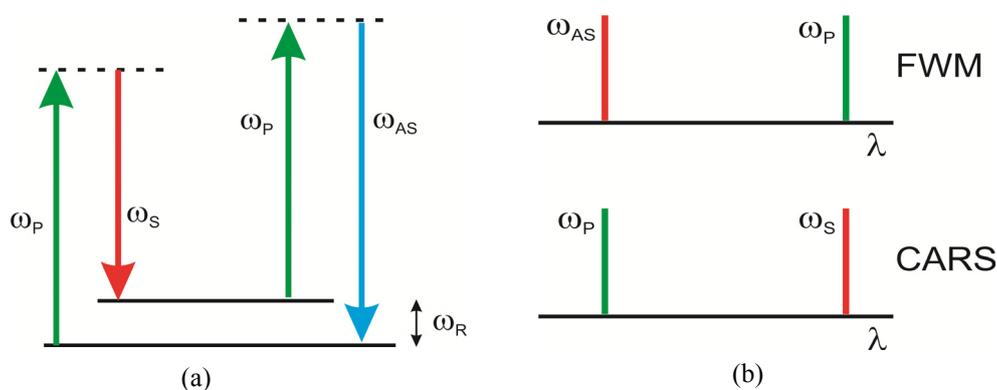


Fig. 5-5. (a) Esquema de energías y frecuencias representativas de la dispersión Raman anti-Stokes coherente (CARS). ω_p , ω_s , ω_{AS} y ω_R son la frecuencia de los fotones del bombeo, del haz de Stokes, de los fotones Raman anti-Stokes generados y de los fonones, respectivamente. (b) Nomenclatura de las diferentes líneas en los procesos de FWM y de CARS.

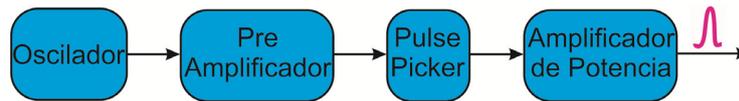


Fig. 5-6. Diagrama de bloques del sistema láser mode-locked.

A continuación, se describe el trabajo realizado en relación al desarrollo de fuentes de luz para aplicaciones de microscopía CARS basadas en la generación de FWM en fibras microestructuradas. El objetivo final de este proyecto era conseguir una fuente de luz para microscopía CARS compacta y estable. Para ello, se optó por un esquema basado en un láser de fibra óptica de emisión pulsada en régimen *mode-locked* con salida en fibra, de manera que la fibra microestructurada pudiera ser unida directamente mediante un empalme de fusión a la fibra de salida del láser, dando lugar a un sistema *todo-fibra* que, además, se puede acoplar al microscopio como si fuera una lámpara convencional. En estos experimentos se optó por utilizar fibra microestructurada comercial para generar FWM. En concreto, se utilizó la fibra LMA-PM5^a, cuya longitud de onda de dispersión nula se sitúa en torno a 1150 nm. Se montaron diferentes versiones del láser de fibra, todas basadas en un oscilador de fibra dopada con iterbio en configuración Fabry-Perot, con un SESAM para producir el régimen *mode-locked*, y un amplificador de fibra óptica para obtener pulsos suficientemente energéticos. A continuación se describen las diferentes versiones del láser realizadas, y se muestran algunos resultados de microscopía CARS utilizando una de las fuentes desarrolladas.

5.2.1.- Primera versión del sistema láser

La Fig. 5-6 muestra un diagrama de bloques que describe la estructura de este sistema láser. Está formado por un oscilador que emite un tren de pulsos de algunas decenas de ps de duración, con una frecuencia de repetición del orden de decenas de MHz, seguido de un preamplificador de fibra óptica, y un selector de pulsos (*pulse-picker*) para reducir la frecuencia de repetición. Por último se utilizó un amplificador de fibra óptica de potencia para amplificar los pulsos. A continuación se detallan las características de cada elemento por separado.

El oscilador

En la Fig. 5-7 se muestra un diagrama del oscilador. Todas las fibras utilizadas son fibras mantenedoras de polarización (PM). Del mismo modo, el WDM, el polarizador y la red de Bragg están fabricados con fibras PM. Se utilizó un segmento de 32 cm de fibra dopada con iterbio^b con una absorción de 250 dB/m a la longitud de onda de 976 nm. La fibra activa se bombeó con un diodo láser semiconductor con salida en

^a NKT Photonics LMA-PM-5 ($\Lambda=4.4 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.5$)

^b Nufern PM-YSF-HI (NA= 0.11, $\lambda_c= 860 \text{ nm}$, absorción: 250 dB/m a 975 nm)

fibra monomodo que proporciona una potencia máxima de 100 mW. La cavidad Fabry-Perot del láser está definida por el SESAM y por una red de Bragg con una reflectividad del 40 % y una longitud de onda de Bragg en torno a 1034 nm. En esta configuración, la longitud de onda de Bragg de la red determina la longitud de onda de emisión del láser. El polarizador lineal de fibra óptica insertado dentro de la cavidad, con un coeficiente de extinción de 30 dB, permite que se amplifique solo un modo de polarización. Finalmente, a la salida del láser se insertó un aislador para evitar posibles reflexiones que puedan volver a la cavidad y generar inestabilidad.

El SESAM empleado en este láser era un dispositivo *bulk*. Para acoplar la fibra al SESAM se utilizó un par de lentes de focal larga (en torno a 10 mm). Las características básicas del SESAM^a empleado son las siguientes: profundidad de modulación del 24%, tiempo de relajación de 500 fs y energía de saturación de 1 mJ/cm².

Este oscilador genera un tren de pulsos en régimen *mode-locked* estable con una frecuencia de repetición de 12.4 MHz y una potencia promedio de 8 mW. El sistema posee la capacidad de autoarrancar (*self-starting*) en la frecuencia de repetición fundamental, simplemente incrementando progresivamente el bombeo hasta alcanzar el umbral de emisión del láser.

Se estudiaron las características de la emisión del láser con redes de Bragg de diferentes anchos de banda. Para ello, se estudió el ciclo de histéresis del láser, midiendo la duración de los pulsos, Δt , a baja potencia de bombeo (justo por encima del umbral), a un valor de potencia intermedio y, finalmente, a una potencia de bombeo alta (justo por debajo de la que se requiere para que aparezcan dos pulsos viajando simultáneamente dentro de la cavidad). En la Tabla 5-1 se resumen las características de las redes de Bragg empleadas y la anchura temporal de los pulsos emitidos en cada caso. Se puede observar que para todas las redes empleadas, los pulsos son más cortos cuando la potencia de bombeo es mayor, lo que se debe a que la saturación del SESAM se alcanza más rápidamente. Por otra parte, se observa que la duración temporal de los pulsos se reduce a medida que el ancho de banda de la red aumenta.

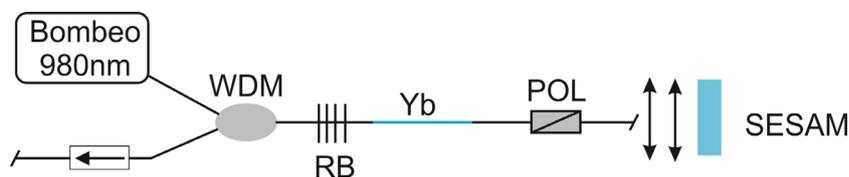


Fig. 5-7. Esquema del oscilador *mode-locked* en configuración Fabry-Perot.

^a Batop SAM-1064-13 ($\tau = 500$ fs, absorción = 13%)

FBG	λ_B (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	R (%)	Δt (ps)		
				Baja	Media	Alta
FBG1	1034,86	0,040	35	--	67,67	--
FBG2	1034,84	0,056	40	51,19	48,61	47,79
FBG3	1034,88	0,080	42	45,39	42,68	39,33
FBG4	1034,91	0,096	38	43,50	39,28	36,55

Tabla 5-1: Características de las redes de Bragg utilizadas y anchura temporal de los pulsos emitidos con tres niveles de potencia de bombeo diferentes.

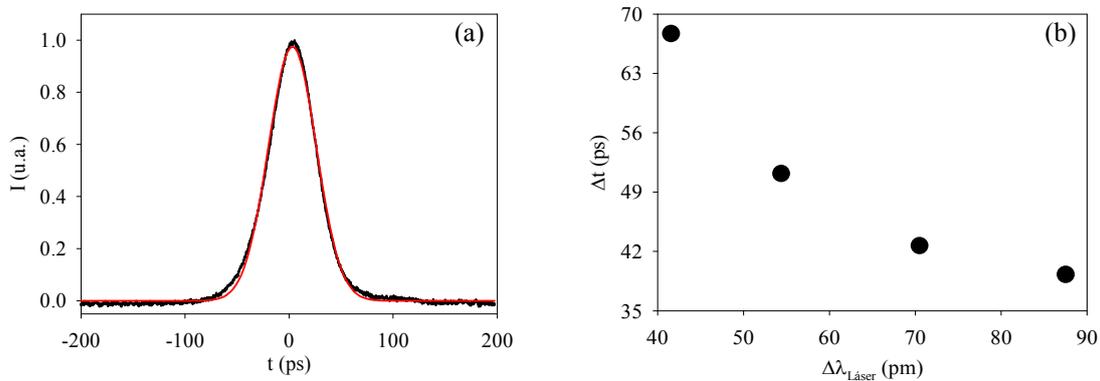


Fig. 5-8. (a) Pulso emitido por el oscilador (línea negra) y el ajuste a una gaussiana (línea roja). (b) Duración del pulso en función de la anchura espectral de láser con la red FBG3.

La Fig. 5-8 (a) muestra un ejemplo de un pulso emitido por el láser, y su ajuste a una función gaussiana. En la Fig. 5-8 (b) se muestra la relación entre la duración de los pulsos y la anchura espectral del láser, cuando se empleó la red de Bragg FBG3. Cabe comentar que los pulsos emitidos por el oscilador presentan un cierto *chirp*. La duración de los pulsos es, típicamente, el doble de la duración que tendrían los mismos pulsos si fuesen pulsos limitados por transformada.

Reducción de la frecuencia de repetición mediante un *pulse-picker*

La potencia de pico típica de los pulsos emitidos por el oscilador es de 12 W. Como ya se mostró en el capítulo 4, para generar *FWM* en la fibra microestructurada se requieren pulsos con potencias de pico del orden del kW. Se consideró que ese nivel de potencia se podría obtener con una etapa de amplificación más sencilla si se reducía la frecuencia de repetición del tren de pulsos a la entrada del amplificador. Teniendo en cuenta experiencias anteriores, se consideró que era conveniente reducir la frecuencia de repetición a un valor en torno a 1 MHz. Para ello, en esta fase se utilizó la técnica de *pulse-picking* [229], donde se selecciona un pulso de cada n pulsos del tren mediante algún tipo de conmutador. En nuestro caso, esta función se implementó con un

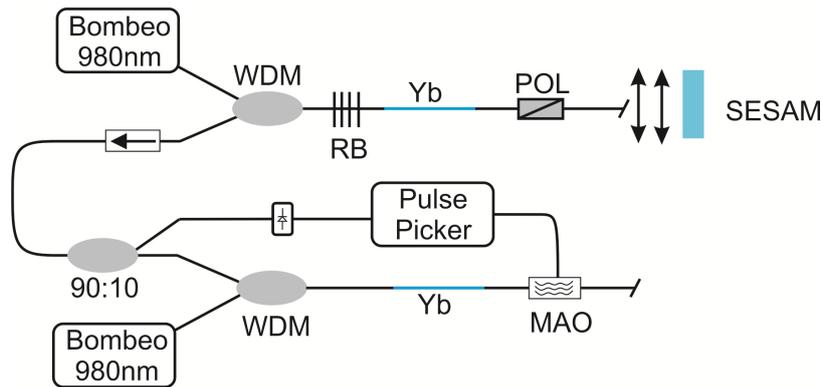


Fig. 5-9. Esquema del sistema láser con el preamplificador y el pulse-picker para reducir la frecuencia de repetición.

modulador acusto-óptico (MAO) con entrada y salida de fibra óptica. En una primera prueba, insertamos el MAO directamente en la salida del oscilador. Sin embargo, se encontró que los pulsos a la salida del MAO estaban fuertemente atenuados, con una relación señal ruido muy deficiente lo que limitaba las posibilidades de amplificación de estos pulsos con el amplificador de potencia. El origen de este problema se encuentra en las pérdidas de inserción del MAO que son bastante altas, típicamente superiores a 4 dB. Por ello se optó por montar un preamplificador a la salida del oscilador, de manera que el MAO seleccionaba pulsos preamplificados. Para este preamplificador se utilizó 63 cm de fibra dopada con iterbio, similar a la empleada en el oscilador, y un bombeo de 976 nm adicional. A la salida del preamplificador, la potencia promedio era de 50 mW, y los pulsos presentaban las mismas características temporales y espectrales que a la entrada del mismo.

La Fig. 5-9 muestra un esquema del sistema resultante. Mediante un acoplador de fibra con un acoplamiento de 90:10, parte de la señal del oscilador se toma como señal de control para la electrónica que controla el funcionamiento del MAO. La electrónica se configuró para que cada trece pulsos, el MAO transmitiera un solo pulso, de manera que la frecuencia de repetición del tren de pulsos se redujo de 12.4 MHz a 0.95 MHz.

Etapa de amplificación de potencia

La última etapa consiste en un amplificador de fibra óptica de potencia. La potencia de pico de los pulsos a la salida del amplificador de potencia debe ser suficiente para generar eficientemente FWM en la fibra microestructurada. Para determinar qué nivel de potencia iba a ser necesario, en primer lugar se montó un amplificador de fibra óptica de alta potencia para disponer de margen de ganancia suficiente. La Fig. 5-10 muestra un esquema del amplificador. La fibra dopada con

iterbio que se utilizó fue una fibra de doble *cladding* de área modal grande^a, con una absorción de 7 dB/m a 976 nm cuando se bombea por el *cladding*. En el extremo de la fibra por donde se introduce el bombeo se montó un *end-cap* de vidrio con un corte inclinado 5° para limitar el daño en el extremo de la fibra al ser bombeada. Esta fibra se bombeó con un láser de semiconductor con salida en fibra multimodo de 200 μm de núcleo, que proporcionaba una potencia máxima de 30 W a 976 nm. El bombeo se introduce en el *cladding* de la fibra dopada de manera contrapropagante utilizando un par de lentes. Por último, se insertó entre las lentes un espejo dicróico a 45° con alta reflectividad a 1030 nm y alta transmitancia a 976 nm para separar el tren de pulsos amplificado del bombeo. Finalmente, se insertó un aislador a la salida para evitar posibles reflexiones hacia el amplificador. Para unir directamente las fibras de salida del *pulse-picker* y de entrada del amplificador fue necesario realizar un estrechamiento de la fibra dopada con Yb, cuyo núcleo era de 15 μm de diámetro, para adaptar el tamaño del haz a la fibra convencional del *pulse-picker*.

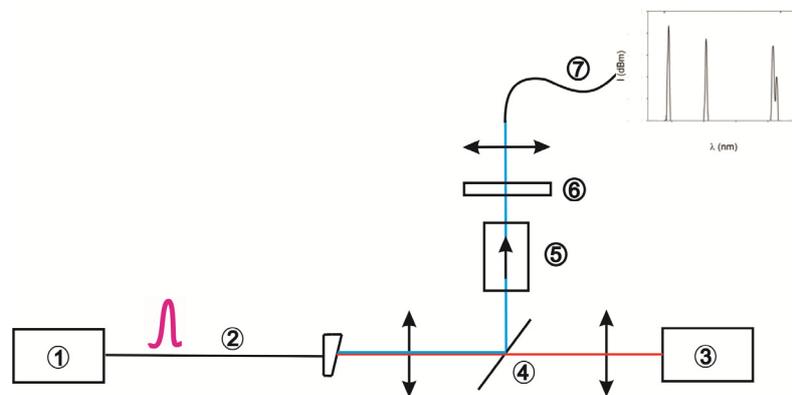


Fig. 5-10. Esquema del montaje del amplificador de potencia y la fibra de cristal fotónico. 1: oscilador; 2: fibra amplificadora; 3: láser de bombeo; 4: espejo dicróico; 5: aislador; 6: lámina de $\lambda/2$; 7: fibra microestructurada.

La Fig. 5-11 (a) muestra la potencia promedio a la salida del amplificador en función de la potencia emitida por el láser de bombeo. Se obtuvo una potencia máxima de 1 W, con una anchura espectral de la línea láser de 0.35 nm, como se muestra en la Fig. 5-11 (b). En la Fig. 5-12 se muestra el espectro del láser amplificado para un valor bajo de potencia de bombeo y para el valor máximo. Se observa que el espectro a máxima potencia está deformado, mostrando las trazas típicas de la automodulación de fase [45, 119]. Para el bombeo máximo, la potencia de pico de los pulsos es de unos 25 kW.

^a NKT Photonics DC-135/15-PM-Yb ($\lambda_c \leq 1 \mu\text{m}$, $B = 10^{-4}$, MFD = 15 μm , absorción: 7dB/m a 976 nm)

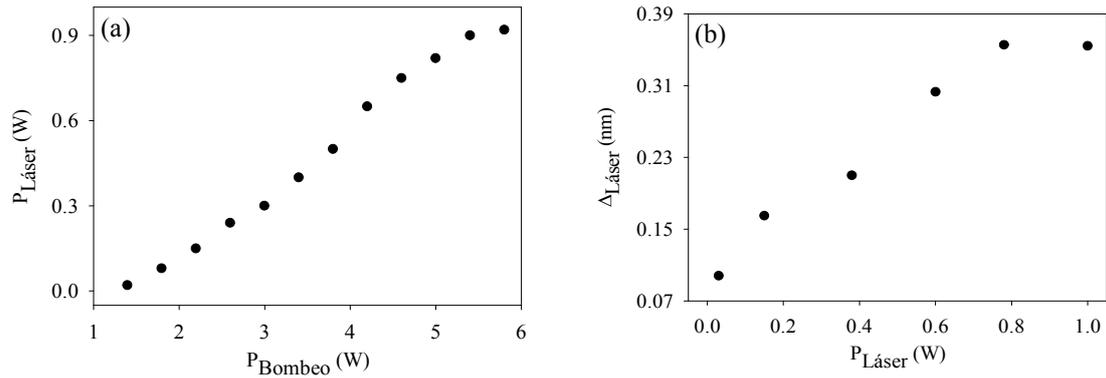


Fig. 5-11. (a) Potencia promedio a la salida del amplificador frente de la potencia de bombeo. (b) Anchura espectral del láser amplificado frente a la potencia promedio emitida.

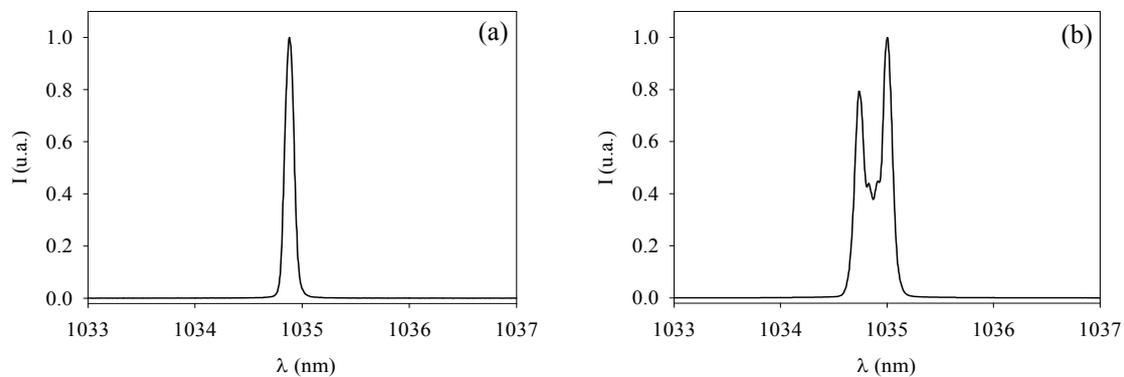


Fig. 5-12. Espectro de salida del amplificador para distintas potencias. (a) 30 mW, (b) 950 mW .

Generación de FWM en la fibra microestructurada LMA-PM5^a

Una vez desarrollada la fuente láser, se procedió a estudiar la generación de FWM en la fibra microestructurada. Para focalizar el haz láser en la fibra se utilizó una lente esférica, con la que se obtuvo una eficiencia en el acoplamiento de la luz en el núcleo de la fibra microestructurada del 45%. Puesto que la fibra microestructurada es mantenedora de polarización, se optó por insertar una lámina de $\lambda/2$ montada en un rotador para girar la polarización del haz y así poder estudiar la generación de FWM con los dos modos de polarización propios de la fibra. En la Fig. 5-13 (a) se muestra la banda *anti-Stokes* de FWM generada en la fibra microestructurada, para ambos modos de polarización. Estas bandas están centradas en 797.65 nm y 792.21 nm. Teniendo en cuenta la longitud de onda de emisión del láser (1034.85 nm, en este caso), la diferencia de frecuencia entre el bombeo residual y estas bandas es de 2869.4 cm^{-1} y 2955.4 cm^{-1} , respectivamente.

En la Fig. 5-13 (b) se muestra la potencia de la banda de *anti-Stokes* del FWM en función de la potencia total a la salida de la fibra microestructurada. Cabe comentar

^a NKT Photonics LMA-PM-5 ($\Lambda = 4.4 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.5$)

que para potencias de salida inferiores a 200 mW, el espectro a la salida de la fibra microestructurada presenta los rasgos típicos de la generación de FWM, con una banda anti-Stokes como la mostrada en la Fig. 5-13 (a). Sin embargo, para valores de potencia por encima de 200 mW empiezan a darse otros efectos no lineales (SRS fundamentalmente), que para esta aplicación concreta pueden ser posibles fuentes de ruido.

El sistema láser que se ha presentado en este apartado, si bien proporciona una señal adecuada para esta aplicación, es un sistema que requiere el alineamiento óptico de componentes y fibras en distintos puntos. Esto limita las posibilidades para desarrollar un sistema compacto y fácilmente transportable que se planteó al inicio. Sin embargo, de este desarrollo se obtuvo mucha información que resultó de utilidad. Por ejemplo, este montaje nos ha permitido determinar la potencia adecuada para generar FWM en esta fibra y la longitud de onda de las bandas *anti-Stokes* para cada uno de los modos de polarización.

Por último, utilizamos este sistema para investigar experimentalmente las posibilidades de sintonización de la frecuencia CARS, ω_R , es decir, de la separación espectral entre el bombeo y la señal de Stokes. Para ello, variamos la longitud de onda de emisión del láser desplazando la longitud de onda de Bragg de la FBG por calentamiento. En la Fig. 5-14 (a) se muestra el desplazamiento de la longitud de onda de la banda *anti-Stokes* con la temperatura de la FBG, donde se puede observar un comportamiento lineal con una pendiente de 40 pm/°C. En la Fig. 5-14 (b) se muestra la variación de la frecuencia CARS con la temperatura.

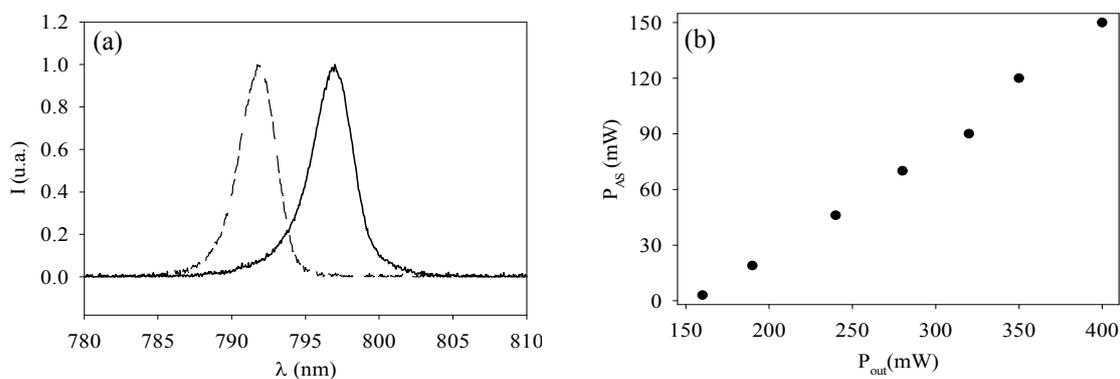


Fig. 5-13. (a) Espectro de la banda de anti-Stokes generada por FWM en la fibra microestructurada, para ambos modos de polarización. (b) Potencia promedio de la banda anti-Stokes frente a la potencia total a la salida de la fibra microestructurada.

5.2.2.- Segunda versión del sistema láser

La Fig. 5-15 muestra un diagrama de bloques que describe la estructura de la segunda versión del sistema láser que se ha desarrollado. Respecto al anterior, hay dos

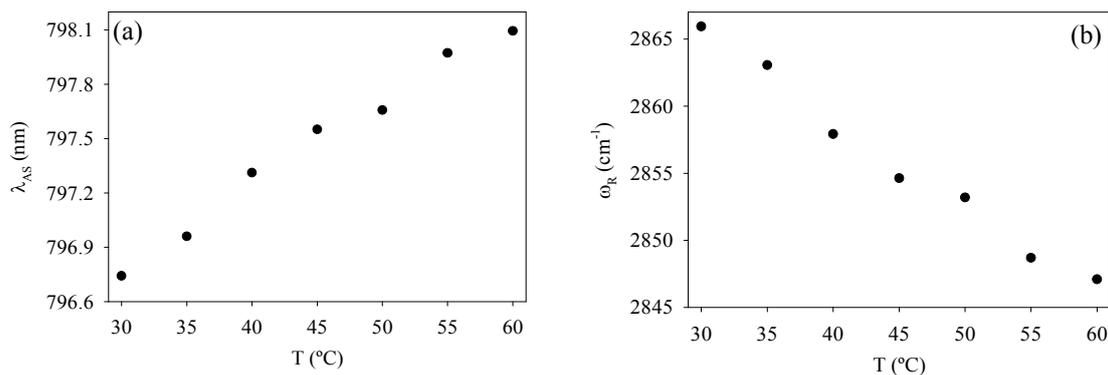


Fig. 5-14. (a) Desplazamiento en función de la temperatura de la red de Bragg de (a) la longitud de onda de la banda anti-Stokes generada por FWM y (b) de la frecuencia CARS.

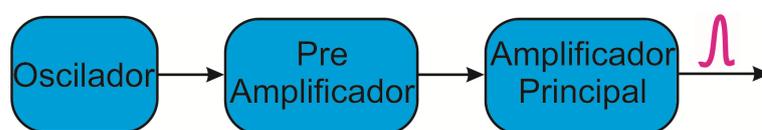


Fig. 5-15. Diagrama de bloques del sistema láser mode-lock.

novedades a destacar. Por un lado, se ha rediseñado la cavidad del oscilador para que la frecuencia de repetición fuera lo más baja posible, lo que ha permitido quitar el *pulse-picker*. Por otra parte, dado que el nivel de potencia que se requiere para generar el FWM en la fibra microestructurada es moderado, se optó por montar un amplificador de potencia *todo-fibra*, lo que evita el problema del alineamiento de componentes y fibras de la versión anterior. A continuación se detallan las características de cada elemento.

Oscilador de baja frecuencia de repetición

La estructura del oscilador es la misma que la del caso anterior. La única diferencia a destacar es que se añadió una línea de retardo de fibra óptica dentro de la cavidad para controlar el tiempo de *round-trip* del pulso, es decir, el tiempo que tarda un pulso en recorrer la cavidad láser. La frecuencia de repetición del láser *mode-locked* viene determinada por el tiempo de *round-trip*. En concreto, en una cavidad Fabry-Perot, la frecuencia de repetición $f_{rep} = c/(2 \cdot L \cdot n_g)$, donde L es la longitud total de fibra y n_g es el índice de grupo.

Se estudió experimentalmente las características de la emisión láser de este oscilador en función de la longitud de la línea de retardo, y con diferentes redes de Bragg (cuyas características están recogidas en la Tabla 5-2). En la Fig. 5-16 se resumen los principales resultados. Las gráficas muestran la energía y la duración del pulso para un valor de potencia de bombeo intermedia entre la potencia umbral, y el valor a partir del cual aparecen varios pulsos por *round-trip*. Se observa que la energía de los pulsos decrece a medida que se reduce la frecuencia de repetición, manteniéndose la duración

del pulso prácticamente constante. Además en la mayor parte de los casos, para una frecuencia de repetición determinada, conforme se reduce la anchura espectral de la red de Bragg la energía del pulso y su duración temporal aumenta. A modo ilustrativo, en la Fig. 5-17 se muestra un ejemplo del espectro de emisión y la forma temporal de un pulso. El espectro tiene una anchura de 60 pm, aunque este valor debe considerarse con precaución ya que la resolución del analizador de espectros utilizado era 20 pm. La diferencia de intensidad entre el pico láser y el fondo de ASE es superior a 50 dB, por lo que el 99.9% de la potencia emitida corresponde a la emisión láser. En la Fig. 5-17 (b) se muestra un pulso, cuya duración es 51 ps. Como en el caso anterior, estos pulsos presentan *chirp*.

Para la cavidad de mayor longitud, con la que se obtuvo una frecuencia de repetición de 0.7 MHz, el rango de potencia de bombeo en el que el láser emitía un tren de pulsos estable era muy pequeño, en tono a 4.2 mW, resultando un sistema bastante sensible a los cambios en las condiciones ambientales (cambios de temperatura, vibraciones, etc...), por lo que no era suficientemente estable en periodos de tiempo largos.

	FBG-1	FBG-2	FBG-3	FBG-4	FBG-5	FBG-6
λ_B (nm)	1038.03	1034.84	1034.86	1034.88	1034.91	1031.76
$\Delta\lambda$ (pm)	17	56	40	80	96	60
R (%)	40	40	35	42	38	50

Tabla 5-2. Características de las redes de Bragg utilizadas.

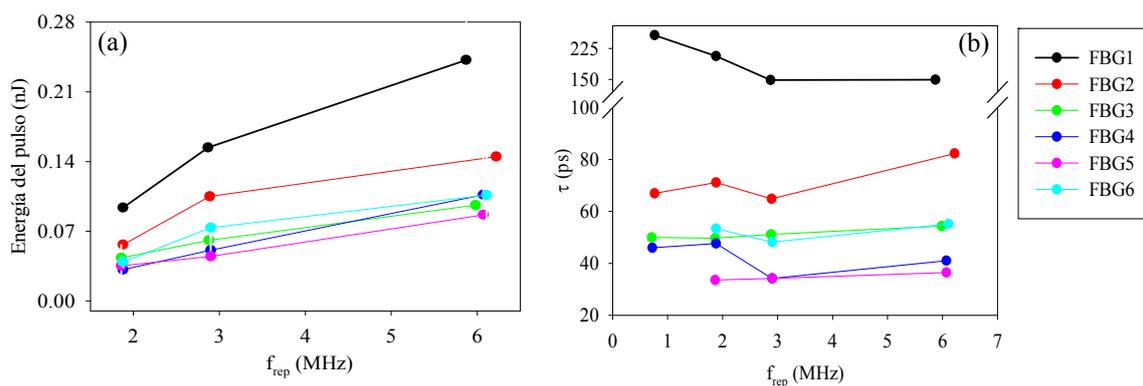


Fig. 5-16. (a) Energía de los pulsos y (b) duración de los pulsos, en función de la frecuencia de emisión del láser. En cada caso se muestran los resultados obtenidos cuando se utilizaron las diferentes redes de Bragg de la Tabla 5.3.

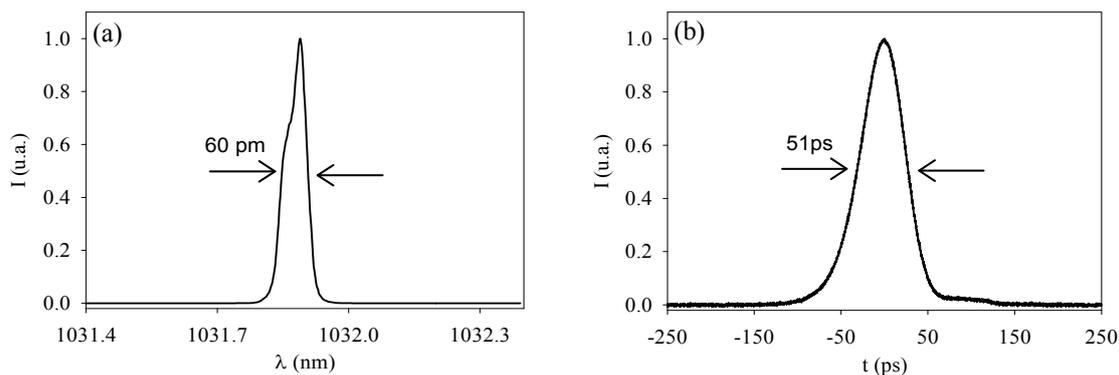


Figura 5-17. Emisión del oscilador cuando la frecuencia de repetición era 1.88 MHz y se utilizó la red FBG-6. (a) Espectro de emisión. (b) Pulso emitido por el láser.

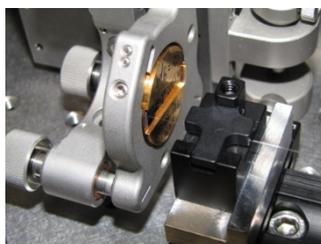


Fig. 5-18. Fibra óptica y SESAM acoplados directamente sin lentes.

Durante los experimentos se estudió la dependencia de la emisión del láser en función de las condiciones de focalización del haz en el SESAM. Como conclusión general, podemos comentar que el umbral de emisión en régimen *mode-locked* se reduce al reducir el tamaño del haz sobre el SESAM, lo que puede resultar ventajoso cuando la frecuencia de repetición es baja y se obtienen pulsos poco energéticos. Aparte de esto, no se observaron cambios significativos en las características de los pulsos emitidos, incluso en el caso en que se retiraron las lentes y se enfrentó directamente el extremo de la fibra al SESAM, como se muestra en la Fig. 5-18. Este punto es importante ya que permite concluir que será posible sustituir el conjunto formado por el SESAM y las lentes de focalización por un SESAM montado en fibra óptica, también disponible comercialmente.

Con la información obtenida a partir de la caracterización de las distintas configuraciones, se estimó que la configuración más apropiada para esta aplicación era la formada por un oscilador con la red de Bragg FBG-6 y una línea de retardo de 46 m, siendo la frecuencia de repetición del tren de pulsos emitido de 1.88 MHz. Se optó por esta frecuencia ya que, a pesar de no ser la más baja, era la menor con la que se obtuvo un láser cuyo funcionamiento era estable y repetitivo. Por otra parte, se eligió la red de Bragg FBG-6 ya que su longitud de onda es algo inferior al resto, lo que genera una banda de FWM más separada del láser, de manera que la frecuencia del *CARS* es algo mayor y más próxima a los valores que se requieren para visualizar el tipo de moléculas específicas que se deseaban estudiar.

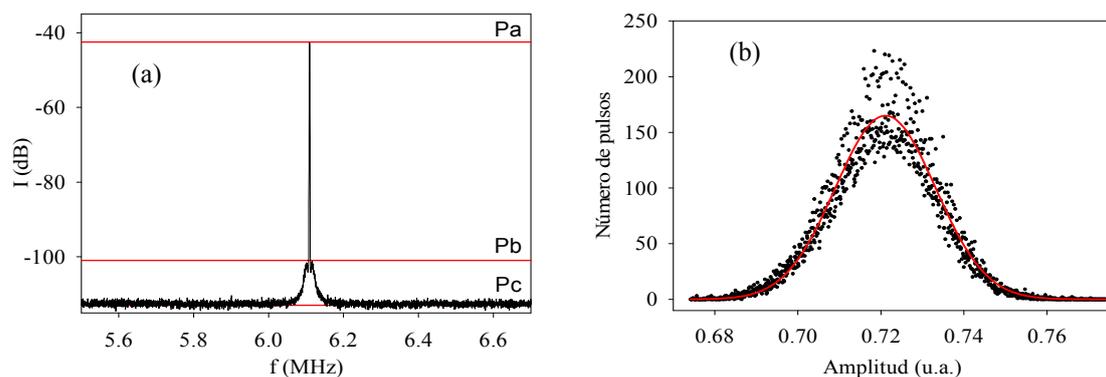


Figura 5-19. (a) Espectro de radiofrecuencia en torno al tercer armónico. (b) Estudio estadístico de la amplitud de los pulsos a lo largo del tiempo.

Se estudió en detalle la estabilidad de este oscilador concreto mediante dos técnicas distintas. La primera de ellas se basa en el análisis del espectro de radiofrecuencia de la emisión del láser, que se detalla en el anexo A.2.2. En la Fig. 5-19 (a) se muestra el espectro de radiofrecuencia en torno al tercer armónico. A partir de los valores de P_a , P_b y P_c , aplicando la relación A-3, se puede determinar el ruido en el periodo del tren de pulsos (*jitter* temporal) que en este caso es de 2.8 ps, que se corresponde con un 5 % de la anchura del pulso.

Para determinar la diferencia de amplitud entre pulsos (*jitter* de amplitud) mediante esta técnica es necesario medir el espectro de radiofrecuencia entorno a la frecuencia fundamental. Desafortunadamente, esta medida no se pudo realizar con el analizador de espectros disponible ya que este equipo tenía una frecuencia de corte inferior de 2 MHz. Como método alternativo, se realizó un estudio estadístico midiendo la amplitud de los pulsos de un tren durante varios minutos. El resultado se muestra en la Fig. 5-19 (b), donde podemos observar que el *jitter* en amplitud es inferior al 1 %.

Sistema láser completo

Dado que la potencia que se requiere para generar FWM en la fibra microestructurada es moderada, se optó por una etapa de amplificación formada por un preamplificador seguido de un amplificador, ambos basados en fibra dopada con iterbio convencional, bombeada por el núcleo. Esto simplifica en gran medida el sistema ya que el bombeo de la fibra dopada y la inyección de la señal se puede realizar utilizando WDMs de fibra monomodo convencionales. Como resultado, se obtiene un sistema *todo-fibra* en el que todos los componentes están unidos por empalmes de fusión.

El preamplificador está construido con 1 m de fibra monomodo dopada con iterbio^a que se bombea con un diodo semiconductor con salida en fibra monomodo que emite a 976 nm. Este amplificador proporciona una ganancia máxima de 20 dB. Así, a

^a Nufern PM-YSF-HI (NA= 0.11, λ_c = 860 nm, absorción: 250 dB/m a 975 nm)

la salida de este preamplificador se obtuvo un tren de pulsos a 1.88 MHz, con una anchura temporal similar a la que presentaban los pulsos a la salida del oscilador (51 ps), y una potencia promedio máxima de 7 mW.

El amplificador de potencia se montó con 28 cm de fibra dopada con Yb de alta concentración^a. Esta fibra tiene un núcleo compatible con las fibras convencionales y presenta una absorción de 1200 dB/m a 976 nm.

En la Fig. 5-21 (a) se muestra la potencia promedio de salida del amplificador en función de la potencia de bombeo. Resumiendo, esta versión del sistema láser proporciona un tren de pulsos de duración en torno a 52 ps (véase Fig. 5-21 (b)), a una frecuencia de repetición de 1.88 MHz y una potencia promedio máxima de 555 mW, lo que indica que se obtienen pulsos con una potencia de pico de 5.9 kW.

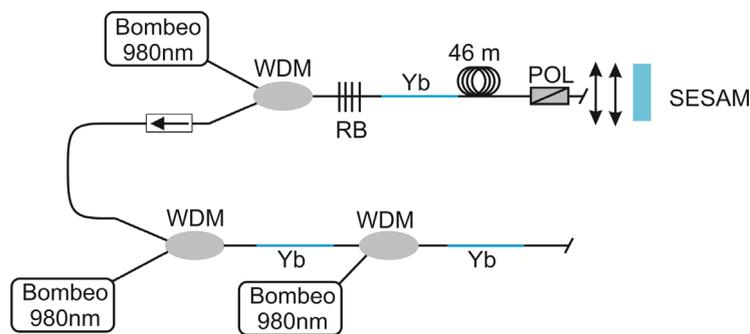


Fig. 5-20. Esquema del sistema láser compuesto por un oscilador de baja frecuencia de repetición, un preamplificador y un amplificador.

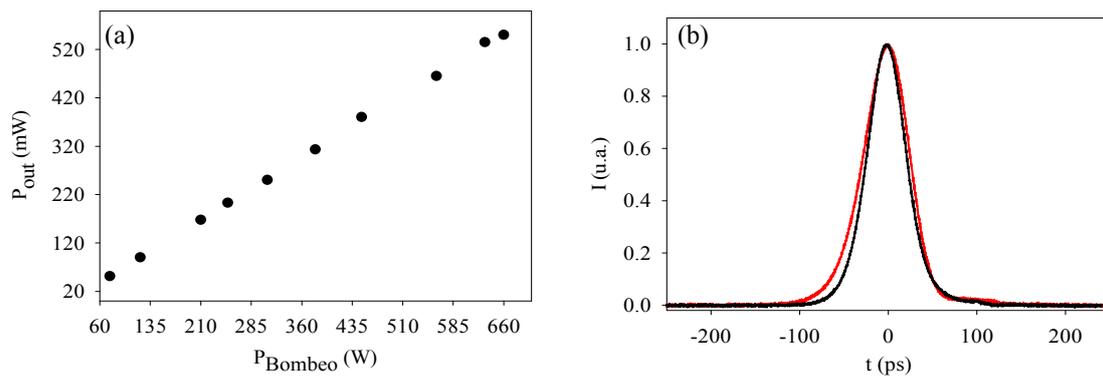


Fig. 5-21. (a) Potencia promedio de salida frente a la potencia de bombeo del amplificador de potencia. (b) Un pulso del láser medido a la salida del oscilador (línea negra) y a la salida del amplificador de potencia cuando está bombeado con una potencia de 600 mW (línea roja).

^a Liekki Yb1200-6/125 DC-PM (NA = 0.15, λ_c = 860 nm, absorción: 1200 dB/m a 976 nm)

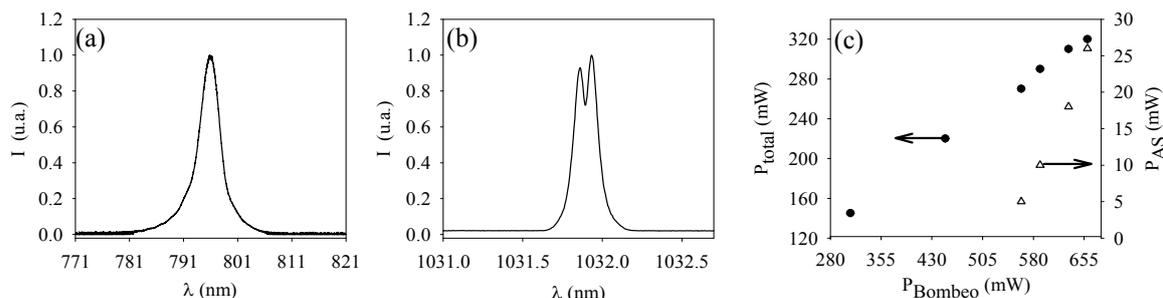


Figura 5-22. Espectro de la banda anti-Stokes (a) y de la señal láser residual (b) a la salida de la fibra microestructurada cuando el amplificador está bombeado con una potencia de 600 mW. (c) Potencia de la banda anti-Stokes del FWM y del total en función de la potencia de bombeo del amplificador de potencia.

Generación de FWM en la fibra microestructurada LMA-PM5

La fibra microestructurada se unió directamente a la fibra de salida del amplificador mediante un empalme de fusión. Los valores del diámetro modal de ambas fibras son 6 μm para la fibra activa y 4.4 μm para la fibra microestructurada. Dado que ambas fibras son mantenedoras de polarización, además de alinear los núcleos, es necesario orientarlos de manera que los ejes rápido y lento de ambas fibras coincidan. Las empalmadoras comerciales no son capaces de realizar esto de manera automática si alguna de las fibras es microestructurada, por lo que el alineamiento y la orientación de las fibras se hizo manualmente utilizando un microscopio óptico. En el anexo A.2.3 se explica en detalle el procedimiento seguido para realizar este empalme. Una vez optimizado el proceso, se obtuvieron empalmes con un 26 % de pérdidas, y lo suficientemente robustos como para soportar niveles de tracción y de torsión moderados. Como en el caso anterior, la longitud de fibra microestructurada empleada era de 60 cm, y el extremo final de la misma se pulió en ángulo para evitar reflexiones.

En la Fig. 5-22 se muestra la forma espectral de la señal *anti-Stokes* de la mezcla de cuatro ondas, y el espectro de la señal de bombeo a la salida de la fibra microestructurada. Las longitudes de onda centrales son 795.2 nm y 1031.9 nm, respectivamente, lo que corresponde a una diferencia de frecuencias de 2885 cm^{-1} . La Fig. 5-22 (c) muestra la potencia total de salida de la fibra y la potencia de la banda *anti-Stokes* del FWM, y la potencia total en función de la potencia de bombeo en el amplificador de potencia, donde se observa que ambas aumentan linealmente con la potencia. A la máxima potencia del láser de bombeo (660 mW), la potencia de la banda *anti-Stokes* del FWM es 26 mW y la del láser residual 300 mW.

Por último, se midió la duración temporal de las componentes espectrales del pulso que corresponden a la banda de FWM. Dicho pulso tenía un ancho temporal de 19 ps, mientras que la anchura temporal del pulso incluyendo todas las componentes espectrales era 53 ps. Se ha de tener en cuenta que va a existir un retardo temporal entre el bombeo residual y la señal de FWM ya que sus espectros están centrados en

longitudes de onda muy diferentes. El retardo entre ambas depende de la velocidad de grupo de la fibra microestructurada y de la longitud de la misma, de manera que podría ocurrir que los pulsos no incidan de forma sincronizada sobre la muestra. Por ello, teniendo en cuenta las características de la fibra, se calculó el retardo por unidad de longitud entre pulsos centrados en ambas longitudes de onda, y se obtuvo que es de 0.1 ps/cm. Puesto que la duración del pulso centrado en 1031.76 nm es de decenas de ps, se puede garantizar que los pulsos se solaparán temporalmente en la muestra.

Microscopio CARS

La segunda versión del sistema láser se utilizó como fuente de luz en un microscopio basado en CARS. El microscopio ha sido diseñado y montado en el Instituto de Física-Química de la Universidad *Friedrich-Schiller* de Jena. En la Fig. 5-23 se muestra un esquema de este microscopio. El haz colimado proveniente del láser se desvía por un par de espejos galvanométricos de exploración centrados sobre un objetivo del microscopio, encargado de focalizar la señal sobre la muestra. Finalmente la señal CARS es detectada por un fotomultiplicador (PMT) ubicado tras la muestra.

Para eliminar posibles fuentes de ruido, el haz, previamente a incidir sobre la muestra, se filtra con un filtro pasa-baja a 1050 nm para eliminar la banda *Stokes* del FWM y un filtro pasa-alta a 700 nm para eliminar armónicos de orden superior. El filtro de 1050 nm se puede inclinar, lo que permite controlar la potencia que incide sobre la muestra dentro de un cierto rango. Delante del fotomultiplicador se montaron dos filtros, uno pasa-baja para eliminar la luz residual procedente de la fuente de luz, y el segundo, pasa-banda, encargado de asegurar que solo se detectan los fotones generados por CARS. El ajuste fino de la frecuencia CARS se realizó sintonizando la red de Bragg con temperatura.

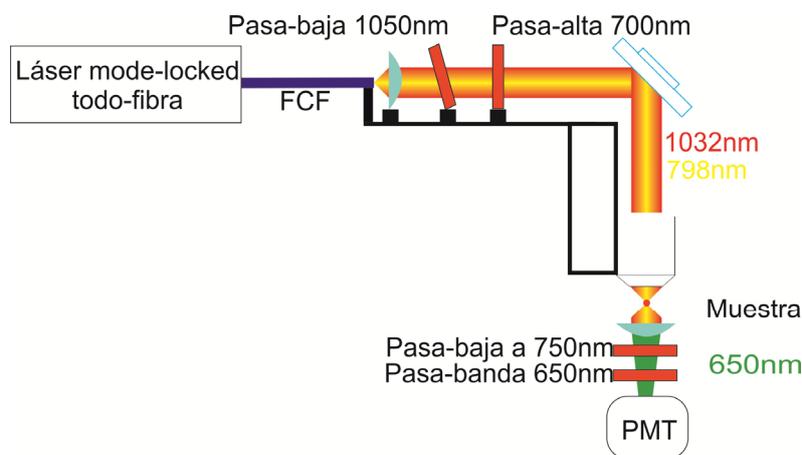


Fig.5-23. Esquema del microscopio CARS con la fuente de luz acoplada.

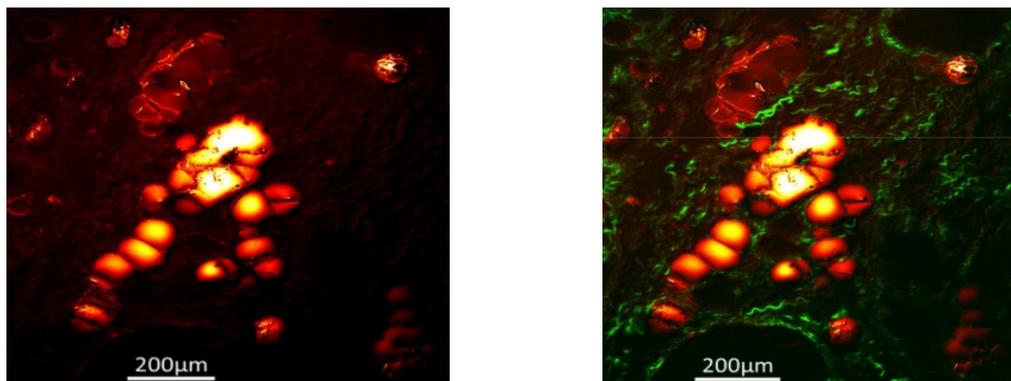


Fig. 5-24. Imágenes obtenidas mediante microscopía CARS de placas arterioscleróticas del interior de una arteria humana. La fuente de luz empleada en este microscopio es la descrita en la sección 5.2.2.

En la Fig. 5-24 se muestran dos imágenes cedidas por el instituto de Física-Química de la Universidad *Friedrich-Schiller* de Jena (Alemania) obtenidas con este microscopio. Estas imágenes fueron obtenidas con una velocidad de muestreo de 1 ms por pixel. En la imagen se muestra la deposición de placas de ateroma en la parte interior de una arteria humana; más concretamente la imagen muestra el sondeo de lípidos adheridos a estas placas. Para poder ver estos lípidos, el microscopio CARS realizó el sondeo de los lípidos con una frecuencia vibracional de 2885 cm^{-1} , detectando así los enlaces OH- y H-. Con este tipo de muestras se obtuvieron imágenes de alta calidad con un nivel de potencia total incidiendo sobre las muestras a partir de 20 mW.

5.3.- Fuente de luz de supercontinuo en fibra óptica

En esta sección se presentan los resultados experimentales referidos al desarrollo de una fuente de luz de supercontinuo basada en un láser de fibra óptica en régimen *mode-locked* amplificado, basado en fibras dopadas con iterbio, que utilizamos como fuente de bombeo para generar supercontinuo en una fibra microestructurada. El sistema desarrollado es un sistema compacto, *todo-fibra*, que emite con una frecuencia de repetición de varias decenas de MHz y una potencia promedio en torno a 1 W. Esta fuente ha sido desarrollada en colaboración con D. Antonio Carrascosa Rubio y el Dr Pere Pérez Millán, donde ambos son miembros del Laboratorio de Fibras Ópticas de la Universidad de Valencia.

Características del sistema láser

El esquema del sistema láser que se montó para proporcionar la señal de bombeo para generar supercontinuo en las fibras microestructuradas consta de tres etapas: el oscilador, un preamplificador de fibra monomodo bombeada por el núcleo y un amplificador de potencia basado en fibra dopada de doble *cladding*. En la Fig. 5.25 se muestra un esquema de este sistema.

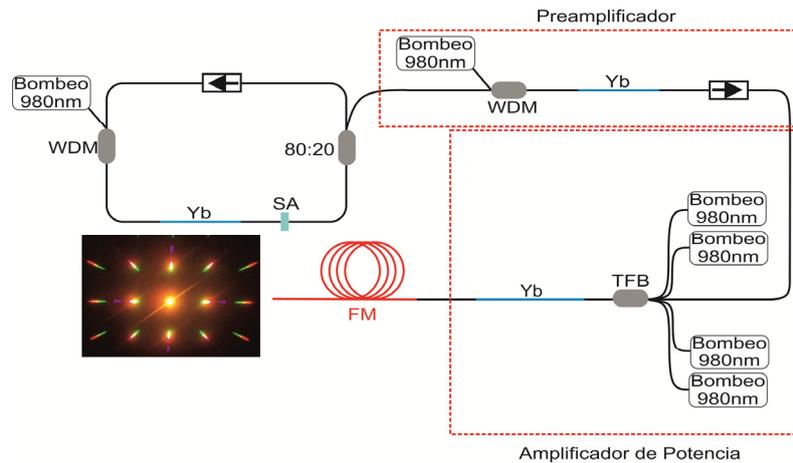


Fig.5-25. Esquema de la fuente de luz supercontinua.

El oscilador consiste en un láser en régimen *mode-locked* de fibra óptica con una cavidad en forma de anillo y un absorbente saturable en transmisión que produce la modulación pasiva. Todas las fibras de la cavidad eran mantenedoras de polarización. Se utilizó un segmento de 1.2 m de fibra monomodo dopada con iterbio^a; la fibra pasiva empleada es la *Nufern PM980-XP*^b. En este caso el absorbente saturable^c empleado opera en transmisión, con entrada y salida de fibra óptica. La fibra activa se bombea por el núcleo mediante un WDM, y la salida del láser se obtiene mediante un acoplador 80:20 insertado en la cavidad. Este acoplador es de tipo polarizante, y realiza la función adicional de filtrar una de las polarizaciones, de tal manera que en la cavidad solo circula el modo de polarización con polarización en el eje lento. Un aislador con entrada y salida de fibra se encarga de que solo exista luz propagándose en un sentido dentro del anillo.

El oscilador emite pulsos de duración en torno a 23 ps, con la longitud de onda centrada en 1040.5 nm y una frecuencia de repetición de 23.16 MHz. La potencia promedio era de 3 mW, lo que corresponde a una potencia pico de 5.63 W. La relación señal/ruido es de 40 dB. El preamplificador está construido con 1.2 m de la misma fibra dopada con iterbio que se utilizó para el oscilador. El preamplificador tiene una ganancia máxima de 21.5 dB. Así, a la salida del amplificador, se obtuvo un tren de pulsos con una potencia promedio de 250 mW. Finalmente, el amplificador de potencia se basa en una fibra activa dopada con iterbio de doble *cladding*^d, con una absorción nominal cuando se la bombea por el *cladding* de 0.5 dB/m a 976 nm. Para bombear esta fibra se utiliza un combinador de fibra óptica^e. Este dispositivo permite acoplar simultáneamente la señal láser que se desea amplificar al núcleo de la fibra dopada, y hasta seis láseres de bombeo con salida de fibra multimodo al *cladding* de la misma.

^a *Nufern PM-YSF-HI* ($NA = 0.11$, $\lambda_c = 860$ nm, absorción: 250 dB/m a 975 nm)

^b *Nufern PM980-XP* ($NA = 0.12$, $\lambda_c = 920$ nm)

^c *Batop SM-1064-40* ($\tau = 500$ fs, $\alpha_0 = 40\%$)

^d *OFS Labs YB 130* ($NA_{\text{núcleo}} = 0.12$, $NA_{\text{cladding}} = 0.45$, $\lambda_c = 1040$ nm, absorción: 250 dB/m a 975 nm)

^e *OFS Labs TFB11A0-7:1* ($NA_{\text{fibras bombeo}} = 0.165$, $NA_{\text{fibra señal}} = 0.45$)

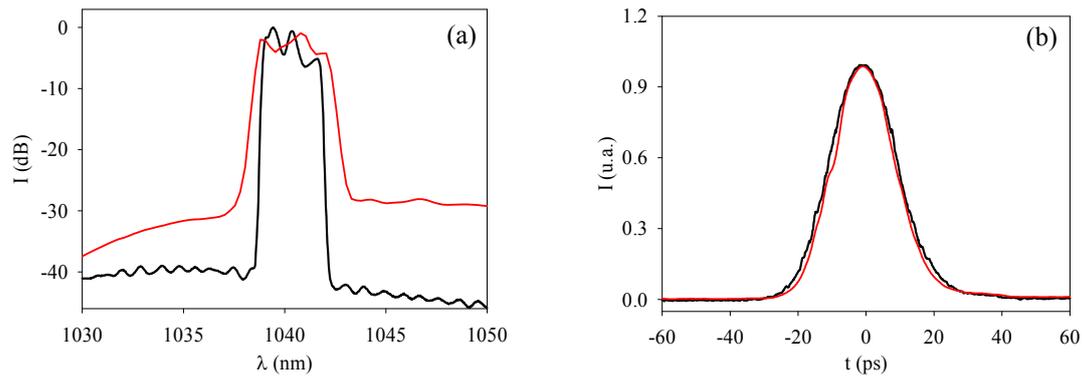


Fig. 5-26. (a) Espectro de emisión del láser y (b) un pulso. La línea negra corresponde a medidas tomadas a la salida del oscilador y la línea roja a la salida del amplificador de potencia cuando la potencia de salida era de 1 W.

Con este amplificador se obtuvo una potencia promedio máxima de 1 W cuando la potencia de bombeo del amplificador de potencia era de 3.8 W. Para niveles de potencia de bombeo superiores, aparece autooscilaciones en otras longitudes de onda. La Fig. 5-26 (a) muestra el espectro de salida del oscilador y del amplificador de potencia cuando la potencia promedio de salida es de 1 W. Se puede observar que el espectro se ensancha, pasando de 2.8 nm a 3.4 nm (medido a -3 dB). La relación señal/ruido se reduce a -28 dB. La forma temporal de los pulsos a la salida del oscilador y a la salida del amplificador de potencia son similares, la duración del pulso apenas se ve modificada por la amplificación. De nuevo se trata de pulsos que presentan *chirp*. Los pulsos limitados por transformada que se obtendrían a partir del espectro serían 23 veces más cortos que los obtenidos experimentalmente.

Características de las fibras microestructuradas y resultados

Para este experimento se utilizaron las fibras F1 y F2, cuyas características estructurales e imagen de su sección transversal están recogidas en la Tabla 2.3. Ambas fibras tienen siete periodos. La longitud de onda de dispersión cromática nula es $\lambda_z = 960$ nm para la fibra F1 y $\lambda_z = 1100$ nm para la fibra F2. Es decir, a la longitud de onda del láser, la dispersión es anómala en el primer caso y normal en el segundo. Las fibras microestructuradas se unieron a la fibra de salida del amplificador mediante empalmes de fusión. El acoplamiento de potencia entre la fibra del amplificador fue del 50 % con la fibra F1 y del 80 % con la fibra F2.

La Fig. 5-27 (a) muestra los espectros a baja potencia y a la potencia máxima obtenidos con la fibra F1. A potencia baja se observa la aparición de un solitón centrado en una longitud de onda mayor que la del bombeo. A la máxima potencia se obtiene un espectro que cubre desde 600 nm hasta más allá de 1750 nm (límite de detección del analizador de espectro). La potencia promedio del espectro de supercontinuo es de 500 mW. La Fig. 5-27 (b) muestra los espectros obtenidos con la fibra F2. A potencia

baja, se observan dos bandas a ambos lados del bombeo, centradas en 747 nm y 1680 nm, que se deben a un proceso de FWM. A la máxima potencia, el espectro se extiende desde 600 nm hasta 2050 nm, siendo la potencia promedio de 850 mW.

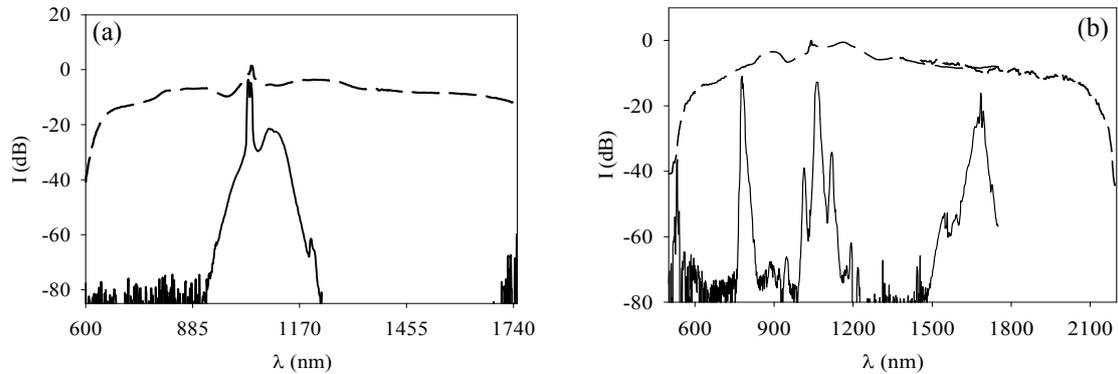


Figura 5-27. Espectros de supercontinuo obtenidos a baja potencia (línea continua) y a la máxima potencia (línea discontinua). (a) Obtenidos con la fibra F1 ($L = 24$ m), y (b) con la fibra F2 ($L = 19.5$ m).

5.4.- Control de la dispersión cromática en un láser *mode-locked* de fibra dopada con Yb mediante fibras microestructuradas

En los láseres de fibra óptica para la generación de pulsos ultracortos, un parámetro clave es la dispersión cromática de la fibra que forma la cavidad del láser. En términos generales, se puede decir que para generar pulsos ultracortos es necesario que la dispersión total de la cavidad sea baja. En el caso de láseres de fibra basados en fibra dopada con erbio, que emiten entorno a $1.55 \mu\text{m}$, esta condición se puede satisfacer con relativa facilidad ya que la dispersión cromática de las fibras ópticas convencionales a esta longitud de onda es, de forma natural, baja. Además existe una amplia gama de fibras con dispersión cromática desplazada y compensadoras de dispersión disponibles comercialmente que pueden ser usadas para ajustar la dispersión neta de la cavidad láser.

En el caso de los láseres de fibra óptica basados en fibra dopada con iterbio, que emiten en torno a $1 \mu\text{m}$, la dispersión cromática no puede compensarse utilizando fibras convencionales ya que todas ellas presentan valores bastante elevados de dispersión normal a esa longitud de onda (en torno a $-50 \text{ ps}/(\text{nm km})$). Por ello, es necesario utilizar otras técnicas para controlar la dispersión. Entre ellas, se puede destacar el uso de redes de Bragg de fibra óptica con *chirp* [230], y más recientemente, el de fibras de cristal fotónico de tipo *band-gap* [231].

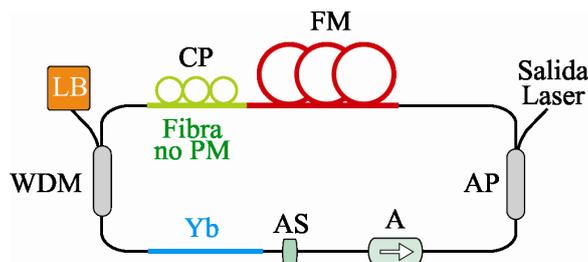


Fig. 5-28. Esquema del láser. AS: absorbente saturable; FM: fibra microestructurada; CP: controlador de polarización; LB: laser de bombeo; WDM: multiplexador; AP: acoplador 80:20 polarizante.

Como alternativa, en este trabajo, se ha propuesto usar fibras microestructuradas de núcleo sólido para controlar la dispersión cromática en un láser de fibra óptica de iterbio en régimen *mode-locked*. A diferencia de las fibras convencionales, las fibras microestructuradas de núcleo sólido se pueden diseñar para que tengan dispersión cromática anómala a longitudes de onda en torno a $1\ \mu\text{m}$, lo que permite su uso para compensar la dispersión a estas longitudes de onda.

5.4.1.- Configuración experimental

En la Fig. 5-28 se muestra un esquema del láser que se montó para este experimento. Se trata de una cavidad láser en anillo, en la que todas las fibras utilizadas son mantenedoras de polarización (PM), a excepción de la fibra microestructurada y la fibra que se utiliza en el controlador de polarización^a. La fibra dopada que se ha empleado es la fibra PM-YSF-H^b, se ha utilizado un segmento de fibra de 1.2 m de longitud. La fibra pasiva es la fibra PM980-XP^c. Los valores de la dispersión cromática a la longitud de onda de emisión del láser (1030 nm) de estas tres fibras están recogidos en la Tabla 5.3. El absorbente saturable^d empleado opera en transmisión, con entrada y salida de fibra óptica. La salida del láser se obtiene mediante un acoplador 90:10 insertado en la cavidad. Este acoplador es del tipo polarizante, y realiza la función adicional de filtrar una de las polarizaciones, de tal manera que en las fibras PM de la cavidad solo circula luz propagándose con la polarización orientada con el eje lento. Además, se ha incluido un controlador de polarización, que se hace necesario por el hecho de que la fibra microestructurada no es mantenedora de polarización, y un aislador para imponer la propagación en un solo sentido. La longitud total de fibra óptica convencional (fibras no microestructuradas) de la cavidad láser es de 6.8 m. Cabe comentar que todos los componentes se unieron mediante empalmes de fusión entre fibras, lo que da lugar a un sistema estable en el que no se requiere ningún tipo de alineamiento óptico.

^a Fibercore SMF980 (NA= 0.12, $\lambda_c= 980\ \text{nm}$)

^b Nufern PM-YSF-HI (NA= 0.11, $\lambda_c= 860\ \text{nm}$, absorción: 250 dB/m a 975 nm)

^c Nufern PM980-XP (NA= 0,12, $\lambda_c= 920\ \text{nm}$)

^d Batop SA-1064-40 ($\tau = 9\ \text{ps}$, $\alpha_0 = 40\%$)

5.4.2.- Fibras microestructuradas utilizadas

En este experimento se utilizaron dos fibras microestructuradas de núcleo sólido con 7 periodos de agujeros rodeando el núcleo, con parámetros estructurales ligeramente diferentes. La Fig. 5-29 muestra las imágenes de la sección transversal de las fibras y su dispersión. La dispersión a la longitud de onda de 1030 nm es anómala para ambas fibras siendo de 21 ps/(nm·km) para la fibra FM-1 y de 13 ps/(nm·km) para la fibra FM-2. La Tabla 5-3 recoge las características de dispersión más relevantes de estas fibras.

5.4.3.- Resultados obtenidos

La Fig. 5-30 muestra un ejemplo del tren de pulsos generado por el láser, junto con el espectro de emisión, y la traza de autocorrelación de un pulso obtenida con un autocorrelador. En este ejemplo se utilizaron de 6.3 m de la fibra FM-2, y el láser emitía a una potencia promedio de 1.3 mW. Cabe destacar la extraordinaria estabilidad de la emisión, con valores de *jitter* temporal y de amplitud remarcablemente bajos, lo que suele ser habitual en este tipo de láseres *mode-locked* pasivos basados en un absorbente saturable.

Fibra	D (@1030 nm) ps/(nm·km)	λ_z (nm)	L (m)
PM-YSF-HI	-44	1410	1.2
SMF980	-43	1430	1.5
PM980-XP	-52	1440	4.1
FM-1	21	930	-
FM-2	13	1000	-

Tabla 5-3. Dispersión a 1030 nm, longitud de onda de dispersión nula (λ_z) de las fibras utilizadas y longitud de cada segmento de fibra.

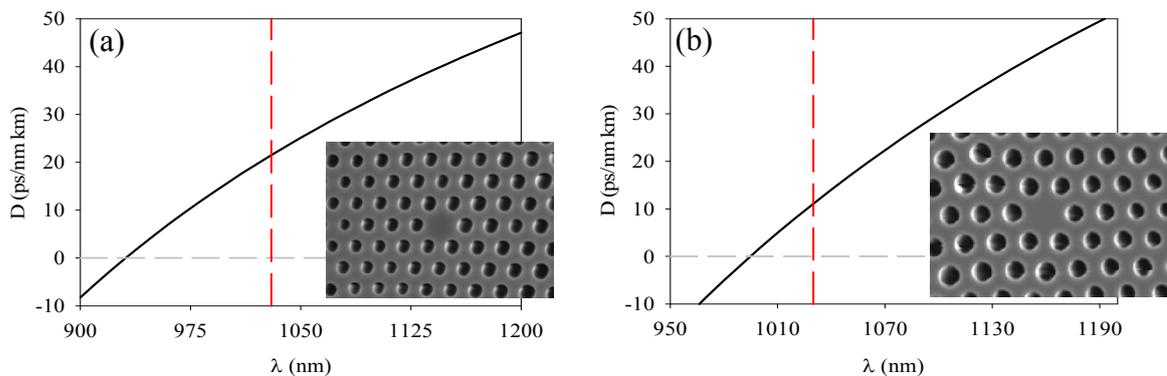


Fig. 5-29. Dispersión en función de la longitud de onda de las fibras microestructuradas. Las líneas discontinuas indican: la longitud de onda de emisión de láser (vertical) y el valor cero de la dispersión (horizontal). Inset: imagen de la sección transversal de las fibras microestructurada. (a) Fibra FM-1 y (b) Fibra FM-2.

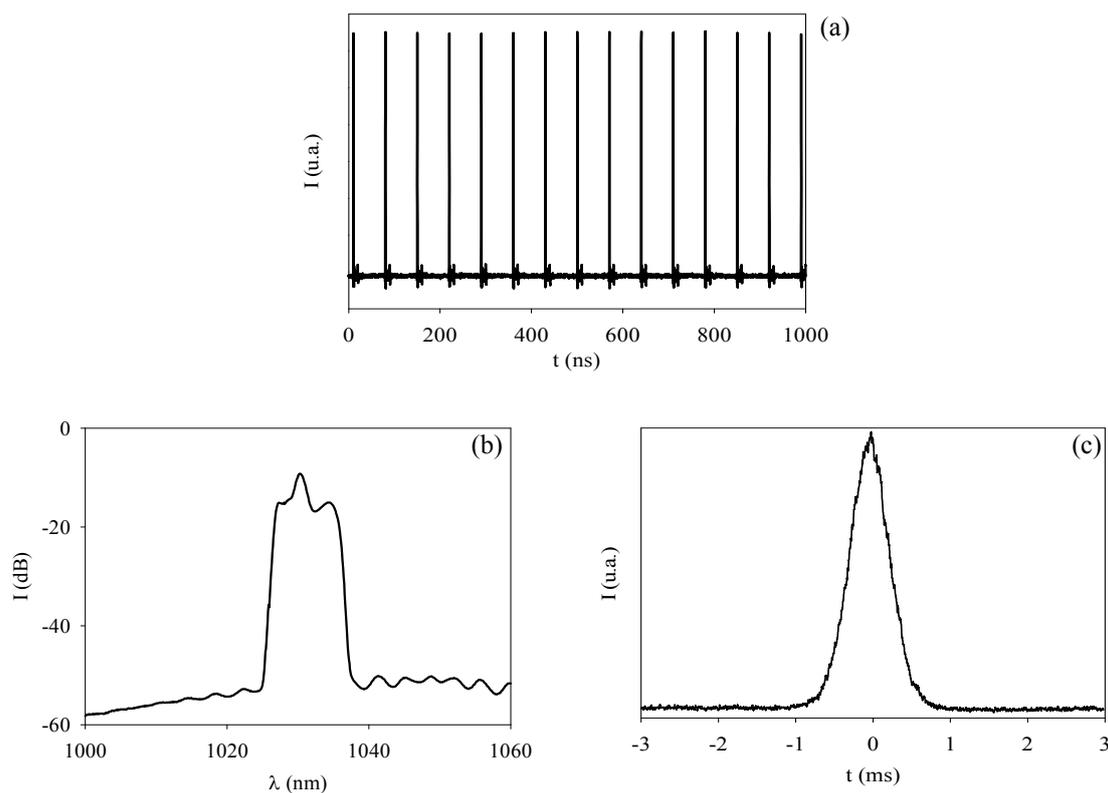


Fig. 5-30. (a) Un ejemplo del tren de pulsos emitido por el láser. (b) Espectro de emisión. (c) Traza de autocorrelación de un pulso obtenido. Fibra microestructurada: FM-2.

Se realizó un estudio de la evolución de las características de la emisión del láser en función de la longitud de fibra microestructurada, L_{FM} , que se fue insertando en la cavidad. En concreto nos centramos en la medida de la anchura temporal de los pulsos, Δt , y de la frecuencia de repetición del láser, f_{rep} . Para ambas fibras, el experimento se realizó a partir de un único segmento de fibra microestructurada de unos 10 m, al que se le iban cortando trozos paulatinamente para ir reduciendo su longitud.

La Fig. 5-31 resume los resultados obtenidos con ambas fibras microestructuradas. Cuando utilizamos la fibra microestructurada FM-1, se obtuvo emisión de un tren de pulsos en régimen *mode-locked* estable para una longitud de cavidad (fibra convencional + fibra microestructurada) de hasta 15.7 m, correspondiendo esta longitud con la frecuencia de repetición más baja, 13.15 MHz. En cuanto a la anchura temporal de los pulsos se puede observar que, inicialmente (es decir, para la longitud de fibra mayor) se obtuvieron pulsos de 13 ps de duración. A medida que se redujo la longitud de fibra microestructurada la duración del pulso decreció hasta un mínimo de 5.9 ps para un valor de $L_{FM} = 6.2$ m. Cuando se redujo la longitud de fibra microestructurada a la mitad, la duración de los pulsos aumentó ligeramente a 6.2 ps. A partir de este punto, la duración de los pulsos aumentó ligeramente a medida que se reducía la longitud de fibra microestructurada. A la vista de estos resultados, se puede deducir que quizás podríamos haber obtenido pulsos de menor duración usando una

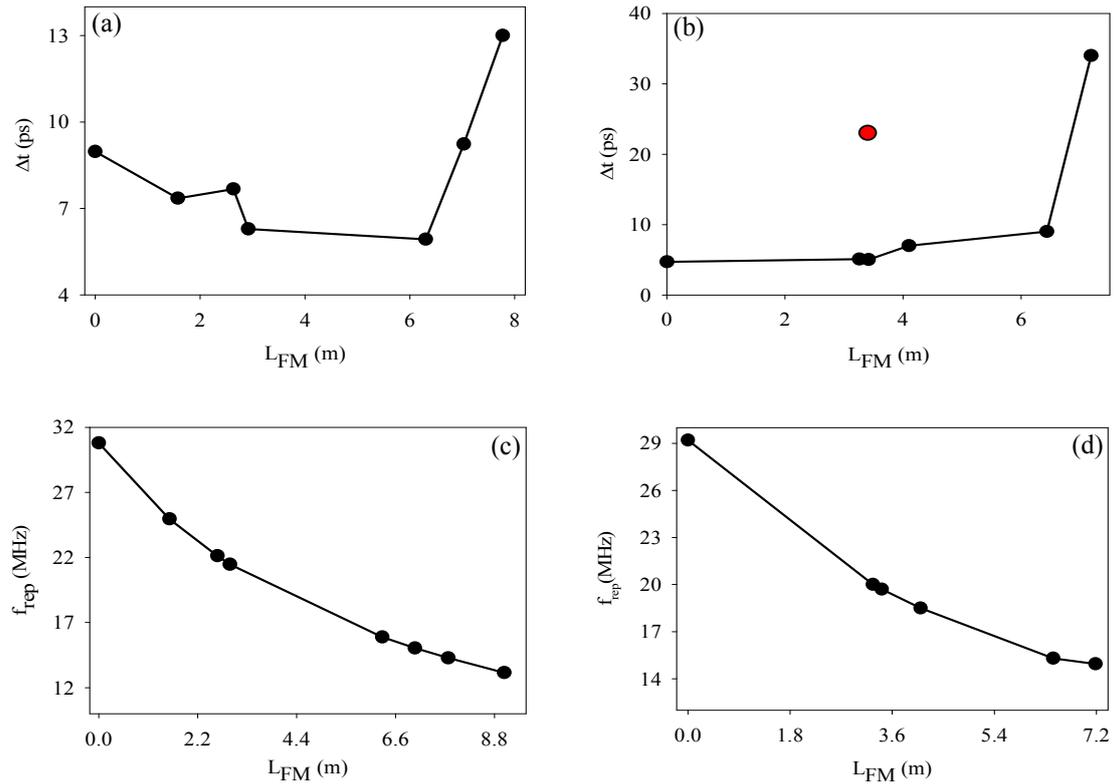


Fig. 5-31. Duración del pulso en función de la longitud de fibra microestructurada insertada en la cavidad. (a) Fibra FM-1 y (b) Fibra FM-2. Frecuencia de repetición en función de la longitud de fibra microestructurada insertada en la cavidad; (c) Fibra FM-1 y (d) Fibra FM-2. El punto rojo muestra la anchura temporal de los pulsos cuando se sustituyó la fibra microestructurada por fibra convencional PM980-XP.

sección de fibra entre 3 m y 6 m de longitud. Desafortunadamente este experimento no se pudo repetir con esta fibra porque en este primer intento se consumió toda la fibra disponible.

Con la fibra microestructurada FM-2 obtuvimos la emisión de un tren de pulsos estable desde una longitud de fibra microestructurada $L_{FM} = 0$ hasta $L_{FM} = 7.2$ m. En relación a la anchura temporal de los pulsos, podemos observar que la anchura aumenta ligeramente con la longitud de la fibra, hasta $\Delta t = 9$ ps para $L_{FM} = 6.4$ m, siendo el aumento mucho más significativo a partir de esta longitud.

La frecuencia de repetición del láser *mode-locked* está determinada por el tiempo que tarda un pulso en recorrer una vuelta en la cavidad láser (*round-trip*). En concreto, para la cavidad en anillo, la frecuencia de repetición $f_{rep} = c/L \cdot n_g$, donde L es la longitud total de la cavidad láser, que incluye la fibra microestructurada y la convencional. En ambos casos, se puede observar que la frecuencia de repetición decrece a medida que aumenta la longitud de fibra microestructurada desde un valor entorno a 30 MHz, hasta unos valores mínimos de 13.15 MHz y 14.9 MHz, respectivamente.

Para evaluar el efecto de la fibra microestructurada sobre la anchura temporal de los pulsos, se substituyó la fibra microestructurada por una sección de igual longitud de fibra monomodo pasiva PM980-XP^a como la empleada en el resto de la cavidad láser. Cuando insertamos un segmento de 3.4 m de longitud de esta fibra, la anchura temporal de los pulsos emitidos por el láser fue 23 ps. La anchura temporal de los pulsos emitidos cuando se inserta esa misma longitud de la fibra microestructurada FM-2 es de 5 ps. Por tanto, podemos concluir que dado que la dispersión a la longitud de onda de emisión de la fibra microestructurada es muy baja, se puede utilizar esta fibra para reducir la frecuencia de repetición del láser sin que aumente significativamente la anchura del pulso, al menos dentro de un cierto rango.

Las fibras microestructuradas empleadas tienen dispersión anómala a la longitud de onda de emisión del láser, pero su valor es pequeño. Con estas fibras se ha demostrado que es posible montar un láser *mode-locked* de fibra dopada con iterbio de cavidad relativamente larga (frecuencia de repetición baja) sin que se produzca un ensanchamiento significativo de la anchura temporal de los pulsos. Sin embargo, las fibras microestructuradas empleadas no tienen las características de dispersión óptimas para poder compensar la dispersión normal del resto de las fibras de la cavidad. Para ello serían necesarios secciones de 15.5 m de la fibra FM-1 o 25 m de la fibra FM-2. Sin embargo, dichas longitudes, sumadas a la longitud del resto de fibras, daría lugar a un tiempo de *round-trip* demasiado largo para que el SA module de manera adecuada. Por tanto, aunque se ha demostrado que es posible utilizar fibras microestructuradas de sílice de núcleo sólido para controlar la dispersión cromática en un láser *mode-locked* de fibra de iterbio, podemos concluir que los resultados que hemos obtenido pueden ser mejorados, en lo que se refiere a la duración de los pulsos, mediante el uso de fibras microestructuradas con dispersión anómala mayor.

5. 5.- Laser multilínea basado en el efecto Raman

En los últimos años se observa un interés creciente en el desarrollo de láseres basados en fibras ópticas dopadas con tulio [184, 232]. Existen varias razones que justifican dicho interés. Por una parte, la longitud de onda de emisión de estos láseres, en torno a 2 μm , da lugar al desarrollo de una amplia gama de aplicaciones en campos como la biología, la medicina, la espectroscopia y defensa [233 - 236]. Por otro lado, la banda de emisión del tulio es más ancha en comparación a otros iones de tierras raras (400 nm [237] frente a 200 nm del Yb^{3+} [186]), lo que representa una ventaja para el futuro desarrollo de láseres de pulsos ultracortos. La limitación fundamental de las fibras activas dopadas con tulio está relacionada con el gran defecto cuántico.

^a Nufern PM980-XP (NA= 0,12, λ_c = 920 nm)

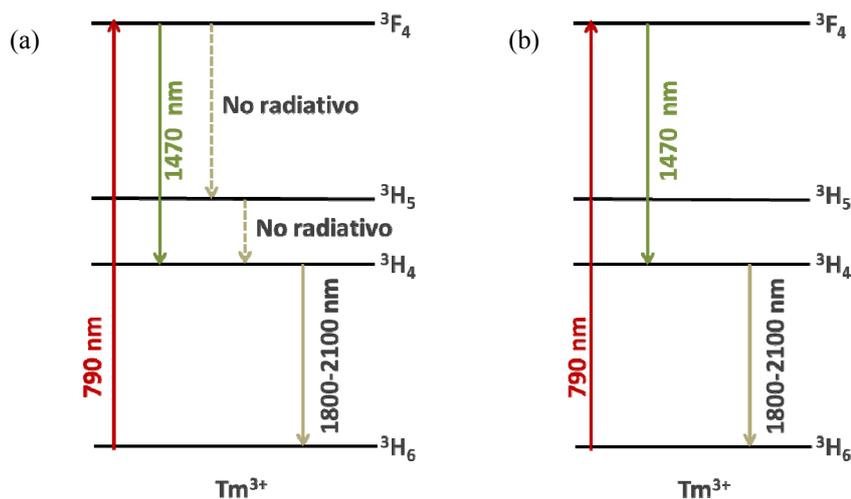


Fig. 5-32. (a) Esquema de niveles y transiciones del ión Tm^{3+} bombeado a 790 nm. (b) Esquema de niveles y transiciones del ión Tm^{3+} bombeado a 790 nm y un haz auxiliar a 1470 nm.

En la Fig. 5-32 se muestran los niveles de energía del ión Tm^{3+} y las transiciones fundamentales de absorción y emisión, radiativas y no radiativas. Cuando el tulio es bombeado a 790 nm, el ión puede ser excitado desde el nivel fundamental 3H_6 al nivel excitado 3F_4 . La energía del ión decae rápidamente de forma no radiativa al nivel 3H_5 , y desde éste, al nivel 3H_4 cuyo tiempo de vida media es suficientemente largo para facilitar la inversión de población. Estas transiciones no radiativas provocan el calentamiento del material, lo que limita las posibilidades de las fibras dopadas con tulio como medio activo. Para resolver esta cuestión, en la literatura existente se ha propuesto un método [238, 239] basado en hacer propagar por la fibra activa un haz auxiliar de 1470 nm para provocar la transición del nivel 3F_4 al nivel 3H_4 mediante un proceso estimulado, lo que reduce la probabilidad de las transiciones no radiativas y, además, facilita una mayor población de iones en el nivel superior del láser, aumentando la eficiencia del proceso de amplificación [233, 238, 239].

Durante mi segunda estancia en el Grupo de Fibras Ópticas del Instituto de Física Aplicada de la Universidad *Friedrich-Schiller* de Jena (Alemania), se me propuso fabricar un láser de emisión continua que emitiera a 1470 nm, de varios vatios de potencia, para utilizarlo como señal auxiliar para inducir emisión estimulada entre los niveles 3F_4 al nivel 3H_4 en un amplificador de Tm^{3+} . El esquema que se me propuso consistía en un láser basado en el efecto Raman en cascada, bombeado con un láser de potencia de fibra óptica dopada con iterbio. La dispersión Raman estimulada en fibras ópticas representa un método muy interesante para amplificar señales o generar nuevas longitudes de onda láser. Desde finales de los noventa, los amplificadores y láser *todo-fibra* basados en Raman se han estudiado activamente [240, 241]. La disponibilidad de láseres de diodo de alta potencia y redes de Bragg con alta reflectividad han hecho posible la realización de cavidades láser Raman en cascada, capaces de hacer resonar simultáneamente cinco o seis líneas [242 - 248].

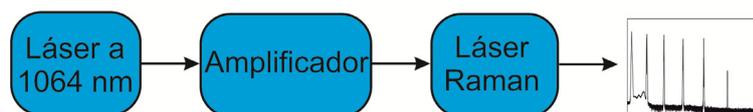


Fig. 5-33. Diagrama de bloques del sistema láser Raman.

El esquema del sistema que desarrollé se ilustra en la Fig. 5-33. Como semilla, se utilizó un láser de fibra óptica de emisión continua disponible en el laboratorio que emitía un haz linealmente polarizado con una potencia máxima de 5 W a la longitud de onda de 1064 nm. Para amplificar la señal del oscilador a valores de potencia del orden de algunas decenas de vatios, que era el nivel de potencia que se estimó necesaria para que el efecto Raman proporcionara suficiente ganancia, se desarrollaron varias versiones de amplificadores de fibra óptica. La señal de salida del amplificador servía como señal de bombeo para el láser Raman en cascada. A continuación se describen las dos versiones del amplificador de potencia desarrolladas y los resultados obtenidos con el láser Raman en cascada.

5.5.1.- Amplificador de potencia: primera versión

El primer amplificador se basó en un segmento de 10 m de longitud de una fibra activa de área modal grande (LMA) mantenedora de polarización y doble *cladding*^a, de 400 μm de diámetro externo y núcleo de 20 μm de diámetro. Esta fibra presenta una absorción de 3 dB/m a 976 nm. La Fig. 5-34 muestra un esquema del montaje experimental. La fibra activa se bombeó por el *cladding* con un diodo láser que proporciona una potencia máxima de 80 W a 976 nm en una fibra multimodo de 200 μm de núcleo. Para inyectar el haz de bombeo en el *cladding* de la fibra activa se empleó un par de lentes esféricas de 40 mm y 60 mm de focal. Entre las dos lentes se montó un espejo dicróico con una alta transmitancia para 976 nm y alta reflectividad para la señal de 1064 nm.

La fibra óptica de salida del oscilador era una fibra monomodo con un tamaño de haz de 6 μm . El haz de salida se colimó con una lente de 2 mm de focal. Con el fin de mejorar el acoplamiento del haz del oscilador en la fibra LMA del amplificador, se montó un telescopio formado por una lente convergente y una divergente de 100 mm y -30 mm de focal, respectivamente. Por último, se insertó un aislador a la salida del oscilador para protegerlo de posibles reflexiones y de la luminiscencia procedente de la fibra activa, y una lámina de $\lambda/2$ para rotar la polarización respecto a los ejes de la fibra amplificadora.

En la Fig. 5-35 se muestra la potencia de la señal de 1064 nm a la salida del amplificador en función de la potencia emitida por el diodo láser de bombeo,

^a Liekki Yb 1200-20/400 DC-PM ($NA_{\text{núcleo}} = 0.07$, $NA_{\text{cladding}} = 0.46$, absorción: 3 dB/m a 975 nm)

observándose un aumento monótono de las potencias de la señal amplificada hasta alcanzar un valor máximo de 37 W. En esta figura también se muestra la potencia del bombeo residual a la salida del amplificador. Se observa que el bombeo residual no crece monótonamente sino que presenta un valor máximo de 8 W cuando el láser de bombeo emite 40 W. A partir de esta potencia, el bombeo residual decrece. Esto se produce porque la longitud de onda de emisión del láser de bombeo se desplaza ligeramente al aumentar la potencia emitida, y esto produce que la eficiencia de la absorción de la fibra dopada sea diferente (en este caso mayor). Es fundamental reducir la potencia residual del bombeo ya que éste se propaga por el *cladding* y puede dañar el recubrimiento de la fibra del láser Raman. Para ello se generó cierta rugosidad en el *cladding* de un segmento de fibra LMA de salida (15 cm de longitud, aproximadamente) con ácido fluorhídrico, que produce la dispersión del bombeo, reduciéndose notablemente el nivel de potencia, como se muestra en la Fig. 5-35.

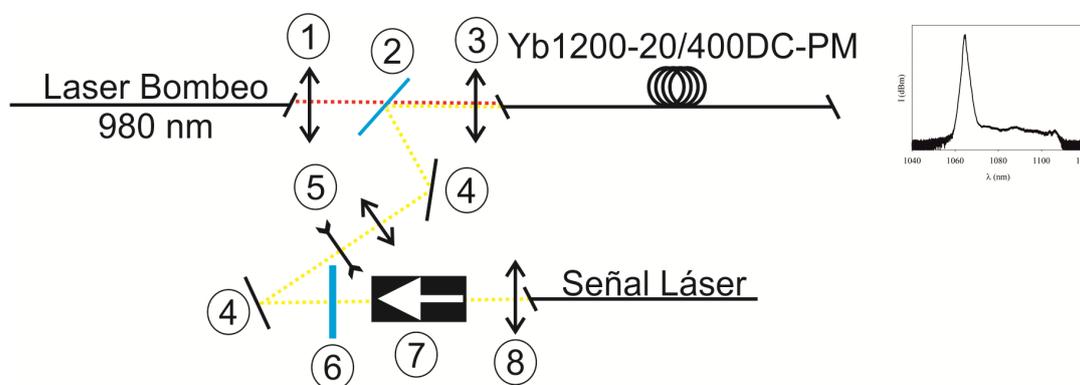


Fig. 5-34. Esquema del amplificador. 1: lente de SiO_2 de 40 mm de focal; 2: espejo dicróico de alta reflectividad a 1064 nm y alta transmitancia a 980 nm; 3: lente de SiO_2 de 60 mm de focal; 4: espejos dieléctricos para 1064 nm; 5: telescopio formado por dos lentes de SiO_2 de 100 mm y de -30 mm de focal; 6: lámina de $\lambda/2$; 7: aislador; 8: lente esférica de 2 mm de focal.

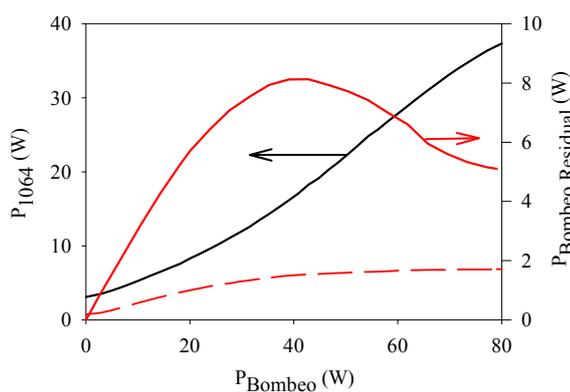


Fig. 5-35. Potencia de la señal de 1064 a la salida del amplificador frente a la potencia de bombeo. En rojo se muestra la potencia residual del bombeo a la salida del sistema con pump stripper (discontinua) y sin él (continua).

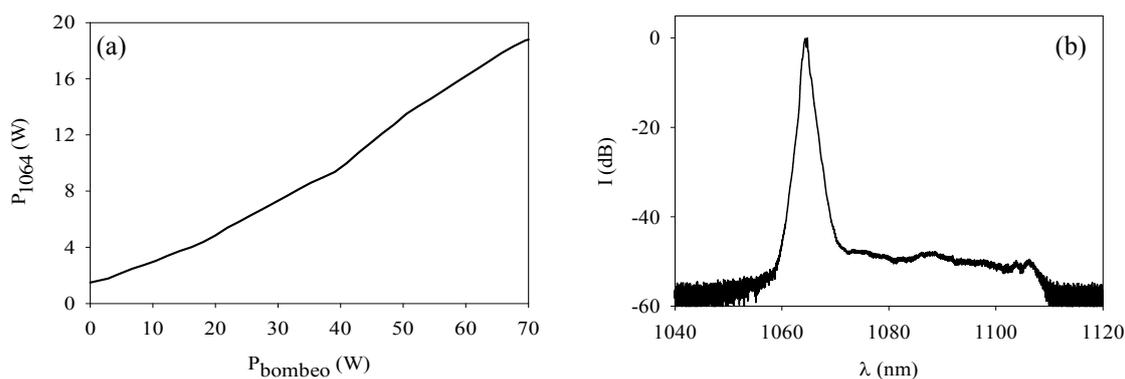


Fig. 5-36. (a) Potencia de salida de la señal amplificada frente a la potencia emitida por el diodo de bombeo. (b) Espectro de emisión del amplificador con una potencia de salida de 19.12 W.

5.5.2.- Amplificador de potencia: segunda versión

Siguiendo el mismo esquema que el mostrado en la Fig. 5.34, se montó una segunda versión del amplificador de potencia, pero en esta ocasión se utilizó una fibra activa con un núcleo de diámetro menor, más compatible con la fibra monomodo donde se pretende generar el efecto Raman, de manera que se pudieran unir directamente ambas fibras mediante un empalme de fusión. En concreto, se utilizó un segmento de 5.5 m de dopada con iterbio, de doble cladding y mantenedora de la polarización^a, cuyos diámetros del núcleo y de la cubierta son 10 μm y 125 μm , respectivamente, y presenta una absorción de 2.6 dB/m a la longitud de onda de 976 nm cuando es bombeada por el cladding. Para inyectar en esta fibra tanto el bombeo como la señal, se rediseñó el conjunto de lentes para optimizar el factor de acoplamiento.

Para eliminar el bombeo residual que se propaga por el *cladding* de la fibra dopada, se fusionó un segmento de fibra pasiva monomodo^b, a la salida del amplificador. De esta manera, el bombeo residual lo absorbe el polímero de la fibra monomodo, por lo que fue necesario refrigerarla, lo que se hizo sumergiendo el empalme y parte del segmento de fibra monomodo en un baño de agua.

La Fig. 5.36 (a) muestra la potencia de salida del amplificador en función de la potencia emitida por el diodo de bombeo de 976 nm. Se observa que la potencia a la salida aumenta linealmente con la potencia de bombeo, obteniéndose una potencia máxima de salida de 19.12 W. En la Fig. 5-36 (b) se muestra el espectro de salida del amplificador, donde se observa que la relación entre el pico del láser y el fondo de emisión espontánea es de 48 dB.

^a Liekki Yb 1200-6/125 DC-PM ($\text{NA}_{\text{núcleo}} = 0.15$, $\text{NA}_{\text{cladding}} = 0.46$, absorción: 2.6 dB/m a 975)

^b Nufern PM980-XP ($\text{NA} = 0.12$, $\lambda_c = 920$ nm)

5.5.3.- Estudio del Raman de la fibra PM980-XP

Para generar la ganancia Raman se dispuso de un carrete de fibra PM980-XP^a. Se trata de una fibra convencional, monomodo a 1064 nm, con el núcleo dopado con Ge₂O₃ cuyo valor de $\lambda_z = 1440$ nm. En paralelo al desarrollo de los amplificadores descritos en los apartados anteriores, se hicieron algunos experimentos dirigidos a estudiar la generación del efecto Raman en cascada en esta fibra. Para ello, se utilizó como bombeo para generar el Raman un láser *bulk* que emitía una potencia máxima de 400 W en onda continua a 1064 nm. El haz emitido por este láser se inyectó en la fibra con un juego de lentes adecuado, obteniéndose un factor de acoplamiento máximo del 30%. Para evitar el deterioro a altas potencias del extremo de entrada de la fibra pasiva, se montó en el extremo una terminación tipo *endcap* con un segmento de fibra multimodo.

En la Fig. 5-37 se muestra el espectro medido a la salida de la fibra para una potencia de bombeo inyectada en la fibra de 22 W y una longitud de fibra de 750 m. Se puede observar las bandas generadas por un proceso de dispersión Raman estimulado en cascada. Se llega a observar, bien definido, hasta el cuarto orden, y también aparece una banda entre 1400 nm y 1500 nm bastante ensanchada. Entendemos que esta banda se debe al quinto y sexto orden Raman, y a la contribución de otros efectos no lineales generados precisamente por fotones de estos órdenes Raman, ya que a esas longitudes de onda la dispersión de la fibra es anómala.

Con este experimento se obtuvo información acerca de las longitudes de onda exactas donde se centran las diferentes bandas. Esto es importante ya que, como se verá en la próxima sección, la cavidad láser utiliza un conjunto de redes de Bragg, cuyas longitudes de onda de Bragg deben estar centradas en los máximos de ganancia de las bandas. También sirvió para obtener una estimación, tanto de la longitud de fibra necesaria como de la potencia, a partir de la cual empiezan a generarse los diferentes órdenes del Raman.

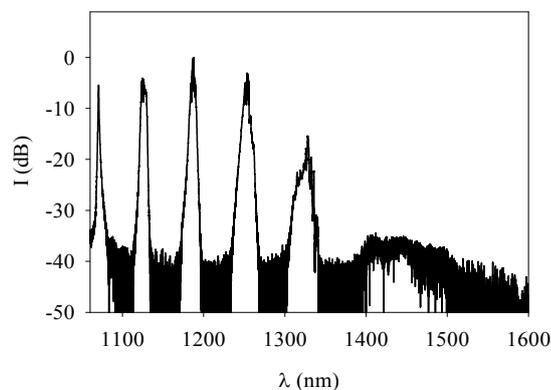


Fig. 5-37. Espectro a la salida de la fibra PM980-XP para una potencia de 22 W.

^a Nufern PM980-XP (NA = 0.12, $\lambda_c = 920$ nm)

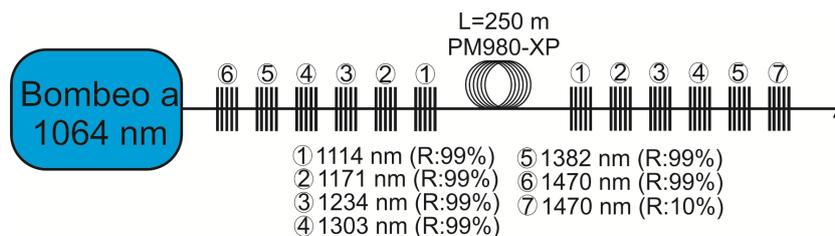


Fig. 5-38. Esquema del láser de fibra óptica de emisión multilineal basado en la generación de dispersión Raman en cascada. La cavidad está diseñada para generar hasta seis líneas láser. Las longitudes de onda de Bragg y las reflectividades de cada red de Bragg se indican en la figura.

5.5.4.- Laser Raman en cascada.

En la Fig. 5-38 se muestra la configuración del láser Raman de fibra óptica. Se trata de un conjunto de cavidades Fabry-Perot anidadas que comparten la fibra donde se genera el Raman. Se utilizaron parejas de redes de Bragg con la longitud de onda de Bragg centrada en cada una de las bandas del Raman para proporcionar la realimentación dentro de la cavidad. Puesto que el objetivo era obtener un láser que emitiera a 1470 nm, se diseñó una cavidad anidada para obtener oscilación de hasta el sexto orden Raman. La reflectividad de las redes de Bragg utilizadas era del 99%, salvo la que proporciona la salida de la señal de 1470 nm, que era del 10 %. Como medio activo se utilizó 250 m de fibra PM980-XP^a. Se consideró que con una potencia de bombeo entorno a 20 W y la longitud de fibra anteriormente mencionada era suficiente para obtener oscilación láser con seis ordenes Raman [249 - 252].

Para obtener la ganancia Raman, se bombeó la cavidad con la señal continua de 1064 nm proveniente de los sistemas de fibra desarrollados. Se ensayó con los dos amplificadores de potencia descritos anteriormente. Con la primera versión del amplificador nos encontramos con la dificultad de inyectar el haz de salida del amplificador en el núcleo de la fibra. La opción de unir directamente ambas fibras mediante un empalme de fusión se descartó por la incompatibilidad entre ellas: el diámetro modal de ambas fibras a 1064 nm es 6.6 μm para la fibra PM980-XP^a frente a 20 μm de la fibra de salida del amplificador. Se ensayó, sin éxito, con un dispositivo de fibra óptica para adaptar los diámetros modales de ambas fibras, basado en una fibra estrechada, que se quemó en cuanto la potencia de salida del amplificador alcanzó unos pocos vatios. Como alternativa, se optó por inyectar el bombeo en aire mediante un juego de lentes. Con este método se logró inyectar hasta el 30 % de la potencia en la fibra Raman. Sin embargo, a pesar de que el montaje estaba sobre una mesa óptica, el alineamiento era muy inestable y la potencia inyectada en la fibra fluctuaba demasiado como para dar lugar a un sistema fiable, por lo que finalmente se descartó el uso de este amplificador.

^a Nufern PM980-XP (NA = 0.12, $\lambda_c = 920 \text{ nm}$)

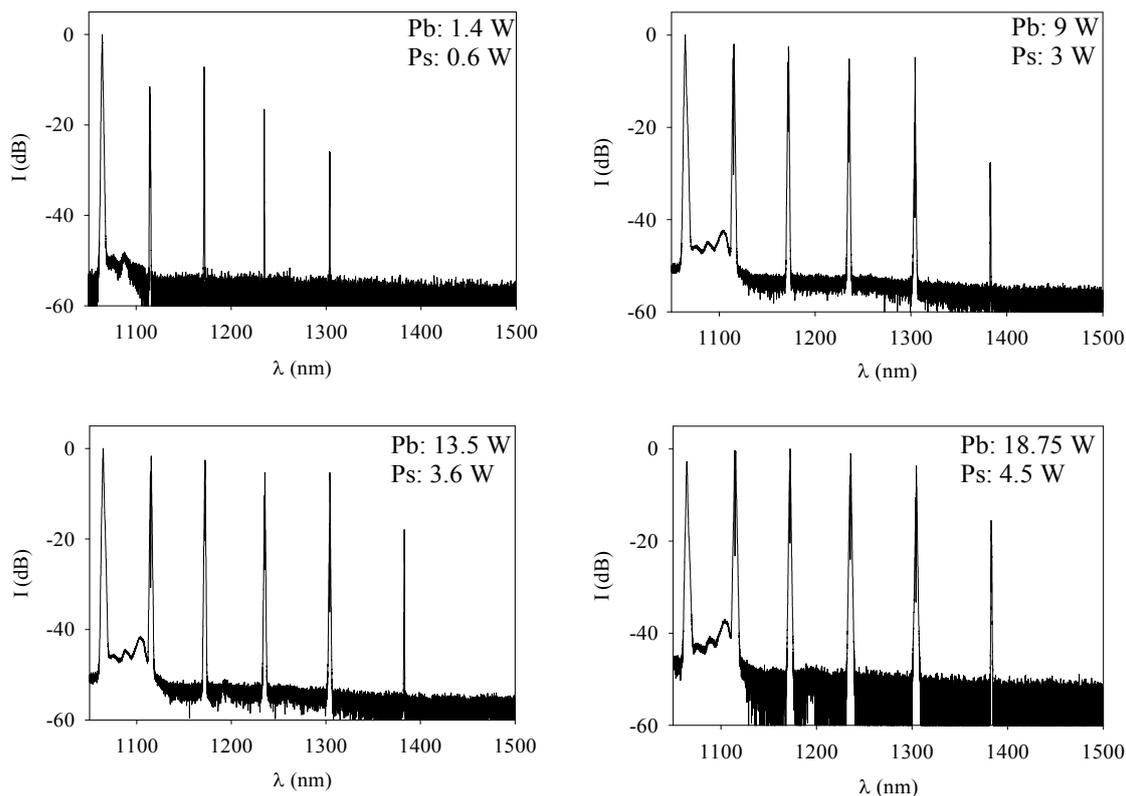


Fig. 5-39. Espectros de salida del láser Raman a distintas potencias de bombeo. Pb: potencia emitida por el láser de bombeo; Ps: potencia total a la salida del láser Raman.

La segunda versión del amplificador, aunque proporciona un nivel de potencia menor, tiene la ventaja de que la diferencia de diámetro modal con la fibra Raman es asumible, de modo que ambas fibras se pueden empalmar directamente con un nivel de pérdidas razonable. En la Fig. 5-39 se muestran los espectros del haz de salida del láser Raman para distintas potencias de bombeo. Para la potencia menor, además del bombeo residual centrado en 1064 nm, se observan cuatro líneas láser centradas en las bandas correspondientes a los cuatro primeros ordenes Raman. A medida que aumenta la potencia de bombeo, la intensidad de las cuatro primeras líneas láser se va igualando. Con la potencia de bombeo máxima, se consigue hacer que emita el quinto orden. Sin embargo, la intensidad del quinto orden nunca fue lo suficientemente intensa para generar suficiente ganancia en la sexta banda Raman para que la sexta línea láser alcanzara el umbral de emisión.

En este punto concluyó mi estancia en la Universidad *Friedrich-Schiller* de Jena (Alemania) por lo que yo, personalmente, no pude optimizar el sistema para mejorar estos resultados. Este desarrollo lo continuó un estudiante (Fabian Stutzki) del grupo de Fibras Ópticas de la Universidad *Friedrich-Schiller*. Actualmente están planteando modificar la segunda versión del amplificador añadiendo más fibra activa en el amplificador, con ello se pretende conseguir suficiente potencia de salida como para generar el sexto orden Raman. Otro aspecto que se están planteando es cambiar la fibra

pasiva PM980-XP^a por otra fibra con mayor ganancia Raman y otras características de dispersión cromática.

5.6.- Filtro fotónico de microondas basado en un láser multilínea

En los últimos años ha surgido un interés creciente en el desarrollo de dispositivos fotónicos para el procesamiento de señales de radiofrecuencia (RF) y microondas. A este campo de aplicación de las tecnologías fotónicas se le ha denominado con el término *microwave photonics* [253, 254]. La idea que subyace en esta propuesta consiste en aprovechar la versatilidad de los sistemas ópticos para desarrollar sistemas flexibles de generación y procesamiento de señales de RF y microondas.

Dentro de este campo, una de las aplicaciones que suscitan más interés es la implementación de filtros sintonizables y reconfigurables. En este sentido, una de las técnicas de mayor éxito consiste en combinar una fuente óptica compuesta por un conjunto de portadoras equiespaciadas en frecuencia y un elemento dispersivo [255 - 265]. La función de transferencia de estos filtros depende de la dispersión del elemento dispersivo y de las características de la fuente óptica, en concreto, del número de portadoras, del espaciado espectral de las mismas y de sus amplitudes. Para un filtro fotónico basado en un conjunto de N portadoras ópticas estrechas espectralmente y equiespaciadas una cantidad $\Delta\lambda$, y un elemento dispersivo que introduce una dispersión total $D \cdot L$, la función de transferencia $|H(\Omega)|$ es periódica y se puede aproximar con la siguiente expresión [256]:

$$|H(\Omega)| = \left| \sum_{n=0}^N A_n \exp(-j \cdot n \cdot \Delta\lambda \cdot D \cdot L \cdot \Omega) \right| \quad (5.2)$$

donde Ω es la frecuencia angular de la señal de RF y A_n es la intensidad de la n -ésima portadora óptica. La periodicidad de $|H(\Omega)|$, o lo que es lo mismo la FSR del filtro, viene dada por:

$$FSR = \frac{1}{D \cdot L \cdot \Delta\lambda} \quad (5.3)$$

La Eq. 5.3 indica que la respuesta del filtro se puede sintonizar modificando o bien la dispersión total introducida por el elemento dispersivo, o bien la separación espectral de las portadoras ópticas. En la mayor parte de las propuestas que encontramos en la literatura, se propone el uso de fibras ópticas monomodo o redes de Bragg con *chirp* lineal como elemento dispersivo. En cuanto a la fuente óptica, típicamente se implementa combinado un conjunto de láseres [256, 257], cada uno de los cuales constituye una de las portadoras ópticas. Esta solución, aunque proporciona flexibilidad

^a Nufern PM980-XP (NA = 0.12, $\lambda_c = 920$ nm)

y versatilidad al sistema, resulta muy cara por el número elevado de láseres que son necesarios. Como alternativa, algunos autores han propuesto diferentes técnicas basadas en una única fuente de luz de banda ancha de la que se obtienen todas las portadoras ópticas mediante algún sistema de filtrado. Entre las diferentes propuestas, podemos destacar aquellas basadas en un conjunto de redes de Bragg [258, 259], en técnicas interferométricas [260], filtros Fabry-Perot [261], e incluso en el uso de estructuras de tipo AWG (*arrayed waveguide grating*) [262, 263]. La utilización de esta filosofía para implementar la fuente de luz del filtro fotónico permite abaratar significativamente su coste, aunque introduce serias limitaciones en el sistema en lo referente a la reconfigurabilidad del filtro y a los niveles de señal/ruido.

Una alternativa para obtener el conjunto de portadoras ópticas que se requieren para implementar el filtro fotónico consiste en utilizar un láser de emisión multilínea. En este sentido, se han publicado algunas propuestas. Chen *et al.* [264] proponen un esquema basado en un amplificador óptico de semiconductor y un espejo formado por una fibra altamente birrefringente en configuración *Sagnac*. En esta configuración, el espaciado entre las distintas líneas de emisión del láser depende de la birrefringencia y la longitud de fibra utilizada. La sintonización de este filtro se realiza modificando la longitud de la fibra birrefringente, para lo que se usaron varios segmentos de fibra interconectados entre sí con conmutadores ópticos, lo que hace que este sistema sea muy complicado y caro. Recientemente, Feng *et al.* [265] propusieron utilizar un láser multilínea de fibra óptica dopada con erbio. Este láser presenta emisión multilínea estable, que se obtiene mediante un filtro Fabry-Perot insertado dentro de la cavidad láser. En este láser la separación espectral de las diferentes líneas láser es fija y viene impuesta por la FSR del filtro Fabry-Perot, lo que limita enormemente la capacidad de sintonización de la función de transferencia del filtro fotónico.

A continuación presentamos el desarrollo de un láser multilínea de fibra dopada con Er^{3+} basado en el efecto Fabry-Perot, y su utilización como fuente de luz para la realización de un filtro fotónico de microondas sintonizable. Esta fuente es una solución de bajo coste y supone una simplificación importante de los esquemas usuales que emplean un conjunto de láseres para obtener las portadoras ópticas. Por otro lado, la intensidad de cada línea láser es suficientemente alta como para no se den las limitaciones que presentan los esquemas basados en una fuente de banda ancha filtrada. En el láser que se propone, el espaciado espectral entre las líneas láser se puede variar de manera muy simple y continua, lo que permite diseñar filtros fotónicos sintonizables de manera continua, en un rango de frecuencias amplio.

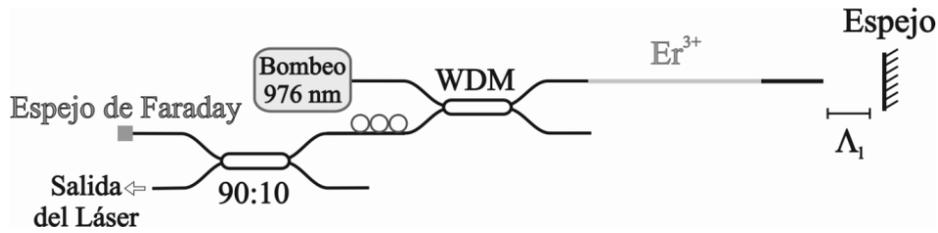


Fig.5-40. Esquema del láser multilínea.

5.6.1.- Láser de fibra óptica dopada con Er³⁺ de emisión multilínea

En la Fig. 5-40 se muestra un esquema de la configuración del láser. Como medio activo se ha utilizado 1 m de fibra monomodo^a dopada con Er³⁺, que presenta una absorción de 11.7 dB/m a 979 nm. Esta fibra se bombea a través de un WDM mediante un diodo láser con salida en fibra monomodo que emite una potencia máxima de 400 mW a la longitud de onda de 976 nm. La cavidad láser se forma utilizando dos espejos. Uno de ellos es un espejo de Faraday, que contribuye a reducir fluctuaciones de la emisión del láser inducidas por efectos de polarización. En uno de los extremos de la fibra activa se empalmó un segmento pequeño de fibra pasiva terminada en ángulo recto, y enfrentada al segundo espejo. En este punto, se genera un interferómetro Fabry-Perot entre la reflexión de Fresnel en el extremo de la fibra y la reflexión en el espejo. La separación espectral, $\Delta\lambda$, entre dos resonancias consecutivas de este resonador viene dada por la expresión:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\Lambda_l} \tag{5.4}$$

donde Λ_l representa la distancia entre el espejo y el extremo de la fibra. En este esquema, se puede ajustar la separación $\Delta\lambda$ simplemente variando Λ_l , lo que permitirá sintonizar el filtro fotónico. Finalmente, la señal se extrae de la cavidad a través de un acoplador de fibra óptica de relación de acoplamiento 90:10. Para reducir la competencia entre diferentes líneas láser debido al ensanchamiento homogéneo de la ganancia del Er³⁺, lo que repercute en la estabilidad de la intensidad de cada línea, se procedió a enfriar la fibra dopada sumergiéndola en nitrógeno líquido [266].

En la Fig. 5-41 (a) se muestra un ejemplo del espectro de emisión del láser para un valor de $\Lambda_l = 4$ mm. El espectro contiene un conjunto de líneas láser espectralmente equiespaciadas una cantidad $\Delta\lambda \sim 0.3$ nm. La apodización de la intensidad de las líneas del láser viene determinada por las características intrínsecas del espectro de emisión del erbio. En este caso concreto, la potencia total emitida por el láser era 12 mW. De acuerdo con la expresión (5.4), al variar Λ_l varía la separación espectral $\Delta\lambda$, pero también se modifica el número de líneas que emite el láser ya que la ganancia de la fibra tiene un cierto ancho espectral fijo. En la Fig. 5-41 (b) se muestra las características

^a Fibercore M-12/980/125 (NA = 0.22, $\lambda_c = 904$ nm, absorción: 11.7 dB/m a 979 nm)

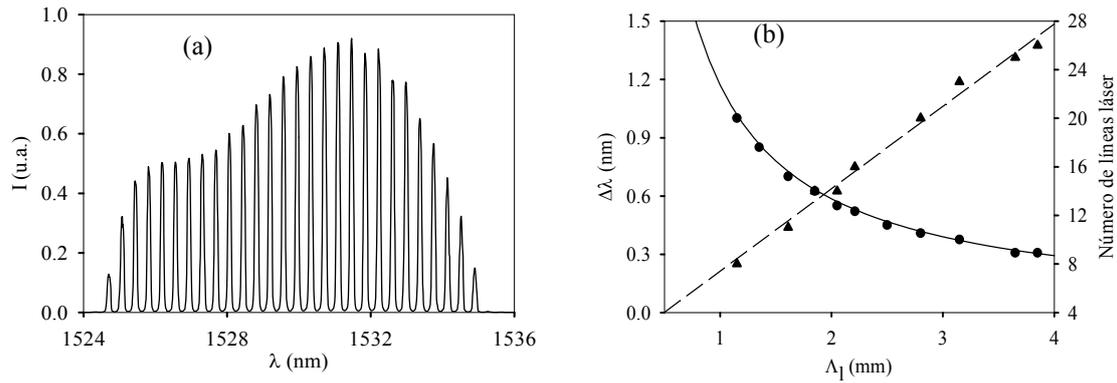


Fig. 5-41. (a) Espectro de emisión del láser cuando $\Lambda_l = 4$ mm. (b) Separación en longitud de onda y número de líneas en función de la distancia espejo corte recto de la fibra.

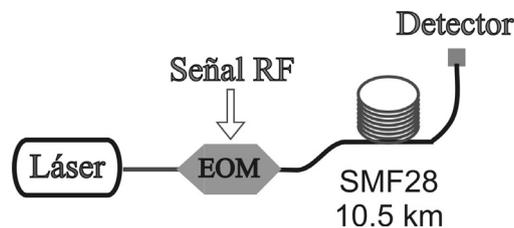


Fig. 5-42. Esquema del filtro fotónico de microondas.

espectrales de la emisión del láser en función de Λ_l , donde podemos observar cómo $\Delta\lambda$ decrece como la inversa de Λ_l , mientras que el número de líneas de emisión se incrementa linealmente con Λ_l . La separación espectral pudo ajustarse de forma continua entre 0.3 nm y 1 nm, siendo el mayor número de líneas emitidas de 28. Para valores de Λ_l por debajo de 100 μm la emisión láser no se encuentra afectada por el Fabry-Perot, y el láser pasa a emitir de forma similar a cuando se utilizan dos espejos de banda ancha. Por otro lado, para valores de $\Lambda_l > 4$ mm las pérdidas ópticas introducidas por el resonador Fabry-Perot, debido a la difracción del haz al propagarse por el aire, son significativas y hacen que el láser no alcance el umbral de emisión.

5.6.2.- Filtro fotónico de microondas.

En la Fig. 5-42 se muestra el esquema del filtro fotónico de microondas, que utiliza como fuente de luz el láser multilínea descrito en la sección anterior. El conjunto de portadoras ópticas emitidas por el láser se modula en amplitud con la señal de microondas que se desea filtrar mediante un modulador electroóptico. En nuestro experimento, se utilizó un carrete de fibra monomodo como elemento dispersivo. En concreto, realizamos los experimentos con 10.5 km de fibra SMF-28^a, cuya dispersión nominal a la longitud de onda del láser es de 16 ps/nm·km, por lo que la dispersión total introducida por el carrete de fibra es $D \cdot L = 168$ ps/nm.

^a Corning SMF 28 (NA = 0.14, $\lambda_c = 1260$ nm)

La función de transferencia del filtro fotónico se caracterizó en el rango de frecuencias de 0 - 30 GHz utilizando un analizador de redes para componentes fotónicos. En la Fig. 5-43 se muestra dos ejemplos de la función de transferencia del filtro fotónico de microondas, donde se aprecia la respuesta pasabanda periódica del filtro, con los lóbulos secundarios en un nivel de -17 dB y la FSR, aumentando a medida que disminuye la separación espectral de las líneas láser. En esta figura se incluye, además, el cálculo teórico de la función de transferencia del filtro en cada caso, calculada a partir de la Eq. (5.2) y teniendo en cuenta la amplitud de las diferentes líneas láser obtenidas a partir de los espectros de emisión del láser correspondientes. En términos generales, podemos afirmar que el resultado teórico reproduce adecuadamente la caracterización experimental, aunque podemos destacar dos aspectos donde se aprecia cierta divergencia. Por una parte, el nivel de los lóbulos secundarios tiende a ser más alto en la medida experimental, y por otra, la amplitud de las bandas pasantes en las medidas experimentales tiende a decrecer a medida que la frecuencia de la banda crece. Esto último es debido al efecto de supresión de portadora [267] que degrada la señal de microondas debido a la diferencia de fase que introduce la línea de retardo entre las dos bandas laterales resultantes de la modulación en amplitud y la portadora óptica. Este efecto se puede eliminar utilizando un modulador de banda única.

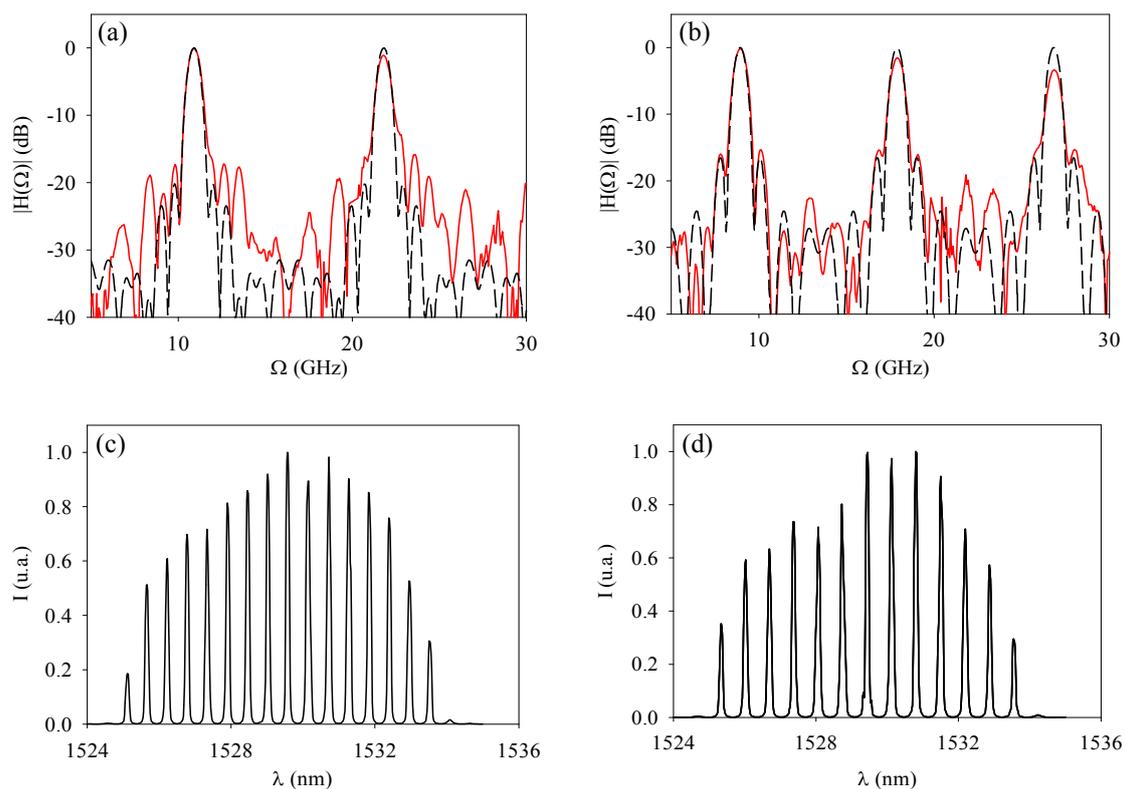


Fig. 5-43. Función de transferencia del filtro fotónico para (a) $A_1 = 1.95$ mm y (b) $A_1 = 1.61$ mm. La línea continua muestra la medida experimental y la discontinua el cálculo teórico. Espectros de emisión del láser respectivos.

Las propiedades de sintonización del filtro fotónico se estudiaron en función de L_f . En el *inset* de la Fig. 5-44 (a) se muestra la frecuencia central de las tres primeras bandas pasantes para valores de L_f entre 1.2 mm y 2.6 mm, donde podemos observar que cada banda se desplaza linealmente a frecuencias mayores con L_f , pero con distintas pendientes. A partir de estos resultados es posible representar la FSR del filtro en función de $\Delta\lambda^{-1}$. La Fig. 5-44 (a) muestra el resultado, donde se observa la dependencia lineal, en concordancia con la Eq. (5.3). Un ajuste lineal de los datos experimentales proporciona un valor de $D \cdot L = 149 \text{ ps/nm}$, que es compatible con el valor nominal de la dispersión de la fibra proporcionada por el fabricante.

En la Fig. 5-44 (b) se muestra la anchura medida a -3 dB de las tres primeras bandas en función de L_f . En este rango de valores de L_f , el láser pasa de emitir 10 líneas a emitir 19, y sin embargo la anchura de las bandas prácticamente no cambia. Este resultado experimental llama la atención ya que, en general, la función de transferencia del filtro varía con el número de portadoras ópticas. Usando la Eq. (5.2) y teniendo en cuenta el perfil de apodización impuesto por la ganancia del láser, investigamos numéricamente cómo cambia el perfil de la respuesta del filtro en el rango de sintonización de los experimentos. Los resultados muestran cambios muy leves de las bandas. En particular, el ancho de banda presenta un cambio relativo del 3 %, lo que coincide con los resultados experimentales mostrados en la Fig. 5-44 (b), mientras que el nivel de los lóbulos secundarios apenas varía en 0.5 dB.

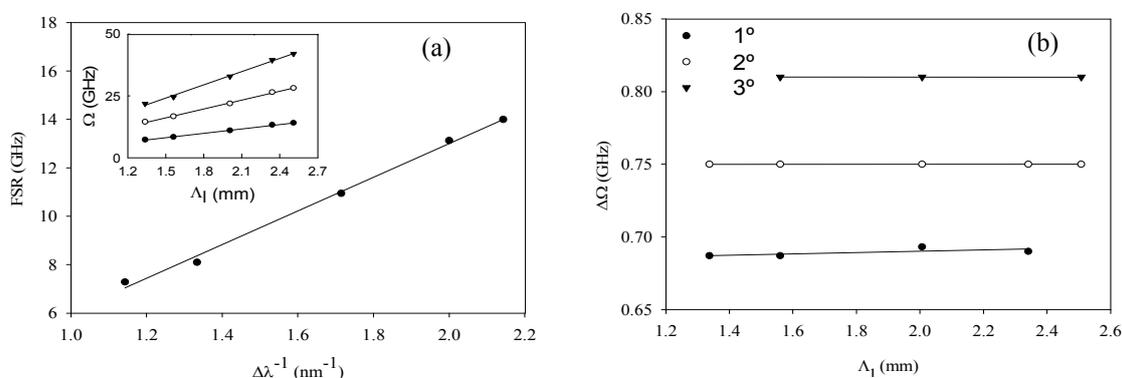


Fig. 5-44. (a) FSR del filtro fotónico en función de la inversa de $\Delta\lambda$. El inset muestra la frecuencia central de las tres primeras bandas en función de L_f . (b) Ancho de banda medio a -3 dB de las bandas en función de L_f .

CAPÍTULO 6

CONCLUSIONES

El objetivo que nos planteamos al comenzar el trabajo de tesis era desarrollar nuevas fuentes de luz, basadas en fibras ópticas, con características de emisión de interés práctico, aprovechando las propiedades de las fibras microestructuradas. Algunos de los desarrollos realizados se basan exclusivamente en las propiedades lineales de las fibras microestructuradas, aunque la mayor parte de ellos se fundamentan en las propiedades no lineales de este tipo de fibras. En ambos casos, el propósito final era desarrollar este tipo de fuentes de luz basándolas en un esquema *todo-fibra*.

Una parte importante del trabajo llevado a cabo ha consistido en la fabricación de las fibras microestructuradas que se han utilizado posteriormente en los experimentos. He aprendido la técnica de fabricación de este tipo de fibras y hemos fabricado varias familias de fibras microestructuradas, con características específicas para cada aplicación, como se describe en el capítulo 2.

Como se ha mostrado a lo largo de la tesis, un parámetro clave para el tipo de aplicaciones que nosotros hemos desarrollado es la dispersión cromática de la fibra microestructurada. Por ello, una buena parte del trabajo se ha centrado en poner en funcionamiento diversas técnicas interferométricas, utilizando fuentes de luz de baja coherencia, para medir las propiedades de dispersión de las fibras microestructuradas

fabricadas, como se describe en el capítulo 3. La primera técnica se basó en un interferómetro Mach-Zehnder en aire, en uno de cuyos brazos se insertaba un segmento de la fibra problema. La dispersión se obtiene a partir de los espectros de la luz de salida del interferómetro. Las medidas de dispersión cromática obtenidas con esta técnica son fiables, y precisan segmentos de fibra cortos, de unas decenas de cm de longitud. En el lado negativo, podemos comentar que esta técnica de medida requiere tomar una gran cantidad de espectros, además del alineamiento de los haces del interferómetro que suele ser bastante crítico.

En segundo lugar se montó un interferómetro de Michelson basado en un acoplador de fibra óptica. Este nuevo interferómetro nos permitió medir la dispersión cromática mediante dos técnicas: (1) estudiando cómo varía la fase del patrón interferencial en función de la longitud de onda, y (2) estudiando cómo varía la longitud de onda a la que la derivada de la fase se anula, para distintas diferencias de camino entre los dos haces de interferómetro. La primera técnica requiere la medida de un solo espectro y permite, igualmente, obtener la dispersión y la birrefringencia a partir de una única medida. Sin embargo, para obtener la dispersión es necesario realizar una derivada segunda numérica de las medidas experimentales, lo que introduce niveles de error significativos, por lo que esta técnica no se utilizó para caracterizar las fibras que luego se utilizaron en los experimentos. La segunda técnica de medida sí proporciona resultados fiables, al menos en la misma medida a las obtenidas con el Mach-Zehnder en aire. Con respecto al Mach-Zehnder en aire, en el interferómetro de fibra el nivel de señal a la salida era varios órdenes de magnitud superior (utilizando las mismas fuentes de luz), lo que nos permitió implementar una técnica basada en la medida del espectro con alta resolución. Con ello se reduce el número de espectros necesarios en más de un factor 20, por lo tanto las medidas resultaban mucho más rápidas y con ello se reducía la posibilidad de que la medida pudiera verse afectada por factores externos. Esta última técnica ha resultado muy práctica y es la que finalmente se ha utilizado para caracterizar la dispersión de la mayor parte de las fibras.

En el capítulo 4 hemos estudiado algunos procesos de óptica no lineal. Tras un breve resumen donde hemos recopilado los diferentes efectos no lineales que se pueden dar en las fibras ópticas de sílice, nos hemos centrado en dos de ellos: la mezcla de cuatro ondas (FWM) y la generación de supercontinuo. Hemos presentado resultados experimentales de la generación de FWM en fibras microestructuradas en régimen de dispersión normal y anómala, destacando las diferencias entre ambos casos. Además, hemos estudiado experimentalmente cómo afectan la tensión mecánica axial y los cambios de la temperatura de la fibra a la longitud de onda de las bandas Stokes y anti-Stokes generadas por FWM. También se ha presentado resultados experimentales de la generación de supercontinuo en un conjunto de fibras microestructuradas con diferentes características de dispersión, y se ha descrito en cada caso qué efectos no lineales contribuyen en las primeras etapas del ensanchamiento espectral, y cuales contribuyen cuando la potencia de bombeo es elevada.

En el capítulo 5 he presentado los sistemas de fibra óptica que he desarrollado a lo

largo del periodo de realización de mi tesis. En primer lugar, he presentado una fuente de luz para aplicaciones de microscopía CARS. Se trata de una fuente de luz pulsada que emite en dos longitudes de onda separadas en torno a 250 nm, basada en un sistema láser en régimen *mode-locked* de fibra óptica dopada con iterbio, amplificado. La emisión (en torno a 1030 nm) de este sistema láser se utiliza como señal de bombeo para generar FWM en una fibra microestructurada. Se desarrollaron varias alternativas para el láser, obteniéndose finalmente un diseño *todo-fibra* que se probó con éxito como fuente de luz en un microscopio CARS.

A continuación se han presentado los resultados obtenidos en el desarrollo de fuentes de luz de supercontinuo basadas en fibras microestructuradas. A diferencia de los resultados presentados en el capítulo 4 donde se generaba supercontinuo en fibras microestructuradas utilizando un láser de bombeo de estado sólido, el objetivo que se perseguía en este caso era desarrollar una fuente de luz de supercontinuo basada en un esquema *todo-fibra*, por las ventajas que esto supone, como ya se ha comentado a lo largo de la tesis. Se desarrolló el sistema láser basado en un oscilador en régimen *mode-locked*, en este caso en configuración de anillo, y un amplificador de potencia, ambos de fibra óptica dopada con iterbio. Se probaron diversas fibras microestructuradas, que se unieron mediante empalmes de fusión a la fibra de salida del amplificador. Con este sistema se obtuvo espectros de supercontinuo desde 500 nm hasta 2100 nm, con una potencia promedio de 850 mW.

En el tercer experimento que se ha presentado en este capítulo, investigamos la posibilidad de utilizar fibras microestructuradas para controlar la dispersión neta dentro de una cavidad láser basada en fibra dopada con iterbio emitiendo en régimen *mode-locked*. El objetivo que nos planteamos era reducir la duración de los pulsos emitidos, que en un láser de este tipo suele ser de unas decenas de ps. Para ello, montamos una cavidad en anillo, e insertamos dentro de la misma un segmento fibra microestructurada con dispersión cromática anómala a la longitud de onda de emisión del láser. Se estudió la duración de los pulsos en función de la longitud de fibra microestructurada, y se probaron dos fibras microestructuradas diferentes. Obtuvimos pulsos de 5 ps de duración con una frecuencia de repetición relativamente baja de 16 MHz. Con las fibras utilizadas, hemos demostrado que es posible montar un láser *mode-locked* de fibra dopada con iterbio de cavidad relativamente larga (frecuencia de repetición baja) sin que se produzca un ensanchamiento significativo de la anchura temporal de los pulsos. Sin embargo, a partir de los resultados obtenidos, concluimos que las fibras microestructuradas empleadas no tenían las características de dispersión óptimas para poder compensar la dispersión normal del resto de las fibras de la cavidad.

Los dos últimos desarrollos que se han presentado son dos láseres multilínea. El primero es un sistema láser basado en efecto Raman en cascada basado en una cavidad anidada, donde la ganancia se obtiene del efecto Raman en una fibra monomodo bombeada a 1064 nm. El objetivo de este trabajo era obtener una línea láser en torno a 1470 nm, lo que supone obtener emisión láser del sexto orden Raman. Para ello, se estimó que era necesario bombear la fibra Raman con potencias del orden de varias

decenas de vatio. Se desarrollaron dos amplificadores de potencia basados en fibras dopadas con iterbio de área modal grande para alcanzar esos niveles de potencia de bombeo. En los resultados preliminares obtenidos, se ha conseguido emisión láser en 1380 nm, lo que corresponde al quinto orden Raman.

En el último experimento proponemos el uso de un láser multilínea de fibra dopada con Er^{3+} basado en el efecto Fabry-Perot, y su utilización como fuente de luz para la realización de un filtro fotónico de microondas sintonizable. El láser desarrollado emite un peine de líneas láser equiespaciadas espectralmente, siendo la separación entre líneas variable de manera muy sencilla. Utilizando este láser y un elemento dispersivo, implementamos un filtro fotónico de microondas con respuesta pasabanda sintonizable en un rango de varios GHz.

Futuros trabajos

Esta tesis deja pendientes algunas tareas por concluir y algunos frentes abiertos que despiertan nuestro interés, entre los que podemos destacar:

- 1- Adaptar el interferómetro de *fibra-óptica* para medir la dispersión cromática con segmentos de fibra más largos, con lo que se reduciría la incertidumbre en la determinación de la dispersión.
- 2- Desarrollar fuentes de luz de dos longitudes de onda para microscopía CARS con un rango de sintonización de la frecuencia CARS más extenso, de manera que se pueda ampliar la gama de sustancias que se pueden examinar.
- 3- Desarrollo de fuentes de luz de supercontinuo con una mayor contribución de componentes espectrales en el visible, lo que requiere optimizar el diseño y la fabricación de las fibras microestructuradas para esta aplicación concreta.
- 4- Compensación de la dispersión en cavidades láser en régimen *mode-lock* para obtener pulsos más cortos, utilizando fibras microestructuradas mantenedoras de polarización con la dispersión adecuada.
- 5- La aplicación contraria, es decir, utilizar fibras microestructuradas con dispersión normal elevada para obtener pulsos con *chirp* mucho más largos temporalmente, lo que puede resultar de interés en sistemas láser basados en un oscilador seguido de un amplificador de potencia, ya que puede elevar los umbrales de potencia promedio a los que empiezan a aparecer efectos no lineales.

ANEXOS

A.1.- El láser *mode-locked*

Los láseres pueden clasificarse, de acuerdo con su dinámica temporal, en cuatro tipos diferentes: onda continua, *Q-switched*, *mode-lock* y la combinación de *mode-lock* y *Q-switched*. La Fig. A-1 representa esquemáticamente las características temporales de la emisión de cada tipo de láser. Un láser en onda continua genera una señal de salida con una potencia constante. En este caso las potencias promedio e instantánea coinciden. Los otros tipos de láser emiten en régimen pulsado, caracterizado por la duración del pulso, la frecuencia de repetición, la potencia promedio y la potencia de pico.

En un láser *Q-switched*, el factor de ganancia de la cavidad cambia con el tiempo. Cuando el factor de calidad es bajo el láser es incapaz oscilar y por lo tanto no emite, en estas condiciones se acumula la energía procedente del bombeo en forma de inversión de población en el medio activo. Cuando el factor de calidad se conmuta a un valor alto, toda la energía almacenada se libera en forma de pulso altamente energético. En este tipo de láser el tiempo de vida medio del nivel excitado tiene que ser lo

suficientemente largo para que la energía almacenada no se pierda por fluorescencia. Dependiendo de la forma de modular el factor de calidad, el *Q-switched* puede ser activo o pasivo. Las aplicaciones típicas para este tipo de láser son el procesamiento de materiales, como por ejemplo el marcado, el corte y la perforación. Este tipo de haz láser genera pulsos de duración de nanosegundos con energías de hasta algunos milijulios [268, 269].

En el caso del láser en régimen *mode-locked*, el mecanismo de formación de los pulsos es diferente. En la Fig. A-2 (a) se muestra el caso de una cavidad láser con múltiples modos longitudinales resonando dentro de la cavidad, cada uno con una fase aleatoria. A la salida se obtiene una emisión que es prácticamente constante con el tiempo (siempre que el número de modos sea significativo). Esto es la situación que describe a la mayor parte de láseres de emisión continua. Las características de emisión de este láser pueden cambiar radicalmente si los modos longitudinales oscilan en fase. En este caso, la suma coherente de todos los modos produce un tren de pulsos cortos viajando dentro de la cavidad, con un periodo igual al tiempo que tarda un pulso en recorrer la cavidad, tal como se esquematiza en la Fig. A-2 (b).

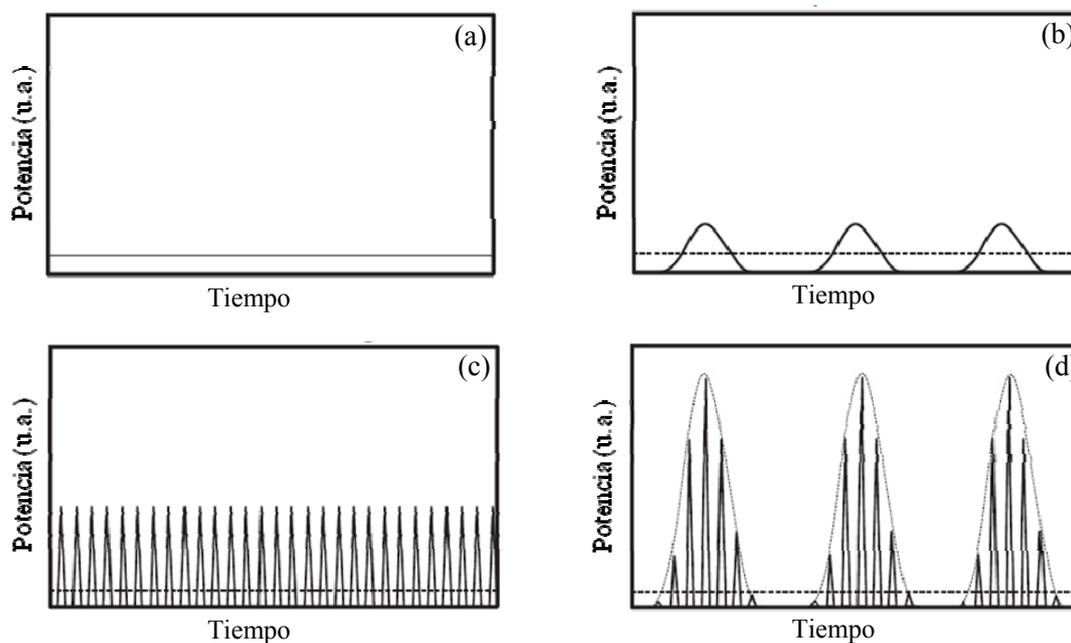


Fig. A-1. Representación de la emisión a lo largo del tiempo de láseres funcionando en diferentes regímenes, con la misma potencia promedio. La línea discontinua representa la potencia promedio. (a) Onda continua, (b) *Q-switch*, (c) *mode-locked* y (d) *mode-locked Q-switch*.

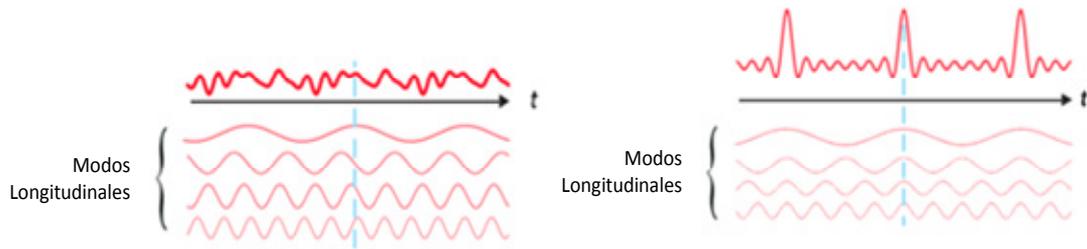


Fig. A-2. Mecanismo de generación del *mode-locked*. (a) Modos longitudinales con fase aleatoria. (b) Modos longitudinales en fase [270, 271].

La cavidad resonante de un láser *mode-locked* se suele diseñar de acuerdo al mecanismo físico encargado de hacer oscilar en fase a los modos longitudinales. Esto se puede realizar mediante métodos activos o pasivos. En 1970 Kuizenga y Siegman [31, 32] proponen la modulación activa introduciendo dentro de la cavidad un modulador, bien electro-óptico o acusto-óptico, para generar una modulación periódica dentro del resonador. La modulación puede ser de amplitud [31, 272], de frecuencia [32] o de fase, adaptada a la frecuencia fundamental de la cavidad o a múltiplos de la misma. En el caso de la modulación activa, la duración del pulso típicamente se encuentra en el rango de picosegundos, y es débilmente dependiente de parámetros como la señal del modulador, las pérdidas dentro de la cavidad, etc [205].

Los métodos pasivos para hacer oscilar en fase a los modos longitudinales involucran un mecanismo no lineal dentro de la cavidad que modifica el factor de calidad de la cavidad láser. Tradicionalmente se han desarrollado dos técnicas para la generación de *mode-locked* pasivos, utilizando un medio no lineal Kerr [273] o un absorbente saturable [274 - 275].

A.2.- Técnicas de caracterización y montaje

En este apartado se describen algunas técnicas empleadas para caracterizar las propiedades de la emisión de los láseres *mode-locked*. Además del espectro de emisión, que se mide directamente con un analizador de espectros óptico, es necesario conocer las características temporales de la emisión, en concreto, la anchura temporal de los pulsos y la estabilidad del tren de pulsos, tanto en lo que se refiere a la amplitud (*jitter* de amplitud) como a la separación temporal de dos pulsos consecutivos (*jitter* temporal). A continuación, se describen los métodos seguidos para la medida de estos parámetros. Por último, se describe el proceso para realizar empalmes de fusión entre fibras microestructuradas y fibras convencionales utilizando empalmadoras de arco convencionales.

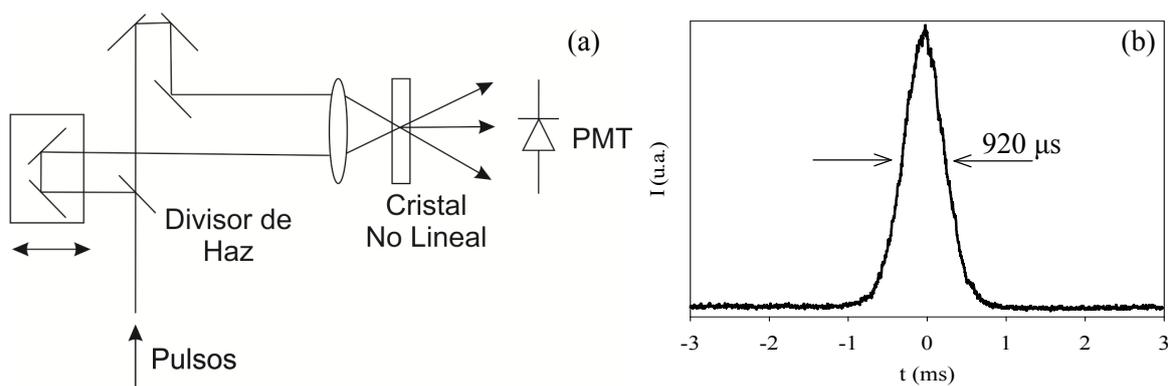


Fig. A-3. (a) Esquema de un autocorrelador de intensidad. PMT: Fotomultiplicador. (b) Traza de autocorrelación de un pulso. La anchura de la traza de autocorrelación es 920 μs, que para un pulso con perfil gaussiano corresponde a una anchura temporal de 9.8 ps.

A.2.1.- Medida de la anchura temporal de los pulsos

La técnica tradicional para medir la duración de un pulso consiste en utilizar un fotodetector y un osciloscopio. La duración de los pulsos que se quiere caracterizar determina qué ancho de banda del sistema de medida es necesario para medirlos correctamente. En mis experimentos he podido utilizar dos osciloscopios rápidos, con un ancho de banda de 2.5 GHz^a y 53 GHz^b. Con ellos, se ha podido medir pulsos de duración mayor a 12 ps.

Cuando la duración del pulso es inferior, se ha utilizado un autocorrelador de intensidad^c. El funcionamiento de este autocorrelador se basa en crear dos réplicas del mismo pulso mediante un divisor de haz, que se mezclan en un cristal no lineal. Uno de los pulsos se propaga por un brazo de longitud variable, por lo que se puede controlar el retardo entre ambos pulsos al incidir en el cristal [276, 277]. En la Fig. A-3 (a) se muestra un esquema de un autocorrelador de intensidad. La señal de autocorrelación es máxima cuando el retardo entre los dos pulsos es nulo. Un cierto retardo entre ambos pulsos da lugar a una señal de autocorrelación menor. En la Fig. A-3 (b) se muestra un ejemplo de una traza de autocorrelación. A partir de la traza de autocorrelación se puede obtener la anchura temporal de los pulsos, Δt , de una manera sencilla a partir de:

$$\Delta t = \Delta T \cdot 15.5 \cdot PS \quad A.2$$

donde ΔT es la anchura temporal de la traza del autocorrelador y PS es un factor de corrección que depende del perfil temporal del pulso. Para pulsos con perfil temporal de tipo secante hiperbólica, $PS = 0.648$ y para pulsos gaussianos $PS = 0.707$.

^a Agilent Infinium DS090254A (2.5 GHz)

^b Agilent Infinium DCA-J 86100C, con el modulo óptico 86116 (53 GHz)

^c Femtochrome FR-103XL

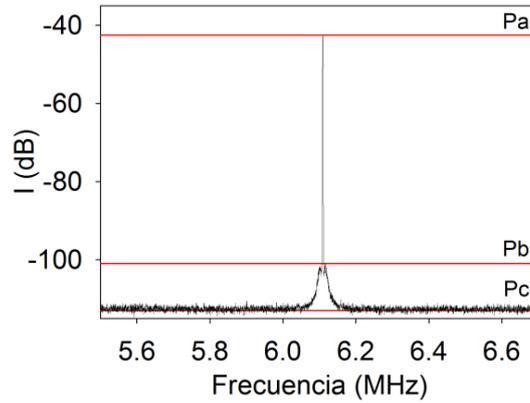


Fig. A-4. Espectro de RF para el caso de un láser en régimen mode-locked.

A.2.2.- Análisis de la estabilidad de la emisión mediante análisis del espectro de radiofrecuencia

La estabilidad del tren de pulsos es una de las características destacables de los láseres *mode-locked* pasivos de fibra óptica. En un láser de este tipo existen diferentes fuentes de ruido que pueden afectar a la intensidad de cada pulso, al tiempo entre pulsos consecutivos y a la anchura de los mismos. Para caracterizar la estabilidad de los láseres que hemos montado hemos utilizado una técnica basada en la medida del espectro de radiofrecuencia [279].

Las fluctuaciones de intensidad de los pulsos se pueden calcular a partir del análisis de la componente fundamental del espectro de radiofrecuencia (véase Fig. A-4) mediante la siguiente expresión [279]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{P_c}{P_a}\right)_0 \frac{\Delta f_0}{\Delta f_{res}}} \quad (A.3)$$

donde P_c y P_a son los máximos de la banda de ruido y de señal, respectivamente, Δf_0 y Δf_{res} es la anchura correspondiente al pedestal (medida a -3dB) y la resolución espectral del analizador de espectro, respectivamente. El subíndice cero indica el primer orden del espectro de radiofrecuencia.

La variación temporal del periodo de repetición, T , del láser (*jitter* temporal) se determina a partir de la siguiente expresión [279]:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2\pi n} \sqrt{\left(\frac{P_b}{P_a}\right)_j \frac{\Delta f_j}{\Delta f_{res}}} \quad (A.4)$$

donde j es el orden del armónico analizado, P_b y Δf_j son la amplitud y la anchura del pedestal. Cabe comentar que para obtener el jitter temporal a partir de la Eq. (A.4), es necesario analizar el espectro alrededor de un armónico de orden $n > 1$.

A.2.3.- Empalmes de fusión con fibras microestructuradas

La empalmadora de fibra óptica es un equipamiento básico en un laboratorio de fibras cuya función principal es unir distintos componentes de fibra, calentando ambas fibras hasta el punto de fusión de la sílice y aproximándolas. Dentro del mercado existen dos tipos básicos, dependiendo del método de calentamiento de la fibra. Las más utilizadas se basan en un arco eléctrico, pero existen algunas que utilizan un pequeño horno de grafito.

En los experimentos recogidos en esta tesis se han usado varios tipos de empalmadoras de arco (*Fujikura* FSM-20CS, FS-45 y FSM-100) y una de horno de grafito (*Vytran* GPX-3000). Para hacer un empalme entre fibras comerciales convencionales, normalmente las empalmadoras tienen programadas una serie de modos ya preestablecidos con las condiciones óptimas para realizar dicho empalme. Sin embargo, cuando alguna de las fibras es una fibra microestructurada, hay que hacer una calibración previa para determinar las condiciones óptimas en función del tipo de fibra microestructurada.

Fibra microestructurada no PM

Para hacer un empalme entre una fibra convencional y una microestructurada no PM se han de alinear los núcleos de ambas fibras de forma manual buscando la transmitancia máxima. Para ello, se inyecta luz por el extremo de una de las fibras y se mide la potencia a la salida de la otra fibra. Las características del arco eléctrico, es decir, su duración e intensidad, o bien de la temperatura del horno, si se trata de la empalmadora *Vytran*, son bastante críticas. Por una parte, han de ser suficientes para fundir la sílice y que ambas fibras se suelden. Pero por otra parte, las fibras microestructuradas añaden una dificultad: la tensión superficial en los agujeros de aire hace que estos tiendan a cerrarse cuando la sílice se funde, desapareciendo el guiado, lo que introduce pérdidas importantes en el empalme.

Fibra microestructurada PM

Cuando se realiza un empalme de fibra microestructurada PM, además de alinear el núcleo de las dos fibras, se han de orientar adecuadamente para que los ejes lento y rápido de ambas fibras coincidan. En nuestro caso esta tarea se hacía fuera de la empalmadora utilizando un microscopio y un programa de análisis de imagen. Con esta técnica se lograron realizar empalmes resistentes a la tracción con errores en el ángulo inferiores a 5°, y con transmitancia superior al 70%.

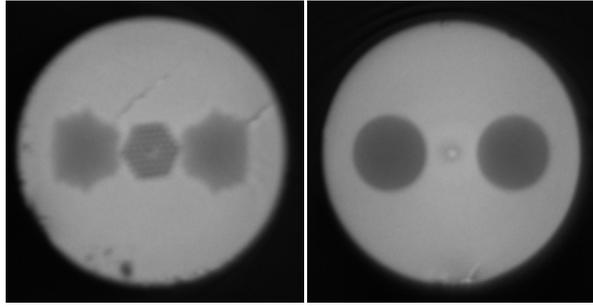


Fig. A-5. Fibra microestructurada y fibra panda orientadas.

BIBLIOGRAFÍA

1. Hopkins H. H., Kapany N. S., “A flexible fiberscope, using static scanning”, *Nature*, Vol. 173, 39-41, 1954.
2. Ghatak A. K., Thyagarajan K., “Introduction to fiber optics”, Cambridge University Press, 1999
3. Keiser G., “Optical fiber communications”, Mc Graw Hill John Wiley, 2000.
4. Kao C. K., “Nobel Lecture: Sand from centuries past: Send future voices fast”, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 82, 2299-2303, 2010.
5. Kao C. K., Hockham G. A., “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies”, *IEE Proceeding*, Vol. 133, 1966.
6. Ogilvie G. J., Esdaile R. J., Kidd G. P., “Transmission loss of tetrachloroethylene-filled liquid-core-fibre light guide”, *Electronics Letters*, Vol. 8, 533-534, 1972.
7. Miya T., Terunuma Y., Hosaka T., Miyashita T., “Ultimate low-loss single-mode fibre at 1,55 μm ”, *Electronics Letters*, Vol. 15, 106-108, 1979.
8. Mears R. J., Reekie L., Jauncey I. M., Payne D. N., “Low-noise Erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm ”, *Electronics Letters*, Vol. 23, 1026-1028, 1987.
9. Becker P. C., Olsson N. A., Simpson J. R., “Erbium-doped fiber amplifiers: Fundamentals and technology”, Academic Press, 1999.

10. Digonnet M. J. F., "Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers, revised and expanded", CRC Press, 2002.
11. Kucukarslan T., Unverdi N. O., "Gain analysis of Erbium and Ytterbium doped optical fiber amplifiers", Signal Processing and Communications Applications Conference (SIU), 1-4, 2012.
12. Hansen P. B., Eskildsen L., Grubb S. G., Stentz A. J., Strasser T. A., Judkins J., DeMarco J. J., Pedrazzani R., DiGiovanni D. J., "Capacity upgrades of transmission systems by Raman amplification", *Photonics Technology Letters*, Vol. 9, 262-264, 1997.
13. Jeong Y., Sahu J. K., Payne D. N., Nilsson J., "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power", *Optics Express*, Vol. 12, 6088-6092, 2004.
14. Jansen F., Stutzki F., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A., "High-power very large mode-area thulium-doped fiber laser", *Optics Letters*, Vol. 37, 4546-4548, 2012.
15. Jocher C., Eidam T., Hädrich S., Limpert J., Tünnermann A., "Sub 25 fs pulses from solid-core nonlinear compression stage at 250 W of average power", *Optics Letters*, Vol. 37, 4407-4409, 2012.
16. Siegman A. E., "Lasers", University Science Book, 1986.
17. Schmidt O., Rothhardt J., Röser F., Linke S., Schreiber T., Rademaker K., Limpert J., Ermeneux S., Yvernault P., Salin T., Tünnermann A., "Millijoule pulse energy Q-switched short-length fiber laser", *Optics Letters*, Vol. 32, 1551-1553, 2007.
18. Cuadrado-Laborde C., Delgado-Pinar M., Torres-Peiró S., Díez A., Andrés M. V., "Q-switched all-fibre laser using a fibre-optic resonant acousto-optic modulator", *Optics Communications*, Vol. 274, 407-411, 2007.
19. Dussardier B., Maria J., Peterka P., "Passively Q-switched ytterbium-and chromium-doped all-fiber laser", *Applied Optics*, Vol. 50, E20-E23, 2011.
20. Ravet G., Fotiadi A. A., Blondel M., Megret P., "Passive Q-switching in all-fibre Raman laser with distributed Rayleigh feedback", *Electronics Letters*, Vol. 40, 528-529, 2004.
21. Tsai T. Y., Fang Y. C., "A saturable absorber Q-switched all-fiber ring laser", *Optics Express*, Vol. 17, 1429-1434, 2009.
22. Tordella L., Djellout H., Dussardier B., Saïssy A., Monnom G., "High repetition rate passively Q-switched Nd³⁺:Cr⁴⁺ all-fibre laser", *Electronics Letters*, Vol. 39, 1307-1308, 2003.
23. Luo Z. , Zhou M., Weng J., Huang G., Xu H., Ye C., Cai Z., "Graphene-based passively Q-switched dual-wavelength erbium-doped fiber laser", *Optics Letters*, Vol. 35, 3709-3711, 2010.
24. Gattass R. R., Mazur E., "Femtosecond laser micromachining in transparent materials", *Nature Photonics*, Vol. 2, 219-225, 2008.
25. Zipfel W. R., Williams R. M., Webb W. W., "Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences", *Nature Biotechnology*, Vol. 21, 1369-1377, 2003.

26. Xu C., Zipfel W., Shear J. B., Williams R. M., Webb W. W., "Multiphoton fluorescence excitation: new spectral windows for biological nonlinear microscopy", *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America (PNAS)*, Vol. 93, 10763-10768, 1996.
27. Curley P. F., Ferguson A. I., White J. G., Amos W. B., "Application of a femtosecond self-sustaining mode-locked Ti:sapphire laser to the field of laser scanning confocal microscopy", *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 24, 851-859, 1992.
28. McFerran J. J., Nenadović L., Swann W. C., Schlager J. B., Newbury N. R., "A passively mode-locked fiber laser at 1.54 μm with a fundamental repetition frequency reaching 2GHz", *Optics Express*, Vol. 15, 13155-13166, 2007.
29. Matsas V. J., Newson T. P., Richardson D. J., Payne D. N., "Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation", *Optics Express*, Vol. 28, 1391-1393, 1992.
30. Tamura K., Ippen E. P., Haus H. A., Nelson L. E., "77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser", *Optics Letters*, Vol. 18, 1080-1082, 1993.
31. Kuizenga Dirk J., Siegman A. E., "FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part I: Theory", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 6, 694-708, 1970.
32. Kuizenga Dirk J., Siegman A. E., "FM and AM mode-locking of the homogeneous laser - Part II: Theory", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 6, 709-715, 1970.
33. Gander M. J., Macrae D., Galliot E. A. C., McBride R., Jones J. D. C., Blanchard P. M., Burnett J. G., Greenaway A. H., Inci M. N., "Two-axis bend measurement using multicore optical fibre", *Optics Communications*, Vol. 182, 115-121, 2000.
34. Hosaka T., Okamoto K., Miya T., Sasaki Y., Edahiro T., "Low-loss single polarization fibers with asymmetrical strain birefringence", *Electronics Letters*, Vol. 17, 530-531, 1981.
35. Leprouxa P., F evriera S., Doyab V., Royc P., Pagnoux D., "Modeling and Optimization of Double-Clad Fiber Amplifiers Using Chaotic Propagation of the Pump", *Optical Fiber Technology*, Vol. 7, 324-339, 2001.
36. Knight J. C., Birks T. A., Russell P. St. J., Atkin D. M., "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Optics Letters*, Vol. 21, 1547-1549, 1996.
37. Birks T. A., Knight J. C., Russell P. St. J., "Endlessly single-mode photonic crystal fiber", *Optics Letters*, Vol. 22, 961-963, 1997.
38. Kaiser P., Marcatali E. A. J., Miller S. E., "A new optical fiber", *Bell System Technical Journal*, Vol. 52, 265-269, 1973.
39. Cregan R. F., Mangan B. J., Knight J. C., Birks T. A., Russell P. St. J., Roberts P. J., Allan D. C., "Single-mode photonic band gap guidance of light in air", *Science*, Vol. 285, 1537-1539, 1999.
40. Saitoh K., Koshihara M., Hasegawa T., Sasaoka E., "Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion", *Optics Express*, Vol. 11, 843-852, 2003.

41. Ferrando A., Silvestre E., Andrés P., Miret J., Andrés M. V., “Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers”, *Optics Express*, Vol. 9, 687-697, 2001.
42. Knight J. C., Birks T. A., Cregan R. F., Russell P. S. J., de Sandro J. P., “Large mode area photonic crystal fiber”, *Electronics Letters*, Vol. 34, 1347-1348, 1998.
43. Knight J. C., Arriaga J., Birks T. A., Ortigosa-Blanch A., Wadsworth W. J., Russell P. S. J., “Anomalous dispersion in photonic crystal fiber”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, 807-809, 2000.
44. Petropoulos P., Ebendorff-Heidepriem H., Finazzi V., Moore R. C., Frampton K., Richardson D. J., Monro T. M., “Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers”, *Optics Express*, Vol. 11, 3568-3573, 2003.
45. Agrawal G. P., “Nonlinear fiber optics (Third edition)”, Academic Press, San Diego (California), 2001.
46. Wadsworth W. J., Ortigosa-Blanch A., Knight J. C., Birks T. A., Man T. P. M., Russell P. S. J., “Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source”, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 19, 2148-2155, 2002.
47. Cascante-Vindas J., Díez A., Cruz J. L., Andrés M. V., “Supercontinuum generation in Ge-doped Y-shaped microstructured tapered fiber”, *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 274, 1-6, 2001.
48. Ranka J. K., Windeler R. S., Stentz A. J., “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm”, *Optics Letters*, Vol. 25, 25-27, 2000.
49. Dudley J. M., Taylor J. R., “Supercontinuum generation in optical fibers”, Cambridge University Press, 2010.
50. Chernikov S. V., Zhu Y., Taylor J. R., Gapontsev V. P., “Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser”, *Optics Letters*, Vol. 22, 298-300, 1997.
51. Cumberland B. A., Travers J. C., Popov S. V., Taylor J. R., “29 W high power CW supercontinuum source”, *Optics Express*, Vol. 16, 5954-5962, 2008.
52. Lindfors K., Kalkbrenner T., Stoller P., Sandoghdar V., “Detection and spectroscopy of gold nanoparticles using supercontinuum white light confocal microscopy”, *Physical Review Letters*, Vol. 93, 37401-37405, 2004.
53. Wildanger D., Rittweger E., Kastrup L., Hell S. W., “STED microscopy with a supercontinuum laser source”, *Optic Express*, Vol. 16, 9614-9621, 2008.
54. Lefevre H., “White light interferometry for optical fiber sensors”, *Proc. 7th Optical Fiber Sensors Conference (Sydney, Australia)*, 345-352, 1990.
55. Tomlins P. H., Wang R. K., “Theory, developments and applications of optical coherence tomography”, *Journal of Applied Physics D*, Vol. 38, 2519-2529, 2005.
56. Moon S., Kim D. Y., “Ultra-high-speed optical coherence tomography with a stretched pulse supercontinuum source”, *Optic Express*, Vol. 14, 11575-11584, 2006.
57. Evans C. L., Xie X. S., “Coherent Anti-Stokes Raman scattering microscopy: chemical imaging for biology and medicine”, *Annual Review of Analytical Chemistry*, Vol. 1, 883-909, 2008.

58. Krafft C., Dietzek B., Popp J., “Raman and CARS microspectroscopy of cells and tissues”, *Analyst (Lond.)*, Vol. 6, 1046–1057, 2009.
59. Zumbusch A., Holtom Gary R., and Xie X. Sunney, “Three-Dimensional vibrational imaging by coherent anti-Stokes Raman scattering”, *Physical Review Letters*, Vol. 82, 4142-4145, 1999.
60. Baumgartl M., Gottschall T., Abreu-Afonso J., Díez A., Meyer T., Dietzek B., Rothhardt M., Popp J., Limpert J., Tünnermann A., “Alignment-free, all-spliced fiber laser source for CARS microscopy based on four-wave-mixing”, *Optic Express*, Vol. 20, 21010– 21018, 2012.
61. Chemnitz M., Baumgartl M, Meyer T., Jauregui C., Dietzek B., Popp J., Limpert J., Tünnermann A., “Widely tuneable fiber optical parametric amplifier for coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy”, *Optics Express*, Vol. 20, 26583-26595, 2012.
62. Torres-Peiró S., Díez A., Cruz J. L., Andrés M. V., “Fundamental-mode cutoff in liquid-filled Y-shaped microstructured fibers with Ge-doped core”, *Optics Letters*, Vol. 33, 2578-2580, 2008.
63. Delgado-Pinar M., Díez A., Torres-Peiró S., Andrés M. V., Pinheiro-Ortega T., Silvestre E., “Waveguiding properties of a photonic crystal fiber with a solid core surrounded by four large air holes”, *Optics Express*, Vol. 17, 6931-6938, 2009.
64. Benabid F., Knight J. C., Antonopoulos G., Russell P. St. J., “Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber”, *Science* 11, Vol. 298, 399-402, 2002.
65. Knight J. C., “Photonic crystal fibers”, *Nature*, Vol. 424, 847-851, 2003.
66. Joannopoulos J. D., Jhonson S. G., Winn J. N., Meade R. D., “Photonic crystals (molding the flow of light)”, Princeton University Press, 2008.
67. Russell P. St. J., Atkin D. M., Birks T. A., “Bound modes of two-dimensional photonic crystalwaveguides”, *Microcavities and Photonic Bandgaps: Physics and Applications*, Vol. 324, 203-218, 1996.
68. Reeves W. H., Knight J. C., Russell P. St. J., Roberts P. J., “Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers”, *Optics Express*, Vol. 10, 609-613, 2002.
69. Ritari T., Tuominen J., Ludvigsen H., Petersen J. C., Sørensen T., Hansen T. P., Simonsen H. R., “Gas sensing using air-guiding photonic bandgap fibers”, *Optics Express*, Vol. 12, 4080-4087, 2004.
70. Bouwmans G., Luan F., Knight J. C., Russell P. St. J., Farr L., Mangan B. J., Sabert H., “Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength”, *Optics express*, Vol. 11, 1613-1620, 2003.
71. Bjarklev A., Broeng J., Bjarklev A. S., “Photonic crystal fiber”, Primera edición, Kluwer Academic Publishers, 2003,
72. Mortensen N. A., Nielsen M. D., Folkenberg J. R., Petersson A., Simonsen H. R., “Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers”, *Optics Letters*, Vol. 28, 393-395, 2003.
73. Campany J., Fraile-Peláez J., Martí J., “Fundamentos de comunicaciones ópticas”, Editorial Sintesis, 1998.

74. Derickson D., "Fiber Optic: Test and measurement", Prentice-Hall, 1998.
75. Russell P., "Photonic crystal fibers (Review)", *Science*, Vol. 299, 358-362, 2003.
76. Yamamoto T., Kubota H., Kawanishi S., Tanaka M., Yamaguchi S., "Supercontinuum generation at 1.55 μm in a dispersion-flattened polarization-maintaining photonic crystal fiber", *Optics Express*, Vol. 11, 1537-1540, 2003.
77. Martin-Lopez S., Abrardi L., Corredera P., Gonzalez-Herraez M., Mussot A., "Spectrally-bounded continuous-wave supercontinuum generation in a fiber with two zero-dispersion wavelengths", *Optics Express*, Vol. 16, 6745-6755, 2008.
78. Saitoh K., Koshiba M., "Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers", *Optics Express*, Vol. 13, 267-274, 2005.
79. Johnson S. G., Joannopoulos J. D., "Photonic crystals: The road from theory to practice", Kluwer, Boston, 2002.
80. Johnson S. G., Joannopoulos J.D., "Block-interactive frequency-domain methods for Maxwell equations in planewave basis", *Optic Express*, Vol. 8, 173-190, 2001.
81. Ebdorff-Heideptiem H., Monroe T. M., "Extrusion of complex preform for microstructured optical fiber", *Optic Express*, Vol. 15, 325-335, 2004.
82. Barton G., Eijkelenborg M. A., Henry G., Large M. C. J., Zagari J., "Fabrication of microstructured polymer optical fibres", *Optical Fiber Technology*, Vol. 10, 325-335, 2004.
83. Orignaca X., Barbiera D., Min D. X., Almeida R. M., McCarthy O., Yeatman E., "Sol-gel silica/titania-on-silicon Er/Yb-doped waveguides for optical amplification at 1.5 μm ", *Optical Materials*, Vol. 2, 1-18, 1999.
84. Ortigosa-Blanch A., Díez A., Delgado-Pinar M., Cruz J. L., Andrés M. V., "Ultrahigh birefringent nonlinear microstructured fiber", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, 1667-1669, 2004.
85. Torres-Peiro S., Díez A., Andrés M. V., "Fabrication and postprocessing of Geopod nanoweb fibers", 1st Workshop on Speciality Optical Fibers and their Applications, AIP Conference Proceedings, Vol. 1055, 50-53, 2008.
86. Eijkelenborg M. A., Large M. C. J., Argyros A., Zagari J., Manos S., Issa N. A., Bassett I., Fleming S., McPhedran R. C., Sterke C. M., Nicorovici N. A. P., "Microstructured polymer optical fiber", *Optics Express*, Vol. 9, 319-327, 2001.
87. Sáez-Rodríguez D., Cruz J. L., Johnson I., Webb D. J., Large M. C. J., Argyros A., "Water diffusion into UV inscribed long period grating in microstructured polymer fiber", *IEEE Sensors Journal*, Vol. 10, 1169-1173, 2010.
88. Kumar V. V. R. K., George A. K., Reeves W. H., Knight J. C., Russell P. St. J., Omenetto F.G., Taylor A. J., "Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation", *Optics Express*, Vol. 10, 1520-1525, 2002.
89. Lancaster D.G., Gross S., Ebdorff-Heidepriem H., Kuan K., Monroe T. M., Ams M., Fuerbach A., Withford M. J., "Fifty percent internal slope efficiency femtosecond direct-written Tm³⁺:ZBLAN waveguide laser", *Optics Letters*, Vol. 36, 1587-1589, 2011.
90. Ebdorff-Heidepriem H., Foo T. C., Moore R. C., Zhang W., Li Y., Monroe T. M., Hemming A., Lancaster D. G., "Fluoride glass microstructured optical fiber with

- large mode area and midinfrared transmission”, *Optics Letters*, Vol. 33, 2861-2863, 2008.
91. Agger C., Petersen C., Dupont S., Steffensen H., Kristian Lyngsø J., Thomsen C., Keiding S., Bang O., “ZBLAN supercontinuum generation - detailed comparison between measurement and simulation”, *Conference Paper, CLEO: Science and Innovations, Baltimore Maryland - United States, 2011.*
 92. Kim K. S., Stolen R. H., Reed W. A., and Quoi K. W., “Measurement of the nonlinear index of silica-core and dispersion-shifted fibers”, *Optics Letters*, Vol. 19, 257-259, 1994.
 93. Stephen R. F., Smith P.W., “Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 23, 2089-2094, 2003.
 94. Cascante-Vindas J., Torres-Peiró S., Díez A., Andrés M. V., “Supercontinuum generation in highly Ge-doped core Y-shaped microstructured optical fiber”, *Applied Physics B*, Vol. 98, 371-376, 2010.
 95. Schuster K., Kobelke J., Grimm S., Schwuchow A., Kirchhof J., Bartelt H., Gebhardt A., Leproux P., Couderc V., Urbanczyk W., “Microstructured fibers with highly nonlinear materials”, *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 39, 1057-1069, 2007.
 96. Boskovic A., Chernikov S. V., Taylor J. R., Gruner-Nielsen L., Levring O. A., “Direct continuous-wave measurement of n_2 in various types of telecommunication fiber at 1.55 μm ”, *Optics Letters*, Vol. 21, 1966-1968, 1996.
 97. Fukai C., Nakajima K., Zhou J., Tajima K., Kurokawa K., Sankawa I., “Effective Raman gain characteristics in germanium- and fluorine-doped optical fibers”, *Optics Letters*, Vol. 29, 545-547, 2004.
 98. Hartung A., Heidt A. M., Bartelt H., “Design of all-normal dispersion microstructured optical fibers for pulse-preserving supercontinuum generation”, *Optics Express*, Vol. 19, 7742-7749, 2011.
 99. Heidt A. M., “Pulse preserving flat-top supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers”, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 27, Núm. 3, 550-559, 2010.
 100. Costa B., Mazzoni D., Puleo M., Vezonni E., “Phase-shift technique for the measurement of chromatic dispersion in optical fiber using LED's”, *Quantum Electronics*, Vol. 18, 1509-1515, 1982.
 101. Garel-Jones P. M., Vella P. J., Lowe R. S., “Measurement of chromatic dispersion of long spans of single mode optical fibers: A factory and test method”, *Electronics Letters*, Vol. 20, 167-168, 1984.
 102. Luther-Davies B., Payne D. N., Gambling W. A., “Evaluation of material dispersion in low loss phosphosilicate core optical fibres”, *Optics Communications*, Vol. 13, 84-88, 1975.
 103. Cohen L. G., Lin C., “Pulse delay measurements in the zero material dispersion wavelength region for optical fibers”, *Applied Optics*, Vol. 16, 3136-3139, 1977.
 104. Ouzounov D., Homoelle D., Zipfel W., Webb W. W., Gaeta A. L., J. A. West J. A., Fajardo J. C., Koch K. W., “Dispersion measurements of microstructured fibers using femtosecond laser pulses”, *Optical Communication*, Vol. 192, 219-223, 2001.

105. Wong G. K. L., Chen A. Y. H., Ha S. W., Kruhlak R. J., Murdoch S. G., Leonhardt R., Harvey J. D., Joly N. Y., "Characterization of chromatic dispersion in photonic crystal fibers using scalar modulation instability", *Optics Express*, Vol. 13, 8662-8670, 2005.
106. Diddams S., Diels J-C., "Dispersion measurements with white-light interferometry", *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 13, 1120-1129, 1996.
107. Tateda M., Shibata N., Seikai S., "Interferometric method for chromatic dispersion measurement in a single-mode optical fiber", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-17, 404-407, 1981.
108. Cohen L. G., "Comparison of single-Mode Fiber dispersion measurement Techniques", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-3, 958-965, 1985.
109. Merritt P., Tatam R. P., Jackson A., "Interferometric chromatic dispersion measurements on short lengths of monomode optical fiber", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, 703-716, 1989.
110. Pelayo J., Paniello J., Villuendas F., "Chromatic dispersion characterization in short-single mode fibers by spectral scanning of phase difference in Michelson interferometer", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, 1861-1865, 1988.
111. Francois P. L., Monerie M., Vassallo C., Durteste Y., Alard F. R., "Three ways to implement interfacial techniques: application to measurements of chromatic dispersion, birefringence, and nonlinear susceptibilities", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, 500-513, 1989.
112. Naganuma K., Mogi K., Yamada H., "Group-delay measurement using the Fourier transform of an interferometric cross correlation generated by white light", *Optics Letters*, Vol. 15, 393-395, 1990.
113. Hlubina Petr., "White-light spectral interferometry with the uncompensated Michelson interferometer and the group refractive index dispersion in fuse silica", *Optic Communications*, Vol. 193, 1-7, 2001.
114. Hlubina Petr, "Dispersive white-light spectral interferometry to measure distances and displacements", *Optic Communications*, Vol. 212, 65-70, 2002.
115. Snyder A. W., Love J., "Optical waveguide theory", Springer, 1984.
116. Collin R. E., "Field theory of guided waves", Wiley-IEEE Press, 1991.
117. Lee J. Y., Kim D. Y., "Versatile chromatic dispersion measurement of a single mode fiber using spectral white light interferometry", *Optics Express*, Vol. 14, 11608-11615, 2006.
118. Taylor J. R., "An introduction to error analysis", University Science Books, Sausalito (California), 1997.
119. Boyd R. W., "Nonlinear optics", USA: Academic Press, 2008.
120. Gattass R. R., "Femtosecond-laser interactions with transparent materials: applications in micromachining and supercontinuum generation", Harvard University, Cambridge, Massachusetts (USA), 2006.
121. Charles K., "Introducción a la física del estado sólido", Tercera edición. Editorial Reverte, 2003.

122. Cascante Jaime, "Generación de supercontinuo en fibras micro estructuradas con bombeos cuasicontínuos", Universidad de Valencia, 2010.
123. Heren Vilas C. D., "Estudio de efectos ópticos no lineales en fibras monomodo. Medida del índice de refracción no lineal", Universidad de Zaragoza, 2003.
124. Bruchhausen A. E., "Amplificación de la dispersión Raman en sistemas nanoestructurados", Universidad Nacional de Cuyo, Bariloche, 2008.
125. Kobayakov A., Sauer M., Chowdhury D., "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", *Advances in Optics and Photonics*, Vol. 2, 1-59, 2010.
126. Hasegawa A., Tappert F., "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion", *Applied Physics Letters*, Vol. 23, 142-146, 1973.
127. Mollenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J. P., "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers", *Physical Review Letters*, Vol. 45, 1095-1098, 1980.
128. Taylor J. R., "Optical Solitons: Theory and Experiment", Cambridge University Press, 2005.
129. Stergeman G.I., Segev M., "Optical spatial solitons and their interactions: Universality and Generality", *Science*, Vol.286, 1518-1528, 1999.
130. Kivshar Y. S., Agrawal G. P. "Optical solitons - from fibers to photonic crystals" (1ª Edición), San Diego (California), USA: Academic Press, 2003.
131. Dudley J. M., Genty G., Eggleton B. J., "Harnessing and control of optical rogue waves in supercontinuum generation", *Optics Express*. Vol. 16, 3644-3651, 2008.
132. Solli D. R., Ropers C., Koonath P., Jalali B., "Optical rogue waves", *Nature*, Vol. 450, 1054-1058, 2007.
133. Yeom D., Eggleton B. J., "Rogue waves surface in light", *Nature Photonics*, Vol. 450, 953-954, 2007.
134. Coen S., Chau A. H. L., Leonhardt R., Harvey J. D., Knight J. C., Wadsworth W. J., Russell P. St. J., "White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber", *Optics Letters*, Vol. 26, 1356-1358, 2001.
135. Kudlinski A., George A. K., Knight J. C., Travers J. C., Rulkov A. B., Popov S. V., Taylor J. R., "Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation", *Optics Express*, Vol. 14, 5715-5722, 2006.
136. Husakou A. V., and Herrmann J., "Supercontinuum generation, four-wave mixing, and fission of higher-order solitons in photonic-crystal fibers", *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 19, 2171-2182, 2002.
137. Lee J. H., "Phd: Analysis and Characterization of Fiber Nonlinearities with Deterministic and Stochastic Signal Sources", University of Virginia, 2000.
138. DeMartini F., Townes C. H., Gustafson T. K., Kelley P. L., "Self-Steepening of Light Pulses", *Physical Review*, Vol. 164, 312-323, 1967.
139. Alfano R. R., Li Q. X., Jimbo T., Manassah J. T., Ho P. P., "Induced spectral broadening of a weak picosecond pulse in glass produced by an intense picosecond pulse", *Optics Letters*, Vol. 11, 626-628, 1986.

140. Bourkoff E., Zhao W., Joseph R. I., Christodoulides D. N., “Evolution of femtosecond pulses in single-mode fibers having higher-order nonlinearity and dispersion”, *Optics Letters*, Vol. 12, 272-274, 1987.
141. Hu X. P., Xu P., and Zhu S. N., “Engineered quasi-phase-matching for laser techniques”, *Photonics Research*, Vol. 1, 171-185, 2013.
142. Blow K.J., Wood D., “Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25, 2665-2673, 1989.
143. Stolen R. H., “Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-11, 100-102, 1975.
144. Sharping J. E., Fiorentino M., Coker A., Kumar P., Robert S. W., “Four-wave mixing in microstructure fiber”, *Optics Letters*, Vol. 26, 1048-1050, 2001.
145. Alfano R. R., Shapiro S. L., “Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass”, *Physical Review Letters*, Vol. 24, 584-587, 1970.
146. Alfano R. R., Shapiro S. L., “Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses”, *Physical Review Letters*, Vol. 24, 592-594, 1970.
147. Frosz Michael H., “Supercontinuum generation in photonic crystal fibres: Modelling and dispersion engineering for spectral shaping”, Technical University of Denmark, Lyngby (Denmark), 2006.
148. Chiao R. Y., Kelley P. L., Garnire Z., “Stimulated Four-Photon Interaction and Its Influence on Stimulated Rayleigh-Wing Scattering”, *Physical Review Letters*, Vol. 17, 1158-1161, 1966.
149. Lin C., Stolen R., “New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy”, *Applied Physics Letters*, Vol. 28, 216-218, 1976.
150. Cavalcanti S., Agrawal G., Yu M., “Noise amplification in dispersive nonlinear media”, *Physical Review A*, Vol. 51, 4086-4092, 1995.
151. Abeeluck A. K., Headley C., “Continuous-wave pumping in the anomalous-and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation”, *Optics Letters*, Vol. 30, 61-63, 2005.
152. Cheung K. K. Y., Zhang C., Zhou Y., Wong K. K. Y., Tsia K. K., “Manipulating supercontinuum generation by minute continuous wave”, *Optics Letters*, Vol. 36, 160-162, 2011.
153. Travers J. C., Rulkov A. B., Cumberland B. A., Popov S. V., Taylor J. R., “Visible supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a 400W continuous wave fiber laser”, *Optics Express*, Vol. 16, 14435-14447, 2008.
154. Dudley J. M., Genty G., Dias F., Kibler B., Akhmediev N. , “Modulation instability, Akhmediev Breathers and continuous wave supercontinuum generation”, *Optics Express*, Vol. 17, 21497-21508, 2009.
155. Dudley J. M., Genty G., Coen S., “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber”, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 78, 1135-1184, 2006.
156. Nicholson J. W., Abeeluck A. K., Headley C., Yan M. F., Jørgensen C. G., “Pulsed and continuous-wave supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers”, *Applied Physics B* , Vol. 77, 211-218, 2003.

157. Dudley J. M., Provino L., Grossard N., Maillotte H., Windeler R. S., Eggleton B. J., Coen S., "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping", *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 19, 765-771, 2002.
158. Wadsworth W., Joly N., Knight J., Birks T., Biancalana F., Russell P., "Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres", *Optics Express*, Vol. 12, 299-309, 2004.
159. Genty G., Ritari T., Ludvigsen H., "Supercontinuum generation in large mode-area microstructured fibers", *Optics Express*, Vol. 13, 8625-8633, 2005.
160. Stone J. M., Knight J. C., "Visibly "white" light generation in uniform photonic crystal fiber using a microchip laser", *Optics Express*, Vol. 16, 2670-2675, 2008.
161. Fu L., Thomas B. K., Dong L., "Efficient supercontinuum generations in silica suspended core fibers", *Optics Express*, Vol. 16, 19629-19642, 2008.
162. Knight J., Birks T., Russell P., Atkin M., "All-silica single-mode optical with photonic crystal cladding", *Optics Letters*, Vol. 21, 1547-1549, 1996.
163. Coen S., Chau A., Leonardt R., Harvey J., Knight J., Wadsworth W., Russell P., "Supercontinuum generation by stimulated raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers", *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 19, 753-764, 2002.
164. Domachuk P., Wolchover N. A., Cronin-Golomb M., Wang A., George A. K., Cordeiro C. M. B., Knight J. C., Omenetto F. G., "Over 4000 nm bandwidth of mid-ir supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs", *Optics Express*, Vol. 16, 7161-7168, 2008.
165. Aguirre A. D., Nishizawa N., Fujimoto J. G., Seitz W., Lederer M., Kopf D., "Continuum generation in a novel photonic crystal fiber for ultrahigh resolution optical coherence tomography at 800 nm and 1300 nm", *Optics Express*, Vol. 14, 1145-1160, 2006.
166. Telford W. G., Subach F. V., Verkhusha V. V., "Supercontinuum white light lasers for flow cytometry", *Cytometry Part A*, Vol. 75A, 450-459, 2009.
167. Mignani A. G., Ciaccheri L., Cacciari I., Ottevaere H., Thienpont H., Parriaux O., Johnson M., "Diffuse-Light absorption spectroscopy by means of a fiber optic supercontinuum Source – An Innovative Technique", *Sensors and Microsystems Lecture Notes in Electrical Engineering*, Vol. 54, 261-264, 2010.
168. Mignani A. G., Ciaccheri L., Ottevaere H., Thienpont H., Conte L., Marega M., Cichelli A., Attilio C., Cimato A., "Visible and near-infrared absorption spectroscopy by an integrating sphere and optical fibers for quantifying and discriminating the adulteration of extra virgin olive oil from Tuscany", *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, Vol. 399, 1315-1324, 2011.
169. Auksoorius E., Boruah B. R., Dunsby C., Lanigan P. M. P., Kennedy G., Neil M. A. A., French P. M. W., "Stimulated emission depletion microscopy with a supercontinuum source and fluorescence lifetime imaging", *Optics Letters*, Vol. 33, 113-115, 2008.
170. Owen D. M., Auksoorius E., Manning H. B., Talbot C. B., Beule P. A. A., Dunsby C., Neil M. A. A., French P. M. W., "Excitation-resolved hyperspectral fluorescence

- lifetime imaging using a UV-extended supercontinuum”, *Optics Letters*, Vol. 32, 3408-3410, 2007.
171. Udem T., Holzwarth R., Hansch T.W., “Optical frequency metrology”, *Nature*, Vol. 416, 233-237, 2002.
 172. Marvin J. Weber, “Handbook of optical materials”, CRC Press, 2003.
 173. Ghosh, G., “Temperature dispersion of refractive indexes in some silicate fiber glasses”, *IEEE Photonics Technology Letters*, 431-433, 1994.
 174. Rostami A., Makouei S., “Temperature dependence analysis of the chromatic dispersion in WII-TYPE zero-dispersion shifted fiber (ZDSF)”, *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 7, 209–222, 2008
 175. Matsuoka J., Kitamura N., Fujinaga S., Kitaoka T., Yamashita H., “Temperature dependence of refractive index of SiO₂ Glass”, *Journal of Non-Crystalline Solids*, Vol. 135, 86-89, 1991.
 176. Ghosh G., Endo M., Iwasaki T., “Temperature-Dependent Sellmeier coefficients and chromatic dispersions for some optical fiber glasses”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 12, 1338-1342, 1994.
 177. Gordon J. P., Haus H. A., “Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission”, *Optics Letters*, Vol. 11, 665-667, 1986.
 178. Mitschke F. M., Mollenauer L. F., “Discovery of the soliton self-frequency shift”, *Optics Letters*, Vol. 11, 659-661, 1986.
 179. Gordon J. P., “Theory of the soliton self-frequency shift”, *Optics Letters*, Vol. 11, 662-664, 1986.
 180. Saleh B. E. A., Teich M. C., “Fundamentals of photonics”, John Wiley & Sons, 1991.
 181. Snitzer E., “Proposed fiber cavities for optical masers”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 7, 444-446, 1961.
 182. Snitzer E., “Optical maser action of Nd³⁺ in a barium crown glass”, *Applied Physics Letter*, Vol. 32, 36-39, 1961.
 183. Mears R. J., Reekie L., Poole S. B., Payne D. N., “Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers”, *Electronics Letters*, Vol. 21, 1985.
 184. Sharp R. C., Spock D. E., Pan N. and Elliot J., “190-fs passively mode-locked thulium fiber laser with a low threshold”, *Optics Letters*, Vol. 21, 881-883, 1996.
 185. Paschotta R., Nilsson J., Barber P. R., Caplen J. E., Tropper A. C., Hanna D. C., “Lifetime quenching in Yb-doped fibres”, Vol. 136, 375–378, 1997.
 186. Pask H. M., Carman R. J., Hanna D. C., Tropper A. C., Mackechnie C. J., Barber P. R., Dawes J. M., “Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 1, 2-13, 1995.
 187. Barber P. R., Paschotta R., Tropper A. C., Hanna D. C., “Infrared-induced photodarkening in Tm-doped fluoride fibers”, *Optics Letters*, Vol. 20, 2195-2197, 1995.

188. Kurkov A. S., Sholokhov E. M., Medvedkov O. I., Dvoyrin V. V., Pyrkov Yu. N., Tsvetkov V. B., Marakulin A. V., Minashina L. A., “Holmium fiber laser based on the heavily doped active fiber”, *Laser Physics Letters*, Vol. 6, 661–664, 2009.
189. Oh K., Morse T. F., Kilian A., Reinhart L., Weber P. M., “Continuous-wave oscillation of thulium-sensitized holmium-doped silica fiber laser”, *Optics Letters*, Vol. 19, 278-280, 1994.
190. Jackson S. D., Sabella A., Hemming A., Bennetts S., Lancaster D. G., “High-power 83W holmium-doped silica fiber laser operating with high beam quality”, *Optics Letters*, Vol. 32, 241-243, 2007.
191. Poole S. B., Payne D. N., Fermann M. E., “Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions”, *Electronics Letters*, Vol. 21, 737-738, 1985.
192. Dianov E. M., Dvoyrin V. V., Mashinsky V. M., Umnikov A. A., Yashkov M. V., Guryanov A. N., “CW bismuth fibre laser”, *Quantum Electron*, Vol. 35, 1083-1084, 2005.
193. Desurvire E., Simpson J.R., “Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, 835 - 845, 1989.
194. Salgado Remacha F. J., “Láseres de fibra dopada con erbio con emisión multilínea empleando laminas planoparalelas como filtro”, Universidad de Zaragoza, 2003.
195. Yamashita S., Inoue Y., Maruyama S., Murakami Y., Yaguchi H., Jablonski M., Set S. Y., “Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers”, *Optics Letters*, Vol. 29, 1581-1583, 2004.
196. Set S. Y., Yaguchi H., Tanaka Y., Jablonski M., “Laser mode locking using a saturable absorber incorporating carbon nanotubes”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, 51- 55, 2004.
197. Schibli T. R., Minoshima K., Kataura H., Itoga E., Minami N., Kazaoui S., Miyashita K., Tokumoto M., Sakakibara Y., “Ultrashort pulse-generation by saturable absorber mirrors based on polymer-embedded carbon nanotubes”, *Optics Express*, Vol. 13, 8025-8031, 2005.
198. Xu J. L., Li X. L., Wu Y. Z., Hao X. P., He J. L., Yang K. J., “Graphene saturable absorber mirror for ultra-fast-pulse solid-state laser”, *Optics Letters*, Vol. 36, 1948-1950, 2011.
199. Zhang H., Tang D. Y., Zhao L. M., Bao Q. L., Loh K. P., “Large energy mode locking of an erbium-doped fiber laser with atomic layer graphene”, *Optics Express*, Vol. 17, 17630-17635, 2009.
200. Tan W. D., Su C. Y., Knize R. J., Xie G. Q., Li L. J., Tang D. Y., “Mode locking of ceramic Nd:yttrium aluminum garnet with graphene as a saturable absorber”, *Applied Physics Letters*, Vol. 96, 2010.
201. Huang P. L., Lin S. C., Yeh C. Y., Kuo H. H., Huang S. H., Lin G. R., Li L. J., Su C. Y., Cheng W. H., “Stable mode-locked fiber laser based on CVD fabricated graphene saturable absorber”, *Optics Express*, Vol. 20, 2460-2465, 2012.

202. Brovelli L. R., Keller U., Chiu T. H., “Design and operation of antiresonant Fabry–Perot saturable semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers”, *Journal of the Optical Society of American B*, Vol. 12, 311-322, 1995.
203. Keller U., Weingarten K. J., Kartner F. X., Kopf D., “Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for Femtosecond and Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers”, *Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 2, 435-453, 1996.
204. Kurtner F. X., Au J. A., Keller U., “Mode-Locking with slow and fast saturable absorbers - What's the Difference?”, *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 4, 159-168, 1998.
205. Paschotta R., “Field guide to laser pulse generation”, *SPIE Field Guides* (SPIE Press), 2008.
206. Hill K. O., Fujii Y., Johnson D. C., Kawasaki B. S., “Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication”, *Applied Physics Letters*, Vol. 32, 647-649, 1978.
207. Meltz G., Morey W. W., Glenn W. H., “Formation of Bragg gratings in optical fibers by transverse holographic method”, *Optics Letters*, Vol. 14, 823-825, 1989.
208. Hill K. O., Malo B., Bilodeau F., Johnson D. C., Albert J., “Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask”, *Applied Physics Letters*, Vol. 62, 1035-1037, 1993.
209. Kashyap R., “Fiber Bragg gratings”, *Academic Press Inc (Optics and Photonics)*, 1999.
210. Díez A., Delgado-Pinar M., Mora J., Cruz J. L., Andrés M. V., “Dynamic fiber-optic add–drop multiplexer using Bragg gratings and acousto-optic-induced coupling”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, 84-85, 2003.
211. Mora J., Díez A., Andrés M. V., Fonjallaz P. Y., Popov M., “Tunable dispersion compensator based on a fiber Bragg grating written in a tapered fiber”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, 2631-2633, 2004.
212. Ouellette F., “Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides”, *Optics Letters*, Vol. 12, 847-849, 1987.
213. Xu M. G., Geiger H., Dakin J. P., “Fibre grating pressure sensor with enhanced sensitivity using a glass-bubble housing”, *Electronics Letters*, Vol. 32, 128-129, 1996.
214. Jung J., Nam H., Lee J. H., Park N., Lee B., “Simultaneous strain and temperature sensing with photogenerated in-fiber gratings”, *Optics Letters*, Vol. 20, 333-335, 1995.
215. Spirin V. V., Shlyagin M. G., Miridonov S. V., Jiménez F. J. M., Gutiérrez R. M. L., “Fiber Bragg grating sensor for petroleum hydrocarbon leak detection”, *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 32, 497-503, 1999.
216. Kersey A. D., Berkoff T. A., Morey W. W., “Multiplexed fiber Bragg grating strain-sensor system with a fiber Fabry–Perot wavelength filter”, *Optics Letters*, Vol. 18, 1370-1372, 1993.
217. Andrew J. B., Irving I., Michael S. F., “Feasibility of measuring blood glucose concentration by near-infrared Raman spectroscopy”, *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, Vol. 53, 278-292, 1997.

218. Huang Z., McWilliams A., Lui H., McLean D. I., Lam S., Zeng H., “Near-infrared Raman spectroscopy for optical diagnosis of lung cancer”, *International Journal of Cancer*, Vol. 107, 1047-1052, 2003.
219. Nijssen A., Bakker Schut T. C., Heule F., Caspers P. J., Hayes D. P., Neumann M. H. A., Puppels G. J., “Discriminating basal cell carcinoma from its surrounding tissue by Raman spectroscopy”, *Journal of Investigative Dermatology*, Vol. 119, 64-69, 2002.
220. Cao Y., Jin R., Mirkin C. A., “Nanoparticles with Raman spectroscopic fingerprints for DNA and RNA detection”, *Science*, Vol. 297, 1536-1540, 2002.
221. Tolles W. M., Nibler J. W., McDonald J. R., Harvey A. B., “A Review of the theory and application of Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy (CARS)”, *Applied Spectroscopy*, Vol. 31, 253-271, 1977.
222. Fu Y., Huff T. B., Wang H. H., Wang H., Cheng J. X., “Ex vivo and in vivo imaging of myelin fibers in mouse brain by coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy”, *Optics Express*, Vol. 16, 19396-19409, 2008.
223. Wang H., Fu Y., Shi R., Cheng J. X., “Coherent anti-Stokes Raman scattering imaging of axonal myelin in live spinal tissues”, *Journal of Biophysical*, Vol. 89, 581-591, 2005.
224. Duncan M. D., Reintjes J., Manuccia T. J., “Scanning coherent *anti-Stokes* Raman microscope”, *Optics Letters*, Vol. 7, 350-352, 1982.
225. Ganikhanov F., Carrasco S., Xie X. S., Katz M., Seitz W., Kopf D., “Broadly tunable dual-wavelength light source for coherent *anti-Stokes* Raman scattering microscopy”, *Optics Letters*, Vol. 31, 1292-1294, 2006.
226. Paulsen H. N., Hilligse K. M., Thøgersen J., Keiding S. R., Larsen J. J., “Coherent *anti-Stokes* Raman scattering microscopy with a photonic crystal fiber based light source”, *Optics Letters*, Vol. 28, 1123-1125, 2003.
227. Andresen E. R., Nielsen C. K., Thøgersen J., Keiding S. R., “Fiber laser-based light source for coherent *anti-Stokes* Raman scattering microspectroscopy”, *Optics Express*, Vol. 15, 4848-4856, 2007.
228. Baumgartl M., Chemnitz M., Jauregui C., Meyer T., Dietzek B., Popp J., Limpert J., Tünnermann A., “All-fiber laser source for CARS microscopy based on fiber optical parametric frequency conversion”, *Optic Express*, Vol. 20, 4484-4493, 2012.
229. Liu X., Du D., Mourou G., “Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses”, *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, 1706-1716, 1997.
230. Kivisto S., Herda R. and Okhotnikov O. G., “All-fiber supercontinuum source based on a mode-locked ytterbium laser with dispersion compensation by linearly chirped Bragg grating”, *Optic Express*, Vol. 16, 265-270, 2008.
231. Isomaki A. and Okhotnikov O. G., “All-fiber ytterbium soliton mode-locked laser with dispersion control by solid-core photonic bandgap fiber”, *Optic Express*, Vol. 14, 4368-4373, 2006.
232. Solodyankin M. A., Obraztsova E. D., Lobach A. S., Chernov A. I., Tausenev A. V., Konov V. I., Dianov E. M., “Mode-locked 1.93 μ m thulium fiber laser with a carbon nanotube absorber”, *Optics Letters*, Vol. 33, 1336-1338, 2008.

233. Jackson S.D., "Towards high-power mid-infrared emission from a fiber laser", *Nature photonics*, Vol. 6, 423-431, 2012.
234. Jiang Q., Xia S., "Two-micron (Thulium) Laser Prostatectomy: An Effective Method for BPH Treatment", *Current Bladder Dysfunction Reports*, 1-3, 2014.
235. Netsch C., Bach T., Herrmann T. R. W., Gross A. J., "Thulium:YAG VapoEnucleation of the prostate in large glands: a prospective comparison using 70- and 120-W 2- μ m lasers", *Asian Journal of Andrology*, Vol. 14, 325-329, 2012.
236. Fried N. M., "Thulium fiber laser lithotripsy: An in vitro analysis of stone fragmentation using a modulated 110-watt Thulium fiber laser at 1.94 μ m", *Lasers in Surgery and Medicine*, Vol. 37, 53-55, 2008.
237. Agger S. D., Povlsen J. H., "Emission and absorption cross section of thulium doped silica fibers", *Optics Express*, Vol. 14, 50-57, 2006.
238. Jauregui C., Stutzki F., Jansen F., Limpert J., Tünnermann A., "Laser-Induced Efficiency Improvement for Thulium-doped Fiber Laser System", *Advanced Solid-State Lasers (Paris)*, 2013.
239. Jauregui C., Stutzki F., Jansen F., Limpert J., Tünnermann A., "Efficiency Improvement in Thulium-doped Fiber via excited State pumping", *Photohics West (San Francisco)*, 2014.
240. Grubb S. G., Erdogan T., Mizrahi V., Strasser T., Cheung W. Y., Reed W. A., Lemaire P. J., Miller A. E., Kosinski S. G., Nykolak G. and Becker P. C., "High power, 1.48 μ m cascaded Raman laser in germanosilicate fibers" , OSA Topic Meeting, *Optical Amplifiers and Their Applications*. 1994.
241. Dianov E. M., Grekov M. V., Bufetov I. A., Mashinsky V. M., Sazhin O. D., Prokhorov A. M., Devyatych G. G., Guryanov A. N. and Khopin V. F., "Highly efficient 1.3 μ m Raman fiber amplifier", *Electronics Letters*, Vol. 34, 669-670, 1998.
242. Rini M., Cristiani I., Degiorgio V., "Numerical modeling and optimization of cascaded CW Raman fiber lasers", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 36, 1117-1122, 2000.
243. Dianov E. M., Bufetov I. A., Bubnov M. M., Grekov M. V., Vasiliev S. A., Medvedkov O. I., "Three-cascaded 1407-nm Raman laser based on phosphorus-doped silica fiber", *Optics Letters*, Vol. 25, 402-404, 2000.
244. Dianov E. M., "Advances in Raman Fibers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, 1457- 1462, 2002.
245. Xiong Z., Moore N., Li Z. G., Lim G. C., "10-W Raman fiber lasers at 1248 nm using phosphosilicate fibers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, 2377-2381, 2003.
246. Supradeepa V. R., Nicholson J. W., Headley C. E., Yan M. F., Palsdottir B., Jakobsen D., "A high efficiency architecture for cascaded Raman fiber lasers", *Optics Express*, Vol. 21, 7148-7155, 2013.
247. Vallée R., Bélanger E., Déry B., Bernier M., Faucher D., "Highly efficient and high-power Raman fiber laser based on broadband chirped fiber Bragg gratings", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, 5039-5043, 2006.

248. Nicholson J. W., Yan M. F., Wisk P., Fleming J., DiMarcello F., Monberg E., Taunay T., Headley C., DiGiovanni D. J., “Raman fiber laser with 81 W output power at 1480 nm”, *Optics Letters*, Vol. 35, 3069-3071, 2010.
249. Jackson S. D., Muir P. H., “Theory and numerical simulation of nth-order cascaded Raman fiber lasers”, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 18, 1297-1306, 2001.
250. Burgoyne B., Godbout N., Lacroix S., “Theoretical analysis of nth-order cascaded continuous-wave Raman fiber lasers. I. Model and resolution”, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 22, 764-771, 2005.
251. Burgoyne B., Godbout N., Lacroix S., “Theoretical analysis of nth-order cascaded continuous-wave Raman fiber lasers. II. Optimization and design rules”, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 22, 772-776, 2005.
252. Kaidi H., Xiaojun Z., Zujun Q., Haocheng W., Zili Z., “A novel fast numerical algorithm for cascaded Raman fiber laser using the analytic approximate solution”, *Optics Communications*, Vol. 271, 257-262, 2007.
253. Vilcot A., Cabon B., Chazelas J., “*Microwave Photonics*”, Springer, 2003
254. Capmany J., Pastor D., Ortega B., Mora J., Andrés M., “Photonic processing of microwave signals”, *IEE Proceeding Optoelectronics*, Vol. 152, Núm. 6, 299-320, 2005.
255. Capmany J., Novak D., “Microwave photonics combines two worlds”, *Nature Photonics*, Vol. 1, 319-330, 2007.
256. Capmany J., Ortega B., Pastor D., “A tutorial on microwave photonic filters”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, 201-202, 2006.
257. Polo V., Vidal B., Corral J. L., Marti J., “Novel tunable photonic microwave filter based on laser arrays and N/spl times/N AWG-based delay lines”, *IEEE Photonics Technology Letters*, IEEE, Vol. 15, 584-586, 2003.
258. Capmany J., Pastor D., Ortega B., “New and flexible fiber-optic delay-line Filters using chirped Bragg gratings and laser arrays“, *IEEE Trans Microwave Theory & Techniques*, Vol. 47, 1321-1326, 1999.
259. Mora J., Ortega B., Capmany J., Cruz J.L., Andrés M.V., Pastor D., Sales S., “Automatic tunable and reconfigurable fiberoptic microwave filters based on a broadband optical source sliced by uniform fiber Bragg gratings”, *Optic Express*, Vol. 10, 1291-1298, 2002.
260. Mora J., Ortega B., Díez A., Cruz J.L., Andrés M.V., Capmany J., Pastor D., “Photonic microwave tunable single-bandpass filter based on a Mach–Zehnder interferometer”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, 2500-2509, 2006.
261. Capmany J., Pastor D., Ortega B., “Fibre optic microwave and millimetre-wave filter with high density sampling and very high sidelobe suppression using subnanometre optical spectrum slicing“, *Electronics Letters*, Vol. 35, 494-495, 1999.
262. Capmany J., Mora J., Ortega B., Pastor D., “Microwave photonic filters using low-cost sources featuring tunability, reconfigurability and negative coefficients”, *Optics Express*, Vol. 13, 1412-1417, 2005.

263. Mora J., Ortega B., Cruz J.L., Capmany J., Pastor D., Andrés M.V., “White light sources filtered with fiber Bragg gratings for RF-photonics applications”, *Optical Communication*, Vol. 222, 221-225, 2003.
264. Chen L. R., Page V., “Tunable photonic microwave filter using semiconductor fiber laser”, *Electronics Letters*, Vol. 461, 1183-1184, 2005.
265. Feng X., Lu C., Tam H.Y. and Wai P.K.A., “Reconfigurable Microwave Photonic Filter Using multiwavelength Erbium-Doped Fiber Laser”, *Photonic Technology Letters*, Vol. 19, 1334-1336, 2007.
266. Yamashita S., Hotate K., “Multiwavelength erbium-doped fibre laser using intracavity etalon and cooled by liquid nitrogen”, *Electronics Letters*, Vol. 32, 1298-1299, 1996.
267. Robert A. M., Xiaoke Y., Erwin H. W. C., “Microwave photonic filters”, *Photonics Global Conference (PGC)*, 1-4, 2010.
268. Williams R. J., Jovanovic N., Marshall G. G., Withford M. J., “All-optical, actively Q-switched fiber laser”, *Optics Express*, Vol. 18, 7714-7723, 2010.
269. Delgado-Pinar M., Zalvidea D., Díez A., Pérez-Millán P., Andrés M. V., “Q-switching of an all-fiber laser by acousto-optic modulation of a fiber Bragg grating”, *Optics Express*, Vol. 14, 1106-1112, 2006.
270. Haberl F., Ober M. H., Hofer M., Fermann M. E., Wintner E., Schmidt A. J., “Low-noise operation modes of a passively mode-locked fiber laser”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 3, 1071-1073, 1991.
271. Haus H. A., Mecozzi A., “Noise of mode-locked lasers”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, 983-996, 1993.
272. Shenping L., Chan K. T., “Electrical wavelength-tunable actively mode-locked fiber ring laser with a linearly chirped fiber Bragg grating”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, 799-801, 1998.
273. Ramaswami R., Sivarajan K., “*Optical Networks: A Practical Perspective*”, San Francisco, CA: Morgan Kaufmann, 2001.
274. DeMaria A. J., Stetser D. A., Heynau H., “Self Mode-Locking of lasers with saturable absorbers”, *Applied Physics Letters*, Vol. 8, 174-176, 1966.
275. Haus H., “Theory of mode locking with a slow saturable absorber”, *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 11, 736-746, 1975.
276. Keller U., Weingarten K. J., Kartner F. X., Kopf D., Braun B., Jung I. D., Fluck R., Honninger C., Matuschek N., Aus der Au J., “Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 2, 435-453, 1996.
277. Diels J.C., Rudolph W., “*Ultrashort laser pulse phenomena*”, Academic Press Inc, 1996.
278. Dudley J. M., Barry L. P., Harvey J. D., Thomson M. D., Thomsen B. C, Bollond P. G., Leonhardt R., “Complete characterization of ultrashort pulse sources at 1550 nm”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 35, 1999.

-
279. Linde D. V. der, "Characterization of the Noise in Continuously Operating Mode Locked Lasers", Applied Physics B, Vol. 39, 201-207, 1986.

PUBLICACIONES

De los resultados obtenidos en este trabajo se derivaron los siguientes artículos publicados en revistas y comunicaciones a congresos:

Artículos en revistas

1. Villegas I. L., Cuadrado-Laborde C., Abreu-Afonso J., Díez A., Cruz J. L., Martínez-Gámez M. A., Andrés M. V., “Mode-locked Yb-doped all-fiber laser based on in-fiber acoustooptic modulation”, *Laser Physics Letters*, Vol. 8, 227-231, 2011.
2. Abreu-Afonso J., Díez A., Cruz J. L., Andrés M. V., “Continuously Tunable Microwave Photonic Filter Using a Multiwavelength Fiber Laser”, *Photonics Technology Letters*, Vol. 24, 2129-2131, 2012.
3. Cascante-Vindas J., Abreu-Afonso J., Díez A., Cruz J. L., Andrés M. V., “Supercontinuum generation in erbium-doped photonic crystal fibers”, *Applied Physics B: Lasers & Optics*, Vol. 108, 559-563, 2012.
4. Baumgartl M., Gottschall T., Abreu-Afonso J., Díez A., Meyer T., Dietzek B., Rothhardt M., Popp J., Limpert J., Tünnermann A., “Alignment-free, all-spliced fiber laser source for CARS microscopy based on four-wave-mixing”, *Optics Express*, Vol. 20, 21010-21018, 2012.
5. Baumgartl M., Abreu-Afonso J., Díez A., Rothhardt M., Limpert J., Tünnermann A., “Environmentally stable picosecond Yb fiber laser with low repetition rate”, *Applied Physics B: Lasers & Optics*, Vol. 111, 39-43, 2013.

Comunicaciones en congresos

1. Andrés M. V., Díez A., Silvestre E., Cascante-Vindas J., Abreu-Afonso J., “Fibras de cristal fotónico: control de la dispersión para la optimización de los efectos no lineales”, *Reunion Española de Optoelectrónica (OPTOEL)*, Actas del congreso S1-4, 4, 2011, Tipo de comunicación: Póster.
2. Abreu-Afonso J., Díez A., Cruz J. L., Andrés M. V., “Desarrollo de un láser de fibra dopada con erbio con emisión multilínea y su aplicación para la implementación de un filtro fotónico de microondas”, *Reunion Española de Optoelectrónica (OPTOEL)*, Actas del congreso S1-4, 9, 2011, Tipo de comunicación: Póster.
3. Díez A., Andrés M. V., Silvestre E., Cascante-Vindas J., Velázquez-Ibarra L., Abreu-Afonso J., Martínez Ma. A., Lucio J. L., “Tailoring the dispersion of photonic crystal fibers for supercontinuum and photon pairs generation”, *General Congress of the International Commission for Optics (ICO) (2285127)*, 2011, Tipo de comunicación: Oral Keynote.

4. Díez A., Andrés M. V., Silvestre E., Cascante-Vindas J., Velázquez-Ibarra L., Abreu-Afonso J., Martínez Ma. A., Lucio J. L., “Control of the chromatic dispersion of photonic crystal fibers for supercontinuum and photon pairs generation”, 11th International Conference on Laser & Fiber Optical Networks Modeling (LFNM), Actas del congreso LFNM-016, 2011, Tipo de comunicación: Póster.
5. Gottschall T., Baungartl M., Chemnitz M., Abreu-Afonso J., Meyer T., Dietzek B., Popp J., Limpert J., Tünnermann A., “All-fiberlaser source for CARS-Microscopy”, Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe and International Quantum Electronics Conference (CLEO), Actas del congreso CJ-7.2, 2012, Tipo de comunicación: Póster.
6. Díez A., Andrés M. V., Abreu-Afonso J., Silvestre E., Cascante-Vindas J., Velázquez-Ibarra L., Lucio J. L., “Fibras de cristal fotónico no lineales dopadas con Er: generación de supercontinuo y de pares de fotones”, X Reunión Nacional de Óptica (X RNO), Actas del congreso No. 2, 2012, Tipo de comunicación: Póster.
7. Abreu-Afonso J., Díez A., Cruz J. L., Andrés M. V., “Medida simultánea de la dispersión y de la birrefringencia de grupo de secciones cortas de fibras ópticas PM mediante una técnica interferométrica”, Reunion Española de Optoelectrónica (OPTOEL), Actas del congreso PO-SII-20, 274-277, 2013, Tipo de comunicación: Póster.
8. Abreu-Afonso J., Carrascosa A., Cruz J. L., Andrés M. V., “Control de la dispersión cromática en un láser mode-locking de fibra dopada con Yb mediante fibras microestructuradas”, Reunion Española de Optoelectrónica (OPTOEL), Actas del congreso PO-SII-24, 289-292, 2013, Tipo de comunicación: Póster.
9. Abreu-Afonso J., Díez A., Cruz J. L., Andrés M. V., “Chromatic dispersion management in mode-locked Yb-doped fiber lasers using microstructured optical fibers”, VIII Iberoamerican Optics Meeting & XI Latinamerican Meeting on Optics, Lasers and Applications, Actas del congreso RIAO 100-185, 2013, Tipo de comunicación: Póster.
10. Abreu-Afonso J., Díez A., Cruz J. L., Andrés M. V., “Chromatic dispersion control in mode-locked Yb-doped fiber lasers based on a microstructured optical fiber”, 3rd Workshop on Specialty Optical Fibers (WSOF), Actas del congreso F2.9, 2013, Tipo de comunicación: Póster.