

José Eduardo Saldaña Díaz

Generación de supercontinuo
mediante fibras ópticas altamente
no lineales bombeadas con
láseres de fibra pulsados por
mode-locking pasivo

Departamento
Física Aplicada

Director/es
Jarabo Lallana, Sebastián
Salgado Remacha, Francisco Javier

<http://zaguan.unizar.es/collection/Tesis>



Reconocimiento – NoComercial –
SinObraDerivada (by-nc-nd): No se
permite un uso comercial de la obra
original ni la generación de obras
derivadas.

© Universidad de Zaragoza
Servicio de Publicaciones

ISSN 2254-7606

Tesis Doctoral

**GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO
MEDIANTE FIBRAS ÓPTICAS
ALTAMENTE NO LINEALES
BOMBEADAS CON LÁSERES DE
FIBRA PULSADOS POR MODE-**

Autor

José Eduardo Saldaña Díaz

Director/es

Jarabo Lallana, Sebastián
Salgado Remacha, Francisco Javier

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA

Física Aplicada

2018

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA

FACULTAD DE CIENCIAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA

Tesis Doctoral

**GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO MEDIANTE FIBRAS ÓPTICAS
ALTAMENTE NO LINEALES BOMBEADAS CON LÁSERES DE FIBRA
PULSADOS POR MODE-LOCKING PASIVO**

José Eduardo Saldaña Díaz



Directores

Dr. Sebastián Jarabo Lallana

Dr. Francisco Javier Salgado Remacha

Zaragoza, Octubre de 2017

A mis padres David (†) y Angelina

A mi esposa Yola Victoria, y

A mis hijos: Angeline y Eduardo David

“Nunca consideres el estudio como una obligación,

sino como una oportunidad para penetrar en el bello

y maravilloso mundo del saber”

Albert Einstein

AGRADECIMIENTOS

La tesis iniciada el año 2014 llega a su fin, después de 3 años, lejos de casa y con mucho esfuerzo y dedicación, podemos decir tarea cumplida. Quiero empezar agradeciendo de manera especial a mis Directores de Tesis, Dr. Sebastián Jarabo Lallana y Dr. Francisco Javier Salgado Remacha, por darme la oportunidad de trabajar en el campo de las fibras ópticas y láseres, y por el constante apoyo y dirección, en la ejecución de este trabajo.

Quiero agradecer al Banco Santander por la Beca de 24 meses que me fue otorgada para la realización de la Tesis, a la Universidad de Zaragoza por intermedio del Departamento de Física Aplicada bajo la dirección de D. Juan Pablo Martínez, por darme las facilidades referentes a materiales para el laboratorio al momento de su requerimiento, a la Universidad Nacional de Huancavelica, por otorgarme la licencia para la realización de la Tesis Doctoral y también al Departamento Académico de Ciencias Básicas, al cual pertenezco.

Además, quiero agradecer a José Miguel Álvarez, Julio César Amaré, Justiniano Aporta, Ana Sánchez, Juan Pablo Martínez, Carmen Cosculluela, María José Jarreta, Manuel Martín Bueno, Mercedes Marín, Elena Grigoras, César Marcén, Pilar Gavín, Carmen López, por compartir los almuerzos y las comidas de los jueves en la Universidad o fuera de ella, y lo más importante haber degustado una de las comidas típicas de Perú, el ceviche, y también la bebida bandera, el pisco peruano. Lo más importante de todo esto es que compartimos también las comidas de la semana durante los 3 años de mi permanencia en la Universidad.

También quiero agradecer de manera personal a Miguel Carretero, por su apoyo constante e incondicional las veces que requeríamos la elaboración de una pieza en el laboratorio, igualmente a Juanjo, César, Carmen, Pilar e Inma, por todo su apoyo durante mi permanencia en la Universidad.

Mención especial para los compañeros de despacho: Francisco Javier Salgado Remacha, Anahí Villalba Pradas y David Benedicto, por su amistad y confianza desde mi llegada a la Universidad.

Mi agradecimiento a la señora Carmen Gracia, por su amistad y apoyo constante en las labores de limpieza del despacho y dedicación al cuidado de las plantas que se resistían a crecer.

Quisiera hacer mención también a algunos amigos que conocí en la Facultad: Pascual Sevillano, Paco Segura, Víctor Berdejo y Enrique Carretero, por su amistad y apoyo incondicional.

Mi agradecimiento muy especial a un gran amigo de Santiago de Compostela, Iván Silveiro Flores, a su padre Sergio, a su madre Marina (†) y a su hermano Miguel, por su amistad y confianza, desde que nos conocimos el año 2010.

En la parte familiar quiero agradecer a la familia de Sebastián Jarabo, a su esposa Mercedes Marín y a sus hijos Pablo y Cecilia por su amistad durante este tiempo de mi permanencia en Zaragoza. También quiero agradecer a la familia de Francisco Javier Salgado Remacha, a su padre D. José Antonio, a su madre Marilena y a su hermano Ignacio, por su amistad, confianza y compartir una de las comidas típicas y exquisitas de Zaragoza, el ternasco.

Agradecer de manera especial a mi esposa Yola Victoria, por compartir su trabajo con el cuidado de nuestros hijos: Angeline y Eduardo David, durante estos tres años de mi ausencia, y también quiero agradecer de manera muy especial a mis hermanos, por su apoyo incondicional.

ÍNDICE

1. INTRODUCCIÓN.....	1
1.1 MOTIVACIÓN Y ALCANCE	2
1.2 OBJETIVO DE LA TESIS DOCTORAL.....	6
1.3 ESTRUCTURA DE LA TESIS DOCTORAL.....	7
1.4 REFERENCIAS	9
2. GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO CON FIBRAS ÓPTICAS ALTAMENTE NO LINEALES.....	11
2.1 DESARROLLO HISTÓRICO DE LA GENERACIÓN DEL SUPERCONTINUO.....	12
2.2 DESCRIPCIÓN TEÓRICA	18
2.2.1 Dispersión.....	18
2.2.2 Procesos no lineales en óptica	21
2.2.3 Simulaciones desarrolladas para la generación de supercontinuo en fibra óptica...	24
2.3 APLICACIONES DEL SUPERCONTINUO EN BIOFOTÓNICA.....	27
2.4 REFERENCIAS	36
3. PARTE EXPERIMENTAL I: LÁSERES DE FIBRA PULSADOS MEDIANTE MODE-LOCKING PASIVO	41
3.1 LÁSERES DE FIBRA PULSADOS MEDIANTE MODE-LOCKING PASIVO	42
3.1.1 Encadenado de modos (mode-locking)	42
3.1.2 Rotación no lineal de la polarización	45
3.1.3 Coincidencia de fase (phase matching)	45
3.1.4 Medida de la duración de pulsos ultracortos	48
3.2 MONTAJE EXPERIMENTAL	49
3.2.1 Láser de anillo de fibra pulsado	49
3.2.2 Autocorrelador	50
3.2.3 Caracterización del sistema láser amplificado en banda L.....	55
3.2.4 Caracterización del sistema láser amplificado en banda C.	58
3.3 REFERENCIAS	60
4. PARTE EXPERIMENTAL II: GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO EN HNLF ...	63
4.1 GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO EN FIBRA HNLF	64
4.1.1 Caracterización de la fibra óptica altamente no lineal (HNLF)	64

4.1.2	Valores de dispersión	65
4.1.3	Estimación del coeficiente no lineal.....	67
4.1.4	Simulación de la generación de supercontinuo	68
4.2	GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO CON LÁSER EN BANDA L	77
4.2.1	Efecto de las fibras de dispersión positiva y de dispersión negativa.....	80
4.2.2	Efecto del bombeo del segundo amplificador	82
4.2.3	Optimización de la longitud de la fibra óptica altamente no lineal (HNLF).....	84
4.2.4	Supercontinuo generado por 63 m de fibra HNLF	86
4.3	GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO CON LÁSER EN BANDA C	88
4.3.1	Optimización de la longitud de fibra altamente no lineal (HNLF).....	90
4.3.2	Efecto de bombeo del segundo amplificador (EDFAC-26 dBm).....	93
4.3.3	Supercontinuo generado por 25 m de fibra altamente no lineal (HNLF).....	95
4.4	COMPARACIÓN DE ESPECTROS DEL SUPERCONTINUO GENERADOS CON LÁSERES EN BANDA L Y C.....	97
4.5	COMPARACIÓN DE ESPECTROS DE SUPERCONTINUO GENERADO CON FIBRA HNLF DE DISPERSIÓN CERO Y FIBRA HNLF DE DISPERSIÓN NEGATIVA	100
4.6	REFERENCIAS.....	103
5.	APLICACIONES DE LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO	105
5.1	INTRODUCCIÓN.....	106
5.2	MEDIDA DE PULSOS MEDIANTE AUTOCORRELACIÓN CON FIBRAS ALTAMENTE NO LINEALES	107
5.3	MEDIDA DE COEFICIENTES DE ATENUACIÓN EN TEJIDOS BIOLÓGICOS.....	117
5.4	CALIBRADO DE DISPOSITIVOS DE FIBRA ÓPTICA.....	123
5.5	APLICACIÓN DEL SUPERCONTINUO EN INTERFEROMETRÍA ESPECTRAL	129
5.6	REFERENCIAS	132
6.	RESULTADOS Y CONCLUSIONES	135
6.1	RESULTADOS.....	136
6.2	CONCLUSIONES	142
6.3	PROYECCIÓN FUTURA	144
ANEXOS		145
A.	GENERACIÓN DEL SEGUNDO ARMÓNICO (SHG)	146
B.	EFFECTOS DE TERCER ORDEN.....	148

C. MEDIDA DE PULSOS ULTRACORTOS	149
D. MEDIDA DE AUTOCORRELACIÓN USANDO UN INTERFERÓMETRO DE MICHELSON	156
REFERENCIAS	160
E. PUBLICACIONES DEL AUTOR	161

RESUMEN

En este trabajo se ha desarrollado y optimizado experimentalmente una fuente de espectro supercontinuo utilizando fibra óptica de sílice altamente no lineal (HNLF). Este medio no lineal se bombea con un láser de fibra dopada con erbio en cavidad de anillo y pulsado mediante encadenado de modos (mode-locking) pasivo basado en el efecto de la rotación no lineal de la polarización (NPR). El tren de pulsos es amplificado posteriormente con un amplificador comercial de fibra dopada con erbio, que opera en banda C o en banda L. Los parámetros que se optimizaron fueron las longitudes de fibra óptica de dispersión positiva y de dispersión negativa empleadas en el desarrollo de la fuente de bombeo, la longitud de fibra HNLF y el espectro de los pulsos de bombeo, acercándolo todo lo posible a la longitud de onda de dispersión nula del medio no lineal. El espectro supercontinuo conseguido presenta una anchura superior a una octava y se extiende desde 1100 nm hasta 2300 nm, aproximadamente, manteniendo una potencia espectral superior a -6 dBm/nm. Para completar el estudio de esta fuente, se realizaron simulaciones numéricas del espectro supercontinuo y de su potencia en función de la potencia de bombeo y de la longitud de fibra HNLF utilizada. La fuente desarrollada permite estudiar el efecto de generación de supercontinuo, pero también han sido exploradas algunas técnicas y aplicaciones del espectro supercontinuo generado, como su empleo en una técnica alternativa para la medida de la duración de los pulsos láser mediante autocorrelación, en la medida de los coeficientes de absorción en tejidos biológicos, en la determinación de la transmisión espectral de dispositivos pasivos de fibra óptica, como fuente de señal para amplificadores de fibra óptica dopada con tierras raras y como fuente de señal para técnicas de interferometría espectral.

CAPÍTULO I

INTRODUCCIÓN

1.1 MOTIVACIÓN Y ALCANCE

La óptica no lineal estudia las interacciones de los campos electromagnéticos con la materia, dando lugar a nuevos campos modificados en fase, en frecuencia y en amplitud como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas del material debido a la presencia de los campos electromagnéticos. Algunos de los fenómenos que rigen la óptica no lineal son la generación de armónicos, la suma y diferencia de frecuencias, el efecto Kerr, la modulación de fase inducida, la modulación de fase cruzada, la amplificación paramétrica, el efecto Raman, el efecto Brillouin, generación de espectro supercontinuo, etc. Todos estos fenómenos ocurren cuando la respuesta del material depende de manera no lineal con la intensidad del campo óptico. Por tanto, se manifiestan claramente cuando el campo es suficientemente intenso. Debido a ello, el desarrollo de la óptica no lineal comenzó con la invención del láser en general, y del láser pulsado mediante encadenado de modos en particular, ya que estas fuentes proporcionan haces de luz con la suficiente potencia para conseguir una elevada intensidad óptica en el material.

Otro hito importante que impulsó el desarrollo de la óptica no lineal fue la invención de la fibra óptica, debido a que proporciona, por una parte, una forma de conseguir alta intensidad óptica debido al confinamiento óptico y, por otra parte, debido a sus propiedades de propagación con bajas pérdidas, permite que la interacción luz-materia se mantenga a lo largo de kilómetros.

Por último, la invención de los amplificadores de fibra óptica permitió el desarrollo de los láseres de fibra pulsados mediante encadenamiento de modos. De este tipo de amplificadores cabe destacar el papel desempeñado por el amplificador de fibra óptica con erbio (EDFA, erbium-doped fiber amplifier), ya que es el que ofrece mejores presentaciones en potencia para la zona espectral comprendida entre 1520 nm y 1620 nm, aproximadamente. Hay que tener presente que este tipo de amplificador se lleva desarrollando desde finales de los ochenta debido a su importancia en telecomunicaciones para compensar las pérdidas ocurridas en el transporte de la señal a lo largo de decenas de kilómetros [1].

Una de las aplicaciones más relevantes hasta la fecha de la generación del espectro supercontinuo utilizando amplificadores de fibra óptica dopada con erbio es la

estabilización de los peines de frecuencia (año 2000), lo que revolucionó el campo de la metrología, permitiendo una mejora en la medición de las frecuencias ópticas [2], cuya precisión rivaliza con la de los mejores relojes atómicos. No obstante, en un futuro cercano, habrá que tener en cuenta la evolución de los amplificadores de fibra óptica dopada con otras tierras raras, ya que permitirán hitos similares al erbio, aunque en otras regiones espectrales. Por ejemplo, en la región en torno a 2 micras con el tulio, en la región en torno a 1.3 micras con el praseodimio y en la región en torno a 1.06 micras con el yterbio.

La generación de espectro supercontinuo fue demostrada en la década de los 70 por el grupo de Alfano [3]. Desde entonces, se ha conseguido empleando una gran variedad de materiales, incluyendo sólidos, líquidos y gases. A grandes rasgos, la generación del espectro supercontinuo consiste en un gran ensanchamiento espectral que se consigue porque, conforme la intensidad óptica atraviesa el material, se generan nuevas frecuencias ópticas debido a un amplio conjunto de efectos no lineales: automodulación de fase, generación a cuatro fotones (FWM, four-wave mixing), efecto Raman, efecto Kerr, etc., interrelacionados entre sí por la dispersión del material, la cual juega un papel crucial en la generación del supercontinuo. Como se consiguen anchuras espectrales superiores a la micra, la generación de supercontinuo permite aplicaciones inmediatas en el calibrado y testeo de componentes ópticos pasivos, como fuente de señal para redes de sensores ópticos, como fuente de señal para amplificadores ópticos, en tomografía de coherencia óptica (OCT), medidas de atenuación en tejidos biológicos y medidas de transmisión de compuestos químicos (contaminación medioambiental, explosivos, fraude en alimentación y otros), etc.

El espectro supercontinuo se ha conseguido en cristales no lineales, gases o fibras ópticas. Este último caso resulta muy interesante por la cantidad de tecnología desarrollada en torno a la fibra. El tipo de fibra óptica elegido como medio no lineal para la generación del supercontinuo juega un papel importante, ya que determina la anchura espectral y la región espectral del supercontinuo. Usualmente, se emplean fibras de cristal fotónico (PCF, photonic-crystal fiber) bombeadas en 800 nm (láser de Ti:zafiro) para conseguir supercontinuo en las regiones de ultravioleta, visible e infrarrojo cercano, fibras de sílice altamente no lineales (HNLF, highly-nonlinear fiber) para generar supercontinuo en infrarrojo

cercano hasta la zona de 2.2 micras (la atenuación de la sílice limita el espectro supercontinuo en longitudes de onda superiores), fibras de fluoruro de zirconio (ZrF_4 , ZBLAN, zirconium fluoride fiber) y de fluoruro de indio (InF_3 , indium fluoride fiber), las cuales extienden el espectro hasta las 4 micras y hasta las 5 micras, respectivamente, y las fibras de calcogenuros (As_2S_3 , As_2Se_3 , chalcogenide optical fiber) [4], [5], con las que se consiguen espectros supercontinuos desde 2 micras hasta más allá de las 10 micras. Teniendo en cuenta la anchura del espectro generado, algunos de los principales resultados que recoge la bibliografía son los siguientes: Buczynski et al. [6], usando fibras de cristal fotónico, reportaron la generación de supercontinuo en dos octavas de ensanchamiento espectral abarcando la región espectral desde 700 hasta 3000 nm; Riffin et al. [7] reportaron la generación de supercontinuo en fibra óptica altamente no lineal (HNLF) de sílice, desde 1130 hasta 2220 nm; Swidersky y Michalska [8] demostraron la generación de supercontinuo sobre 3 octavas de ensanchamiento espectral en fibras ZBLAN, cubriendo la región espectral entre 900 nm y 3600 nm; Xia [9] desarrolló con fibra ZBLAN una fuente de generación de supercontinuo bombeada con pulsos de nanosegundo, generando supercontinuo desde 800 nm hasta 4500 nm y mostrando su utilidad en algunas aplicaciones biomédicas.

En el ámbito de esta Tesis Doctoral nos centramos en la región del infrarrojo cercano (NIR), ya que desarrollamos una fuente de generación de supercontinuo, utilizando como medio no lineal fibra de sílice altamente no lineal (tipo NL-1550-Zero, modelo NL-1016-B de la empresa YOFC) con dispersión nula en la región en torno a 1550 nm, obteniendo una octava de ensanchamiento espectral, generando un espectro que se extiende desde 1100 nm hasta 2300 nm. La región NIR abarca las longitudes de onda de 700 a 2500 nm, y tiene muchas aplicaciones en la espectroscopía por ser una zona especial dentro de este campo, ya sea en el control de calidad de diferentes sustancias (agua, alimentos, licores, etc.), como en la medida de los coeficientes de transmisión en tejidos biológicos. La medida del contenido de agua de los biomateriales fue una de las primeras aplicaciones de la espectroscopía NIR. Hoy en día, sigue siendo una de las aplicaciones más populares debido a la gran facilidad y simplicidad de la técnica. El agua es un fuerte absorbente en la región NIR y su presencia siempre hay que tenerla en

cuenta cuando se trata de determinar la concentración de otros constituyentes [10], [11].

El montaje de la fuente construida está basado en el empleo de amplificadores comerciales de fibra dopada con erbio, lo que facilita el montaje y permite reproducirlo siempre que se disponga de amplificadores comerciales, dispositivo muy extendido en cualquier laboratorio que trabaje en temas relacionados con la fibra óptica. El supercontinuo generado es muy competitivo comparado con otros tipos de fuente ancha e incluso con las fuentes de supercontinuo referidas en la bibliografía. Básicamente, consta de un láser de anillo cuyo medio activo es un EDFA que opera en banda C y pulsado mediante encadenado de modos (mode-locking) pasivo con un modulador basado en el efecto de rotación no lineal de la polarización (NPR, nonlinear polarization rotation), el cual consta de un polarizador lineal entre dos controladores de polarización. Los pulsos generados son amplificados por un segundo EDFA comercial. Si el segundo EDFA opera en banda L, se consigue un tren de pulsos cuyo espectro está centrado en 1600 nm y cuya potencia media es 151 mW [12]. Si el segundo EDFA opera en banda C, la potencia media del tren de pulsos aumenta hasta 269 mW y su espectro está centrado en 1560 nm, longitud de onda muy cercana a la longitud de onda de dispersión cero (ZDW, zero-dispersion wavelength) de la fibra de sílice altamente no lineal (1550 nm). Con este sistema logramos ensanchar el espectro, superando la octava de ensanchamiento espectral, abarcando la región desde 1100 hasta 2300 nm.

La fuente desarrollada permite estudiar el efecto de generación de supercontinuo, pero también se han explorado posibles aplicaciones del espectro supercontinuo generado, como su empleo en una técnica alternativa para la medida de la duración de los pulsos láser (capaz de resolver pulsos por debajo del ps) mediante autocorrelación, en la medida de los coeficientes de absorción en tejidos biológicos (retina y cerebro de ratas [13]), en la determinación de la transmisión espectral de dispositivos pasivos de fibra óptica, como fuente de señal para amplificadores de fibra óptica dopada con tierras raras y como fuente de señal para técnicas de interferometría espectral. También se logró la concesión de un proyecto de investigación en la Universidad Nacional de Huancavelica (Perú) titulado “Análisis espectral de sustancias biológicas en el infrarrojo cercano

(NIR)” para implementar un laboratorio de generación de supercontinuo mediante fibra óptica altamente no lineal, cuya finalidad es el análisis de sustancias biológicas y de alimentos de interés para el desarrollo de esta región de Perú. Este proyecto permitirá continuar analizando la utilidad de la fuente desarrollada para este tipo de aplicaciones, sobre todo, en la prevención del fraude alimenticio.

1.2 OBJETIVO DE LA TESIS DOCTORAL

La realización de la presente Tesis Doctoral está enmarcada dentro del programa de ayudas de movilidad del Banco Santander y la Universidad de Zaragoza para (profesores) latinoamericanos – estudios de Doctorado, por un periodo de dos años. Estas ayudas concedidas por el Banco Santander fueron imprescindibles para su inicio y parte de su desarrollo, que fueron posteriormente complementadas con la Universidad de Zaragoza y la Universidad Nacional de Huancavelica (Perú) durante un tercer año.

Los principales objetivos de este trabajo fueron los dos siguientes:

- Desarrollar una fuente de generación de supercontinuo, empleando fibra altamente no lineal (HNLF) como medio no lineal y bombeando con un láser de fibra pulsado mediante encadenado de modos pasivo, el cual utiliza amplificadores ópticos comerciales.
- Demostrar la potencialidad y versatilidad de esta fuente en varias aplicaciones y técnicas, como la medida de la duración de los pulsos usando un interferómetro y la propia fibra no lineal, el calibrado de dispositivos pasivos de fibra óptica y la medida del coeficiente espectral de attenuación de tejidos biológicos.

Además, para lograr estos, se han alcanzado otros objetivos secundarios:

- Montar y poner a punto una instalación de medida de potencia espectral en el rango del infrarrojo cercano, desde 1500 nm hasta 2700 nm, con una resolución de 4 nm. Esta instalación es necesaria para extender el rango espectral del OSA.
- Desarrollar un método para determinar la duración de los pulsos a partir de medidas de autocorrelación empleando un cristal no lineal de BBO.

Finalmente, es necesario apuntar que ésta es la primera Tesis Doctoral sobre generación de supercontinuo que se ha llevado a cabo en la Universidad de Zaragoza, por lo que ha sido necesario desarrollar técnicas y montajes a tal efecto. El grupo de investigación abre con este trabajo una nueva vía que esperamos sea fructífera en un futuro próximo. De hecho, se va a comenzar una segunda Tesis Doctoral este mismo año sobre generación de supercontinuo en fibras de ZBLAN con una nueva ayuda de movilidad del Banco Santander y de la Universidad de Zaragoza.

1.3 ESTRUCTURA DE LA TESIS DOCTORAL

Esta memoria de Tesis Doctoral comienza en este mismo capítulo introductorio describiendo el contexto en el que está ubicado el trabajo desarrollado, así como los objetivos que se han conseguido. A continuación, en el capítulo II se expone brevemente el marco teórico sobre la generación de supercontinuo, empleando diferentes tipos de fibra óptica, pero haciendo especial hincapié en la utilización de fibras de sílice altamente no lineales para generar supercontinuo en la región del infrarrojo cercano. En este capítulo se describe el modelo teórico que explica el proceso de generación de supercontinuo y que permite deducir ecuaciones para simular numéricamente el comportamiento de este tipo de fibra. También se comentan brevemente algunas de sus aplicaciones actuales, principalmente en el campo de la biofotónica.

Los capítulos III y IV se dedican al trabajo experimental llevado a cabo para desarrollar la fuente de emisión supercontinua que constituye el primero de los objetivos planteados. En el capítulo III se describe la preparación y la caracterización de los láseres pulsados desarrollados para bombar la fibra altamente no lineal. En el capítulo IV se muestra el trabajo de optimización del supercontinuo generado y de su caracterización espectral.

En el capítulo V se presentan aplicaciones de la fuente de supercontinuo que han sido diseñadas y verificadas experimentalmente durante la Tesis Doctoral: medida de la duración temporal de los pulsos mediante autocorrelación de los pulsos empleando la propia fibra altamente no lineal como medio no lineal en lugar de un cristal de BBO, medida del coeficiente de atenuación espectral en tejidos biológicos, calibración de dispositivos pasivos de fibra óptica, como fuente de

CAPITULO I: INTRODUCCIÓN

señal en amplificadores ópticos de fibra dopada con tierras raras y como fuente de señal para aplicaciones basadas en interferometría espectral.

Finalmente, en el capítulo VI se recogen los principales resultados y las conclusiones a las que se ha llegado tras la culminación del presente trabajo.

1.4 REFERENCIAS

- [1] A. Méndez y T. F. Morse, Eds., *Specialty Optical Fibers Handbook*. Academic Press, 2011.
- [2] J. M. Dudley y G. Genty, «Supercontinuum light», *Phys. Today*, pp. 29-34, jun. 2013.
- [3] R. R. Alfano, Ed., *The Supercontinuum Laser Source*, Second Edition. New York, NY 10031: Springer, 2006.
- [4] F. Träger, Ed., *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [5] T. Okuno, M. Onishi, T. Kashiwada, S. Ishikawa, y M. Nishimura, «Silica-based functional fibers with enhanced nonlinearity and their applications», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 5, n.^o 5, pp. 1385-1391, 1999.
- [6] R. Buczynski *et al.*, *Two Octaves Supercontinuum Generation in Lead-Bismuth Glass Based Photonic Crystal Fiber*, vol. 7. 2014.
- [7] S. N. M. Rifin, M. Z. Zulkifli, S. N. M. Hassan, Y. Munajat, y H. Ahmad, «Broadband supercontinuum generation with femtosecond pulse width in erbium-doped fiber laser (EDFL)», *Laser Phys.*, vol. 26, n.^o 11, p. 115102, 2016.
- [8] J. Swiderski y M. Michalska, «Over three-octave spanning supercontinuum generated in a fluoride fiber pumped by Er & Er:Yb-doped and Tm-doped fiber amplifiers», *Opt. Laser Technol.*, vol. 52, pp. 75-80, 2013.
- [9] C. Xia, «Mid-infrared supercontinuum laser system and its biomedical applications», University of Michigan, 2009.
- [10] J. Chalmers y P. Griffiths, *Handbook of Vibrational Spectroscopy Theory and Instrumentation*, vol. 1. John Wiley & Sons, Ltd, 2002.
- [11] Y. Ozaki, W. F. McClure, y A. A. Christy, *Near-Infrared Spectroscopy in Food Science and Technology*. John Wiley & Sons, 2006.
- [12] J. E. Saldaña-Díaz, S. Jarabo, y F. J. Salgado-Remacha, «Octave-spanning supercontinuum generation in highly nonlinear silica fibres based on cost-effective fibre amplifiers», *Laser Phys. Lett.*, vol. 13, n.^o 9, p. 095102, 2016.

CAPITULO II

**GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO
CON FIBRAS ÓPTICAS ALTAMENTE NO
LINEALES**

2.1 DESARROLLO HISTÓRICO DE LA GENERACIÓN DEL SUPERCONTINUO

La generación de supercontinuo (desarrollado a partir de la década de los 60) se consigue más fácilmente mediante la propagación de pulsos láser muy cortos (del orden de picosegundos o femtosegundos) e intensos a lo largo de un medio no lineal, experimentando un gran ensanchamiento de su espectro. Los principales procesos responsables del fenómeno de generación de supercontinuo son la automodulación de fase (SPM), la modulación de fase inducida (IPM), modulación de fase cruzada (XPM) y la generación paramétrica de cuatro fotones. Aunque fue demostrado en una variedad de materiales (sólidos, líquidos y gases), hasta la década de los 70 no fue nombrado como supercontinuo por el grupo de Alfano [1], [2]. Entre otros, los parámetros que afectan en gran medida a la generación de supercontinuo a lo largo de todo el espectro incluyen la dispersión cromática, la potencia de pico del pulso, la longitud de onda de bombeo, la duración del pulso y la longitud del medio no lineal. En la figura 2.1 se presenta un ejemplo de generación de supercontinuo [3]. En la figura 2.1 se presenta la generación del supercontinuo usando como medio no lineal fibra SMF-28 y fibra HNLF, donde se muestra que el mayor ensanchamiento espectral se logra usando 315 m de fibra SMF-28 y 50 m de fibra HNLF.

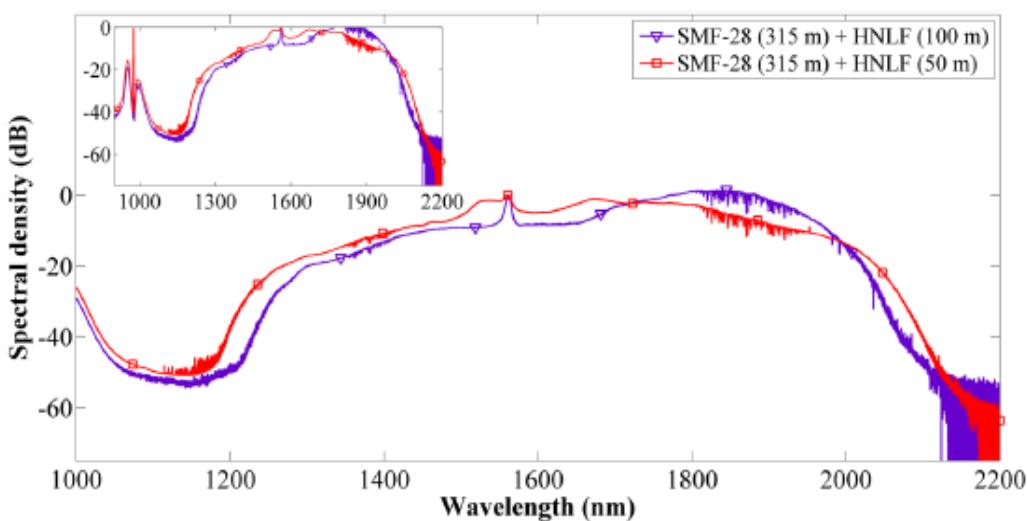


Figura 2.1. Generación de supercontinuo en el rango del infrarrojo cercano.

En la tabla 2.1 [2], presentamos una breve historia de la generación experimental del supercontinuo desde sus inicios, considerando el tipo de material, longitud de onda de bombeo y rango espectral.

Tabla 2.1. Primeros hitos de la generación experimental de supercontinuo.

Investigador	Año	Material	Laser Longitud de onda/ Duración del pulso	Espectro
Alfano, Shapiro	1968 - 1973	Líquidos y sólidos	530 nm/ 8 ps o 1060 nm/ 8 ps	Visible e IR cercano
Stolen et al. Shank, Fork et al.	1974 - 1976 1983	Fibras de Glicerol	530 nm/ns 620 nm/100 fs	Visible UV, visible, IR cercano
Corkum, Ho, Alfano	1985	Semiconductores Dieléctricos	10 μm/6 ps	IR
Corkum, Sorokin	1986	Gases	600 nm/2 ps 300 nm/0.5 ps	Visible y UV
Alfano, Ho, Manassah, Jimbo	1986	Vidrio	1060 nm/530 nm/8 ps	Visible
Alfano, Ho, Wang, Jimbo	1986	ZnSe	1060 nm/8 ps	Visible
Alfano, Ho, Baldeck	1987	Fibras	530 nm/30 ps	Visible

La llegada de la fibra de cristal fotónico (PCF) a finales de 1990, junto con los láseres de fibra pulsados, alimentó una revolución en la generación de espectros ópticos de banda ultra ancha y de alta potencia a través del proceso de generación de supercontinuo [4], porque con fibra de cristal fotónico se puede controlar muy bien la dispersión.

Hoy día, para la generación de supercontinuo se usan habitualmente como medios no lineales fibras de cristal fotónico (PCF) representadas en la figura 2.2 [5], que tienen una estructura de agujeros de aire paralelos al núcleo; fibras de fluoruro ZBLAN, compuestas por fluoruros de Zirconio ZrF_4 , Bario BaF_2 , Lantano LaF_3 , Aluminio AlF_3 y Sodio NaF , con área modal efectiva mucho más pequeña y coeficientes no lineales mayores que las fibras de sílice [5]; fibras ópticas de calcogenuros (chalcogenide), la composición del vidrio tiene elementos como

azufre, selenio y teluro (S, Se, Te) [5], y también fibras ópticas altamente no lineales basadas en sílice (HNLF) [6].

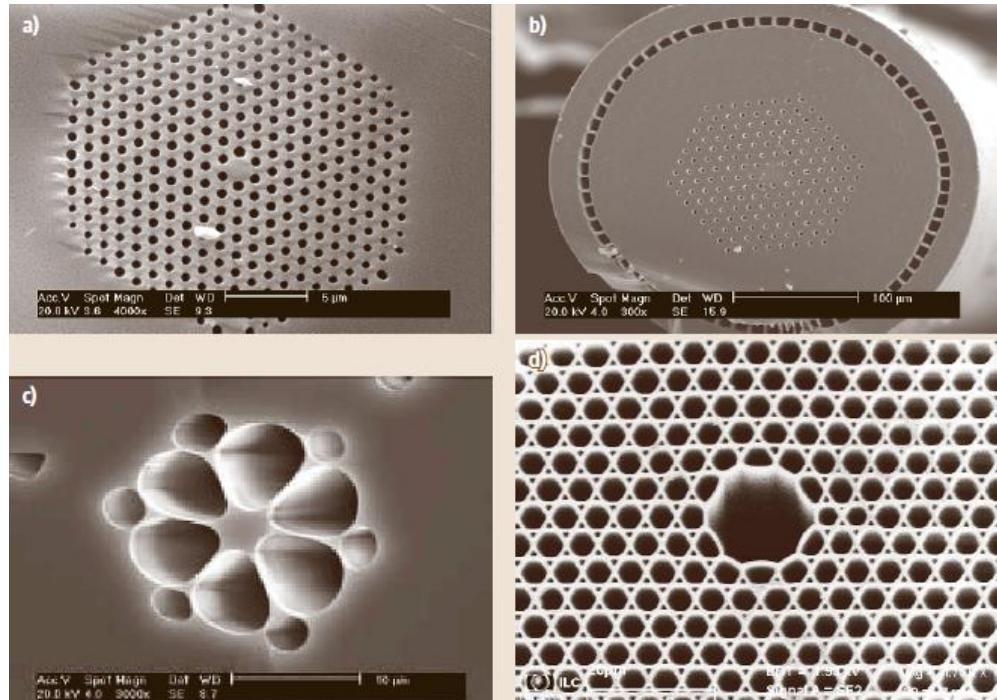


Figura 2.2. Imágenes SEM de fibras de cristal fotónico: (a) periódica, y (b) PCFs de sílice fundida de doble revestimiento, (c) PCF birrefringente de alto salto de índice, y (d) PCF de núcleo hueco.

En la figura 2.3 se muestran las curvas de pérdidas por transmisión de estos tipos de fibra óptica [7]. Esta atenuación espectral será la que limite el espectro del supercontinuo en longitudes de onda largas. Por ejemplo en fibras altamente no lineales (HNLF) de sílice generaríamos supercontinuo a longitudes de onda muy superiores a 2 μm , si no fuese porque a partir de 2 μm la atenuación crece considerablemente.

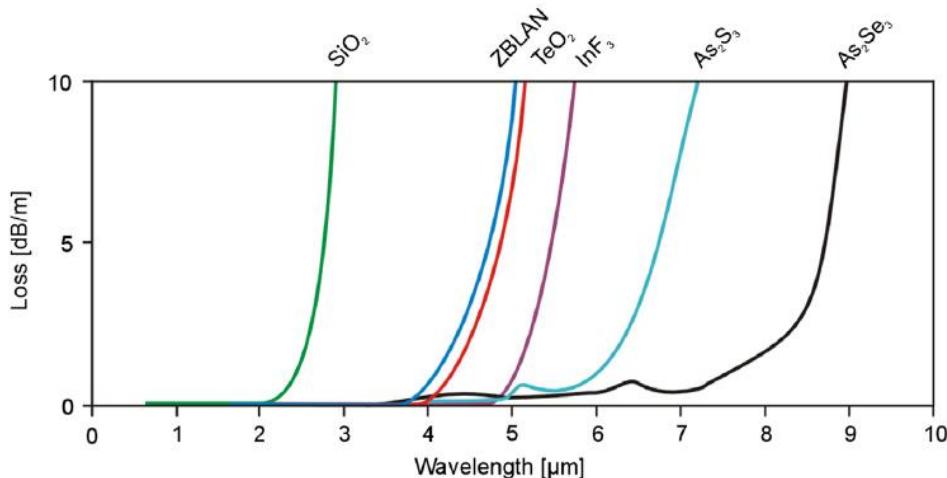


Figura 2.3. Curvas típicas de transmisión de fibras ópticas: Sílice (SiO_2), Fluoruros (ZBLAN, InF_3), Telurita (TeO_2) y Calcogenuros (As_2S_3 , As_2Se_3).

En el caso particular para fibras de cristal fotónico fueron reportados resultados [8]–[16], con un ensanchamiento espectral en el rango de 400 a 3000 nm, cuya anchura espectral experimental es 520, 760, 850, 1200, 1300, 1400 y 2300 nm, respectivamente, para longitudes de onda de bombeo en láseres de fibra dopada con Yb, Er/Yb de 1050, 1060, 1550 y 1556 nm, y para láser de Titanio-Zafiro de 785 nm. La figura 2.4 muestra como ejemplo el espectro del supercontinuo generado con fibras de cristal fotónico [11], que cubre el rango espectral de 900 a 2300 nm.

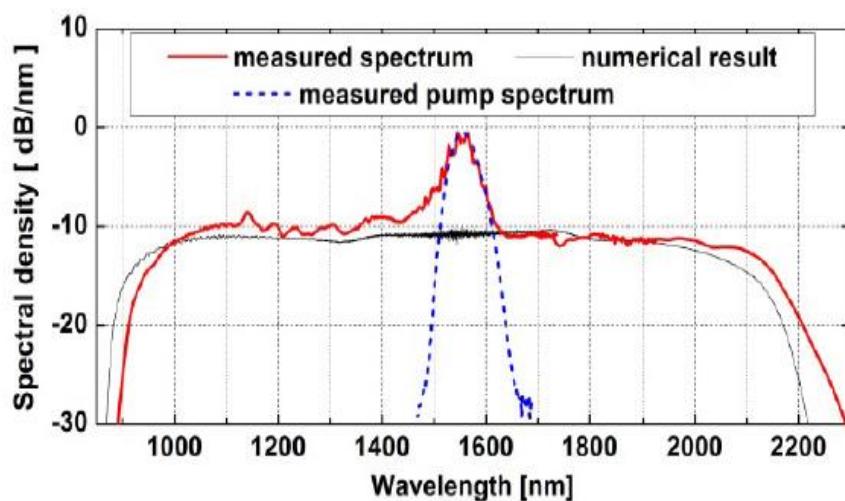


Figura 2.4. Espectros del pulso de bombeo, de la generación del supercontinuo medido y de los resultados numéricos obtenidos.

Usando fibras de fluoruro ZBLAN, los resultados para la generación de supercontinuo [17]–[21], en las regiones de infrarrojo cercano e infrarrojo medio, presentan un ensanchamiento espectral en el rango de 750 nm hasta por debajo de las 4.3 μm . Esto es debido a que las fibras ZBLAN tienen pérdidas muy bajas hasta 4 μm (ver figura 2.3). La figura 2.5 muestra otro espectro de supercontinuo para fibras ZBLAN [19], con un rango espectral desde 750 nm hasta 4.3 μm .

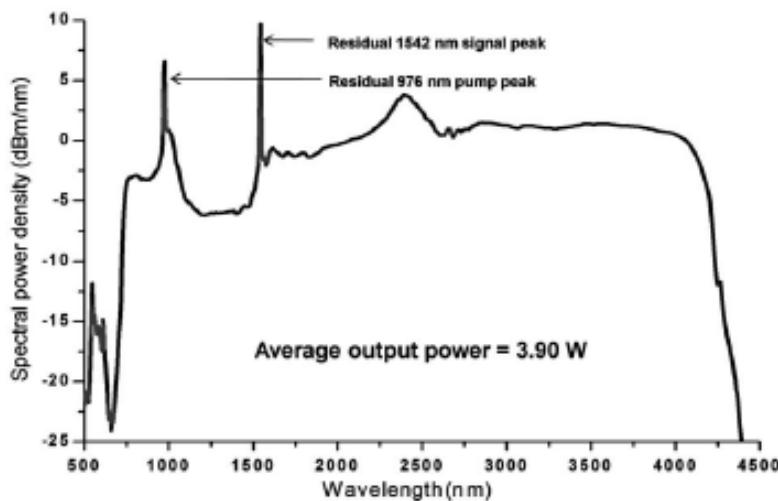


Figura 2.5. Espectro del supercontinuo generado para fibras ZBLAN.

Usando fibras de calcogenuro fueron publicados resultados para la generación de supercontinuo [22]–[26] con un ensanchamiento espectral desde el infrarrojo cercano hasta el infrarrojo medio desde 1280 nm hasta 15.1 μm . Las pérdidas para este tipo de fibras son muy bajas por debajo de 6 μm (As_2S_3) y 8 μm (As_2Se_3), como se observa en la figura 2.3. La figura 2.6 muestra la generación del supercontinuo con fibras de calcogenuro, simulado y experimentalmente [24], con un rango espectral desde 2 hasta 15 μm .

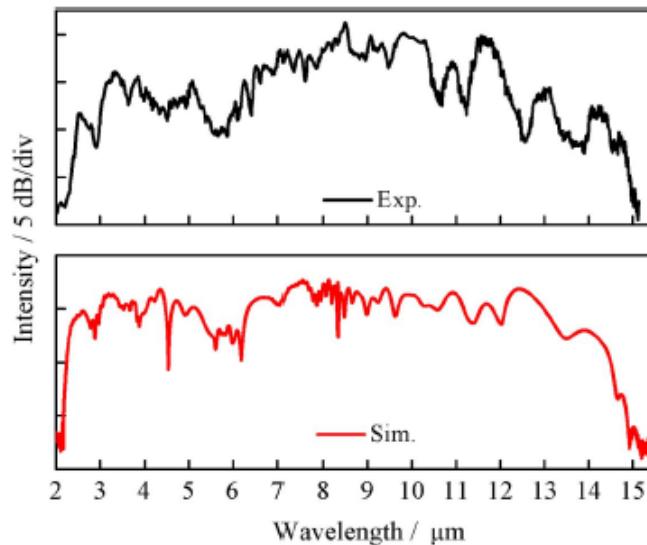


Figura 2.6. Espectro del supercontinuo simulado y experimental para fibras de Calcogenuro.

Usando fibras altamente no lineales (HNLF) basadas en sílice, los resultados para la generación de supercontinuo, en las regiones de infrarrojo, infrarrojo cercano e infrarrojo medio, presentan un ensanchamiento espectral en el rango de 800 – 3000 nm, cuyas anchuras espectrales experimentales son de 810, 903, 1060, 1090, 1100, 1238 y 2200 nm, respectivamente, y cuya longitud de onda de bombeo varía entre 1550 y 1560 nm [3], [27]–[34]. En la figura 2.7 se muestra un ejemplo de la generación de supercontinuo para fibras HNLF [34], que se extiende desde 1100 hasta 2200 nm.

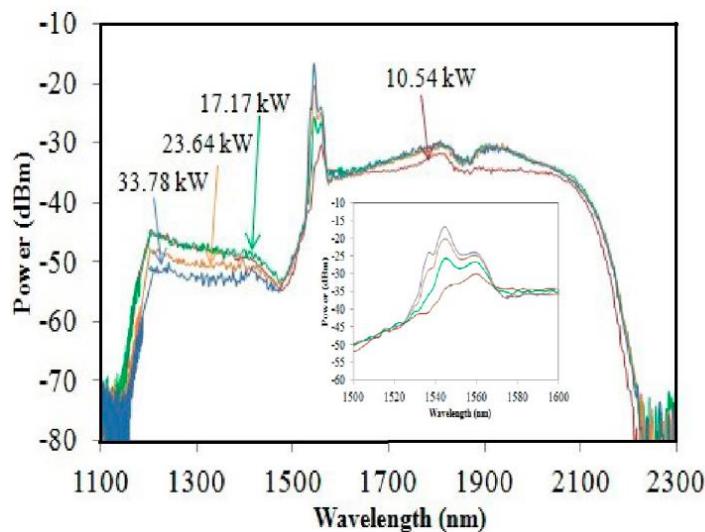


Figura 2.7. Ejemplo de espectro del supercontinuo para fibra HNLF.

Al hacer la comparación de las fibras de sílice altamente no lineales con las fibras de fluoruro ZBLAN, fibras de telurita y fibras de calcogenuro (figura 2.3), vemos que con las fibras de sílice se tienen pérdidas muy elevadas a partir de $2 \mu\text{m}$, lo cual es un limitante para nuestra fuente construida, en cambio para las demás fibras las pérdidas se incrementan recién a partir de $4, 5, 6$ y $7 \mu\text{m}$, respectivamente. Sin embargo presentan una clara ventaja en cuanto a su facilidad de manejo y versatilidad.

2.2 DESCRIPCIÓN TEÓRICA

En esta sección nos centraremos en el fundamento teórico de los fenómenos ópticos lineales y no lineales, cuyos conceptos iremos introduciendo y luego serán utilizados para explicar cómo se genera el supercontinuo en fibra óptica de diferentes tipos, usada como medio no lineal.

2.2.1 Dispersión

La dispersión juega un papel fundamental por su influencia en el carácter de las interacciones no lineales en una fibra. Un medio exhibe dispersión si la constante de propagación β de una onda varía no linealmente con la frecuencia [35]. La dispersión de la fibra es muy importante en la propagación de los pulsos debido a que diferentes componentes espectrales asociadas con el pulso viajan a velocidades diferentes dadas por $c/n(\omega)$ [36], donde c es la velocidad de propagación de la luz en el vacío, y $n(\omega)$ es el índice de refracción de material dependiente la frecuencia angular ω .

La diferente velocidad de propagación de cada ω en el medio puede producir que la forma de un pulso cambie al propagarse en un medio dispersivo. En la figura 2.8 [37], se muestra el ensanchamiento del pulso debido al fenómeno de dispersión.

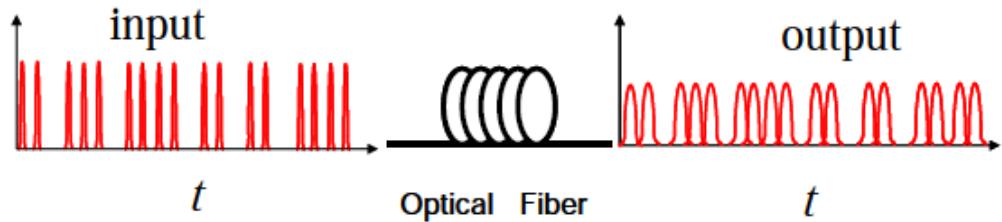


Figura 2.8. Dispersión del pulso al propagarse por la fibra óptica, donde se observa su ensanchamiento en el tiempo.

Para el tratamiento de la dispersión necesitamos de la definición del campo eléctrico de una onda de luz, representado como:

$$E(z, t) = \frac{1}{2} [\bar{E}(z, t) \exp\{i(\beta z - \omega t)\} + c.c.] \quad (2.1)$$

donde $\bar{E}(z, t)$ representa la envolvente, mientras β y ω son la constante de propagación y la frecuencia de la onda [35]. La constante de propagación β [37] la definimos como:

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) \quad (2.2)$$

donde $n(\omega)$ es el índice de refracción efectivo de la fibra.

Los términos de dispersión de orden superior los definimos haciendo uso de los coeficientes asociados con el desarrollo en serie de Taylor de la constante de propagación [38]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots \quad (2.3)$$

donde $\beta_n = \frac{d^n \beta}{d\omega^n}$ es evaluada en ω_0 .

La velocidad de grupo, la relacionamos con la primera derivada de la constante de propagación, mediante la siguiente relación:

$$v_g = \frac{1}{(d\beta/d\omega)} = \frac{1}{\beta_1} \quad (2.4)$$

La envolvente del pulso se mueve a la velocidad de grupo $v_g = 1/\beta_1$, que también puede expresarse como:

$$\frac{1}{v_g} = \frac{d\beta}{d\omega} = \beta_1 = \frac{1}{c} \left[n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega} \right] \quad (2.5)$$

En óptica es usual trabajar con λ en lugar de ω . Usando la relación de ω con la longitud de onda λ y $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, $\frac{dn}{d\omega}$ lo representamos haciendo uso de la regla de la cadena:

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{dn}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\omega} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{dn}{d\lambda} \quad (2.6)$$

La dispersión de la velocidad de grupo (GVD) está incluida a través del parámetro $\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}$, el cual lo expresamos haciendo uso de las ecuaciones (2.2), (2.3), (2.4) y (2.5), para llegar a la siguiente relación:

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \quad (2.7)$$

Es usual hablar de la dispersión del material D, definida como:

$$D(\lambda) = \lambda^2 \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right) \quad (2.8)$$

por lo que podemos reescribir el parámetro de dispersión β_2 , de la siguiente manera:

$$\beta_2 = \left(\frac{\lambda}{2\pi c^2} \right) D(\lambda) \quad (2.9)$$

donde D, se refiere a la dispersión del material, definida en la ecuación (2.8).

El rango de longitud de onda donde $\beta_2 > 0$ se conoce como el régimen de dispersión normal, mientras que el rango de longitud de onda donde $\beta_2 < 0$ se conoce como el régimen de dispersión anómala. La longitud de onda donde $\beta_2 = 0$, se conoce como longitud de onda de dispersión cero (ZDW) [4] y, dependiendo de la estructura de la fibra, tanto las fibras estándar como las fibras de cristal fotónico, pueden exhibir varias longitudes de onda de dispersión cero. En el parámetro β_1 se introduce la velocidad de grupo v_g , en cambio β_2 gobierna los efectos de dispersión de la velocidad de grupo (GVD).

2.2.2 Procesos no lineales en óptica

La óptica no lineal es el estudio de los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de un sistema material por la presencia de luz [39]. La ecuación de onda fundamental, ya sea para medios lineales o no lineales [39], [40], es:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética, c_0 es la velocidad de la luz en el vacío, \vec{E} es el campo eléctrico real y \vec{P} es la polarización inducida real. La polarización depende de efectos ópticos lineales (índice de refracción y coeficiente de absorción) y también de efectos ópticos no lineales: $\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}$. La polarización en función del campo eléctrico lo expresamos como:

$$\vec{P} = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots] \quad (2.11)$$

donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica y $\chi^{(n)}$ son llamadas susceptibilidades de orden n respectivamente.

Mientras la potencia es baja predomina el primer término de la ecuación (2.11) que corresponde a efectos lineales, pero para potencias altas aparecen los términos no lineales de segundo y tercer orden. Las susceptibilidades no lineales dependen de las frecuencias del campo aplicado, pero bajo la asunción actual de respuesta instantánea, las tomamos como constantes.

La ecuación que relaciona los efectos lineales y no lineales es la ecuación de Schrödinger no lineal (NLSE) [4], [35], [36]. Esta ecuación se deduce teniendo en cuenta la ecuación de onda fundamental, descrita en la ecuación 2.10, donde consideramos la polarización para efectos lineales y no lineales, obteniendo:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

Donde \vec{E} es el vector campo eléctrico y \vec{P}_{NL} es el vector de polarización no lineal. El campo eléctrico \vec{E} , representa el campo total, que es la suma de todos los campos incidentes y aquellos generados por la polarización no lineal. Además el campo eléctrico lo consideramos en forma escalar, cuya dirección de propagación es el eje z (propagación guiada), la componente axial A (z) y la parte transversal $F(r,\phi)$:

$$E = \frac{1}{2} [F(r, \phi)A(z)e^{i(\beta_0 z - \omega t)} + c.c.] \quad (2.13)$$

donde $\beta_0 \approx \beta$, la constante de propagación definida en la ecuación 2.2 y 2.3.

El primer término de la ecuación (2.12), lo escribimos como:

$$\nabla^2 \vec{E} = \nabla_T^2 \vec{E} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} \approx \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} \quad (2.14)$$

asumiendo que la no linealidad no tiene influencia sobre la componente transversal del campo, la componente transversal $\nabla_T^2 \vec{E}$ puede considerarse despreciable.

Consideramos la aproximación de la envolvente con variación lenta (SVEA) [35], $\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \ll \frac{\partial A}{\partial z}$, donde la envolvente de la onda cambia lentamente en la dirección de propagación del haz.

Debido a que la sílice fundida utilizada en fibras ópticas es un material con simetría de inversión, el primer componente de la polarización no lineal a considerar es el de tercer orden [35], expresado como:

$$P_{NL} \approx \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2 E \quad (2.15)$$

Introduciendo un cambio de variable, la relación entre las variables t y τ , considerando un marco de referencia que se propaga a la velocidad de grupo v_g , queda expresada como:

$$\tau = t - \frac{z}{v_g} \quad (2.16)$$

Además consideramos a U como la amplitud normalizada [35], definida por la relación: $U = BA(z)$ y, B se define como:

$$B^2 = \pi \varepsilon_0 c n \int |F(r)|^2 r dr \quad (2.17)$$

donde F es la componente transversal del campo.

Considerando las relaciones anteriores, la ecuación 2.12 se transforma en:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \gamma |U|^2 U = 0 \quad (2.18)$$

La ecuación (2.18) representa a la ecuación de Schrödinger no lineal (NLSE) [35], la cual describe la propagación de los pulsos en la fibra óptica, donde se observan los parámetros de dispersión de la velocidad de grupo β_2 y la no linealidad γ de la fibra. El parámetro no lineal γ está definido por:

$$\gamma = \frac{\omega_0 n_2(\omega_0)}{c A_{eff}(\omega_0)} \quad (2.19)$$

donde ω_0 es la frecuencia central del pulso, $n_2(\omega_0)$ es el índice de refracción no lineal y $A_{eff}(\omega_0)$ es el área efectiva expresada como:

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(x,y)|^4 dx dy} = \frac{(2\pi) \cdot \left(\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(r)|^2 r dr \right)^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(r)|^4 r dr} \quad (2.20)$$

Donde F es la parte transversal del campo (ver ecuación 2.13), y se conoce como distribución modal F(x,y), que debe considerarse para el modo fundamental de la fibra. Asumiendo que aproximadamente para una distribución gaussiana:

$$F(r) \approx \exp[-(r^2)/w^2] \quad (2.21)$$

El área efectiva: $A_{eff} = \pi w^2$, donde w es el radio del modo Gausiano.

El área efectiva en la fibra puede variar de 20 a 100 μm^2 en la región del infrarrojo cercano (1.5 μm), dependiendo del diseño de la fibra.

La magnitud del coeficiente no lineal γ varía entre 1 a 100 W^{-1}/Km . Para las fibras altamente no lineales (HNLF) de sílice se considera el valor de $\gamma = 10.5 \text{ W}^{-1}/\text{Km}$.

Para el cálculo numérico, se suele usar otra versión de la ecuación 2.18, conocida como la ecuación generalizada no lineal de Schrödinger (NLSE) [4], expresada en el dominio del tiempo para la evolución de $A(z, T)$ como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A - \sum_{k>2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial T^k} = \\ = i\gamma \left(1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T}\right) (A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT') \quad (2.22) \end{aligned}$$

Los términos del lado izquierdo del modelo de la ecuación (2.22) representan a los efectos lineales de propagación, donde α es el coeficiente de atenuación de la fibra y β_k representa a los coeficientes de dispersión asociados con la serie de expansión de Taylor.

La parte del lado derecho de esta ecuación representa a los efectos no lineales, donde γ es el coeficiente no lineal, τ_{shock} está asociado con efectos tales como self-steepening y formación de choque óptico, caracterizado por $\tau_{shock} = \tau_0 = \frac{1}{\omega_0}$ y $R(t)$ es la función de respuesta Raman, definida como:

$$\begin{aligned} R(t) &= (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t) \\ R(t) &= (1 - f_R)\delta(t) + f_R \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \theta(t) \quad (2.23) \end{aligned}$$

donde $f_R = 0.18$ es la contribución fraccional de la respuesta Raman de retardo, $\tau_1 = 12.2$ fs, y $\tau_2 = 32$ fs. $\theta(t)$ es la función de paso Heaviside y $\delta(t)$ es la función Delta de Dirac [4].

2.2.3 Simulaciones desarrolladas para la generación de supercontinuo en fibra óptica

En los trabajos relacionados al campo de la generación de supercontinuo es usual presentar soluciones numéricas a la ecuación (2.22) [4]. Por ejemplo en la figura 2.9 [4], mostramos los resultados de las simulaciones realizadas en fibras de cristal fotónico, cuya anchura espectral varía desde el visible al infrarrojo cercano en el rango de 400 a 1400 nm, respectivamente.

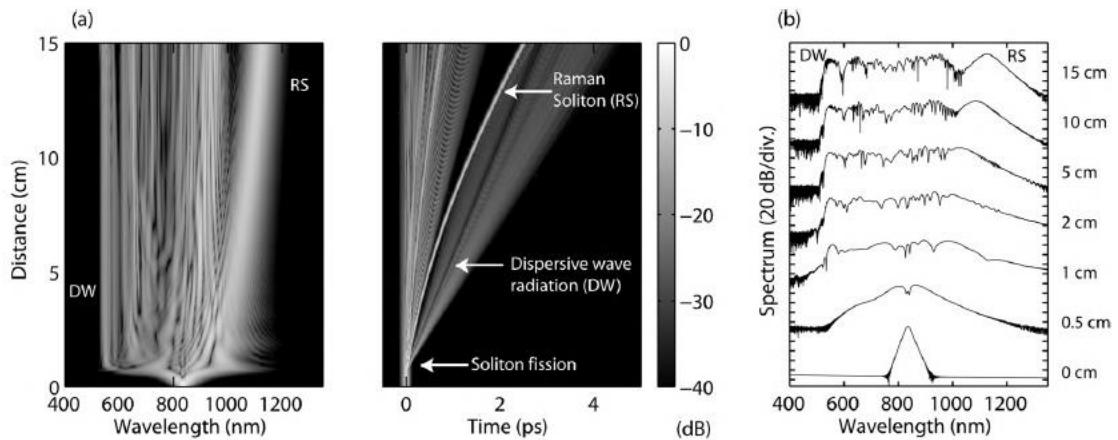


Figura 2.9. (a) Propagación de un pulso en descripción espectral y temporal, (b) ploteo de la generación del supercontinuo para diferentes longitudes de fibra.

En la figura 2.9 (a), se muestra en escala de grises los efectos de dispersión de la fibra en forma espectral y temporal, y en la parte (b) se muestran los espectros del supercontinuo generado a diferentes longitudes de fibra de cristal fotónico (PCF) desde 0.5 hasta 15 cm, respectivamente.

En la figura 2.10 (a) [4], se muestran los espectros del supercontinuo generado a diferentes longitudes de fibra desde 20 cm hasta 200 cm, y en la parte (b) se muestra los espectros del supercontinuo generado para diferentes anchuras del pulso, entre 10 y 500 ps, con un rango espectral que varía de 500 a 1800 nm, aproximadamente.

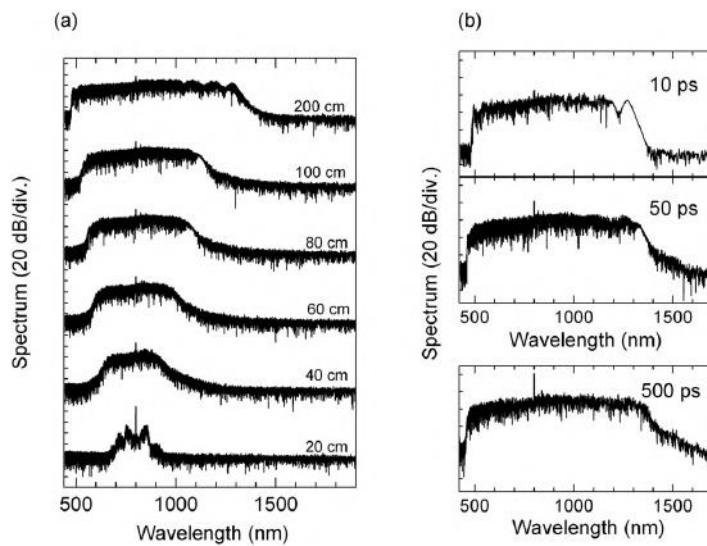


Figura 2.10. Espectro del supercontinuo generado en fibra de cristal fotónico: (a) diferentes longitudes de fibra y, (b) a diferentes anchuras del pulso.

La generación de supercontinuo en forma experimental y mediante simulación numérica para fibra de cristal fotónico [16] fue realizada, con un ensanchamiento espectral de 2300 nm, cuyo rango es de 700 a 3000 nm. En la figura 2.11 se muestran los espectros del supercontinuo simulado y experimental.

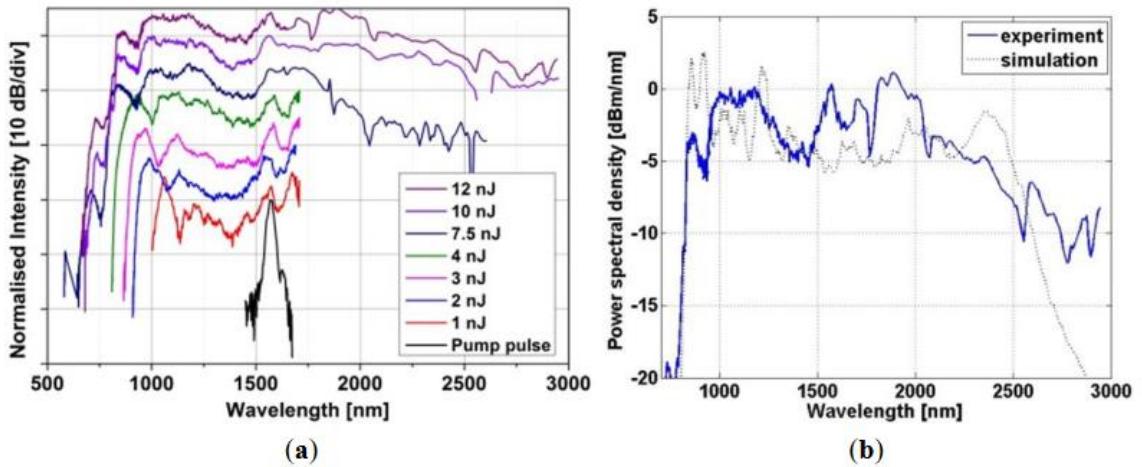


Figura 2.11. (a) Espectro del supercontinuo en una fibra de PCF de 2 cm de longitud a diferentes energías (pulso de 150 fs y longitud de onda de bombeo $\lambda = 1540$ nm), (b) Espectros de la generación del supercontinuo, experimental y simulado.

En la figura 2.11, parte (a) se muestran los espectros del supercontinuo generado para diferentes energías del pulso láser, incrementándose la intensidad y el espectro del supercontinuo a medida que aumenta, y en la parte (b) los espectros de la generación del supercontinuo, simulado y experimental

En la figura 2.12 se muestran los espectros de la generación del supercontinuo, experimentalmente y mediante simulaciones numéricas, para fibras de sílice HNLF [29], mediante pulsos de nanosegundos amplificados.

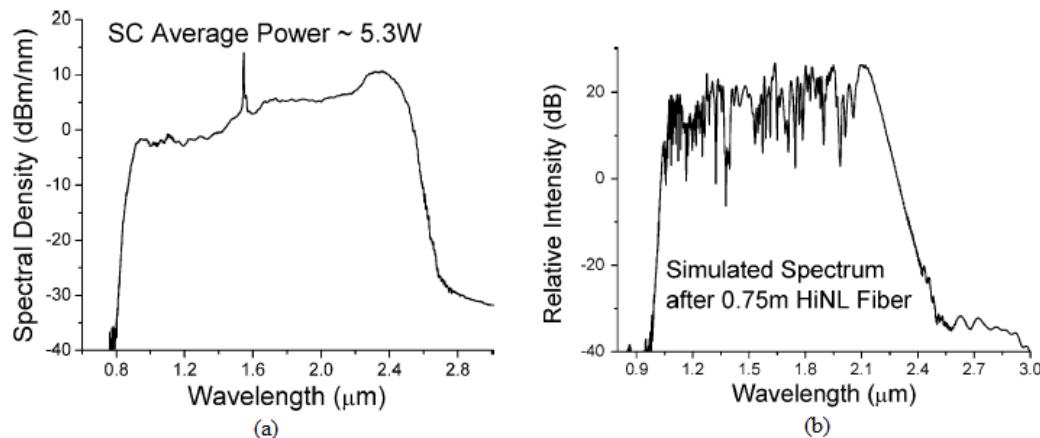


Figura 2.12. (a) Espectro del supercontinuo obtenido experimentalmente después de 3 m de fibra monomodo y 1 m de fibra HNLF, para 3.8 Kw de potencia de pico y, (b) Espectro del supercontinuo simulado, bombeado con pulsos de 150 fs y 15 Kw de potencia de pico.

En la figura 2.12, se observa que los espectros obtenidos experimentalmente y simulados tienen similitud, aunque no coincidan exactamente en el rango espectral.

2.3 APLICACIONES DEL SUPERCONTINUO EN BIOFOTÓNICA.

Las fuentes de generación de supercontinuo desarrolladas tienen ensanchamientos espectrales que van desde la región visible, pasando por el infrarrojo cercano que contiene armónicos y bandas de combinación que implican modos de estiramiento C-H, N-H y O-H, hasta el infrarrojo medio que contiene bandas debido a transiciones vibracionales fundamentales [41]. Las aplicaciones en el infrarrojo cercano son numerosas, y pueden variar dependiendo de la técnica aplicada y del estado de la muestra, ya sea en modo de transmisión o reflexión [41], [42], usando espectrofotómetros, pero la fuente construida de generación de supercontinuo puede utilizarse en lugar de los espectrofotómetros, debido a que el rango espectral cubre casi toda la región del infrarrojo cercano.

El fraude alimenticio y la adulteración de productos generan serios problemas en la economía y la salud de la población [43]. Una forma de solucionar estos problemas es verificando si estos productos poseen las características espectrales,

y en caso contrario descartarlos de nuestro consumo. A continuación presentamos algunos espectros de absorbancia de alimentos, cuya longitud de onda se aproxima a la de nuestra fuente de generación de supercontinuo. Por lo tanto, consideramos que podría contribuir a solucionar alguno de estos problemas.

- VEGETALES

La figura 2.13 [41], muestra los espectros de absorbancia de proteínas, agua, aceite y almidón en vegetales.

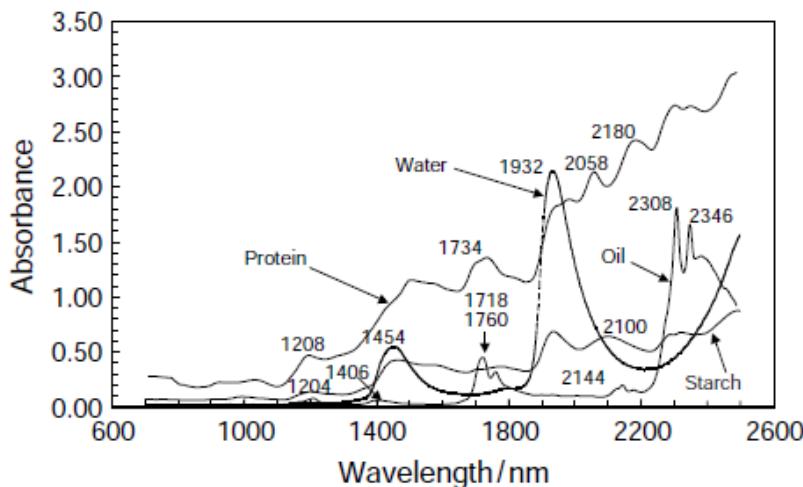


Figura 2.13. Espectros de absorbancia de proteína, agua, aceite y almidón. Agua y aceite en modo de transmisión, proteína y almidón en modo de reflexión.

En la figura 2.13 observamos los espectros de los elementos constituyentes de los vegetales: proteína, aceite, agua y almidón, presentando cada uno sus propias características. Una de las características que resalta en la gráfica son los picos de absorción para cada uno de los elementos. El método que emplearemos para la verificación de productos, consistirá en comparar los picos de absorción de estos elementos conocidos, detallados en la tabla 2.2, con los espectros obtenidos de las muestras analizadas, en el rangopectral de nuestra fuente de supercontinuo construida, bombeada en banda C, la cual cubre la mayoría de picos para estos elementos. Los espectros de los elementos de los productos analizados deben coincidir con los espectros de absorción de la figura 2.13, y en caso contrario, serán considerados productos adulterados.

En la tabla 2.2 [41], se muestran las longitudes de onda de picos de la banda de absorción de agua, aceite, proteína y almidón. Los picos de la banda de absorción de los elementos constituyentes de los vegetales, están dentro del rango de la fuente desarrollada (1100 - 2300) nm.

Tabla 2.2. Longitudes de onda en nm de los picos de las bandas de absorbancia para agua, aceite, proteína y almidón.

Agua	Aceite	Proteína	Almidón
1454	1210	1208	1204
	1406	1465	1464
	1718	1734	
	1760	1932	1932
	2114	2058	
		2180	2100
	2308	2302	2290
	2346	2342	2324

- INFUSIONES

Los espectros de té y café también se obtienen usando la misma técnica. En las figuras 2.14 y 2.15 [41], se muestran los gráficos de los espectros de absorción para té (cuatro variedades) y café (dos variedades).

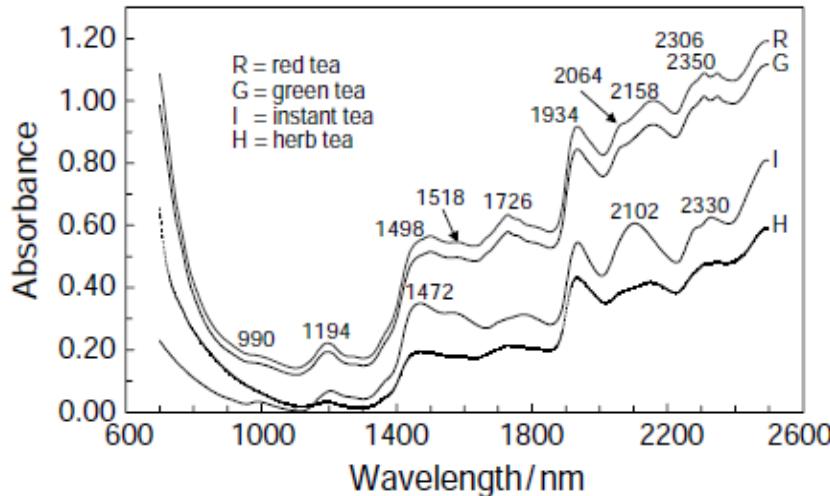


Figura 2.14. Espectros de absorbancia de cuatro variedades de té seco.

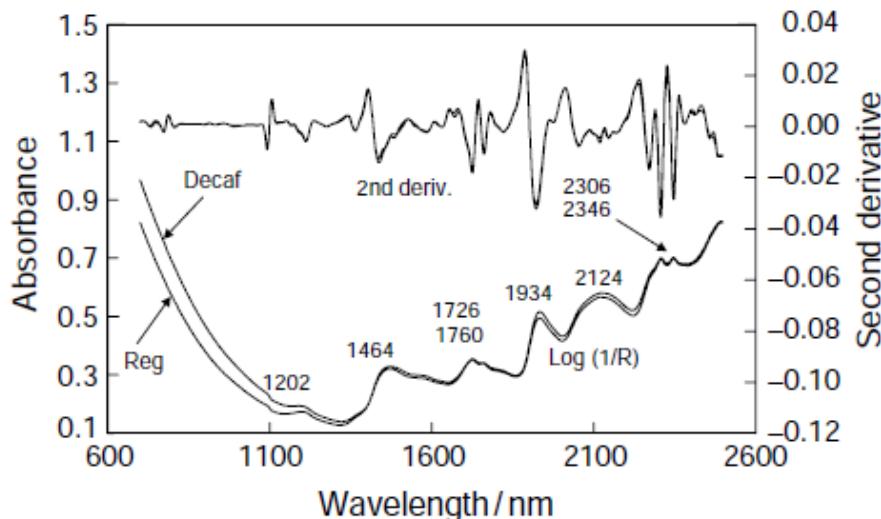


Figura 2.15. Espectros de absorbancia de dos variedades de café.

En las figuras 2.14 y 2.15, se muestran los picos de absorción para 4 variedades de té: rojo, verde, instantáneo y de hierbas, y dos variedades de café: descafeinado y regular. Con la fuente de supercontinuo construida, bombeada en C, por comparación de los espectros de té conocidos con los analizados determinaremos si están o no adulterados, de la misma manera que para el caso anterior, se procederá para las muestras de café analizadas. Hay que destacar que la mayoría de los picos principales de estos espectros están dentro del rangopectral de la fuente de supercontinuo desarrollada.

- EDULCORANTES

Los espectros de melaza, miel, jarabe de maíz y extracto de limón también son analizados mediante espectroscopía NIR [41], [42], [44]. En la figura 2.16 se presentan los respectivos espectros de estos elementos [41].

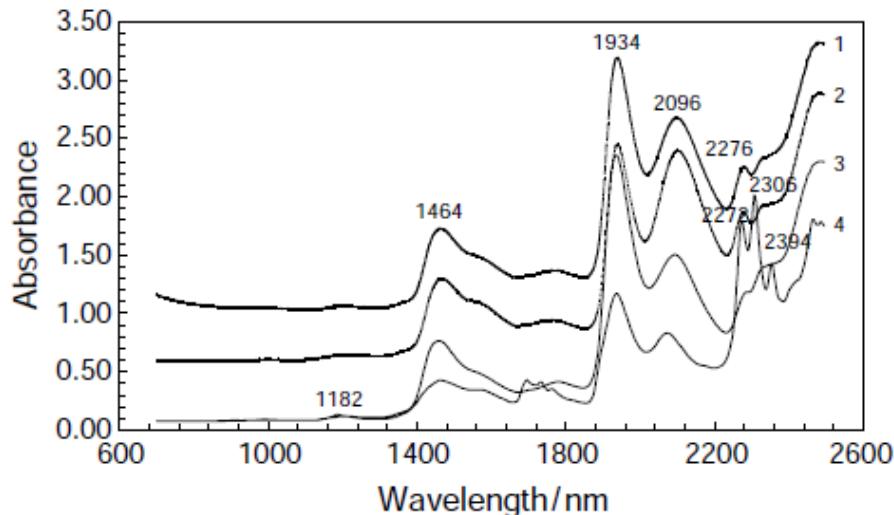


Figura 2.16. Espectros de absorbancia de: (1) melaza, (2) miel, (3) jarabe de maíz, y (4) extracto de limón.

En la figura 2.16 se muestran los picos principales de absorción de los edulcorantes, los cuales servirán para hacer la comparación con los espectros obtenidos de muestras analizadas con nuestra fuente, y a partir de estos espectros determinaremos si las muestras analizadas son adulteradas o no. Hay que señalar que los picos principales de estos elementos están dentro del rango de la fuente construida.

- CARNES Y PESCADOS

Los espectros de carnes de vaca, aves y pescado [41], [42], [44], [45] son estudiados mediante espectroscopía NIR. En la figura 2.17 se presentan los espectros de carnes de vaca, pavo y pescado [41].

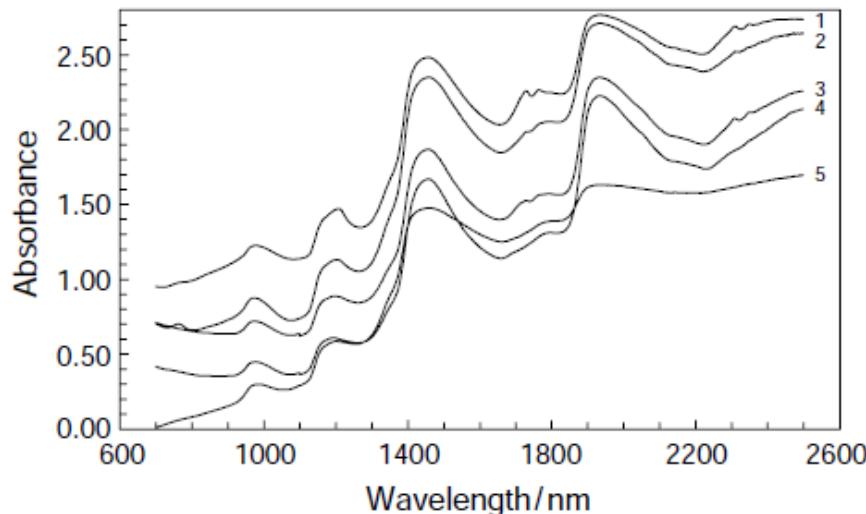


Figura 2.17. Espectros de absorbancia de carnes de vaca, pavo y pescado: (1) hamburguesa de carne de vaca (7% en grasa), (2) hamburguesa de carne de vaca (20 % en grasa), (3) arenque, (4) atún, y (5) carne de pavo.

En la figura 2.17 se muestran los espectros con los respectivos picos de absorción para dos tipos de hamburguesas de carne de vaca, pescado y carne de pavo. Con la fuente construida haremos la comparación de los espectros obtenidos de las muestras analizadas, teniendo en cuenta los picos de absorción de 1200, 1400 y 1900 nm, los cuales están dentro del rangopectral de la fuente construida, determinando así mediante comparación la adulteración de este tipo de productos.

- LICORES

Los espectros de licores que contienen mezclas de agua y etanol, son analizados con las técnicas de espectroscopía NIR [41], [42]. Las figuras 2.18 y 2.19 representan los espectros de licores [41], la primera figura representa a licores con mayor contenido de alcohol, mientras que la segunda figura representa a licores con menor contenido de alcohol.

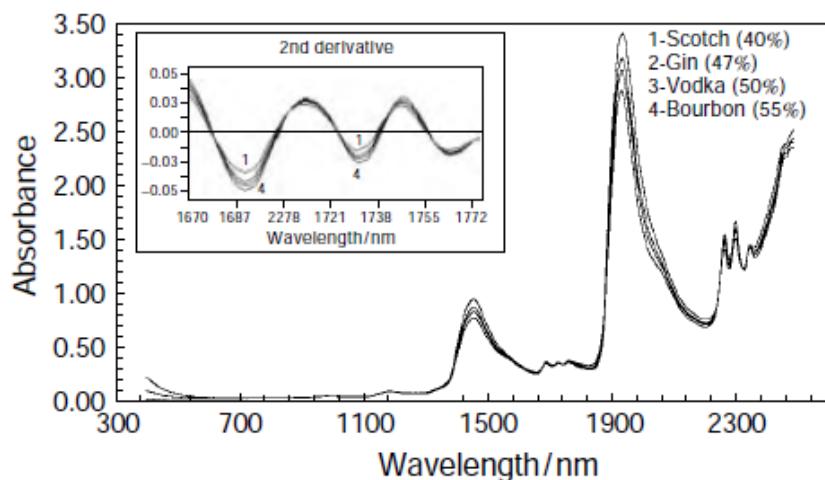


Figura 2.18. Espectros de absorbancia de 4 variedades de licores, (1) Whisky escocés, (2) Ginebra, (3) Vodka, y (4) Whisky Bourbon.

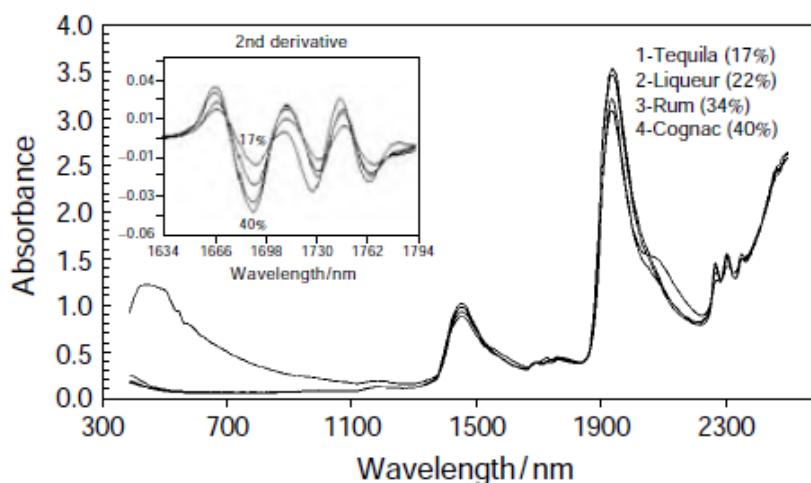


Figura 2.19. Espectros de absorbancia de 4 variedades de licores, (1) Tequila, (2) Licor Amaretto, (3) Ron Bacardi, y (4) Coñac.

Las figuras 2.18 y 2.19 muestran los picos de absorción para dos tipos de licores, con mayor y menor porcentaje de alcohol. Los picos principales de absorción para este tipo de licores están alrededor de 1500 y 2000 nm, los cuales están dentro del rango de la fuente de supercontinuo construida. Mediante comparación de los espectros de licores analizados con los espectros de las figuras, determinaremos si están o no adulterados.

- TEJIDOS BIOLÓGICOS

En aplicaciones biomédicas se encuentran estudios de reflectancia y transmitancia de tejidos biológicos mediante espectroscopía en el infrarrojo cercano [46]–[48], desarrollo de fuentes de supercontinuo para el estudio de muestras ex – vivo en el rango del infrarrojo cercano entre 1000 – 2000 nm [49] y estudios relacionados con fuentes de generación de supercontinuo por tomografía de coherencia óptica (OCT) para muestras de ratas y cerdos [50]–[52].

La figura 2.20 [52], muestra imágenes por tomografía de coherencia óptica de tejidos de tiroides, intestino y diente de cerdo.

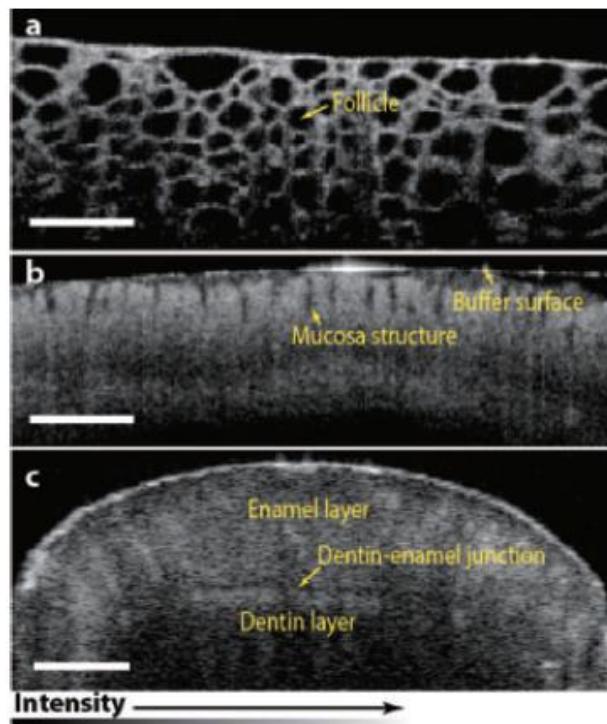


Figura 2.20. Imágenes de una tomografía de coherencia óptica de resolución ultra-alta (UHR-OCT) (a) una tiroide de cerdo, (b) un intestino grueso de cerdo, y (c) un diente de cerdo.

Los ejemplos mencionados nos proporcionan información del espectro de cada una de las muestras analizadas mediante la espectroscopía del infrarrojo cercano NIR, donde se determina la cantidad de agua en los productos alimenticios, alimentos y bebidas, identificación y cuantificación de contaminantes,

autenticidad y adulteración de productos [53]–[58]. La fuente construida de generación de supercontinuo que abarca el rango espectral de 1100 a 2300 nm en el infrarrojo cercano nos permitirá determinar los espectros de las muestras en ese rango, y por comparación con los espectros de los elementos conocidos lograremos identificarlos y además verificar su autenticidad y/o adulteración.

2.4 REFERENCIAS

- [1] R. R. Alfano y S. L. Shapiro, «Emission in the Region 4000 to 7000 Å Via Four-Photon Coupling in Glass», *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, n.º 11, pp. 584-587, 1970.
- [2] R. R. Alfano, *The Supercontinuum Laser Source: The Ultimate White Light*. Springer, 2016.
- [3] J. P. Lauterio-Cruz *et al.*, «Comparative study of supercontinuum generation using standard and high-nonlinearity fibres pumped by noise-like pulses», *Laser Phys.*, vol. 27, n.º 6, p. 065107, 2017.
- [4] J. M. Dudley y J. R. Taylor, Eds., *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*. United Kingdom: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2010.
- [5] F. Träger, Ed., *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [6] T. Okuno, M. Onishi, T. Kashiwada, S. Ishikawa, y M. Nishimura, «Silica-based functional fibers with enhanced nonlinearity and their applications», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 5, n.º 5, pp. 1385-1391, 1999.
- [7] J. Swiderski, «High-power mid-infrared supercontinuum sources: Current status and future perspectives», *Prog. Quantum Electron.*, vol. 38, n.º 5, pp. 189-235, 2014.
- [8] T. Schreiber, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, y K. P. Hansen, «High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers», *Opt. Commun.*, vol. 228, n.º 1–3, pp. 71-78, 2003.
- [9] S. Gao, X. Li, y S. Zhang, «Supercontinuum generation by combining clad-pumped Er/Yb co-doped fiber amplifier and highly nonlinear photonic crystal fiber», *Opt. - Int. J. Light Electron Opt.*, vol. 121, n.º 23, pp. 2110-2112, 2010.
- [10] S. Gao *et al.*, «Ultraviolet-enhanced supercontinuum generation in uniform photonic crystal fiber pumped by a giant-chirped fiber laser», *Opt. Express*, vol. 22, n.º 20, pp. 24697-24705, 2014.
- [11] M. Klimczak *et al.*, «Coherent supercontinuum generation up to 2.3 μm in all-solid soft-glass photonic crystal fibers with flat all-normal dispersion», *Opt. Express*, vol. 22, n.º 15, pp. 18824-18832, 2014.
- [12] A. Jin, H. Zhou, X. Zhou, J. Hou, y Z. Jiang, «High-Power Ultraflat Near-Infrared Supercontinuum Generation Pumped by a Continuous Amplified Spontaneous Emission Source», *IEEE Photonics J.*, vol. 7, n.º 2, pp. 1-9, 2015.

- [13] X. Luo *et al.*, «Over Octave-Spanning Supercontinuum Generation in Tapered Seven-Core Photonic Crystal Fiber», *IEEE Photonics J.*, vol. 7, n.^o 5, pp. 1-9, 2015.
- [14] A. Barrientos-García *et al.*, «Numerical analysis of supercontinuum generation in photonic-crystal fibers with zero dispersion wavelengths in telecommunication windows», *Opt. - Int. J. Light Electron Opt.*, vol. 127, n.^o 22, pp. 10981-10990, 2016.
- [15] M. Sharma y S. Konar, *Opt. Commun.*, vol. 380, pp. 310-319, 2016.
- [16] R. Buczynski *et al.*, *Two Octaves Supercontinuum Generation in Lead-Bismuth Glass Based Photonic Crystal Fiber*, vol. 7. 2014.
- [17] C. L. Hagen, J. W. Walewski, y S. T. Sanders, «Generation of a continuum extending to the midinfrared by pumping ZBLAN fiber with an ultrafast 1550-nm source», *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, n.^o 1, pp. 91-93, 2006.
- [18] S. Dupont, C. Petersen, J. Thøgersen, C. Agger, O. Bang, y S. R. Keiding, «IR microscopy utilizing intense supercontinuum light source», *Opt. Express*, vol. 20, n.^o 5, pp. 4887-4892, 2012.
- [19] M. Kumar *et al.*, «Stand-off detection of solid targets with diffuse reflection spectroscopy using a high-power mid-infrared supercontinuum source», *Appl. Opt.*, vol. 51, n.^o 15, pp. 2794-2807, 2012.
- [20] A. M. Heidt *et al.*, «Mid-infrared ZBLAN fiber supercontinuum source using picosecond diode-pumping at 2 μm», *Opt. Express*, vol. 21, n.^o 20, pp. 24281-24287, 2013.
- [21] C. Xia, «Mid-infrared supercontinuum laser system and its biomedical applications», University of Michigan, 2009.
- [22] R. R. Gattass, L. Brandon Shaw, V. Q. Nguyen, P. C. Pureza, I. D. Aggarwal, y J. S. Sanghera, «All-fiber chalcogenide-based mid-infrared supercontinuum source», *Opt. Fiber Technol.*, vol. 18, n.^o 5, pp. 345-348, 2012.
- [23] I. Kubat *et al.*, «Mid-infrared supercontinuum generation to 12.5μm in large NA chalcogenide step-index fibres pumped at 4.5μm», *Opt. Express*, vol. 22, n.^o 16, pp. 19169-19182, 2014.
- [24] T. Cheng *et al.*, «Mid-infrared supercontinuum generation spanning 2.0 to 15.1 μm in a chalcogenide step-index fiber», *Opt. Lett.*, vol. 41, n.^o 9, pp. 2117-2120, 2016.
- [25] J. W. Choi *et al.*, «Nonlinear characterization of GeSbS chalcogenide glass waveguides», *Sci. Rep.*, vol. 6, 2016.

- [26] K. Nagasaka *et al.*, «Numerical investigation of highly coherent mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenide double-clad fiber», *Opt. Fiber Technol.*, vol. 36, pp. 82-91, 2017.
- [27] T. Okuno, M. Onishi, T. Kashiwada, S. Ishikawa, y M. Nishimura, «Silica-based functional fibers with enhanced nonlinearity and their applications», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 5, n.^o 5, pp. 1385-1391, 1999.
- [28] J. W. Nicholson *et al.*, «All-fiber, octave-spanning supercontinuum», *Opt. Lett.*, vol. 28, n.^o 8, pp. 643-645, 2003.
- [29] C. Xia *et al.*, «Supercontinuum Generation in Silica Fibers by Amplified Nanosecond Laser Diode Pulses», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, n.^o 3, pp. 789-797, 2007.
- [30] N. Nishizawa, «Generation and application of high-quality supercontinuum sources», *Opt. Fiber Technol.*, vol. 18, n.^o 5, pp. 394-402, 2012.
- [31] W. Gao, M. Liao, X. Yan, T. Suzuki, y Y. Ohishi, «All-fiber quasi-continuous wave supercontinuum generation in single-mode high-nonlinear fiber pumped by submicrosecond pulse with low peak power», *Appl. Opt.*, vol. 51, n.^o 13, pp. 2346-2350, 2012.
- [32] S.-S. Lin, S.-K. Hwang, y J.-M. Liu, «Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses», *Opt. Express*, vol. 22, n.^o 4, pp. 4152-4160, 2014.
- [33] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. S. Feder, y M. F. Yan, «High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation», *Opt. Express*, vol. 12, n.^o 13, pp. 3025-3034, 2004.
- [34] S. N. M. Rifin, M. Z. Zulkifli, S. N. M. Hassan, Y. Munajat, y H. Ahmad, «Broadband supercontinuum generation with femtosecond pulse width in erbium-doped fiber laser (EDFL)», *Laser Phys.*, vol. 26, n.^o 11, p. 115102, 2016.
- [35] M. F. Ferreira, *Nonlinear Effects in Optical Fibers*. John Wiley & Sons, 2011.
- [36] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2013.
- [37] A. Kumar y A. K. Ghatak, *Polarization of Light with Applications in Optical Fibers*. Society of Photo Optical, 2011.
- [38] R. R. Alfano, Ed., *The Supercontinuum Laser Source*, Second Edition. New York, NY 10031: Springer, 2006.
- [39] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Third Edition. Rochester, New York: Academic Press, 2007.

- [40] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [41] J. Chalmers y P. Griffiths, *Handbook of Vibrational Spectroscopy Theory and Instrumentation*, vol. 1..
- [42] Y. Ozaki, W. F. McClure, y A. A. Christy, *Near-Infrared Spectroscopy in Food Science and Technology*. John Wiley & Sons, 2006.
- [43] «Photonics Spectra-2017-1». [En línea]. Disponible en: http://www.photonicsspectra-digital.com/Photonics_spectra/august_2017?pg=1&lm=1501852200000.
- [44] D. A. Burns y E. W. Ciurczak, *Handbook of Near-Infrared Analysis, Third Edition*. CRC Press, 2007.
- [45] B. H. Stuart, *Infrared Spectroscopy: Fundamentals and Applications*. John Wiley & Sons, 2004.
- [46] B. C. Wilson y S. L. Jacques, «Optical reflectance and transmittance of tissues: principles and applications», *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, n.º 12, pp. 2186-2199, 1990.
- [47] T. Gottschall *et al.*, «Fiber-based light sources for biomedical applications of coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy», *Laser Photonics Rev.*, vol. 9, n.º 5, pp. 435-451, 2015.
- [48] L. Shi, L. A. Sordillo, A. Rodríguez-Contreras, y R. Alfano, «Transmission in near-infrared optical windows for deep brain imaging», *J. Biophotonics*, vol. 9, n.º 1-2, pp. 38-43, 2016.
- [49] C. Fornaini, M. Sozzi, E. Merigo, P. Pasotti, S. Selleri, y A. Cucinotta, «Supercontinuum source in the investigation of laser-tissue interactions: “ex vivo” study», *J. Biomed.*, vol. 2, n.º 1, pp. 12-19, 2017.
- [50] N. Nishizawa, «Generation and application of high-quality supercontinuum sources», *Opt. Fiber Technol.*, vol. 18, n.º 5, pp. 394-402, 2012.
- [51] S. P. Chong *et al.*, «Noninvasive, in vivo imaging of subcortical mouse brain regions with 1.7 µm optical coherence tomography», *Opt. Lett.*, vol. 40, n.º 21, pp. 4911-4914, 2015.
- [52] M. Yanamaka, H. Kawagoe, y N. Nishizawa, «High-power supercontinuum generation using high-repetition-rate ultrashort-pulse fiber laser for ultrahigh-resolution optical coherence tomography in 1600 nm spectral band», *Appl. Phys. Express*, vol. 9, n.º 2, p. 022701, 2016.

- [53] H. Büning-Pfaue, «Analysis of water in food by near infrared spectroscopy», *Food Chem.*, vol. 82, n.^o 1, pp. 107-115, 2003.
- [54] B. G. Osborne, «Near-Infrared Spectroscopy in Food Analysis», en *Encyclopedia of Analytical Chemistry*, John Wiley & Sons, Ltd, 2006.
- [55] H. Huang, H. Yu, H. Xu, y Y. Ying, «Near infrared spectroscopy for on/in-line monitoring of quality in foods and beverages: A review», *J. Food Eng.*, vol. 87, n.^o 3, pp. 303-313, 2008.
- [56] E. Domingo, A. A. Tirelli, C. A. Nunes, M. C. Guerreiro, y S. M. Pinto, «Melamine detection in milk using vibrational spectroscopy and chemometrics analysis: A review», *Food Res. Int.*, vol. 60, pp. 131-139, 2014.
- [57] H. Chen, C. Tan, T. Wu, L. Wang, y W. Zhu, «Discrimination between authentic and adulterated liquors by near-infrared spectroscopy and ensemble classification», *Spectrochim. Acta. A. Mol. Biomol. Spectrosc.*, vol. 130, pp. 245-249, 2014.
- [58] C. Kumaravelu y A. Gopal, «Detection and Quantification of Adulteration in Honey through Near Infrared Spectroscopy», *Int. J. Food Prop.*, vol. 18, n.^o 9, pp. 1930-1935, 2015.

CAPÍTULO III

**PARTE EXPERIMENTAL I:
LÁSERES DE FIBRA PULSADOS
MEDIANTE MODE –LOCKING
PASIVO**

3.1 LÁSERES DE FIBRA PULSADOS MEDIANTE MODE-LOCKING PASIVO

En este capítulo se describen los láseres pulsados que se han montado en el laboratorio para bombear la fibra óptica de sílice de no lineal y generar supercontinuo, así como algunos detalles experimentales al respecto. Pero en primer lugar, se explican brevemente los efectos físicos relacionados: el láser pulsado mediante encadenado de modos (mode-locking), el efecto de rotación no lineal de la polarización, la condición de coincidencia de fase (phase-matching) y el método de medida de pulsos ultracortos que empleamos en el laboratorio.

3.1.1 Encadenado de modos (mode-locking)

El mode-locking [1] es una técnica bien conocida que aprovecha la existencia de un gran número de modos longitudinales en la cavidad para generar pulsos láser de muy corta duración temporal, típicamente entre el picosegundo y el femtosegundo. Está basada en conseguir que los campos eléctricos de la mayoría de dichos modos longitudinales interfieran constructivamente todos a la vez, condición que se produce durante intervalos de tiempo muy pequeños. Cuantos más modos longitudinales interfieran constructivamente, más corto será el pulso, como se aprecia gráficamente en la figura 3.1 [2]. Por tanto, interesa aplicar esta técnica a medios activos con un perfil espectral de oscilación muy ancho, ya que posibilita que oscilen simultáneamente un número mucho mayor de modos longitudinales.

Estos intervalos de interferencia constructiva se producen regularmente con una diferencia temporal entre ellos dada por

$$T = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (3.1)$$

siendo $\Delta\nu$ la diferencia de frecuencia entre dos modos longitudinales consecutivo. Por tanto, esta separación temporal T coincide exactamente con el tiempo que le cuesta a la luz dar una vuelta completa a la cavidad láser. En consecuencia,

podemos imaginar la salida de un láser de este tipo como un tren de pulsos muy cortos con una separación temporal T entre dos pulsos consecutivos, que se mantiene constante a lo largo del tiempo.

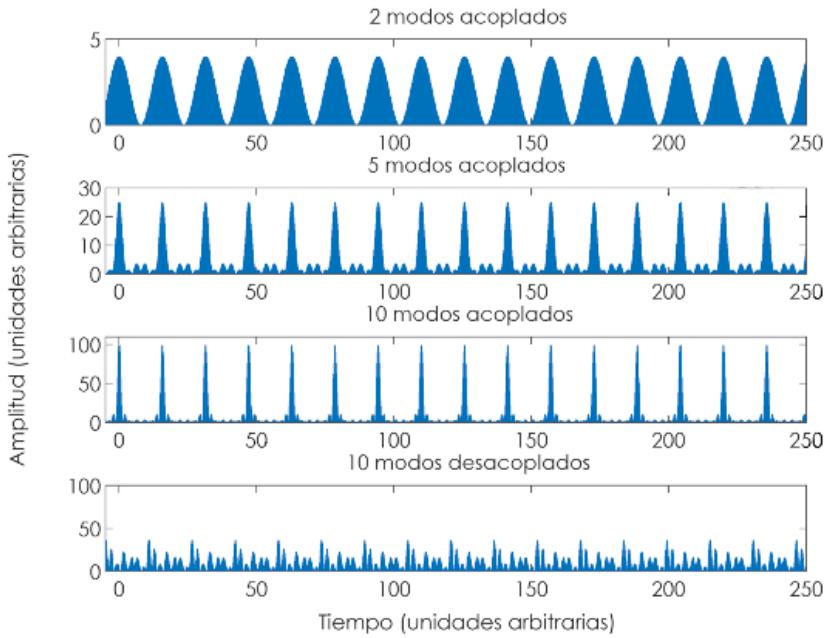


Figura 3.1. Cuanto mayor sea el número de modos longitudinales que interfieren constructivamente, más cortos son los pulsos obtenidos mediante mode-locking.

Para conseguir la interferencia constructiva entre modos longitudinales, se necesita que las fases de sus campos eléctricos estén relacionadas entre sí. Aunque puede haber diferentes tipos de relación entre las fases, los pulsos más cortos se consiguen cuando la diferencia entre las fases de dos modos longitudinales consecutivos es constante, es decir,

$$\varphi_l - \varphi_{l-1} = \varphi = cte \quad (3.2)$$

donde cada modo longitudinal se denota por el subíndice l . El tipo de pulsos que se consiguen se denominan como pulsos limitados por transformada (transform-limited pulses) ya que la envolvente del pulso y el espectro del perfil de oscilación

del medio láser están relacionados por la transformada de Fourier. Así pues, la anchura espectral de oscilación del medio activo, $\Delta\nu_L$, y la duración del pulso, $\Delta\tau$, son inversamente proporcionales entre sí, cumpliendo la relación

$$\Delta\tau \cong \frac{K}{\Delta\nu_L} \quad (3.3)$$

donde $K \in (0,1]$ es una constante que depende del perfil espectral y $\Delta\nu_L = N\Delta\nu$, siendo N el número de modos longitudinales que oscilan simultáneamente. Así, de la ecuación (3.5), cuanto más ancho sea el espectro del perfil de oscilación, más cortos serán los pulsos emitidos. Ambas anchuras se refieren a anchura a 1/e del máximo. En la tabla 3.1 [3], se recogen algunos valores de K para diversas formas del pulso, calculadas a partir del campo eléctrico de la envolvente del pulso.

Tabla 3.1. Valores de K para varias formas del pulso.

Forma	$E(t)$	K
Función Gausiana	$\exp[-(t/t_0)^2/2]$	0.441
Función exponencial	$\exp[-(t/t_0)/2]$	0.140
Secante hiperbólica	$1/\cosh(t/t_0)$	0.315
Rectangular	-	0.892
Seno cardinal	$\sin(t/t_0)/(t/t_0)^2$	0.336
Función Lorentziana	$[1 + (t/t_0)^2]^{-1}$	0.142

En pulsos ultracortos normalmente se trabaja con la función secante hiperbólica, pero las curvas de las funciones secante hiperbólica y gaussiana son aproximadamente iguales, pero por simplicidad se trabaja con la función gaussiana.

Para el tipo de láseres empleados en el desarrollo de esta Tesis Doctoral, es decir, láseres de fibra dopada con erbio pulsados mediante encadenado de modos, la anchura espectral de oscilación típica es 40 nm y su longitud de onda central está situada entre 1550 nm y 1600 nm. Entonces, si suponemos que tenemos un pulso

limitado por transformada con perfil gaussiano, la duración temporal de los pulsos estaría en torno a los 90 fs. Esta valoración sería la más optimista posible. Normalmente, los pulsos están dispersados y presentan una duración bastante mayor, sobre los 200 fs.

3.1.2 Rotación no lineal de la polarización

La rotación no lineal de la polarización (nonlinear polarization rotation, NPR) es un fenómeno no lineal que induce la rotación del estado de polarización, siendo la magnitud de esta rotación proporcional a la intensidad de la luz y a la longitud del material. Se utiliza ampliamente como técnica pasiva para conseguir encadenado de modos en láseres de anillo de fibra, ya que son cavidades muy largas y en las que resulta fácil minimizar las pérdidas, consiguiendo aumentar por tanto la potencia confinada y la magnitud de los efectos no lineales [4], [5]. El tipo de modulador más empleado para encadenar modos de forma pasiva consiste en un polarizador lineal entre dos controladores de polarización. Los tres componentes son todo-fibra. Ajustando los controladores de polarización se consigue que, inicialmente, tras recorrer la cavidad, el estado de polarización que llega al polarizador lineal sea aproximadamente ortogonal a su dirección de polarización (condición de modulador cerrado). Ahora bien, cuando la potencia es suficientemente elevada (pulsos), el efecto NPR consigue que la potencia llegue al polarizador lineal con un estado de polarización paralelo a su dirección de polarización (condición de modulador abierto) y el láser emite un pulso [6]. Una parte de la potencia del pulso se queda confinada en la cavidad y, tras dar una vuelta a la cavidad, es amplificada y nuevamente se encuentra con el modulador abierto y se vuelve a emitir otro pulso. La iteración de este proceso origina el tren de pulsos emitido por el láser de encadenado de modos.

3.1.3 Coincidencia de fase (phase matching)

Los campos generados mediante la polarización inducida, cuando se propagan a través de un medio no lineal, llegan fuera de fase después de recorrer una determinada distancia. Si esto sucede, entonces la polarización inducida generará un nuevo campo que estará fuera de fase con el campo creado

anteriormente. Para evitar esto, la polarización inducida y el campo generado deben tener la misma velocidad de fase. Esto significa que los dos campos siempre estarán en fase y el proceso será más eficiente [7].

Partimos de la aproximación de variación lenta de la envolvente (SVEA):

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} = -i \frac{\mu_0 \omega_0^2}{2k_0} \vec{P} \quad (3.12)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética del espacio libre y k_0 es el módulo del vector de onda a la frecuencia ω_0 .

Si consideramos que la polarización P es constante, entonces la solución de la ecuación diferencial (3.12) se simplifica, quedando como:

$$E(z, t) = -i \frac{\mu_0 \omega_0^2}{2k_0} P_z \quad (3.13)$$

En la solución representada en la ecuación (3.13), observamos que el campo crece linealmente con la distancia. La intensidad es proporcional al cuadrado del campo, entonces ésta crecerá cuadráticamente con la distancia:

$$I(z, t) = \frac{c\mu_0 \omega_0^2}{4} |P|^2 z^2 \quad (3.14)$$

En las relaciones anteriores hemos considerado k_0 para ambos vectores \vec{k} . Si ahora consideramos que ambos son diferentes, considerando la variable k_0 , para el vector \vec{k} de la luz a la frecuencia ω_0 [$k_0 = \omega_0 n(\omega_0)/c_0$] y k_p para el vector de polarización inducida. Entonces ahora la ecuación (3.6) se convierte en:

$$2ik_0 \frac{\partial E}{\partial z} \exp[i(\omega_0 t - k_0 z)] = \mu_0 \omega_0^2 P \exp[i(\omega_0 t - k_p z)] \quad (3.15)$$

Simplificando la ecuación 3.9, obtenemos:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -i \frac{\mu_0 \omega_0^2}{2k_0} P \exp(i\Delta k z) \quad (3.16)$$

donde:

$$\Delta \vec{k} \equiv \vec{k}_0 - \vec{k}_p \quad (3.17)$$

Resolviendo la ecuación diferencial (3.16), obtenemos:

$$E(L, t) = -i \frac{\mu_0 \omega_0^2 L}{k_0} P \exp(i \Delta k L / 2) \left[\frac{\exp(i \Delta k L / 2) - \exp(-i \Delta k L / 2)}{2i \Delta k L} \right] \quad (3.18)$$

En la ecuación (3.18) introduciendo la función sinc ($\Delta k L / 2$) e ignorando el factor de fase, el campo eléctrico de la luz después de un medio no lineal lo expresamos como:

$$E(L, t) = -i \frac{\mu_0 \omega_0^2}{2k_0} PL \operatorname{sinc}(\Delta k L / 2) \quad (3.19)$$

y la intensidad $I(L, t)$ lo obtendremos elevando al cuadrado el campo eléctrico, resultando:

$$I(L, t) = \frac{c \mu_0 \omega_0^2}{4} |P|^2 L^2 \operatorname{sinc}^2(\Delta k L / 2) \quad (3.20)$$

Debido a que la función, $\operatorname{sinc}^2(x)$, es máxima cuando $x = 0$, como se observa en la figura 3.6 [7], los efectos ópticos no lineales tendrán mayor eficiencia si consideramos $\Delta k = 0$, lo cual confirma que la eficiencia óptica no lineal será maximizada cuando la polarización y la luz que se crea permanecen en fase a través del medio no lineal.

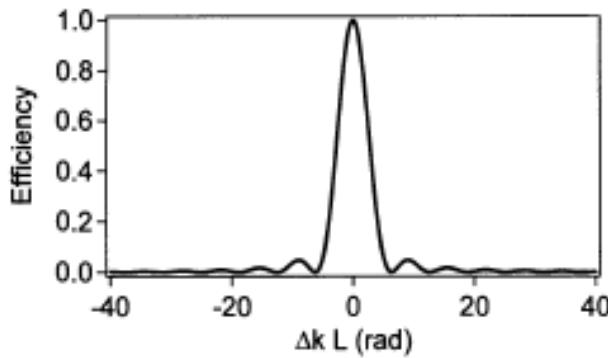


Figura 3.6. Gráfica de $\operatorname{sinc}^2(\Delta k L / 2)$ frente a $\Delta k L$.

3.1.4 Medida de la duración de pulsos ultracortos

Actualmente en electrónica no existen dispositivos para la medida de pulsos ultracortos (picosegundos y femtosegundos), por lo que usualmente mediante la autocorrelación usamos el mismo pulso para medir su duración. Existen varios métodos que pueden emplearse para medir la duración de los pulsos láser. Es posible medir pulsos de baja energía siempre que el láser pulsado emita un tren de pulsos de alta frecuencia, debido a que el valor medio de la potencia del segundo armónico será apreciable. Las mediciones de pulsos muy débiles han sido reportadas recientemente para diferentes tipos de láseres pulsados mediante encadenado de modos por medio de autocorrelación de intensidad [8]–[11], autocorrelación interferométrica [12]–[14] y puerta óptica resuelta en frecuencia aplicado a la generación de segundo armónico (SHG-FROG) [15]–[17].

El sistema más básico para la medida de pulsos está basado en la autocorrelación de segundo orden [3] (ver Anexo C). Para medir esta anchura, el pulso bajo medición se divide en dos réplicas por medio de un interferómetro (Michelson, Mach-Zehnder, etc.), añadiéndose un retraso en uno de ellos. Posteriormente, ambas réplicas viajan a través de un cristal no lineal BBO (Beta Borato de Bario, $\beta - \text{BaB}_2\text{O}_4$) donde se superponen para generar el segundo armónico. Además, la potencia del segundo armónico es filtrada y detectada por un fotodetector, cuya respuesta dependerá del retraso añadido por el interferómetro. Si consideramos una entrada fuerte (satura la generación del segundo armónico), entonces la intensidad de segundo armónico $I^{(2\omega)}$ generado puede expresarse como [18]:

$$I^{(2\omega)} = I^{(\omega)} \tanh^2 [\zeta L \sqrt{I^{(\omega)}}] \quad (3.21)$$

donde $I^{(\omega)}$ es la intensidad de entrada, L la longitud del cristal no lineal y ζ un parámetro que depende del tipo de cristal y de la condición de coincidencia de fase (phase matching). Además, si conocemos el campo electromagnético instantáneo $E(t)$ del pulso, entonces el campo a la entrada del cristal no lineal

será proporcional a $E(t) + E(t - \tau)$, donde τ es el retraso añadido por el interferómetro. Por lo tanto, la respuesta del fotodetector puede expresarse como:

$$V(\tau) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t) + E(t - \tau)|^2 \tanh^2[\beta|E(t) + E(t - \tau)|] \quad (3.22)$$

La generación de segundo armónico depende del parámetro adimensional β . El desarrollo matemático relacionado se presenta en el Anexo D.

Idealmente, para un pulso sin dispersión, deberíamos tener un contraste 8:1 en la figura de autocorrelación. Para ello, se debe emplear un cristal no lineal muy fino (15 μm) [19] o una longitud de interacción muy corta (correlación interferométrica no colineal). Por conveniencia consideramos un pulso con forma gaussiana (Anexo D, ecuación D.9), cuya intensidad del pulso tiene una anchura total $\Delta\tau_p$ y su anchura original (sin dispersión) es $\Delta\tau_{p0}$.

3.2 MONTAJE EXPERIMENTAL

3.2.1 Láser de anillo de fibra pulsado

El láser pulsado mediante mode-locking pasivo usado en el montaje experimental, está basado en la rotación no lineal de la polarización (NPR). El término pasivo indica que el sistema se autogobierna y carece de un agente externo que controle el proceso de pulsado. Considerando el montaje del láser de anillo como el de la figura 3.7 [20], en el cual tenemos como medio activo un amplificador de fibra dopada con erbio en banda C (Highwave, modelo C20-G20-H-FC/APC-BTO 3.0, potencia de saturación de 20 dBm), dos controladores de polarización (PC), un polarizador lineal (LP), tres salidas O₁, O₂ y O₃, dos acopladores (C 1/99) y un acoplador (C 10/90), que permite la realimentación de luz en el sistema y al mismo tiempo la emisión de luz al exterior. Todos estos elementos se unen a través de fibra óptica, de modo que forman un anillo que se comporta como una cavidad resonante.

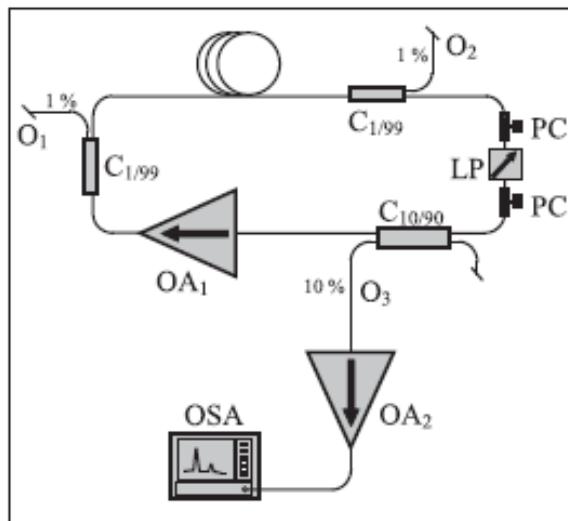


Figura 3.7. Esquema de un láser pulsado por mode-locking pasivo. OA = Amplificador óptico (EDFA), O₁, O₂ y O₃ = Potencias de salida, OSA = Analizador de espectros ópticos.

Para lograr la emisión de pulsos es necesario ajustar los controladores de polarización de manera que el conjunto formado por PC – LP – PC se comporte como un interruptor síncrono, permitiendo únicamente el paso del pulso.

Esto se logra gracias al efecto NPR que sufre la luz al viajar por la fibra, junto con el cambio inducido en la polarización mediante los controladores de polarización (PC). El ajuste de estos controladores se realiza de modo que la polarización de la luz (potencia alta) al pasar por el polarizador lineal sea paralela a su eje de polarización, permitiendo así su paso, mientras que la polarización de la luz de menor potencia, llega perpendicular a dicho eje y por tanto no atraviesa el polarizador. La luz que sale del anillo es amplificada con un segundo amplificador óptico ya sea en banda L o C (L-20 o un C-26).

3.2.2 Autocorrelador

El diseño del autocorrelador está dispuesto para medir la duración del pulso de un tren de pulsos de 5.2 MHz, emitidos por un láser de fibra dopada con erbio [20] pulsado mediante mode-locking pasivo. La construcción del diseño está centrado para trabajar con pulsos en torno a 1600 nm, usando un amplificador de fibra dopada con erbio en banda L (EDFA- L20).

Con la finalidad de facilitar la autocorrelación colineal y evitar problemas de alineación, hemos empleado un interferómetro de Michelson con entrada y salida por medio de fibra óptica, representado en la figura 3.8. Los pulsos de entrada se dividen por medio de un acoplador 50/50 en los dos brazos del interferómetro. Para conseguir un retardo controlado en uno de los brazos colocamos un colimador de fibra y un espejo plano (montado sobre un servomotor Thorlabs, modelo Z825B). Este interferómetro es de fabricación propia, por lo que fue necesario ajustar la longitud de la fibra en cada brazo.

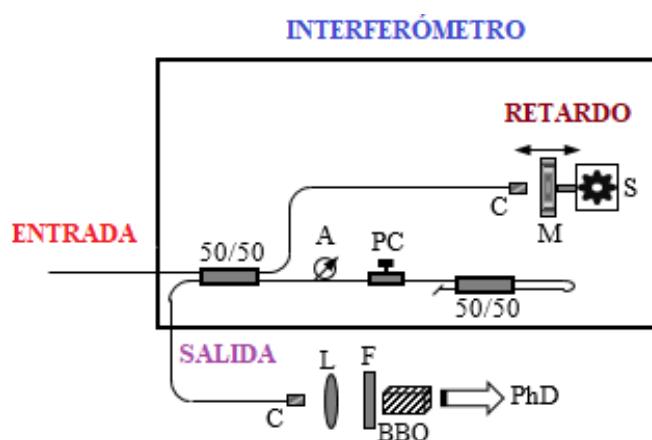


Figura 3.8. Esquema del autocorrelador: S = servomotor; M = Espejo plano de aluminio; G = lente de índice de gradiente (colimador); PC = Controlador de polarización; A = Atenuador variable; Lente de longitud focal L = 30 mm; F = Filtro pasa-banda (715-1095 nm); BBO = Cristal no lineal de Beta Borato de Bario (2 mm de longitud); PhD = Fotodiodo (Si o InGaAs).

El retraso temporal entre ambos brazos depende de la distancia entre las lentes GRIN y el espejo. Se comprobó experimentalmente que si el espejo se desplaza de la posición de orden cero a lo largo de 20 mm, las pérdidas de transmisión solo aumentan 0.07 dB/mm. En la práctica las pérdidas de transmisión casi no cambian, ya que los desplazamientos durante las mediciones de autocorrelación son menores de 0.3 mm. El otro brazo emplea un espejo todo – fibra en lazo cerrado (acoplador 50/50) e incluye un atenuador óptico variable y un controlador

de polarización (General Photonics, modelo Polarite PLC-003-M-25) para igualar las pérdidas y los estados de polarización entre ambos campos.

Las pérdidas de transmisión del interferómetro son 4.4 dB en 1600 nm, pérdidas ligeramente superiores a las esperadas de un interferómetro ideal (3 dB), aunque la variación espectral de las pérdidas de transmisión son inferiores al 3% (en un espectro de 44 nm). Además, las potencias transmitidas por ambos brazos del interferómetro están correctamente equilibradas, con una variación espectral inferior al 4%. Es necesario señalar que este interferómetro tiene una debilidad que podría ser decisiva para medir pulsos extremadamente cortos, debido a la dispersión de la sílice.

Para medir la función de autocorrelación, los pulsos de salida del interferómetro se superponen a lo largo de un cristal BBO de 2 mm de longitud, que genera potencia de segundo armónico alrededor de 800 nm. La potencia residual a 1600 nm se elimina mediante un filtro óptico (Thorlabs, modelo FGB25). Aunque el BBO es un cristal no lineal con un gran coeficiente de generación de segundo armónico efectivo y un amplio rango de coincidencia de fase, es necesario valorar si la condición de coincidencia de fase se cumple en nuestro rango espectral (44 nm centrado a 1595 nm). El cristal (Eksma Optics, modelo BBO-0608-16 *, $\theta = 19.9$ grados, $\theta = 90$ grados) se adapta a la generación de tipo I (ooe) a 1600 nm. Según la teoría de la generación de segundo armónico [18] y considerando los índices de refracción ordinarios y extraordinarios determinados con los coeficientes Sellmeier del BBO, se puede calcular el ángulo de coincidencia de fase en función de la longitud de onda, como se muestra en la figura 3.9.

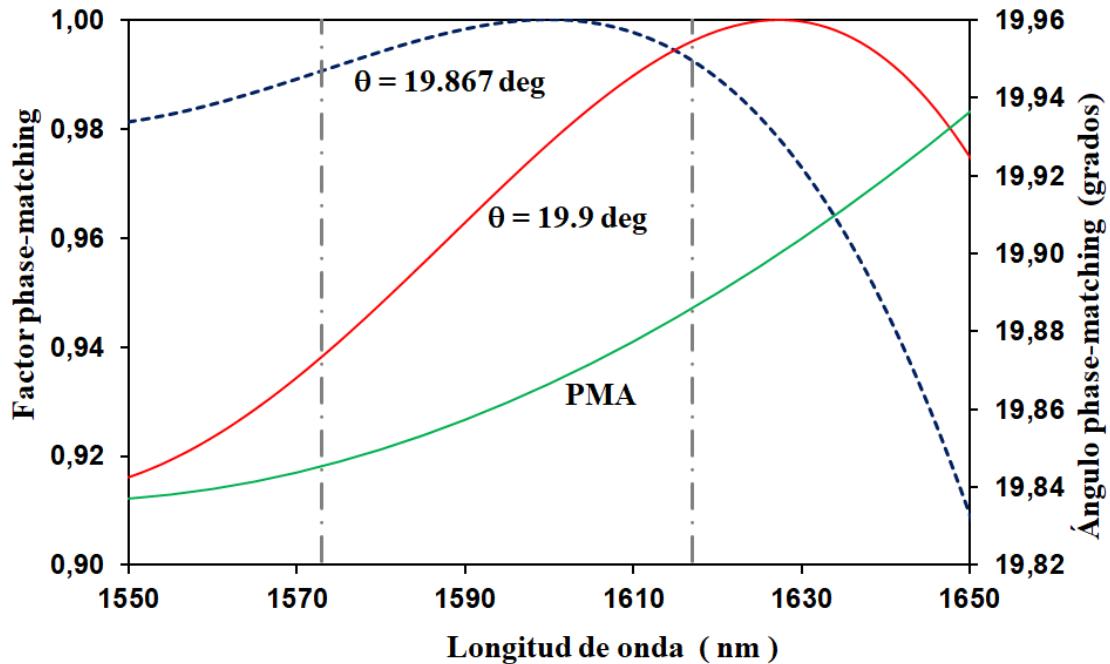


Figura 3.9. Ángulo de coincidencia de fase y factor de coincidencia de fase en función de la longitud de onda. La longitud del cristal BBO es de 2 mm. Para calcular el factor de coincidencia de fase, han sido considerados dos ángulos: $\theta = 19.867^\circ$ (valor calculado a 1600 nm) y $\theta = 19.9^\circ$ (valor especificado por Eksma Optics). Las líneas punteadas delimitan el rangopectral de los pulsos.

Este ángulo sólo cambia 0.1 grados de 1550 nm a 1650 nm. Por lo tanto, el factor de ajuste de fase, $\text{abs}(\text{sinc}(\Delta k L / 2))$ [18], debe estar cerca de la unidad a lo largo de nuestro rangopectral. Como se aprecia en la figura 3.3, si $L = 2$ mm, las variaciones espectrales son inferiores al 1% si $\theta = 19.867$ grados (valor calculado a 1600 nm) o inferiores a 3% si $\theta = 19.9$ grados (valor especificado por Eksma Optics). Evidentemente, mediante el uso de cristales más cortos, estos valores podrían ser fuertemente disminuidos. En cualquier caso, estas variaciones no deben tener influencia significativa en las mediciones de autocorrelación.

El contraste máximo (8:1) se encuentra para $\beta = 0$ y disminuye a 3:1 para $\beta = 1.25$. Para conocer la anchura temporal, es necesario conocer β (que aparece en la ecuación 3.22), considerando la media anchura de la función de autocorrelación, que se representa en la figura 3.10 asumiendo un pulso sin dispersión (0.2 ps), ya que esta condición suele ser la más interesante.

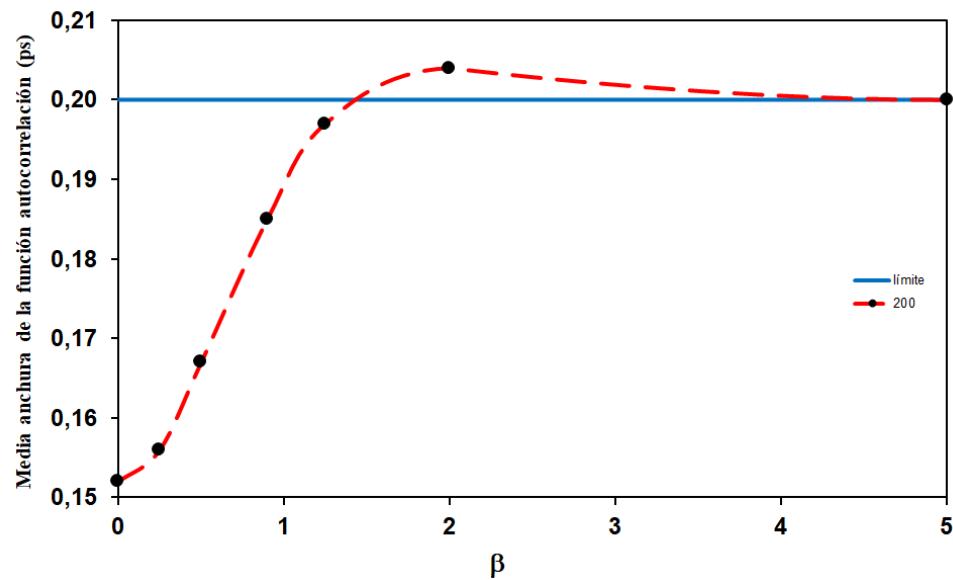


Figura 3.10. Media anchura de la función de autocorrelación con un BBO en función de β para un pulso sin dispersión (0.2 ps).

En la figura 3.11 mostramos un interferómetro de Michelson de fibra óptica, usado para la medida de la duración de los pulsos, el cual fue construido en el laboratorio.

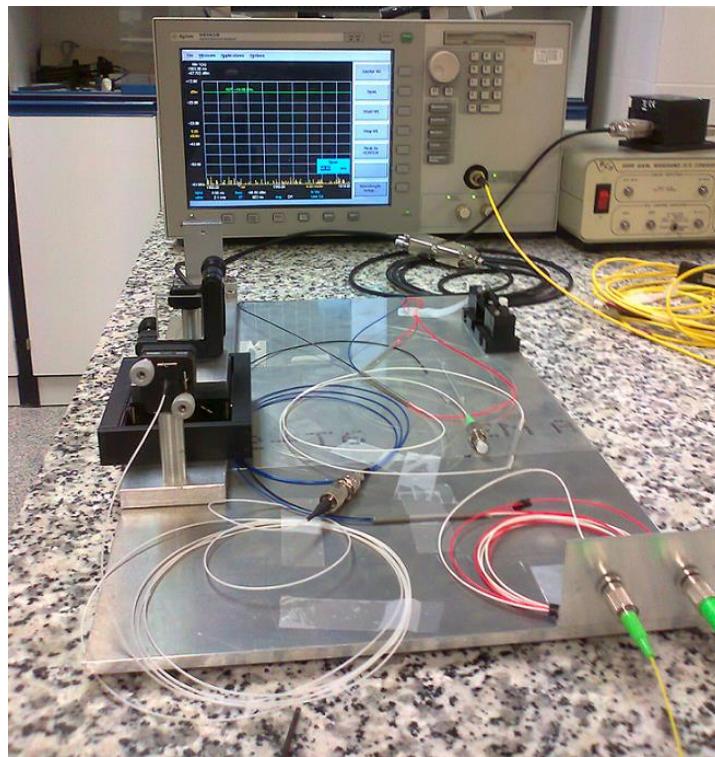


Figura 3.11. Interferómetro de Michelson de fibra óptica.

3.2.3 Caracterización del sistema láser amplificado en banda L

En este apartado describimos las características del sistema láser amplificado en banda L. En este sistema consideramos como segundo amplificador en el montaje experimental de la figura 3.7, un amplificador de fibra dopada con erbio (Keopsys, modelo KPS-BT2_L-20-PB-FA, cuya potencia de saturación es de 20 dBm). En la figura 3.12 se muestra el comportamiento temporal de los pulsos láser, cuyo periodo es de $T = 0.72 \times 10^{-6}$ s y la frecuencia de repetición de $v = 1.39$ MHz, que corresponde con una longitud de fibra en la cavidad de 148 m.

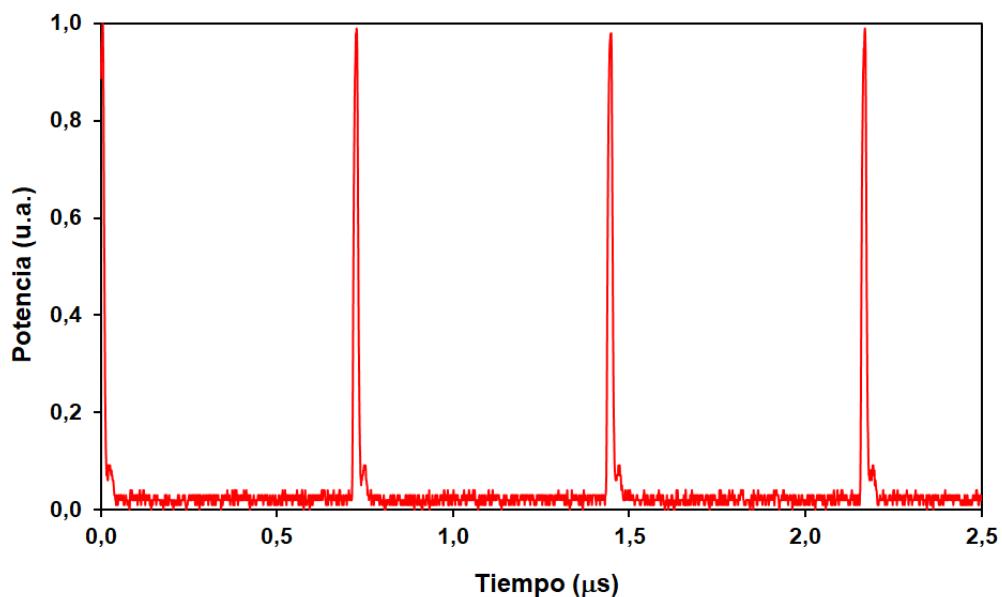


Figura 3.12. Tren de pulsos a la salida de la fibra óptica altamente no lineal.

La longitud de onda central de bombeo es $\lambda_0 = 1600$ nm, que corresponde al sistema láser amplificado en banda L. En la figura 3.13 se muestra el espectro del láser pulsado para un sistema amplificado en banda L (EDFA-L20).

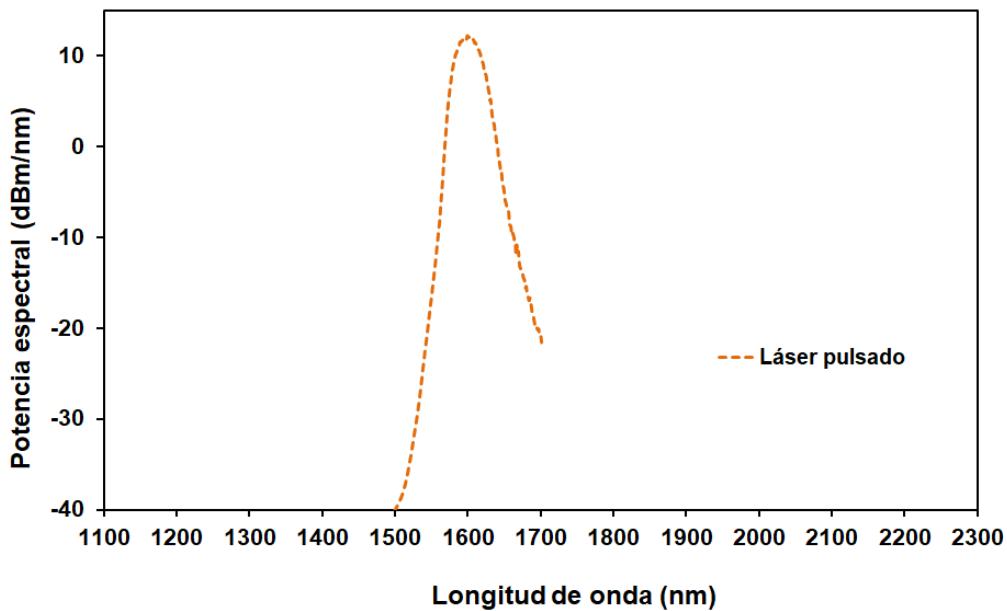


Figura 3.13. Espectro del láser pulsado amplificado en banda L.

Mediante la técnica de autocorrelación interferométrica, obtenemos la figura 3.14. La traza de autocorrelación se mide por medio de un fotodiodo de arseniuro de galio-indio (InGaAs) sin considerar el cristal no lineal, cuyo valor de la anchura es de $\Delta\tau_{p0} = 0.17$ ps sin dispersión. Esta medida de autocorrelación es de primer orden y la anchura de esta envolvente nos indica, en realidad, la anchura espectral.

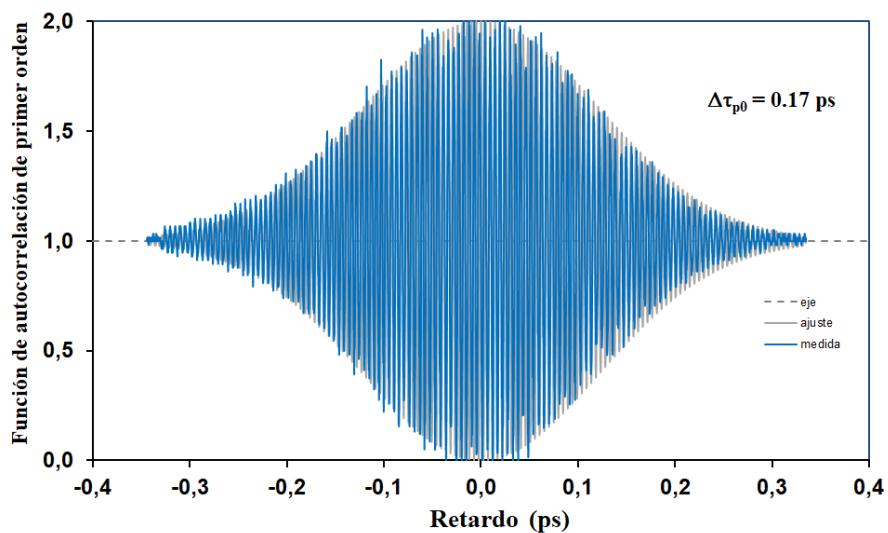


Figura 3.14. Trazas de autocorrelación de primer orden (línea azul) y función teórica ajustada (línea gris).

Sin embargo, la medida de la anchura de la medida del pulso lo obtenemos de la figura 3.15, utilizando un cristal no lineal (BBO) para generar el segundo armónico y con el interferograma medimos la anchura del pulso, cuyo valor es $\Delta\tau_p = 0.18 \text{ ps}$.

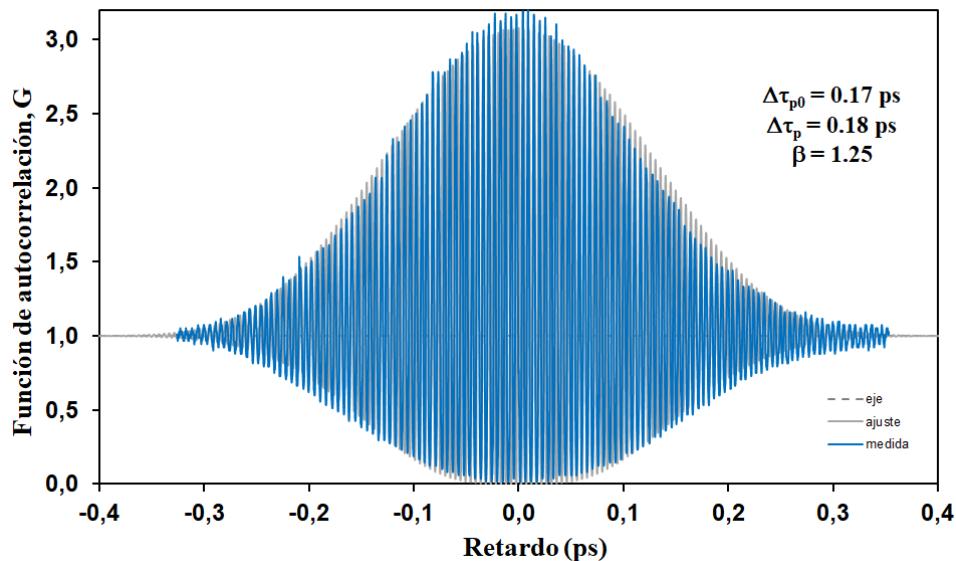


Figura 3.15. Traza de autocorrelación (línea azul) y función teórica ajustada (línea gris).

En el gráfico de la figura 3.15, observamos que el contraste de la envolvente es aproximadamente de 3:1 y no de 8:1 [3], debido a la dispersión de la fibra, la orientación y anchura del cristal BBO ($15 \mu\text{m}$) [19] para mantener la banda ancha de coincidencia de fase, usado en el montaje experimental para la generación del segundo armónico.

La potencia media de salida en dB lo obtenemos convirtiendo a mW, usando la relación: $P(\text{mW}) = 10^{0.1P_0(\text{dB})}$. El valor de la potencia es necesario para determinar la energía del pulso, que se obtiene de: $E = P \cdot T$ y para la potencia de pico usamos la energía del pulso mediante la ecuación: $P_p = E/\Delta\tau$. Las características de los pulsos las resumimos en la tabla 3.2.

TABLA 3.2. Datos de bombeo, potencia media de salida, energía y potencia de pico del pulso a la salida del segundo amplificador EDFA L-20.

BOMBEO (mA)	POTENCIA MEDIA DE SALIDA (mW)	ENERGÍA DEL PULSO LASER (nJ)	POTENCIA DE PICO DEL PULSO (kW)
300 + 300	49	35	194
300 + 400	76	55	306
300 + 500	100	72	400
300 + 600	118	85	472
300 + 700	132	95	528
300 + 800	141	101	561
300 + 900	148	107	594
300 + 1000	151	109	606

El láser utilizado en este trabajo posee energía y potencia media mayor comparada con los de la referencia en fibras HNLF de sílice, en la mayoría de los casos.

3.2.4 Caracterización del sistema láser amplificado en banda C.

En el montaje experimental de la figura 3.7 usamos como segundo amplificador un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA-C26), con potencia de saturación de 26 dBm. Para este sistema utilizamos los resultados de la sección anterior 3.2.3 para caracterizar el láser, en este caso para la frecuencia de repetición de los pulsos $v = 1.39$ MHz y el periodo del pulso $T = 0.72 \times 10^{-6}$ s. La longitud de onda de bombeo para este sistema es $\lambda_0 = 1560$ nm, y la medida de la duración del pulso utilizamos la misma hallada en la sección anterior 3.2.3, $\Delta\tau = 180$ fs. Los valores para la potencia media de salida (mW), energía del pulso (nJ) y la potencia de pico del pulso (kW), también usamos las mismas relaciones de la sección 3.2.3. Las características de los pulsos las resumimos en la tabla 3.3.

TABLA 3.3. Datos de bombeo, potencia de salida, energía y potencia de piso del pulso a la salida del segundo amplificador EDFA C-26.

BOMBEO (mA)	POTENCIA MEDIA DE SALIDA (mW)	ENERGÍA DEL PULSO LASER (nJ)	POTENCIA DE PICO DEL PULSO (KW)
279 + 1000	55	40	222
279 + 1500	123	89	494
279 + 1800	166	119	661
279 + 2000	191	137	761
279 + 2200	219	158	878
279 + 2400	251	181	1006
279 + 2500	269	194	1075

En la figura 3.16 se muestra el espectro del láser pulsado para un sistema amplificado en banda C (EDFA-C26).

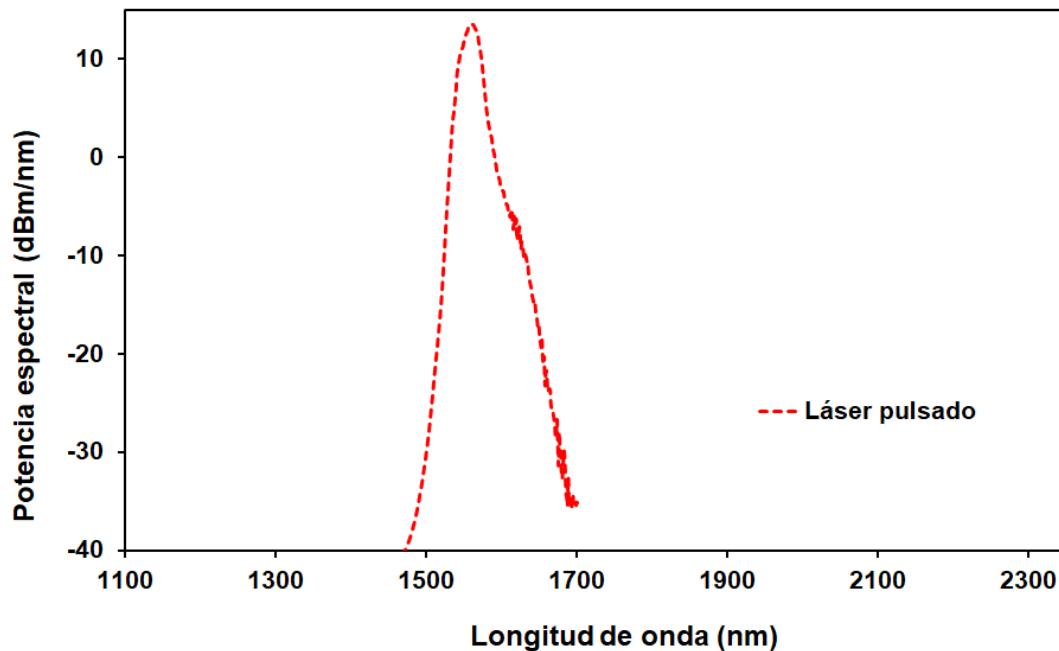


Figura 3.16. Espectro del láser pulsado amplificado en banda C.

Los valores de la potencia media de salida, energía y potencia de pico del pulso láser varían entre los EDFAs en banda L y banda C, debido a las diferencias en el bombeo que trae como consecuencia el aumento de la potencia media de salida, recordando además que la potencia (de salida) de saturación para el EDFA L es de 20 dBm y del EDFA C es de 26 dBm.

3.3 REFERENCIAS

- [1] O. Svelto, *Principles of Lasers*. Springer Science & Business Media, 2010.
- [2] B. Alonso Fernández y R. Borrego Varillas, «El láser, la luz de nuestro tiempo.», 2010. [En línea]. Disponible en: <http://optica.usal.es/gioe/libro.html>.
- [3] C. Rullière, Ed., *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [4] C.-W. Chang y S. Chi, «Mode-locked erbium-doped fibre ring laser using nonlinear polarization rotation», *J. Mod. Opt.*, vol. 45, n.º 2, pp. 355-362, feb. 1998.
- [5] Z. X. Zhang, K. Xu, J. Wu, X. B. Hong, y J. T. Lin, «Two Different Operation Regimes of Fiber Laser Based on Nonlinear Polarization Rotation: Passive Mode-Locking and Multiwavelength Emission», *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 20, n.º 12, pp. 979-981, 2008.
- [6] M. A. Ismail, S. J. Tan, N. S. Shahabuddin, S. W. Harun, H. Arof, y H. Ahmad, «Performance Comparison of Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Laser with Nonlinear Polarization Rotation and Saturable Absorber Approaches», *Chin. Phys. Lett.*, vol. 29, n.º 5, p. 054216, 2012.
- [7] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [8] F. Pirzio, L. Fregnani, A. Volpi, A. Di Lieto, M. Tonelli, y A. Agnesi, «87 fs pulse generation in a diode-pumped semiconductor saturable absorber mirror mode-locked Yb:YLF laser.», *Appl. Opt.*, vol. 55, n.º 16, pp. 4414-4417, 2016.
- [9] G. Sobon, J. Sotor, I. Pasternak, A. Krajewska, W. Strupinski, y K. M. Abramski, «260 fs and 1 nJ pulse generation from a compact, mode-locked Tm-doped fiber laser», *Opt. Express*, vol. 23, n.º 24, pp. 31446-31451, 2015.
- [10] J. Zhu *et al.*, «Generation of sub-100 fs pulses from mode-locked Nd,Y:SrF₂ laser with enhancing SPM», *Laser Phys. Lett.*, vol. 13, n.º 5, p. 055804, 2016.
- [11] D. A. Dvoretskiy *et al.*, «High-energy, sub-100 fs, all-fiber stretched-pulse mode-locked Er-doped ring laser with a highly-nonlinear resonator», *Opt. Express*, vol. 23, n.º 26, pp. 33295-33300, 2015.
- [12] K. Krzempek, G. Sobon, P. Kaczmarek, y K. M. Abramski, «A sub-100 fs stretched-pulse 205 MHz repetition rate passively mode-locked Er-doped all-fiber laser», *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, n.º 10, p. 105103, 2013.

- [13] J. Ma *et al.*, «Generation of 30-fs pulses from a diode-pumped graphene mode-locked Yb:CaYAlO₄ laser», *Opt. Lett.*, vol. 41, n.^o 5, p. 890, 2016.
- [14] Y. Tang, L. G. Wright, K. Charan, T. Wang, C. Xu, y F. W. Wise, «Generation of intense 100 fs solitons tunable from 2 to 4.3 μm in fluoride fiber», *Optica*, vol. 3, n.^o 9, pp. 948-951, 2016.
- [15] Y. Nomura y T. Fuji, «Sub-50-fs pulse generation from thulium-doped ZBLAN fiber laser oscillator», *Opt. Express*, vol. 22, n.^o 10, pp. 12461-12466, 2014.
- [16] X. Li, W. Zou, G. Yang, y J. Chen, «Direct Generation of 148 nm and 44.6 fs Pulses in an Erbium-Doped Fiber Laser», *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, n.^o 1, pp. 93-96, 2015.
- [17] M. Murtagh, J. Lin, R. P. Mildren, G. McConnell, y D. J. Spence, «Efficient diamond Raman laser generating 65 fs pulses», *Opt. Express*, vol. 23, n.^o 12, pp. 15504-15513, 2015.
- [18] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, 1997.
- [19] J. K. Ranka, A. L. Gaeta, A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov, y D. A. Wiersma, «Autocorrelation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode», *Opt. Lett.*, vol. 22, n.^o 17, pp. 1344-1346, 1997.
- [20] C. Lavieja, S. Jarabo, M. Marín-Doñárgueda, y Í. J. Sola, «Mode-locked erbium-doped fiber lasers as source for optical sensor networks over C and L bands», *Opt. Fiber Technol.*, vol. 19, n.^o 5, pp. 476-481, 2013.

CAPÍTULO IV

PARTE EXPERIMENTAL II: GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO EN HNLF

4.1 GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO EN FIBRA HNLF

En este capítulo describimos en primer lugar la caracterización de la fibra HNLF usada como medio no lineal y realizamos simulaciones numéricas para la generación de supercontinuo. A continuación describimos los diferentes montajes experimentales empleados para la generación del supercontinuo, detallando el proceso de optimización de las fibras de dispersión positiva y negativa, de la longitud de la fibra HNLF, y del efecto del bombeo del segundo amplificador para conseguir el espectro supercontinuo con la mayor anchura espectral posible.

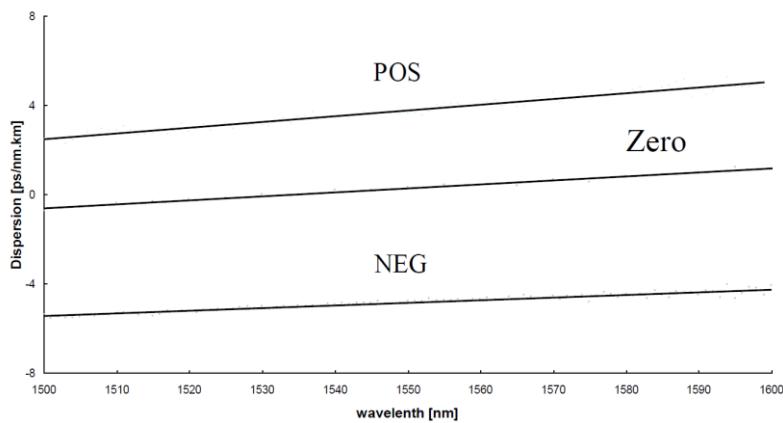
4.1.1 Caracterización de la fibra óptica altamente no lineal (HNLF)

Para la generación de supercontinuo hemos utilizado una fibra óptica altamente no lineal de sílice (HNLF) de dispersión nula de la empresa YOFC, tipo NL-1550-Zero, modelo NL1016-B. La dispersión de esta fibra en 1550 nm tiene una pendiente de $0.025 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \text{ Km})$ y su coeficiente de ganancia Raman es mayor que $4.8 \text{ W}^{-1} \text{ Km}^{-1}$. Además debemos indicar que durante la realización del trabajo se realizaron soldaduras entre fibra SMF28 y HNLF, las cuales presentan pérdidas altas, en torno a 2 dB. Una posible solución consiste en emplear una fibra puente. Suponiendo que la distribución modal es aproximadamente gaussiana, se realizaron estimaciones numéricas de la mejora empleando fibras comerciales de Nufern, Liekki, Thorlabs, etc. Las fibras que mejor funcionarían son la UHNA1 ($\text{NA} = 0.28$, radio del núcleo = $1.25 \mu\text{m}$) y la UHNA3 ($\text{NA} = 0.35$, radio del núcleo = $0.9 \mu\text{m}$), pudiendo esperar una mejora de 1 dB en cada transición. Experimentalmente, probamos algunas fibras, entre las que se encontraba la UHNA3. Efectivamente, tal como se esperaba, la mejora fue de aproximadamente 1 dB. No es una gran mejora, pero podría ser interesante principalmente para conseguir acoplar más potencia en la fibra no lineal. Sin embargo, el proceso de soldadura es sumamente delicado debido a que el núcleo de estas fibras tiene un radio muy pequeño y el resultado de la soldadura no resulta fiable, siendo necesario ensayar un número alto de soldaduras hasta conseguir estos valores. Debido a ello, se prefirió continuar con la soldadura directa entre la SMF28 y la HNLF.

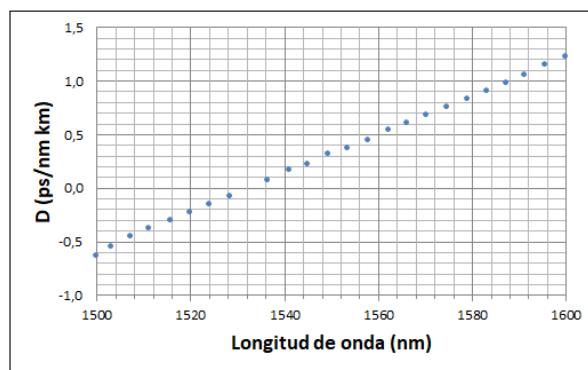
4.1.2 Valores de dispersión

La fibra con la que hemos trabajado, tiene la longitud de onda de dispersión nula (ZDW) nominal en 1550 nm. El fabricante proporciona apenas información sobre los parámetros de dispersión, así que tendremos que estimarlos. La única información de la que disponemos es la gráfica que se muestra en la figura 4.1.

El fabricante dispone de tres modelos según el valor de dispersión en 1550: positiva (POS), nula (ZERO) y negativa (NEG). En el laboratorio disponemos de las dos últimas, pero usamos principalmente la de dispersión nula (ZERO), donde esperamos fenómenos no lineales mayores. Describimos por tanto la fibra HNLF-Zero.



(a)



(b)

Figura 4.1. (a) Curva de dispersión para las tres fibras HNLF que proporciona el fabricante (donde se nota la existencia de puntos experimentales), (b) Estimación de la dispersión a partir de la figura (a) para la fibra HNLF-Zero.

En la gráfica 4.1 (b) se muestra la curva del parámetro D (Dispersión) [1], [2], calculado de acuerdo a la siguiente relación:

$$D = - \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \beta_2 \quad (4.1)$$

Donde β_2 es la dispersión de la velocidad de grupo (GVD), que en general es función de la frecuencia. Generalmente se usa una expansión de Taylor para calcular este valor [2],

$$\beta_2(\omega) = \beta_2 + \beta_3(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_4(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_5(\omega - \omega_0)^3 \quad (4.2)$$

donde ω_0 es la frecuencia en la que se bombeará la fibra no lineal.

En la figura 4.1 (b) observamos que solo tenemos información entre 1500 nm y 1600 nm, lo cual resulta muy limitado puesto que vamos a estudiar espectros en una región mucho más ancha. En cualquier caso, vamos a estimar los parámetros β_i que mejor se ajustan a esta curva.

Nosotros, como hemos visto, vamos a trabajar con dos láseres diferentes, uno en 1600 nm (banda L) y otro en 1560 nm (banda C). Podemos estimar también estos valores para la longitud de onda de dispersión cero (ZDW – 1550 nm), los cuales se muestran en la figura 4.2.

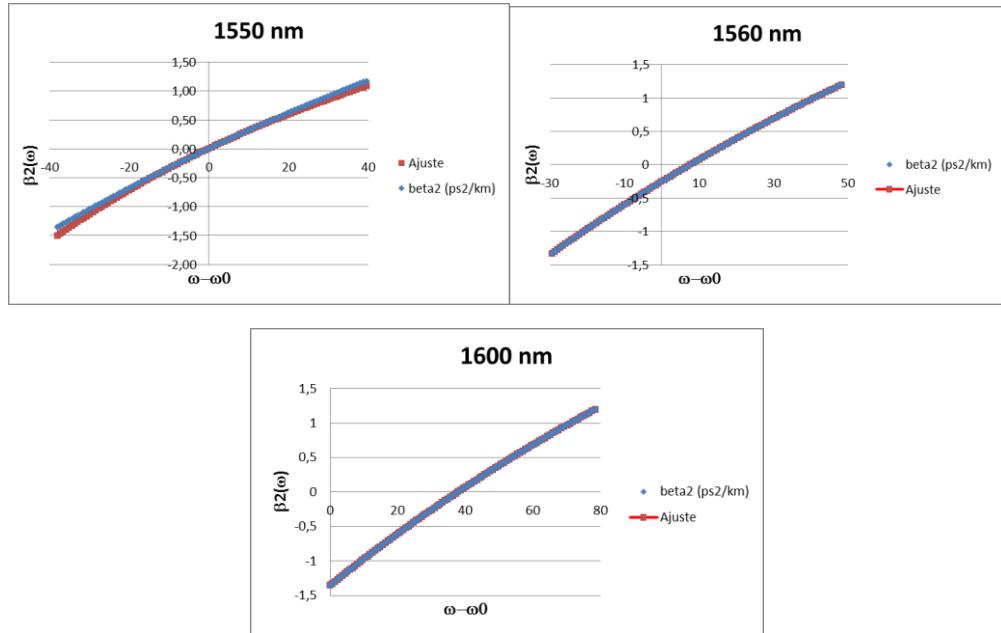


Figura 4.2. Parámetro $\beta_2(\omega)$ evaluado en 1550, 1560 y 1600 nm, respectivamente.

Realizando los ajustes correspondientes, obtenemos los siguientes valores mostrados en la tabla 4.1.

Tabla 4.1. Valores de β_2 , β_3 , β_4 y β_5 .

	1550 nm	1560 nm	1600 nm	Unidades
β_2	$3.80 \cdot 10^{-5}$	$-2.58 \cdot 10^{-1}$	-1.36	ps^2/km
β_3	$3.25 \cdot 10^{-2}$	$3.38 \cdot 10^{-2}$	$3.92 \cdot 10^{-2}$	ps^3/km
β_4	$-1.61 \cdot 10^{-4}$	$-1.67 \cdot 10^{-4}$	$-1.91 \cdot 10^{-4}$	ps^4/km
β_5	$7.92 \cdot 10^{-7}$	$7.92 \cdot 10^{-7}$	$7.92 \cdot 10^{-7}$	ps^5/km

En la tabla 4.1 observamos que el coeficiente β_2 es muy reducido, particularmente para 1550 nm, que se corresponde con la longitud de onda de dispersión cero nominal de la fibra HNLF.

4.1.3 Estimación del coeficiente no lineal

El fabricante simplemente nos proporciona un valor para el coeficiente no lineal $\gamma \geq 10.5 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. En nuestro caso, por tanto para las simulaciones consideraremos un valor de $\gamma = 0.0105 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$. Este valor coincide además con el utilizado en algunos de los trabajos citados [1], [3].

4.1.4 Simulación de la generación de supercontinuo

Para entender el fenómeno de generación de supercontinuo, realizamos una serie de simulaciones numéricas para cada uno de los láseres utilizados, introduciendo los parámetros descritos en el código desarrollado en la referencia [1]. Debemos tener en cuenta que si cambiamos la longitud de onda de bombeo, deberemos cambiar también los coeficientes de dispersión.

Láser en banda L (1600 nm)

Parámetros de la fibra. Los parámetros de la fibra calculados (tabla 4.1) son los siguientes:

$$\beta_2 = -1.36 \frac{\text{ps}^2}{\text{km}}$$

$$\beta_3 = 3.92 \cdot 10^{-2} \frac{\text{ps}^3}{\text{km}}$$

$$\beta_4 = -1.91 \cdot 10^{-4} \frac{\text{ps}^4}{\text{km}}$$

$$\beta_5 = 7.92 \cdot 10^{-7} \frac{\text{ps}^5}{\text{km}}$$

$$\gamma = 0.0105 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$$

Parámetros láser. Los parámetros que necesitamos del láser son los siguientes:

Longitud de onda de bombeo: $\lambda_0 = 1600 \text{ nm}$, frecuencia de repetición: $v = 1.39 \text{ MHz}$, potencia media: $P = 151 \text{ mW}$, energía del pulso: $E = 109 \text{ nJ}$, duración del pulso $\tau_0 = 0.18 \text{ ps}$. La potencia de pico del pulso: $P_p = 606 \text{ kW}$.

Aunque la potencia media no es demasiado alta (151 mW), la potencia de pico sí que resulta bastante elevada, debido a la corta duración del pulso. Eso hará que los efectos no lineales aparezcan con facilidad en la fibra.

Longitudes del régimen no lineal

Siguiendo la nomenclatura descrita en [3], calculamos la longitud de dispersión (la longitud a partir de la cual los efectos dispersivos son notables L_D) y la longitud

no lineal (la longitud necesaria para que los efectos no lineales sean apreciables L_{NL}), cuyos valores son:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = 24 \text{ m}$$

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} = 16 \cdot 10^{-5} \text{ m} \quad (4.3)$$

En este trabajo hemos utilizado distancias de propagación de decenas de metros. Esperamos por lo tanto, que los efectos no lineales dominen sobre los dispersivos. La longitud no lineal es muy pequeña, debido a la elevada potencia de pico con la que trabajamos.

Simulación numérica

Con los datos presentados anteriormente, realizamos una simulación numérica. Para poder apreciar los efectos, elegimos una distancia de propagación de 50 m. Hemos reducido la potencia de bombeo en torno a un factor 1000 para apreciar mejor los efectos (si utilizamos la potencia de pico máxima, enseguida obtenemos un ensanchamiento que cubre toda la ventana de computación, lo que concuerda con las medidas experimentales tal y como veremos más adelante). Los resultados se presentan en la figura 4.3.

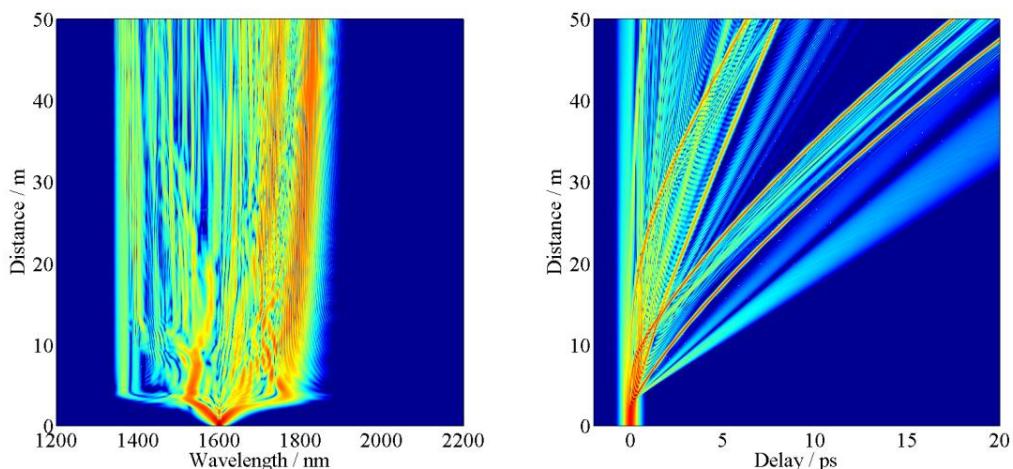


Figura 4.3. Simulación con los parámetros detallados anteriormente hasta una distancia de 50 m, en la parte espectral (izquierda) y temporal (derecha), con una potencia de pico de 423 W.

Vemos que efectivamente, tenemos efectos dispersivos así como no lineales (generación de diferentes frecuencias) a distancias muy cortas. En la parte temporal se observa algunas colisiones, que pueden generar también energía en diferentes frecuencias.

Para apreciar mejor este ensanchamiento, comparamos en la figura 4.4 el espectro de entrada con el de salida en la fibra altamente no lineal (HNLF).

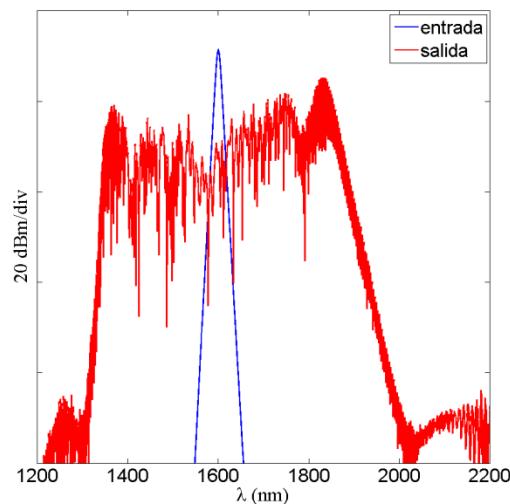


Figura 4.4. Ensanchamiento del espectro entre la entrada y la salida de una fibra de 50 m con los parámetros descritos para el láser en 1600 nm, según nuestras simulaciones.

El hecho de aumentar la distancia de propagación así como la potencia de pico hace crecer mucho el tiempo necesario para las simulaciones. Veremos a continuación cómo afectan algunos parámetros al espectro obtenido.

Distancia de propagación

Para ver con más detalle cómo se va formando el supercontinuo, vemos en la figura 4.5 el perfil de intensidad para diferentes distancias en los primeros 10

metros de propagación, bombeado también con 423 W. Observamos que enseguida se ha ensanchado el espectro, debido al predominio de los efectos no lineales. También se aprecia que se va formando un pozo hacia 1600 nm, lo cual concuerda con las medidas experimentales que presentaremos más adelante.

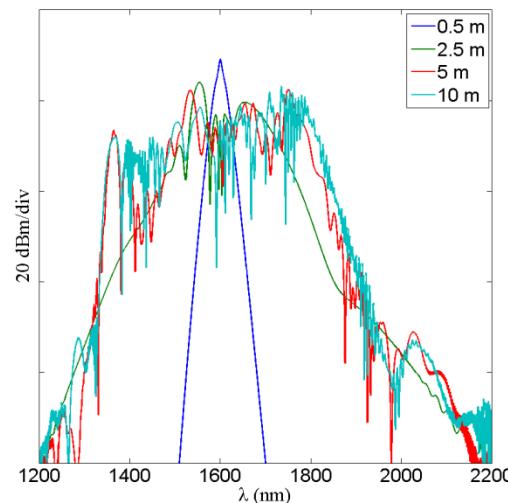


Figura 4.5. Evolución del espectro de salida para diferentes distancias de propagación, con una potencia de pico de entrada de 423 W.

Variación del espectro con la potencia de pico de bombeo

A continuación (figura 4.6), mostramos cómo se va ensanchando el espectro conforme va aumentando la potencia de pico de bombeo, entre 212 W y 1269 W.

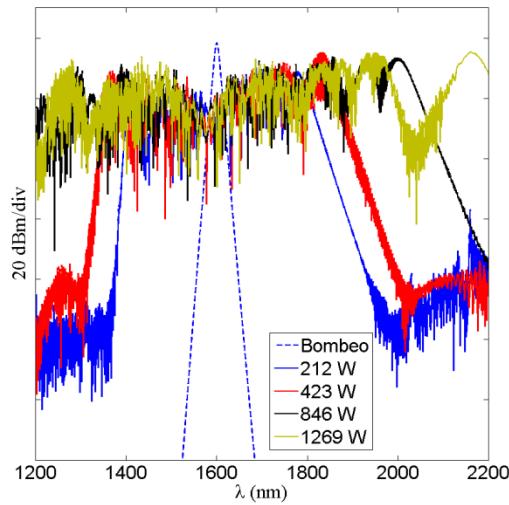


Figura 4.6. Variación del espectro con la potencia de pico de bombeo, manteniendo el resto de parámetros iguales, después de 50 metros de propagación. Se ha dibujado la curva correspondiente al bombeo más bajo para situar la longitud de onda de bombeo.

Observamos en la figura 4.6, que para longitudes de onda más largas (a la derecha de la gráfica) va apareciendo una curva con un perfil bastante redondeado y suavizado. La aparición de esta curva suele achacarse a la presencia de un solitón por dispersión Raman (hacia longitudes de onda mayores) [1]. Cuanto mayor es la potencia, más se aleja este solitón. Vemos también que el parámetro potencia de pico es bastante sensible, ya que el espectro se ve muy afectado por este valor. Para apreciar mejor cómo afecta la potencia de pico a la propagación, mostramos en la figura 4.7, dos simulaciones hechas con potencias de pico de 212 W y 1269 W.

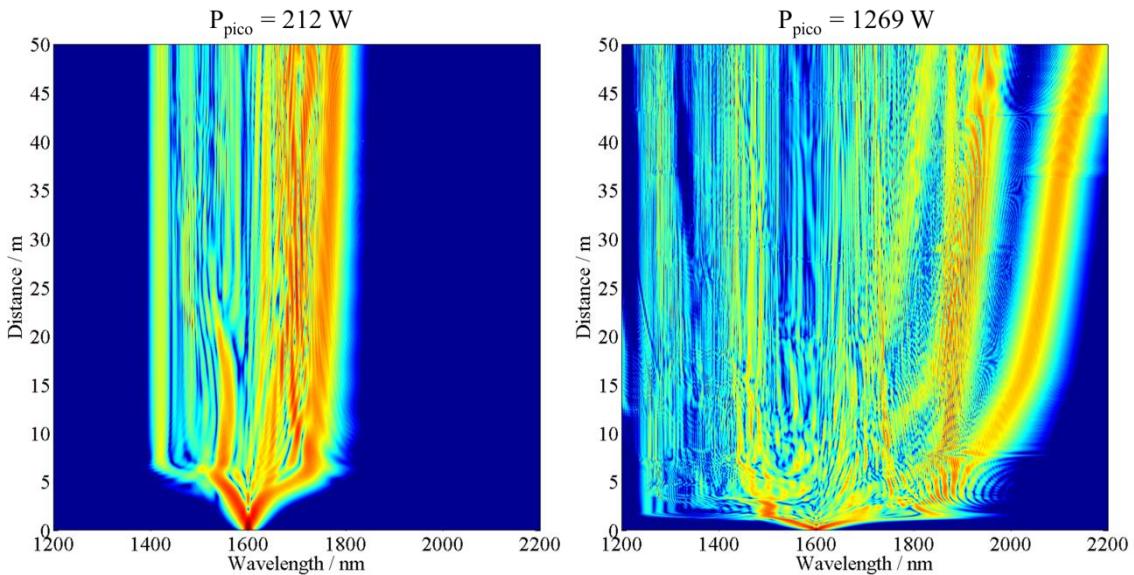


Figura 4.7. Simulación en 50 m de fibra HNLF, con pulsos de potencia de pico de 212 W (izquierda) y 1269 W (derecha).

En la figura 4.7, observamos que cuanto mayor es la potencia de pico, más facilidad tenemos para generar potencia óptica en las regiones del espectro situadas en los extremos.

Láser en banda C (1560 nm)

Parámetros de la fibra. Los parámetros de la fibra son los siguientes:

$$\beta_2 = -0.258 \frac{\text{ps}^2}{\text{km}}$$

$$\beta_3 = 3.38 \cdot 10^{-2} \frac{\text{ps}^3}{\text{km}}$$

$$\beta_4 = -1.67 \cdot 10^{-4} \frac{\text{ps}^4}{\text{km}}$$

$$\beta_5 = 7.92 \cdot 10^{-7} \frac{\text{ps}^5}{\text{km}}$$

$$\gamma = 0.0105 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$$

Parámetros láser. Los parámetros que tenemos para el láser son los siguientes:

Longitud de onda de bombeo: $\lambda_0 = 1560$ nm, frecuencia de repetición: $v = 1.39$ MHz, potencia media: $P = 269$ mW, energía del pulso: $E = 194$ nJ, duración del pulso $\tau_0 = 0.18$ ps. La potencia de pico del pulso: $P_p = 1075$ kW.

Vemos que tenemos una potencia de pico todavía más elevada, y además trabajaremos más cerca de la longitud de onda de dispersión cero. Todo ello facilita, en principio, la generación de supercontinuo.

Longitudes del régimen no lineal

Calculamos de nuevo las longitudes de dispersión (la longitud a partir de la cual los efectos dispersivos son notables) y la longitud no lineal (la longitud necesaria para que los efectos no lineales sean apreciables), para el láser en banda C, tenemos:

$$\begin{aligned} L_D &= \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = 126 \text{ m} \\ L_{NL} &= \frac{1}{\gamma P_0} = 9 \cdot 10^{-5} \text{ m} \end{aligned} \tag{4.4}$$

Vemos que la longitud de dispersión se hace algo mayor, lo que cabría esperar al estar trabajando más cerca de la longitud de onda de dispersión cero (ZDW), y la longitud no lineal es todavía más pequeña. Todo ello puede facilitar la generación de supercontinuo. En esta tesis hemos trabajado con longitudes de hasta 112 m de fibra HNLF, por lo que todo indica que estamos por debajo de la longitud de dispersión. Para poder apreciar mejor los efectos, dividimos la potencia de pico máxima por un factor de 1000, aumentando de esta forma la longitud no lineal. En la figura 4.8 representamos los resultados de la simulación.

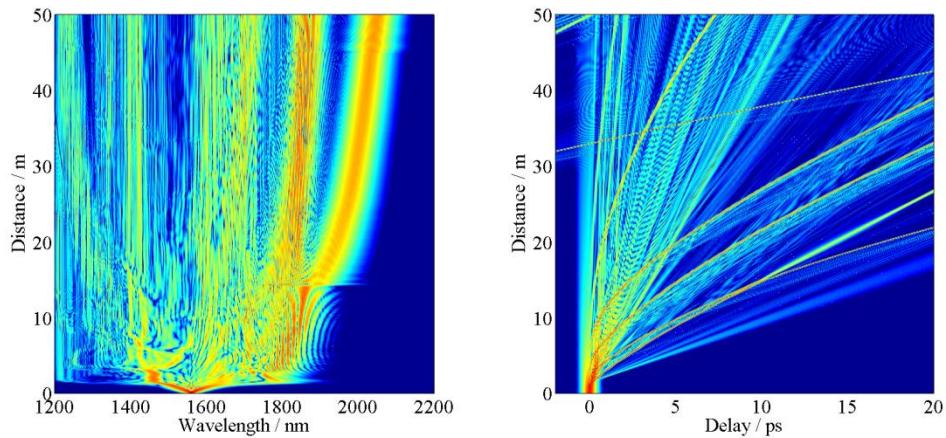


Figura 4.8. Simulación con los parámetros del láser con salida en 1560 nm, con 50 m de longitud de fibra HNLF.

En la figura 4.8 observamos que el espectro es mucho más ancho, y que la descripción temporal es mucho más complicada. En la parte temporal observamos que tenemos problemas de solapamiento, por lo que necesitaríamos una ventana más amplia.

En la figura 4.9 presentamos los espectros del pulso a la entrada y salida de la fibra HNLF.

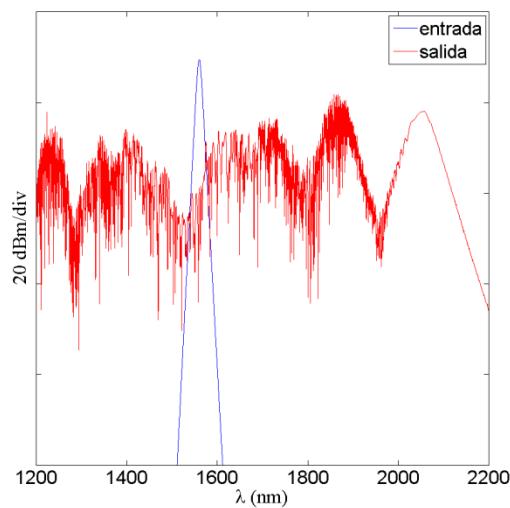


Figura 4.9. Ensanchamiento del espectro entre la entrada y la salida de una fibra de 50 m con los parámetros descritos para el láser en 1560 nm, con una potencia de pico de 1078 W, según nuestras simulaciones.

En la figura 4.9, observamos que para longitudes de onda más larga, aparecen una serie de crestas y valles, que podemos achacar de nuevo a la dispersión Raman.

A continuación comprobamos el efecto de la potencia de bombeo realizado también con el láser en 1600 nm. Este efecto del bombeo lo observamos en la figura 4.10.

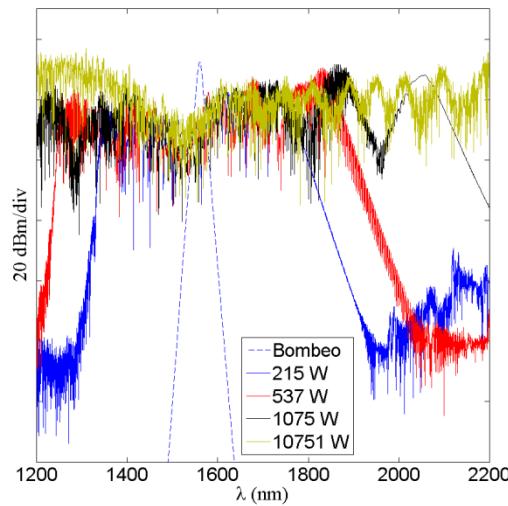


Figura 4.10. Efecto de la potencia de pico de bombeo sobre el espectro de salida, bombeando en 1560 nm con 50 metros de fibra HNLF-zero. Se ha dibujado la curva correspondiente al bombeo más bajo para situar la longitud de onda de bombeo.

En la figura 4.10, observamos claramente que la anchura del supercontinuo aumenta con la potencia de bombeo, empezando desde 215 W hasta 10751 W y representado por diferentes colores.

4.2 GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO CON LÁSER EN BANDA L

El montaje experimental utilizado lo mostramos en la figura 4.11. El láser de anillo de fibra dopada con erbio pulsado mediante mode-locking pasivo basado en la rotación no lineal de la polarización (NPR), descrito anteriormente, se emplea como fuente óptica [4]–[8] para la generación de supercontinuo [3], usando como medio no lineal fibra óptica altamente no lineal (highly nonlinear fibre, HNLF) [9]–[16].

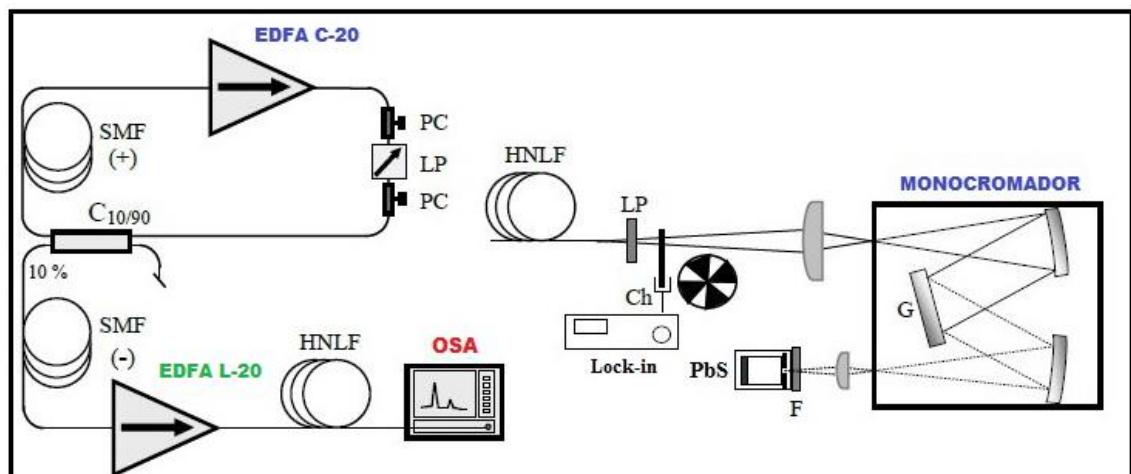


Figura 4.11. Montaje experimental para la generación de supercontinuo en una fibra óptica altamente no lineal (HNLF). Con el OSA medimos los espectros hasta 1700 nm y utilizando el monocromador hasta 2500 nm.

En la figura 4.12 mostramos la disposición de los equipos en el laboratorio de trabajo.



Figura 4.12. Disposición de los equipos en el laboratorio para el sistema:
(EDFA-C20 + EDFA-L20)

Para mejorar los pulsos hemos añadido al montaje fibras de dispersión positiva y negativa, cuyas longitudes hay que ajustar para optimizar la generación de supercontinuo, agregando dentro de la cavidad del anillo fibra óptica de dispersión positiva (Corning, modelo SMF28, longitud 111 m) y fuera de la cavidad de anillo se añade fibra óptica de dispersión negativa (Thorlabs, modelo DCF38, longitud de 22 m). Las longitudes necesarias se determinaron optimizando el efecto de doblado de frecuencia que producían los pulsos sobre un cristal de BBO, asumiendo que a mayor generación de segundo armónico, mejor pulso.

El espectro generado logramos medirlo hasta 1700 nm utilizando el analizador de espectros ópticos (OSA, Agilent, modelo 86142B) con una resolución espectral de 1 nm. El espectro generado con longitudes de onda mayores que 1700 nm se analiza empleando un monocromador (SPEX, modelo 340E), con una red de difracción con 300 líneas/mm y una longitud de onda Blaze de 2000 nm (Horiba Scientific), que nos proporciona una resolución espectral de 4 nm, cuyo montaje se esquematiza también en la figura 4.11. Para eliminar la influencia del segundo orden de difracción se incluye un filtro (longitud de onda de corte de 1500 nm, Thorlabs, modelo FEL1500) que transmite a partir de 1500 nm hasta 3000 nm. La

detección se lleva a cabo con un fotodetector de PbS (Thorlabs, modelo FDPS3X3) con una respuesta espectral desde 1000 nm hasta 2750 nm. Es necesario modular el haz con un chopper y emplear detección síncrona (amplificador lock-in). El haz, además atraviesa un polarizador lineal (modelo LPMIRO50-MP2, empresa Thorlabs, rango de longitud de onda de 1.5 a 5.0 μm) y se detecta su espectro dos veces, una para polarización vertical y otra para polarización horizontal. La medida se corrige para ambas polarizaciones, cuya respuesta espectral para las dos polarizaciones ortogonales se muestra en la figura 4.13. La suma de ambas medidas nos proporciona la forma del espectro supercontinuo generado por la fibra HNLF a falta de asignarle valores de potencia. Para ello se hace coincidir el espectro obtenido con el espectro del OSA en la zonapectral común a ambos. Para lograr la coincidencia correcta de los espectros, es necesario corregir el desplazamiento espectral que afecta a ambos: 1 nm en el caso del OSA (determinado a partir de medidas con redes de Bragg calibradas) y 4 nm en el caso del monocromador (coincide con una calibración realizada con un filtro de 532 nm midiendo para diferentes órdenes de difracción).

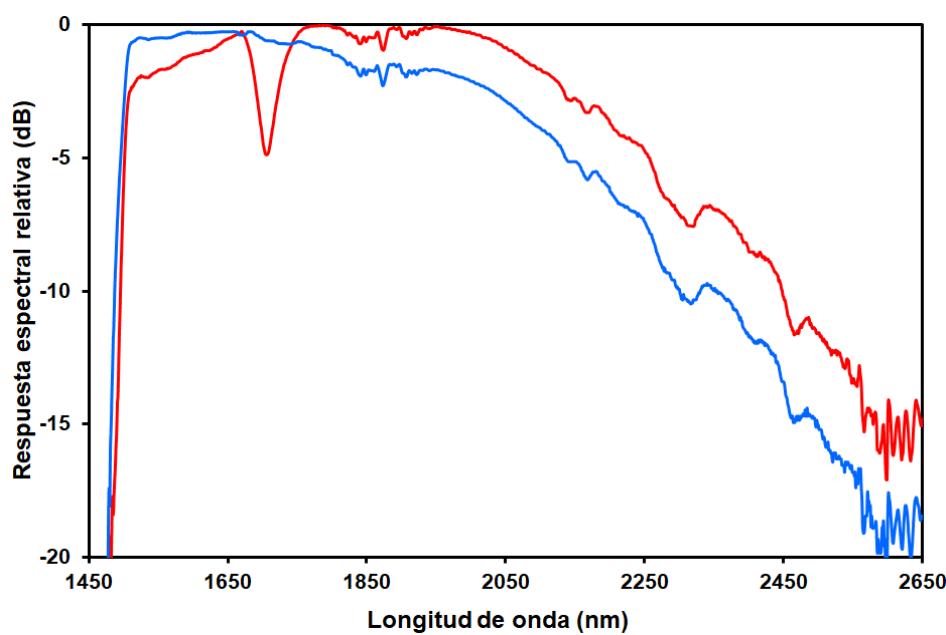


Figura 4.13. Respuesta espectral de la instalación para las dos polarizaciones ortogonales.

En la figura 4.14 mostramos la región de la superposición de los espectros del supercontinuo generado, usando el analizador de espectros ópticos (OSA) hasta una longitud de onda de 1700 nm y con un monocromador más allá de los 1700 nm, en el rango entre 1400 y 2500 nm, respectivamente.

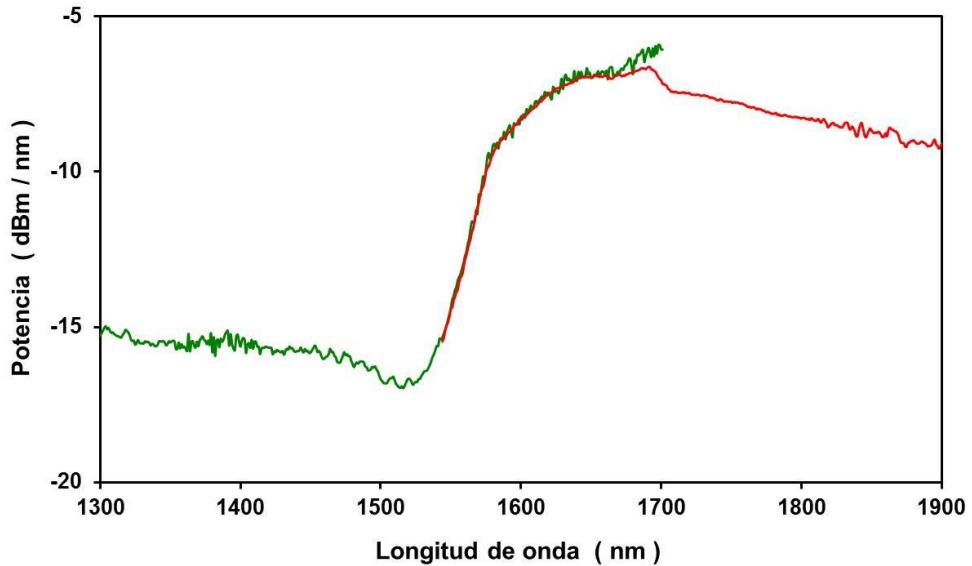


Figura 4.14. Ejemplo de ajuste de los espectros medidos con el OSA y con el monocromador.

En la figura 4.14 observamos la superposición de los espectros del supercontinuo generado desde 1550 nm hasta 1700 nm, aproximadamente.

4.2.1 Efecto de las fibras de dispersión positiva y de dispersión negativa

La adición de fibras de dispersión positiva (dentro de la cavidad del anillo, figura 4.11) y de dispersión negativa (entre la cavidad del anillo y el segundo amplificador), mejoran claramente los espectros generados del supercontinuo. Las longitudes de fibra que optimizan el espectro no dependen de la longitud de la fibra HNLF, porque lo que realmente optimizan las fibras es el pulso obtenido a la salida del láser. Así, en las figuras 4.15 y 4.16, mostramos cómo se mejora el espectro del supercontinuo generado con 10 m y 102 m de fibra HNLF, respectivamente. Como vimos en la sección anterior las longitudes adecuadas

para estos componentes son 111 metros para las fibras de dispersión positiva y 22 m para la fibra de dispersión negativa.

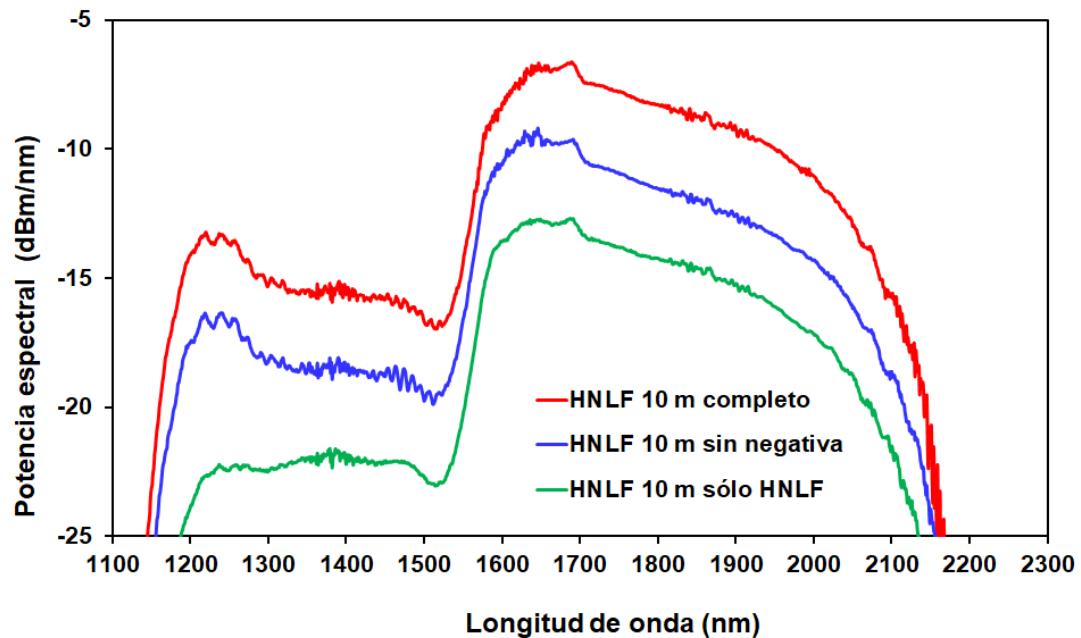


Figura 4.15. Mejora del espectro del supercontinuo generado, debido a la inserción de fibras de dispersión positiva y negativa para 10 m de fibra HNLF.

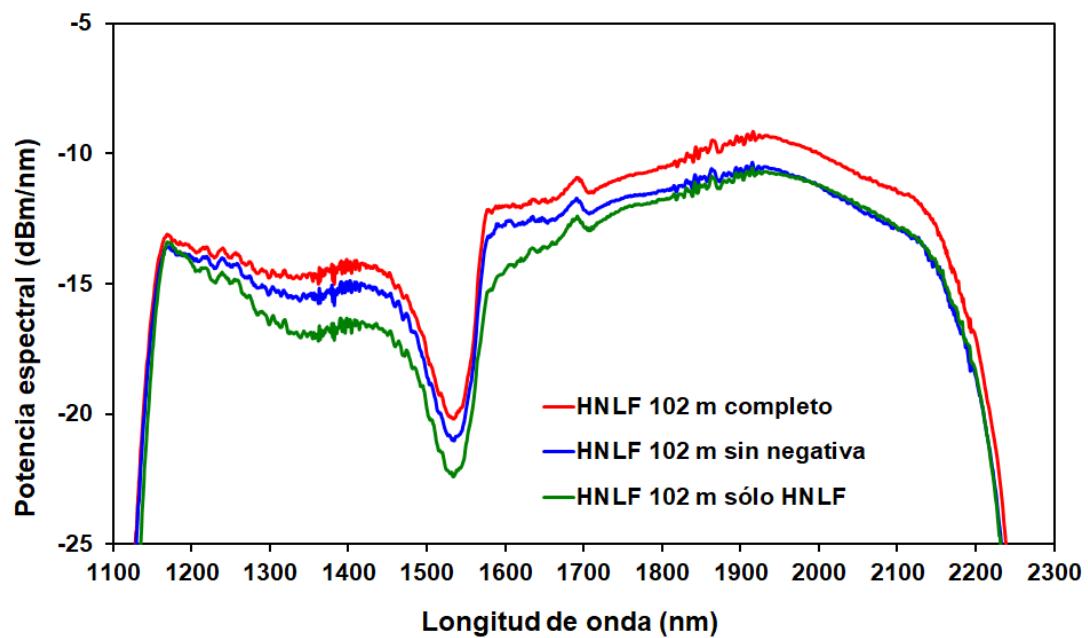


Figura 4.16. Mejora del espectro del supercontinuo generado, debido a la inserción de fibras de dispersión positiva y negativa para 102 m de fibra HNLF.

Está claro de las figuras 4.15 y 4.16 que una combinación de estas dos fibras dispersivas permite ensanchar ligeramente la anchura del espectro, así como aumentar la potencia total.

4.2.2 Efecto del bombeo del segundo amplificador

El segundo amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA-L 20) juega un papel muy importante en la amplificación de los pulsos, ya que, cuanto mayor es el bombeo del segundo amplificador, el espectro del supercontinuo generado se hace más ancho y más potente. El bombeo máximo del segundo amplificador con el que trabajamos, fue de 151 mW de potencia media. El efecto del bombeo lo mostramos en las figuras 4.17, 4.18 y 4.19, para 10 m, 102 m y 112 m de fibra HNLF, respectivamente.

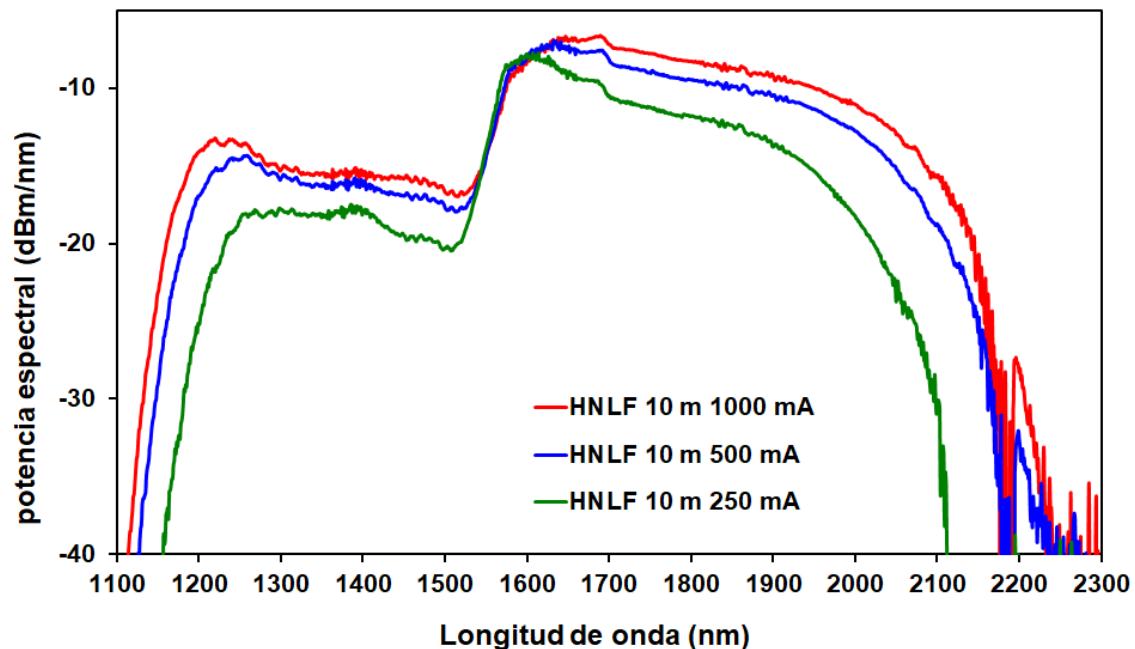


Figura 4.17. Variación de la potencia de bombeo en el segundo amplificador.

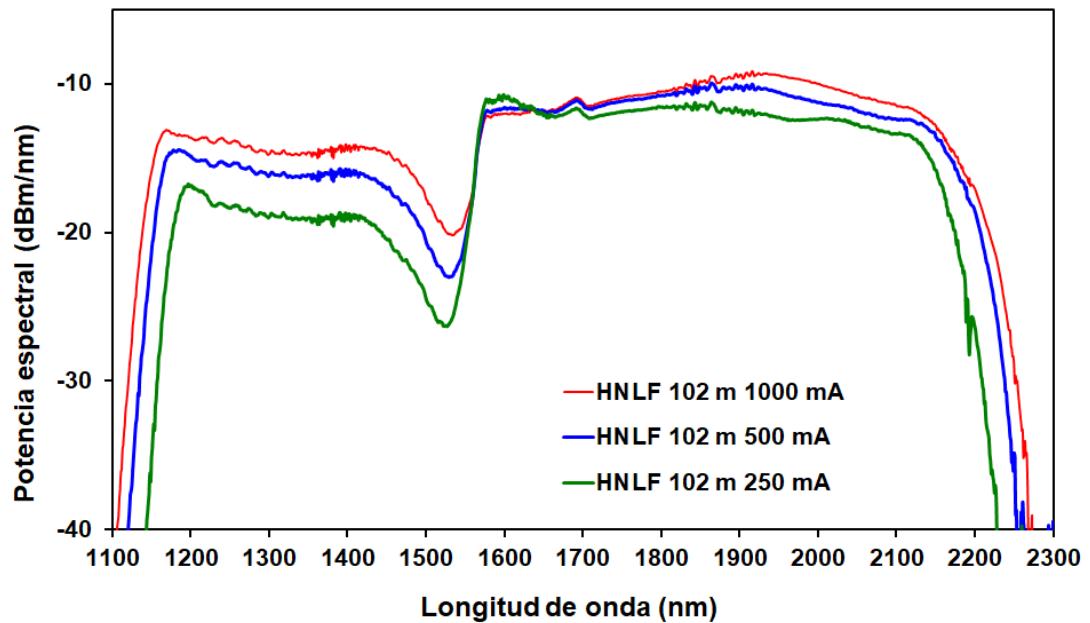


Figura 4.18. Variación de la potencia de bombeo en el segundo amplificador.

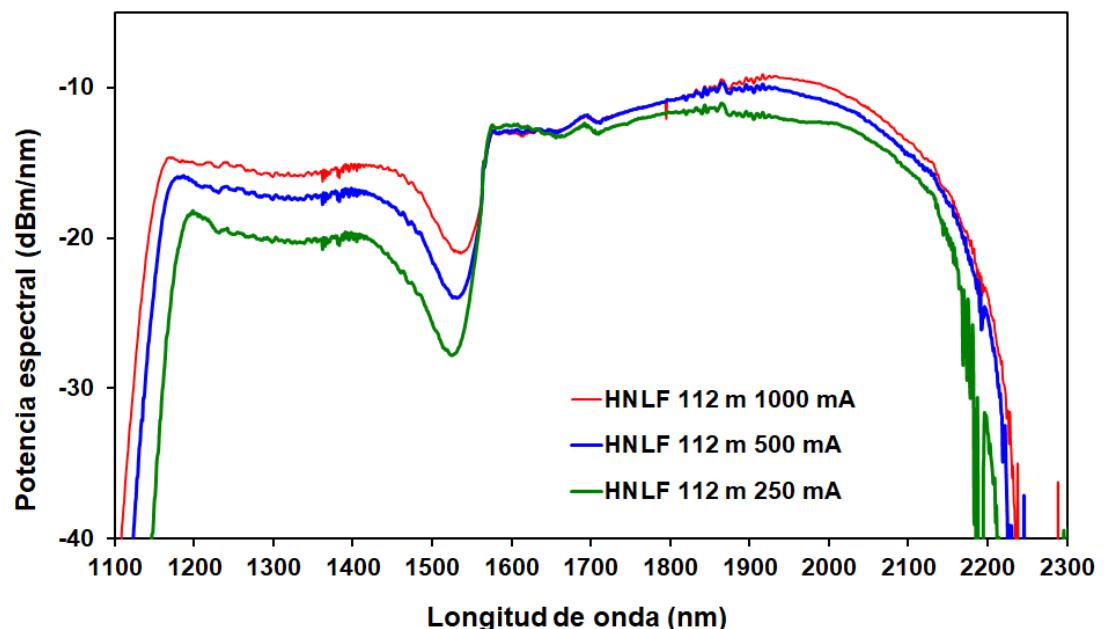


Figura 4.19. Variación de la potencia de bombeo en el segundo amplificador.

En las figuras 4.17, 4.18 y 4.19, observamos que a mayor bombeo el espectro del supercontinuo se ensancha, dando lugar a una mayor potencia espectral.

4.2.3 Optimización de la longitud de la fibra óptica altamente no lineal (HNLF)

El espectro supercontinuo generado por la fibra HNLF depende de su longitud, presentando una anchura máxima cuando se emplean 63 m de fibra. Se ha trabajado con longitudes de 10 m, 25 m, 63 m, 88 m, 102 m y 112 m de fibra HNLF, obteniendo buenos resultados en todos ellos.

En la figura 4.20 mostramos los espectros del supercontinuo generado por algunas de las longitudes de fibra HNLF empleadas en la optimización, donde observamos claramente dos zonas divididas por un pozo en los espectros obtenidos, notando que el espectro de la parte izquierda (longitudes de onda menores) tiene menor potencia espectral que el espectro de la parte derecha (longitudes de onda mayores). En la figura 4.21 representamos la potencia espectral generada en 1385 nm (a la izquierda del pozo del espectro generado), en 1927 nm (a la derecha del pozo del espectro generado) y en 2172 nm (borde del espectro), resultando que la longitud óptima se encuentra a 63 m de fibra HNLF, dado que mantiene la potencia espectral para las tres longitudes de onda indicadas.

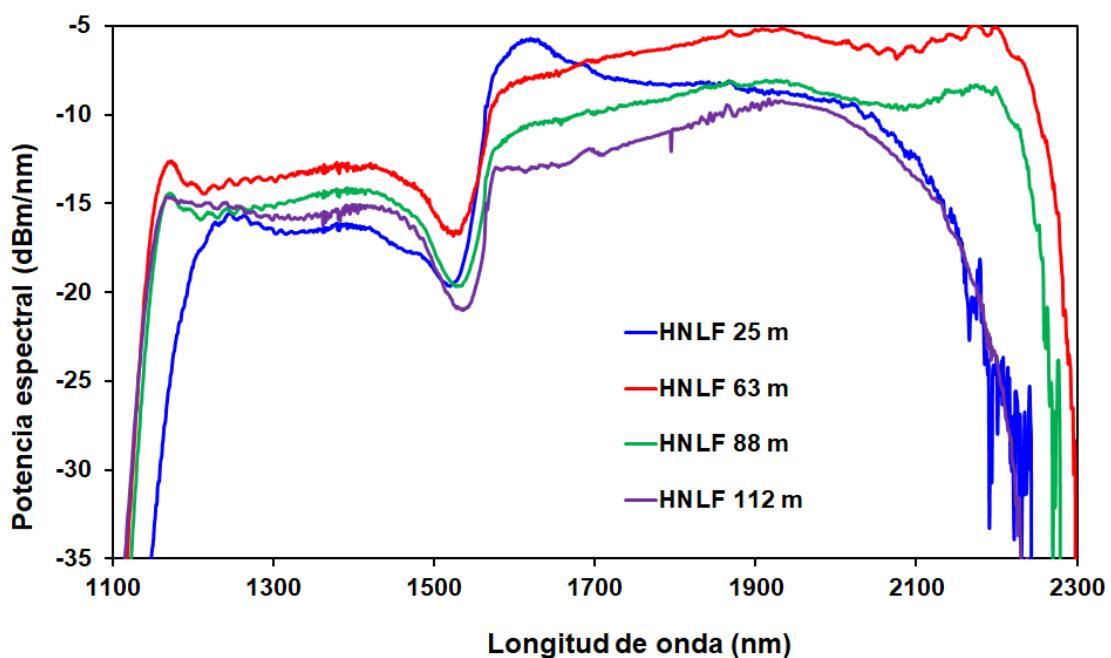


Figura 4.20. Espectros del supercontinuo generado por varias longitudes de fibra HNLF.

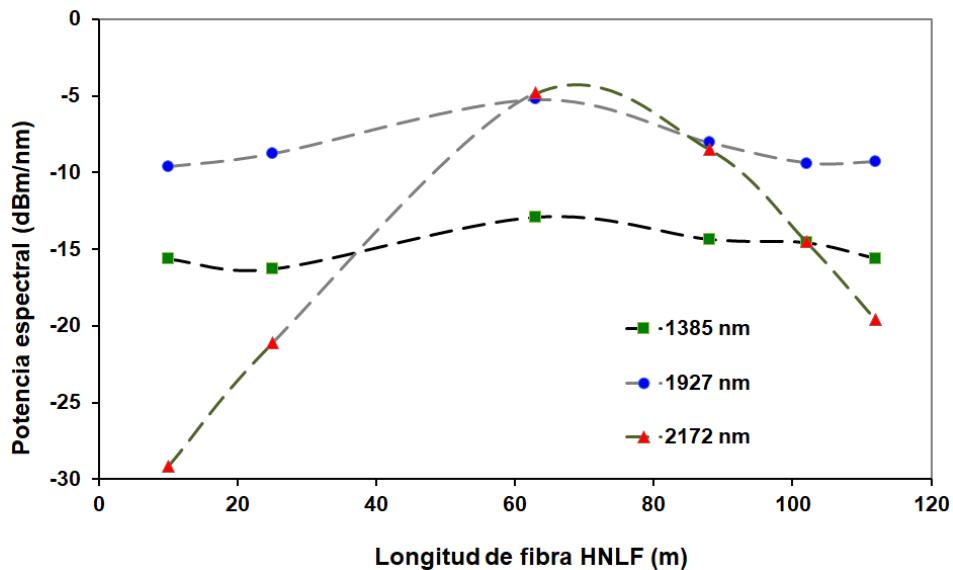


Figura 4.21. Potencia espectral en tres longitudes de onda en función de la longitud de la fibra HNLF.

En la figura 4.22 representamos las longitudes de onda extremas de los espectros y la anchura del espectro para una potencia espectral de -20 dBm/nm en función de la longitud de fibra HNLF, donde se observa que la longitud de 63 m es la que proporciona un espectro más ancho, alcanzando la octava de ensanchamiento espectral, siendo para este caso mayores tanto la longitud de onda mínima como la máxima.

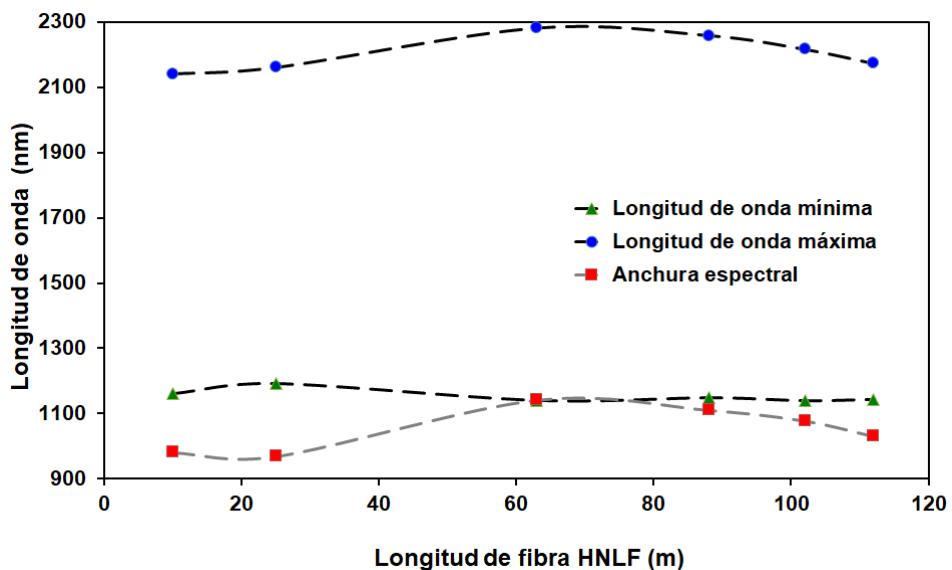


Figura 4.22. Longitudes de onda extremas y anchura espectral a -20 dBm/nm en función de la longitud de HNLF.

Finalmente, en la figura 4.23 mostramos la anchura espectral en función de la longitud de la fibra altamente no lineal (HNLF).

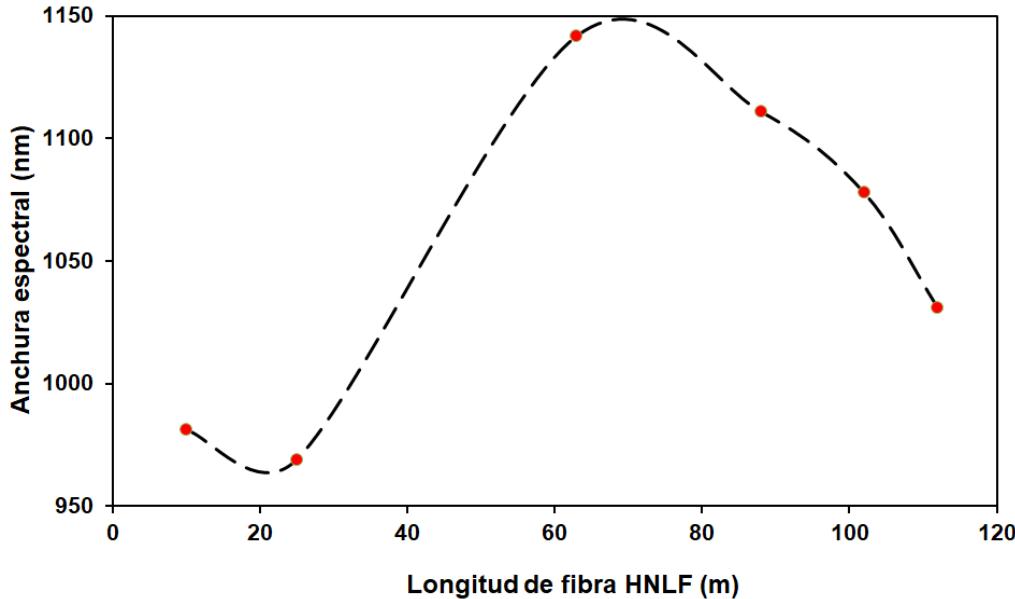


Figura 4.23. Anchura espectral a -20 dBm/nm en función de la longitud de fibra HNLF.

En la figura 4.23 observamos claramente que la mayor anchura espectral se da a 63 m de fibra HNLF, aproximadamente. Intentaremos, por tanto, para este sistema, trabajar con esta longitud de fibra HNLF.

4.2.4 Supercontinuo generado por 63 m de fibra HNLF

Una vez optimizada la longitud de la fibra HNLF, encontramos que con 63 m, se produce el espectro más ancho del supercontinuo generado, representado en la figura 4.24.

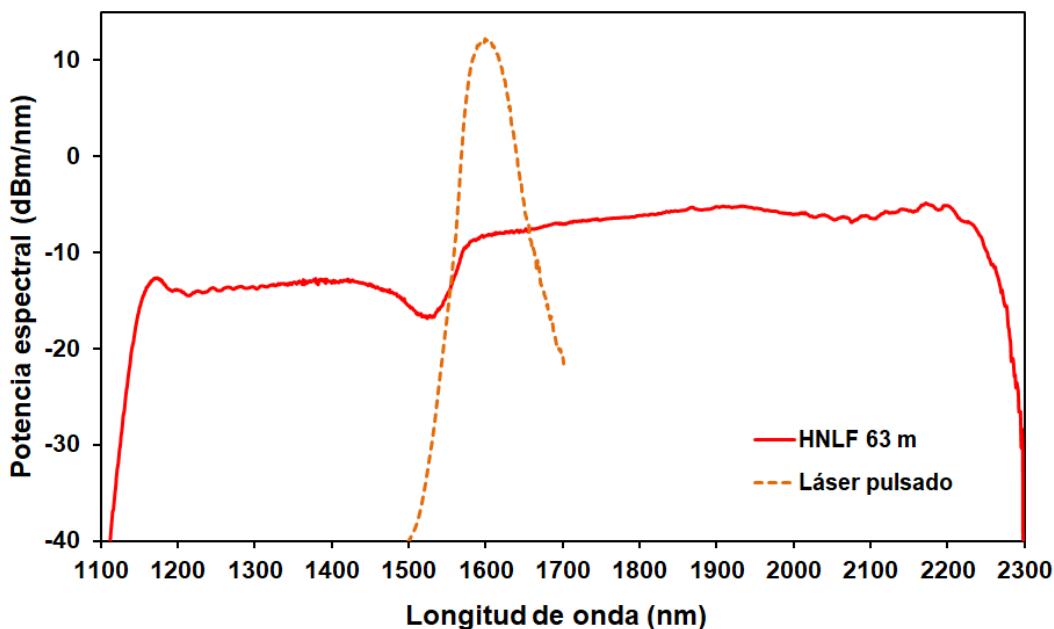


Figura 4.24. Espectro del supercontinuo generado por 63 m de fibra altamente no lineal. La línea punteada representa el espectro del láser pulsado a la entrada de la fibra altamente no lineal (HNLF).

En la figura 4.24 se observa que a -20 dBm/nm el espectro se extiende desde 1140 nm hasta 2282 nm, es decir, su anchura es de 1142 nm y, por tanto, alcanzamos la octava de ensanchamiento espectral. Observando la figura 4.24 también notamos que tenemos dos barreras que no conseguimos superar: 1100 nm y 2300 nm, debido a las pérdidas en las fibras de sílice. Además se ve claramente un pozo en el espectro en 1523 nm (-16.7 dBm/nm) que divide el espectro en dos partes, la parte izquierda del espectro posee menor potencia espectral que la parte derecha. Ambos lados son casi planos, pero el espectro de la derecha alcanza una potencia espectral máxima de -4.8 dBm/nm. La tabla 4.2, resume la anchura del supercontinuo generado.

Tabla 4.2. Anchura del espectro supercontinuo generado por 63 m de fibra HNLF.

Potencia mín. (dBm/nm)	λ_{\min} (nm)	λ_{\max} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)
-17	1147	2278	1131
-20	1140	2282	1142
-30	1125	2296	1171
-40	1112	2299	1187

Observamos que, según los datos de la tabla 4.2, a -20 dBm/nm logramos alcanzar una octava de ensanchamiento espectral, superando a los espectros del supercontinuo de Riffin [16] en anchura espectral y potencia, y de Lauterio [17], en anchura espectral.

4.3 GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO CON LÁSER EN BANDA C

Para la generación del supercontinuo en la sección anterior (4.1.5), utilizamos un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA L – 20 dBm) como segundo amplificador, mostrando un pozo en el espectro del supercontinuo en la zona de 1520 nm. Para superar este pozo en el espectro del supercontinuo generado, hemos ajustado adecuadamente la longitud de onda de bombeo, haciéndola más cercana a la longitud de onda de dispersión cero de la fibra altamente no lineal (HNLF). En el montaje experimental presentado en la figura 4.25, utilizamos el amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA – C26 dBm) como segundo amplificador, desplazando la longitud de onda de bombeo más cerca de la longitud de onda de dispersión cero de la fibra HNLF. Este cambio implica, una nueva implementación completa de la fuente, ya que es necesario calibrar la longitud adecuada de cualquier componente de fibra para lograr la optimización del espectro de salida. En el nuevo sistema el segundo amplificador tiene mayor potencia de salida (26 dBm) [18], [19] y longitud de onda de bombeo (1560 nm), cercana a la longitud de onda de dispersión cero (1550 nm) de la fibra HNLF, usada como medio no lineal.

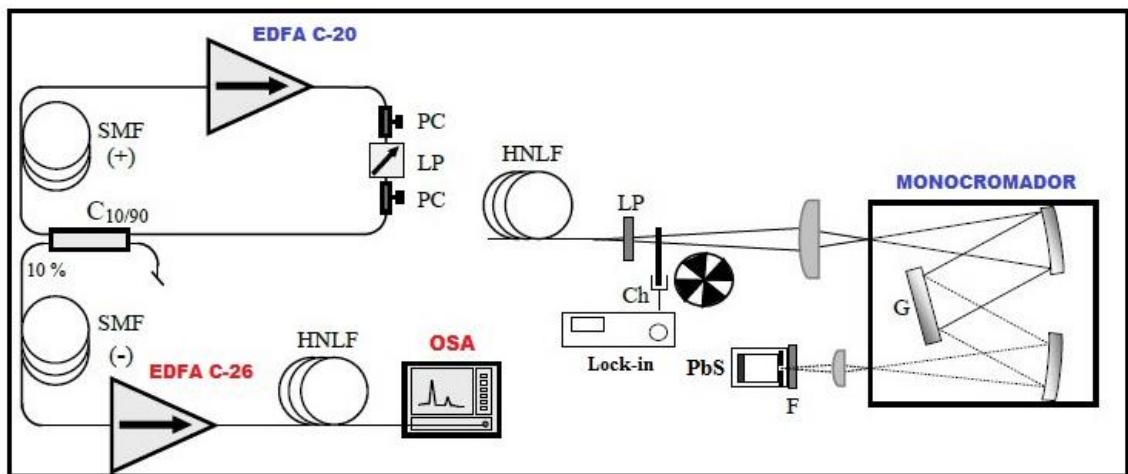


Figura 4.25. Montaje experimental para la generación de supercontinuo en una fibra óptica altamente no lineal (HNLF).

Dentro de la cavidad de anillo se añade fibra óptica de dispersión positiva (Corning, modelo SMF28, longitud 111 m) y fuera de la cavidad de anillo se añade fibra óptica de dispersión negativa (Thorlabs, modelo DCF38, longitud de 22 m) para mejorar los pulsos de forma que logremos mayor ensanchamiento espectral cuando generamos el supercontinuo. Las longitudes necesarias se determinaron optimizando el efecto de doblado de frecuencia que producían los pulsos sobre un cristal de BBO [20] al igual que en el caso anterior (sección 4.2).

Para medir el espectro generado hasta 1700 nm utilizamos el analizador de espectros óptico con una resolución espectral de 1 nm (OSA, Agilent, modelo 86142B) y para longitudes de onda mayores que 1700 nm utilizamos un monocromador (SPEX, modelo 340E) con una resolución espectral de 4 nm y un fotodetector de sulfuro de plomo (PbS) [20], para alcanzar un límite superior de longitud de onda de 2550 nm.

En la figura 4.26 mostramos la disposición de los equipos en el laboratorio para el sistema EDFA-C20 + EDFA-C26 de acuerdo al arreglo de la figura 4.25.

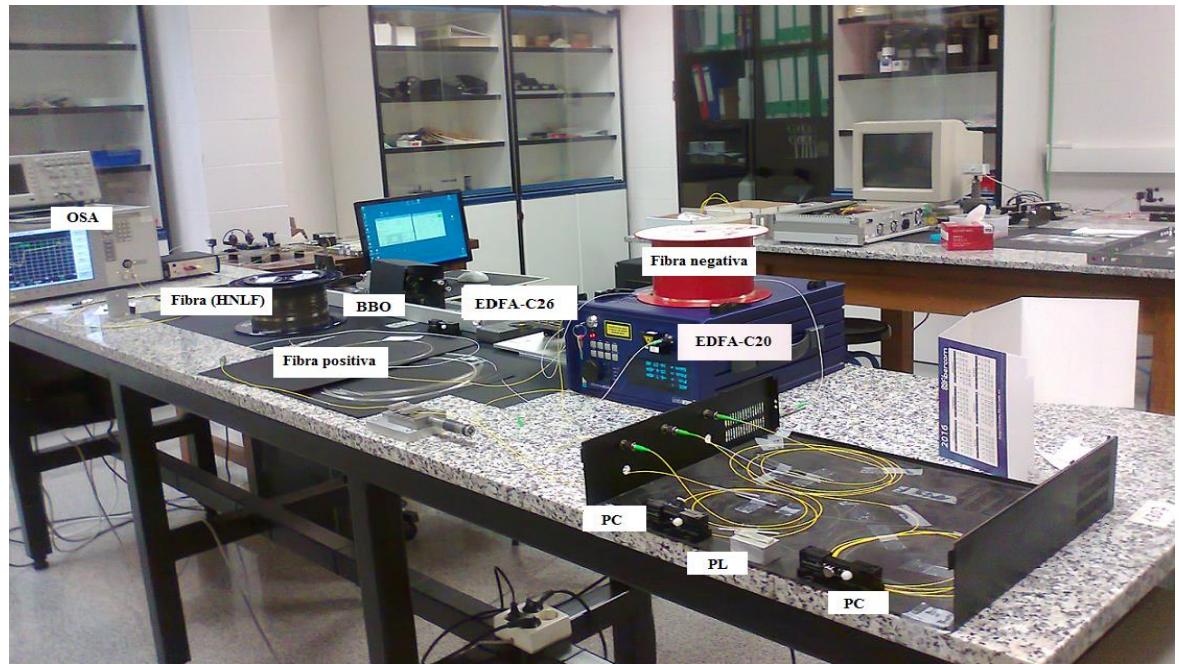


Figura 4.26. Disposición de los equipos en el laboratorio para el sistema:
(EDFA-C20 + EDFA-C26)

4.3.1 Optimización de la longitud de fibra altamente no lineal (HNLF)

Nuevamente, con la finalidad de maximizar la potencia espectral de la emisión del supercontinuo, es necesario encontrar la longitud óptima de la fibra altamente no lineal (HNLF), esto conlleva a un trabajo laborioso, debido a que se necesita realizar las medidas espectrales con diferentes longitudes de fibra. En la figura 4.27 se observa el espectro del supercontinuo generado por la fibra altamente no lineal (HNLF), donde presentamos cuatro de estas medidas para longitudes de fibra de 10 m, 25 m, 40 m y 63 m, mostrando que el mejor comportamiento, en términos de anchura espectral, aparece para una longitud de 25 m. Además, la potencia espectral total para esta longitud es mayor que en los otros casos. Vemos que todas las curvas del espectro se pueden dividir en tres partes bien diferenciadas. Así, podemos observar una zona espectral plana desde 1134 nm a 1523 nm, una segunda zona elevada entre 1523 nm y 1575 nm (que tiene una potencia espectral más alta) y otra zona más alargada con una meseta desde 1575 nm a 2304 nm. Estas partes diferenciadas en las curvas espectrales las encontramos con cualquiera de las longitudes de fibra HNLF experimentada.

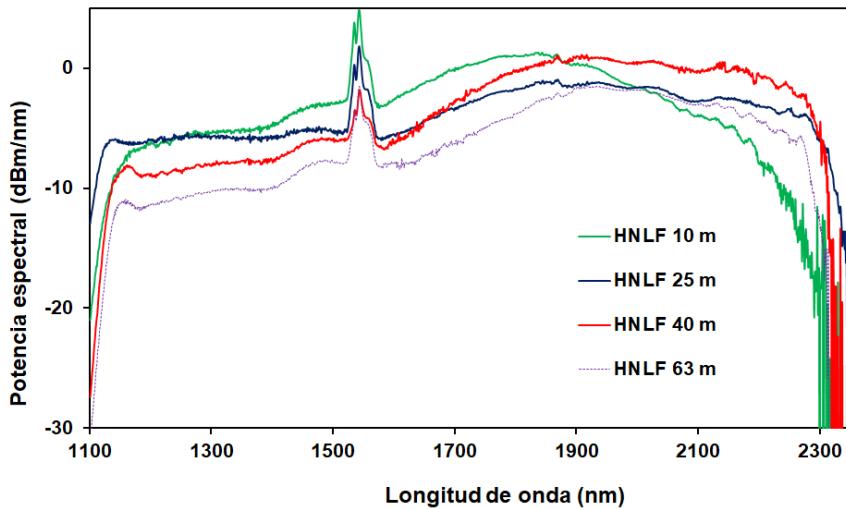


Figura 4.27. Espectro supercontinuo generado por varias longitudes de fibra altamente no lineal (HNLF).

La Figura 4.28 muestra la potencia espectral a cuatro longitudes de onda diferentes, correspondiente a 1101 nm (en el borde izquierdo del espectro) y 1200 nm (en el lado izquierdo del espectro), 2190 nm (en el lado derecho) y 2290 nm (en el borde derecho del espectro). Además observamos que la máxima potencia espectral para cada curva es alcanzada cuando utilizamos una longitud de 25 m de fibra altamente no lineal (HNLF) con la potencia de bombeo más elevada.

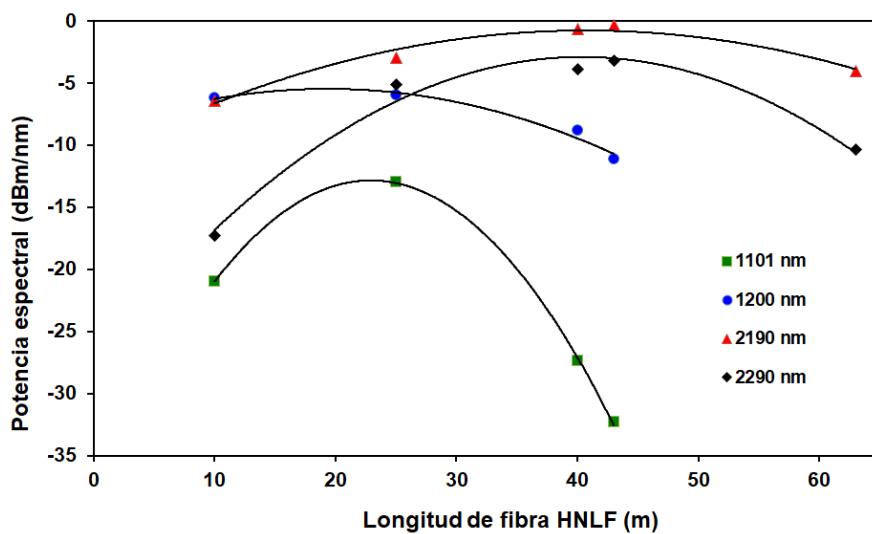


Figura 4.28. Potencia espectral de cuatro longitudes de onda representativas.

Para una mejor visualización de las longitudes de onda máximas y mínimas, considerando la longitud de fibra HNLF, representamos la longitud de onda en función de la longitud de la fibra altamente no lineal (HNLF), cuyo gráfico se muestra en la figura 4.29, tomando -11 dBm/nm como potencia de referencia. Para tener una mejor visión del ensanchamiento espectral, en la figura 4.30 mostramos una curva de la anchura espectral a -11 dBm/nm , donde una longitud de 25 m de fibra altamente no lineal (HNLF) produce el espectro más amplio, superando la octava de ensanchamiento espectral.

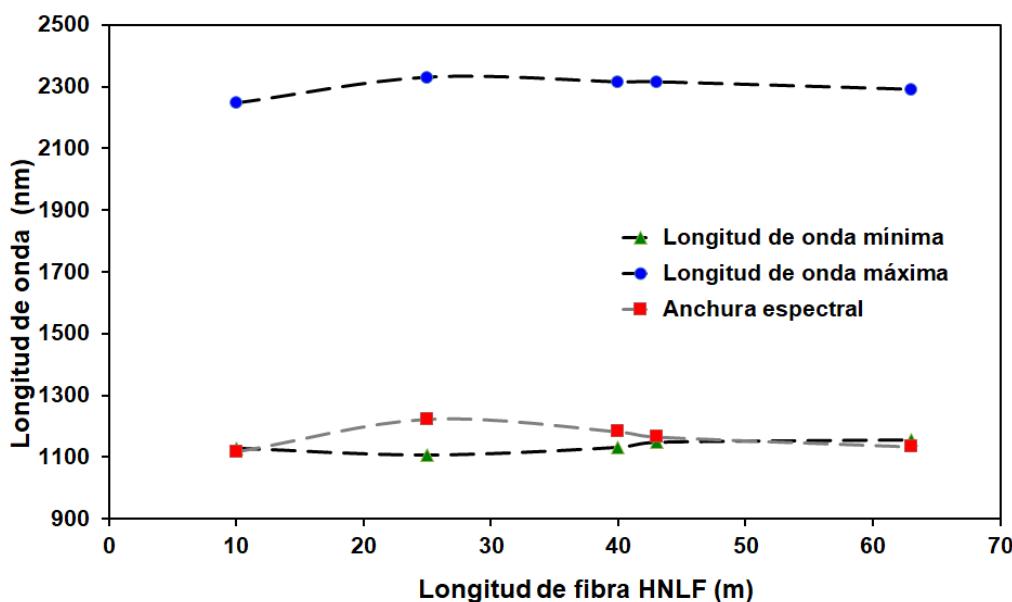


Figura 4.29. Longitudes de onda máximas y mínimas, anchura espectral a -11 dBm/nm en función de la longitud de la fibra HNLF.

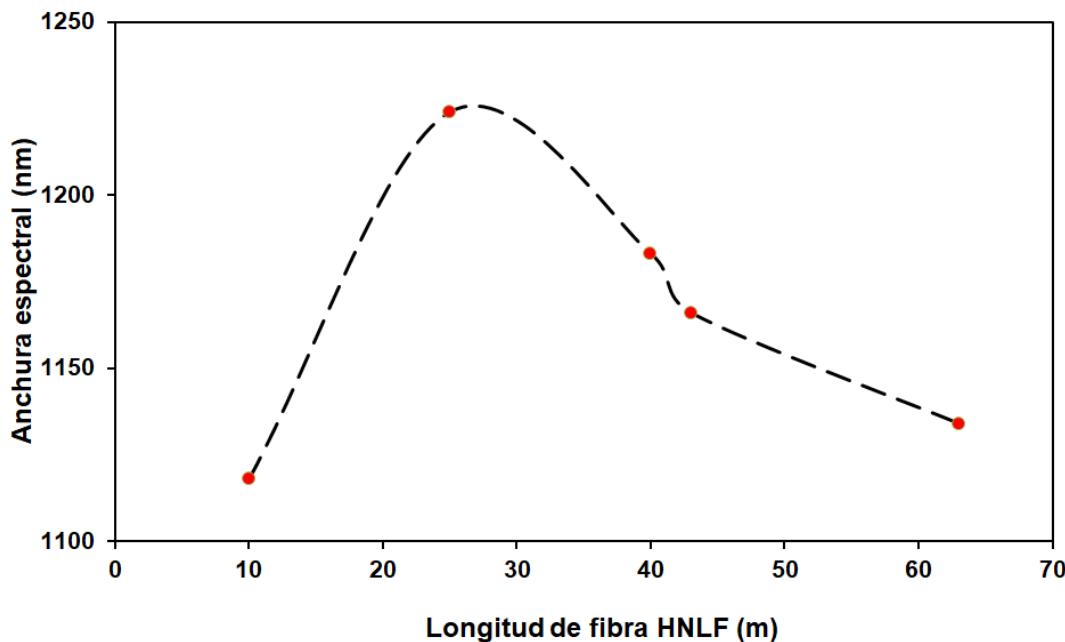


Figura 4.30. Anchura espectral en función de la longitud de la fibra altamente no lineal (HNLF).

4.3.2 Efecto de bombeo del segundo amplificador (EDFAC-26 dBm)

Cuando aumentamos la potencia de bombeo en el segundo amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA-C 26 dBm), el espectro del supercontinuo generado se hace más ancho y al mismo tiempo aumenta la potencia espectral. En este trabajo utilizamos bombeos para el segundo amplificador de 123, 191 y 269 mW, respectivamente. En las figuras 4.31, 4.32 y 4.33 representamos el efecto del bombeo para longitudes de 10 m, 25 m y 63 m de fibra altamente no lineal (HNLF) con los diferentes bombeos, respectivamente.

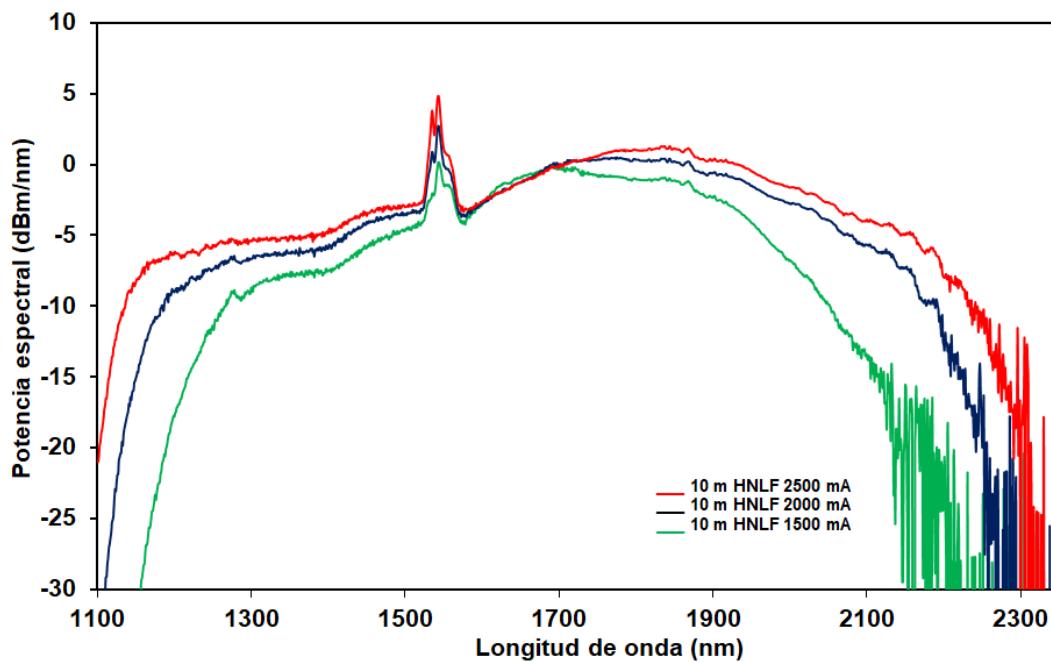


Figura 4.31. Variación de la potencia de bombeo en el segundo amplificador para la generación del supercontinuo, logrando aumentar el ensanchamiento y la potencia espectral (10 m de HNLF).

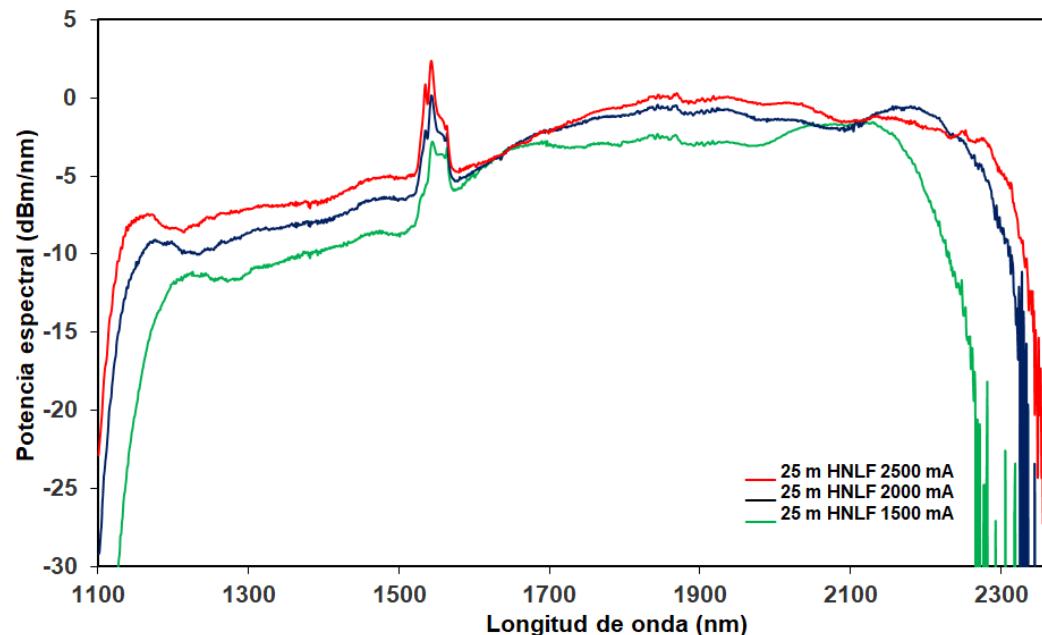


Figura 4.32. Variación de la potencia de bombeo en el segundo amplificador para la generación del supercontinuo, logrando su ensanchamiento y al mismo tiempo aumentar la potencia espectral (25 m de fibra HNLF).

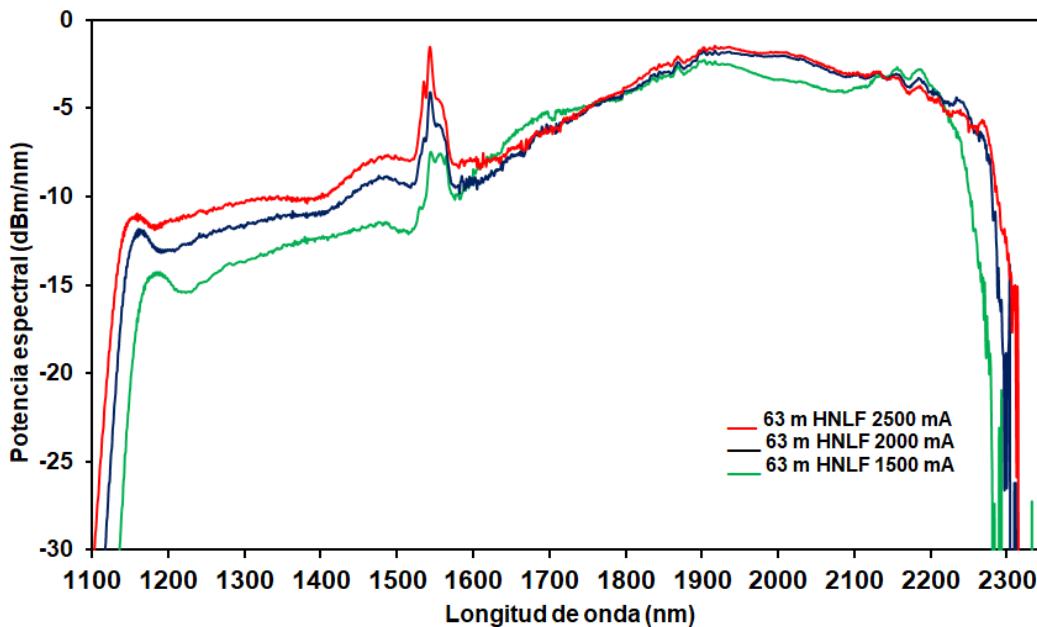


Figura 4.33. Variación de la potencia de bombeo en el segundo amplificador para la generación del supercontinuo, logrando su ensanchamiento y al mismo tiempo aumentar la potencia espectral (63 m de fibra HNLF).

Las figuras 4.31, 4.32 y 4.33, muestran los espectros del supercontinuo generado para 10 m, 25 m y 63 m de fibra HNLF con bombeos de 123, 191 y 269 mW, respectivamente, notando claramente que para 25 m de fibra HNLF se logra el mayor ensanchamiento espectral con el máximo bombeo, abarcando el rango espectral desde 1100 nm hasta 2300 nm, aproximadamente.

4.3.3 Supercontinuo generado por 25 m de fibra altamente no lineal (HNLF)

Luego de todas las pruebas realizadas con las diferentes longitudes de fibra altamente no lineal, en la figura 4.34 presentamos el espectro del supercontinuo generado de mayor anchura espectral, correspondiente a 25 m de fibra altamente no lineal (HNLF).

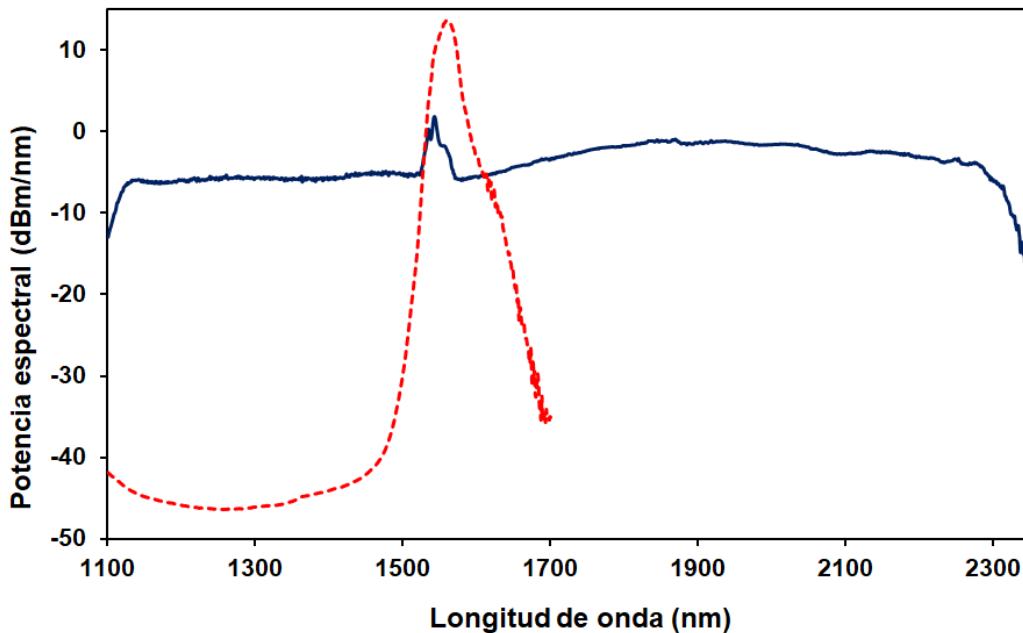


Figura 4.34. Espectro del supercontinuo generado por 25 m de fibra altamente no lineal (HNLF). La línea punteada representa el espectro del láser pulsado a la entrada de la fibra altamente no lineal (HNLF).

La anchura espectral del supercontinuo tiene un límite inferior alrededor de 1106 nm (a -11 dBm/nm), y un límite superior a 2330 nm. El pico espectral a 1545 nm es un residuo de la potencia espectral de bombeo. Al mismo tiempo, observamos un pico espectral a 1545 nm (potencia de 1.17 dBm/nm), separando el espectro en dos regiones. El lado derecho del espectro (correspondiente a longitudes de onda más largas) tiene más potencia, alcanzando hasta -0.95 dBm con el espectro aproximadamente plano.

Tabla 4.3. Anchura espectral del supercontinuo generado por 25 m de fibra altamente no lineal (HNLF).

Potencia mín. (dBm/nm)	$\lambda_{\text{mín}}$ (nm)	$\lambda_{\text{máx}}$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)
-3	1719	2189	470
-6	1134	2304	1170
-11	1106	2330	1224
-13	1101	2336	1235

La tabla 4.3 recoge las anchuras espetrales obtenidas con la configuración óptima del sistema, tomando diferentes potencias mínimas para su medida. A partir de esta tabla se puede observar que, tomando el ancho espectral a -6 dBm/nm, es posible alcanzar 1170 nm de anchura espectral (superando la octava). Además, para -11 dBm/nm (suficiente para muchas aplicaciones) la anchura espectral aumenta hasta 1224 nm.

4.4 COMPARACIÓN DE ESPECTROS DEL SUPERCONTINUO GENERADOS CON LÁSERES EN BANDA L Y C.

Los espectros del supercontinuo de mayor anchura generados por ambos sistemas los representamos en la figura 4.35, donde notamos claramente la diferencia en potencia y ensanchamiento espectral. Además, logramos hacer desaparecer el pozo en el espectro del supercontinuo, simplemente cambiando el segundo amplificador EDFA-L20 por un EDFA-C26. Esto se debe a que el bombeo se acerca a la longitud de onda de dispersión cero de la fibra HNLF (1550 nm) [18]. A su vez, bombeando en banda C conseguimos mayor potencia global dado que el EDFA-C26 tiene 26 dB de salida frente a los 20 dB del EDFA-L20.

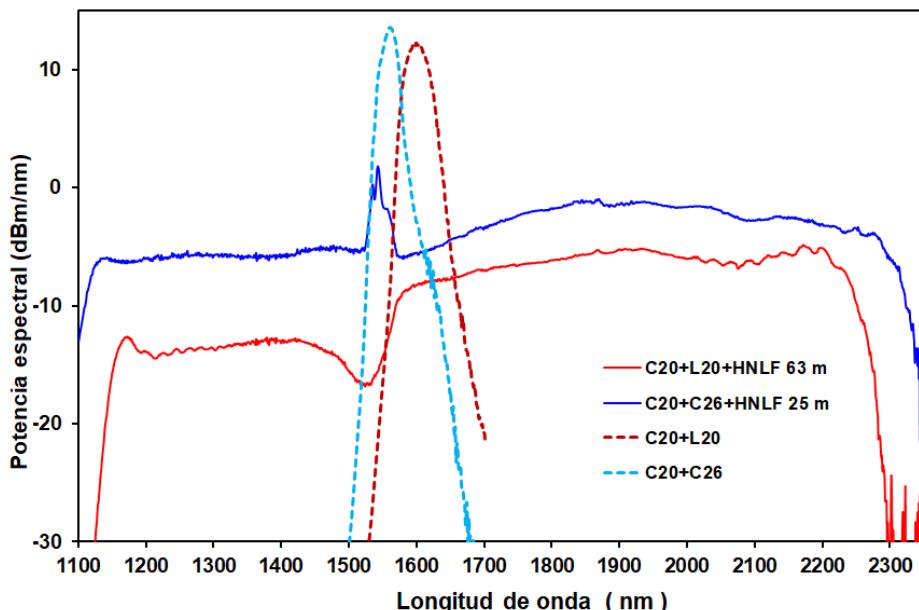


Figura 4.35. Comparación de espectros de los pulsos y del supercontinuo generado, usando amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA-C20 + EDFA-L20) y (EDFA-C20 + EDFA-C26). Se muestra también los espectros de los bombeos utilizados en trazo discontinuo.

Para explicar el límite superior del espectro, en la figura 4.36 representamos los espectros para la atenuación de la fibra altamente no lineal (HNLF) para 25 m y 63 m respectivamente, donde se observa que a partir de 1750 nm, la atenuación aumenta considerablemente. También representamos en la figura los espectros del supercontinuo generado por la fibra, usando los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA-C20 + EDFA-L20 y EDFA-C20 + EDFA-C26), respectivamente.

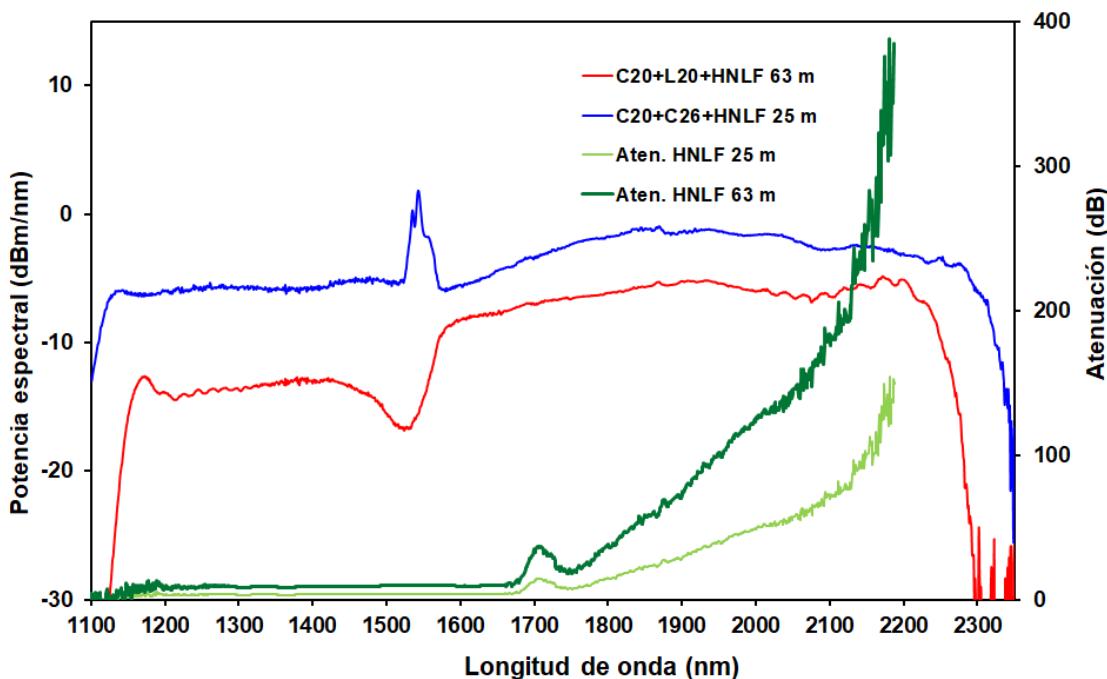


Figura 4.36. Espectros del supercontinuo generado usando amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFAC-20 + EDFAL-20) y (EDFAC-20 + EDFAC-26) y de la atenuación de la fibra (25 y 63 m de fibra HNLF).

La caída en el espectro del supercontinuo por encima de 2200 nm concuerda con la atenuación de la fibra óptica altamente no lineal (HNLF) y con los espectros de transmisión en una fibra óptica de sílice fundida [21].

En la figura 4.37 [21], presentamos el espectro de transmisión para sílice fundida (Corning), en donde observamos claramente una hendidura en el espectro a 2200 nm, con una transmisión aproximada de 63 %, luego aumenta la transmisión hasta un 94 % a 2350 nm, para después disminuir considerablemente hasta llegar a cero

(desde 2690 nm hasta 2710 nm, aproximadamente), haciendo prácticamente que la generación de supercontinuo se limite a esa barrera y no logremos superarla [22], [23]. Creemos, por tanto, que hemos alcanzado el límite posible con esta configuración basada en fibras de sílice

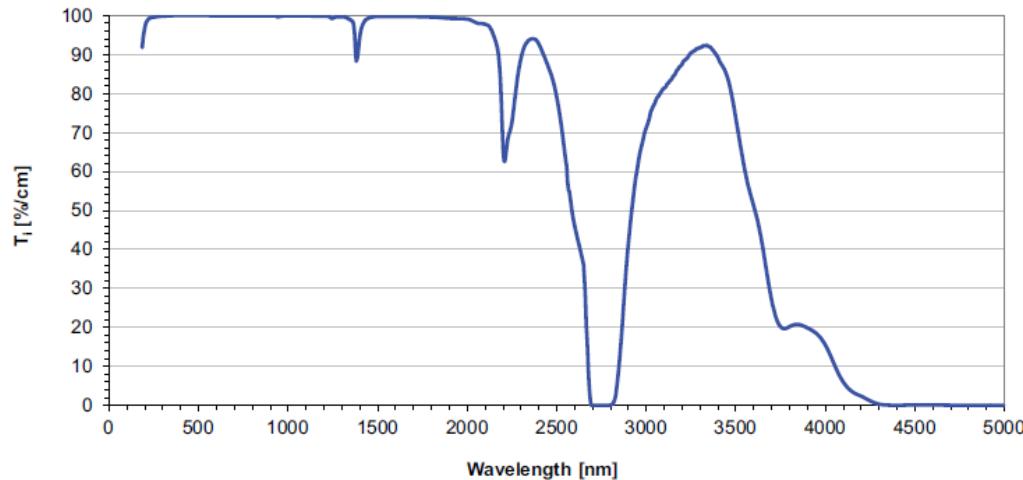


Figura 4.37. Espectro de transmisión para sílice fundida de Corning.

Para finalizar este apartado, podemos comparar nuestra fuente con otras lámparas utilizadas usualmente en espectroscopía. En la Figura 4.38, representamos la comparación de espectros generados por la fuente de supercontinuo construida para un EDFA-C20 + EDFA-L20, un EDFA-C20 + EDFA-C26, pulso L20, pulso C26, ELED 1300, LED 1500 y un Amplificador óptico de semiconductor (SOA).

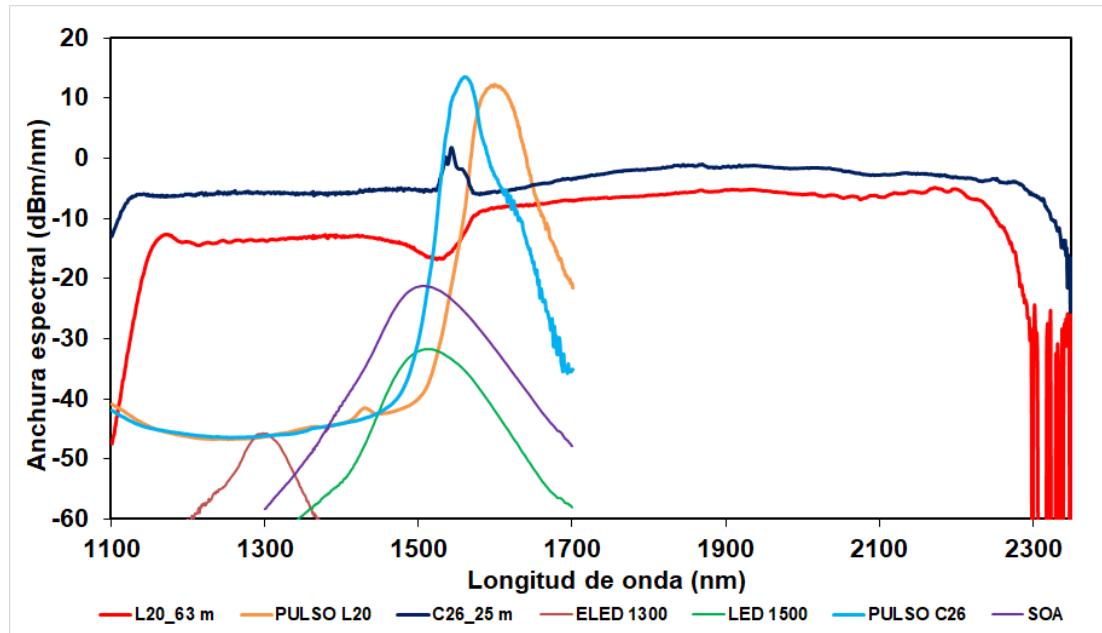


Figura 4.38. Comparación de espectros producidos por la fuente de generación de supercontinuo construida, con diferentes fuentes.

Notamos claramente que el espectro del supercontinuo de la fuente construida, supera ampliamente a las fuentes de ELED 1300, LED 1500 y SOA. Vemos, por lo tanto, la utilidad de nuestra fuente en espectroscopia.

4.5 COMPARACIÓN DE ESPECTROS DE SUPERCONTINUO GENERADO CON FIBRA HNLF DE DISPERSIÓN CERO Y FIBRA HNLF DE DISPERSIÓN NEGATIVA

Hemos visto claramente en la sección anterior que la anchura espectral del supercontinuo mejora con el EDFA-C26, debido a la proximidad entre la longitud de onda de bombeo y la longitud de onda de dispersión cero de la fibra HNLF. Debemos señalar que la longitud de onda de dispersión cero (nominal) es de 1550 nm y la longitud de onda de bombeo cambia de 1600 nm (EDFA-L20) a 1560 nm (EDFA-C26). Con la finalidad de demostrar que la mejora mostrada en este trabajo se debe al control de la dispersión, la emisión de supercontinuo también se ha generado por medio de otras fibras HNLF (Yangtze Optical Fiber y Cable Company Ltd., tipo NL-1550-Neg) de dispersión negativa (-5 ps/(nm Km) a 1550

nm). La dispersión se muestra en la figura 4.1 para ambas fibras HNLF, de dispersión cero y de dispersión negativa.

Los nuevos perfiles de la generación de supercontinuo para fibras de dispersión cero y de dispersión negativa se muestran en la figura 4.40. En los espectros de generación de supercontinuo para fibra de dispersión negativa observamos una fuerte caída por debajo de 1500 nm, además, se aprecia un leve rizado para las longitudes de onda mayores. Por lo tanto, vemos que no mejora los espectros del supercontinuo obtenidos con fibra HNLF de dispersión cero.

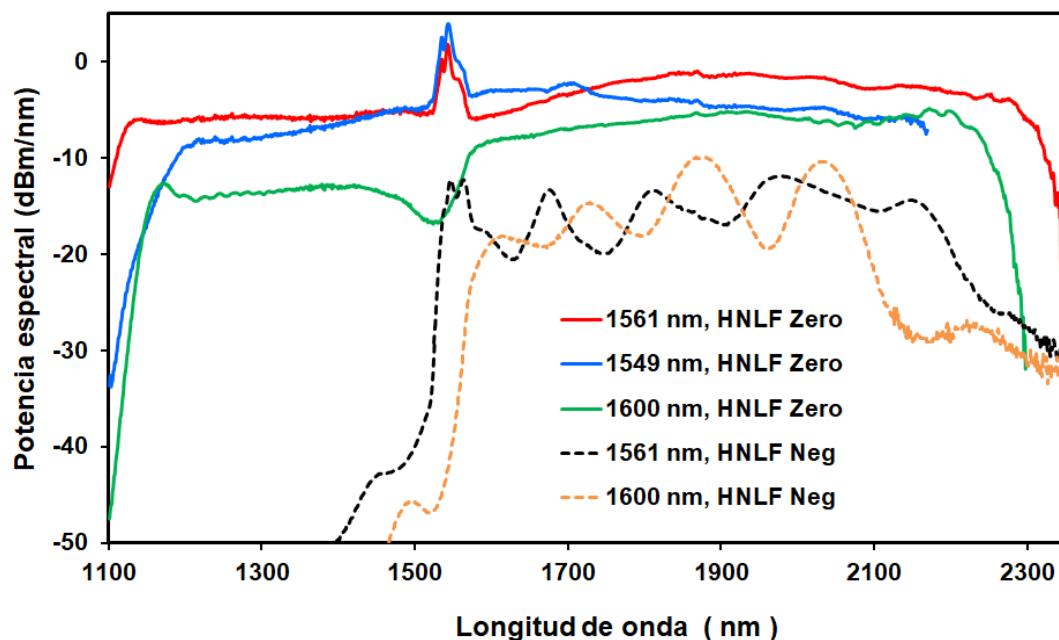


Figura 4.40. Espectros del supercontinuo para fibras de dispersión cero (HNLF Zero) y de dispersión negativa (HNLF Neg), bombeadas a diferentes longitudes de onda.

La longitud de onda de bombeo puede modificarse ligeramente colocando un atenuador variable dentro de la cavidad del láser pulsado. En la figura 4.40 se muestra el perfil del supercontinuo generado con fibras HNLF de dispersión negativa y cero, bombeando a 1549, 1561 y 1600 nm, respectivamente. Observamos que a la longitud de onda de bombeo de 1549 nm (menor a la longitud de onda de dispersión cero) para fibra de dispersión cero, se reduce el perfil de la rama derecha del supercontinuo. Además mostramos el espectro del

supercontinuo para fibra HNLF de dispersión negativa, observando que se genera supercontinuo con anchura espectral más estrecha por encima de 1500 nm, logrando también tener mayor anchura espectral cuando bombeamos cerca de la longitud de onda de dispersión cero de la fibra HNLF, mostrando un espectro del supercontinuo ondulado debido a la presencia de solitones, para ambos bombeos.

4.6 REFERENCIAS

- [1] J. M. Dudley y J. R. Taylor, Eds., *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*. United Kingdom: Cambridge University Press, 2010.
- [2] R. R. Alfano, Ed., *The Supercontinuum Laser Source*, Second Edition. New York, NY 10031: Springer, 2006.
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2013.
- [4] C. Lavieja, S. Jarabo, M. Marín-Doñágueda, y Í. J. Sola, «Mode-locked erbium-doped fiber lasers as source for optical sensor networks over C and L bands», *Opt. Fiber Technol.*, vol. 19, n.^o 5, pp. 476-481, 2013.
- [5] M. Nakazawa, E. Yoshida, T. Sugawa, y Y. Kimura, «Continuum suppressed, uniformly repetitive 136 fs pulse generation from an erbium-doped fibre laser with nonlinear polarisation rotation», *Electron. Lett.*, vol. 29, n.^o 15, pp. 1327-1329, 1993.
- [6] Z. X. Zhang, K. Xu, J. Wu, X. B. Hong, y J. T. Lin, «Two Different Operation Regimes of Fiber Laser Based on Nonlinear Polarization Rotation: Passive Mode-Locking and Multiwavelength Emission», *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 20, n.^o 12, pp. 979-981, 2008.
- [7] M. A. Ismail, S. J. Tan, N. S. Shahabuddin, S. W. Harun, H. Arof, y H. Ahmad, «Performance Comparison of Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Laser with Nonlinear Polarization Rotation and Saturable Absorber Approaches», *Chin. Phys. Lett.*, vol. 29, n.^o 5, p. 054216, 2012.
- [8] S. Jarabo y F. J. Salgado-Remacha, «Ultrawide broadband photonic source based on a new design of mode-locked erbium-doped fibre laser», *Laser Phys. Lett.*, vol. 12, n.^o 9, p. 095104, 2015.
- [9] T. Okuno, M. Onishi, y M. Nishimura, «Generation of ultra-broad-band supercontinuum by dispersion-flattened and decreasing fiber», *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 10, n.^o 1, pp. 72-74, 1998.
- [10] J. W. Nicholson *et al.*, «All-fiber, octave-spanning supercontinuum», *Opt. Lett.*, vol. 28, n.^o 8, pp. 643-645, 2003.
- [11] C. Xia *et al.*, «Supercontinuum Generation in Silica Fibers by Amplified Nanosecond Laser Diode Pulses», *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, n.^o 3, pp. 789-797, 2007.

- [12] N. Nishizawa, «Generation and application of high-quality supercontinuum sources», *Opt. Fiber Technol.*, vol. 18, n.^o 5, pp. 394-402, 2012.
- [13] W. Gao, M. Liao, X. Yan, T. Suzuki, y Y. Ohishi, «All-fiber quasi-continuous wave supercontinuum generation in single-mode high-nonlinear fiber pumped by submicrosecond pulse with low peak power», *Appl. Opt.*, vol. 51, n.^o 13, pp. 2346-2350, 2012.
- [14] S.-S. Lin, S.-K. Hwang, y J.-M. Liu, «Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses», *Opt. Express*, vol. 22, n.^o 4, pp. 4152-4160, 2014.
- [15] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. S. Feder, y M. F. Yan, «High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation», *Opt. Express*, vol. 12, n.^o 13, pp. 3025-3034, 2004.
- [16] S. N. M. Rifin, M. Z. Zulkifli, S. N. M. Hassan, Y. Munajat, y H. Ahmad, «Broadband supercontinuum generation with femtosecond pulse width in erbium-doped fiber laser (EDFL)», *Laser Phys.*, vol. 26, n.^o 11, p. 115102, 2016.
- [17] J. P. Lauterio-Cruz *et al.*, «Comparative study of supercontinuum generation using standard and high-nonlinearity fibres pumped by noise-like pulses», *Laser Phys.*, vol. 27, n.^o 6, p. 065107, 2017.
- [18] S. Dupont, C. Petersen, J. Thøgersen, C. Agger, O. Bang, y S. R. Keiding, «IR microscopy utilizing intense supercontinuum light source», *Opt. Express*, vol. 20, n.^o 5, pp. 4887-4892, 2012.
- [19] J. M. Dudley y G. Genty, «Supercontinuum light», *Phys. Today*, pp. 29-34, 2013.
- [20] J. E. Saldaña-Díaz, S. Jarabo, y F. J. Salgado-Remacha, «Octave-spanning supercontinuum generation in highly nonlinear silica fibres based on cost-effective fibre amplifiers», *Laser Phys. Lett.*, vol. 13, n.^o 9, p. 095102, 2016.
- [21] Corning, «Corning® HPFS® 7979, 7980, 8655 Fused Silica [PDF] - Online free publishing». <https://www.noexperiencenecessarybook.com/5OxB2/corning-hpfs-7979-7980-8655-fused-silica.html>.
- [22] D. D. Hudson, «Invited paper: Short pulse generation in mid-IR fiber lasers», *Opt. Fiber Technol.*, vol. 20, n.^o 6, pp. 631-641, 2014.
- [23] J. Swiderski, «High-power mid-infrared supercontinuum sources: Current status and future perspectives», *Prog. Quantum Electron.*, vol. 38, n.^o 5, pp. 189-235, 2014.

CAPÍTULO V

APLICACIONES DE LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO

5.1 INTRODUCCIÓN

La fuente de supercontinuo desarrollada ha demostrado ser una herramienta muy versátil, con variedad de potenciales aplicaciones y usos en diferentes técnicas. En este capítulo se muestran algunas de sus posibles aplicaciones, las cuales han sido diseñadas y verificadas experimentales a lo largo de la realización de esta Tesis Doctoral.

La primera de estas aplicaciones consiste en una técnica alternativa para la medida de la duración temporal de pulsos mediante autocorrelación de segundo orden. Se emplea un interferómetro Mach-Zehnder y la propia fibra altamente no lineal como medio no lineal, en sustitución del cristal no lineal (BBO, por ejemplo). Esta modificación de la técnica evita un problema que aparece cuando se trabaja con pulsos de baja energía, ya que es necesario aumentar la longitud del cristal no lineal para aumentar la generación de segundo armónico y se pierde contraste en la envolvente del interferograma medido durante la autocorrelación. También permitiría construir interferómetros de todo fibra.

Otra de sus aplicaciones consiste en la medida de los coeficientes de atenuación espectral de tejidos biológicos en la región del infrarrojo cercano. En general, los tejidos atenúan fuertemente en esta región del espectro por lo que resulta interesante encontrar ventanas espectrales donde la atenuación sea menor, de forma que, operando en longitudes de onda dentro de dichas ventanas se pueden mejorar las prestaciones de instrumentos de medida (por ejemplo, tomógrafos y microscopios) empleados en biofotónica. Para tal fin, la principal ventaja de la fuente de supercontinuo radica en la gran anchura espectral en la que ofrece una potencia suficientemente alta para trabajar con medios tan atenuadores, ya que permite medir desde 1100 nm hasta 2300 nm, aproximadamente.

Este amplio rango espectral también la convierte en una fuente interesante para calibrar y testear dispositivos pasivos de fibra óptica, ya que cubre las seis regiones espectrales (Original, Extended, Short, Conventional, Long y Ultralong) empleadas en comunicaciones ópticas, desde el comienzo de la banda O (en 1260 nm) hasta el final de la banda U (en 1675 nm). Pero además, puede usarse como fuente de señal para medidas de ganancia en amplificadores ópticos de semiconductor y en amplificadores de fibra óptica dopada con tierras raras. De

hecho, cubre la región espectral de operación de los amplificadores de praseodimio ($1.3\text{ }\mu\text{m}$), erbio (de $1.4\text{ }\mu\text{m}$ a $1.7\text{ }\mu\text{m}$), tulio (2 mm), holmio (2.1 mm). A modo de ejemplo, se muestran medidas de ganancia obtenidas con un amplificador de fibra dopada con tulio que se montó en el laboratorio. Finalmente, debido a su rango espectral también puede ser aprovechada como fuente de señal para aplicaciones basadas en interferometría espectral ya que se consigue un buen contraste en una zona espectral de centenares de nanómetros.

5.2 MEDIDA DE PULSOS MEDIANTE AUTOCORRELACIÓN CON FIBRAS ALTAMENTE NO LINEALES

Como ya se ha mencionado, los pulsos ultracortos generados mediante mode-locking (con anchuras temporales comprendidas entre unos pocos femtosegundos y los picosegundos) son unos de los eventos más cortos generados por el hombre. El desarrollo de estas técnicas requiere una medida apropiada de estos pulsos, pero una combinación de un detector y un osciloscopio no es capaz de seguir variaciones temporales tan rápidas. Por lo general, se necesita un evento al menos tan corto como el propio pulso para estimar su duración, por lo que se utiliza el propio pulso como referencia. De esta forma, las técnicas más usadas para la medida de estos pulsos son la autocorrelación de intensidad, IAC (“interferometric autocorrelation”) (IAC) [1], [2], FROG (“frequency-resolved optical gating” [3] y SPIDER (“spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction” [4]. Todas estas técnicas necesitan usar un autocorrelador, y a la vez es necesario producir la generación de segundo armónico (SHG, second-harmonic generation) en un material no lineal [5].

Por ello, la implementación final necesita óptica al aire, lo que conlleva dificultades para el alineamiento, resulta poco compacto y es muy sensible al ambiente. En particular, el uso de cristales no lineales presenta problemas añadidos, ya que el ángulo de phase-matching es un parámetro crítico porque debe conseguirse la condición de phase-matching en toda la anchura espectral de los pulsos (decenas de nanómetros). Pero además, cuando se trabaja con pulsos de baja energía, es necesario emplear cristales largos y se consigue menor contraste en la envolvente de la autocorrelación de segundo orden. Por estas razones, se han propuesto diferentes soluciones para conseguir un

autocorrelador de segundo orden construido por entero sobre fibra óptica. Por un lado, hay un interés en disponer de un autocorrelador utilizando solo componentes de fibra [6], [7]. Por otro lado, algunos trabajos proponen utilizar la propagación no lineal en fibras HNLF para recuperar (o, al menos, estimar) información acerca de la forma del pulso [8]–[10].

En este apartado se presenta una nueva configuración para realizar una autocorrelación no lineal, utilizando una fibra HNLF en vez de un cristal no lineal. Realizaremos una comparación entre el sistema estándar (con un cristal BBO) y nuestra nueva propuesta. La figura 5.1, muestra el esquema del montaje utilizado. Un láser de anillo con fibra dopada con erbio en banda C (EDFA-C) produce un tren de pulsos ultracortos en 1560 nm [11], [12]. Un polarizador lineal (LP) colocado entre dos controladores de polarización (PC) posibilita el encadenado de modos pasivo. Un segundo EDFA, operando también en banda C, amplifica los pulsos emitidos. Una combinación de fibra de dispersión positiva y negativa (SMF) optimiza la potencia de pico de los pulsos. La frecuencia del tren de pulsos es de 1.39 MHz, que corresponde a una longitud de cavidad de 148 metros. La luz emitida por nuestro láser se divide en dos caminos mediante un acoplador de fibra, para disponer de esta forma de un interferómetro Mach-Zehnder sobre fibra. En uno de los brazos se dispone de dos lentes GRIN enfrentadas entre sí y separadas una cierta distancia, que puede modificarse ya que una de las lentes está colocada sobre un desplazador motorizado. De esta forma se consigue un retardo controlado en este brazo. Es necesario introducir dos controladores de polarización, uno en cada brazo del interferómetro, para conseguir que la luz procedente de ambos brazos tenga el mismo estado de polarización y optimizar el contraste del patrón de interferencia. Por este mismo motivo, en uno de los brazos se incluye un atenuador variable (modificando el radio de curvatura de un segmento de fibra mediante un desplazador micrométrico) para igualar las intensidades procedentes de ambos brazos. Finalmente, se dispone de los dos sistemas que vamos a comparar para generar la autocorrelación no lineal. Por un lado tenemos el montaje habitual, en el que una lente enfoca la luz sobre un cristal de BBO. Tras eliminar la potencia residual en 1600 nm mediante un filtro espectral, la emisión del segundo armónico se detecta con un fotodiodo de silicio. En la nueva configuración propuesta, los pulsos se introducen directamente en 10 metros de fibra HNLF. Aunque los pulsos emitidos tienen una energía muy baja, es posible producir efectos no lineales apreciables debido a la gran longitud de la fibra [12]. Del espectro supercontinuo de los pulsos que salen de la fibra se selecciona un pequeño

intervalo espectral mediante un monocromador (resolución de 4 nm) que actúa como filtro. De esta forma, utilizando un fotodiodo de InGaAs, podemos realizar la autocorrelación en diferentes longitudes de onda dentro del rango del supercontinuo generado, para poder buscar el punto de trabajo óptimo. Para comprender los resultados que se obtienen, es necesario tener en cuenta que, cuanto mejor solapados se encuentren los dos pulsos procedentes de ambas ramas del interferómetro, más aumentará la generación de supercontinuo y mayor será la envolvente del interferograma. En la figura 5.2 se muestra el interferómetro de Mach-Zehnder de fibra óptica construido en el laboratorio para conseguir la autocorrelación de los pulsos procedentes del láser.

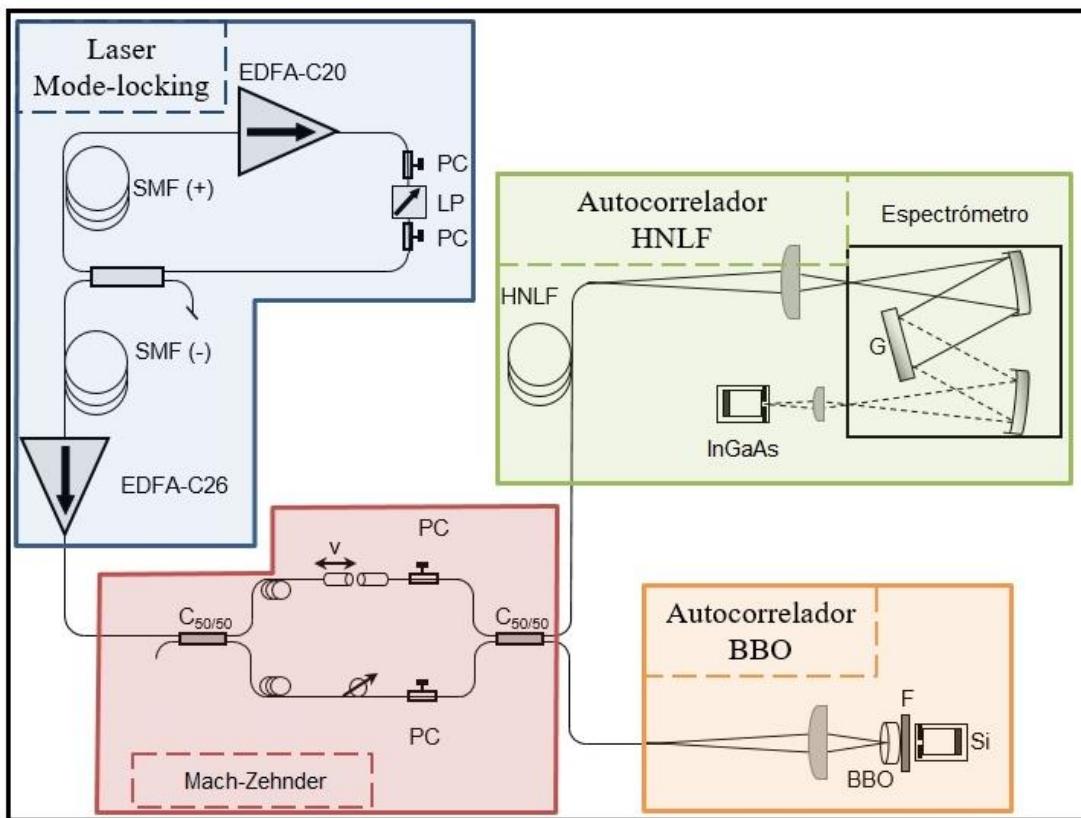


Figura 5.1. Vista esquemática del autocorrelador interferométrico. Los dos montajes que vamos a usar en este apartado son un cristal BBO para producir SHG, y una fibra HNLF para producir emisión de supercontinuo que luego será filtrada espectralmente con un espectrómetro.



Figura 5.2. Interferómetro de Mach-Zehnder de fibra óptica.

Para demostrar el funcionamiento del autocorrelador, usamos los pulsos producidos por nuestro láser mode-locking con una frecuencia de repetición de 1.39 MHz, y una potencia promediada máxima de 151 mW, aunque en este apartado trabajaremos con potencias bajas. Antes de comenzar, vamos a caracterizar nuestros pulsos en el plano temporal utilizando el autocorrelador y el montaje con el BBO. Las medidas se muestran en la figura 5.3 (a). Como se podía esperar, la figura de autocorrelación tiene un aspecto simétrico. Los dos lóbulos que aparecen a ambos extremos de la figura nos indican que el pulso tiene una subestructura más compleja. En una primera aproximación podemos ajustar la envolvente superior de esta curva a una gaussiana para obtener aproximadamente la semianchura temporal del pulso. Aunque éste no es el método más preciso, sí que nos da una buena aproximación de una forma cómoda y rápida.

Procederemos en este apartado de forma similar con todas las medidas que obtengamos, realizando ajustes a gaussianas. El ajuste para la curva obtenida con el BBO se muestra al lado, en la figura 5.3 (b), donde vemos que la semianchura es de $\tau_g = 0.2$ ps, lo que corresponde a una FWHM de 0.47 ps (asumiendo una curva gaussiana). Previamente la escala temporal ha sido ajustada para que los máximos de la autocorrelación aparezcan cada 5.2 fs (que corresponden con las interferencias constructivas para 1560 nm). El hecho de que aparezcan los dos lóbulos en los extremos nos puede indicar que quizás estamos subestimando la anchura temporal si utilizamos únicamente el lóbulo central.

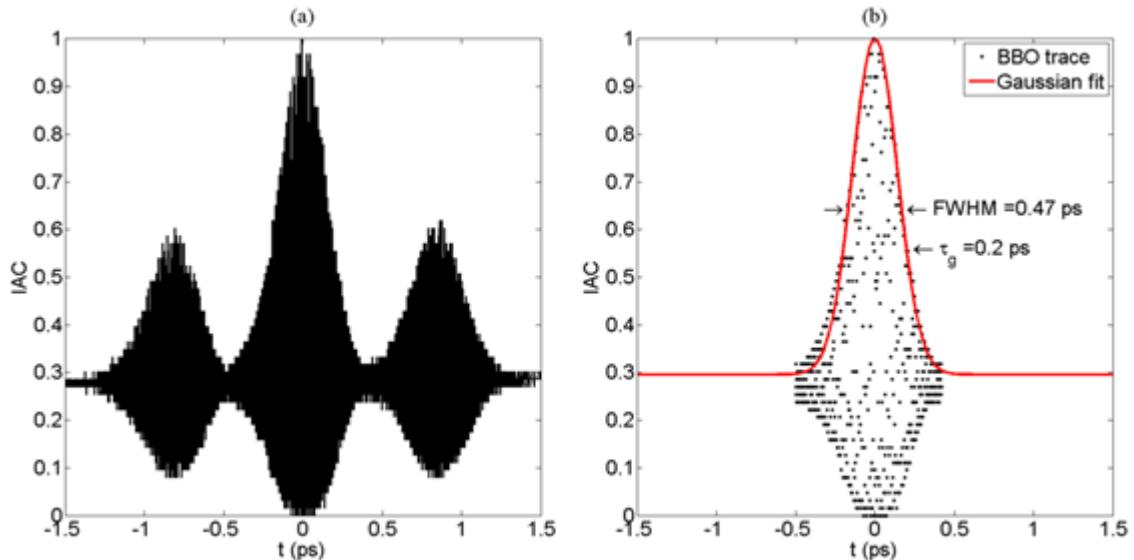


Figura 5.3. (a) Figura de autocorrelación obtenida con el montaje del BBO, con una potencia de bombeo de 760 kW en el láser. La presencia de dos lóbulos en los extremos denota la presencia de una subestructura dentro del pulso; (b) Ajuste a una gaussiana del máximo central. Se obtiene una anchura gaussiana de 0.2 ps y una anchura a FWHM de 0.47 ps.

Para comprobar que la nueva técnica propuesta puede ser válida, mostramos en la figura 5.4, una figura de autocorrelación, usando 10 metros de fibra HNLF. Con la idea de poder elegir diferentes longitudes de onda para realizar el experimento, utilizamos un espectrómetro que nos permite seleccionar una ventana espectral con un ancho de 4 nm, tal y como se detalla en la figura 5.1. En esta ocasión, no nos aparecen los lóbulos en los extremos. Por tanto, el método con HNLF parece no ser útil para determinar la subestructura del pulso. La figura es ligeramente asimétrica debido probablemente a que el interferómetro no está compensado en dispersión. En el orden cero el interferómetro está compensado en camino óptico, pero no en dispersión, ya que en el brazo de camino óptico variable hay una pequeña parte de propagación en aire en lugar de propagación en fibra. En cualquier caso, si volvemos a ajustar la envolvente a una gaussiana, obtenemos una semianchura gaussiana de 0.22 ps y una FWHM de 0.52 ps. Vemos, por tanto, que tenemos unos valores razonablemente parecidos con ambos métodos. Entendemos entonces que el método puede ser útil, al menos, para estimar de una forma sencilla la anchura temporal del pulso.

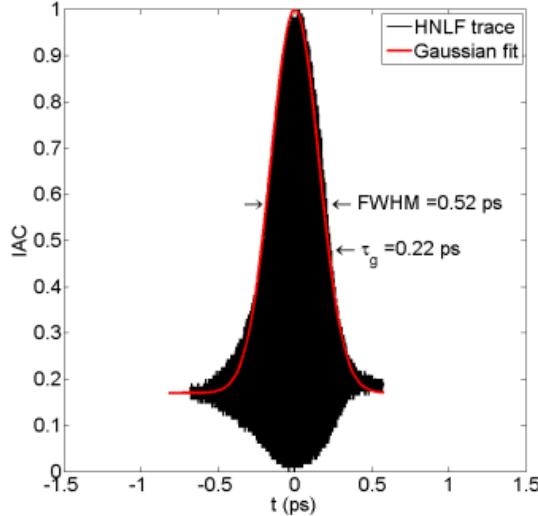


Figura 5.4. Figura de autocorrelación obtenida con el montaje de la fibra no lineal, midiendo en 1370 nm, con una potencia de pico de bombeo de 440 Kw. En este caso no se aprecia la presencia de lóbulos laterales. El ajuste a una gaussiana da una semianchura gaussiana de 0.22 ps, que equivale a una FWHM de 0.52 ps.

Para entender cómo podemos aprovechar esta generación de supercontinuo para medir el pulso, hemos realizado una serie de simulaciones numéricas. Para ello, hemos utilizado el código publicado por Dudley, el cual es ampliamente utilizado por la comunidad científica [13], [14]. Para ello, suponemos que el pulso que entra en la fibra es el que obtenemos a la salida del interferómetro, y su descripción temporal viene dada por la suma de las amplitudes de los pulsos que tenemos en cada uno de los brazos:

$$\begin{aligned} U(z = 0, t) = & \frac{1}{2} U_0 \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau_g}\right) \exp[-i\omega_0 t] + \\ & + \frac{1}{2} U_0 \operatorname{sech}\left(\frac{t-\Delta t}{\tau_g}\right) \exp[-i\omega_0(t - \Delta t)] \end{aligned} \quad (5.1)$$

donde $U(z = 0, t)$ es la amplitud del campo a la salida del interferómetro, U_0 es la amplitud inicial del pulso, sech es la función secante hiperbólica, y Δt es el retardo temporal que se induce en uno de los brazos del interferómetro. Utilizando los parámetros descritos de la fibra HNLF y suponiendo $\tau_g = 200 \text{ fs}$, hemos simulado un barrido con retardos entre 0 y 1 ps para la forma que tendrá la intensidad de entrada, realizando una integración sobre el tiempo para cada pulso, será la que se muestra en la figura 5.5, que se corresponde con la intensidad de autocorrelación de primer orden para los pulsos con

$\tau_g = 0.2$ ps. En esta figura hemos señalado cuatro puntos importantes que nos servirán para ilustrar el proceso. El primer punto corresponde a la interferencia máxima, que se da cuando los dos brazos están compensados y no hay diferencia de tiempos entre ellos, $\Delta t = 0$. El siguiente punto es la primera interferencia destructiva, que aparece cuando $\Delta t = 2.6$ fs. El siguiente punto en el que nos fijamos es el que se da para $\Delta t = \tau_g = 0.2$ ps. Este punto aparece muy cerca de un mínimo local, por lo que tendremos muy poca intensidad. Esto lo notaremos más adelante, cuando mostremos las simulaciones. El siguiente punto en el que nos fijamos es el $\Delta t = 1$ ps, en el cual la intensidad de entrada a la fibra no lineal es la mitad del valor máximo.

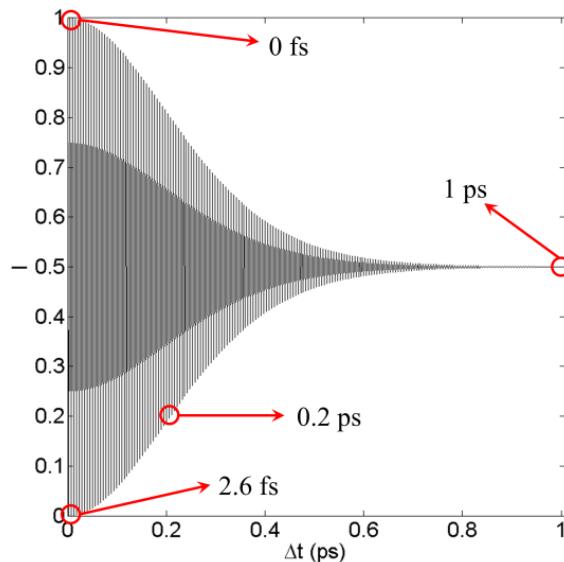


Figura 5.5. Figura de autocorrelación de primer orden obtenida con las intensidades de entradas integradas a un periodo. Los puntos señalados se utilizarán posteriormente en las simulaciones.

Utilizando los desfases temporales descritos anteriormente, hemos llevado a cabo simulaciones con 10 metros de fibra HNLF. La evolución espectral y temporal de cada una de estas simulaciones se muestran en la figura 5.6. El mapa de color en cada figura está adaptado al valor máximo de cada una de ellas, para mejorar la visibilidad. No podemos, por tanto, comparar los mapas de color entre cada una de ellas. Hemos utilizado una potencia de pico de entrada reducida, para hacer más crítico el efecto de la generación de supercontinuo.

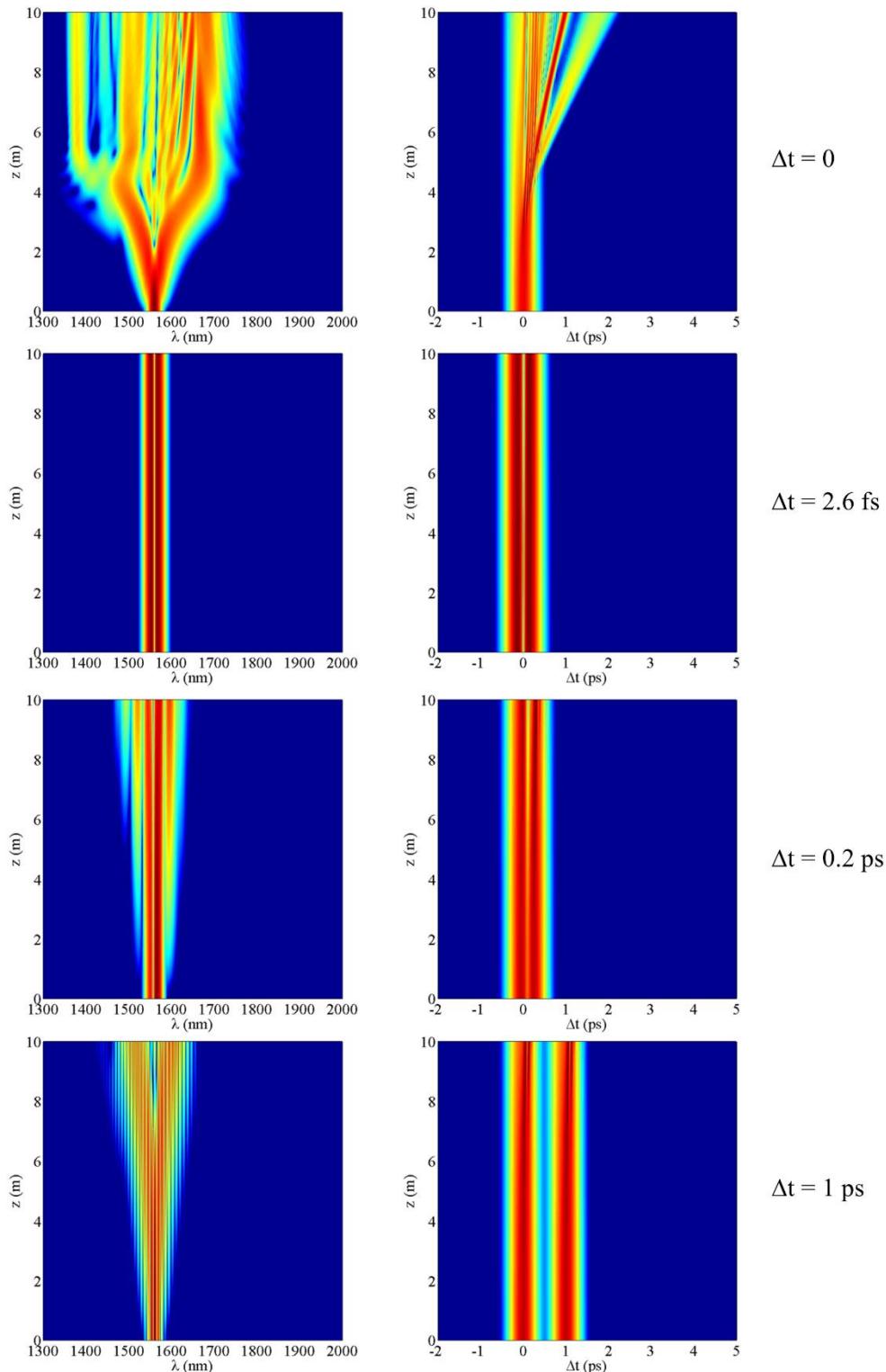


Figura 5.6. Simulación numérica de la evolución de los pulsos al atravesar 10 m de fibra HNLF, para diferentes desfases temporales en el interferómetro. A la izquierda se representa la componente espectral y a la derecha la temporal. El mapa de color no es igual para cada figura, sino que está normalizado al máximo de cada figura para poder apreciar mejor las curvas.

Observamos que cuando no tenemos desfase temporal entre ambos brazos, la intensidad de entrada es máxima obteniéndose un espectro de salida muy ensanchado debido a los efectos no lineales en la fibra. Cuando estamos en situación de interferencia destructiva, $\Delta t = 2.6$ fs, tenemos un mínimo que se corresponde con 1560 nm. La intensidad total es muy reducida, por lo que el espectro de salida tiene una anchura mínima. Si seguimos ampliando el desfase hasta 0.2 ps vemos que el espectro se ensancha muy ligeramente, y además aparece un pequeño rizado que se corresponde con la separación temporal entre ambos pulsos. En la situación final (1 ps de desfase) vemos en la descripción temporal que ambos pulsos aparecen completamente separados. La intensidad disponible es capaz de generar algo de supercontinuo, ensanchándose el espectro, y a su vez aparece un rizado en la descripción espectral debido también a la separación temporal de los pulsos. Dado que esta separación ahora es mayor, el rizado es mucho más rápido que para el caso de 0.2 ps de desfase.

En la figura 5.7 mostramos los espectros de salida para cada uno de estos desfases, según nuestras simulaciones. En esta gráfica podemos apreciar mucho mejor el efecto producido. La curva más ancha se corresponde con la situación de desfase nulo. Para un desfase de 2.5 fs obtenemos la menor intensidad, anulándose además la intensidad en 1560 nm. A continuación, para 0.2 ps se vuelve a ensanchar el espectro, aunque no llega a alcanzar la anchura máxima. En esta curva se puede apreciar, además, un rizado en la parte superior debido a la interferencia entre los dos pulsos. Por último, vemos que con un desfase de 1 ps tenemos un perfil ligeramente ensanchado con un fuerte rizado.

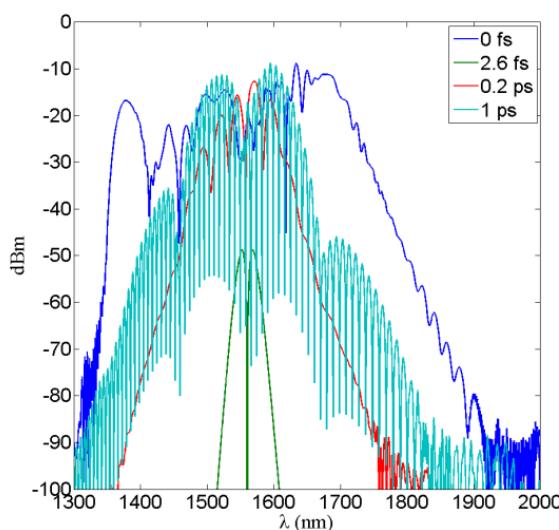


Figura 5.7. Espectros obtenidos mediante simulación numérica con 10 metros de fibra HNLF, introduciendo diferentes retrasos en el interferómetro.

Para utilizar experimentalmente el método con la fibra HNLF, es recomendable observar primero el comportamiento del espectro, para elegir la zona de trabajo más adecuada. En nuestro caso observamos que hay una zona entre 1300 nm y 1450 nm que es más sensible al desplazamiento del espejo en el interferómetro. En la figura 5.8 se muestran trazas de autocorrelación obtenidas colocando el monocromador en 1370 nm, 1400 nm y 1450 nm, respectivamente. Vemos que el contraste puede llegar a exceder el ratio 8:1 que debería aparecer en la autocorrelación mediante BBO. También vemos que en 1450 nm obtenemos el peor contraste. De hecho, aunque aumentamos la potencia de bombeo esta zona no resulta útil para hacer la autocorrelación, dado que estamos demasiado cerca de la longitud de onda de bombeo y se degrada el contraste.

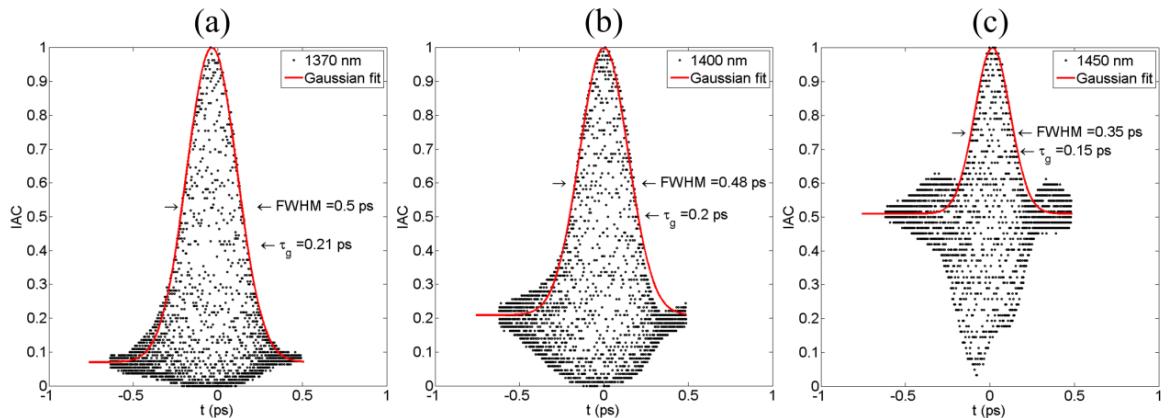


Figura 5.8. Trazas de autocorrelación obtenidas con 10 metros de HNLF, colocando el monocromador en 1370 nm, 1400 nm y 1450 nm, respectivamente. Se ha utilizado un bombeo de 440 kW de potencia de pico.

Para comparar los resultados obtenidos, presentamos en la figura 5.9 las medidas con ambos montajes (HNLF y BBO). Los valores obtenidos están siempre dentro de un margen razonable, por lo que entendemos que el método presentado es útil para estimar la anchura del pulso. Los resultados de las medidas se muestran también en la tabla 5.1.

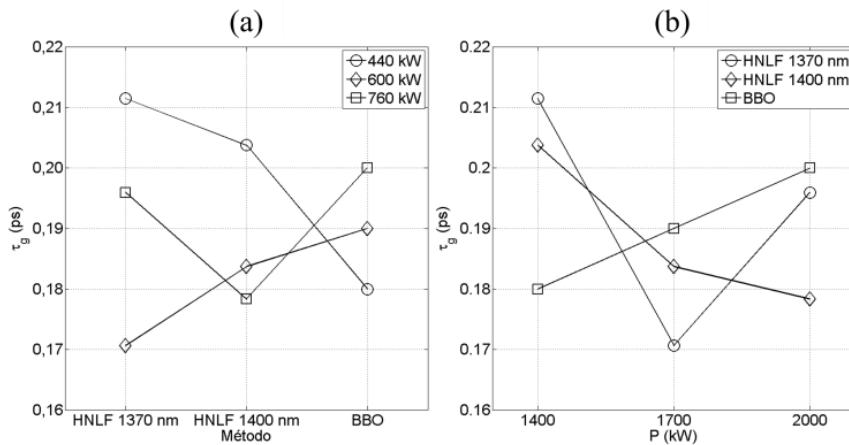


Figura 5.9. Comparación de las anchuras gaussianas obtenidas, (a) en función del método, (b) en función de la potencia de pico de bombeo.

Tabla 5.1. Anchuras temporales (en ps) obtenidas en cada método

Método	440 kW	600 kW	760 kW
HNLF 1370	0.21	0.17	0.20
HNLF 1400	0.20	0.18	0.18
BBO	0.18	0.19	0.20

Vemos, por lo tanto, que el método presentado es capaz de dar una estimación razonable de la anchura del pulso. Además las anchuras teóricas que podemos esperar de este tipo de láseres es de unos 0.1 ps, por lo que nuestros resultados son razonablemente buenos, aunque hay margen de mejora.

5.3 MEDIDA DE COEFICIENTES DE ATENUACIÓN EN TEJIDOS BIOLÓGICOS

En el campo biomédico el uso de fuentes fotónicas para realizar medidas sobre tejidos biológicos es bastante común [15]–[17]. En este sentido, las fuentes de generación de supercontinuo [18] suscita gran interés para buscar regiones espectrales donde la atenuación de los tejidos biológicos sea más baja, posibilitando su utilización ventajosa en técnicas de microscopía y de tomografía óptica. Una de las aplicaciones exploradas con la fuente de supercontinuo desarrollada, es la medida del coeficiente espectral de atenuación en tejidos

biológicos de rata [19]; retina, cerebro, bazo, corazón, piel y riñón. El montaje experimental lo presentamos en la figura 5.10.

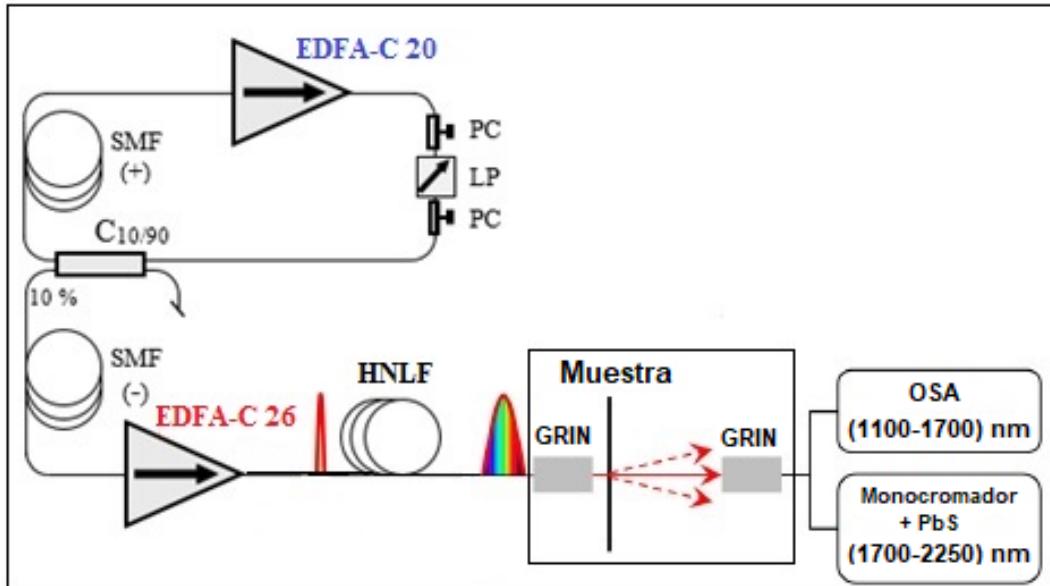


Figura 5.10. Montaje experimental para la medida de coeficientes de atenuación en muestras de cerebro y retina.

Los espectros de transmisión de luz se adquirieron por medio de un sistema espectroscópico hecho a medida (figura 5.10). La potencia del infrarrojo cercano se generó a partir de 1100 nm a 2250 nm en una fibra de sílice altamente no lineal (HNLF), tipo NL-1550-Zero (Yangtze Optical Fibre and Cable Company Ltd., Wuhan, Hubei, China) bombeada por un tren periódico de pulsos ultracortos. La dispersión nominal de esta fibra no lineal a 1550 nm es nula con una pendiente de dispersión inferior a $0.025 \text{ ps nm}^{-2} \text{ Km}^{-1}$. El coeficiente no lineal γ es mayor de $10 \text{ W}^{-1} \text{ Km}^{-1}$, y el coeficiente de ganancia Raman es superior a $4.8 \text{ W}^{-1} \text{ Km}^{-1}$. El tren de pulsos ultracortos fue generado por medio de un láser de anillo de mode-locking pasivo basado en el efecto de rotación de polarización no lineal (NPR).

La potencia de salida se colimó por medio de una lente de gradiente de índice acoplada a fibra que proporciona un haz con un diámetro efectivo de 0.5 mm, aproximadamente. Después de propagarse a través del tejido biológico, la potencia transmitida se acopló de nuevo en una fibra óptica monomodo usando

una segunda lente de gradiente de índice. Dado que el ángulo de aceptación de la lente de gradiente de entrada es muy pequeño (0.15 deg), sólo la luz directa se acopla a la fibra de salida eliminando prácticamente toda la luz difusa. De hecho, al medir el factor de transmisión de un vidrio altamente difusor (Thorlabs, modelo DG05-220) colocado entre los dos colimadores de fibra, se ha verificado experimentalmente que sólo el 0.1% de la luz difusa se acopla a la fibra de salida. Por lo tanto, este dispositivo de fibra nos permite medir el coeficiente espectral de atenuación (debido tanto a la difusión como a la absorción) de los tejidos biológicos. Los tejidos utilizados para este experimento fueron obtenidos de ratas del Dr. M. La Vail (Universidad de California, San Francisco, CA, EUA) y criadas en una colonia en la Universidad de Zaragoza, Zaragoza, España. Los animales fueron alojados y manejados con la autorización y supervisión del Comité Institucional de Cuidado y Uso de Animales de la Universidad de Zaragoza.

Los espectros se midieron desde 1100 nm a 1700 nm con una resolución espectral de 1 nm por medio de un analizador de espectros ópticos (Agilent Technologies, OSA modelo 86142B). Para longitudes de onda de 1700 nm a 2250 nm, los espectros se midieron con una resolución espectral de 4 nm por medio de un monocromador (Horiba Jobin Yvon Inc., modelo SPEX 340E) con una red de difracción con 300 líneas por milímetro y una longitud de onda Blaze de 2000 nm (Horiba Scientific) y un fotoconductor de sulfuro de plomo (PbS) con sensibilidad espectral desde 1000 nm hasta 2750 nm (Thorlabs Inc., modelo FDPS3X3).

Para todos los tipos de tejido se procedió de la misma manera. Se midió el espectro transmitido a través de muestras de diferentes grosores. Para discriminar las pérdidas debidas al soporte, también se midió un espectro de referencia, es decir, el espectro transmitido por el portaobjetos sin muestra alguna. Después, para cada longitud de onda, se ajustó la potencia de referencia y las potencias transmitidas a través de las muestras a una función exponencial, determinando así el coeficiente de atenuación en todas las longitudes de onda de trabajo.

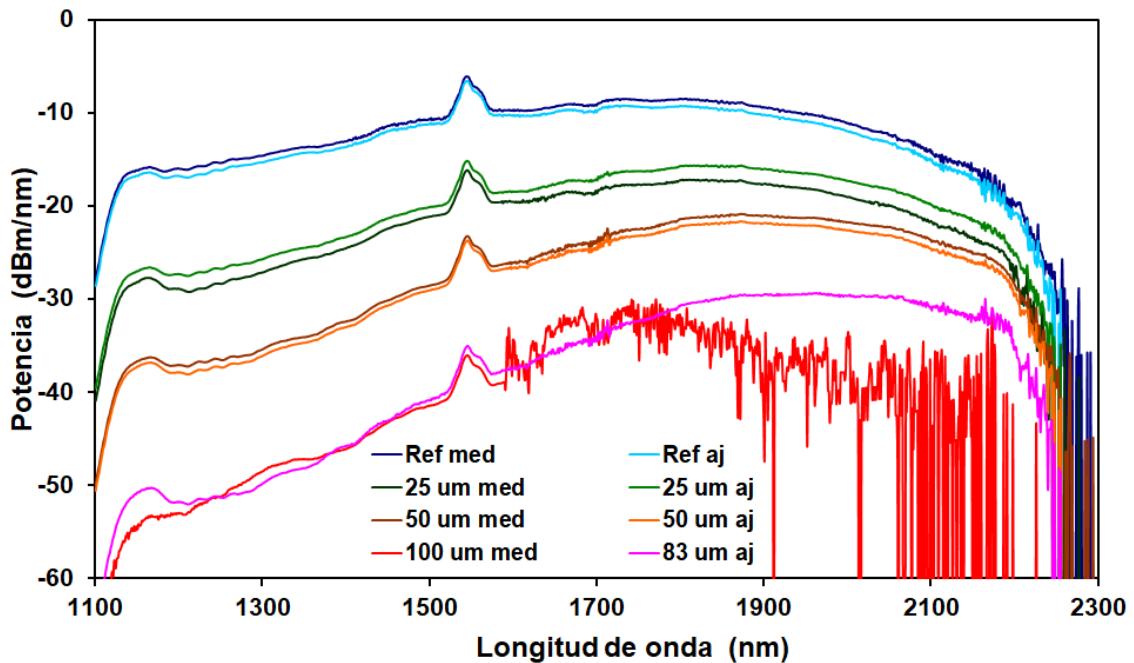


Figura 5.11. Espectros del supercontinuo generado y transmitido a través de muestras de cerebro medidas (med) y ajustadas (aj) de 25 μm , 50 μm y 83 μm .

En la figura 5.11 mostramos los espectros para muestras de cerebro de rata (25 μm , 50 μm y 83 μm de espesor) y el espectro de referencia, junto con los espectros calculados con el coeficiente de atenuación espectral obtenido del ajuste a función exponencial. El ajuste es correcto, excepto para el espesor de 83 mm en longitudes de onda superiores a 1600 nm, para el que la potencia transmitida fue demasiado baja para nuestro sistema de detección.

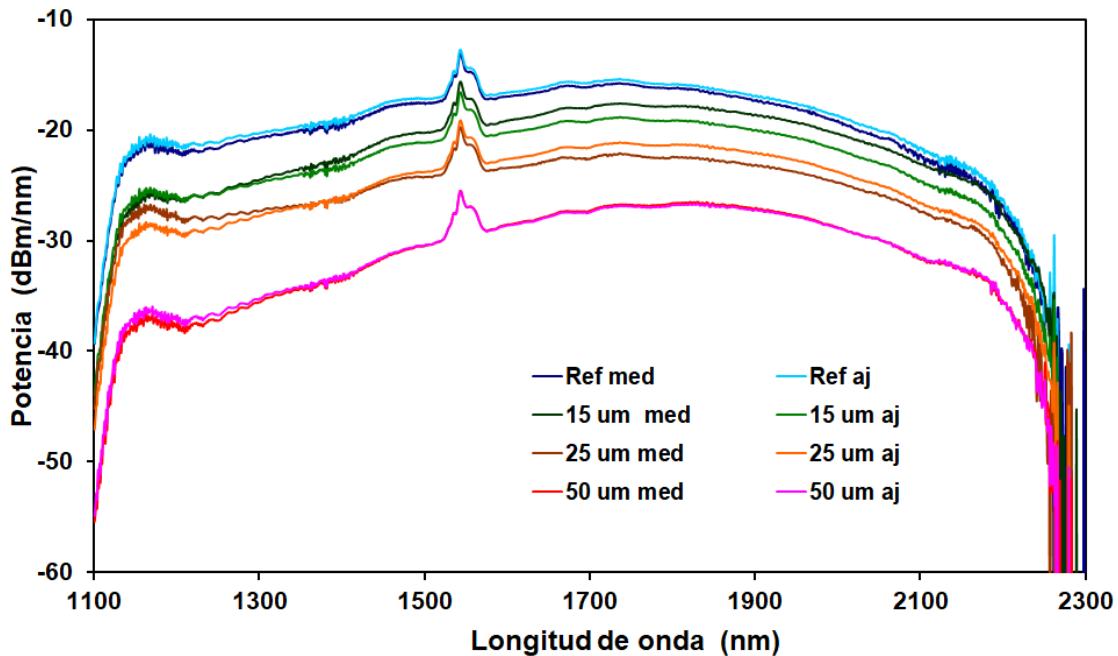


Figura 5.12. Espectros del supercontinuo generado y transmitido a través de muestras de retina medidas (med) y ajustadas (aj) de 15 μm , 25 μm y 50 μm .

Análogamente, en la figura 5.12 mostramos los espectros para muestras de retina (15 μm , 25 μm y 50 μm de espesor) y el espectro de referencia. Finalmente, en la figura 5.13 se muestran los coeficientes de atenuación espectral para ambos tipos de tejido. Puede apreciarse que el cerebro presenta una mayor atenuación, aunque tienden a igualarse en las longitudes de onda más largas, mostrando valores similares de atenuación a partir de 2050 nm.

Como la atenuación decrece monótonamente con la longitud de onda, parece claro que el mecanismo más influyente es la difusión, mientras que la absorción tiene una influencia mucho menor. Tampoco se encuentran picos o pozos en la forma espectral que induzcan a pensar en una influencia apreciable de la absorción.

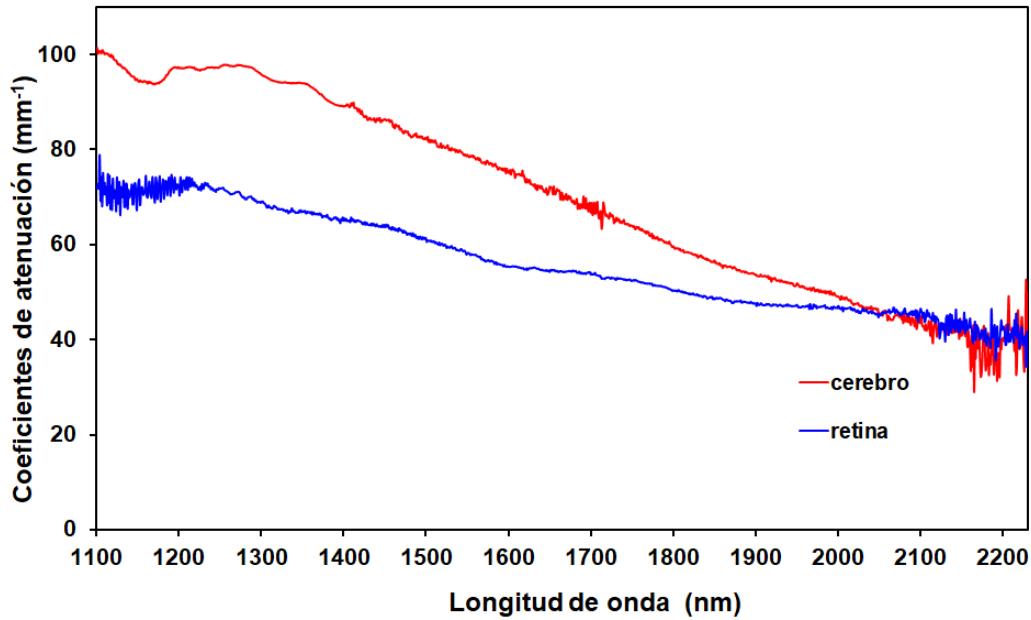


Figura 5.13. Coeficientes de atenuación espectral para muestras de cerebro y retina.

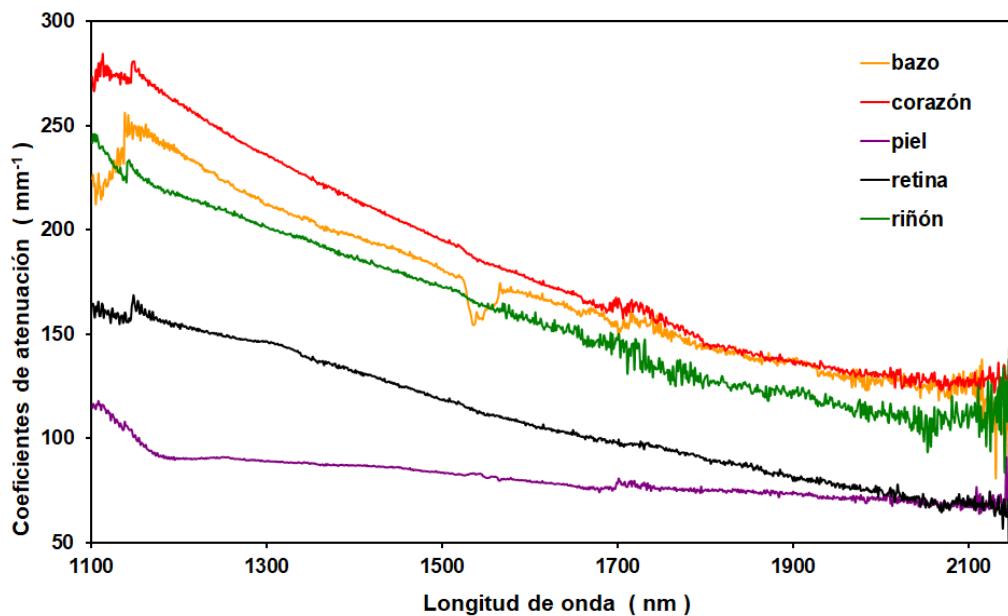


Figura 5.14. Coeficientes de atenuación espectral para tejidos de bazo, corazón, piel, retina y riñón.

En la figura 5.14 se muestra la medida de los coeficientes de atenuación espectral para tejidos de rata: bazo, corazón, piel, retina y riñón, donde observamos que existe una gran diferencia en los coeficientes de atenuación para estos tejidos a

longitudes de onda cortas, pero estos valores tienden a aproximarse para longitudes de onda más largas, en concordancia con los resultados de la figura 5.13, para los tejidos de cerebro y retina.

5.4 CALIBRADO DE DISPOSITIVOS DE FIBRA ÓPTICA.

La emisión del supercontinuo generado por la fuente construida cubre las regiones espectrales de interés para el erbio, el tulio, el praseodimio y otras tierras raras [20]. Entonces podemos afirmar que es una fuente adecuada para el calibrado de dispositivos de fibra empleados en la regiónpectral en torno a las $1.55\text{ }\mu\text{m}$, de gran utilidad en comunicaciones ópticas y donde operan los amplificadores de fibra óptica dopada con erbio [21]. Como ejemplo, en las figuras 5.15 y 5.16, se muestra el calibrado de un filtro que separa las bandas C y L (espectro hasta 1565 nm y espectro después de 1565 nm) de la empresa Lightstar Technologies.

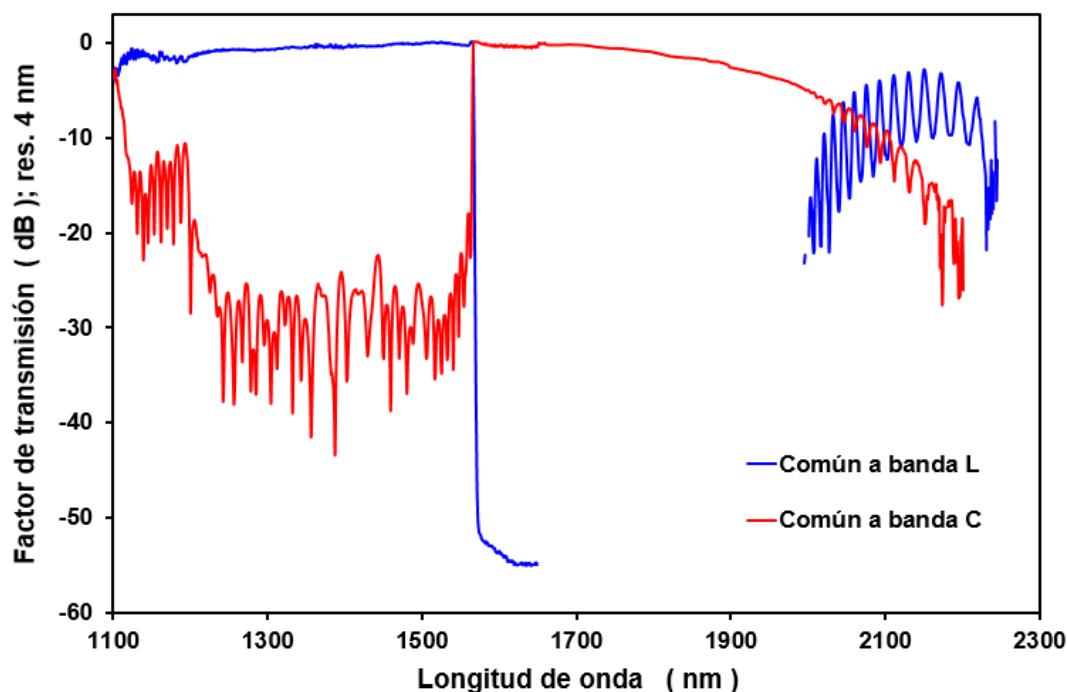


Figura 5.15. Calibrado espectral de un filtro que separa las bandas C y L.

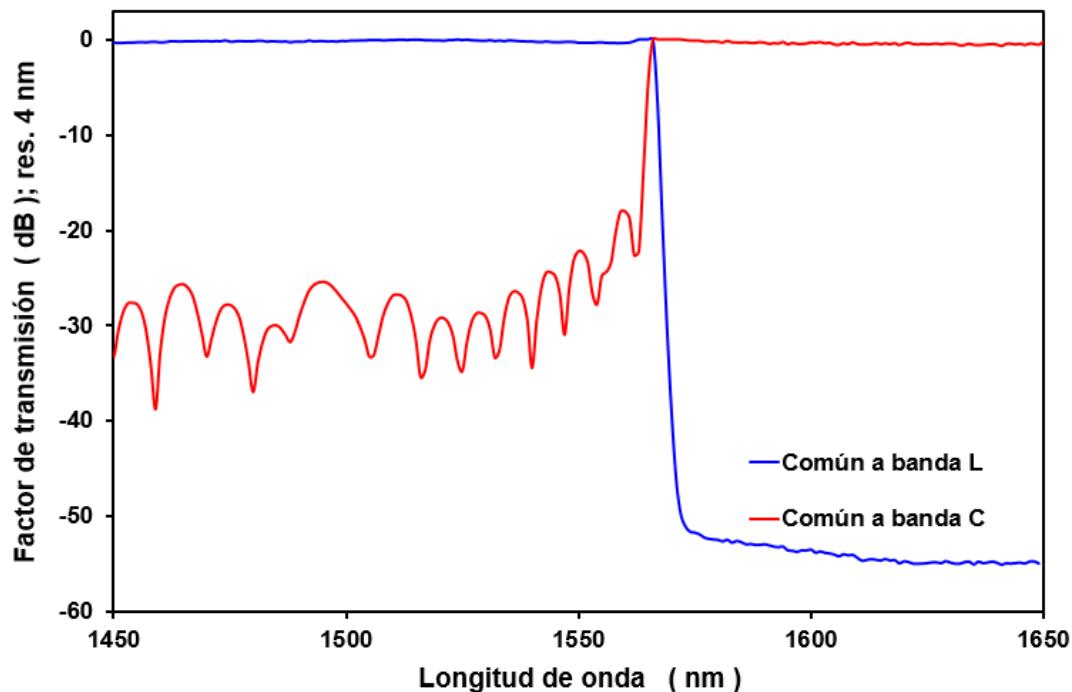


Figura 5.16. Calibrado espectral de un filtro que separa banda C y banda L.

También puede emplearse como fuente en la zona espectral de 2 micras, la cual está adquiriendo gran interés últimamente y en la que operan los amplificadores de fibra óptica dopada con tulio (TDFA). Como ejemplo, en la figura 5.17 se muestra un calibrado en transmisión de un acoplador WDM que divide el espectro en longitudes de onda inferiores y superiores a 1800 nm, el cual se emplea para acoplar bombeos en torno a 1600 nm a la fibra dopada con tulio (TDF), permitiendo que la señal en la zona de emisión del tulio (de 1800 nm a 2200 nm) sufra pérdidas de acoplamiento bajas.

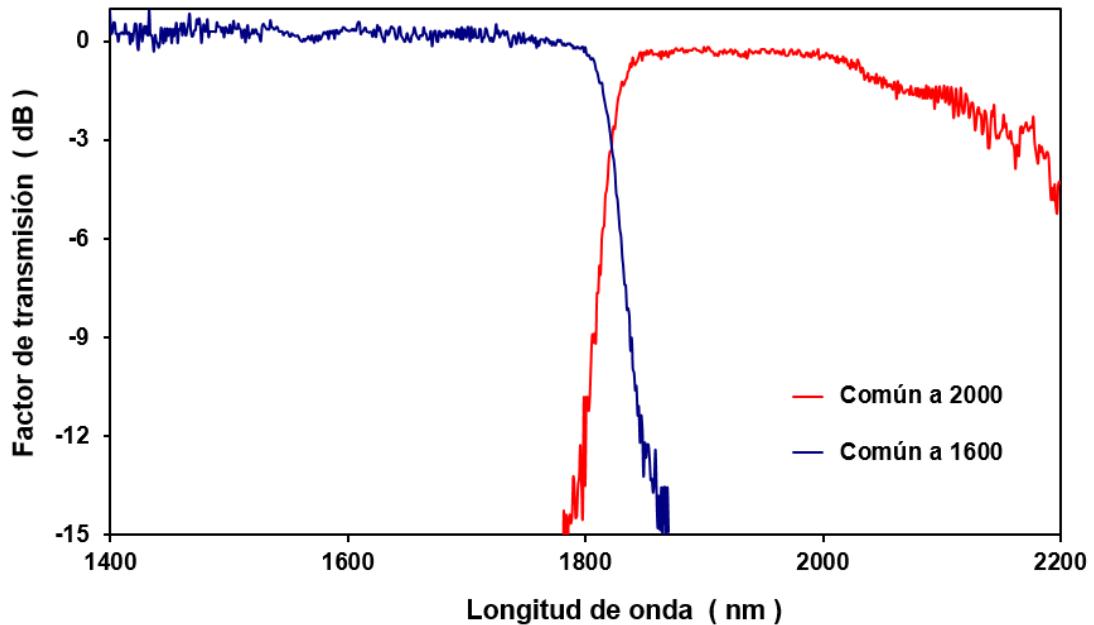


Figura 5.17. Calibrado espectral de un filtro que separa las zonas espectrales de 1600 nm y 2000 nm empleado en amplificadores de fibra dopada con tulio.

Otra utilidad relacionada con las fibras ópticas dopadas con tierras raras consiste en medir la absorción de estas fibras y determinar sus regiones espectrales de absorción en busca de longitudes de onda que permitan su bombeo. En la figura 5.18 se puede apreciar el espectro de transmisión de una fibra dopada con tulio (modelo SM-TSF-9/125 de Nufern) de 2 m de longitud medida con la fuente de supercontinuo. Se aprecia claramente la absorción entre las bandas de energía $^3\text{H}_6$ y $^3\text{H}_5$ (en torno a 1210 nm) y entre las bandas $^3\text{H}_6$ y $^3\text{F}_4$ (en torno a 1650 nm) del ión Tm^{3+} .

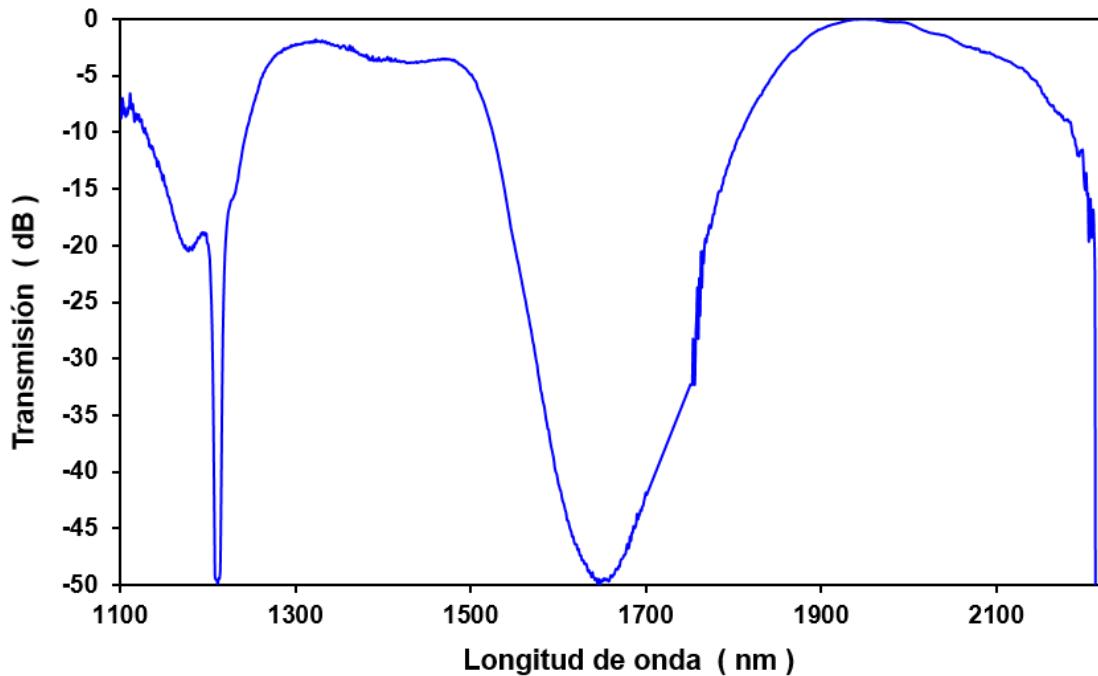


Figura 5.18. Factor de transmisión espectral de una muestra de 2 m de longitud de fibra óptica de sílice dopada con tulio.

Además, esta fuente ha sido empleada para realizar medidas de amplificación en el Trabajo de Fin de Grado de Física titulado “Láser de fibra óptica dopada con tulio”, el cual fue realizado por Enar Franco Rodríguez [22]. El montaje de laboratorio se muestra en la figura 5.19. Como fuente de bombeo se emplea un láser de anillo de fibra dopada con erbio, utilizando como medio activo un amplificador comercial de fibra dopada con erbio que opera en banda L con una potencia de salida de saturación de 20 dBm (modelo KPS-BT2-L-20-PB-FA de Keopsys). La longitud de onda láser se fija en 1612.8 nm mediante una red de Bragg en fibra (1612.81 nm, 0.25 nm @ -3 dB de Technica). La potencia láser es amplificada con un segundo amplificador de fibra dopada con erbio que también opera en banda L con una potencia de salida de saturación de 26 dBm (modelo HWT-EDFA-GM-SC-BO-L26 de Manlight). Como señal se emplea la fuente de espectro supercontinuo desarrollada en esta Tesis Doctoral.

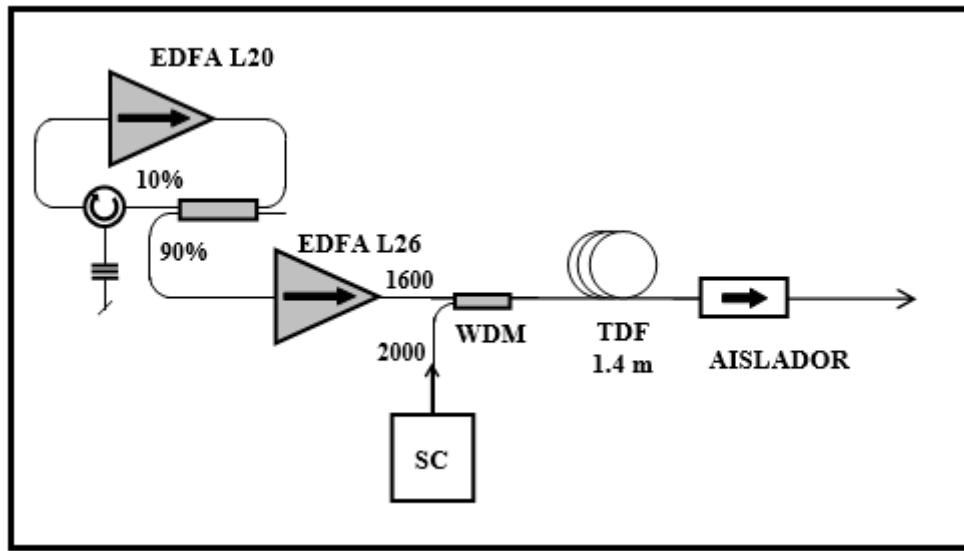


Figura 5.19. Esquema del montaje experimental para medir la ganancia de una muestra de fibra óptica dopada con tulio empleando como señal la fuente de supercontinuo.

El bombeo y la señal son acoplados a una muestra de 1.36 m de fibra dopada con tulio (TDF) mediante un acoplador dependiente de la longitud de onda (WDM 1600/2000). A la salida de la fibra dopada con tulio se coloca un aislador óptico (1950-2050 nm) para evitar fenómenos de auto-oscilación originados por reflexiones al final de la instalación. La ganancia obtenida empleando diferentes potencias de bombeo con este amplificador de tulio se muestra en la figura 5.20. El bombeo umbral es 109 mW y con el bombeo máximo del que disponemos (316 mW) se consigue amplificación en una regiónpectral que se extiende desde 1805 nm hasta 2000 nm (máximo de 10 dB en torno a 1850 nm). Por tanto, se obtiene una fuente con una potencia superior a la del supercontinuo en una región bastante ancha (200 nm, aproximadamente). Lógicamente, la amplificación que proporciona la fibra dopada es mayor que la del amplificador debido a que el aislador, el acoplador WDM y los conectores tienen pérdidas.

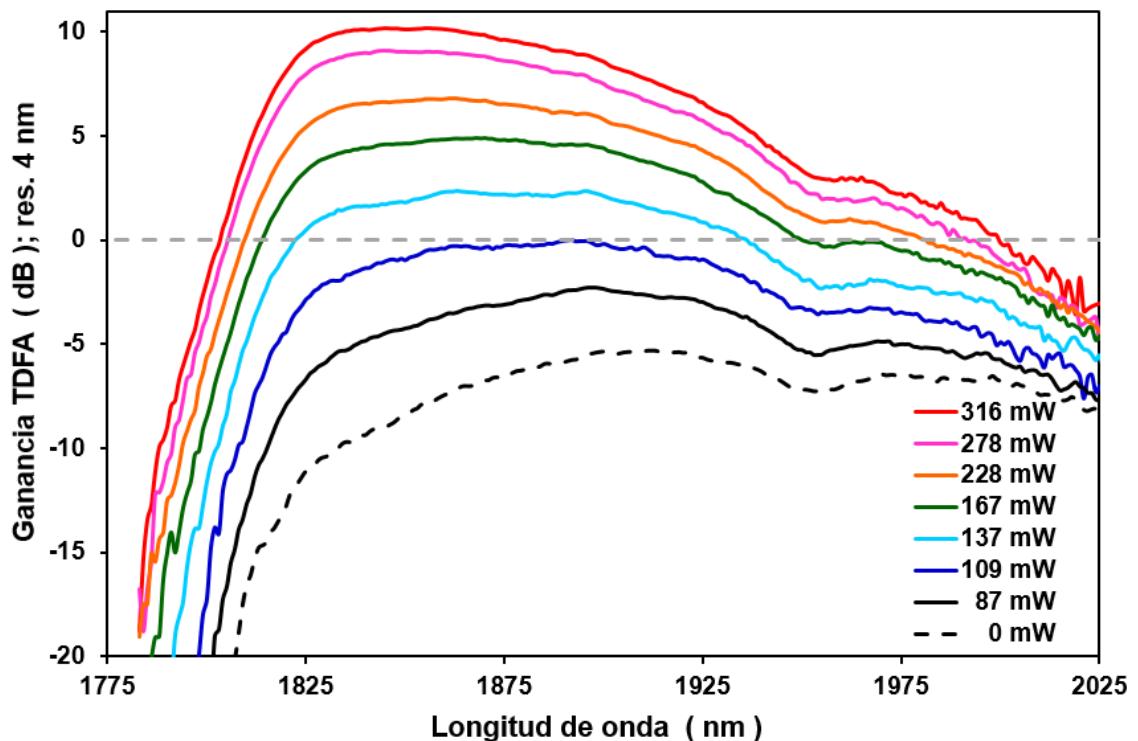


Figura 5.20. Ganancia espectral del amplificador de fibra dopada con tulio para diferentes potencias de bombeo empleando el supercontinuo como fuente de señal.

En la figura 5.21 se muestra el espectro de ganancia espectral de la fibra dopada y puede apreciarse cómo la región espectral de amplificación se ensancha respecto a la del amplificador. Podemos estimar que su anchura aumente hasta unos 300 nm, aproximadamente. Por otra parte, el bombeo umbral disminuye hasta 87 mW y, para máximo bombeo, la ganancia es máxima en 1850 nm, alcanzado los 12.7 dB.

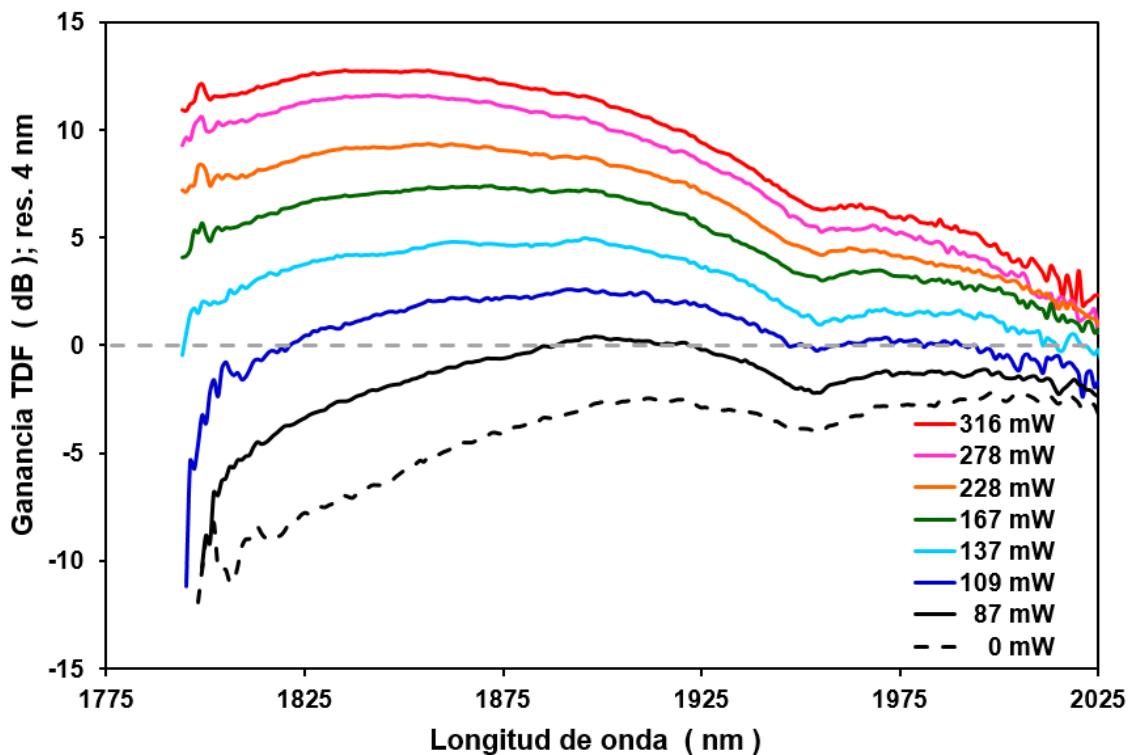


Figura 5.21. Ganancia espectral de la fibra dopada con tulio para diferentes potencias de bombeo empleando el supercontinuo como fuente de señal.

5.5 APLICACIÓN DEL SUPERCONTINUO EN INTERFEROMETRÍA ESPECTRAL

La interferometría espectral se basa en el análisis espectral de la luz de una fuente después de atravesar un interferómetro. El espectro medido presenta una sucesión de máximos y mínimos interferences cuya separación espectral depende de la diferencia de caminos ópticos entre las dos ramas del interferómetro. Si modificamos el camino óptico de una de las ramas introduciendo en ella un elemento óptico (una lámina plana paralela de vidrio, por ejemplo), entonces cambiará la separación espectral entre máximos y mínimos interferences. Analizando ambos espectros (con/sin elemento óptico) es posible determinar su camino óptico y, por tanto, su índice de refracción en función de la longitud de onda. Evidentemente, conviene emplear una fuente de gran anchura espectral porque así se determina el índice de refracción a lo largo de una región espectral amplia a partir de una sola medida, y allí radica la ventaja de disponer de fuentes

de supercontinuo. Aunque el espectro sea muy ancho y, por tanto, poco coherente, es posible observar interferencias espectrales con buen contraste siempre que dispongamos de un analizadorpectral de alta resolución. Esto es debido a que el analizador spectral selecciona un intervalopectral estrecho (según resolución) antes de que la luz alcance la etapa de detección y, a efectos prácticos, es como si filtrásemos el espectro de la fuente. En la figura 5.22 se muestran las interferenciasspectrales en el supercontinuo empleando el mismo interferómetro de Michelson citado en el capítulo 3 con su espejo móvil separado 0.32 mm desde la posición de orden cero y un analizador de espectros ópticos con una resolución de 0.06 nm. Como puede apreciarse en dicha figura el contrasteinterferencial es mayor que 0.5 para longitudes de onda mayores que 1350 nm. Aunque sólo se ha medido hasta 1700 nm (límite del analizador spectral), es previsible que el comportamiento sea similar hasta longitudes de onda en torno a 2000 nm. Es decir, se podrían realizar medidas de forma adecuada en un intervalopectral superior a 600 nm.

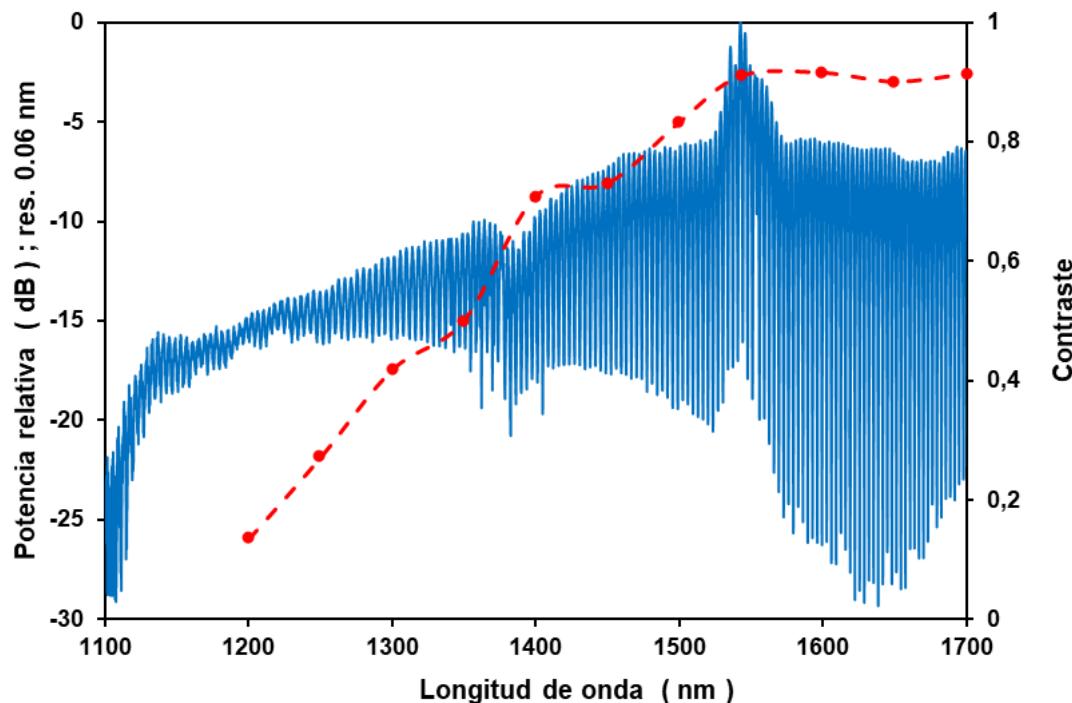


Figura 5.22. Interferenciasspectrales del supercontinuo y su contraste en función de la longitud de onda. Se utilizó un interferómetro de Michelson cuyo espejo móvil se separó 0.32 mm de la posición de orden cero y se analizó el espectro con una resolución de 0.06 nm.

Aunque las pérdidas de potencia y el estado de polarización a la salida de ambas ramas del interferómetro de Michelson se ajustaron en torno a 1600 nm, los valores de contraste obtenidos nos indican que el ajuste se consigue correctamente en un gran intervalo espectral. La caída del contraste en longitudes de onda inferiores a 1350 nm se debe a que los elementos de fibra cambian sus características para dichas longitudes de onda. En la figura 5.23 se muestra un detalle de las interferencias espectrales en la región espectral de ajuste del interferómetro. Además, debemos comentar que la fuente de supercontinuo nos permitió calibrar el comportamiento del interferómetro de Michelson que habíamos construido para determinar la duración de los pulsos láser mediante la técnica de autocorrelación.

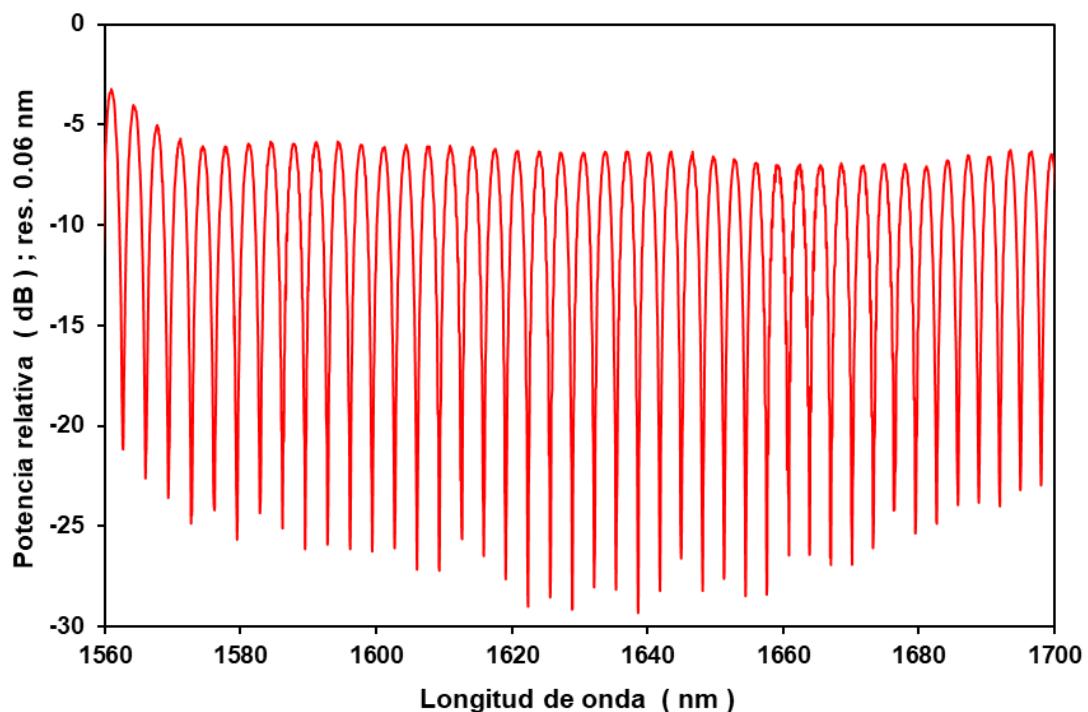


Figura 5.23. Detalle de las interferencias espectrales en la región espectral de ajuste del interferómetro de Michelson.

5.6 REFERENCIAS

- [1] C. Yan y J.-C. Diels, «Amplitude and phase recording of ultrashort pulses», *JOSA B*, vol. 8, n.^o 6, pp. 1259-1263, 1991.
- [2] B. Wang, C. Cojocaru, W. Krolikowski, Y. Sheng, y J. Trull, «Transverse single-shot cross-correlation scheme for laser pulse temporal measurement via planar second harmonic generation», *Opt. Express*, vol. 24, n.^o 19, pp. 22210-22218, 2016.
- [3] R. Trebino, P. Bowlan, P. Gabolde, X. Gu, S. Akturk, y M. Kimmel, «Simple devices for measuring complex ultrashort pulses», *Laser Photonics Rev.*, vol. 3, n.^o 3, pp. 314-342, 2009.
- [4] M. e. Anderson, A. Monmayrant, S.-P. Gorza, P. Wasylczyk, y I. a. Walmsley, «SPIDER: A decade of measuring ultrashort pulses», *Laser Phys. Lett.*, vol. 5, n.^o 4, p. 259, 2008.
- [5] T. C. Wong y R. Trebino, «Recent Developments in Experimental Techniques for Measuring Two Pulses Simultaneously», *Appl. Sci.*, vol. 3, n.^o 1, pp. 299-313, 2013.
- [6] A. Vedadi, M. Ranjbar-Zefreh, M. Ziyadi, S. T. Naimi, A. Shoaei, y J. A. Salehi, «All-fiber autocorrelator based on parametric amplification», en *2011 Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conference*, 2011, pp. 1-3.
- [7] P. Kumar y A. Prabhakar, «All-fibre autocorrelator for optical pulse width measurement», presentado en Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications VII, 2008, vol. 6875, p. 68751F.
- [8] K. Goda, D. R. Solli, K. K. Tsia, y B. Jalali, «Theory of amplified dispersive Fourier transformation», *Phys. Rev. A*, vol. 80, n.^o 4, p. 043821, 2009.
- [9] M. H. Asghari y B. Jalali, «Stereopsis-Inspired Time-Stretched Amplified Real-Time Spectrometer (STARS)», *IEEE Photonics J.*, vol. 4, n.^o 5, pp. 1693-1701, 2012.
- [10] T. Konishi, T. Nagashima, y T. Murakawa, «Advanced optical pulse signal profiling using distributable “Optical Pulse Ruler,” 2014 Opt. Fiber Commun.», en *OFC 2014*, 2014, pp. 1-3.
- [11] S. Jarabo y F. J. Salgado-Remacha, «Ultrawide broadband photonic source based on a new design of mode-locked erbium-doped fibre laser», *Laser Phys. Lett.*, vol. 12, n.^o 9, p. 095104, 2015.

- [12] J. E. Saldaña-Díaz, S. Jarabo, y F. J. Salgado-Remacha, «Octave-spanning supercontinuum generation in highly nonlinear silica fibres based on cost-effective fibre amplifiers», *Laser Phys. Lett.*, vol. 13, n.^o 9, p. 095102, 2016.
- [13] J. M. Dudley, G. Genty, y S. Coen, «Supercontinuum generation in photonic crystal fiber», *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, n.^o 4, pp. 1135-1184, 2006.
- [14] G. Genty, J. M. Dudley, y B. J. Eggleton, «Modulation control and spectral shaping of optical fiber supercontinuum generation in the picosecond regime», *Appl. Phys. B*, vol. 94, n.^o 2, p. 187, 2009.
- [15] B. C. Wilson y S. L. Jacques, «Optical reflectance and transmittance of tissues: principles and applications», *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, n.^o 12, pp. 2186-2199, 1990.
- [16] T. Gottschall *et al.*, «Fiber-based light sources for biomedical applications of coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy», *Laser Photonics Rev.*, vol. 9, n.^o 5, pp. 435-451, 2015.
- [17] L. Shi, L. A. Sordillo, A. Rodríguez-Contreras, y R. Alfano, «Transmission in near-infrared optical windows for deep brain imaging», *J. Biophotonics*, vol. 9, n.^o 1-2, pp. 38-43, 2016.
- [18] C. Fornaini, M. Sozzi, E. Merigo, P. Pasotti, S. Selleri, y A. Cucinotta, «Supercontinuum source in the investigation of laser-tissue interactions: “ex vivo” study», *J. Biomed.*, vol. 2, n.^o 1, pp. 12-19, 2017.
- [19] J. E. Saldaña-Díaz, S. Jarabo, F. J. Salgado-Remacha, L. Perdices, I. Pinilla, y A. Sánchez-Cano, «Spectral attenuation of brain and retina tissues in the near-infrared range measured using a fiber-based supercontinuum device», *J. Biophotonics*, vol. 10, n.^o 9, pp. 1105-1109, 2017.
- [20] J. Lucas, P. Lucas, T. L. Mercier, A. Rollat, y W. G. Davenport, *Rare Earths: Science, Technology, Production and Use*. Elsevier, 2014.
- [21] P. M. Becker, A. A. Olsson, y J. R. Simpson, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. Academic Press, 1999.
- [22] E. Franco Rodríguez, «“Láser de fibra óptica dopada con tulio” Trabajo Fin de Grado en Física». 2017.

CAPÍTULO VI

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

6.1 RESULTADOS

En este apartado recopilamos y exponemos brevemente los principales resultados obtenidos a lo largo de la realización de la presente Tesis Doctoral. Estos resultados son la base para establecer las conclusiones, así como para orientar la proyección futura que se intentará llevar a cabo por el grupo de investigación.

1. Se ha estudiado y aplicado un método de autocorrelación de segundo orden para la medida de la duración temporal de pulsos producidos mediante mode-locking pasivo en un láser de anillo cuyo medio activo es un EDFA comercial. Como medio no lineal (generación de segundo armónico) se utilizó un cristal de BBO, demostrando que es un medio adecuado para su utilización en este tipo de láseres ya que consigue mantener la condición de coincidencia de fase (phase-matching) desde 1500 nm a 1600 nm y, por tanto, en todo el espectro de los pulsos (40 nm, aproximadamente). Además, proporciona una buena respuesta no lineal a pesar de que la energía de los pulsos generados con este tipo de láseres es baja (0.1 μ J, típicamente). Tras aplicar el método se obtuvo una duración temporal de los pulsos en torno a 0.18 ps. Como autocorrelador se empleó un interferómetro de fibra tipo Michelson, el cual fue construido y puesto en funcionamiento en el laboratorio.
2. Se han construido y optimizado varios láseres pulsados de fibra dopada con erbio para la generación de supercontinuo con fibras de sílice altamente no lineales. La optimización se llevó a cabo en términos de anchura del espectro de supercontinuo obtenido. Como medio activo siempre se han utilizado EDFAs comerciales, operando en banda C o en banda L. La operación en régimen pulsado se consigue mediante encadenado de modos pasivos utilizando un modulador basado en el efecto de rotación no lineal de la polarización. Posteriormente, la energía de los pulsos es amplificada mediante un segundo EDFA comercial. El tren de pulsos es de baja energía (0.1 μ J, típicamente) y tiene una frecuencia de repetición en torno a 1 MHz, pero como la duración de los pulsos es 0.18 ps, la potencia de pico se eleva hasta valores del orden de los 500 KW. Para optimizar estos láseres y conseguir una generación de supercontinuo con la mayor anchura espectral posible ha sido necesario añadir

fibra de dispersión positiva dentro de la cavidad de anillo y fibra de dispersión negativa entre el láser pulsado y el segundo amplificador. Se encontró que las longitudes añadidas de ambos tipos de fibra no dependen de la banda de operación del segundo amplificador. Sin embargo, hemos comprobado que la longitud de fibra altamente no lineal que optimiza el espectro sí que depende del segundo amplificador utilizado. En concreto, las longitudes óptimas de fibra altamente no lineal son 63 m cuando se trabaja en banda L, y 25 m cuando se trabaja en banda C.

Se ha determinado que la configuración más adecuada se consigue cuando ambos amplificadores operan en banda C, ya que entonces el espectro de los pulsos está situado más cerca de la longitud de onda de dispersión nula (ZDW, zero-dispersion wavelength) de la fibra no lineal. Por tanto, las características del espectro supercontinuo que conseguimos dependen fundamentalmente de la potencia de los pulsos, de su longitud de onda y de la longitud de fibra altamente no lineal.

En la figura 6.1 se representan el espectro de los pulsos cuando el segundo amplificador opera en banda C y el espectro del supercontinuo generado con 25 m de fibra altamente no lineal. También se representa la atenuación espectral de la muestra de fibra no lineal, debida principalmente a la absorción de la sílice. Su atenuación tan elevada a partir de 2200 nm es el principal motivo de limitación espectral de generación de supercontinuo en longitudes de onda más largas. No obstante, el espectro supercontinuo se extiende desde 1134 nm hasta 2304 nm manteniendo una potencia espectral superior a -6 dBm/nm en una anchura espectral de 1170 nm, es decir, superando una octava. En la tabla 6.1 se recogen de forma más detallada los valores de la anchura espectral conseguida a diferentes niveles de potencia espectral.

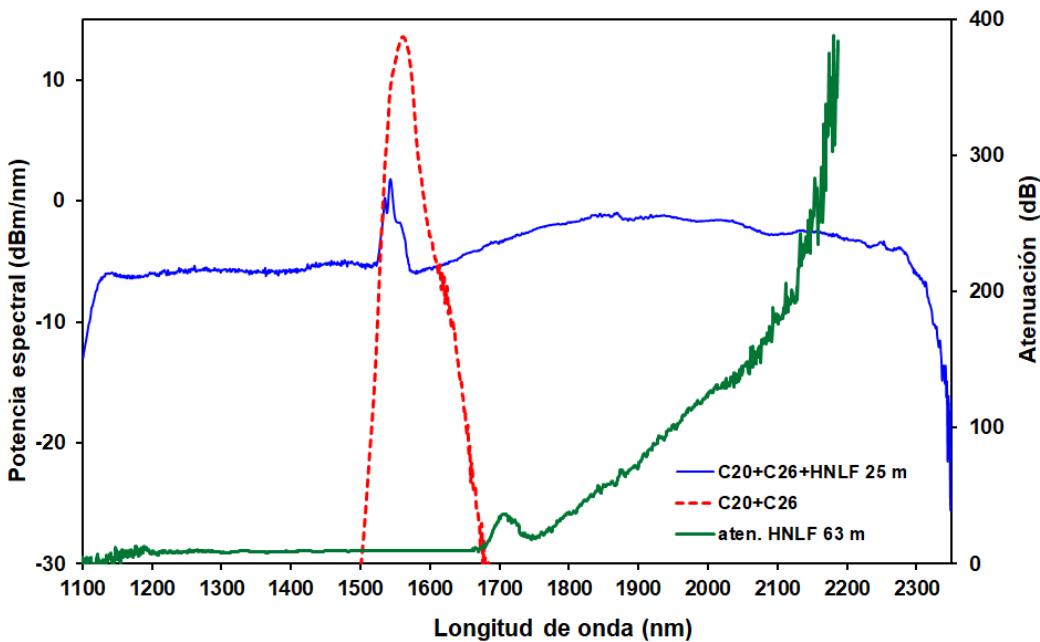


Figura 6.1. Espectros del pulso, del supercontinuo generado y de la atenuación para una muestra de 25 m de fibra altamente no lineal cuando el segundo amplificador opera en banda C.

Tabla 6.1. Valores de potencia mínima exigida, longitudes de onda máximas y mínimas, y anchura espectral del supercontinuo generado por 25 m de fibra altamente no lineal (HNLF).

Potencia mín. (dBm/nm)	λ_{\min} (nm)	λ_{\max} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)
-3	1719	2189	470
-6	1134	2304	1170
-11	1106	2330	1224
-13	1101	2336	1235

3. Se ha analizado y demostrado experimentalmente una técnica de medida de la duración de los pulsos basada en la generación de supercontinuo en la fibra altamente no lineal como alternativa a la generación de segundo armónico en el cristal de BBO. Como autocorrelador se empleó un interferómetro de fibra tipo Mach-Zehnder construido y ajustado en el laboratorio. Se midió la duración de los pulsos empleando esta técnica y empleando el cristal de BBO para diferentes potencias de pico de los pulsos, obteniendo valores similares con ambos métodos. Los resultados se recogen con la tabla 6.2, donde se muestran las

anchuras obtenidas con el nuevo método propuesto (midiendo en dos longitudes de onda diferentes), junto con las anchuras obtenidas con el montaje tradicional (usando el cristal BBO).

Tabla 6.2. Anchuras temporales (en ps) obtenidas con ambos métodos.

Método	440 kW	600 kW	760 kW
HNLF 1370 nm	0.21	0.17	0.20
HNLF 1400 nm	0.20	0.18	0.18
BBO	0.18	0.19	0.20

4. Otra aplicación del supercontinuo que ha sido verificada experimentalmente es su empleo para la medida del coeficiente espectral de atenuación de tejidos biológicos, aprovechando el amplio espectro con el que podemos trabajar. Concretamente, se ha aplicado en tejidos de cerebro, retina, bazo, riñón y piel de rata de laboratorio. Debido a la alta difusión de los tejidos biológicos resulta crucial situar las muestras entre dos colimadores de fibra óptica para eliminar cualquier influencia de la luz difusa en el proceso de medida. Los resultados obtenidos pueden resultar muy útiles para desarrollar dispositivos de interés en biofotónica (microscopía, tomografía óptica, etc) explotando aquellas longitudes de onda con una profundidad de penetración más larga. Como puede verse en la figura 6.2, son preferibles las longitudes de onda más larga ya que la atenuación decrece monótonamente con la longitud de onda, comportamiento que indica que la difusión es el mecanismo predominante en la atenuación de los tejidos.

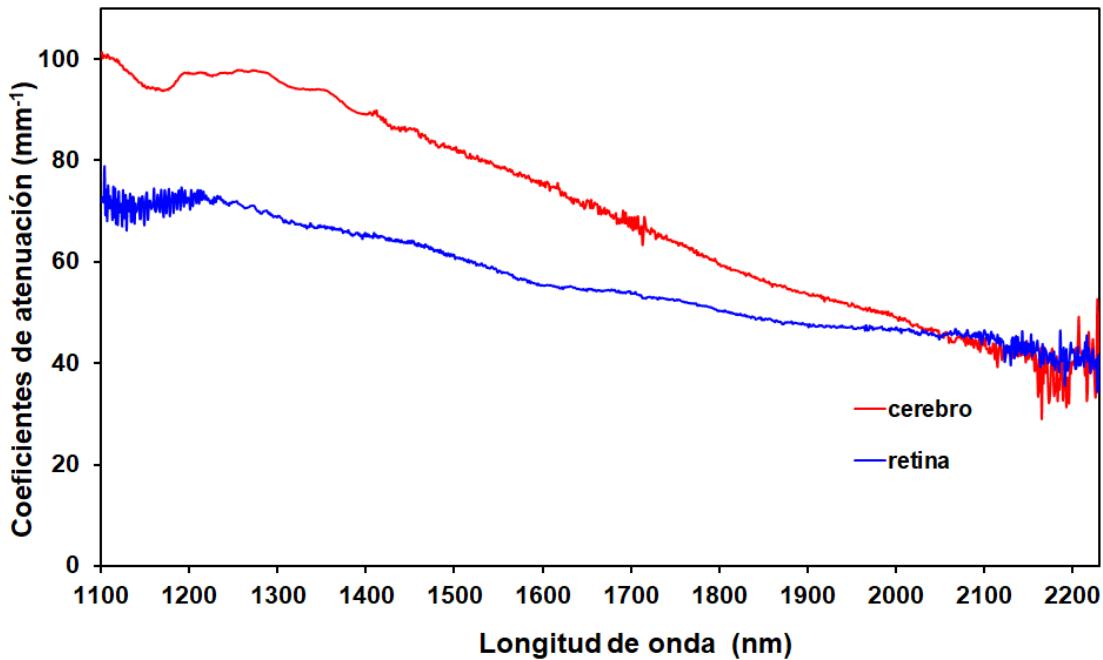


Figura 6.2. Coeficiente de atenuación para tejidos de cerebro y de retina de rata.

5. La fuente de supercontinuo desarrollada también ha resultado adecuada como fuente de señal para el calibrado de componentes de fibra, tanto pasivos como activos. De hecho, cubre el rangopectral de interés para los amplificadores de fibra óptica dopada con tierras raras como el erbio, el tulio y el praseodimio, entre otros. Concretamente, se ha empleado para medir la ganancia en la región espectral cercana a $2 \mu\text{m}$ de un amplificador desarrollado en el laboratorio empleando 1.36 m de fibra óptica dopada con tulio y bombeado con un láser de fibra dopada con erbio con cavidad de anillo y con emisión CW en 1612.8 nm. La ganancia espectral del amplificador en función de la potencia de bombeo se puede apreciar en la figura 6.3.

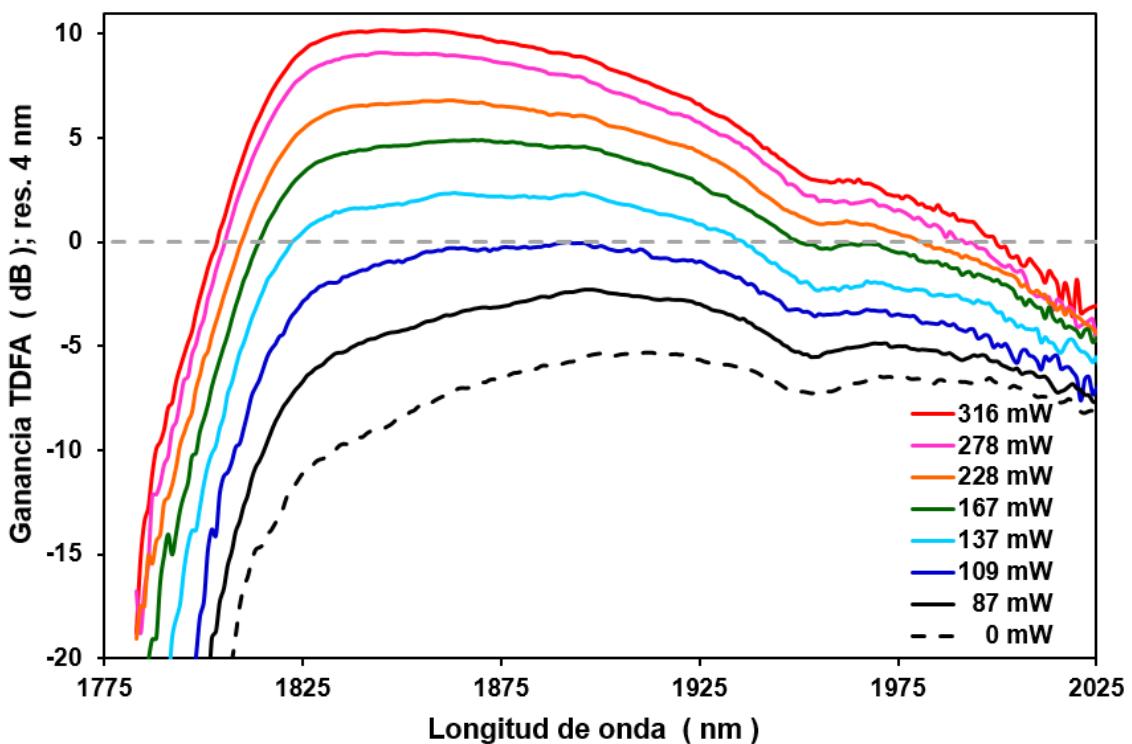


Figura 6.3. Ganancia espectral del amplificador de fibra dopada con tulio para diferentes potencias de bombeo empleando el supercontinuo como fuente de señal.

6. Con el aval de una parte de los resultados obtenidos con la fuente de generación de supercontinuo desarrollada en esta Tesis Doctoral, se solicitó a finales de 2016 un proyecto de investigación en la Universidad Nacional de Huancavelica (Perú), titulado: “**Análisis espectral de sustancias biológicas en el infrarrojo cercano (NIR)**” mediante la implementación de un Laboratorio de generación de supercontinuo mediante fibra óptica altamente no lineal (**HNLF**)”, financiado por el Fondo de desarrollo socioeconómico del proyecto Camisea (FOCAM) del Instituto de Investigación de la mencionada Universidad. Este proyecto fue concedido en abril de 2017 mediante la **Resolución N° 0300-2017-R-UNH**, con una financiación de 500.000 soles (160.000 euros, aproximadamente).

6.2 CONCLUSIONES

Tomando como base el trabajo realizado para el desarrollo de esta Tesis Doctoral y de los resultados obtenidos se han llegado a establecer las siguientes conclusiones:

1. El cristal de BBO resulta ser un medio no lineal adecuado para la técnica de autocorrelación de segundo orden, aplicada a la medida de la duración temporal de los pulsos obtenidos con láseres de fibra óptica dopada con erbio y pulsados mediante mode-locking pasivo.
2. Utilizando amplificadores comerciales de fibra óptica dopada con erbio, es posible desarrollar láseres pulsados mediante mode-locking pasivo con duraciones tan cortas como 0.18 ps. No obstante, hay margen de mejora ya que la duración mínima para este tipo de láseres puede estimarse teóricamente en torno a 0.1 ps.
3. Los pulsos obtenidos poseen una potencia de pico lo suficientemente elevada para generar espectro supercontinuo en fibras de sílice altamente no lineales.
4. El espectro supercontinuo generado se extiende desde 1134 nm hasta 2304 nm, es decir, posee una anchura espectral de 1170 nm, manteniendo una potencia espectral superior a -6 dBm/nm, la cual es suficientemente alta para la mayoría de las potenciales aplicaciones.
5. Los principales parámetros que determinan la anchura espectral y la potencia del espectro supercontinuo son: la longitud de la fibra altamente no lineal, la potencia de los pulsos y la coincidencia del espectro de los pulsos con la longitud de onda de dispersión nula de la fibra no lineal.
6. Es posible utilizar la generación de supercontinuo en una fibra altamente no lineal para determinar la duración temporal de los pulsos mediante un método de autocorrelación contrastado experimentalmente.
7. La fuente de espectro supercontinuo desarrollada es adecuada para medir el coeficiente espectral de atenuación de tejidos biológicos desde 1100 nm hasta 2250 nm, tal como se ha comprobado experimentalmente en diferentes tipos de tejidos: cerebro, retina, corazón, riñón, bazo y piel de rata de laboratorio.
8. Se ha encontrado que en la propagación de la luz a través de los tejidos biológicos medidos siempre predomina la difusión, por lo que es preferible utilizar longitudes de onda largas para aumentar la profundidad de penetración.

También se ha visto que el uso de dos lentes GRIN enfrentadas es un buen método para filtrar la luz difusa.

9. La fuente de espectro supercontinuo también ha resultado adecuada para calibrar dispositivos de fibra óptica, con especial interés en las bandas espectrales de operación de las fibras ópticas dopadas con tierras raras: tulio, erbio, praseodimio, etc.
10. Finalmente, se ha comprobado que la fuente construida en este trabajo puede ser utilizada en interferometríapectral, ya que proporciona un buen contraste en un rangopectral en torno a 600 nm.

6.3 PROYECCIÓN FUTURA

Tras el desarrollo de esta primera Tesis Doctoral sobre generación de supercontinuo que se ha llevado a cabo en la Universidad de Zaragoza, se abre una nueva vía para la realización en un futuro próximo de trabajos relacionados con este tema. El aprendizaje adquirido junto con las técnicas y montajes experimentales desarrollados, puede facilitar la realización de los siguientes proyectos:

- 1.** Desarrollo de una Tesis Doctoral para generar supercontinuo empleando fibra óptica de fluoruro de zirconio (ZBLAN) como medio no lineal con la intención de ensanchar el espectro hasta la región de 4 micras. Actualmente, ya contamos con la concesión de una nueva ayuda de movilidad del Banco Santander y de la Universidad de Zaragoza para profesores latinoamericanos a partir del curso 2017-2018.
- 2.** Aplicación en el análisis espectral de sustancias biológicas en el infrarrojo cercano (NIR), mediante la instalación de un laboratorio de generación de supercontinuo en el marco de un proyecto concedido y financiado por la Universidad Nacional de Huancavelica (Perú).
- 3.** Aplicación de la fuente de supercontinuo en el infrarrojo cercano para la detección de fraude alimenticio y para la determinación de cambios en el coeficiente espectral de atenuación de tejidos biológicos de animales tratados farmacológicamente.
- 4.** En función de los avances del proyecto descrito en el punto 1, se ensayarán la utilidad del espectro extendido hacia el infrarrojo medio en aplicaciones similares a las documentadas en esta Tesis Doctoral.

ANEXOS

A. GENERACIÓN DEL SEGUNDO ARMÓNICO (SHG)

Dadas las propiedades de la Transformada de Fourier (TF), podemos describir el campo eléctrico de un haz \vec{E} [1], [2] como:

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{2}E(t)\exp(i\omega t) + \frac{1}{2}E^*(t)\exp(-i\omega t) \quad (\text{A.1})$$

Donde temporalmente se ha eliminado la dependencia espacial y $E^*(t)$ es el campo conjugado (complejo). Elevando al cuadrado la expresión (A.1), obtenemos:

$$E^2(t) = \frac{1}{4}E^2(t)\exp(2i\omega t) + \frac{1}{2}E(t)E^*(t) + \frac{1}{4}E^{*2}(-2i\omega t) \quad (\text{A.2})$$

Observamos que la ecuación (A.2) incluye términos que oscilan a la frecuencia (2ω), denominado el segundo armónico de la frecuencia de la luz de entrada. Este proceso muy importante es llamado la generación del segundo armónico, y es usado para crear nuevas frecuencias y para medir pulsos láser ultracortos.

En la figura A.1, representamos la generación de segundo armónico para un haz colineal y dos haces no colineales [2].

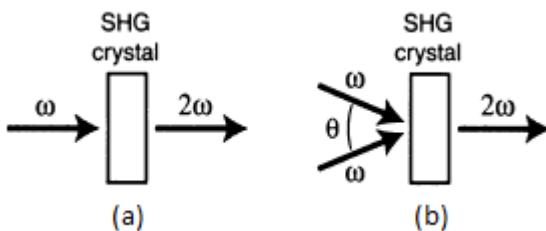


Figura A.1. Generación de segundo armónico (SHG), (a) un haz de entrada colineal, y (b) dos haces de entrada no colineales.

Si consideramos el campo eléctrico \vec{E} para dos haces viajando en direcciones diferentes, entonces:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}E_1(\vec{r}, t)\exp[i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r})] + \frac{1}{2}E_2(\vec{r}, t)\exp[i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r})] \quad (\text{A.3})$$

Elevando al cuadrado la ecuación (1.24) y usando (A.1), obtenemos:

$$\begin{aligned} E^2(\vec{r}, t) = & \frac{1}{4} E_1^2 \exp[2i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r})] + \\ & + \frac{1}{2} E_1 E_1^* + \frac{1}{4} E_1^{*2} \exp[-2i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r})] \\ & + \frac{1}{4} E_2^2 \exp[2i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r})] + \frac{1}{2} E_2 E_2^* \\ & + \frac{1}{4} E_2^{*2} \exp[-2i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r})] \\ & + \frac{1}{2} E_1 E_2 \exp\{i[(\omega_1 + \omega_2)t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r}]\} \\ & + \frac{1}{2} E_1^* E_2^* \exp\{-i[(\omega_1 + \omega_2)t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r}]\} \\ & + \frac{1}{2} E_1 E_2^* \exp\{i[(\omega_1 - \omega_2)t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}]\} \\ & + \frac{1}{2} E_1^* E_2 \exp\{-i[(\omega_1 - \omega_2)t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}]\} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

En la primera y tercera línea de la ecuación (A.4), observamos los términos que corresponden a la generación de segundo armónico (SHG) a frecuencias $2\omega_1$ y $2\omega_2$ y también observamos los términos para la generación de luz a nuevas frecuencias $(\omega_1 + \omega_2)$ y $(\omega_1 - \omega_2)$ que corresponden a la generación de suma de frecuencia (SFG) y diferencia de frecuencia (DFG), respectivamente.

B. EFECTOS DE TERCER ORDEN

Un ejemplo de efecto de tercer orden conocido como mezcla de cuatro ondas (**FWM**), llamado así debido a que tres ondas entran en un medio no lineal y una onda adicional es creada en el proceso, dando lugar a un total de cuatro. Además estos efectos de tercer orden incluyen también a la generación del tercer armónico (THG) [2].

$$P_i = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1 E_2^* E_3 \exp\{i[(\omega_1 - \omega_2 + \omega_3)t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2 + \vec{k}_3) \cdot \vec{r}]\} \quad (\text{B.1})$$

Donde P_i es la polarización para el efecto de tercer orden, el signo negativo para las frecuencias ω y el vector de onda \vec{k} son referidos a campos conjugados (complejos) y el positivo para campos no conjugados. En los efectos de tercer orden cuando se sustrae un vector \vec{k} , son llamados efectos de red inducida debido a que la intensidad de dos de los haces (E_1 y E_2) tienen una dependencia espacial sinusoidal. Por ejemplo si consideramos que $E_2 = E_3$, entonces $\omega_2 = \omega_3$ y $\vec{k}_2 = \vec{k}_3$, en este caso la polarización en la ecuación (B.1) se convierte en:

$$P_1 = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1 |E_2|^2 \exp\{i[\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1]\} + c.c. \quad (\text{B.2})$$

Esto origina un haz que tiene la misma frecuencia y dirección [2], que es llamado frecuentemente acoplamiento de dos haces.

Es posible realizar la generación del tercer armónico (THG) usando más de un haz (o hasta tres), el cual lo representamos en la figura B.1 [2].

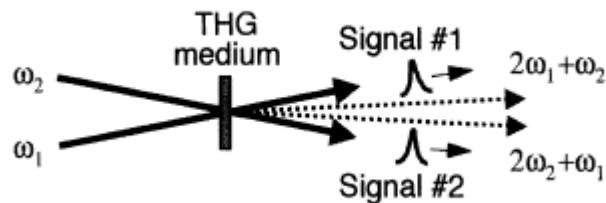


Figura B.1. Generación de tercer armónico (THG), producido por dos factores de un campo y uno del otro campo.

C. MEDIDA DE PULSOS ULTRACORTOS

Los pulsos ultracortos no pueden ser medidos mediante electrónica, por eso es usual utilizar técnicas de autocorrelación.

1. AUTOCORRELACIÓN DE PRIMER ORDEN

Esta técnica consiste en dividir un pulso laser mediante un divisor de haz, los cuales recorren los dos brazos del interferómetro, uno de ellos tiene un espejo en movimiento, y lo que se obtiene en el detector es la autocorrelación del pulso (Figura C.1.1) [3]. En este caso, cada uno de los haces está representado por los campos eléctricos $E(t)$ y $E(t - \tau)$. Caracterizamos la evolución temporal del pulso mediante la intensidad del campo laser $I(t) = \langle E(t).E^*(t) \rangle$.

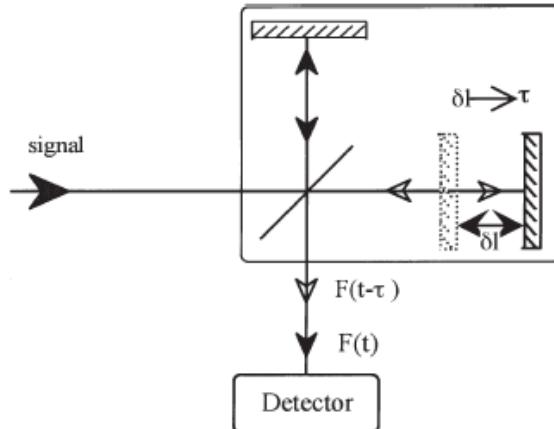


Figura C.1.1. Esquema de un interferómetro de Michelson.

Si tenemos un tren de pulsos en lugar de un haz continuo, y además consideramos que la luz sufre dispersión al propagarse de acuerdo al arreglo experimental mostrado en la figura C.1.1, entonces escribimos la contribución de las ramas del interferómetro al campo eléctrico, como:

$$E_1(\omega_0, t) = t_1 f(t) \exp \left[i \left(-2q \left(\frac{t}{\Delta \tau_p} \right)^2 + \omega_0 t \right) \right] \quad (\text{C.1.1})$$

$$E_2(\omega_0, t) = t_2 f(t - \tau) \exp \left[i \left(-2q \left(\frac{t-\tau}{\Delta \tau_p} \right)^2 + \omega_0(t - \tau) \right) \right] \quad (\text{C.1.2})$$

donde:

t_1 y t_2 , son los coeficientes de transmisión de ambas ramas del interferómetro.

Δt_p , es la duración del pulso; q es un parámetro relacionado con la dispersión y la anchura espectral, definido como: $\frac{\Delta t_p}{\Delta \tau_{p_0}} = \sqrt{1 + q^2}$, $\Delta \tau_{p_0}$ es la duración del pulso sin dispersión; $\tau = \frac{2\Delta x}{c} = \frac{2vt}{c}$, es el retraso de un pulso entre las dos ramas del interferómetro, v es la velocidad constante del espejo y t es la duración del desplazamiento; f es la función que caracteriza la dependencia temporal del pulso y se considera que tiene forma gaussiana, representado por:

$$f(t) \propto \exp \left[-2 \left(\frac{t}{\Delta \tau_p} \right)^2 \right]. \quad (\text{C.1.3})$$

La intensidad resultante de la interferencia detectada debido a las contribuciones de E_1 y E_2 , corresponde a una autocorrelación de primer orden, representado por:

$$\begin{aligned} I(t) &\propto \int_{-\infty}^{+\infty} |E_1(\omega_0, t) + E_2(\omega_0, t)|^2 dt = \\ &= t_1^2 \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t) dt + t_2^2 \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t - \tau) dt + \\ &+ 2t_1 t_2 \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot f(t - \tau) \cos \beta(t) dt \end{aligned} \quad (\text{C.1.4})$$

donde:

$$\beta(t) = \omega_0(\tau) + \frac{2q\tau^2}{\Delta \tau_p^2} - \frac{4q\tau}{\Delta \tau_p^2} t$$

Desarrollando cada una de las integrales de la ecuación (C.1.4) se tiene:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t) dt &= \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t - \tau) dt = \sqrt{\pi} \frac{\Delta \tau_p}{2} \\ \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot f(t - \tau) \cos \beta(t) dt &= \sqrt{\pi} \frac{\Delta \tau_p}{2} \exp \left[-\frac{\tau^2}{\Delta \tau_p^2} (1 + q^2) \cos(\omega_0 \tau) \right] = \end{aligned}$$

$$= \sqrt{\pi} \frac{\Delta\tau_p}{2} \exp\left(-\frac{\tau^2}{\Delta\tau_{p_0}^2}\right) \cos(\omega_0\tau) \quad (\text{C.1.5})$$

El término $\Delta\tau_{p_0}$ para un espectro gaussiano, se representa como:

$$\Delta\tau_{p_0} = \frac{4}{\Delta\omega_L} = \frac{2}{\pi\Delta\nu_L} \cong \frac{0.6366}{\Delta\nu_L}$$

Para transformar la Intensidad óptica en voltaje, usamos un detector, cuya relación lineal $V \propto I$, nos proporciona el interferograma de la ecuación (C.1.4), en donde se tiene una respuesta cosenoidal debido a la variación del desfase temporal entre pulsos.

$$V(\tau) = \sqrt{\pi} \frac{\Delta\tau_p}{2} t_1^2 \left[1 + \frac{t_2^2}{t_1^2} + 2 \frac{t_2}{t_1} e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_{p_0}}\right)^2} \cos(\omega_0\tau) \right] \quad (\text{C.1.6})$$

Si normalizamos el término entre el corchete, se llega a la siguiente relación:

$$V(\tau) = \frac{V_0}{\left(1 + \frac{t_2}{t_1}\right)^2} \left[1 + \frac{t_2^2}{t_1^2} + 2 \frac{t_2}{t_1} e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_{p_0}}\right)^2} \cos(\omega_0\tau) \right] \quad (\text{C.1.7})$$

El valor de voltaje continuo lo obtenemos haciendo, $\tau \rightarrow \infty$ en la ecuación (C.1.7), de donde se obtiene:

$$V_{cc} = \frac{\left(1 + \frac{t_2^2}{t_1^2}\right)}{\left(1 + \frac{t_2}{t_1}\right)^2} V_0 \quad (\text{C.1.8})$$

La envolvente afecta a la oscilación tanto por encima como por debajo de la componente continua (V_{cc}), y está dada por:

$$V_{env}(\tau) = \frac{V_0}{\left(1 + \frac{t_2}{t_1}\right)^2} \left[\left(1 + \frac{t_2^2}{t_1^2}\right) \pm \left(2 \frac{t_2}{t_1} e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_{p_0}}\right)^2}\right) \right] \quad (\text{C.1.9})$$

Si los coeficientes de transmisión son iguales $t_1 = t_2$, entonces las ecuaciones (C.1.8) y (C.1.9) quedarían como:

$$V_{cc} = \frac{V_0}{2}, \quad (\text{C.1.10})$$

$$V_{env}(\tau) = \frac{V_0}{2} \left(1 \pm e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta\tau p_0}\right)^2} \right). \quad (\text{C.1.11})$$

Además, considerando que no hay desfase, entonces $\tau = 0$, en la ecuación (C.1.11), de donde se obtiene el máximo y el mínimo de la señal:

$$\begin{aligned} V_{máx} &= V_0, \\ V_{mín} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{C.1.12})$$

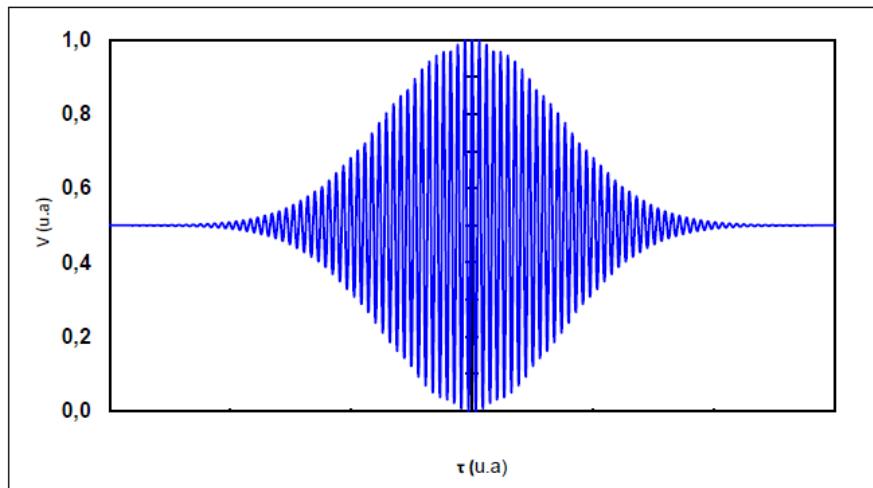


Figura C.1.2. Autocorrelación de primer orden.

2. AUTOCORRELACIÓN DE SEGUNDO ORDEN

Las intensidades de entrada I_i y salida I_0 están relacionadas como:

$$I_0 \cong K I_i^2 \quad (\text{C.2.1})$$

donde $K \ll 1$, es un parámetro característico del cristal.

La autocorrelación de segundo orden lo definimos teniendo en cuenta E_1 y E_2 de la misma forma para la autocorrelación de primer orden; entonces la intensidad detectada la expresamos como:

$$\begin{aligned}
 I(t) = & \int_{-\infty}^{+\infty} |[E_1(\omega_0, t) + E_2(\omega_0, t)]^2|^2 dt = t_1^4 \int_{-\infty}^{+\infty} f^4(t) dt + \\
 & + t_2^4 \int_{-\infty}^{+\infty} f^4(t - \tau) dt + 2t_1^2 t_2^2 \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t) f^2(t - \tau) dt + \\
 & + 4t_1^2 t_2^2 \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t) f^2(t - \tau) \cos^2 \beta(t) dt + \\
 & + 4t_1^3 t_2 \int_{-\infty}^{+\infty} f^3(t) f(t - \tau) \cos \beta(t) dt + \\
 & + 4t_1 t_2^3 \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) f^3(t - \tau) \cos^2 \beta(t) dt \quad (\text{C.2.2})
 \end{aligned}$$

Después de desarrollar cada una de las integrales y considerando los resultados de las mismas, la intensidad queda así:

$$\begin{aligned}
 I(t) = & \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Delta \tau_p}{2} \left[t_1^4 + t_2^4 + 4t_1^2 t_2^2 \cdot e^{-2\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_p}\right)^2} + 2t_1^2 t_2^2 \cdot e^{-2\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_{p0}}\right)^2} \cos(2\omega_0 \tau) + \right. \\
 & + 4t_1^3 t_2 \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_{p0}}\right)^2} e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_p}\right)^2} \cdot \cos\left(\omega_0 \tau + \frac{q\tau^2}{\Delta \tau_p^2}\right) + \\
 & \left. + 4t_1 t_2^3 \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_{p0}}\right)^2} e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_p}\right)^2} \cdot \cos\left(\omega_0 \tau - \frac{q\tau^2}{\Delta \tau_p^2}\right) \right] \\
 = & \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Delta \tau_p}{2} \left[t_1^4 + t_2^4 + 4t_1^2 t_2^2 \cdot e^{-2\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_p}\right)^2} + 2t_1^2 t_2^2 \cdot e^{-2\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_{p0}}\right)^2} \cos(2\omega_0 \tau) + \right. \\
 & + 4t_1 t_2 (t_1^2 + t_2^2) \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_{p0}}\right)^2} e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_p}\right)^2} \cos(\omega_0 \tau) \cos\left(\frac{q\tau^2}{\Delta \tau_p^2}\right) + \\
 & \left. + 4t_1 t_2 (t_2^2 - t_1^2) \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_{p0}}\right)^2} e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta \tau_p}\right)^2} \sin(\omega_0 \tau) \sin\left(\frac{q\tau^2}{\Delta \tau_p^2}\right) \right]. \quad (\text{C.2.3})
 \end{aligned}$$

La respuesta en voltios de un detector es proporcional a la intensidad, por lo que el voltaje del detector como función del desfase temporal entre pulsos, se expresa como:

$$\begin{aligned}
 V(\tau) = & \frac{V_0}{\left(1 + \frac{t_2}{t_1}\right)^4} \left[1 + \frac{t_2^4}{t_1^4} + 4 \frac{t_2^2}{t_1^2} e^{-2\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_p}\right)^2} + 2 \frac{t_2^2}{t_1^2} \cdot e^{-2\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_{p_0}}\right)^2} \cos(2\omega_0\tau) + \right. \\
 & + 4 \frac{t_2}{t_1} \left(1 + \frac{t_2^2}{t_1^2}\right) \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_{p_0}}\right)^2} e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_p}\right)^2} \cos(\omega_0\tau) \cos\left(\frac{q\tau^2}{\Delta\tau_p^2}\right) + \\
 & \left. + 4 \frac{t_2}{t_1} \left(\frac{t_2^2}{t_1^2} - 1\right) \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_{p_0}}\right)^2} e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_p}\right)^2} \sin(\omega_0\tau) \sin\left(\frac{q\tau^2}{\Delta\tau_p^2}\right) \right]. \quad (\text{C.2.4})
 \end{aligned}$$

Considerando el caso cuando los coeficientes de transmisión $t_1 = t_2$, se tiene que:

$$\begin{aligned}
 V(\tau) = & \frac{V_0}{8} \left[1 + 2e^{-2\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_p}\right)^2} + e^{-2\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_p}\right)^2} \cos(2\omega_0\tau) + \right. \\
 & \left. + 4e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_{p_0}}\right)^2} e^{-\left(\frac{\tau}{\Delta\tau_p}\right)^2} \cos(\omega_0\tau) \cos\left(\frac{q\tau^2}{\Delta\tau_p^2}\right) \right]. \quad (\text{C.2.5})
 \end{aligned}$$

En este caso también se tiene una oscilación de periodo $T = \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{\lambda_0}{c}$, cuya componente del voltaje en continua se determina de forma similar que en el interferómetro de Michelson; considerando en (C.2.5) que $\tau \rightarrow \infty$, obtenemos:

$$V_{CC} = \frac{1}{8}V_0. \quad (\text{C.2.6})$$

El máximo valor de señal se obtiene haciendo $\tau = 0$ en la ecuación (C.2.5), entonces:

$$V_{máx} = V_0. \quad (\text{C.2.7})$$

El mínimo se obtiene cuando $\omega_0\tau = \pi$, entonces la ecuación (C.2.3) la aproximamos a:

$$V(\tau) \approx V_0 \frac{\left(1 - \frac{t_2}{t_1}\right)^4}{\left(1 + \frac{t_2}{t_1}\right)^4}. \quad (\text{C.2.8})$$

El voltaje mínimo se obtiene haciendo $t_1 = t_2$ en la ecuación (C.2.8), obteniendo:

$$V_{\min} = 0. \quad (\text{C.2.9})$$

En las figuras C.2.1 y C.2.2, representamos la autocorrelación de segundo orden con y sin dispersión.

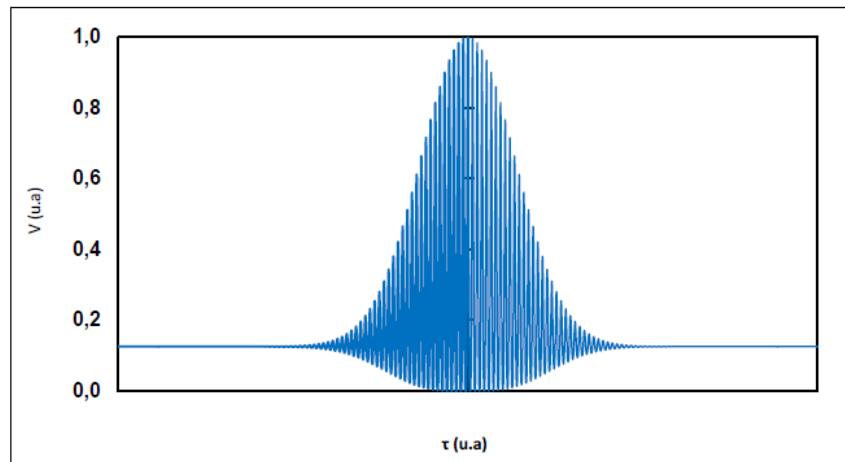


Figura C.2.1. Autocorrelación de segundo orden (Michelson + BBO), sin dispersión.

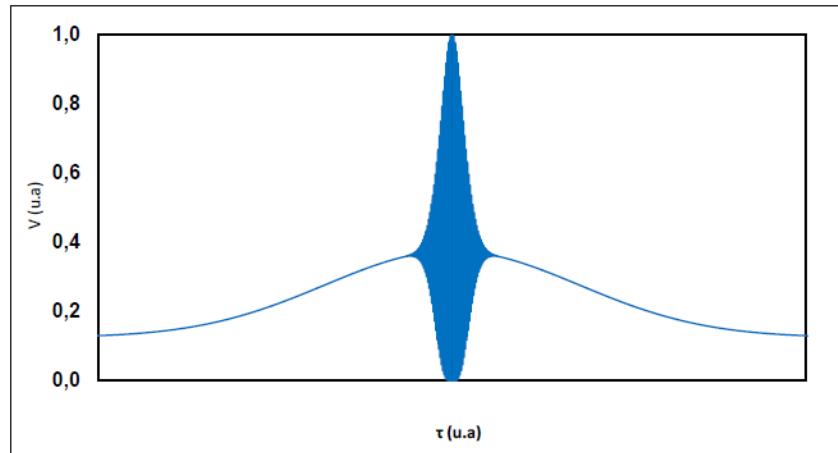


Figura C.2.2. Autocorrelación de segundo orden (Michelson + BBO), con dispersión.

D. MEDIDA DE AUTOCORRELACIÓN USANDO UN INTERFERÓMETRO DE MICHELSON

Si se consideramos una entrada fuerte (satura la generación del segundo armónico), la intensidad de segundo armónico $I^{(2\omega)}$ [4] generado, puede expresarse como:

$$I^{(2\omega)} = I^{(\omega)} \tanh^2 \left[\zeta L \sqrt{I^{(\omega)}} \right], \quad (D.1)$$

donde $I^{(\omega)}$ es la intensidad de entrada, L la longitud del cristal no lineal y ζ un parámetro que depende del tipo de cristal y de la condición de coincidencia de fase (phase matching). La respuesta del fotodetector puede expresarse como:

$$V(\tau) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t) + E(t - \tau)|^2 \tanh^2[\beta|E(t) + E(t - \tau)|], \quad (D.2)$$

La generación de segundo armónico depende del parámetro adimensional β , ($E(t)$ se considera adimensional por conveniencia). En general, esta función se normaliza como:

$$G(\tau) = \frac{V(\tau)}{V(\tau \rightarrow \infty)} ; G(\tau \rightarrow \infty) = 1. \quad (D.3)$$

Si $\tau \rightarrow \infty$, ambos pulsos no se superponen, entonces:

$$V(\tau \rightarrow \infty) \sim 2 \int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t)|^2 \tanh^2[\beta|E(t)|] \quad (D.4)$$

y sustituyendo en la ecuación (D.3) se obtiene:

$$G(\tau) = \frac{1}{2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t) + E(t - \tau)|^2 \tanh^2[\beta|E(t) + E(t - \tau)|]}{\int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t)|^2 \tanh^2[\beta|E(t)|]}. \quad (D.5)$$

Esta función de correlación normalizada es una función par, que tiende asintóticamente a la unidad y alcanza su valor máximo para $\tau = 0$, que puede ser expresada como:

$$G_{max} = G(0) = 2 \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t)|^2 \tanh^2[2\beta|E(t)|]}{\int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t)|^2 \tanh^2[\beta|E(t)|]}. \quad (D.6)$$

Si $\beta \rightarrow 0$, entonces $G_{max} = 8$, ya que $\tanh(x) \xrightarrow{x \rightarrow 0} x$ y si $\beta \rightarrow \infty$, entonces $G_{max} = 2$, ya que $\tanh(x) \xrightarrow{x \rightarrow \infty} 1$. Para esta condición límite, $G(\tau)$ se aproxima a la función de autocorrelación de primer orden, la cual se puede medir con un fotodetector colocado en la salida del interferómetro, resultando:

$$G(\tau) \rightarrow G_1(\tau) = \frac{1}{2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t)+E(t-\tau)|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t)|^2}. \quad (D.7)$$

y sólo será posible obtener información sobre la longitud de coherencia del pulso. Por lo tanto, para obtener un contraste de 8: 1 en la función $G(\tau)$, se debe emplear un cristal no lineal muy fino o una longitud de interacción muy corta (correlación interferométrica no colineal). El proceso de dos fotones que tiene lugar en un detector de semiconductores tiene una eficiencia muy baja ($\beta \ll$) y también podría utilizarse para alcanzar este alto contraste. Entonces, como β es muy baja, la ecuación (D.6) se puede aproximar a:

$$G(\tau) \rightarrow G_2(\tau) = \frac{1}{2} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t)+E(t-\tau)|^4}{\int_{-\infty}^{+\infty} dt |E(t)|^4}. \quad (D.8)$$

La ecuación (D.8) es la función de autocorrelación de segundo orden que suele emplearse. Sin embargo, para la medición de pulsos de baja potencia, todos estos métodos proporcionan una señal muy carente. Con el fin de mejorarla, y aunque el contraste es menor, el método colineal con un cristal largo no lineal resulta adecuado, ya que el valor de β es superior (más elevado), y por lo tanto la respuesta del fotodetector es mayor.

Además, como el campo electromagnético instantáneo $E(t)$ del pulso debe incluir un factor $\exp(i\omega_0 t)$, siendo ω_0 su frecuencia óptica, entonces $|E(t) + E(t - \tau)|$ tiene una fuerte dependencia de $\cos(\omega_0 \tau)$ y por lo tanto los valores de $G(\tau)$ presentan un comportamiento oscilante. De hecho, cerca de origen ($\tau \sim 2 fs$), $\cos(\omega_0 \tau) \cong -1$ y $G(\tau)$ disminuye a 0 porque entonces: $E(t - \tau) \cong -E(t)$.

El término "anchura total" de una función (tanto temporal como espectral) se referirá siempre a su anchura cuando se iguale a su valor máximo dividido por e. Si consideramos un pulso con forma gaussiana, el comportamiento de las funciones de autocorrelación puede ilustrarse de forma realista. Si la intensidad del pulso tiene una anchura total $\Delta\tau_p$, y cuya anchura original (sin dispersión) es $\Delta\tau_{p0}$, el campo electromagnético puede expresarse en la siguiente forma:

$$E(t) = \exp\left[-2(t/\Delta\tau_p)^2\right] \exp\left\{i\left[\omega_0 t - 2\delta(t/\Delta\tau_p)^2\right]\right\} \quad (D. 9)$$

Donde δ se define como:

$$\delta = \sqrt{\left(\Delta\tau_p/\Delta\tau_{p0}\right)^2 - 1} \quad (D. 10)$$

La función de autocorrelación de primer orden puede ser resuelta como:

$$G_1(\tau) = 1 + \exp\left[-\left(\tau/\Delta\tau_{p0}\right)^2\right] \cos(\omega_0 \tau) \quad (D. 11)$$

Esta función no depende de $\Delta\tau_p$ y por lo tanto no es útil determinar la anchura real del pulso. Sin embargo, $\Delta\tau_{p0}$ puede determinarse midiendo en la salida del interferómetro (sin generación de segundo armónico) ya que su envolvente tiene un ancho total $2\Delta\tau_{p0}$. La función de autocorrelación de segundo orden puede expresarse en la forma:

$$\begin{aligned} G_2(\tau) = & 1 + 2 \exp \left[-2(\tau/\Delta\tau_p)^2 \right] + \exp \left[-2(\tau/\Delta\tau_{p0})^2 \right] \cos(2\omega_0\tau) + \\ & + 4 \exp \left[-\frac{1}{2}(\tau/\Delta\tau_{p0})^2 \right] \exp \left[-(\tau/\Delta\tau_p)^2 \right] \cos \left(\frac{\delta\tau^2}{\Delta\tau_p^2} \right) \cos(\omega_0\tau). \end{aligned} \quad (D.12)$$

La ecuación (D.12) proporciona información sobre la anchura real del pulso, ya que depende de $\Delta\tau_p$.

REFERENCIAS

- [1] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Third Edition. Rochester, New York: Academic Press, 2007.
- [2] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [3] C. Rullière, Ed., *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [4] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, 1997.

E. PUBLICACIONES DEL AUTOR

Artículos en revistas

1. J. E. Saldaña-Díaz, S. Jarabo, y F. J. Salgado-Remacha, “**Octave-spanning supercontinuum generation in highly nonlinear silica fibres based on cost-effective fibre amplifiers**”, *Laser Phys. Lett.*, vol. 13, n.^o 9, p. 095102, 2016, DOI 10.1088/1612-2011/13/9/095102.
2. J. E. Saldaña-Díaz, S. Jarabo, F. J. Salgado-Remacha, L. Perdices, I. Pinilla, y A. Sánchez-Cano, “**Spectral attenuation of brain and retina tissues in the near-infrared range measured using a fiber-based supercontinuum device**”, *J. Biophotonics*, vol. 10, n.^o 9, pp. 1105-1109, sep. 2017, DOI 10.1002/jbio.201600292.

Congresos

1. J. E. Saldaña-Díaz, S. Jarabo, y F. J. Salgado-Remacha, “**Feasible supercontinuum source with an optimized spectral width (1140 nm to 2282 nm)**”, XXV NATIONAL SPECTROSCOPY MEETING (XXV RNE), IX IBERIAN SPECTROSCOPY CONFERENCE (IX CIE), Alicante, 20th-22nd July 2016.
2. J. E. Saldaña-Díaz, S. Jarabo, y F. J. Salgado-Remacha, “**Fuentes de supercontinuo basadas en amplificadores de fibra óptica dopada con erbio y fibras altamente no lineales**” I Foro Internacional de Nanotecnología, 07-12-2016, Huancayo – Perú.
3. J. E. Saldaña-Díaz, S. Jarabo, y F. J. Salgado-Remacha, “**Generación de supercontinuo mediante fibras ópticas altamente no lineales bombeadas con láseres de fibra pulsados**”, XXIV Encuentro Científico Internacional de Verano ECI 2017v, 02-04/01/2017, Lima – Perú.

Artículos en revisión/preparación

- Sebastián Jarabo, José E. Rodríguez-Martín, José E. Saldaña-Díaz, and Francisco J. Salgado-Remacha Measurement of ultrashort low-power laser pulses by long nonlinear crystal, 2016 (en revisión).
- José E. Saldaña-Díaz, Sebastián Jarabo, and Francisco J. Salgado-Remacha, “Fiber supercontinuum source with a serviceable near-infrared spectrum from 1100 up to 2300 nm” 2017 (en revisión).
- José E. Saldaña-Díaz, Sebastián Jarabo, and Francisco J. Salgado-Remacha, “Autocorrelador based on supercontinuum generation in Highly Nonlinear Fibers” 2017 (en preparación).