

UNIVERSIDAD DE COSTA RICA
SISTEMA DE ESTUDIOS DE POSGRADO

GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO CON FIBRA ÓPTICA
MICROESTRUCTURADA DE DISPERSIÓN DECRECIENTE Y SU APLICACIÓN
EN IMAGEN BIOMÉDICA

JOHN I. ROSSES MONGE

Ciudad Universitaria Rodrigo Facio, Costa Rica

2023

Dedicatoria

Para Isabel, Jean, Marco,
Karina, Mela, Aizen, Jessie,
Floyd y Nero.

Gracias

Agradecimientos

Esta tesis fue el resultado de muchas ideas y personas que aparecieron en mi camino. La dedico a mi familia, principalmente a mi hermano Jean y mi madre Isabel, quienes son los verdaderos arquitectos de mi formación, enseñándome lo verdadero e importante de vivir al acecho del conocimiento.

A mi novia Karina, porque si hay alguien más que haya vivido este proceso, es ella. Por tenerme paciencia y ser mi complemento en lo que significa crecer.

A mis compañeros en casa Aizen, Jessie, Floyd y Nero, por siempre estar ahí como manada.

A mis profesores Luis Diego y Jaime. quienes vieron en mí algo que los hizo adoptarme como su alumno y que guiaron mi crecimiento profesional en este camino hermoso llamado fotónica.

A Paola, a Luis Poveda y a Taina, por ser mi modelo a seguir como profesionales que han alcanzado lo que yo algún día espero conseguir.

Agradezco al CICIMA por brindarme su asistencia con las fotografías de las fibras microestructuradas.

Agradezco al Programa de Posgrado en Ingeniería Eléctrica y a su director, Francisco Síles. Por todas las molestias que los hice pasar con los procesos formales de la maestría y que siempre respondieron a mis problemas con la mejor solución y voluntad.

Finalmente, agradezco a la Universidad y al LAFTLA por ser siempre un estándar de la calidad a nivel educativo y brindarme oportunidades únicas como estudiante y profesor. Debo decir que el LAFTLA es como mi hogar.

Esta tesis fue aceptada por la Comisión del Programa de Estudios de Posgrado en Ingeniería Eléctrica de la Universidad de Costa Rica, como requisito parcial para optar al grado y título de Maestría Académica en Ingeniería Eléctrica.

Dr. Francisco Siles Canales
Representante de la Decana
Sistema de Estudios de Posgrado

Ph.D. Jaime Cascante Vindas
Director de Tesis

M.Sc. Luis Diego Marín Naranjo
Asesor

M.Sc. Paola Montero Sánchez
Asesor

Dr. Luis Jorge Poveda Wong
Representante del Director
Programa de Posgrado en Ingeniería Eléctrica

John I. Rosses Monge
Candidato

Tabla de contenido

Portada	I
Dedicatoria	II
Agradecimientos	III
Hoja de Aprobación	IV
Tabla de contenido	v
Resumen	VII
Abstract	VIII
Lista de tablas	IX
Lista de figuras	x
Acrónimos	XIII
1 Introducción	1
1.1. Justificación	3
1.2. Definición del problema	4
1.3. Hipótesis	4
1.4. Objetivos	4
1.5. Alcance y limitaciones	5
1.6. Organización del documento	7
1.7. Estado de la cuestión	9
2 Metodología	44
3 Efectos No Lineales en Fibras Ópticas	47
3.1. Introducción	47

3.2. Fenómenos no lineales inelásticos	51
3.3. Fenómenos no lineales elásticos	53
3.4. Solitones ópticos y su dinámica	61
3.5. Fenomenología según la dispersión de la fibra y el ancho temporal de la señal bombeo	67
3.6. Parámetros importantes de las fibras ópticas microestructuradas de dispersión decreciente	68
4 Caracterización de los Componentes Principales	71
4.1. Láser de bombeo	72
4.2. Medio no Lineal	78
5 Esquema Experimental para la Generación de Supercontinuo	87
5.1. Elementos del montaje	87
5.2. Software prototipo: FLOIDS	91
6 Generación de Supercontinuo con Fibra Óptica Microestructurada de Dispersión Decreciente	96
7 Conclusiones y Trabajo Futuro	103
7.1. Conclusiones	103
7.2. Trabajo futuro	106
Apéndice A Distribución de la literatura profesional	124

Resumen

Cuando un pulso láser suficientemente intenso se propaga por un material transparente, la naturaleza no lineal del material se pone de manifiesto y es posible la generación de un conjunto de fenómenos no lineales que modifican las características temporales y espectrales del mismo. En concreto, si se dan las condiciones adecuadas, es posible que el pulso sufra un ensanchamiento espectral importante. Este fenómeno se conoce como generación de supercontinuo. Específicamente, se examina la generación de supercontinuo utilizando pulsos láser de 1064 nm con una fibra microestructurada de dispersión decreciente que varía su longitud de onda de dispersión cero desde 1030 nm hasta aproximadamente 970 nm.

Este estudio se centra en validar el espectro del supercontinuo generado para que cumpla con los requisitos espectrales necesarios en aplicaciones de imagen biomédica. La metodología de investigación se basa en experimentación, centrándose en la relación entre la evolución del supercontinuo y la potencia de referencia medida en la salida de la fibra.

El enfoque experimental implica la inyección directa del haz láser en el material no lineal, y finalmente, se compara el espectro del supercontinuo obtenido con los datos requeridos para aplicaciones en el campo de la imagen biomédica.

Abstract

When an intense laser pulse propagates through a transparent material, the material's nonlinear nature becomes evident, leading to the generation of a set of nonlinear phenomena that modify its temporal and spectral characteristics. Specifically, under suitable conditions, the pulse may experience significant spectral broadening. This phenomenon is known as supercontinuum generation. In particular, supercontinuum generation is examined using 1064 nm laser pulses in a microstructured fiber with decreasing dispersion, which varies its zero dispersion wavelength from 1030 nm to approximately 970 nm.

This study is focused on validating the spectrum of the generated supercontinuum to meet the spectral requirements for biomedical imaging applications. The research methodology is experiment-based, with a particular emphasis on understanding the relationship between supercontinuum evolution and the reference power measured at the fiber's output.

The experimental approach involves the direct injection of the laser beam into the nonlinear medium, and, in the end, the obtained supercontinuum spectrum is compared with the data needed for applications in the field of biomedical imaging.

Lista de tablas

1.1. Aplicaciones de imagen médica a partir de diferentes configuraciones de OCT y las características de su fuente de radiación.	18
1.2. Aplicaciones de imagen médica de PAI y las características que puede presentar la fuente de radiación.	24
1.3. Aplicaciones de la imagen hiperespectral en el área medica con sus respectivas características ópticas utilizadas como parte del equipo.. . . .	29
1.4. Aplicaciones biomédicas de imagen por fluorescencia y las características de su fuente de radiación.	33
3.1. Clasificación de efectos no lineales según la zona de dispersión en la que se generan. Fuente: Vindas, 2010.	67
3.2. Clasificación de efectos no lineales según el ancho temporal del pulso que los genera. Fuente: Vindas, 2010.	68
4.1. Tabla resumen de los parámetros ópticos del láser de bombeo. Fuente: Elaboración propia. .	78
4.2. Tabla resumen de los parámetros físicos relevantes de la fibra MSF de dispersión decreciente. Fuente: Elaboración propia.	80
4.3. Tabla resumen de los parámetros ópticos de la fibra MSF de dispersión decreciente obtenidos a partir de las simulaciones en COMSOL Hyperphysics y MiSiM. Fuente: Elaboración propia.	86
5.1. Tabla resumen de los elementos ópticos y optomecánicos utilizados en el montaje experimental. Fuente: Elaboración propia.	90

Lista de figuras

1.1. Ramas de la biofotónica	1
1.2. Diagrama de bloques de generación de una imagen biomédica	9
1.3. Imágenes biomédicas de distintas técnicas de imagenología obtenidas de distintos autores mencionados en la onta de la imagen.	10
1.4. Diagrama del proceso de Tomografía de Óptica Coherente	12
1.5. Ejemplo de tomografía de Óptica Coherente	13
1.6. Diagrama que muestra las distintas configuraciones de OCT	14
1.7. Espectros NKT photonics de fuentes supercontinuas par OCT	16
1.8. Esquema de trabajo típico de PA	19
1.9. Proceso de generación de una imagen hiperespectral	25
1.10. Comparación entre hipercubo e imagen RGB	26
1.11. Esquema de trabajo IF	30
1.12. Fuente de supercontinuo	34
1.13. Boques funcionales para la generación de supercontinuo	37
1.14. MSF marca NKT Photonics	38
1.15. Ejemplo de una MSF de núcleo de gran índice de refracción y ejemplo de una MSF de núcleo de band gap fotónico	39
1.16. Diagrama del proceso de fabricación de MSF a partir del método <i>Stack and draw</i>	40
1.17. Esquema de una fibra microestructurada de dispersión decreciente	41
1.18. Evolución del diámetro y la longitud de onda de dispersión cero en función del largo de la fibra	42
1.19. Longitud de onda de inferior del SC en función del largo de la fibra	42
3.1. Proceso SRS. Generación de un fotón: (a) Stokes y (b) antiStokes. Fuente: Vindas, 2010.	52
3.2. Efecto Raman obtenido en un taper microestructurado al inyectar pulsos con una longitud de onda de 532 nm y un ancho temporal de 8.4 ns. Fuente: Vindas, 2010	52
3.3. Comparación entre SRS y SBS. Fuente: Boyd et al. 2008.	53

3.4. Procesos de FWM: (a) proceso no degenerado (NDFWM) y (b) proceso degenerado (DFWM). Fuente: Vindas, 2010.	57
3.5. Procesos de FWM: (a) proceso no degenerado (NDFWM) y (b) proceso degenerado (DFWM). Fuente: Vindas, 2010.	59
3.6. Índice de grupo del modo fundamental guiado para una fibra MSF con una distancia entre agujeros de $2.85 \mu\text{m}$ y diametro de agujeros de $1.71 \mu\text{m}$. Se ilustra el proceso de formación de ondas dispersivas. Fuente: Sánchez, 2019.	66
4.1. Diagrama de bloques para la generación de supercontinuo	71
4.2. Láser modelo SNP-300-100 de la marca Teem Photonics.	73
4.3. Gráficas de (a) temperatura en función del tiempo de la soperficie del láser y (b) potencia promedio en función del tiempo a la salida de la fibra óptica del láser de bombeo con ventilación natural . Fuente: Elaboración propia.	75
4.4. (a) Espectro de emisión máxima del láser de bombeo y (b) Espectro de emisión residual del láser de bombeo. Fuente: Elaboración propia.	76
4.5. Respuesta temporal del láser semilla. Fuente: Elaboración propia	77
4.6. Imágenes de un corte transversal del inicio y final de la MSF con distintos aumentos, generada con el SEM JSM-IT500. Fuente: Elaboración propia.	79
4.7. Interfaz del software COMSOL Hyperphysics 5.5 con diseño de MSF. Fuente: Elaboración propia.	80
4.8. Análisis modal realizado en el software COMSOL Hyperphysics 5.5 con el modelo del ex- tremo inicial de la MSF. Fuente: Elaboración propia.	82
4.9. Análisis modal realizado en el software COMSOL Hyperphysics 5.5 con el modelo del ex- tremo final de la MSF. Fuente: Elaboración propia.	82
4.10. Interfaz gráfica del software MiSiM. Fuente: Sánchez, 2019.	83
4.11. Curvas de dispersión en función de la longitud de onda para el (a) inicio y (b) el final de la MSF de dispersión decreciente. Fuente: Elaboración propia.	84
4.12. Curvas de índice efectivo en función de la longitud de onda para (a) el inicio y (b) el final de la MSF de dispersión decreciente. Fuente: Elaboración propia.	85
4.13. Curvas de índice de grupo en función de la longitud de onda para (a) el inicio y (b) el final de la MSF de dispersión decreciente. Fuente: Elaboración propia.	86

5.1. Esquemático del montaje experimental para la generación de supercontinuo. Las líneas grises implican la radiación dentro de fibra y las líneas discontinuas rojas, radiación en el aire. La línea gris discontinua implica hacia el medidor de potencia. La línea verde indica radiación en fibra MM para medición de espectro. Fuente: Elaboración propia.	88
5.2. Montaje experimental realizado para el estudio de la generación de supercontinuo. Fuente: Elaboración propia.	89
5.3. Montaje experimental realizado para el estudio de la generación de supercontinuo. Fuente: Elaboración propia.	90
5.4. Esquemático sencillo para la inyección fibra-aire-fibra a partir de 2 lentes. Fuente: Elaboración propia.	91
5.5. Interfaz gráfica del software prototipo FLOIDS, para la escogencia de lente colimadora y lente objetivo.	93
5.6. Rutina realizada por el software FLOIDS para la elección óptima de lentes. Fuente: Elaboración propia.	94
6.1. Evolución espectral del SC en el IR a bajas potencias de referencia.	97
6.2. Evolución espectral del SC en el visible a bajas potencias de referencia.	98
6.3. Distribución espectral por longitud de onda en el Visible para potencias de referencia intermedias.	99
6.4. Curva de índice de grupo de la MSF para la entrada marcando los límites del SC debido a ondas dispersiva y dinámica de solitones.	100
6.5. Distribución espectral del SC a la máxima potencia de referencia.	101
6.6. Fotografías de la MSF en plena generación de SC y su perfil de salida.	101
6.7. Fotografías de la separación del espectro por rejilla de difracción y su perfil de salida.	102
A.1. Histograma de la distribución anual de la literatura revisada relacionada a fuentes de luz útiles para imagenología	124
A.2. Distribución anual acumulativa de la literatura revisada relacionada a fuentes de luz útiles para imagenología	125

Acrónimos

MSF	Fibra óptica microestructurada (<i>Microstructured Fiber</i>)
OCT	Tomografía de óptica coherente (<i>Optical Coherent Tomography</i>)
TD-OCT	Tomografía de óptica coherente en el dominio temporal (<i>Time Domain Optical Coherent Tomography</i>)
SD-OCT	Tomografía de óptica coherente en el dominio espectral (<i>Spectral Domain Optical Coherent Tomography</i>)
SS-OCT	Tomografía de óptica coherente de fuente de barrido (<i>Sweep Source Optical Coherent Tomography</i>)
NIR	Infrarrojo cercano (<i>Near Infrared</i>)
MIR	Infrarrojo medio (<i>Medium Infrared</i>)
UV	Ultra violeta (<i>Ultra Violet</i>)
PAI	Imagen fotoacústica (<i>Photacoustic Imaging</i>)
PAT	Tomografía fotoacústica (<i>Photoacoustic Tomography</i>)
PAM	Microscopía fotoacústica (<i>Photoacoustic Microscopy</i>)
OR-PAM	Microscopía fotoacústica de resolución óptica (<i>Optical Resolution Photoacoustic Microscopy</i>)
NA	Abertura numérica (<i>Numerical Aperture</i>)
SC	Supercontinuo (<i>Supercontinuum</i>)
LED	Diodo emisor de luz (<i>Light Emitting Diode</i>)
PCF	Fibra de cristal fotónico (<i>Photonic Crystal Fiber</i>)

Capítulo 1

Introducción

La biofotónica estudia varias áreas que incorporan la interacción de la luz con la materia en aplicaciones biológicas, como lo pueden ser la detección de enfermedades y el tratamiento de pacientes. Dentro de la rama de la biofotónica podemos encontrar una serie de aplicaciones, tales como: espectroscopía, desarrollo de láseres, óptica, microscopía e imagenología. Estas áreas las podemos apreciar en el diagrama de la Figura 1.1. Los avances en estas ramas evolucionan constantemente junto con el desarrollo de la tecnología en áreas tanto de la fotónica como de la computación.

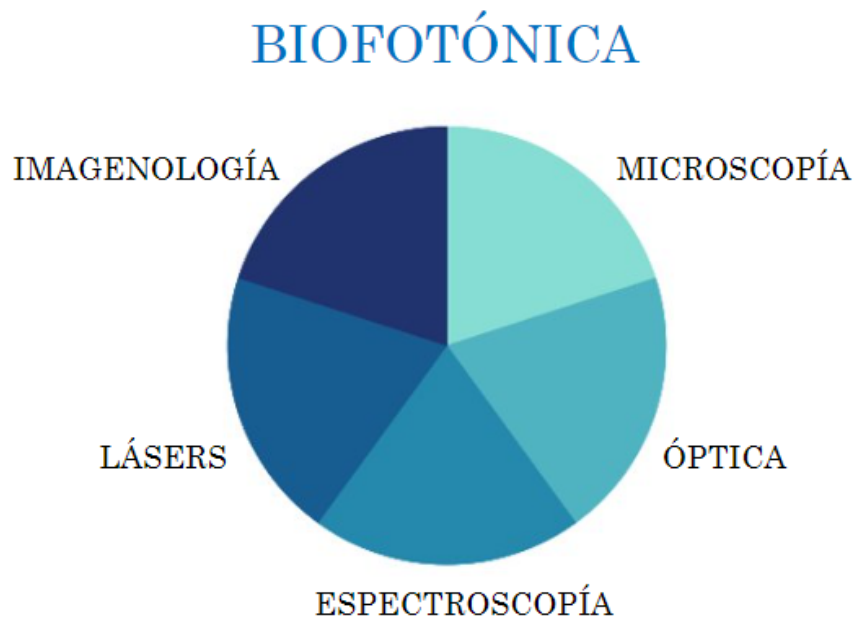


Figura 1.1: Ramas de la biofotónica.

Entre estas ramas tenemos la imagenología, la cual se ha caracterizado por ser un gran método de diagnóstico de enfermedades, así como permitir el seguimiento y desarrollo de determinados tratamientos.

La ciencia de imágenes biomédicas ha madurado en un conjunto de ideas y ha alcanzado una posición de importancia central en gran parte de la investigación médica. La imagen biomédica o imagenología consiste en la cadena de adquisición, procesamiento y visualización de imágenes estructurales o funcionales de objetos o sistemas vivos, incluida la extracción y el procesamiento de información relacionada con la imagen (Raghavendra, 2018).

Las técnicas de imagen biomédica suelen tener la característica de generar la imagen a partir de una serie de datos obtenidos a través de la lectura de una señal emitida por la muestra. Estos datos son utilizados para generar y reconstruir la imagen de manera digital.

Aplicaciones de imagen biomédica tales como la tomografía de óptica coherente, imagen fotoacústica, imagen hiperespectral e imagen por fluorescencia serán abordadas en esta tesis a través de las características espectrales de sus fuentes de luz. Estas aplicaciones están relacionadas con la obtención de imágenes en varias capas de una muestra a través del estudio de su espectro de reflexión, transmisión, absorción, su interferencia o las señales acústicas que son capaces de emitir a partir de la excitación de la fuente de luz.

A partir del estudio de las diferentes técnicas de imagenología y sus fuentes de luz, se definirán las características que debe tener una fuente de luz en sus propiedades espectrales, temporales y de potencia para ser compatible con las técnicas de imagenología. Cada técnica de imagenología tiene un gran número de distintas aplicaciones, cada una de ellas con sus propia fuente de luz con ciertas características óptimas para el proceso que conlleva la generación de la imagen biomédica.

Existen técnicas de imagen que incorporan sensor de carga acoplada (CCD) para visualizar la imagen de muestras pequeñas, además de un objetivo para focalizar la incidencia de la radiación, estas técnicas se consideran parte de la microscopía, área de la fotónica que se derivada de la imagenología y que ante su constante crecimiento se considera hoy una rama de estudio diferente a la imagenología (Auksoorius, 2017). Algunos ejemplos de estas técnicas son la microscopía confocal, CARS, microscopía de 2 fotones y microscopía de fluorescencia (Poudel y Kaminski, 2019). Estas técnicas quedan fuera de esta tesis.

1.1. Justificación

La presente investigación se enfocará en estudiar la generación de supercontinuo producido en el rango visible como una posible fuente de luz para aplicaciones de imagen biomédica, tales como: la tomografía de óptica coherente, la imagen fotoacústica, la imagen hiperespectral y la imagen por fluorescencia.

Las técnicas de imagenología han estado evolucionando con el avance de los años mejorando la resolución espacial y temporal de estas. Además, se ha optado por utilizar nuevos métodos para obtener imágenes a través de la mezcla de distintas técnicas de imagenología, teniendo como resultado imágenes con mayor información para determinadas aplicaciones. Las características del supercontinuo tales como, el ancho espectral amplio, sus niveles de potencia y su grado de coherencia, son cualidades que pueden llegar a ser aprovechadas en aplicaciones de imagen biomédica.

Existen investigaciones en las cuales se revisa el supercontinuo generado con una fibra óptica de microestructurada con parámetros específicos que permiten generar visible, sin embargo estos trabajos están enfocado en microscopía de fluorescencia. (Auksorius, 2017).

Por otro lado, se tiene una publicación que recopila aplicaciones biomédicas en las que el supercontinuo puede ser útil según sus distintas características, esta investigación se enfoca en aplicaciones de microscopía como lo son: CARS, microscopía de dos fotones, microscopía confocal y SHG (generación de segunda armónica) y una pequeña vista a lo que es OCT (Poudel y Kaminski, 2019). A partir de la investigación realizada no se encontró algún trabajo hasta la fecha que muestre una fuente *all-fiber* inyectada en una MSF de dispersión decreciente como fuente de referencia para imagen biomédica en OCT, PAI, imagen hiperespectral e imagen por fluorescencia.

Debido a las características geométricas intrínsecas de la MSF, se puede bombear la fibra con una longitud de onda común en láseres de bombeo, como lo es 1064 nm, y extender su espectro hacia el rango visible. Debido a estas ventajas, se desea investigar la dinámica de la generación de supercontinuo originada por un láser *Q-Switch* y una MSF de dispersión decreciente, así como determinar sus ventajas y limitaciones como fuente de referencia para la imagen biomédica. Con base en estos planteamientos se dará respuesta a las siguientes preguntas:

1. ¿Cuáles son las características que debe tener una fuente de referencia para imagen biomédica biomédica en OCT, PAI, imagen hiperespectral?
2. ¿Qué ventajas y limitaciones tiene una fuente de supercontinuo *Q-Switch all-fiber* con su espectro en el rango visible en comparación con las fuentes de referencia utilizadas actualmente para imagen biomédica en en OCT, PAI, imagen hiperespectral e imagen por fluorescencia?

1.2. Definición del problema

Encontrar una fuente de radiación óptica que pueda cumplir con las características espectrales necesarias para las técnicas de imagen biomédica.

1.3. Hipótesis

¿Será que la generación de supercontinuo producida al excitar una fibra microestructurada de dispersión decreciente con un láser pulsado en sub-nanosegundos infrarrojo presenta un ancho espectral útil para aplicaciones en imagen biomédica?

1.4. Objetivos

1.4.1. Objetivo general

Investigar la dinámica de la generación de supercontinuo con fibras microestructuradas de dispersión decreciente y un láser de bombeo pulsado en sub-nanosegundos infrarrojo, y su uso como fuente láser en aplicaciones de la imagen biomédica.

1.4.2. Objetivos específicos

1. Describir el estado de la cuestión sobre el uso de la generación de supercontinuo en aplicaciones de la imagen biomédica.
2. Desarrollar una plataforma programada que permita optimizar la inyección de un láser de bombeo infrarrojo en fibras ópticas convencionales y microestructuradas
3. Escribir un avance de la tesis y prepararse para la defensa del examen de candidatura

4. Escribir un artículo científico que resuma los estudios, experiencias, resultados y conclusiones obtenidos a la fecha.
5. Estudiar la generación de supercontinuo de fibras microestructuradas de dispersión decreciente bombeadas con un láser de fibra óptica infrarrojo.
6. Comparar los espectros generados con los utilizados en aplicaciones de la imagen biomédica.
7. Escribir un artículo científico final que resuma los estudios, experiencias, resultados y conclusiones obtenidas.
8. Escribir la tesis y prepararse para su respectiva defensa.

1.5. Alcance y limitaciones

El estudio se enfocará en desarrollar un sistema experimental para generar supercontinuo utilizando una fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente. Se investigarán las condiciones óptimas para lograr la inyección de energía en la fibra y así obtener un espectro de luz amplio y continuo. Se llevará a cabo un análisis de la dinámica de ensanchamiento del espectro en la fuente de supercontinuo en función de una potencia de referencia.

Las siguientes tareas y consideraciones son necesarias para completar los objetivos de la investigación, estas han sido separadas en cinco etapas: el estudio teórico y el estado de la cuestión; la caracterización del láser semilla pulsado *Q-Switch* de Nd:YAG; la caracterización de la fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente; la implementación y caracterización del supercontinuo generado; y la comparación de las características del supercontinuo con las características que poseen las fuentes de luz para la imagenología biomédica. A continuación se detallan las actividades de cada etapa.

1. El estudio teórico y el estado de la cuestión:
 - a) Revisión bibliográfica de técnicas de imagen biomédica y las características espectrales y temporales que poseen las fuentes de luz utilizadas en sus aplicaciones para generar imágenes biomédicas.
 - b) Estructurar la literatura de acuerdo a las aplicaciones para cada técnica de imagen biomédica.

- c) Estructurar la literatura de acuerdo a las características espectrales, temporales y de potencia que debe poseer una fuente de luz utilizada para generar imágenes biomédicas.
 - d) Estudiar los fenómenos que interactúan en la generación de supercontinuo cuando se utiliza una fuente de luz quasicontinua y una fibra microestructurada de dispersión decreciente.
2. La caracterización del láser semilla pulsado *Q-Switch* de Nd:YAG:
- a) Estudiar el láser pulsado Q-Switch de Nd:YAG marca de las características de funcionamiento y operación del láser pulsado y su sistema de visualización del estado de sus componentes internos.
 - b) Caracterizar el láser pulsado Q-Switch de Nd:YAG marca mediante mediciones espectrales, temporales y de potencia utilizando equipo de medición del LAFTLA.
3. La caracterización de la fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente:
- a) Simular en un software las curvas de dispersión de la fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente para distintas longitudes.
 - b) Caracterizar la fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente para distintas longitudes y obtener su perfil no lineal.
4. La caracterización del supercontinuo generado:
- a) Generar un montaje que permita el acople de el láser semilla con salida en fibra óptica y la fibra microestructurada de dispersión decreciente para poder generar supercontinuo.
 - b) Caracterizar el supercontinuo generado mediante el láser semilla y la fibra microestructurada de dispersión decreciente mediante mediciones espectrales, temporales y de potencia utilizando equipo de medición del LAFTLA.
5. La comparación de las características del supercontinuo con las características que poseen las fuentes de luz para imagen biomédica:
- a) Comparar los datos obtenidos de la caracterización del supercontinuo con los datos recopilados en el primer capítulo acerca de las características espectrales, temporales y de potencia que deben poseer las fuentes de luz para generar imágenes biomédicas.

Se utilizarán principalmente los materiales y equipos presentes en el Laboratorio de Fotónica y Tecnología Láser Aplicada (LAFTLA) de la Universidad de Costa Rica.

Se utilizará una única muestra de fibra óptica microestructurada en el experimento. Esto podría restringir la generalización de los resultados a otras fibras similares. La falta de pruebas destructivas dificultan la evaluación de la dinámica a través de la longitud de la fibra.

La investigación se centrará en aplicaciones específicas de imagen biomédica, dejando fuera algunas otras posibles aplicaciones del láser supercontinuo generado, que podrían ser relevantes en el campo de la biofotónica.

Se explorará el potencial del supercontinuo generado en aplicaciones biomédicas específicas, como la tomografía de óptica coherente, la imagen fotoacústica, la imagen hiperespectral y la imagen por fluorescencia. Se analizarán las características espectrales de las fuentes de luz convencionales en estas técnicas. Finalmente, se compararán estas características espectrales con el espectro obtenido de la fuente de supercontinuo.

Finalmente, la tesis se enfoca principalmente en la generación y caracterización del supercontinuo. Además, su posible aplicación en las técnicas de imagen ya mencionadas. Sin embargo, no se llevarán a cabo pruebas prácticas en entornos biomédicos reales.

1.6. Organización del documento

El presente trabajo se estructura en 6 capítulos que dan respuesta a los primeros cinco objetivos específicos. El primer capítulo es la presente introducción. En el segundo capítulo se definirán los fenómenos no lineales que dan lugar a la generación de supercontinuo. El tercer capítulo trata la caracterización de los principales dispositivos participantes de la generación de supercontinuo. En el cuarto capítulo se describirá el montaje experimental realizado para la generación de supercontinuo y caracterización del espectro de emisión. El quinto capítulo detallarán todas las experiencias recopiladas en el estudio de generación de supercontinuo de la fibra microestructurada de dispersión decreciente bombeada con un láser de fibra óptica infrarrojo *Q-Switch*. Finalmente, el último capítulo recopila las

conclusiones del trabajo y compara el espectro de supercontinuo generado con los requisitos espectrales de aplicaciones en imagen biomédica. Se dan ejemplos puntuales de aplicaciones que cumple el espectro.

1.7. Estado de la cuestión

En la búsqueda por conocer la viabilidad de la investigación, se recopiló información sobre los temas relevantes alrededor de esta. Los temas estudiados son: la imagenología biomédica, la generación de supercontinuo y las fibras microestructuradas de dispersión decreciente.

1.7.1. Imagenología biomédica

Las imágenes biomédicas presentan una gran ventaja para el diagnóstico y seguimiento de enfermedades. Cada técnica presenta diferentes características y diferentes aplicaciones en la ramas de la biomedicina, esto permite una gran variedad de oportunidades para mejorar la calidad de vida de las personas al permitir conocer el estado de un órgano o una muestra.

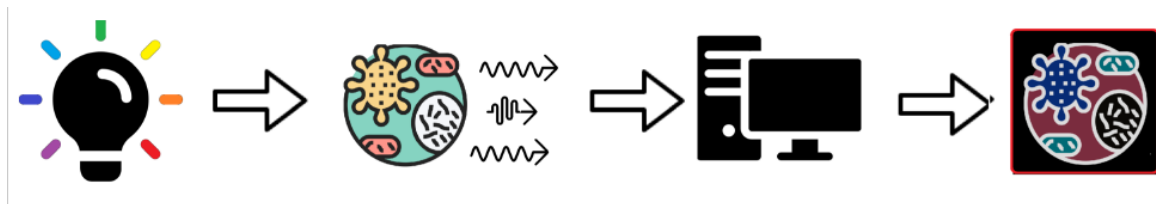


Figura 1.2: Diagrama de bloques de generación de una imagen biomédica. Fuente: Elaboración propia.

En la *Figura 1.2* se explora mediante bloques el proceso de generación de las imágenes biomédicas; la muestra a ilustrar se irradia con una fuente de radiación (comúnmente en el rango visible e IR cercano) y esto genera que la muestra excitada emita, refleje, transmita o absorba la radiación. Basado en esto, se obtiene información de la muestra que se utiliza para reconstruir la imagen mediante métodos computacionales y matemáticos.

La calidad de la imagen está definida por su resolución espacial (coordenadas espaciales de muestreo) y temporal (imágenes en tiempo real o no), las cuales están relacionadas con la fuente de luz de excitación, así como de su sistema de detección y procesamiento. Se explora a continuación varias técnicas de imagen biomédica, entre las cuales podemos encontrar la tomografía de óptica coherente, imagen fotoacústica, imagen hiper espectral e imagen por fluorescencia. Además de conocer su principio de funcionamiento, se abordan las características espectrales, temporales y de potencia que presentan las fuentes de luz utilizadas en distintas aplicaciones.

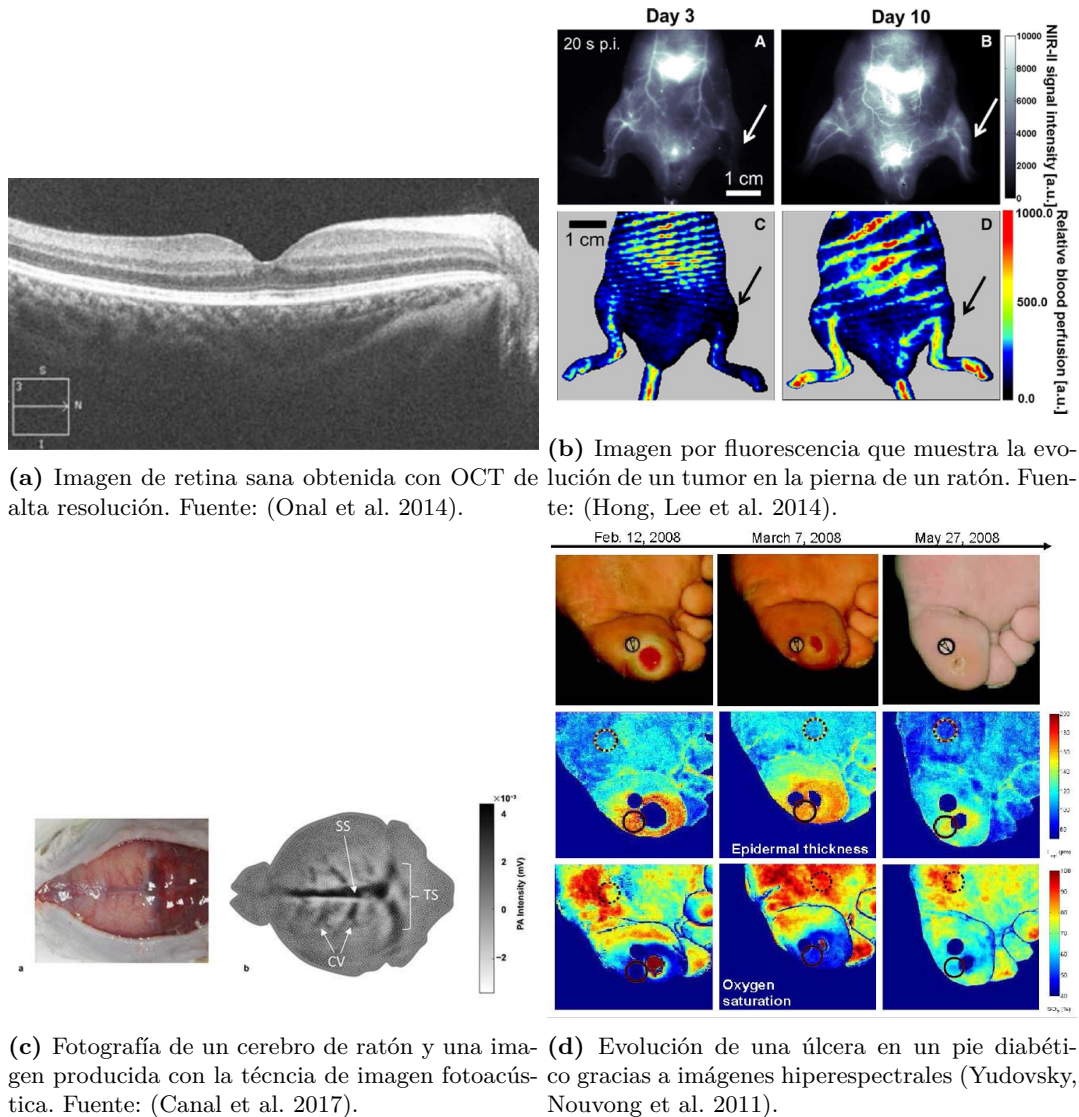


Figura 1.3: Imágenes biomédicas de distintas técnicas de imagenología obtenidas de distintos autores mencionados en la onta de la imagen.

En la Figura 1.3, se pueden observar varias imágenes generadas por distintas técnicas de imagenología. Estas imágenes permiten conocer el estado de una muestra u órgano. En la Figura 1.3a se tiene la imagen producida por OCT del fondo del ojo y se puede conocer la salud de la retina. En la Figura 1.3b se observa como se da el desarrollo de un tumor en la pierna de un ratón gracias a la imagen por fluorescencia. En la Figura 1.3c se tiene la imagen fotoacústica del cerebro de un ratón demostrando que es posible obtener imágenes del cerebro dentro del organismo. Finalmente, en la Figura 1.3d se tiene una serie de imágenes obtenidas a través de imagen hiper espectral, donde se puede visualizar la evolución del sanado de una herida en una persona con pie diabético.

Cada una de estas técnicas utiliza una fuente de luz para excitar, reflejar o transmitir radiación a través la muestra y estudiar los fenómenos generados por la incidencia del haz. Estas 4 técnicas mencionadas anteriormente, poseen una gran variedad de configuraciones y derivaciones de su técnica original con diferentes aplicaciones. La resolución espacial y temporal de la técnica implica la información que la imagen es capaz de brindar.

1.7.1.1. Tomografía de óptica coherente

La Tomografía de óptica coherente, conocida como OCT, es una técnica que permitió llevar un diagnóstico, control y seguimiento del ojo; estudiando la patología, tanto retiniana como glaucomatosa y corneal. Hoy en día, tiene varias aplicaciones además de la visualización del ojo, como lo es el oído a partir de un diagnóstico en tiempo real utilizando una fuente de radiación en infrarrojo (Cho et al. 2011).

Desde su primera demostración en el año 1991 (Huang, 1991), la OCT ha ido evolucionando en los últimos 20 años, convirtiéndose en una herramienta de imagen esencial en oftalmología, con especial énfasis en el análisis detallado de la retina y el tejido circundante. Sin embargo, las aplicaciones de OCT no se limitan a la oftalmología, se está llevando a cabo una cantidad de investigación utilizando OCT en muchas otras áreas de estudio, como en los campos cerebral (Cua et al. 2014), dermatológico (Venkateswaran et al. 2018) y cardiovascular (Colston et al. 1998).

El OCT es una técnica de visualización basada en los principios de la coherencia óptica, realizando imágenes de sección transversal (J. G Fujimoto y Brezinski, 2000). Esta técnica de imagenología permite la generación de imágenes de microestructuras internas y sistemas biológicos mediante la medición de luz retrodispersada o reflejada, utilizando el uso de una fuente de radiación que presente baja coherencia. El haz proveniente de la fuente, es capaz de penetrar en los tejidos observados, generando reflejos internos en el mismo que son captados y procesados mediante un interferómetro. De esta forma, se pueden obtener imágenes seccionales con cierta profundidad similares a las de una biopsia.

A partir del procesamiento de la información capturada por el sistema, se pueden realizar medicio-

nes cuantitativas de los tejidos analizados. La OCT utiliza una interferometría de baja coherencia para producir la imagen bidimensional de dispersión óptica a partir de microestructuras de tejido interno de manera análoga a la imagen ultrasónica de pulso eco (Huang, 1991).

Como parte de una técnica de medición óptica, el rendimiento de la fuente de luz es crucial para la toma de imágenes OCT. Se ha observado que fuentes de amplio espectro y baja coherencia ofrecen una combinación de características útiles para la OCT como lo son el ancho de banda óptico extremo que permite longitudes de onda centrales seleccionables, excelente coherencia espacial y alta densidad de potencia óptica. (Feutchter, 2015).

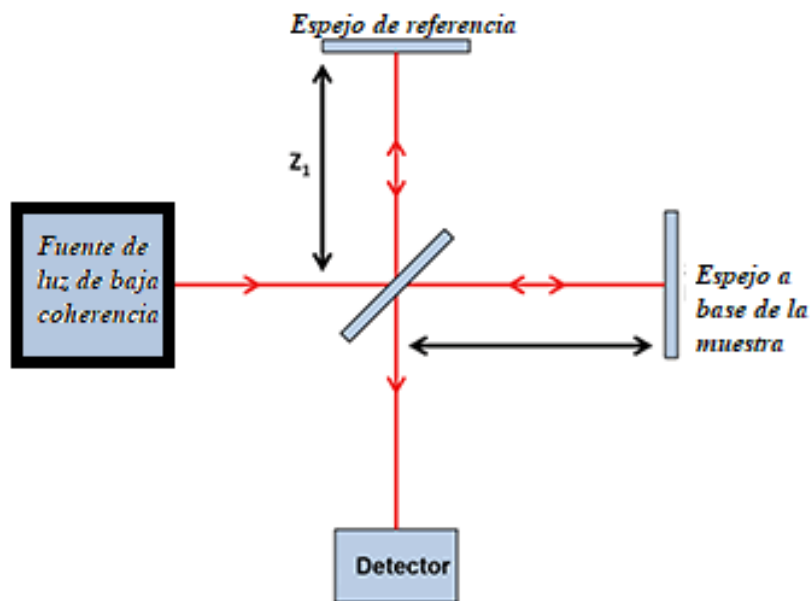


Figura 1.4: Dibujo de principio de una configuración de OCT. Fuente: (Feutchter, 2015).

Como se ha mencionado anteriormente, la OCT se basa en la interferometría de las ondas electromagnéticas, donde la radiación reflejada o dispersada de la muestra que se está investigando interfiere con la radiación de un brazo de referencia (generalmente en un interferómetro de Michelson), como se muestra esquemáticamente en la Figura 1.4. El espejo fijo corresponde a la muestra que se desea visualizar. La radiación de cada camino óptico se origina de la misma fuente de luz, por lo tanto los dos haces interfieren entre sí cuando la diferencia de longitud de la trayectoria de los dos brazos está dentro de la longitud de coherencia de la señal óptica. Esto permite que el sistema de detección discrimine el patrón de interferencia, que están separados por una distancia correspondiente a la longitud

de coherencia de la fuente y, por lo tanto, permite obtener imágenes de alta resolución a lo largo del eje óptico (Feutchter, 2015).

La tomografía de óptica coherente es una técnica relativamente nueva con tan solo 30 años de existir. La primera aparición de la Tomografía de óptica coherente tomó lugar en el año 1991 donde se demostró que es posible obtener información de una sección transversal de una microestructura mediante la reflexión y la dispersión por reflexión usando métodos ópticos (Huang, 1991).

El siguiente paso para la tomografía de optica coherente se dió 2 años después en 1993, donde se demuestra que es posible realizar esta técnica en vivo en el disco óptico humano y la mácula (Huang y Swanson, 1993).

Al año siguiente, se demostró que el OCT, es una técnica que permite el no contacto, y que a su vez es una técnica de imagen no invasiva del interior del ojo permitiendo mostrar la morfología que está presente en la retina, la fovea y el disco óptico (E. A. Swanson, Izatt, Hee, Huang, Lin et al. 1993).

En 1996, la técnica fue introducida comercialmente para realizar diagnósticos oftalmológicos por la empresa Humphrey Systems, Dublin,CA. Luego de ello, muchas clínicas oftalmólogas han incorporado tecnología OCT para atender a sus pacientes (J. G Fujimoto y Brezinski, 2000). Una imagen que sirve de ejemplo del resultado de un OCT es la *Figura 1.5*, donde se observa la retina sana de un paciente.

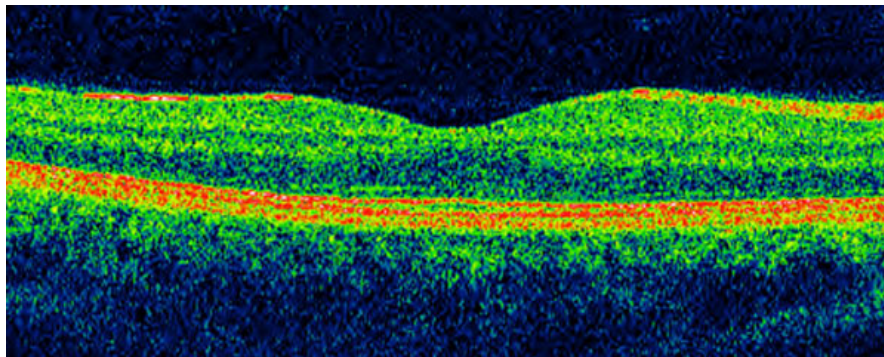


Figura 1.5: Ejemplo del resultado de realizar OCT sobre la retina de un paciente. Fuente: (SOF-clínica-oftalmologa, 2017).

El OCT se ha derivado a técnicas de OCT mas complejas y con diferentes características según

sea la aplicación; en esta, tenemos principalmente 2 configuraciones. En la *Figura 1.6* se muestran los diferentes montajes para los tipos de OCT donde se puede observar que basado en el tipo , así es la fuente de luz que se utiliza.

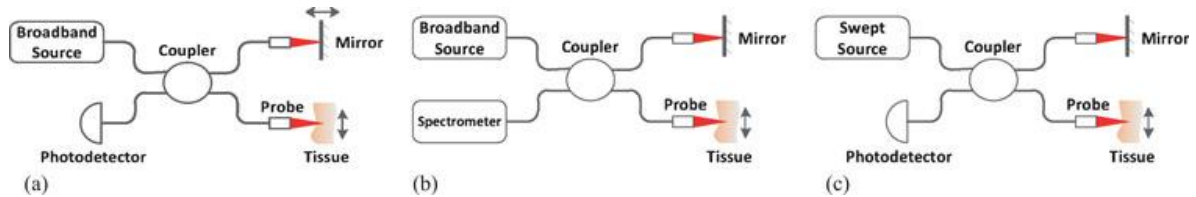


Figura 1.6: Diagrama que muestra las distintas configuraciones de OCT: (a) TD-OCT (b) SD- OCT (c) SS-OCT (Y. Wang et al. 2019).

En OCT en el dominio del tiempo (TD-OCT), el espejo de referencia se puede mover y, por lo tanto, permite la selección de coherencia en diferentes posiciones de profundidad. TD-OCT fue la primera realización de OCT y sigue siendo relevante. Por ejemplo, se usa donde el patrón de interferencia para un área 2D completa de una muestra, se detecta simultáneamente mediante una matriz de detectores 2D (Drexler y Fujimoto, 2008).

En OCT de dominio espectral (SD-OCT), que también se conoce como OCT de dominio de Fourier (FD-OCT), se utiliza cuando el espejo de referencia está en una posición fija y el patrón de interferencia se detecta espectralmente y posteriormente se convierte en información espacial mediante transformación de Fourier (Drexler y Fujimoto, 2008). Posteriormente, se calcula el escaneo de profundidad realizando una transformación inversa de Fourier en el espectro de interferencia.

Los sistemas OCT de dominio de Fourier son capaces de crear imágenes de alta calidad de tejido in vivo con una resolución de micrométrica de hasta uno o dos milímetros de profundidad. Dentro de la técnica de SD-OCT tenemos dos tipos, por un lado Sp-OCT, la cual se basa en una medición del espectro de interferencia según su espacio en un espectrómetro y por el otro lado SS-OCT (Swept Source), en la cual la medición del espectro de interferencia se obtiene según en el tiempo en un barrido de longitud de onda de una fuente láser rápidamente sintonizable.

En cuanto a los detectores, OCT basada en espectrómetro (Sp-OCT), utiliza una fuente de banda ancha para generar el espectro de interferencia y, por lo tanto, se detecta con un espectrómetro de

alta velocidad, generalmente con varios miles de píxeles y con resolución óptica de subnanométrica. La OCT de fuente de barrido (SS-OCT) utiliza una fuente sintonizable que explora rápidamente el rango espectral relevante. La respuesta espectral del interferómetro se detecta utilizando un detector simple o equilibrado (Drexler y Fujimoto, 2008). En uno de los trabajos más novedosos sobre el uso del supercontinuo en OCT, se muestra la aplicación de supercontinuo generado con una HNLF con un espectro centrado en 1600 nm y con un FWHM de 240 nm y de como su resolución axial para SD-OCT es mucho mejor teóricamente que la de un diodo super luminiscente (B. Xu y Yamashita, 2014).

La resolución espacial de la imagen generada por OCT es proporcional a la longitud de onda central e inversamente proporcional al ancho de banda de la fuente, tomando en cuenta que la fuente debe ser coherente. Para tener imágenes de alta resolución, se debe poseer una fuente de luz de ancho espectro.

Inicialmente, OCT utilizó fuentes de luz quasi-monocromáticas (como láseres y diodos superluminiscentes) en el rango visible y NIR. Actualmente existen hasta fuentes supercontinuas comerciales optimizadas para OCT. En la *Figura 1.7* se muestran varios espectros de fuentes supercontinuas comerciales marca NKT photonics las cuales están optimizadas para aplicaciones en OCT con sus distintos espectros de emisión. Como se puede observar en la *Figura 1.7*, la mayor parte de la energía del espectro ancho se extiende hacia longitudes de onda largas.

Las características espectrales de la fuente de radiación determina en gran medida cual va a ser la resolución de la imagen. El nivel de energía de la fuente de luz no debe superar lo propuesto en la norma ANSI que menciona los niveles máximos de potencia irradiada por metro cuadrado sobre tejido humano a ciertas longitudes de onda.

En SD-OCT se consideran otros parámetros importantes como lo pueden ser el ancho espectral de la fuente continua y el rango de escaneo de fuentes de barrido, las cuales tienen un efecto directo sobre la resolución temporal de la imagen.

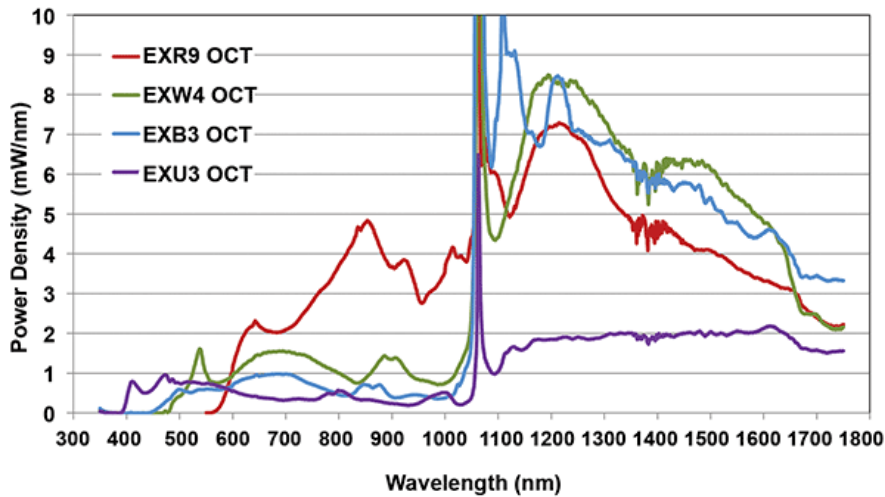


Figura 1.7: Densidad de potencia espectral de versiones personalizadas de SuperK de NKT Photonics, optimizada para OCT. Fuente: (Feutchter, 2015).

Las fuentes de supercontinuo se pueden usar en las técnicas de OCT mencionadas anteriormente. Sin embargo, la mayoría de las fuentes de supercontinuo se han aplicado a SD-OCT en Sp-OCT (Goda, 2012).

Las fuentes de supercontinuo tienen ventajas ópticas con respecto a otro tipo de fuentes, por ejemplo: los espectros de salida continuos y capaces de cubrir un rango óptico muy amplio desde 400 nm hasta 2400 nm. Esto permite seleccionar la longitud de onda central para que coincida con los requisitos de la aplicación (Feutchter, 2015).

En los últimos trabajos el supercontinuo aplicado en la tomografía de óptica coherente busca profundizar lo más posible en la muestra. Se han obtenido imágenes mediante una fuente de supercontinuo plano y de banda ancha mediante SD-OCT (B. Xu y Yamashita, 2014).

En otra investigación demuestran que una nueva fuente SC que emplea bombeo de fibra mono-modo estándar, con pulsos parecidos al ruido de un láser de fibra dopado con ANDi Yb, el ancho de banda espectral era de 420 nm y la salida de la potencia superó fácilmente los 560 mW en la longitud de onda central de 1320 nm, el óptimo para obtener imágenes de la córnea y la parte trasera de un segmento del ojo. El espectro de la fuente SC es plano con un ancho de banda de más de 360 y una resolución axial ultra alta de 2.3 μm , que está cerca de la predicción teórica de 2,1 μm . Los resultados

fueron comparable a el obtenido usando una fuente barrida comercial Santec HSL-2000 con una mejor resolución en la imagen (You et al. 2015).

Conociendo qué características están presentes en las fuentes de radiación para realizar aplicaciones en OCT, se recopila en la *Tabla 1.1* las características espectrales, temporales y de potencia de la fuente de radiación para la generación de imágenes biomédicas realizadas con la técnica de OCT, así como la tecnología utilizada en su fuente de radiación.

Tabla 1.1: Aplicaciones de imagen médica a partir de diferentes configuraciones de OCT y las características de su fuente de radiación.

Aplicación	Tecnología	Potencia promedio	Longitud de onda central / nm	Ancho espectral o Rango de barrido* / nm	Rango de escaneo / kHz	Longitud de coherencia / μm	Configuración	Referencia
Córnea	Diodo superluminescente	4 mW	840	80	-	4	TD-OCT	<i>Apostolopoulos y Sznitman, 2017</i>
Dermatología	Diodo superluminescente	750 nW	840	20	80	5	TD-OCT	<i>Venkateswarann et al. 2018</i>
	Diodo superluminescente SC	<20 mW	1310, 830	80	-	15	TD-OCT	<i>Welzel, 2001</i>
Retina	Diodo superluminescente	5 mW	1270	1070-1470	-	2,2	SD-OCT	<i>Israelsen et al. 2018</i>
Laringe	Diodo superluminescente	175 nW	830	30	-	14	TD-OCT	<i>E. A. Swanson, Izatt, Hee, Huang, Lin et al. 1993</i>
Oído Medio	Diodo superluminescente	10 mW	1300	80	-	14	TD-OCT	<i>Wong et al. 2005</i>
	Diodo superluminescente	10-15 mW	1300	80	-	15	TD-OCT	<i>Djalilian et al. 2008</i>
Cáncer Colonrectal	Fuente de Barrido (láser)	<20 mW	1310	110*	20	6	SS-OCT	<i>Zeng et al. 2020</i>
Imagen Cerebral	Fuente de Barrido (láser)	15 mW	1310	100*	100	7,5	SS-OCT	<i>Xu et al. 2017</i>
Cardiovascular	Fuente de Barrido (láser)	30 mW	1060	85*	100	7	SS-OCT	<i>Cua et al. 2014</i>
Imagen Dental	Diodo superluminescente	70 nW	1310	47	-	17	TD-OCT	<i>Colston et al. 1998</i>
Imagen Cerebral	Diodo superluminescente	10 mW	1310	83	-	12	PS-OCT	<i>Louie et al. 2010</i>
	SC	0,8 mW	555	260	-	1,2	SD-OCT	<i>Lichtenegger et al. 2017</i>
Tumor Cerebral	Fuente de Barrido (láser)	<20mW	1300	140*	50	6	SS-OCT	<i>Vakoc et al. 2009</i>

1.7.1.2. Imagen fotoacústica



Figura 1.8: Esquema de trabajo típico de PA. Fuente: Elaboración propia.

La imagen fotoacústica (PAI), es una técnica de imagen biomédica basada en la detección de ultrasonido generado por una fuente de radiación (efecto fotoacústico) que combina la calidad de alto contraste de las imágenes ópticas con la alta resolución espacial de las imágenes de ultrasonido. Como consecuencia, ofrece una mayor resolución que las imágenes de ultrasonido convencionales. Esta técnica tiene la capacidad de detectar hemoglobina, lípidos, agua y otros cromóforos que absorben la luz, pero con mayor profundidad de penetración que las técnicas de imagen a partir de únicamente fenómenos ópticos (Wei et al. 2013).

El flujo de generación de una imagen fotoacústica se puede observar en la Figura 1.8. Se tiene una fuente de luz que irradia la muestra, esta muestra genera ondas acústicas que son detectadas por un sensor de ultrasonido. La información obtenida es procesada y se reconstruye una imagen.

En las imágenes de PAI, las longitudes de onda ópticas en la parte visible e infrarroja cercana (NIR) del espectro entre 550 y 900 nm son las más utilizadas. La radiación pulsada proveniente de una fuente de radiación incide en la superficie del tejido, dependiendo de la longitud de onda, la luz penetra hasta cierta profundidad. Al hacerlo, se dispersa y absorbe mediante moléculas absorbentes de luz específicas conocidas como cromóforos. La energía luminosa absorbida se convierte en calor por relajación vibracional y colisión. Esto produce un aumento inicial de la presión y la posterior emisión de ondas acústicas que se propagan a la superficie donde se detectan con un transductor ultrasónico.

Al ser detectada la señal ultrasónica, se convierte la información sensada en datos que permiten la creación de una imagen médica. La PAI se forma a partir de un conjunto de señales fotoacústicas detectadas en diferentes puntos espaciales.

Las fuentes de radiación utilizadas en esta técnica suelen ser láseres pulsados, entre ellos, diodos láser. Cada uno de estos con distintas longitudes de onda según lo que se quiera detectar. Por ejemplo, entre 650 y 900 nm, los coeficientes de absorción de los estados oxigenado y desoxigenado de la hemoglobina a concentraciones fisiológicamente realistas son al menos un orden de magnitud mayor que los otros cromóforos principales, como el agua, los lípidos y la elastina presentes en los tejidos conectivos, la sangre y otros constituyentes de órganos, por lo que a longitudes de onda más cortas que se extienden hacia la parte visible del espectro presenta características adecuadas para visualizar o sensar la hemoglobina (Beard, 2011).

Si se toma una leve mirada al pasado, el efecto fotoacústico fue descubierto por Bell, 1880, en su momento no se encontró ninguna aplicación hasta la aparición del láser en los años 60. En los años posteriores se explotan los usos del láser y la imagen fotoacústica para la detección de células de fase gaseosa, en el que las ondas acústicas que se propagan en un gas inducidas por el láser se detectan con un micrófono (Tam, 1986).

Hasta mediados de la década de 1990, se comenzó a investigar cómo obtener imágenes biomédicas como imágenes de vasos sanguíneos de una muestra en la publicación de Hoelen et al. 1998, diagnóstico de cáncer de mamas en Kruger et al. 1995 y tomografía fotoacústica en el documento de Esenaliev et al. 1997.

La imagen fotoacústica se puede dividir en 2 categorías: tomografía fotoacústica (PAT), microscopía fotoacústica (PAM). Esta última presenta una gran cantidad de variaciones como consecuencia de la evolución de diferentes instrumentos de imagen a lo largo de los años, además por su connotación de utilizar objetivos de microscopio o objetivos de ondas ultrasónicas, se considera esta segunda como parte de las técnicas de la rama de la microscopía por lo que sus aplicaciones quedan fuera de esta tesis.

En la tomografía fotoacústica, se emplea una iluminación de campo completo, en la cual un láser pulsado de gran diámetro irradia la superficie del tejido en su mayoría con las longitudes de onda NIR (u otros rangos espectrales según la aplicación) donde el tejido es relativamente transparente, la luz penetra profundamente y también se dispersa, lo que resulta en un volumen de tejido relativamente grande que se incide con luz difusa. La absorción de la radiación incidente por los cromóforos de los

tejidos conduce al calentamiento impulsivo del volumen de tejido irradiado seguido de la rápida generación de ondas ultrasónicas de banda ancha.(C. Li y Wang, 2009).

Estos se propagan a la superficie del tejido donde son detectados por un receptor de ultrasonido escaneado mecánicamente o un conjunto de receptores. La apertura de detección que proporcionan los sistemas lineales de sensado basados en matrices requiere algoritmos para reconstruir la imagen dado la naturaleza de las ondas de sonido a la hora de expandirse. También se debe a que los transductores utilizados en los escáneres clínicos tienden a funcionar en el rango inferior a 10 MHz y son resonantes hasta cierto punto. Conociendo lo que se quiere visualizar, con absorción selectiva a una longitud de onda específica, el haz puede ser dirigido efectivamente a objetos biológicos a visualizar para fotoacústicas con alta sensibilidad y especificidad (Tam, 1986).

Existen variaciones en la técnica de tomografía fotoacústica, como por ejemplo la imagen fotoacústica magnetomotriz (mmPA), que introduce fuerza magnética en la imagen PA convencional para suprimir las señales de fondo (Xia et al. 2012).

Otro método de imagen fotoacústica se da cuando la luz se enfoca en el tejido biológico y las señales fotoacústicas excitadas resultantes o se enfoca el haz de luz sobre una pequeña zona de la muestra. Aunque esta técnica pertenece a la microscopía, entender las diferencias entre tomografía fotoacústica y microscopía fotoacústica permite comprender que fuente de luz es la ideal para la aplicación (Chi Zhang y Wang, 2011).

La PAM es sensible a la absorción óptica endógena con una sensibilidad relativa del 100 por ciento, lo que que proporciona información funcional biológica esencial, la hemoglobina y la melanina no fluorescentes son las principales fuentes de absorción biológica endógena, en rangos espectrales visibles e infrarrojos cercanos (L. Wang y Wu, 2007).

La PAM no necesita la ayuda de un algoritmo de reconstrucción como en PAT, ya que la resolución espacial axial y lateral se define por la física de la propagación y detección por ultrasonido. Si se usa un rayo láser enfocado, se denomina OR-PAM ya que la resolución espacial en al menos un plano (generalmente, el lateral) está definida por las características espaciales de haz láser enfocado que se

propaga en el tejido que se desea visualizar (Song et al. 2008).

El término de microscopía fotoacústica de resolución acústica (AR-PAM) se usa generalmente para describir implementaciones que emplean un único transductor enfocado rotativamente o traducido mecánicamente para mapear las señales de PA. El enfoque óptico no es esencial, ya que no sirve para localizar la señal y, por lo tanto, no influye en la resolución espacial. La iluminación de campo completo podría usarse igualmente como en PAT, pero al limitar el haz de excitación se reducen los requisitos de energía del láser. También reduce la gran señal PA generada en la superficie. A diferencia de PAT, no se emplea un algoritmo de reconstrucción explícito, aunque esto es más una diferencia en la implementación que el principio físico: si la reconstrucción de la imagen PAT se considera como una formación de haz de recepción punto por punto, entonces es evidente que el receptor enfocado en sí mismo realiza esta función para cada posición de exploración $x - y$. En general, las imágenes PAM tienen un fondo oscuro (Chi Zhang y Wang, 2011).

En la microscopía fotoacústica de resolución óptica (OR-PAM) utiliza el enfoque óptico en lugar del acústico para fines de localización. En muchos sentidos, es más parecido a la microscopía óptica que a la imagen acústica, ya que la resolución lateral está definida por las dimensiones de un haz láser de difracción limitada y enfocado que se utiliza para generar las ondas PA. También en común con la microscopía óptica, es una técnica de imagen estrictamente superficial con una profundidad de penetración máxima de aproximadamente 1 mm en la mayoría de los tejidos debido a la dispersión óptica pero proporciona contraste de imagen basado en absorción óptica.

En PAM de resolución óptica, la resolución de la imagen está limitada por la apertura numérica (NA) del objetivo óptico en la longitud de onda dada. El primer sistema PAM de resolución óptica alcanzó una resolución de $5 \mu\text{m}$ en el trabajo de Maslov et al. 2008. La profundidad de penetración máxima de aproximadamente 1 mm no es consecuencia de la atenuación óptica o acústica, sino de la propagación y distorsión del haz de láser de excitación debido a la dispersión óptica del tejido que evita que se mantenga un enfoque ajustado más allá de esta profundidad.

Se usa una lente óptica de alta apertura numérica (NA) para enfocar el haz de láser de excitación sobre la superficie del tejido y un reflector acústico ópticamente transparente dirige la onda PA a un

transductor de ultrasonido. Al escanear mecánicamente el haz de excitación enfocado y el transductor juntos y registrar las líneas A detectadas en cada punto, se puede formar una imagen tridimensional (Hu et al. 2011). En general, las imágenes PAM tienen un fondo oscuro mientras que en microscopía óptica suelen tener fondo blanco (Chi Zhang y Wang, 2011).

Los sistemas para generar imágenes fotoacústicas típicamente están constituidos por un láser pulsado de infrarrojo cercano como semilla para generar longitudes de onda entre los 532–1100 nm wavelengths, 1–100 ns de ancho del pulso y 10–50 Hz frecuencia de repetición, un transductor de ultrasonido, un sistema de adquisición y la unidad de visualización de datos (Valluru et al. 2016).

Las características como el nivel de potencia de la fuente de luz es importante para respetar la norma ANSI American National Standards Institute se menciona de 20 mJ/cm² at 700 nm-79.6 mJ/cm² at 1000 nm. En la norma se menciona la potencia máxima por metro cuadrado que se puede incidir sobre una muestra humana. El rango de repetición de la fuente permite establecer las condiciones temporales de la imagen. El espectro de la fuente de radiación es importante para conocer que componente de la muestra se desea excitar.

La resolución axial en PAI depende de la frecuencia del transductor de ultrasonido y del ancho de banda. En general, PAT tiene como objetivo reconstruir objetivos más profundos utiliza transductores de frecuencia más baja que la microscopía fotoacústica (PAM) que apunta a obtener imágenes de objetivos menos profundos por lo que utiliza transductores de frecuencia más alta. Otra consideración es la profundidad de imagen en PAI puede estar limitada por la profundidad de penetración de la luz.

La búsqueda de nuevas fuentes para PAI de bajo costo se han diseñado en configuraciones OR-PAM, AR-PAM y PAT con varias longitudes de onda, resoluciones y profundidades de imagen distintas y se han mostrado potenciales para aplicaciones clínicas y preclínicas.

En la Tabla 1.2 se muestra una serie de aplicaciones realizadas mediante técnicas de imagenología fotoacústica así como las características espectrales, temporales y de potencia de la fuente de luz utilizada para crear una imagen así como su tecnología.

Tabla 1.2: Aplicaciones de imagen médica de PAI y las características que puede presentar la fuente de radiación.

<i>Aplicación</i>	<i>Tecnología</i>	<i>Duración del pulso / ns</i>	<i>Rango de repetición / Hz</i>	<i>Método de selección</i>	<i>Longitud(es) de onda central útiles/ nm</i>	<i>Rango espectral del láser / nm</i>	<i>Potencia promedio o energía por pulso</i>	<i>Frecuencia central del detector / MHz</i>	<i>Configuración</i>	<i>Referencia</i>
Cáncer de ovarios	Láser Nd:YAG 750nm pulsado de bombeo Q-Switched	20	15	Láser Ti-zafiro Tuneable	730, 780, 800, 830	690-900	20 mJ/pulso	6	PAT/US	<i>Amidi et al. 2019</i>
Cáncer de mama	Láser Nd:YAG 1064nm Q-Switched	10	10	Incidencia directa	1064	-	10 mJ/pulso	1	PAM Twente photoacoustic microscope	<i>Salehi et al. 2015</i> <i>Nyagapathi y Xia, 2019</i>
Cáncer próstata	fiber-coupled tunable near-infrared laser	5	10	Sintonizable	760, 850, 930, 970	700-1000	5 mJ/cm2	5	multispectral photoacoustic imaging (EMPI)	<i>Hejblom et al. 2016</i> <i>Dogra et al. 2013</i>
Cáncer de piel no melanomas	fiber-coupled tunable near-infrared laser	5	20	Sintonizable	580	-	-	20	PAT/HFUS	<i>Valhara et al. 2011</i>
Cáncer de tiroides	fiber-coupled tunable near-infrared laser	5	10	Sintonizable	700, 850, 930, 970	700-1000	5 mJ/cm2	5	multispectral photoacoustic imaging (EMPI)	<i>Zitovski et al. 2015</i> <i>Dogra et al. 2014</i>
Cáncer Cervical	A Q-switch 532nm Nd: YAG laser	6	10	Incidencia directa	532	-	17 mJ/cm2	10	photoacoustic DMAP	<i>Peng et al. 2015</i>
Melanomas	A Q-switch 532nm Nd: YAG laser	5	20	OPO	700, 756, 796, 866, 900	690-950	60-150 mJ /pulso	1-6	multispectral photoacoustic imaging (EMPI)	<i>Brechtbach et al. 2018</i>
Daños traumáticos cerebrales	A Q-switch 532nm Nd: YAG laser	10	15	Incidencia directa	532	-	8 mJ/cm2	0,2-15	PAT/US	<i>Yang et al. 2007</i>
Imagen Cerebral	Láser Nd:YAG 750nm pulsado de bombeo Q-Switched	8-12	10	Láser Ti-zafiro Tuneable	730	690-1015	8 mJ/cm2	5	2D PAT	<i>B. Wang et al. 2012</i>
Detección de lípidos	SC con diodo láser de bombeo a 1550nm en SMF 3m	3	30 k	filtro lineal variable (FVL) de 37-41 nm	1600-1800 pasos de 20 nm	1550-1850	3 uJ/pulso	25	PAI espectroscópica. (OR-PAM)	<i>Dasa et al. 2018</i>
Trombosis ex vivo	A Q-switch 532nm Nd: YAG laser	5	20-30	Incidencia directa	532	-	9-23 mJ /pulso	7,5	PAT/US	<i>Karpiouk et al. 2008</i>
Visos sanguíneos	Láser Nd:YAG 1064nm Q-Switched	7	20	OPO	905	690-950	3-5mJ/pulso	1-30 (electrodos en forma de anillo)	2D PAT	<i>Kolman et al. 2006</i>
	diodo láser pulsado	112	5 k			-	4,4 uJ/pulso			

1.7.1.3. Imagen hiperespectral y multiespectral

Las técnicas de imagen hiperespectral y multiespectral consisten en analizar una muestra iluminada pixel por pixel y obtener su espectro ya sea de reflexión, transmisión o de absorción. De esta manera, se obtiene un conjunto de imágenes que se deben procesar y acoplar unas con otras para obtener una imagen de alta resolución. En la *Figura 1.9* se observa el esquema de trabajo para generar una imagen mediante esta técnica. Se tiene principalmente una fuente con amplio espectro acompañada de un método de filtrado para obtener secciones de este. esta radiación filtrada incide sobre la muestra y es capturada en algún sensor. La información obtenida es ordenada en lo que se llama un hipercubo y se procesa para generar una imagen.

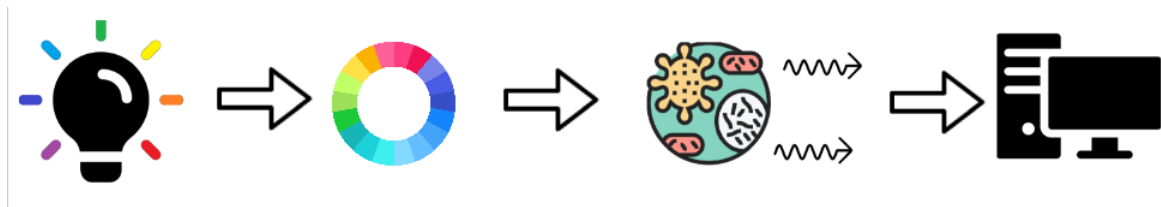


Figura 1.9: Proceso de generación de una imagen hiperespectral. Fuente: Elaboración propia.

A la muestra se le incide diferentes bandas, desde el rango visible hasta NIR. En el régimen RGB tenemos 3 colores en los cuales se describe una imagen a través de su intensidad en cada color. En el régimen multiespectral tenemos entre 3 y 10 bandas más anchas en diferentes partes del espectro electromagnético, mientras que en imagen hiperespectral tenemos cientos de bandas estrechas generando hipercubos. En la *Figura 1.10* se observa un diagrama que muestra la idea de los hipercubos y señala la diferencia entre la cantidad de capas del hipercubo para una imagen RGB (3 capas) muchas más capas para imagen multiespectral.

En imagen hiperespectral es necesario saber que se desea observar ya que se debe conocer la curva de absorción del material para reconocer a este en la imagen. Estas curvas se denominan comúnmente bandas de absorción. En general, con conocer la forma de una curva espectral, se pueden utilizar para identificar y discriminar diferentes materiales. Las imágenes hiperespectrales contienen una gran cantidad de datos, pero interpretarlos requiere una comprensión exacta de las propiedades de los materiales de la muestra que se está tratando de medir (Smith, 2012).

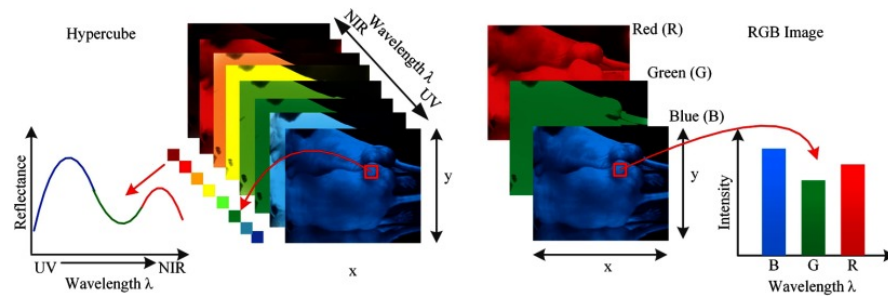


Figura 1.10: Comparación entre hipercubo e imagen RGB. El hipercubo es un conjunto de datos tridimensional de una imagen bidimensional en cada longitud de onda. La esquina inferior izquierda es la curva de reflectancia (firma espectral) de un píxel en la imagen. La imagen en color RGB solo tiene tres bandas de imagen en las longitudes de onda roja, verde y azul, respectivamente. La esquina inferior derecha es la curva de intensidad de un píxel en la imagen RGB. En las imágenes multiespectrales, se adquiere una serie de imágenes en muchas longitudes de onda, produciendo un cubo de imágenes. Fuente: (Lu y Fei, 2014).

El impulso para el desarrollo de la espectrometría de imagen se produjo en la década de 1970 a partir de mediciones espectrales de campo en apoyo del análisis de datos para la interpretación geológica de la meseta de Coconino al sur del Gran Cañón en Arizona. El espectrómetro contaba con solo 4 bandas espectrales.

El término imagen hiperespectral se utilizó por primera vez en un artículo discutiendo los primeros resultados de la técnica de espectrometría de imagen. El esfuerzo por interpretar imágenes de un satélite (el MSS) precipitó el desarrollo del primer espectrómetro de reflectancia de campo verdaderamente portátil podría cubrir el rango espectral de la radiación solar reflejada, 0.4–2.5 μm (Goetz, 2009).

A pesar de que esta técnica nació como una técnica para estudiar minerales, las técnicas de imágenes multiespectrales e hiper espectrales han pasado a utilizarse lentamente en muchas áreas de las ciencias de la vida, incluida la microscopía y las imágenes in vivo. Su capacidad para obtener imágenes no invasivas y rentables ofrece información personalizable en tiempo real (Goetz, 2009).

Las aplicaciones emergentes en imagen biomédica incluyen cuidado y manejo de heridas, patología digital, cuidado neonatal e imágenes precisas del límite tumoral; al combinar una imagen de tumor de fluorescencia con imágenes tradicionales en color visible en tiempo real, los cirujanos pueden identificar los límites del tumor con mayor precisión. La técnica implica etiquetar células de interés con fluoróforos que excitan o emiten en distintas bandas espectrales a medida que el microscopio de fluorescencia

adquiere la misma imagen en varias regiones de longitud de onda, espacial (y en el tiempo) que revela detalles subcelulares en las células (Freebody, 2019).

Inicialmente, se utilizaban lámparas halógenas de mercurio en imagen hiperespectral y multiespectral, tomando en cuenta los inconvenientes del alto consumo de energía y temperatura. Aunque aún se siguen utilizando para rangos del UV y visible, existen actualmente en el mercado fuentes de luz a base de tecnología LED que cubre la banda desde el visible hasta el NIR o incluso espectros en el rango infrarrojo desde los 1000 nm hasta los 1600 nm. Un ejemplo de estas son las Metaphase UL-LL Broand band LED (Metaphase, 2019).

Las fuentes de luz LED son más rentables, tienen una vida útil más larga que las lámparas halógenas y tienen una potencia de salida estable en el tiempo (Cole y Turner, 2008).

En trabajos actuales se busca que la energía emitida por un LED sea máxima, de esta manera sustituir en imagen hiperspectral las lámparas halógenas (Islam et al. 2017). Por otro lado, también se han realizado trabajos de manera experimental utilizando supercontinuo. La primera demostración se encuentra en el año 1999 donde se demuestra que el SC es una gran promesa para la imagen hiperespectral en la detección de objetivos ocultos y oscurecidos (Ellis, 2001).

Actualmente se ha realizado varias investigaciones con fuentes supercontinuas experimentales donde se obtienen imágenes hiperspectrales de objetos en la oscuridad (Zhongyuan et al. 2019). El SC cubre desde los 400 nm a los 2400 nm, sin embargo su potencia en los 400 nm no es muy alta. En los últimos años se encuentran investigaciones donde se ha demostrado por primera vez la conversión de imágenes pulsadas utilizando luz supercontinua. Se construyó un sistema de imágenes de infrarrojo medio (MIR) combinando una fuente de supercontinuo de infrarrojo medio que emite entre 1.8 y 2.6 μm donde se resolvió características espaciales en el plano de muestra tan pequeño como 55 μm (Huot et al. 2016).

También se encontró otra publicación donde se utiliza una fuente supercontinua en la banda del MIR desde los 2 μm hasta los 7.5 μm para imagen multiespectral de una muestra. El objetivo de esta publicación busca remplazar las imágenes espectrales convencionales de MIR por imágenes hiperespectrales basadas en fuentes de luz térmica con mayor penetración en la muestra (Petersen et al. 2018).

De las características más importantes de las fuentes de radiación en imagen hiperespectral, podemos encontrar la potencia, ya que existen valores máximos seguros para la incidencia de ciertas longitudes de onda sobre muestras pertenecientes a seres humanos.

El parámetro del ancho espectral de la fuente es vital para la cantidad de capas de los hipercubos que se es capaz de obtener. Es importante conocer cual es la resolución espectral (diferencia entre cada longitud de onda central a filtrar) para determinar la cantidad de capas del hipercubo.

En la Tabla 1.3 adaptada de Lu y Fei, 2014, se muestra una serie aplicaciones biomédicas utilizando técnicas de imagen hiperespectral así como las características, espectrales y de potencia de las fuentes de radiación así como su tecnología. Además, se considera importante el método utilizado para filtrar las longitudes de onda provenientes de la fuente y la tecnología del detector, determinante a la hora de elegir una fuente de radiación para la aplicación.

Tabla 1.3: Aplicaciones de la imagen hiperespectral en el área médica con sus respectivas características ópticas utilizadas como parte del equipo..

Aplicación	Tecnología Fuente de luz	Potencia promedio	Ancho espectral / nm	Resolución espectral / nm	Tecnología Detector	Dispositivo de Dispersión	Modo de Adquisición	Modo de Medición	Referencia
Quemaduras	LED	-	400-1100	-	Si CCD	Rueda de Filtros	Escaneo 2D	Reflexión	<i>Afromowitz et al. 1988</i>
Neoplasia Cervical	Lámpara Xenón	-	200-700	5	CCD	Rueda de Filtros	Escaneo 2D	Fluorescencia y Reflexión	<i>Ferris et al. 2001</i>
Cáncer Cervical	Lámpara Xenón	0,25 mW/cm ² 2,4 mW/cm ²	330-480	5	CCD	Rueda de Filtros	Escaneo 2D	Fluorescencia y Reflexión	<i>Benavides et al. 2003</i>
Heridas Cutáneas	Lámpara Halógena 30 W	765 lm	530-680	12	CCD	Prisma	Barrido	Transmisión	<i>Shah et al. 2003</i>
Patología Cervical	Fuente Sincrotrón Mid-IR Q-switched Nd:YAG láser en fibra de Cuarzo 600 nm	-	5000-10526	11	HgCdTe CCD	-	FTIR	Reflexión	<i>Bamberg et al. 2004</i>
Pie Diabético	LEDs blancos de amplio espectro Lámpara Halógena de Tungsteno 100 W, Lámpara de Mercurio 100 W, Láser de N2 337 nm 20 Hz	110 mW/cm ²	500-600	-	CCD	LCTF	Escaneo 2D	Reflexión	<i>Greenman et al. 2005</i>
Hipoxia Tumoral y Microvasculatura	Lámpara Halógena de Tungsteno 100 W, Lámpara de Mercurio 100 W, Láser de N2 337 nm 20 Hz	700 lm	400-720	-	CCD	LCTF	Escaneo 2D	Reflexión	<i>Yudovsky, Pilon et al. 2011</i>
Cáncer de Piel	Lámpara de Xenón 300 W	45 KW pico 3mW	440-640	1-2	CCD, ICCD	AOTF	Escaneo 2D	Fluorescencia y Reflexión	<i>Sory et al. 2005</i>
Choque Hemorrágico	Lámpara Halógena de Cuarzo 100 W	-	500-600	-	CCD	LCTF	Escaneo 2D	Reflexión	<i>Kong et al. 2006</i>
Melanoma	Lámpara Halógena	-	410-750	1	CCD	Prisma	Barrido	Reflexión	<i>Ciancio et al. 2006</i>
Hematomas	Lámpara Halógena amplio espectro DC	-	400-1000	-	Si CCD	Prisma	Barrido	Transmisión	<i>Dieker et al. 2006</i>
Oftalmología	Lámpara Halógena Tungsteno 150 W DC Lámpara Halógena 360 W	-	900-1700 950-2500	5	InGaAs HgCdTe	Rejilla	Barrido	Reflexión	<i>Randberg et al. 2006</i>
Cáncer de Seno	LEDs InGaN de amplio espectro	11000 med	450-700 2500-11111	1	FPA CCD	CGH LCTF	Instantánea Escaneo 2D FTIR	Reflexión	<i>Randberg y Hernandez-Palacios, 2012</i>
Cirugía Laparoscópica	Lámpara Halógena de Tungsteno cámara de Cuarzo 250 W	-	650-1100	-	FPA	LCTF	Escaneo 2D	Reflexión	<i>Johnson et al. 2007</i>
Isquemia Intestinal	2 Lámparas Halógenas 150 W	-	400-1000	5	CCD	PGP	Barrido	Reflexión	<i>Panasguk et al. 2007</i>
Cáncer Gástrico	2 Lámparas Halógenas 150 W	-	900-1700	6,29	InGaAs	PGP	Barrido	Reflexión	<i>Kumar et al. 2013</i>
Endoscopia	Lámpara Halógena 100 W Pulsado, frecuencia triplicada Nd:YAG-láser 355 nm,	-	1000-2500 450-650	4-10	HgCdTe CCD	Prisma	Instantánea	Reflexión	<i>Zuzak et al. 2007</i>
Aterosclerosis	Lámpara DC de amplio espectro Lámpara de Xenón 300 W 5600 K	30 mW/cm ²	410-1000	-	Si CCD	Rejilla	Barrido	Fluorescencia y Reflexión	<i>Akbari et al. 2010</i>
Cáncer de Próstata	Lámpara Policromada Xenón 150 W	20 mW/cm ²	450-950	2	CCD	LCTF	Escaneo 2D	Reflexión	<i>Akbari et al. 2011</i>
Trastornos de Laringe	Lámpara Halógena 150 W 3200 K Diodo láser 785 nm CW	6-8 mW	390-680	-	CCD	Rejilla	Barrido	Reflexión	<i>Kester et al. 2011</i>
Colelitectomía	Lámpara Halógena 150 W 3200 K Diodo láser 785 nm CW	1,4 W 700 mW	650-750	-	CCD	LCTF	Escaneo 2D	Fluorescencia y Reflexión	<i>Larsen et al. 2011</i>
Cáncer de Ovarios	Lámpara de Mercurio filtrada a 365 nm, Lámparas Halógenas	18 mW/cm ² 8mW/cm ²	400-640	-	CCD	Rueda de Filtros	Escaneo 2D	Fluorescencia y Reflexión	<i>Akbari et al. 2012</i>
Farmacéuticas	Lámparas Halógenas	-	1000-2400	7	HgCdTe	LCTF	Escaneo 2D	Reflexión	<i>Martin et al. 2012</i>
Caries Dentales	Lámparas Halógenas	-	900-1700	5	InGaAs	AOTF	Escaneo 2D	Reflexión	<i>Mitra et al. 2012</i>
Patología Leucocitaria	Lámpara Halógena 120 W	-	550-950	2-5	CCD	AOTF	Escaneo 2D	Transmisión	<i>Renkoski et al. 2012</i>
Identificación de Fibra Nerviosa	Lámparas Halógenas	-	550-1000	2	HgCdTe	AOTF	Escaneo 2D	Transmisión	<i>Rosas y Blanco, 2012</i> <i>Usenik et al. 2012</i> <i>Guan et al. 2012</i> <i>Q. Li et al. 2012</i>

1.7.1.4. Imagen por fluorescencia

Muchas de las mejoras en técnicas de imagen biomédica se han centrado en discernir entre qué es interesante (señal) y qué no (fondo). La imagen por fluorescencia tiene como objetivo revelar solo los objetos de interés en un fondo negro. Esta técnica requiere que los objetos de interés fluoreszcan. La fluorescencia es la emisión de luz que ocurre en nanosegundos después de la absorción de luz que es típicamente de longitud de onda más corta. La diferencia entre las longitudes de onda de excitación y emitida, conocida como el cambio de Stokes, es la propiedad crítica de la fluorescencia. Los objetos capaz de fluorecer se les conoce como fluoróforos.

En la Figura 1.11 se observa el esquema de trabajo para obtener una imagen por fluorescencia. Se tiene una fuente de luz, esta suele ser de espectro amplio. La fuente de luz es filtrada para obtener únicamente cierto espectro de absorción de la muestra. la muestra es excitada con esta radiación y emite a una longitud de onda distinta de la excitación. Esta radiación generada por la muestra es filtrada del resto y medida con algún sensor. La información obtenida es utilizada mediante métodos computacionales para recrear una imagen de la muestra.

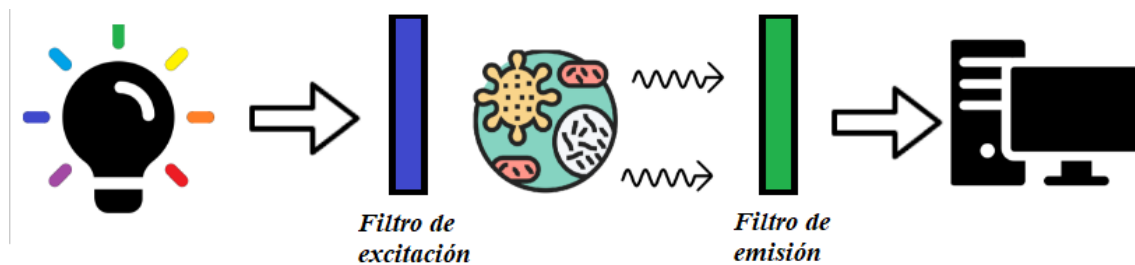


Figura 1.11: Esquema de como se obtiene la información de una muestra para recrear una imagen mediante la técnica de fluorescencia. Fuente: Elaboración propia.

La imagen por fluorescencia consiste en una técnica para poder recrear imagen a partir de la presencia de fluoróforos en la muestra. Esta técnica utiliza el principio de fluorescencia. Al detectar esta radiación emitida se puede recrear una imagen que muestre la presencia del fluoróforo a detectar. Conocer el espectro de absorción y emisión para un fluoróforo ayuda a decidir qué filtros son óptimos, con que fuente de luz se debe excitar la muestra para obtener la excitación de un fluoruro sin interferencia de otro (Lichtman y Conchello, 2006).

Se debe excitar con cierta longitud de onda para que el fluoróforo irradie. Se suele filtrar la radiación proveniente de la fuente de radiación mediante filtros de excitación y la luz obtenida de la fluorescencia de la muestra con filtros de emisión, Si se aísla esta información del resto es posible ver solo los objetos que son fluorescentes Spring KR, 2008.

Esta técnica se ha implementado junto con otras técnicas de imagenología como lo es la imagen hiperspectral en publicaciones como Kong et al. 2006 o imagen fotoacústica para obtener mayor información de una muestra en la publicación de Guo et al. 2019.

Esta técnica suele ser del tipo invasiva como no invasiva, cuando es del tipo invasiva es debido a que hay agentes externos que se adhieren a ciertas partes de la muestra que queremos visualizar como por ejemplo tejido cancerígeno. Estos agentes externos presentan la capacidad de fluorecer y permiten visualizar un objetivo en específico. A estos agentes externos se les conoce como marcadores.

Las fuentes de radiación utilizadas en imagen por fluorescencia suelen ser fuentes de ancho espectro, normalmente en el visible e infrarrojo cercano acompañado de filtros ópticos. Se tiene un filtro para la fuente de excitación llamado filtro de excitación y otro filtro para la emisión de la muestra conocido como filtro de emisión. El espectro de emisión y la potencia de la fuente de radiación son requisitos que destacan de una fuente de radiación para imagen de fluorescencia.

Los filtros utilizados en imagen por fluorescencia suelen cubrir bandas de excitación desde los 430 nm a 650 nm típicamente mientras que para la emisión, los filtros cubren bandas entre los rangos de 515nm a 720 nm (Thorlabs, 2019).

Las fuentes de radiación más utilizadas son aquellas a base de xenón y mercurio. El xenón tiene la ventaja espectral de poseer cobertura de longitudes de onda desde el UV hasta infrarrojo cercano. El mercurio, sin embargo, es una fuente de radiación con varias líneas extremadamente intensas y discretas dentro de un rango muy similar a las de xenón (Inoué, 1997). También se utilizan las lámparas de halogenuros metálicos las cuales son una mejora a las lámparas de mercurio.

Se ha utilizado fuentes de supercontinuo para generar imágenes por fluorescencia de manera ex-

perimental con fuentes fabricadas en laboratorio (Auksorius, 2017). También existen trabajos donde han utilizado fuentes supercontinuas comerciales y han generado imagenes combinando la técnica con la técnica de imagen por fluorescencia, como en el trabajo de NKT photonics donde recrean imágenes a partir de su fuente comercial NKT Photonics SUpErK en combinación con Onefive KATANA HP lasers (NKTPhotonics, 2019).

En esta técnica se requiere que la potencia a ciertas longitudes de onda no supere lo establecido por la norma ANSI. En cuanto a la resolución de la imagen, esta ligada a la calidad del filtro y al ancho espectro de la fuente la cual permite poder excitar las muestras con la longitud de onda adecuada para la aplicación.

En la 1.4 se muestra una serie de rangos espectrales de aplicaciones de imagen por fluorescencia tanto en excitación como emisión, así como condiciones de potencia de la fuente y su tecnología. Se agrega a esta tabla el nombre del marcador utilizado en caso de ser invasiva. Esta información permite conocer que características debe poseer la fuente de luz para generar imágenes por fluorescencia en distintas aplicaciones.

Tabla 1.4: Aplicaciones biomédicas de imagen por fluorescencia y las características de su fuente de radiación.

Aplicación	Tecnología	Potencia pico o densidad de potencia	Método de selección de excitación	Longitud(λs) de onda central de excitación/ nm	Rango espectral de detección/ nm	Método de selección en la detección	Biomarcador	Configuración	Referencia
Huesos	Diodo Láser	140 mW/cm ²	incidencia directa	808	1000-1700	filtro pasa altas 1000 nm	nanopartículas de oro (Au25SG18)	Imagen por fluorescencia en NIR-II	<i>D. Li et al. 2020</i>
Artritis	150W Lámpara Halógena LEDs de alta potencia	-	Cy5 630/10 Cy7 730/10 filtro pasa bajas 700 nm	630, 730 750/30	650-900 CCD, cámara VIS/IR	Cy5 700/20 nm Cy7 700/20 nm filtro pasa altas 800 nm	Xylenol ICG bolus	Imagen por fluorescencia en Rojo lejano Imagen por fluorescencia óptica	<i>Harnaha et al. 2013</i> <i>Werner et al. 2012</i>
Cáncer	Láser infrarrojo cercano 100 IS 80 MHz	0.5 W-1 W 170 kW a 800nm	Ti-zafiro Tuneable 700 nm-1050 nm	750	790-810	800/20nm	HER2	Imagen por fluorescencia CW	<i>Arde-shirpour et al. 2011</i>
Imagen cerebral	Diodo Láser	160 mW	Incidencia directa	808	1300-1400	Espectrómetro	No invasivo	Imagen por fluorescencia en NIR-IIa	<i>Hong, Diao et al. 2014</i>
Cáncer de mama	LED azul y LED blanco	1,14 mW/cm ²	Incidencia directa	405	400-1000	filtros 525/50 nm, 600/50 nm y 685/70 nm filtro pasa altas 400 nm	5-ALA HCl	Imagen por fluorescencia y luz blanca	<i>Ottolino-Perry et al. 2019</i>
Tumores de piel	Lámparas fluorescentes 2x15W UV-A	800 nW/cm ²	filtro pasa bajas 400 nm	365	425.4-710.7	65 bandas diferentes CCD filtro pasa altas 800 nm	no invasivo	Imagen hiperspectral por reflectancia y fluorescencia	<i>Kim et al. 2004</i>
Cáncer pulmonar	Cámara CCD infrarroja	-	filtro 690nm-790nm	740	400-1000	filtro pasa altas 800 nm	ICG	Imagen por fluorescencia con ICG	<i>Yamashita et al. 2011</i>
Cáncer gástrico	LED blanco Clase IM	menor a 1 mW	Incidencia directa	760	400-1000	filtro pasa altas 820 nm	ICG	Imagen por fluorescencia con ICG	<i>Miyashiro et al. 2008</i>

1.7.2. Generación de supercontinuo

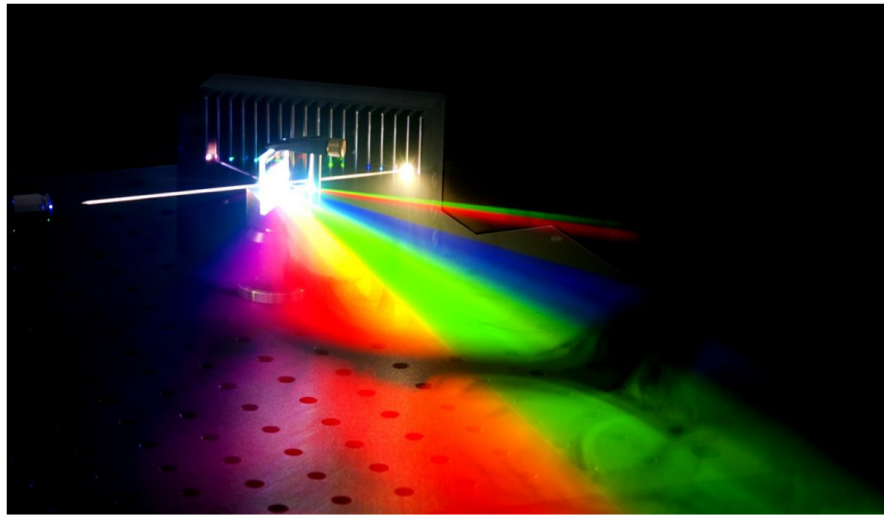


Figura 1.12: Fuente supercontinua. (NKT-photonics, 2019)

La generación de supercontinuo es el resultado de la interacción de múltiples efectos no-lineales tales como la dispersión estimulada Raman (*Stimulated Raman Scattering*, SRS), mezcla de cuatro ondas (*Four Wave Mixing*, FWM), auto modulación (*Self Phase Modulation*, SPM) y modulación cruzada de fase (*Cross-Phase Modulation*, XPM), formación de solitones de alto orden, inestabilidad de modulación (*Modulation Instability*, MI) y mezcla paramétrica (Gutiérrez, 2009). Estos efectos culminan en una fuente de luz de espectro amplio y que puede presentar cierta coherencia.

Para la generación de supercontinuo se necesita bombear con una fuente de luz pulsada de relativa alta potencia, a la cual se le suele llamar láser semilla y un medio transparente en el cual provocar los efectos no lineales. El supercontinuo debe sus propiedades en gran parte a la potencia y tipos de fuentes de bombeo. Además el medio no lineal utilizado es de vital importancia para saber que efectos no lineales estén presentes en la generación.

En la Figura 1.12 se muestra el espectro de una fuente supercontinua de ancho espectro al atravesar un prisma. El prisma separa la luz del láser supercontinuo y muestra su espectro difuso, demostrando las componentes espectrales que posee la fuente en el rango visible.

El supercontinuo apareció a inicios de los años 70. Con el pasar de los años hasta la actualidad, el

supercontinuo ha tenido un gran desarrollo tanto teórico como experimental. En la siguiente línea del tiempo se puede observar ciertos hechos importantes en la evolución del supercontinuo que permite comprender cual es el rol del supercontinuo en esta tesis.

- 1970: R.R. Alfano y S.L. Shapiro publicaron un experimento en el cual bombeaban un vidrio de borosilicato BK-7 con pulsos a 520 nm, con energías de unos 5 mJ y duraciones de entre 4 y 5 ns. En este experimento se observó por primera vez la emisión de mezcla de cuatro ondas no degenerada en un vidrio. (Alfano y Shapiro, 1970).
- 1976: Se demuestra experimentalmente, la generación de supercontinuo en el rango visible mediante pulsos con una duración menor a 10 ns. Este trabajo muestra como es posible aumentar considerablemente la longitud de interacción entre la luz y el medio, permitiendo generar supercontinuos espectralmente más anchos sin alterar la potencia de bombeo (Lin y Stolen, 1976).
- 1980: Se realizó un estudio acerca de los efectos no lineales de automodulación de fase (SPM) y dispersión estimulada Raman (SRS) actuando simultáneamente demostrando que estos dos fenómenos están interrelacionados (J. Gersten y Belic, 1980).
- 1983: Se utilizan pulsos más estrechos que los utilizados hasta el momento (80 femto segundos) para generar supercontinuo en glicerol, determinando que el SPM es el proceso fundamental en el ensanchamiento del espectro de la fuente de bombeo (R. Fork y Yen, 1983).
- 1986: Se publicó por primera vez un fundamento teórico que describía el fenómeno de autodesplazamiento en frecuencia de solitones en fibra óptica. Este sería un trabajo importante para que en trabajos posteriores se explique la generación de ciertos tipos de supercontinuos (Mitschke y Mollenauer, 1986).
- 1987: Se publica un trabajo sobre propagación de pulsos ultracortos por una fibra óptica monomodo y la generación de solitones fundamentales. Al propagar pulsos ultracortos por una fibra

óptica monomodo, suficientemente potentes da paso a solitones de orden mayor que a su vez se vuelven solitones fundamentales (P. Beaud y Weber, 1987).

- 1991: Se publicó un estudio teórico sobre la distribución espectral de un pulso de luz intenso, con una anchura temporal del orden de los femtosegundos (Gross y Manassah, 1991).
- 1999: Se utiliza por primera vez una fibra microestructurada para generar supercontinuo, Los parámetros ópticos de la MSF ha permitido la generación de fenómenos no lineales en nuevas regiones espectrales más allá de los obtenidos en fibras ópticas convencionales (R.Ranka, 2005).
- 2007: Se demuestra la generación de supercontinuo con densidades espectrales de alta potencia utilizando un láser de fibra de emisión continua de Yb en fibras de cristal fotónico (PCF) con dos longitudes de onda de dispersión cero. Además, la mayor parte de la potencia de la fuente de bombeo inyectada se convierte en potencia del supercontinuo y la extensión de este se puede controlar sintonizando la dispersión de PCF (Mussot et al. 2007).
- 2010: Se lleva a cabo una investigación teórica y experimental de las propiedades de la generación de supercontinuo en los regímenes visible e infrarrojo cercano mediante pulsos de picosegundos de alta potencia que se propagan en una fibra óptica de cristal fotónico. Finalmente, considera la generación de supercontinuo de picosegundos (Horak et al. 2010).
- 2014: Se exponen algunos de los espectros de supercontinuo obtenidos con bombeos cuasicon-
tinuos en fibras microestructuradas y "*tapers*" de fibra microestructurada. Se limita a exponer algunos espectros que podrían resultar útiles en microscopía multifotón, citometría de flujo, tomografía óptica coherente y espectroscopía de materiales transparente (Cascante et al. s.f.).

Como se mencionó anteriormente, para llevar a cabo la generación de supercontinuo, se requiere de 2 elementos que interactúan entre sí. En una primera instancia, se necesita un láser pulsado de alta potencia pico o uno continuo de alta potencia promedio que servirá como fuente de bombeo. Segundo, un medio no lineal transparente en el que se enfocará el haz láser y en el que ocurrirán múltiples

fenómenos no lineales que darán lugar al ensanchamiento espectral de los pulsos de entrada (Cascante et al. s.f.).

En la Figura 1.13, se puede observar este proceso. En (a) se tiene el espectro de una fuente de bombeo utilizada la cual es quasimonocromática, en (b) se tiene una fibra microestructurada tipo cobweb irradiando con el fin de representar el medio no lineal. Por último en (c) el espectro supercontinuo generado para distintos niveles de potencia. En la actualidad la mayoría de los supercontinuos comerciales son generados utilizando fibras ópticas microestructuradas por su capacidad de diseñarse con distintos perfiles de dispersión según sus propiedades físicas.

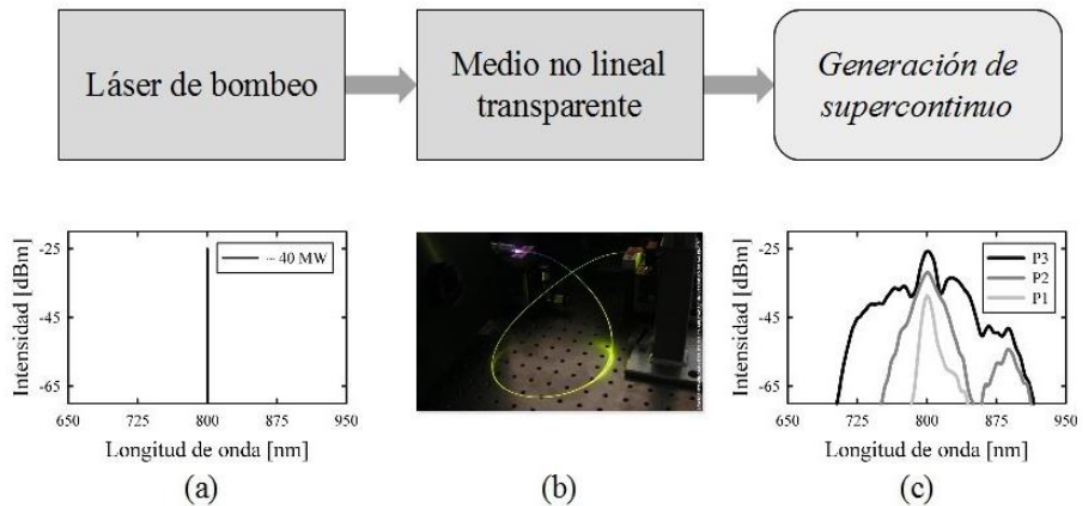


Figura 1.13: Bloques funcionales para la generación de supercontinuo (arriba) y un ejemplo experimental (abajo). (a) Muestra el espectro del láser de bombeo modelocked Ti:Al₂O₃, (b) muestra la fibra microestructurada tipo cobweb irradiando y (c) los espectros obtenidos a la salida de la fibra para diferentes potencias de la señal de entrada. Cascante et al. s.f.

1.7.3. Fibras ópticas microestructuradas

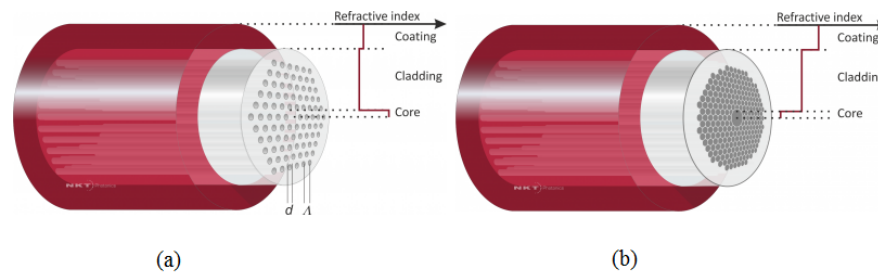


Figura 1.14: MSF marca NKT Photonics (a) MSF con núcleo sólido (b) MSF con núcleo de aire. Fuente: (NKT-photonics, 2019).

La fibra de cristal fotónico (*Photonic Crystal Fiber, PCF*) o fibra microestructurada (*Microstructured Fiber, MSF*) fue inventada en el año 1996 (J. Knight y Atkin, 1996). A diferencia de las fibras ópticas convencionales que se conocían hasta ese momento, esta nueva fibra óptica consistía básicamente de un núcleo (sólido o hueco) que está rodeado por una estructura de agujeros uniformes de aire que viajaban a lo largo de la misma. En general, las características de guiado de las fibras ópticas convencionales se pueden controlar afectando el tamaño o el dopaje de su núcleo. En la Figura 1.14 se observan unos diagramas que muestra en (a) MSF con el núcleo sólido y (b) una MSF con el núcleo hueco, las cuales son las configuraciones más comunes de MSF.

En el caso de las fibras ópticas microestructuradas, las propiedades que las caracterizan pueden ser modificadas con un alto grado de libertad y obtener propiedades no lineales en un gran número de posibilidades. Gracias a estos grados de libertad adicionales, es posible diseñar fibras ópticas microestructuradas con características de dispersión y de confinamiento muy lejanas a las obtenidas con las fibras convencionales monomodo en un rango espectral muy ancho (desde UV hasta IR) además de tener áreas efectivas muy pequeñas o incluso ser monomodo con áreas efectivas muy grandes (Cascente et al. s.f.).

Basado en esta gran posibilidad de modificación de los parámetros de las MSF, se puede decir que la principal diferencia entre una fibra microestructurada y una fibra óptica convencional es que el coeficiente no lineal de una MSF puede ser hasta dos órdenes de magnitud mayor que una fibra óptica convencional (Martín, 2007).

Las fibras de cristal fotónico (PCF por sus siglas en inglés) se clasifican en dos grandes grupos: las fibras cuyo núcleo tienen alto índice de refracción y las fibras con *band gap* fotónico. Ambas MSF son observables en la Figura 1.15 donde su gran diferencia radica en su núcleo.

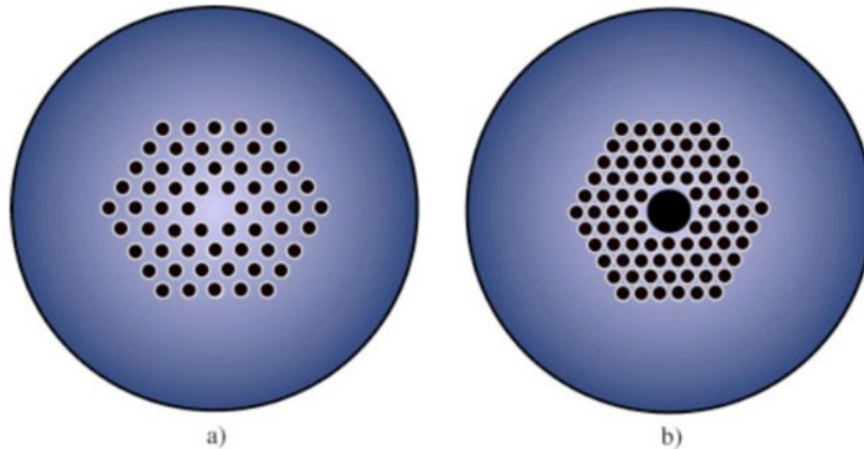


Figura 1.15: Estructura de una MSF (a) MSF de núcleo de alto índice (b) MSF de band gap fotónico. Fuente: (Yolalmaz, 2017).

Las fibras con núcleo de un gran índice de refracción se dividen en los siguientes subgrupos: Fibras con una gran apertura numérica, fibras con una alta no linealidad y fibras con núcleo de gran área. Por su parte las fibras con band gap fotónico se dividen en: fibras cuyo núcleo tienen bajo índice de refracción, la fibra de Bragg y la fibra con núcleo de aire o núcleo hueco (Pereira, 2012).

Desde la aparición de la primera fibra microestructurada en los años 90 se pueden encontrar algunos métodos de fabricación, los tres métodos más utilizados son el método de extrusión, el método en base a la técnica Sol-Gel y el método "Stack and Draw".

El método de extrusión permitió por primera vez la fabricación de preformas complejas estructuradas con tolva de vidrio suave y polímero. La baja pérdida de propagación de una fibra de vidrio de bismuto compleja extruida demuestra el potencial de este avanzado técnica de extrusión para la fabricación de nuevos diseños de fibra microestructurada de vidrio blando y polímero (Ebendorff-Heideptiem y Monro, 2004).

La técnica Sol-Gel es una combinación del método Sol-Gel y la técnica de recubrimiento por rotación para la fabricación de guías de onda hechas de vidrio dopado con sílice sobre silicio. Las guías de onda cargadas en tiras se diseñaron por ataque de iones reactivando la capa de revestimiento y se evaluó su desempeño como candidatos para amplificadores ópticos integrados (Orignaca y Barbiera, 1999).

Finalmente, el método *Stack and Draw* permite obtener capilares y varillas de sílice del diámetro y longitud adecuados que posteriormente se ordenarán y apilarán para dar lugar a una estructura con la distribución transversal de agujeros que se desea. Éstos se obtienen del estiramiento de un tubo o de un cilindro de sílice (J. Knight y Atkin, 1996). En la Figura 1.16 se muestra un diagrama que permite visualizar el proceso mencionado donde a la izquierda se tiene el proceso de apilamiento y a la derecha la estiradora.

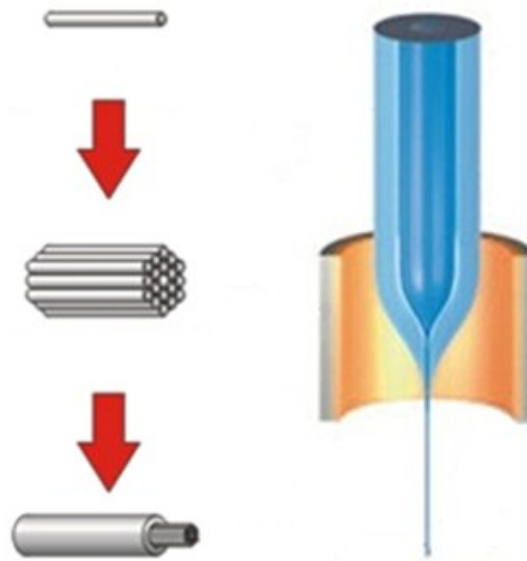


Figura 1.16: Diagrama del proceso de fabricación de MSF a partir del método *Stack and draw*. Fuente: (Tuchin et al. 2013).

Todas ellas presentan ciertas ventajas e inconvenientes, la elección de una u otra depende de varios factores como el tipo de fibra que se desee hacer y sobre todo, del tipo de material que se emplee para fabricar la fibra. Para fibras basadas en vidrios de alta temperatura de fusión (por ejemplo, el SiO₂) la

técnica de fabricación que se ha establecido como estándar es la de "Stack and Draw" (Abreu, 2014).

1.7.4. Fibras ópticas microestructuradas de dispersión decreciente

Entre las distintas formas y estructuras de las fibras ópticas microestructuradas, existe una fibra óptica especial llamada fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente. Esta fibra óptica tiene la característica de que su diámetro se va reduciendo conforme se avanza en la fibra óptica manteniendo la fracción de llenado de aire de los huecos de manera constante. En la Figura 1.17 se observa un diagrama esquemático de la forma física de la fibra y se muestra un ejemplo del cambio en el diámetro de los agujeros de aire de la fibra microestructurada así como la distancia entre agujeros.

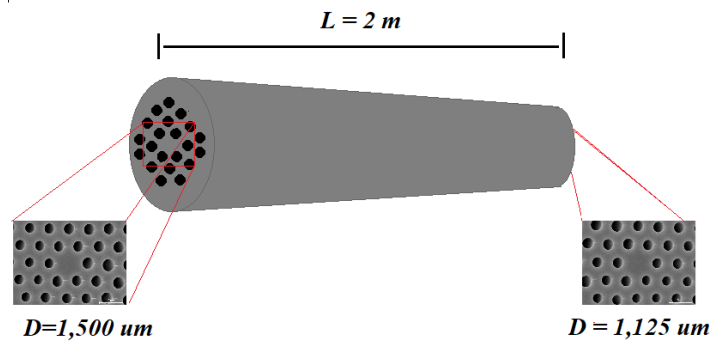


Figura 1.17: Diagrama de una fibra microestructurada de dispersión decreciente donde se observa como se disminuye el diámetro de la fibra y a su vez el diámetro de los agujeros. Fuente: Elaboración propia.

El efecto que provoca esta característica se ve reflejado en la longitud de onda de dispersión cero de la fibra óptica, la cual se va desplazando a longitudes de onda más cortas a lo largo de la fibra. Por ejemplo, de una longitud de onda en el rango del infrarrojo a longitudes de onda visibles (Knight et al. 2000). En la Figura 1.18 se muestra el ejemplo de 1 fibra microestructurada de dispersión decreciente, donde se observa que a medida que disminuye su diámetro a lo largo de la fibra, también la longitud de onda de dispersión cero.

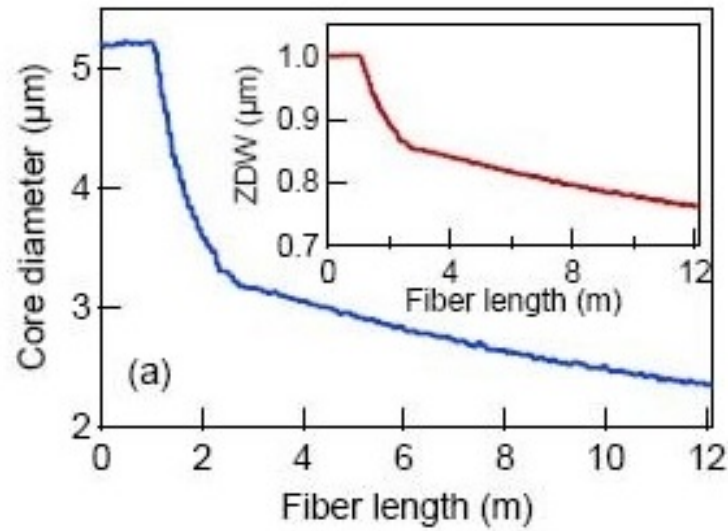


Figura 1.18: Evolución del diámetro y la longitud de onda de dispersión cero en función del largo de la fibra. Fuente: A. Kudlinski y Knight, 2006.

También se ha documentado, la relación de la disminución de la longitud de onda de dispersión cero, con el extremo inferior del espectro obtenido, visualizable en la Figura 1.19 .

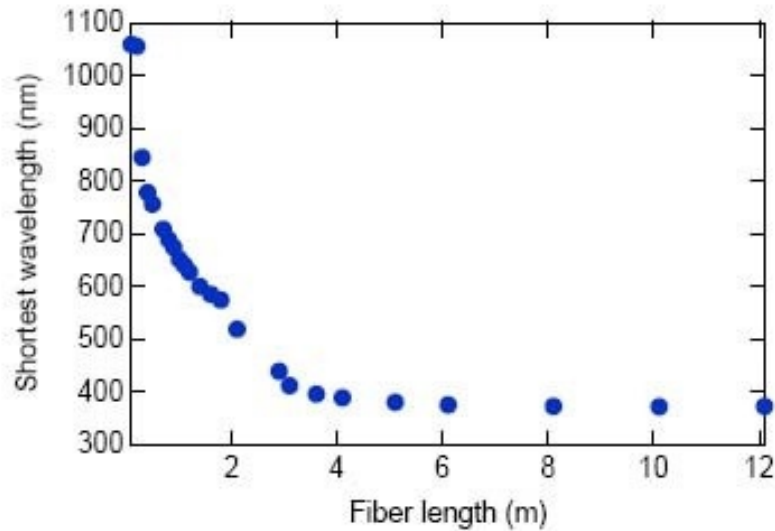


Figura 1.19: Longitud de onda del extremo inferior del SC en función del largo de la fibra. Fuente: A. Kudlinski y Knight, 2006.

Se ha demostrado que al generar supercontinuo con un medio no lineal de este tipo en régimen

cuasi-continuo, es posible alcanzar un ensanchamiento en el espectro que cubra el rango de longitudes de onda del espectro visible y que incluso alcance una parte del Ultravioleta A (desde 375 nm a 1750 nm) utilizando una fuente láser de Nd:YAG en 1064 nm con pulsos de 600 ps a aproximadamente de 5 W acoplados al núcleo. La suave disminución monotónica de la dispersión en las fibras permitió condiciones de coincidencia de fase paramétrica que deben cumplirse para longitudes de onda anti Stokes progresivamente cortas permitiendo el ensanchamiento espectral hacia el rango visible desde un láser semilla en el IR (A. Kudlinski y Knight, 2006).

Capítulo 2

Metodología

Las siguientes tareas y consideraciones son necesarias para completar los objetivos de la investigación, estas han sido separadas en cinco etapas: el estudio teórico y el estado de la cuestión; la caracterización del láser semilla pulsado Q-Switch de Nd:YAG; la caracterización de la fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente; la implementación y caracterización del supercontinuo generado; y la comparación de las características del supercontinuo con las características que poseen las fuentes de luz para la imagenología biomédica. A continuación se detallan las actividades de cada etapa.

1. El estudio teórico y el estado de la cuestión:
 - a) Revisión bibliográfica de técnicas de imagen biomédica y las características espectrales y temporales que poseen las fuentes de luz utilizadas en sus aplicaciones para generar imágenes biomédicas.
 - b) Estructurar la literatura de acuerdo a las aplicaciones para cada técnica de imagen biomédica.
 - c) Estructurar la literatura de acuerdo a las características espectrales, temporales y de potencia que debe poseer una fuente de luz utilizada para generar imágenes biomédicas.
 - d) Estudiar los fenómenos que interactúan en la generación de supercontinuo cuando se utiliza una fuente de luz quasicontinua y una fibra microestructurada de dispersión decreciente.
2. La caracterización del láser semilla pulsado Q-Switch de Nd:YAG:
 - a) Estudiar el láser pulsado Q-Switch de Nd:YAG marca de las características de funcionamiento y operación del láser pulsado y su sistema de visualización del estado de sus componentes internos.
 - b) Caracterizar el láser pulsado Q-Switch de Nd:YAG marca mediante mediciones espectrales, temporales y de potencia utilizando equipo de medición del LAFTLA.

3. La caracterización de la fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente:
 - a) Simular en un software las curvas de dispersión de la fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente para distintas longitudes.
 - b) Caracterizar la fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente para distintas longitudes y obtener su perfil no lineal.
4. La caracterización del supercontinuo generado:
 - a) Generar un montaje que permita el acople de el láser semilla con salida en fibra óptica y la fibra microestructurada de dispersión decreciente para poder generar supercontinuo.
 - b) Caracterizar el supercontinuo generado mediante el láser semilla y la la fibra microestructurada de dispersión decreciente mediante mediciones espectrales, temporales y de potencia utilizando equipo de medición del LAFTLA.
5. La comparación de las características del supercontinuo con las características que poseen las fuentes de luz para imagen biomédica:
 - a) Comparar los datos obtenidos de la caracterización del supercontinuo con los datos recopilados en el primer capítulo acerca de las características espectrales, temporales y de potencia que deben poseer las fuentes de luz para generar imágenes biomédicas.
6. Escribir los resultados obtenidos y preparación para la defensa de tesis.

2.0.1. Cronograma de trabajo

Objetivo Específico	Etapa	Semestres			
		I-2019	II-2019	I-2023	II-2023
1	Estudio teórico y el estado de la cuestión	Completado			
2					
3			Completado		
Examen de candidatura		Posible Fecha: Primera semana de Octubre			
4	Caracterización láser infrarojo Caracterización MSF Generación de SC Comparación de espectros Escritura			Completado	
5				Poster Congreso RIAO-Optilas 2023	
6					
7					
8					Pendiente
Defensa de Tesis		Posible Fecha: Diciembre 2023			

	Completado
	Pendiente

Capítulo 3

Efectos No Lineales en Fibras Ópticas

Si tenemos la situación en que un pulso de radiación con suficiente energía se propaga por un medio transparente, se experimentan fenómenos no lineales como resultado de la interacción no lineal entre la onda electromagnética y el medio.

Para el caso de fibras microestructuradas, es sencillo que se presenten varios fenómenos a la vez. El producto puede ser un ensanchamiento en el espectro, dando origen a una fuente supercontinua. El determinante de cual de todos los fenómenos no lineales están presentes en la interacción, depende de parámetros tanto de la fuente de bombeo como del medio.

3.1. Introducción

Desde una perspectiva elemental, los sistemas ópticos pueden ser considerados como sistemas lineales. Sus características se encuentran determinadas por las propiedades intrínsecas del material y la interacción dentro de los mismos responde a tres principios básicos: los pulsos ópticos guiados no interactúan entre sí, la frecuencia espectral de los pulsos permanece inmutable durante el proceso de guiado y las propiedades del material son independientes de la intensidad de campo del pulso (Gattass, 2006a).

Por lo tanto, la propagación de un pulso en un medio, se puede escribir como la ecuación 3.1, la cual es derivada de la ecuación de onda (Agrawal, 2000). Donde E es el campo eléctrico, P la polarización del material, μ_0 la permeabilidad en el vacío.

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

La polarización a su vez, puede ser descrita como:

$$P = P_L + P_{NL} = \epsilon_0(X^{(1)} * E + X^{(2)} * EE + X^{(3)} * EEE + \dots) \quad (3.2)$$

donde ϵ_0 es la permitividad en el vacío y X^n la susceptibilidad de orden. Los términos con n mayor que 1, son los términos no lineales. Estos llegan a ser significativos si el campo eléctrico relativamente alto, es decir altas potencias (Agrawal, 2000).

A una baja intensidad de campos, los electrones del material casi no son perturbados de su desplazamiento alrededor de su campo estático. Sin embargo, cuando existe presencia de campos intensos, estos provocan que el equilibrio del electrón sea perturbado. El resultado es una respuesta no lineal (Vindas, 2010).

La susceptibilidad del medio define las características de este. en el caso del orden 1, se habla de la polarización lineal que está relacionada al índice de refracción lineal y la atenuación α . El segundo orden, está relacionado con algunos fenómenos paramétricos como la generación de segunda armónica, suma y resta de frecuencias y la oscilación paramétrica. Con respecto al orden 3, este habla sobre los fenómenos inelásticos (dispersión Rama y Brillouin estimulada), los relacionados con el efecto Kerr óptico (como la automodulación de fase y modulación cruzada) y otros efectos paramétricos (generación de tercera armónica y mezcla de 4 ondas). Vale la pena mencionar que por la simetría de la molécula SiO_2 , los fenómenos del segundo orden no se van a generar de una forma importante. (Gattass, 2006b).

Los fenómenos no lineales pueden ser clasificados según los mecanismos que los generar. Tenemos fenómenos elasticos, inelásticos y fenómenos relacionados a solitones ópticos. A partir de la ecuación no lineal generalizada de Schrödinger (GNLSE), podemos expresar la propagación de un pulso a través de un medio óptico no lineal:

$$E_A(r, t) = \hat{x}F(x, y)A(z, t)e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} \quad (3.3)$$

donde $r = (x, y, z)$, \hat{x} es el vector unitario de polarización, $F(x, y)$ describe la distribución transversal del campo, $A(z, t)$ es la envolvente del pulso y β_0 es la constante de propagación modal a la frecuencia angular central ω_0 . La evolución de la envolvente del pulso $A(z, t)$ puede ser descrita por la GNLSE y los términos que corresponden a diferentes contribuciones, ya sean lineales o no lineales. La siguiente

expresión describe lo anterior.

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} = \underbrace{i \sum_{k \geq 2} \left(i^{k+1} \frac{\bar{\beta}_k}{k!} \frac{\partial^k \mathbf{A}}{\partial T^k} \right) - \frac{\alpha}{2} \mathbf{A}}_{\text{Contribuciones lineales (dispersión y atenuación)}} + i \gamma \underbrace{\left(\mathbf{1} + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left[\mathbf{A}(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R}(T') \times |\mathbf{A}(z, T - T')|^2 dT' + i \Gamma_R(z, T) \right]}_{\text{Contribuciones no lineales (elásticas, inelásticas y solitones)}}$$

(3.4)

donde α es el coeficiente de pérdidas en la fibra, β se relaciona con los coeficientes de la expansión de Taylor de la constante de propagación β_k alrededor de la frecuencia angular ω_0 (Frosz, 2007).

$$\bar{\beta}_k = \beta_k(\omega_0) = \left(\frac{\partial^k \beta}{\partial \omega^k} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (3.5)$$

γ es el coeficiente no lineal, el cual toma en cuenta el coeficiente de refracción no lineal n_2 y el área efectiva del modo propagante A_{eff} .

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (3.6)$$

Finalmente, $\mathbf{A}(z, T)$ es la envolvente del pulso evaluada en el tiempo de retardo:

$$T = t - \bar{\beta}_1 z \quad (3.7)$$

La función $R(t)$ es la función de la respuesta no lineal evaluada en T (tiempo de retardo):

$$R(t) = \underbrace{(1 - f_R)\delta(t)}_{\text{Contribución electrónica (Kerr)}} + \underbrace{f_R h_R(t)}_{\text{Contribución vibracional (Raman)}}$$

(3.8)

El término $T_R(z, T)$ representa el efecto del ruido de la dispersión Raman espontánea, este factor modifica el modelo de manera cuantitativa. Ya que nuestro problema es cualitativo, no es de nuestro interés.

La aparición de un fenómeno no lineal u otro, dependerá de las especificaciones de la fuente de bombeo, principalmente de su potencia pico, de su ancho temporal y de su longitud de onda, así como de las características del medio no lineal, tales como su perfil de dispersión y su susceptibilidad. La expresión de $R(t)$ considera las contribuciones electrónicas rápidas que suceden cuando los pulsos de la fuente son menores a 1 fs, y las contribuciones vibracionales (mayores a 100 fs), $\delta(t)$ es la función Delta de Dirac, función que modela la respuesta instantánea del medio y es responsable de algunos efectos como la automodulación de fase, la modulación cruzada y la mezcla de cuatro ondas (Lehtonen et al. 2005). $h_R(t)$ es la función Raman, con valor típico de 0.18 para fibras de sílice (Agrawal, 2000).

Finalmente, la ecuación 3.3 contempla dos factores, los términos lineales y no lineales. El primero considera la dispersión, la atenuación y los términos de orden superior del desarrollo en serie de la constante de propagación de orden superior, el segundo considera la no linealidad y su dispersión.

Cuando se habla de una fibra óptica, se tienen 3 conceptos importantes que permiten conocer el comportamiento básico de las interacciones: la longitud de la fibra L , la longitud de dispersión L_D y la longitud no lineal L_{NL} . La longitud de dispersión L_D se define como:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.9)$$

donde: T_0 es el ancho temporal inicial del pulso (FDHM, full duration at half maximum) y β_2 es el coeficiente del segundo término del desarrollo en serie alrededor de la frecuencia central ω_0 de la

constante de propagación k_0 y es conocido como la dispersión de la velocidad de grupo (GVD, group velocity dispersion). La longitud no lineal L_{NL} viene dada por:

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (3.10)$$

donde P_0 es la potencia pico inicial del pulso propagante. Según Agrawal, 2000, podemos definir cinco regímenes diferentes de la propagación de un pulso óptico por una fibra óptica:

1. Si: $L \ll L_D$ y $L \ll L_{NL}$, la fibra juega un rol pasivo y el pulso se propaga sin experimentar cambios significativos.
2. Si: $L \ll L_D$ y $L \sim L_{NL}$, la evolución del pulso es gobernada fundamentalmente por el efecto Kerr óptico.
3. Si: $L \ll L_D$ y $L \gg L_{NL}$, predominan los efectos no lineales frente a la dispersión lineal.
4. Si: $L \gg L_D$ y $L \ll L_{NL}$, predomina la dispersión lineal frente a los efectos no lineales.
5. Si: $L \gg L_D$ y $L \gg L_{NL}$, la dispersión lineal y los efectos no lineales actúan juntos.

A continuación se resumen los fenómenos no lineales más relevantes en la generación de SC con pulsos cuasicontinuos. Posteriormente se definen los parámetros importantes de la fibra microestructurada de dispersión decreciente.

3.2. Fenómenos no lineales inelásticos

Los fenómenos no lineales inelásticos, como la dispersión Raman estimulada (SRS) y la dispersión Brillouin estimulada (SBS), son procesos en los que se produce un intercambio de energía entre un pulso de luz y el medio dieléctrico a través de la interacción fotón-fonón.

3.2.1. Dispersión Raman Estimulada (SRS)

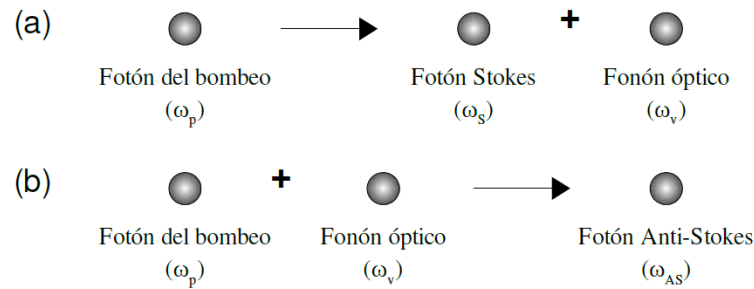


Figura 3.1: Proceso SRS. Generación de un fotón: (a) Stokes y (b) antiStokes. Fuente: Vindas, 2010.

La SRS constituye un proceso no lineal inelástico que involucra la generación de fotones con frecuencias menores (Stokes) y mayores (antiStokes) en relación al pulso incidente. Dicho proceso se describe mediante tres etapas simultáneas: la aniquilación de un fotón proveniente del pulso de bombeo, la excitación o desexcitación de un estado vibracional de la red, y la producción de fotones Stokes o antiStokes. La SRS puede manifestarse de manera espontánea o estimulada, siendo esta última más eficiente en medios con niveles sustanciales de energía. La diferencia fundamental entre la dispersión Raman espontánea y la estimulada radica en la cantidad de fotones que interactúan con el sistema y en su eficacia. En situaciones donde una fibra óptica es excitada con niveles significativos de energía, se observa que la generación de fotones Stokes y antiStokes se lleva a cabo de forma estimulada. (Boyd et al. 2008).

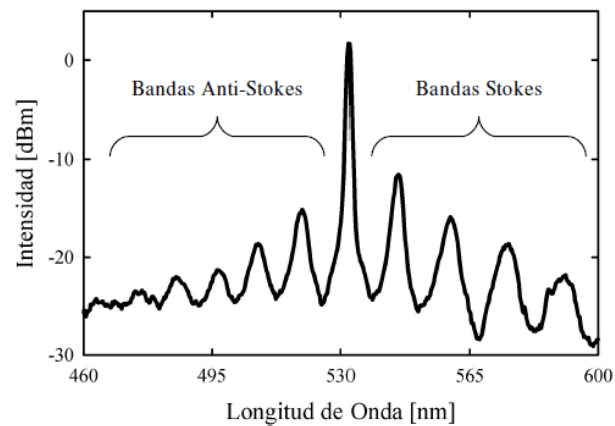


Figura 3.2: Efecto Raman obtenido en un taper microestructurado al inyectar pulsos con una longitud de onda de 532 nm y un ancho temporal de 8.4 ns. Fuente: Vindas, 2010

La SRS exhibe la aparición de dos bandas simétricas en torno a la frecuencia del pulso de bombeo, y cuando la intensidad supera cierto límite, se originan bandas Raman de órdenes superiores. El desplazamiento longitudinal puede calcularse utilizando la siguiente fórmula (Vindas, 2010):

$$\nabla\lambda = \lambda^2 \frac{\Delta v}{c} \quad (3.11)$$

Por ejemplo, en el caso de que la longitud de onda de bombeo de 1064 nm, el espaciamento entre la primera banda SRS y el bombeo es de 49.8 nm (Vindas, 2010).

3.2.2. Dispersión Brillouin Estimulada (SBS)

La dispersión Brillouin constituye otro fenómeno no lineal inelástico que, de manera similar a la dispersión Raman, resulta de la interacción entre fotones y fonones en el medio. La principal diferencia entre ambos radica en el tipo de fonón que participa; en el caso del efecto Raman, se trata de fonones ópticos, mientras que en la dispersión Brillouin, los fonones son de tipo acústico. la Figura 3.3 ofrece una representación visual de algunas diferencias entre SRS y SBS (Boyd et al. 2008).

Es crucial tener en cuenta que las condiciones para que la dispersión Brillouin estimulada (SBS) se manifieste de manera efectiva suelen diferir de las condiciones típicas de experimentos de SC. La eficiencia de la SBS se reduce considerablemente cuando se emplean pulsos de corta duración (Agrawal, 2000).

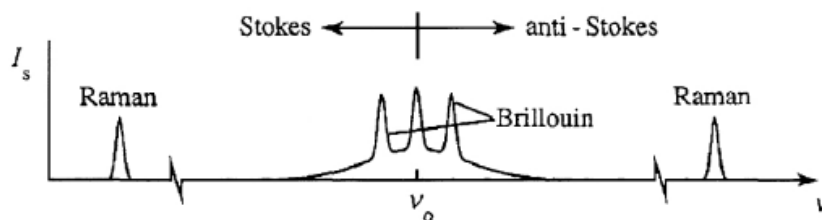


Figura 3.3: Comparación entre SRS y SBS. Fuente: Boyd et al. 2008.

3.3. Fenómenos no lineales elásticos

Los fenómenos elásticos son procesos en los cuales se produce un intercambio de energía directamente entre fotones. Dentro de esta categoría, se pueden distinguir dos géneros distintos en función

del efecto al que están sujetos: los que dependen del efecto Kerr óptico y los procesos paramétricos que requieren una condición de ajuste de fase. (Vindas, 2010).

3.3.1. Fenómenos dependientes del efecto Kerr óptico

Cuando un pulso de alta intensidad atraviesa un material, se revela la naturaleza no lineal del material. En estas circunstancias, el campo electromagnético intenso afecta las propiedades del material, particularmente el índice de refracción, que ahora consiste en dos partes: una lineal y otra no lineal (Agrawal, 2000).

En el caso de los vidrios de sílice, en los que X^2 es nulo, el índice de refracción no lineal depende de la intensidad del campo eléctrico. Esta dependencia es conocida como efecto Kerr óptico, de manera que podemos expresar el índice de refracción mediante la siguiente expresión (Boyd et al. 2008):

$$R(t) = \underbrace{(1 - f_R)\delta(t)}_{\text{Contribución electrónica (Kerr)}} + \underbrace{f_R h_R(t)}_{\text{Contribución vibracional (Raman)}}$$

(3.12)

Los efectos no lineales que se derivan directamente de esta forma del índice de refracción se conocen como automodulación de fase (SPM, self phase modulation) y modulación de fase cruzada (XPM, cross phase modulation).

3.3.1.1. Automodulación de Fase (SPM)

La SPM es un proceso no lineal elástico dependiente del efecto Kerr óptico que produce el ensanchamiento espectral del pulso guiado gracias a un cambio de fase autogenerado por la propia intensidad de su campo (Vindas, 2010).

Cuando un pulso de gran intensidad viaja a través de una fibra óptica, provoca una distorsión inicial en la distribución electrónica (Husakou, 2002). Esta distorsión resulta en una modificación del índice de refracción en el medio por el cual se propaga el pulso, lo que impacta en la velocidad de grupo del pulso. Consecuentemente, las propiedades del pulso experimentan alteraciones a medida que se desplaza a lo largo de la guía, lo que da lugar a cambios en su perfil espectral debido a una variación de fase autoinducida (Frosz, 2007).

La dispersión de fase autoinducida (SPM) es de gran relevancia en la manipulación de pulsos de femtosegundos (fs). No obstante, cuando la duración temporal de los pulsos supera los 30 picosegundos (ps), este fenómeno disminuye en importancia, y otros efectos no lineales como la dispersión Raman estimulada (SRS) y los procesos paramétricos adquieren un papel predominante. Esto lleva a que, en un contexto de señales casi continuas, el ensanchamiento inicial no sea principalmente regulado por la SPM (Genty et al. 2004).

Si evaluamos un pulso óptico con un perfil de intensidad $I(t)$ y una frecuencia central ω_0 que se propaga a través de una fibra óptica de longitud L , los efectos de la SPM ocasionan un cambio en su frecuencia instantánea a lo largo del tiempo, expresado como (Coen et al. 2002):

$$\Delta\omega(t) = -\omega_0 \frac{n_2 L}{c} \frac{\partial I(t)}{\partial t} \quad (3.13)$$

Para que la contribución de la SPM a la generación de SC sea relevante, el desplazamiento en frecuencia máximo debería ser comparable con la frecuencia central del pulso. Según Vindas, 2010, es necesario que el pulso sea muy corto (10-100 fs) e intenso (>10 MW), situación indiferente para nuestro caso.

3.3.1.2. Modulación de Fase Cruzada (XPM)

La XPM es un proceso no lineal elástico relacionado con el efecto Kerr óptico y explica las alteraciones en la propagación de un pulso causadas por una segunda onda electromagnética. A diferencia de la SPM, la XPM se distingue por la fuente del campo inductor de cambio de índice. En la SPM, el pulso mismo provoca el cambio de índice, mientras que en la XPM, el cambio de índice resulta de la presencia del segundo campo (Vindas, 2010).

Cuando dos pulsos intensos de diferente frecuencia se propagan simultáneamente en una fibra óptica, el índice de refracción del medio se modifica debido a la presencia de ambos campos. Esto da lugar a un cambio de fase total en cada uno de los pulsos, que tiene dos componentes: uno generado por la propagación del propio pulso (SPM) y otro causado por la influencia de la otra onda (XPM) (Genty et al. 2004):

$$\Phi_{NL}^T = \Phi_{NL}^{SPM} + \Phi_{NL}^{XPM} = \frac{2\pi L}{\gamma_i} n_2 (|A_i| + 2|A_j|) \quad (3.14)$$

Donde λ_i y A_i corresponden, respectivamente, a la longitud de onda y a la intensidad del primer campo, y A_j a la intensidad del campo copropagante (Agrawal, 2000).

En este apartado se limita la XPM es es responsable del ensanchamiento espectral asimétrico de pulsos ópticos copropagantes, lo que produce un efecto de “suavizado” en los espectros de SC (Coen et al. 2002).

3.3.2. Procesos Paramétricos

Los procesos paramétricos son fenómenos no lineales de tipo elástico que se basan en la interacción de múltiples ondas ópticas, involucrando la modulación de un parámetro del medio y respondiendo a condiciones específicas de ajuste de fase. Estos procesos se dividen en dos categorías según la susceptibilidad que los origina: aquellos que dependen de la susceptibilidad de tercer orden, como la mezcla de cuatro ondas (FWM) y la generación de tercera armónica (THG), y aquellos que dependen de la susceptibilidad de segundo orden, como la generación de segunda armónica (SHG), la suma y resta de frecuencias (SFG/DFG) y la oscilación óptica paramétrica.

Los procesos de segundo orden y la oscilación óptica paramétrica no serán abordados debido a la necesidad de una cavidad óptica y su falta de relevancia en la generación de SC. Los demás fenómenos se explicarán en las próximas tres secciones.

3.3.2.1. Mezcla de Cuatro Ondas (FWM)

La FWM (mezcla de cuatro ondas no degenerada) es un proceso paramétrico en el que se aniquilan fotones de una o más ondas para generar nuevos fotones de diferentes frecuencias, sujeto a condiciones específicas de ajuste de fase. La Figura 3.4 ilustra el proceso de FWM, mostrando dos casos posibles: (a) el no degenerado (NDFWM), en el cual dos fotones de frecuencia diferente se aniquilan para dar origen a dos nuevos fotones, y (b) el degenerado (DFWM), en el que dos fotones de la misma frecuencia se aniquilan para producir dos nuevos fotones, uno de frecuencia menor (Stokes) y otro de frecuencia mayor (antiStokes) que la del fotón original. En general, el segundo proceso es mucho más eficiente que el primero. (Agrawal, 2000).

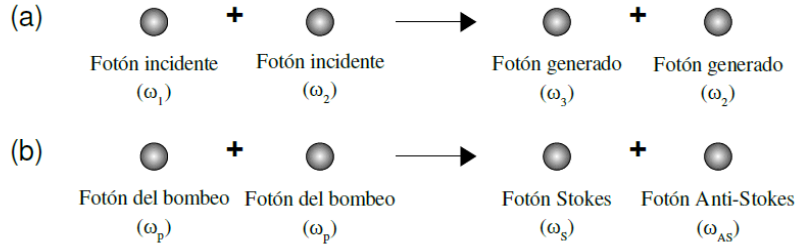


Figura 3.4: Procesos de FWM: (a) proceso no degenerado (NDFWM) y (b) proceso degenerado (DFWM). Fuente: Vindas, 2010.

En las etapas iniciales de la generación de SC con bajas potencias de bombeo, la contribución del DFWM es más significativa que la del NDFWM. Por lo tanto, las explicaciones que se presentan a continuación se enfocarán en este tipo de FWM.

Desde una perspectiva general, este fenómeno se puede analizar utilizando la ecuación 3.4 y teniendo en cuenta la propagación de un haz cuasicontinuo, omitiendo algunos efectos relacionados con los órdenes superiores (Frosz, 2007). De acuerdo con esto, la siguiente ecuación diferencial permite un estudio riguroso del fenómeno de DFWM:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k \bar{\beta}_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial T^k} + i\gamma \left[A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right] \quad (3.15)$$

Sin embargo, podemos realizar un análisis más simple teniendo en cuenta que en este tipo de procesos se han de cumplir dos condiciones fundamentales: la conservación de la energía y la conservación del momento (Agrawal, 2000).

La conservación de la energía implica que el proceso de FWM debe satisfacer que:

$$2\omega_p = \omega_s + \omega_{AS} \quad (3.16)$$

donde ω_p , ω_s y ω_{AS} son las frecuencias angulares del fotón del bombeo, del fotón Stokes generado y del fotón antiStokes generado, respectivamente. Que escrita en términos de sus longitudes de onda sería:

$$\frac{2}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_{AS}} \quad (3.17)$$

de esta forma, la relación de la ecuación 3.17 establece una dependencia $\lambda_s=f(\lambda_{AS})$, una vez definida la longitud de onda de bombeo (λ_p).

Por otra parte, la conservación del momento implica que los vectores de onda de las cuatro ondas están relacionados. Si definimos el momento no lineal k como:

$$k = +2\gamma P_p \quad (3.18)$$

donde, $\Delta k = k_s + k_{AS} - 2k_p$, y P_p es la potencia de bombeo, la conservación del momento establece la condición óptima cuando el momento no lineal es nulo ($k = 0$).

Es factible realizar una estimación simplificada de la ganancia del proceso, omitiendo las contribuciones de SPM y XPM, y suponiendo que la intensidad del bombeo se mantiene constante durante la generación de las bandas Stokes y antiStokes en el proceso de FWM. Bajo estas condiciones, la ganancia se puede calcular utilizando la siguiente expresión (Agrawal, 2000):

$$g = \sqrt{(\gamma P_p)^2 - (k/2)^2} \quad (3.19)$$

que alcanza un valor máximo cuando $k=0$.

La Figura 3.5 ilustra un ejemplo del proceso DFWM en un cilindro dieléctrico de $5 \mu\text{m}$ de diámetro, con el bombeo excitando el modo fundamental HE₁₁.

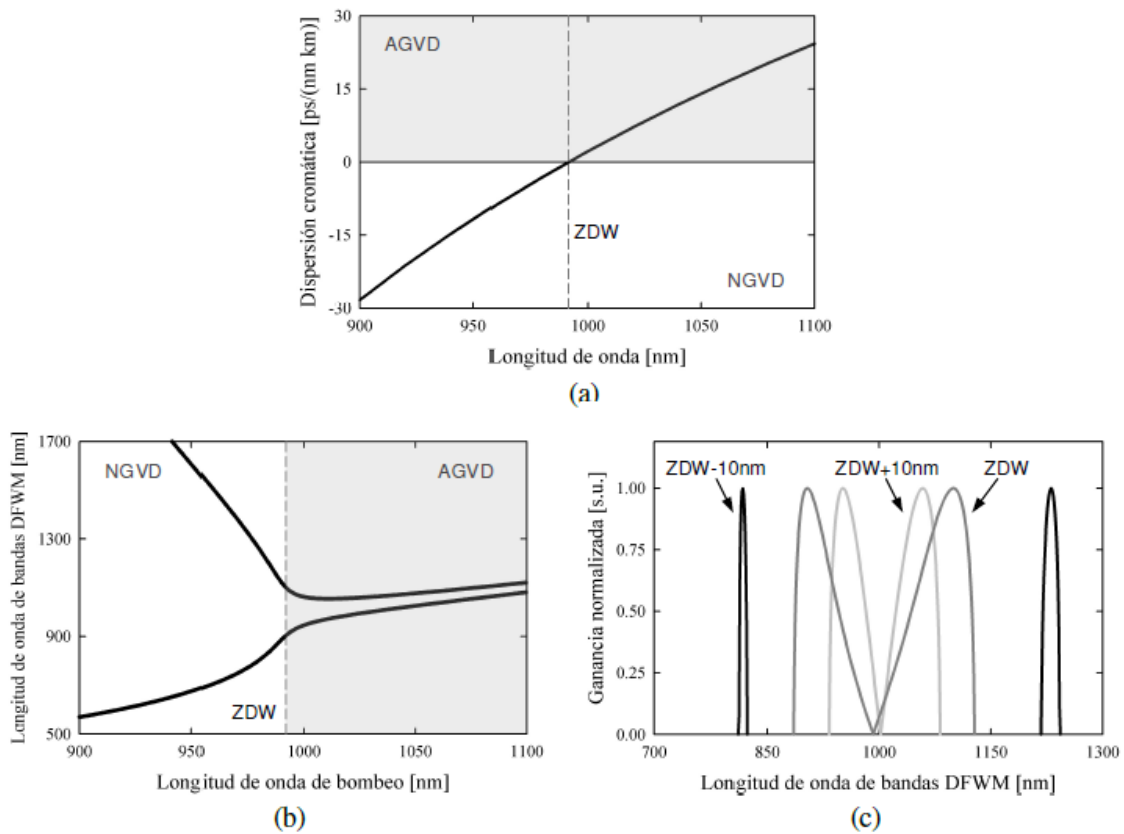


Figura 3.5: Procesos de FWM: (a) proceso no degenerado (NDFWM) y (b) proceso degenerado (DFWM). Fuente: Vindas, 2010.

La Figura 3.5(a) muestra la curva de dispersión del cilindro dieléctrico. De acuerdo con esta curva, la longitud de onda de cero dispersión (ZDW) del cilindro es de 992 nm. La Figura 3.5(b) presenta las longitudes de onda de las bandas paramétricas de Stokes y antiStokes en función de la longitud de onda de bombeo. Estas curvas se derivan al cumplir las condiciones de conservación de energía y momento. Finalmente, en la Figura 3.5(c), se muestran las curvas de ganancia de las diferentes bandas en función de tres diferentes longitudes de onda de bombeo: cuando está 10 nm por debajo de la ZDW, cuando coincide con la ZDW y cuando está 10 nm por encima de la ZDW.

Cuando la longitud de onda del bombeo coincide con la ZDW, se observan dos bandas muy anchas. A medida que la longitud de onda del bombeo se aleja de la ZDW, las bandas se estrechan. Cuanto más alejadas estén las bandas DFWM de la ZDW, más estrechas serán. Es importante destacar que

desde una perspectiva experimental, observar estas bandas estrechas y distantes de la longitud de onda de bombeo es un desafío, ya que la ganancia de estas bandas es altamente sensible a pequeñas fluctuaciones en la geometría a lo largo de la fibra, lo que resulta en una reducción significativa de la ganancia (Hilligsøe et al. 2004).

Las curvas de dispersión del modo fundamental y las gráficas de DFWM varían según la geometría de la fibra. En particular, las longitudes de onda de dispersión nula se desplazan, de modo que, dada una longitud de onda de bombeo, son las dimensiones de la fibra las que condicionan el proceso de DFWM. Es importante destacar que el fenómeno que da origen a las bandas interiores cuando la dispersión de la fibra es anómala respecto a la longitud de onda de bombeo a veces se conoce como inestabilidad de modulación (MI), que se refiere a la manifestación temporal de este fenómeno (Hilligsøe et al. 2004).

En el contexto de las fibras ópticas, la inestabilidad de modulación se refiere al proceso en el cual un haz continuo o cuasicontinuo se descompone en un tren periódico de pulsos temporales ultracortos. Esta descomposición es el resultado de la interacción entre efectos no lineales y dispersivos y suele iniciarse, en su mayoría, debido a la acción de la SPM o, simplemente, a partir de un fondo de ruido (Agrawal, 2000).

Desde una perspectiva unificada, la MI corresponde a la manifestación temporal de la FWM cuando la dispersión de la guía es anómala a la longitud de onda del bombeo [289]. De esta manera, la manifestación espectral de MI consiste en la generación de las dos bandas, Stokes y antiStokes, antes comentadas.

La posición espectral y la ganancia máxima de estas bandas pueden ser descritas, de forma simplificada, según Agrawal, 2000:

$$\Omega_{max} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}} \quad (3.20)$$

y

$$g_{max} = 2\gamma P_0 \quad (3.21)$$

donde Ω_{max} es la separación en frecuencia del centro de las bandas laterales respecto del bombeo, y g_{max} es la ganancia máxima.

Para concluir esta sección, es importante mencionar que en condiciones de dispersión cercana a cero, existe la posibilidad de que se cumpla la condición de ajuste de fase entre la señal de bombeo y las componentes Raman de Stokes y antiStokes, permitiendo que estas tres ondas se acoplen mediante un proceso de FWM no degenerado (Husakou, 2002).

Como resultado de este acoplamiento, las amplitudes de las bandas Raman pueden ser alteradas, y en particular, la amplitud de la banda antiStokes puede aumentar significativamente (Agrawal, 2000).

Además, se ha demostrado que el acoplamiento entre estas tres señales puede ocurrir incluso cuando no se cumple la condición de ajuste de fase entre ellas (Nikolov et al. 2003).

3.4. Solitones ópticos y su dinámica

Los solitones ópticos son un fenómeno no lineal particular que resulta de la interacción entre efectos dispersivos y no lineales. Se refieren a paquetes de ondas especiales que pueden propagarse largas distancias sin distorsión (Kivshar y Agrawal, 2003).

La presencia de solitones y su dinámica desempeñan un papel crucial en la formación del espectro de Supercontinuo (SC), tanto cuando se utilizan señales de bombeo de pulsos ultracortos como con bombeos cuasicontinuos (Dudley et al. 2008).

Anteriormente, se observó cómo un pulso cambia al propagarse debido a la Modulación de Fase Autoinducida (SPM). Se notó que, en condiciones de dispersión nula, el borde delantero del pulso se desplaza hacia el rojo, mientras que el borde trasero se mueve hacia el azul. Esta dinámica cambia en función de la dispersión. Cuando la dispersión es normal (NGVD), este efecto se acentúa, resultando en un ensanchamiento espectral. Sin embargo, si la dispersión es anómala (AGVD), las componentes rojas se retrasan mientras que las azules se aceleran, lo que permite un equilibrio entre los efectos dispersivos y la SPM, llevando al pulso a una condición de solitón. En este sentido, la SPM actúa

como un agente que retarda el ensanchamiento, siempre y cuando el pulso se propague en un régimen de dispersión anómala (Vindas, 2010).

3.4.1. Solitones fundamentales y de orden superior

Si de la ecuación 3.4 eliminamos de ella todas las contribuciones que no están relacionadas con la GVD y la SPM, esta ecuación se reduce a (Agrawal, 2000):

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\bar{\beta}_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i\gamma A |A^2| \quad (3.22)$$

Para los solitones, existe un parámetro N que determina cuál efecto es dominante, ya sea la dispersión o la modulación de fase autoinducida (SPM), y qué tipo de solitón se forma. Cuando $N \ll 1$, la dispersión domina; cuando $N \gg 1$, la SPM lo hace. En casos donde N sea aproximadamente 1, tanto la dispersión de grupo (GVD) como la SPM tienen un papel relevante en la evolución del pulso (Vindas, 2010).

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = \sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}} \quad (3.23)$$

Es crucial destacar la sensibilidad de los solitones de orden superior en relación con el ancho temporal del pulso de entrada. A medida que aumenta T_0 , no solo se incrementa el orden del solitón y, por lo tanto, la complejidad de sus variaciones, sino que también aumenta significativamente su período. Esto significa que, aunque la complejidad del pulso puede volverse evidente, el aumento del período suele estar limitado por la longitud de la fibra utilizada en el experimento. Por lo tanto, la dinámica temporal y espectral que experimenta el pulso en las primeras secciones de la fibra será más pronunciada cuando se trabajan con pulsos muy cortos en comparación con pulsos cuasicontínuos. Esta particularidad es relevante al considerar los mecanismos que generan supercontinuo en una fibra óptica (Agrawal, 2000).

Adicionalmente, es fundamental destacar que los solitones de orden superior son menos estables que los solitones fundamentales frente a perturbaciones externas, como variaciones en la estructura del medio. Estos solitones tienden a ser más afectados por componentes de dispersión de orden superior y por el efecto Raman. En la práctica, los solitones de orden superior pueden transformarse en solitones fundamentales de varias frecuencias, lo que proporciona un mecanismo importante para la generación

de componentes espectrales distintas a las del bombeo. Dado que la propagación de solitones es una de las contribuciones más significativas en los procesos de generación de supercontinuo, a continuación se destacan sus propiedades más relevantes (Kivshar y Agrawal, 2003):

1. Para que se presente la dinámica de los solitones, es necesario que el pulso involucrado se propague en una región de dispersión anómala, donde la dispersión de grupo (GVD) es positiva ($GVD > 0$).
2. Un solitón de orden superior se forma mediante la superposición de N solitones fundamentales que viajan a la misma velocidad.
3. La energía de un solitón de orden superior es igual a la suma de la energía de cada solitón individual que lo compone.
4. Dado que no existe ningún mecanismo energético que obligue a los constituyentes fundamentales de un solitón superior a permanecer juntos, pequeñas perturbaciones pueden provocar la fisión de dichos constituyentes.

3.4.2. Dinámica de solitones

Hasta ahora, se ha presentado el concepto de solitón y se ha descrito su evolución básica en un medio influenciado únicamente por la dispersión de segundo orden y la modulación de fase autoinducida (SPM). No obstante, cuando los pulsos son cortos, típicamente con $T_0 < 5ps$, los efectos de orden superior, como el auto-inclinamiento (*self-steepening*) y la dispersión Raman intrapulso, adquieren una mayor relevancia (Agrawal, 2000).

Estos fenómenos no serán abordados en esta tesis ya que se utilizan pulsos del rango de los 750 ps, donde estos efectos no aportan a la dinámica de SC.

El comportamiento de los solitones se puede clasificar en tres categorías principales:

1. Desplazamiento en frecuencia de solitones fundamentales (*Soliton Self Frequency Shift*, SSFS): En este fenómeno, los solitones fundamentales experimentan un cambio en su frecuencia central a medida que se propagan debido a efectos no lineales. Esto puede resultar en un desplazamiento de la longitud de onda hacia valores más altos o más bajos en el espectro.

2. Fisión de solitones de orden superior: Los solitones de orden superior, que son la superposición de varios solitones fundamentales, pueden dividirse en solitones más pequeños debido a perturbaciones o efectos no lineales. Esta división conlleva a la formación de solitones fundamentales.
3. Formación de ondas dispersivas: Los solitones pueden experimentar efectos dispersivos que dan lugar a la generación de ondas dispersivas a medida que se propagan. Estas ondas dispersivas pueden ser un componente importante en la formación del espectro de Supercontinuo.

3.4.2.1. Desplazamiento en frecuencia de solitones fundamentales (SSFS)

El fenómeno del desplazamiento en frecuencia de los solitones fundamentales es uno de los efectos más significativos que influyen en la dinámica pasiva de estos solitones. En esencia, el SSFS desplaza el pulso tanto temporal como espectralmente hacia longitudes de onda más largas. Este fenómeno se debe a la respuesta Raman del medio y se incluye matemáticamente a través de la dispersión Raman intrapulso, representada por τ_R (Lee et al. 2008).

Desde una perspectiva física, el desplazamiento hacia el rojo se puede entender en términos de la dispersión Raman estimulada. Para pulsos con anchos temporales de 1 ps o menos, el ancho espectral del pulso es lo suficientemente amplio para que la ganancia Raman pueda amplificar las componentes de baja frecuencia (denominadas "*rojas*"), mientras que las componentes de alta frecuencia ("*azules*") actúan como el bombeo. Este proceso continúa a lo largo de la fibra, lo que resulta en una transferencia continua de energía desde las componentes azules hacia las rojas, logrando que el pulso completo se desplace tanto en el dominio espectral como en el temporal a lo largo del medio (Agrawal, 2000).

Debido a la relevancia del efecto Raman en esta dinámica, es común referirse a los solitones desplazados como "*Solitones Raman*" los cuales pueden ser observados de una forma eficiente tanto en fibras ópticas como en el trabajo de Mollenauer y Smith, 1988 como en microestructuradas en el trabajo de Druon et al. 2003.

3.4.2.2. Fisión de solitones de orden superior

Los solitones de orden superior son más susceptibles a la inestabilidad frente a perturbaciones externas, y dos de las perturbaciones significativas son las componentes de dispersión de orden superior y la dispersión Raman. Estos efectos pueden llevar a la fisión de un solitón de orden superior,

dividiéndolo en sus componentes fundamentales (Dudley et al. 2006).

El efecto dominante entre estos dos dependerá principalmente del ancho temporal del pulso. La dispersión Raman tiende a ser dominante para pulsos con anchos temporales mayores a 200 fs. Los efectos dispersivos son más significativos para pulsos con anchos temporales menores a 20 fs. En pulsos con anchos temporales comprendidos entre estos dos valores, tanto la dispersión Raman como los efectos dispersivos pueden desempeñar un papel importante (Dudley et al. 2006).

3.4.2.3. Formación de ondas dispersivas (DW)

Hasta este punto, se han explicado las dos primeras fases de una dinámica completa de solitones: la fisión de un solitón de orden superior en sus componentes fundamentales y el posterior desplazamiento en frecuencia y tiempo que experimentan. La tercera y última fase implica la formación de ondas dispersivas o radiación no solitónica. Este fenómeno ocurre debido a la liberación de energía por parte de los solitones fundamentales en respuesta a perturbaciones de orden superior, como la dispersión de tercer orden. Esto les permite mantener su condición de solitón fundamental ($N = 1$) (Austin et al. 2006).

Cuando un solitón fundamental, resultado de la fisión, comienza a desplazarse debido a la SSFS, se enfrenta a variaciones locales en el valor de β_2 . Como resultado, su ancho temporal y potencia pico se ajustan para mantener su identidad como solitón fundamental ($N = 1$). Además, la presencia de la dispersión de orden superior puede llevar a la transferencia de energía del solitón hacia una banda estrecha en la región de dispersión normal, generando así el desarrollo de una onda dispersiva adicional de baja amplitud (Wai et al. 1986).

La posición espectral de esta resonancia se puede obtener a través de argumento del ajuste de fase, los cuales involucran el uso de las fases del solitón y de la onda dispersiva generada (Akhmediev y Karlsson, 1995).

De esta manera, para un solitón de potencia P_S y frecuencia ω_S , la onda dispersiva se genera a una frecuencia ω_{DW} , que cumple la relación definida por:

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = \sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}} \quad (3.24)$$

donde $v_{g,S}$ es la velocidad de grupo del solitón a la frecuencia ω_S (Vindas, 2010). Sin embargo, dado que los solitones y las ondas dispersivas se propagan a la misma velocidad de grupo, una manera sencilla de predecir la frecuencia a la que se emiten las ondas dispersivas es mediante la variación del índice de grupo de la fibra óptica en función de la longitud de onda (Gorbach et al. 2006).

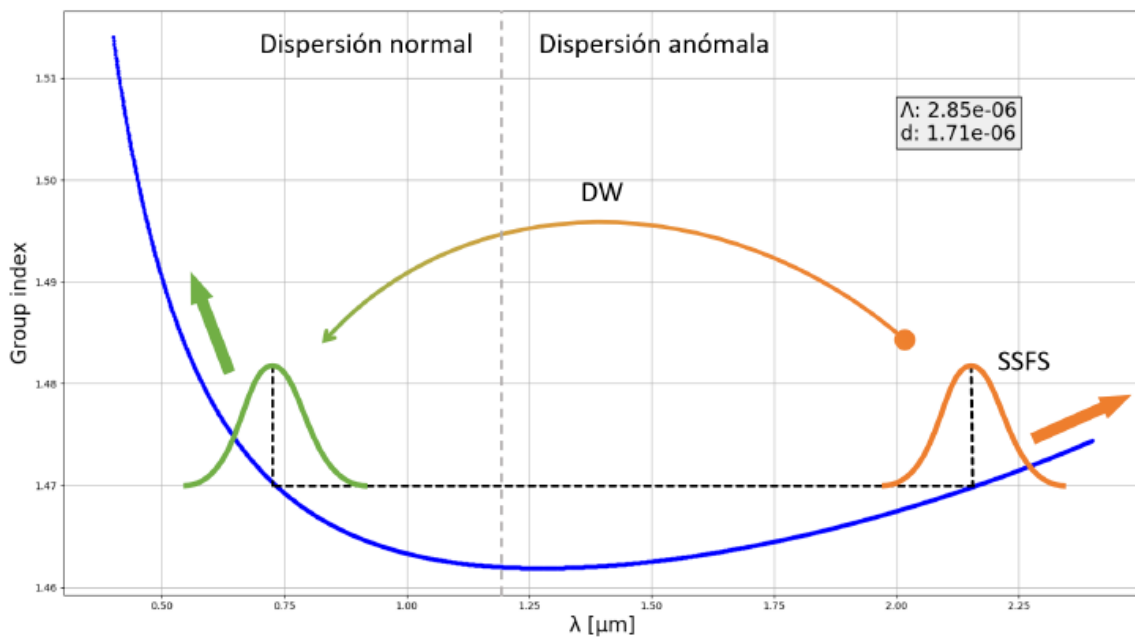


Figura 3.6: Índice de grupo del modo fundamental guiado para una fibra MSF con una distancia entre agujeros de $2.85 \mu\text{m}$ y diámetro de agujeros de $1.71 \mu\text{m}$. Se ilustra el proceso de formación de ondas dispersivas. Fuente: Sánchez, 2019.

La Figura 3.6 muestra el índice de grupo del modo fundamental para una fibra donde la distancia entre agujeros de $2.85 \mu\text{m}$ y diámetro de agujeros de $1.71 \mu\text{m}$. En este caso, la curva tiene forma de U asimétrica, en la que el módulo de la pendiente a longitudes de onda menores que la ZDW es mayor que a longitudes de onda mayores. Dada la frecuencia del solitón, la frecuencia a la que se emite la onda dispersiva será aquella que, en la región de dispersión normal, tenga el mismo índice de grupo que el solitón. En el ejemplo mostrado en la Figura 3.6, si el solitón se desplaza en frecuencia hacia el “rojo” por la interacción con el efecto Raman (SSFS), la onda dispersiva correspondiente se desplazará hacia el “azul” siguiendo el perfil del índice de grupo (Vindas, 2010).

3.5. Fenomenología según la dispersión de la fibra y el ancho temporal de la señal bombeo

En términos generales, la ocurrencia de un fenómeno no lineal u otro dependerá de las propiedades de la fuente de bombeo y las características del medio. Clasificar estos efectos según la región de dispersión en la que pueden generarse eficientemente puede ser muy útil para identificar estos fenómenos en experimentos de generación de supercontinuo. La Tabla 3.1 muestra esta clasificación (Agrawal, 2000).

Tabla 3.1: Clasificación de efectos no lineales según la zona de dispersión en la que se generan. Fuente: Vindas, 2010.

Dispersión	Fenómeno no lineal
Normal	Dispersión Raman estimulada (SRS) Dispersión Brillouin estimulada (SBS) Automodulación de fase (SPM) Modulación de fase cruzada (XPM) Mezcla de cuatro ondas (FWM) Generación de armónicas (SHG/THG) Suma y resta de frecuencias (SFG/DFG) Ondas dispersivas
Anómala	Todos los efectos anteriores más Solitones Fisión de solitones de orden superior Desplazamiento de frecuencia de solitones fundamentales (SSFS)

Es igualmente relevante clasificar los fenómenos no lineales de acuerdo con el ancho temporal de los pulsos que los generan. Esto nos permite identificar los mecanismos que impulsan la generación inicial del Supercontinuo de manera más efectiva y comprender mejor cómo se desarrollan en función de las características temporales de la fuente de bombeo y así, predecir el comportamiento del SC generado en sub-nanosegundos. La Tabla 3.2 muestra esta clasificación (Agrawal, 2000).

De esta manera, los fenómenos no lineales más relevantes que desencadenan la generación de Supercontinuo son la Dispersión Raman Estimulada (SRS) y la Mezcla de Cuatro Ondas (FWM) (Dudley et al. 2002).

A medida que estos fenómenos, especialmente la FWM, se desarrollan durante la propagación del

Tabla 3.2: Clasificación de efectos no lineales según el ancho temporal del pulso que los genera. Fuente: Vindas, 2010.

Ancho temporal o	Fenómeno no lineal predominante
Señal continua (CW) o cuasicontinua (>10 ps)	Dispersión Raman estimulada (SRS) Mezcla de cuatro ondas (FWM)
Pulsos cortos (110 ps) o ultracortos (<1 ps)	Automodulación de fase (SPM) Modulación de fase cruzada (XPM) Solitones y su dinámica

pulso en la fibra, generan variaciones temporales rápidas en la señal óptica, lo que permite la formación de solitones y sus efectos asociados (Gorbach et al. 2006).

En consecuencia, los solitones y los procesos relacionados con su dinámica provocarán tanto el ensanchamiento espectral del haz de bombeo hacia el rojo debido a SSFS, como hacia el azul debido a la formación de ondas dispersivas (DW). Además, el espectro completo tiende a suavizarse debido a la acción de la Mezcla de Fases Cruzadas (XPM) (Coen et al. 2002).

Desde una perspectiva general, la dinámica de solitones desempeña un papel fundamental en el ensanchamiento espectral, siendo mucho más eficiente con pulsos largos que con pulsos cortos (Husakou, 2002).

En lo que respecta a los demás fenómenos no lineales no mencionados, las condiciones experimentales no favorecen su generación. En la práctica, la generación de tercera armónica es relativamente ineficiente en fibras ópticas, debido a su estricta condición de ajuste de fase. Además, la simetría molecular del sílice en las fibras ópticas hace que los efectos derivados de la susceptibilidad de segundo orden sean insignificantes (Genty et al. 2004).

3.6. Parámetros importantes de las fibras ópticas microestructuradas de dispersión decreciente

Como se ha definido antes, las fibras ópticas microestructuradas (MSF) son un tipo de fibra. que contienen una estructura microscópica en su interior, consiste en una distribución de agujeros de aire alrededor del núcleo. Estas fibras han demostrado un gran potencial para generar efectos no lineales.

Algunos otros parámetros importantes para comprender la dinámica de una MSF son: índice del material, tamaño de los agujeros, separación entre agujeros, área efectiva. Estos parámetros son fundamentales para comprender la generación de efectos no lineales en las fibras ópticas microestructuradas.

3.6.1. Modos propios y área efectiva

Los modos propios se refieren a los modos o soluciones específicos que puede admitir una guía de ondas o un sistema óptico. En el contexto de las fibras ópticas, estos modos describen las diferentes formas en que la luz puede propagarse a través de la fibra. Los modos propios más comunes en las fibras ópticas son el modo fundamental (HE₁₁) y los modos de orden superior (HE₁₂, HE₂₁, etc.). Cada modo propio tiene un patrón específico de distribución del campo electromagnético y un conjunto único de propiedades, como el diámetro del campo modal y la apertura numérica (Mortensen, 2002).

El área efectiva, en el contexto de las fibras ópticas, es una medida del área transversal a través de la cual la potencia óptica se transmite de manera efectiva en un modo propio específico. El área efectiva asociada con modo propio de orden n esta dado por (Agrawal, 2000):

$$A_{eff,n}(\lambda) = \frac{[\int dr_{\perp} I_n(r_{\perp})]^2}{\int dr_{\perp} I_n^2(r_{\perp})} \quad (3.25)$$

donde $I_n(r_{\perp})$ es la distribución de intensidad. Si el modo es gaussiano, el área efectiva se relaciona con el diámetro del campo modal ω por:

$$A_{eff,n}(\lambda) = \pi\omega^2 \quad (3.26)$$

Anteriormente, se había mencionado la relación del coeficiente no lineal con el área efectiva, sin embargo, vale la pena recalcarlo con la siguiente expresión, tanto en frecuencia angular como longitud de onda.

$$\gamma = \frac{n_2\omega}{cA_{eff}} = \frac{n_22\pi}{\lambda A_{eff}} \quad (3.27)$$

Otro parámetro que será de interés en este trabajo y que se relaciona con el área efectiva es la apertura numérica. La cual si el haz es gaussiano, se puede definir como (Mortensen et al. 2002):

$$NA = \sin(\theta) \simeq \left(\frac{1 + \pi A_{eff}}{\lambda^2}\right)^{-1/2} \quad (3.28)$$

Una vez estudiado las bases teóricas acerca de los fenómenos no lineales y los parámetros importantes de la fibra óptica microestructurada, se procede en el siguiente capítulo a caracterizar los elementos propuestos en el sistema.

Capítulo 4

Caracterización de los Componentes Principales

Sin duda, comprender las características de los componentes que constituyen un láser supercontinuo es fundamental para entender los fenómenos no lineales que tienen lugar durante su generación. Esta comprensión facilita el establecimiento de una relación directa entre el espectro de salida y los parámetros del sistema, lo que es esencial para el diseño, control y optimización de la generación de supercontinuo y su aplicabilidad en diversas aplicaciones. La investigación detallada de los láseres de bombeo, las fibras ópticas microestructuradas y otros componentes clave proporciona la base necesaria para aprovechar al máximo la generación de supercontinuo en diversas aplicaciones, como la espectroscopia, la metrología y las comunicaciones ópticas.

La Figura 4.1 muestra el diagrama de bloques que muestra el proceso de generación de SC consta de dos elementos principales: el láser de bombeo y el medio no lineal. El láser de bombeo se encarga de excitar el medio no lineal, donde tienen lugar los fenómenos no lineales. Cuando la potencia alcanza cierto nivel, se obtiene un espectro amplio en la salida de la fibra.

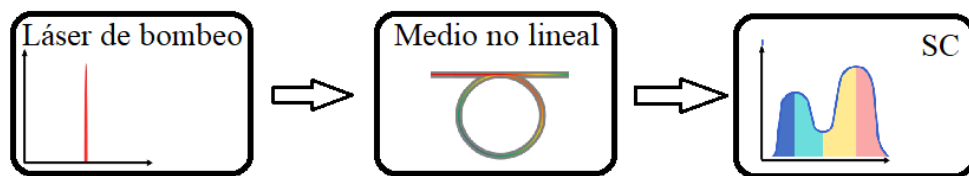


Figura 4.1: Diagrama de bloques para la generación de supercontinuo. Fuente: Elaboración propia.

Efectivamente, el espectro generado durante el proceso de supercontinuo puede exhibir diversas distribuciones espectrales, y estas distribuciones dependen de los fenómenos no lineales involucrados en

la interacción entre la fuente de bombeo y el medio no lineal. Los fenómenos no lineales, a su vez, están influenciados por las características espectrales, temporales y de potencia de la fuente de bombeo, así como por los parámetros del medio no lineal, como la dispersión en función de la longitud de onda, el coeficiente no lineal y el índice de grupo. La comprensión y el control de estos factores son esenciales para optimizar la generación de supercontinuo y adaptarla a aplicaciones específicas.

La caracterización detallada de los elementos que componen el sistema de generación de supercontinuo es crucial para comprender y analizar su dinámica. Esta comprensión permitirá optimizar el proceso y adaptarlo a las necesidades específicas de las aplicaciones. El estudio del láser de bombeo y del medio no lineal a través de mediciones experimentales y simulaciones proporcionará información valiosa para el diseño y control de la generación de supercontinuo en fibras ópticas microestructuradas con dispersión decreciente.

4.1. Láser de bombeo

La elección de un láser de bombeo pulsado de Nd:YAG con una longitud de onda de emisión de 1064 nm y pulsos de duración inferior a los nanosegundos parece ser adecuada para la generación de supercontinuo en fibras ópticas microestructuradas. La longitud de onda de emisión ligeramente por encima de la longitud de onda de dispersión nula del inicio de la fibra es acertada para operar en el régimen de dispersión anómala, que es beneficioso para el ensanchamiento del pulso. Además, trabajar en un régimen cuasi-continuo es ventajoso para generar espectros amplios y continuos. La caracterización detallada de esta fuente de bombeo proporcionará información esencial para el diseño y control del proceso de generación de supercontinuo.



Figura 4.2: Láser modelo SNP-300-100 de la marca Teem Photonics.

El láser modelo SNP-300-100 de la serie Microchip de Teem Photonics (Figura 4.2) parece ser una elección adecuada para la generación de supercontinuo en fibras ópticas microestructuradas. Su alta potencia pico es beneficiosa para desencadenar los fenómenos no lineales requeridos para la generación de supercontinuo. Sin embargo, es importante tener en cuenta que su baja potencia promedio en el régimen cuasi-continuo limitará la potencia óptica promedio disponible para el proceso de generación. Esto puede influir en el espectro final del supercontinuo y su aplicabilidad en aplicaciones específicas. El láser que se adquirió es con salida en fibra óptica monomodo de polarización mantenida, la fibra óptica es modelo PM980. Este es un tema a considerar más adelante, ya que los valores ofrecidos por el fabricante son con salida del haz al aire.

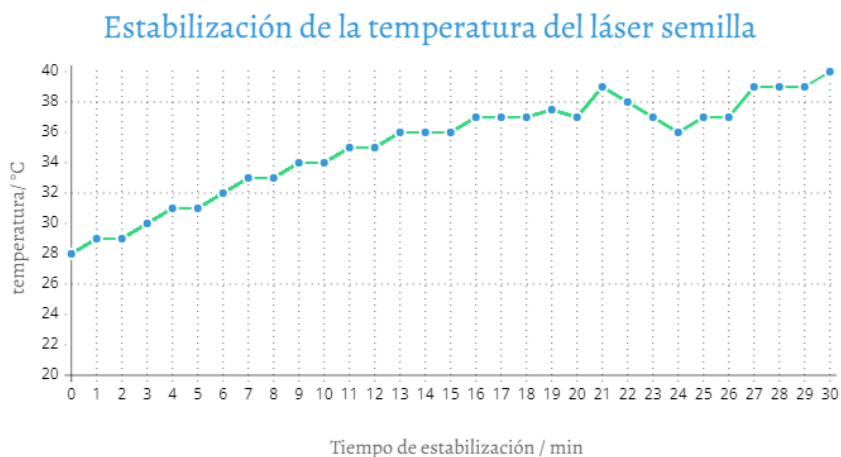
Se resumen a continuación las características relevantes del láser de bombeo ofrecidos por el fabricante, los cuales servirán para validar las mediciones realizadas.

- Estabilidad de potencia al inicio menor al 1 %.
- Emisión a 1064 nm.
- Potencia promedio mayor a 300 mW.
- Potencia pico mayor a 13 KW.
- Refrigerado por Aire.
- Energía por pulsos menor a 10 μ J.
- Velocidad de repetición mayor a 29 KHz.

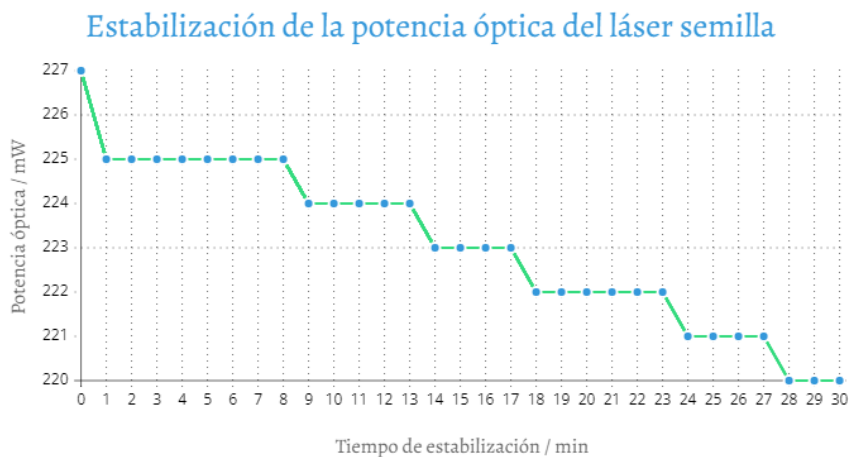
- Duración del pulso menor a 750 ps.
- Polarización lineal.

4.1.1. Mediciones experimentales con el láser de bombeo

Antes de realizar cualquier medición, se debe asegurar la estabilidad del láser. Iniciando con la estabilidad de potencia en función de la temperatura, se realiza una prueba con el láser encendido y únicamente con ventilación natural (no forzada) por 30 minutos. En la Figura 4.3, se observa la temperatura en grados Celcius en función del tiempo y la potencia promedio en mW en función del tiempo. La primera medición se realizó tomando medidas de temperatura en la superficie disipadora del láser cada minuto, con un termómetro infrarrojo. La medición de potencia se realizó con el medidor PM100USB de Thorlabs tomando medidas cada minuto.



(a)

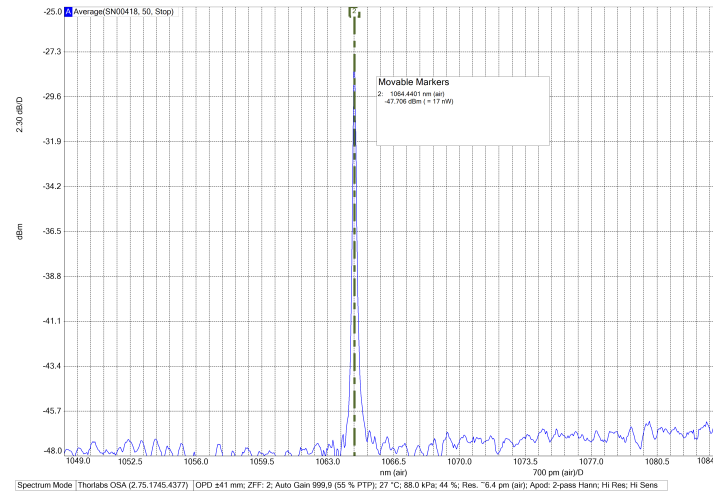


(b)

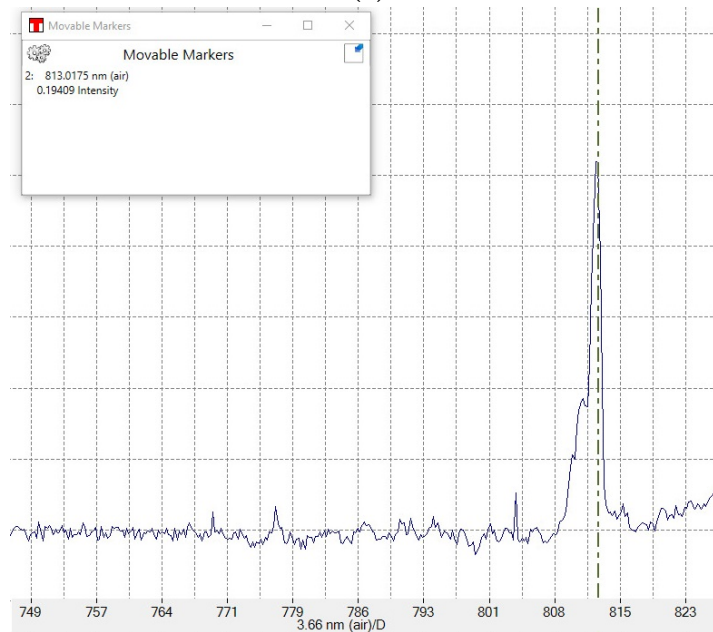
Figura 4.3: Gráficas de (a) temperatura en función del tiempo de la superficie del láser y (b) potencia promedio en función del tiempo a la salida de la fibra óptica del láser de bombeo con ventilación natural . Fuente: Elaboración propia.

El comportamiento observado en la Figura 4.3(a) y la Figura 4.3(b), demuestran que la ventilación natural del láser no es suficiente para mantenerlo estable ya que su potencia disminuye en el tiempo y su temperatura sigue elevándose. Una vez colocado un ventilador adicional, la potencia convergió a un valor de 230 mW y la temperatura de la superficie del láser a 25 °C, la mayor potencia medida y con temperatura de operación constante.

Teniendo el láser estabilizado, se procede a medir su espectro de emisión. Se utiliza para esto, el analizador de espectros OSA201 de la marca Thorlabs, tiene un rango de medición desde los 350 nm a 1100 nm. En la Figura 4.4 Se observa el espectro de emisión de láser. Este presenta una emisión máxima en 1064,43 nm observable en la Figura 4.4a. Además, presenta un residual de 813 nm procedente de su propio láser de bombeo, observable en la 4.4b.



(a)



(b)

Figura 4.4: (a) Espectro de emisión máxima del láser de bombeo y (b) Espectro de emisión residual del láser de bombeo. Fuente: Elaboración propia.

Para medir su frecuencia de repetición, se utilizó el medidor temporal 818-BB-21 de la marca Newport. Este dispositivo se basa en la tecnología PIN de silicio y permite transformar la señal óptica en una señal eléctrica. La señal eléctrica se conecta a través de su salida en conector BNC de 50 ohmios a un cable coaxial de 50 ohmios que se conecta a un canal en el osciloscopio modelo TDS360 de la marca Tektronix, utilizando un conector de acople de 50 ohmios.

En la Figura 4.5 se muestra la señal temporal del láser. En esta figura, se observa que la frecuencia de repetición del láser es de 37 kHz. El ancho del pulso es tan corto que no es medible con el osciloscopio utilizado, cuyo ancho de banda es de 200 MHz y un muestreo de 2Gbit/s, lo que equivale a el mínimo valor en tiempo que puede medir es de 1 ns, mayor al valor ofrecido por el fabricante por lo que el ancho del pulso, no pudo medirse fielmente y se tomará como dato el ancho del pulso teórico.

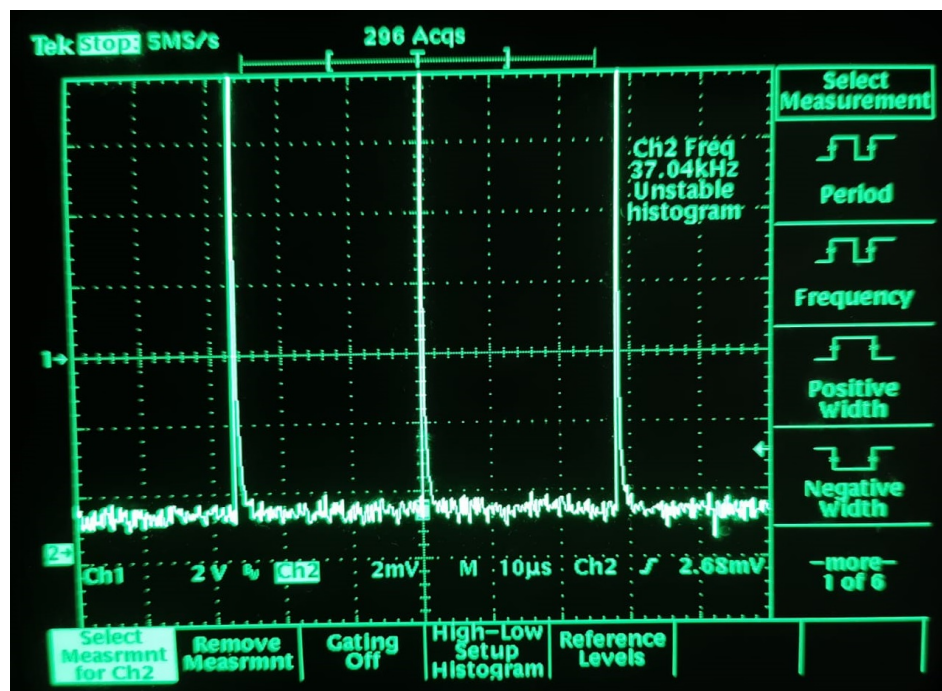


Figura 4.5: Respuesta temporal del láser semilla. Fuente: Elaboración propia

Por último, se estiman los valores faltantes y se recopilan en la Tabla 4.1. Con esto, se tienen los valores necesarios de la fuente de bombeo para estudiar la dinámica de la generación de supercontinuo. Los resultados que más difieren son los de potencia. Se estima que la gran diferencia de la potencia registrada por la empresa, es cuando el láser emite al aire. Al comprar un láser con salida en fibra

óptica, la potencia útil del láser de bombeo es menor debido a pérdidas de acople. Los demás valores dependientes de esto se ven afectados.

Tabla 4.1: Tabla resumen de los parámetros ópticos del láser de bombeo. Fuente: Elaboración propia.

Parámetros ópticos	Valores fabricante	Valores experimentales	% de diferencia
Longitud de onda central / nm	1064	1064,43	0,04 %
Frecuencia de repetición / Hz	29	37,04	27 %
Ancho del pulso / ps	750	-	-
Potencia promedio / mW (*)	300	230	23 %
Energía por pulso / μJ	10	6	40 %
Potencia pico / KW	13	8,279	36 %

Notas: (*) Al aire.

4.2. Medio no Lineal

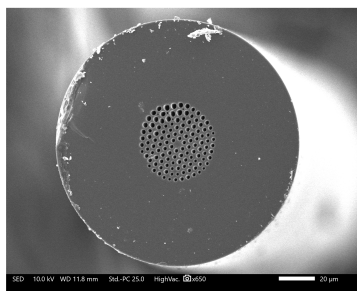
El índice del material, tamaño de los agujeros, separación entre agujeros, área efectiva, coeficiente no lineal, apertura numérica, índice de grupo y curva de dispersión son parámetros fundamentales para comprender y controlar la generación de efectos no lineales en las fibras ópticas microestructuradas.

El medio utilizado en esta investigación es una fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente fabricada con sílice y con una distribución triangular de agujeros de aire. La característica principal de esta fibra es que su dispersión disminuye continuamente a lo largo de su longitud. Esto se logra mediante una reducción gradual del diámetro de la fibra, de manera que el extremo inicial tiene un diámetro mayor que el extremo final.

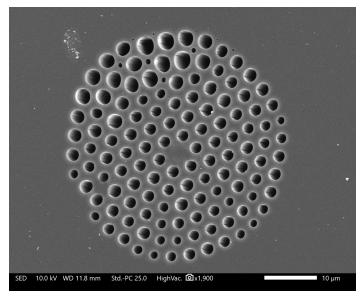
4.2.1. Parámetros físicos de la fibra microestructurada de dispersión decreciente

En este estudio, las mediciones de los valores físicos de la fibra así como los calculados a partir de esta, se realizan en los extremos de la fibra. Realizar mediciones en otros puntos de la fibra requeriría destruirla, situación que no se realizará, pues se utilizará como un prototipo de láser en trabajos futuros de la investigación.

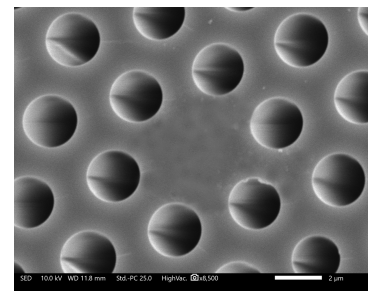
Inicialmente, se debe conocer las dimensiones físicas de la MSF para determinar los parámetros relevantes en la generación. La fibra tiene una longitud de 17 m y los diámetros de entrada y salida son diferentes. En la Figura 4.6 Se pueden observar varias imágenes del extremo inicial y final generadas con un microscopio electrónico de barrido (SEM), modelo JSM-IT500, ubicado en el CICIMA de la Universidad de Costa Rica. Las imágenes permiten obtener una medida del diámetro exterior de la fibra, del diámetro de los agujeros, de la separación entre agujeros y del tamaño del núcleo. Para ello, se utilizó el software ImageMeter. Este programa es capaz de tomar medidas de una imagen a partir de una referencia. Con ayuda de la escala presente en las imágenes, se obtienen los parámetros físicos de la MSF de dispersión decreciente. La Tabla 4.2 contiene estos resultados.



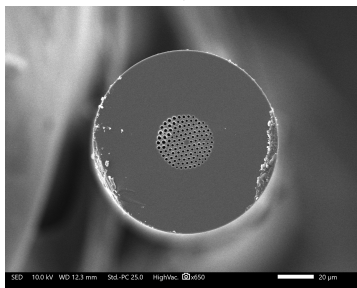
(a) Inicio de MSF con escala de referencia de $20 \mu\text{m}$.



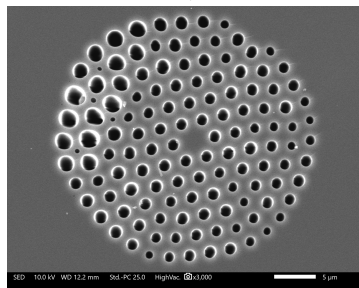
(b) Inicio de MSF con escala de referencia de $10 \mu\text{m}$



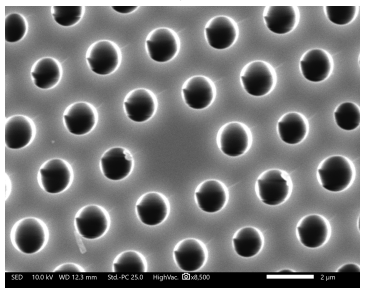
(c) Inicio de MSF con escala de referencia de $2 \mu\text{m}$.



(d) Final de MSF con escala de referencia de $20 \mu\text{m}$.



(e) Final de MSF con escala de referencia de $5 \mu\text{m}$.



(f) Inicio de MSF con escala de referencia de $2 \mu\text{m}$.

Figura 4.6: Imágenes de un corte transversal del inicio y final de la MSF con distintos aumentos, generada con el SEM JSM-IT500. Fuente: Elaboración propia.

4.2.2. Parámetros ópticos

Al obtener los parámetros físicos de la fibra, se procede a analizar los parámetros ópticos, fundamentales para comprender los fenómenos no lineales y el como inyectar la energía.

Tabla 4.2: Tabla resumen de los parámetros físicos relevantes de la fibra MSF de dispersión decreciente. Fuente: Elaboración propia.

Parámetros físicos	Inicio	Final
Diámetro exterior / μm	133,8	101,2
Diámetro del núcleo / μm	5,1	3,7
Diámetro de los agujeros / μm	2,3	1,3
Distancia entre agujeros (pitch) / μm	3,7	2,6

4.2.2.1. Área efectiva

Uno de los parámetros más importantes es el área efectiva. Con la ayuda del software COMSOL Multiphysics 5.5, Este programa permite visualizar diversas dinámicas en diferentes materiales, que van desde cinemática y fluidos hasta campos electromagnéticos. En el caso de MSF, es posible simular la estructura de la fibra óptica a partir de un corte transversal, encontrar la distribución del modo fundamental y calcular el área efectiva.

A partir de la geometría observada en la Figura 6.2a, se reconstruyó la configuración ideal de la fibra en el programa. En la Figura 4.7 Se muestra la interfaz del programa donde se tienen varias secciones importantes: los parámetros globales, las componentes, la geometría, el material, la malla, el estudio y los resultados. Además, se observa la estructura ideal del inicio de la Fibra MSF de dispersión decreciente.

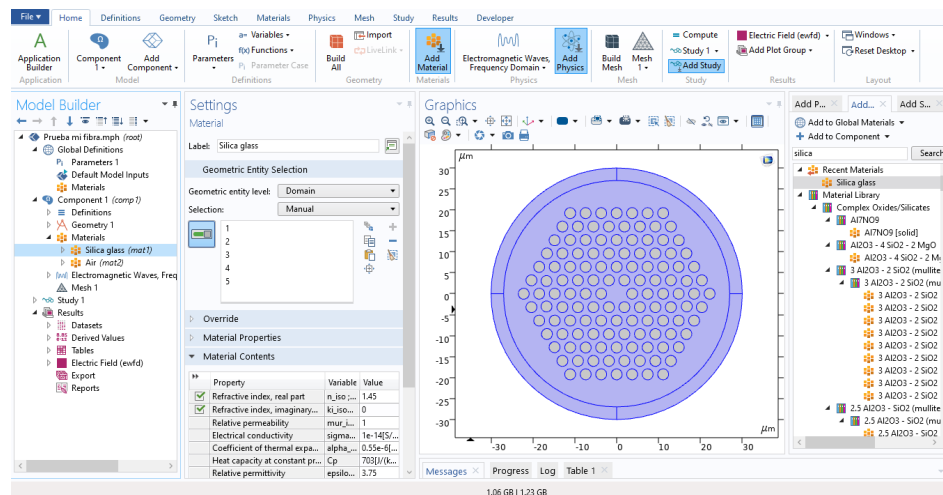


Figura 4.7: Interfaz del software COMSOL Hyperphysics 5.5 con diseño de MSF. Fuente: Elaboración propia.

Para realizar las simulaciones en 2D, se deben seguir los siguientes pasos:

- Inicialmente, se deben introducir los parámetros del modelo como lo son: el radio de los agujeros, la separación entre agujeros y la longitud de onda del campo eléctrico.
- En la sección de componentes, se solicitan las variables a calcular que involucran integración. En este caso, se desea el área efectiva, introduciendo la ecuación 3.25. Se deben escoger todos los dominios del sistema.
- Posteriormente, se debe construir la geometría ubicados con coordenadas x-y., donde cada elemento se vuelve un dominio. La geometría de la fibra es un proceso lento, ya que se debe escoger la posición de cada dominio. Se puede utilizar herramientas como "*mirror*", o "*rotate*" para agilizar el proceso.
- El siguiente paso es elegir los materiales de la biblioteca. En este caso, sílice y aire. Seleccionar los dominios deseados.
- Se realiza una malla, esta separa el área de la estructura en pequeñas áreas diferenciales para generar la distribución del campo eléctrico. Entre más fina sea la malla, se tiene una mayor resolución.
- Una vez completado todo lo anterior, se realiza un estudio de análisis modal alrededor de un índice cercano al sílice. Se recomienda simular unos 20 modos, para encontrar el modo fundamental. Es importante limitar el área de simulación a partir de PML (perfect match layer), una opción de simulación para volver los espacios infinitos en finitos dentro del programa. Para esto, se eligió el área que encierra los agujeros.
- Finalmente, se obtienen en los resultados, que se muestran en el espacio de gráfico. la distribución de la intensidad del campo eléctrico por área. Además, en el espacio de tablas, se obtienen las variables calculadas.

La Figura 4.9 muestra la distribución de la intensidad del campo eléctrico en el área simulada, la cual presenta las características de un modo fundamental. Se observa que la radiación está confinada en el núcleo. Finalmente, se obtiene el cálculo del área efectiva y el índice de modo efectivo. Se pueden obtener otros modos distintos al modo fundamental, pero no son de interés para el experimento.

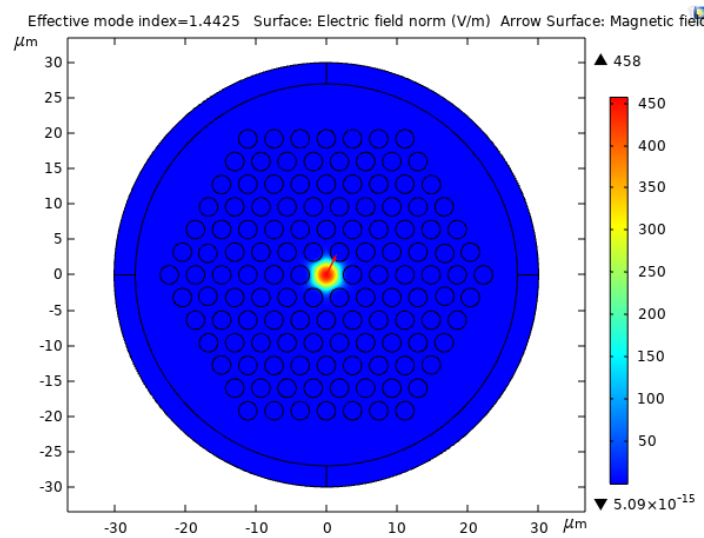


Figura 4.8: Análisis modal realizado en el software COMSOL Hyperphysics 5.5 con el modelo del extremo inicial de la MSF. Fuente: Elaboración propia.

Con ayuda del área efectiva y las ecuaciones 3.27 y 3.28, se calculan los parámetros del coeficiente no lineal y la apertura numérica. Los resultados obtenidos se recopilan en la Tabla 4.3. Para el índice no lineal n_2 Se utilizó el valor de $2.19 \cdot 10^{-20}$ m²/W a 1030 nm (Kabaciński et al. 2019). Se repitió el proceso pero simulando los parámetros a la salida de la fibra óptica.

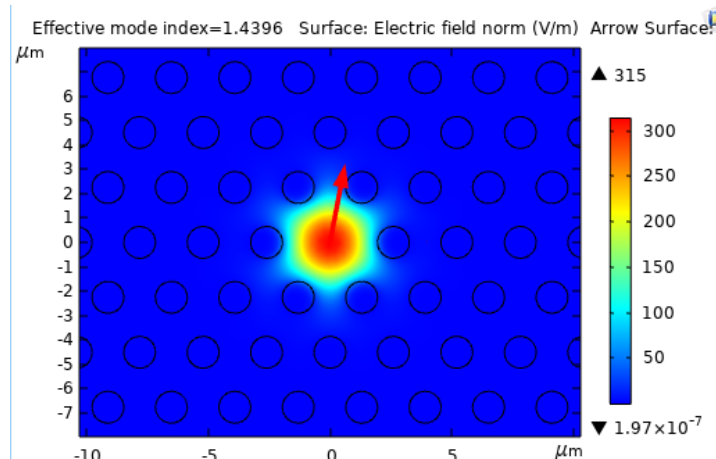


Figura 4.9: Análisis modal realizado en el software COMSOL Hyperphysics 5.5 con el modelo del extremo final de la MSF. Fuente: Elaboración propia.

Los resultados al extremo inicial y final difieren en un pequeño valor por lo que los resultados son relativamente simétricos.

4.2.2.2. Curvas de dispersión, índice efectivo e índice de grupo

La simulación de las curvas de dispersión, índice efectivo e índice de grupo en función de la longitud de onda es un paso esencial para comprender el comportamiento de la fibra microestructurada de dispersión decreciente (MSF). El software MiSiM es una herramienta valiosa para llevar a cabo estas simulaciones en MSF con distribución hexagonal en sílice. Estas curvas proporcionarán información detallada sobre cómo la dispersión varía en función de la longitud de onda, lo cual es fundamental para el análisis y diseño de sistemas ópticos que involucran esta fibra (Montero-Sánchez et al. 2020). En la Figura 4.10 se puede observar la interfaz gráfica del programa.

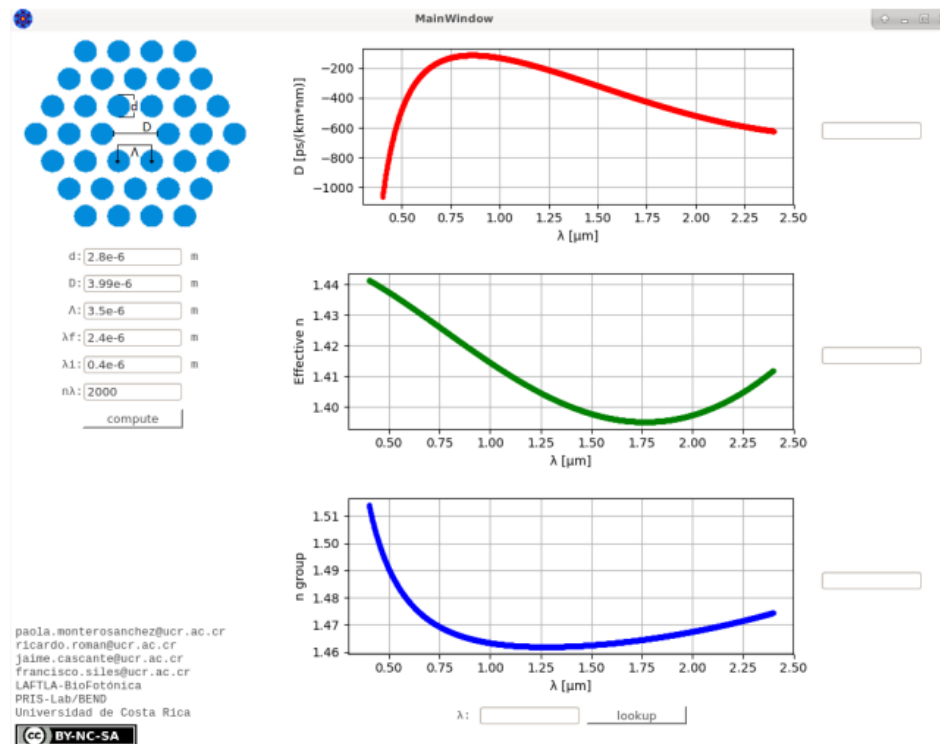
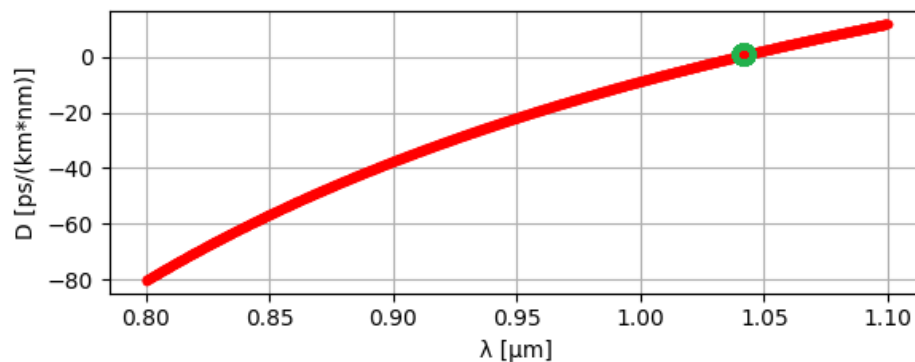


Figura 4.10: Interfaz gráfica del software MiSiM. Fuente: Sánchez, 2019.

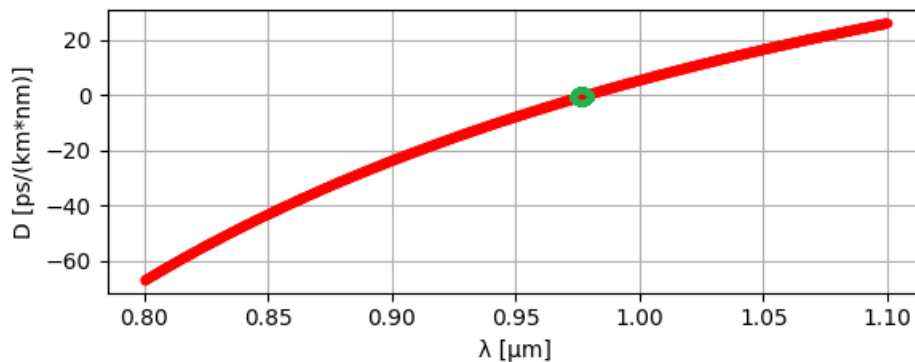
Inicialmente, el software estaba diseñado en Python 2.7.1, el cual es una versión antigua. Las bibliotecas necesarias para correr el programa ya no se encuentran disponibles. Actualmente, la última versión de Python es la 3.11.6, donde el programa no era capaz de correr. Los requisitos se cumplían en su versión más actualizada. El problema fue solventado al descubrir que en Python 3 la función "Range" devuelve el número de elementos en una lista, y en Python 2 devuelve los elementos de la lista. Cambiando las función de "Range" por la función "List" (el cual devuelve los elementos de la

lista), se recupera la lógica del programa y este es capaz de correr. Por lo que, se considera una actualización del programa. Se validó el resultado al obtener los mismo valores de índice de grupo y de longitud de onda de dispersión cero registradas en la publicación de Montero-Sánchez et al. 2020, donde se muestra que los datos simulados se aproximan de forma acertada a resultados experimentales.

En la Figura 4.11 se observan la curva de dispersión en función de la longitud de onda, para el extremo inicial y final de la fibra. En esta se observa que la longitud de onda de dispersión cero en el extremo final, es menor que la longitud de onda de dispersión cero en el extremo inicial. A la hora de ser fabricada, se utilizó una intensidad de llama y velocidad de estiramiento constante, por lo que la disminución del diámetro es lineal. Se determina que la MSF es de dispersión decreciente.



(a) La longitud de onda de dispersión cero es 1,0382 μm .

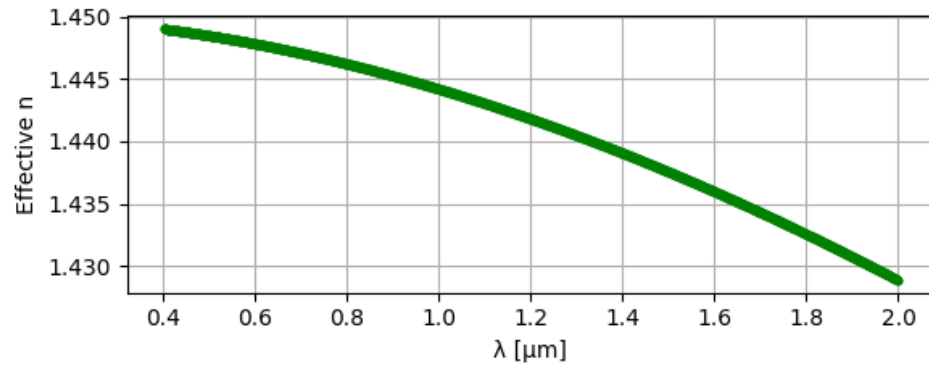


(b) La longitud de onda de dispersión cero es 0,9767 μm .

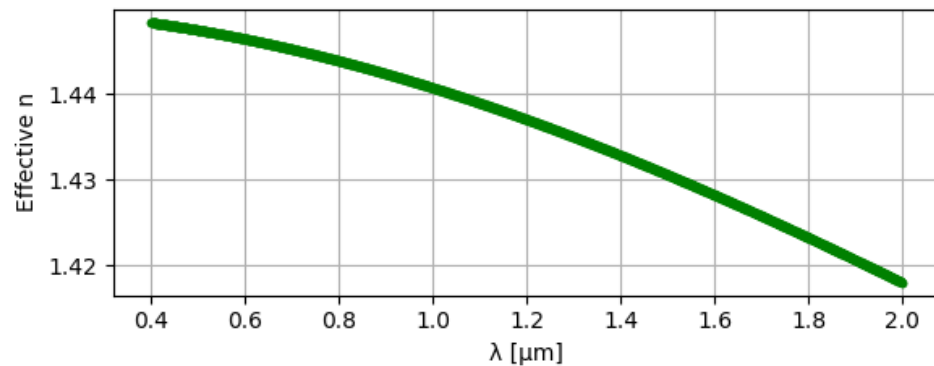
Figura 4.11: Curvas de dispersión en función de la longitud de onda para el (a) inicio y (b) el final de la MSF de dispersión decreciente. Fuente: Elaboración propia.

Además, se obtienen las curvas de índice de efectivo para el inicio y final de la fibra, observables en la Figura 4.12. El valor del índice efectivo para la longitud de onda de 1064 nm, coincide con una

desviación de 0,03 % del valor obtenido en el software de COMSOL Hyperphysics.



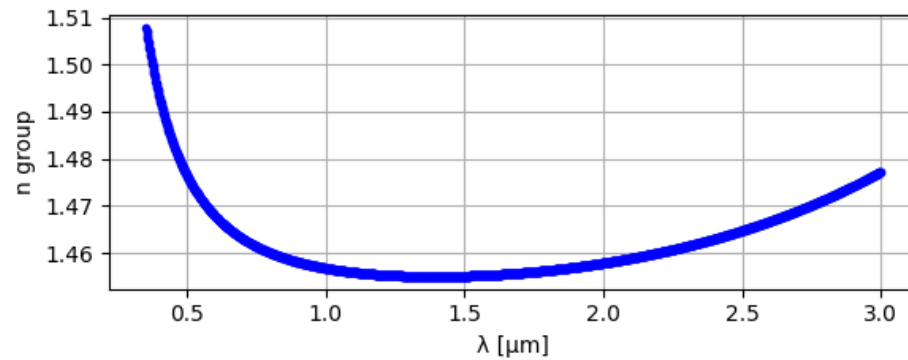
(a) El índice efectivo para 1064 nm corresponde a 1,443



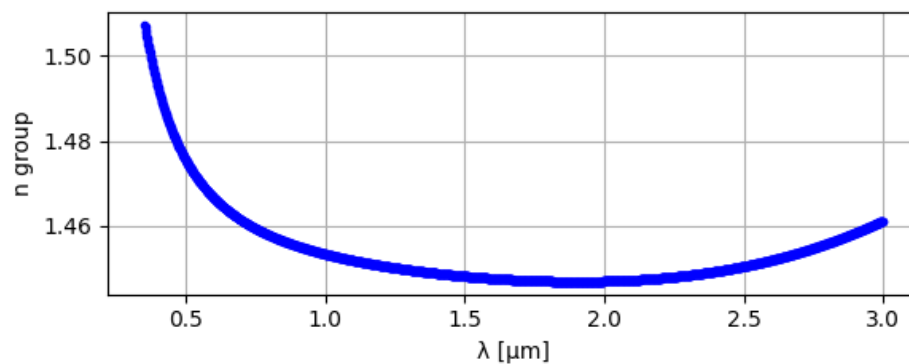
(b) El índice efectivo para 1064 nm corresponde a 1,440

Figura 4.12: Curvas de índice efectivo en función de la longitud de onda para (a) el inicio y (b) el final de la MSF de dispersión decreciente. Fuente: Elaboración propia.

La curva de índice de grupo que se observa en la Figura 4.13, permitirá comprender como se va a ensanchar el espectro de supercontinuo debido al intercambio de energía entre fotones que viajan a la misma velocidad. Esto se analiza en el capítulo 6.



(a)



(b)

Figura 4.13: Curvas de índice de grupo en función de la longitud de onda para (a) el inicio y (b) el final de la MSF de dispersión decreciente. Fuente: Elaboración propia.

Por último, en la Tabla 4.3, se recopilan todos los datos relevantes de la MSF de dispersión decreciente, para la dinámica de generación de SC. Con esto se termina la caracterización de los componentes. En el siguiente capítulo, se abordará el montaje experimental para el estudio del sistema.

Tabla 4.3: Tabla resumen de los parámetros ópticos de la fibra MSF de dispersión decreciente obtenidos a partir de las simulaciones en COMSOL Hyperphysics y MiSiM. Fuente: Elaboración propia.

Parámetros ópticos	Inicio	Final
Área efectiva / μm^2	13,87	13,82
Apertura numérica / μm	0,16	0,16
Coefficiente no lineal / (rad / W m)	$9,324 \times 10^{-3}$	9,358
longitud de onda de dispersión cero / μm	1,0381	0,9767
Índice efectivo a 1064 nm / μm	1,443	1,440

En el siguiente capítulo se describe un esquema experimental para la generación de SC en función de la potencia de referencia, donde parámetros como la apertura numérica serán utilizados para encontrar el montaje más eficiente en la inyección de la energía.

Capítulo 5

Esquema Experimental para la Generación de Supercontinuo

Una vez analizados los componentes principales del sistema, es necesario un montaje experimental para inyectar la radiación del láser de bombeo en la MSF. Este montaje debe poseer un control de potencia, que permita visualizar el proceso de generación de supercontinuo a diferentes valores de entrada. Existen muchas posibles configuraciones para lograr lo anterior, basado en los materiales disponibles en el LAFTLA, se elige un polarizador de calcita como elemento de control.

Lo más sencillo, es llevar la radiación por el aire hasta el polarizador. Luego de esto, se debe inyectar en la MSF. Para logra esta inyección, es necesaria una lente objetivo y un alineador. Además, el láser de bombeo tiene salida en fibra óptica, por lo que se necesita una lente colimadora.

5.1. Elementos del montaje

El esquemático del montaje se observa en la Figura 5.1, distribuido en bloques. El sistema comienza por el láser de bombeo con salida en fibra óptica. La salida de la fibra posee un conector temporal FC/PC conectado un colimador. A partir de este punto, la radiación viaja por el aire. Pasa a través del polarizador e incide en la lente objetivo. Esta lente, se encarga de confinar la energía en la MSF. La MSF se encuentra sobre un alineador.

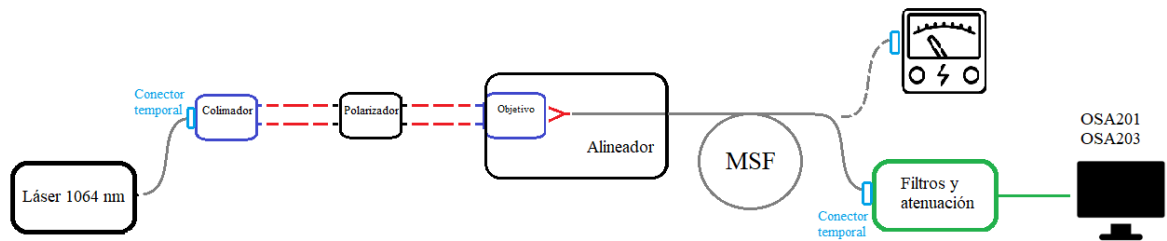


Figura 5.1: Esquemático del montaje experimental para la generación de supercontinuo. Las líneas grises implican la radiación dentro de fibra y las líneas discontinuas rojas, radiación en el aire. La línea gris discontinua implica hacia el medidor de potencia. La línea verde indica radiación en fibra MM para medición de espectro. Fuente: Elaboración propia.

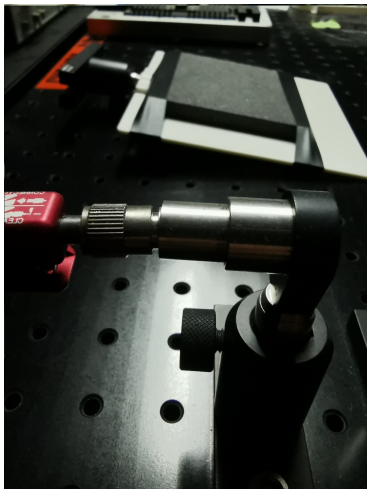
La radiación dentro de la fibra, producirá la aparición de los fenómenos no lineales. Variando la potencia de entrada con el polarizador, una vez alineado el sistema, se puede observar como evoluciona el espectro de salida en función de la potencia de referencia. La salida de la fibra es conectada ya sea al medidor de potencia o al bloque de filtrado y atenuación a partir de un conector temporal. Este último bloque consiste en un portafiltras y acoples mecánicos para limitar el espectro y la potencia. Finalmente, Se conecta la salida a una fibra multimodo que va hacia los analizadores de espectros, con el nivel de potencia y el espectro óptimo para la medición.

Los elementos ópticos y optomecánicos más relevantes del sistema son:

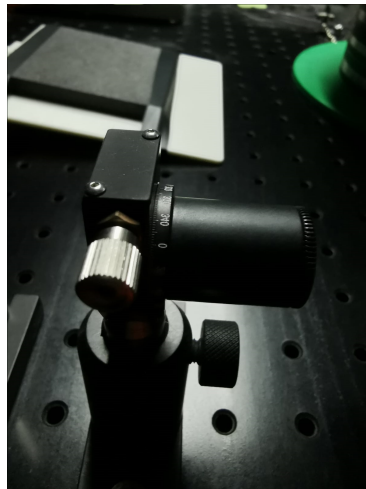
- Laser de bombeo pulsado en sub-nanosegundos a 1064 nm modelo SNP-300P-100 de la marca teem Photonics.
- La fibra de salida del láser de bombeo es una fibra 980XP de Thorlabs. Esta fibra mantiene la polaridad de la radiación.
- El colimador utilizado es F220APC-1064 de Thorlabs. Este debido a que es un colimador con un ángulo físico interno y recubrimiento optimizado para 1064 nm, evitando que alguna radiación reflejada llegue hasta la cavidad del láser.
- El polarizador es un polarizador de calcita GL5 de Thorlabs. Con sensibilidad en el infrarrojo y montado sobre un eje giratorio con grados marcados de referencia.
- La lente objetivo es la C280TME de Thorlabs, esta lente fue elegida gracias al software prototipo FLOYDS, el cual elige la configuración de lentes más eficaz para la inyección a partir de datos

del sistema como la apertura numérica, puntos focales y diámetros. El software es explicado más adelante en la sección 4.2.

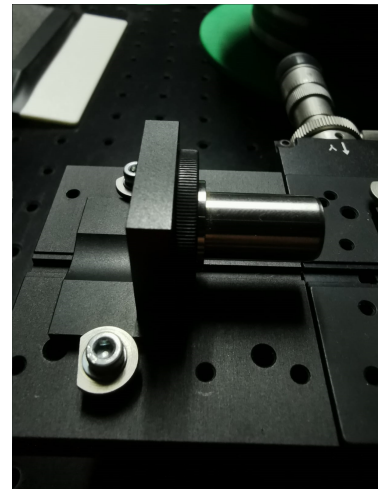
- Como alineador, se utiliza el MAX350D/M de la marca Thorlabs, este elemento permite mover una fibra desnuda con tres grados de libertad. Es necesario para optimizar el sistema ya que el núcleo de la fibra es de $5.1 \mu\text{m}$. Sus ajustes son micrométricos, con paciencia y precisión se puede encontrar la mejor posición.
- Fibra óptica microestructurada de dispersión decreciente caracterizada.
- Porta filtros marca Thorlabs, aquí se utilizan 2 filtros importantes: el FESH1000 y el NF1064-44. El primer filtro se utiliza para medir el espectro visible y eliminar el residual de 1064 nm. El segundo filtro se utiliza cuando se desea medir el IR. Este filtro rechaza banda, elimina la radiación a 1064 nm, Es necesario utilizar esta configuración ya que el filtro rechaza banda absorbe el rango visible.



(a) Bloque Colimador montado sobre el mesa óptica.



(b) Bloque polarizador montado sobre el mesa óptica.



(c) Bloque objetivo montado sobre el alineador MAX350/M.

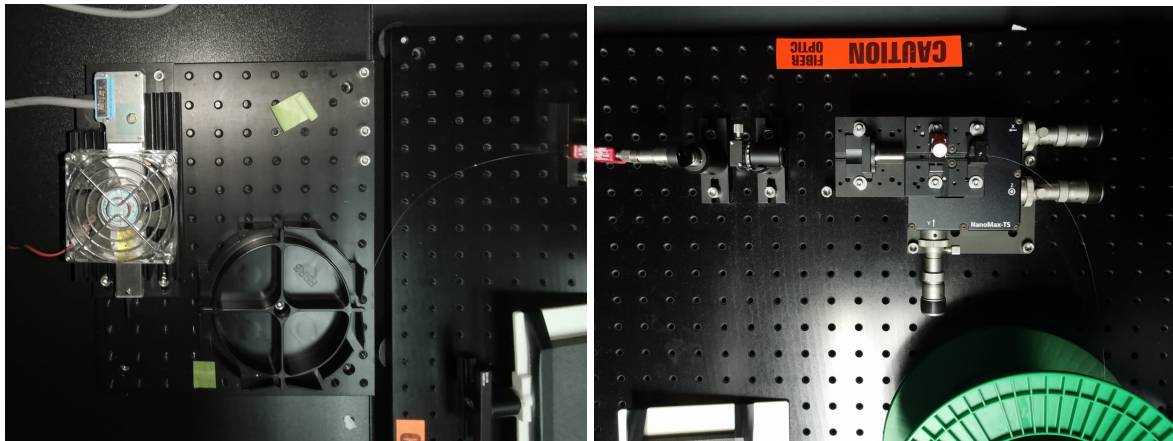
Figura 5.2: Montaje experimental realizado para el estudio de la generación de supercontinuo. Fuente: Elaboración propia.

En la Figura 5.3, se pueden observar los bloques colimador, polarizador y objetivo. Todos los elementos utilizados en el sistema se encuentra en la Tabla 5.1, incluyendo las piezas optomecánicas para el montaje en una mesa óptica. La mayoría de ellos son de la marca Thorlabs.

Tabla 5.1: Tabla resumen de los elementos ópticos y optomecánicos utilizados en el montaje experimental. Fuente: Elaboración propia.

	Salida en fibra óptica	Colimador	Polarizador	Objetivo y alineador	Filtrado y Atenuación
ópticos Elementos	Fibra óptica (980PX)	Colimador (F22APC-1064)	Prisma Polarizador (GL5)	Lente Asférica (C280TME-1064)	Montaje de filtro para Fibra óptica multimodo (FOFMS)
Elementos optomecánicos	Carrete de fibra (FSR1-P10) Conector temporal	Soporte (LMR05/M) Poste (TR50/M) Soporte de poste (PH30/M) base (BA1R/M)	Soporte para prisma (SM05PM5) Rotador (PRM05) Tubo (SM05V05) anillo de retención (SM05RR) Poste (TR50/M) Soporte de poste (PH30/M) base (BA1R/M)	Adaptador para objetivo (E09RMS) alineador (MAX350/M)	Conector FC/SMA

En la Figura 5.3, se observan unas fotografía del montaje experimental en el laboratorio. En la Figura 5.3a se aprecia principalmente el láser de bombeo, su controlador de potencia y temperatura y la fibra óptica conectada al colimador. El resto del montaje se puede apreciar en la Figura 5.3b. En esta última, se tiene el polarizador, el sujetador de lente objetivo y el alineador con la MSF sujeta. La MSF está enrollada en un carrete de fibra color verde para protegerla, con acceso a sus extremos.



(a) Montaje real donde se observa el bloque del láser de bombeo con su fibra óptica de salida. (b) Montaje real de los bloques del colimador, del polarizador, del objetivo, del alineador y de la MSF.

Figura 5.3: Montaje experimental realizado para el estudio de la generación de supercontinuo. Fuente: Elaboración propia.

Para realizar las medidas de potencia promedio se utilizó un medidor PM100USB con cabeza

sensora S470C marca Thorlabs, la cual consiste en calorímetro y también el medidor portátil FTHH. Por otro lado, se utilizaron los analizadores de espectros el OSA201 y el OSA203 para medir el espectro en el rango visible e infrarrojo respectivamente. También se hizo uso del espectrómetro portátil CCS200/M de Thorlabs.

5.2. Software prototipo: FLOIDS

A la hora de realizar una inyección de fibra a fibra, lo recomendable es hacerlo a partir de colimar el haz de salida de la primera fibra. Después, enfocararlo en la segunda fibra. Para ello, se deben elegir las lentes que mejor se ajusten al sistema. Estas lentes deben ser capaz de optimizar la potencia lo más posible durante la inyección. En esta sección se expone como se eligió la lente objetivo del sistema.

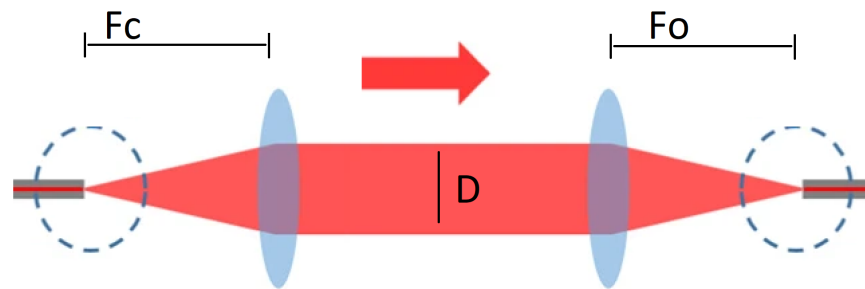


Figura 5.4: Esquemático sencillo para la inyección fibra-aire-fibra a partir de 2 lentes. Fuente: Elaboración propia.

El proceso de inyección se puede observar en la Figura 5.4, donde el haz sale de la fibra llamada inicial, que transporta la radiación, se abre con un ángulo dictado por la apertura numérica de la primera fibra. La radiación viaja colimada con un diámetro definido por la distancia focal del colimador y la MFD de la fibra inicial. En este camino se pueden colocar elementos que no modifiquen su perfil de emisión como por ejemplo polarizadores. Finalmente, la radiación se inyecta en la fibra llamada final, con un diámetro de modo de campo (MFD) determinado por la lente objetivo, la longitud de onda y el diámetro del haz colimado.

Se desea poder inyectar la máxima potencia en la fibra final y hacer uso eficaz de la energía. Para que la inyección sea eficaz (es decir, no se den pérdidas por mal acoples) se debe tener en cuenta las siguientes consideraciones:

- El sistema debe ser alineado sobre el eje óptico.
- La apertura numérica de la fibra inicial debe ser menor que la apertura numérica de la lente colimadora.
- El diámetro del haz colimado debe ser menor que el diámetro efectivo de la lente.
- La apertura numérica de la fibra final debe ser mayor que el de la lente objetivo.
- El diámetro del núcleo de la fibra final debe ser mayor que el diámetro de campo modal determinado por la lente objetivo.

Si alguna de las consideraciones no es cumplida, esto tiene repercusión en la cantidad de potencia que se es capaz de inyectar en la fibra final.

Basado en la geometría formada por la fibra, la lente y el eje óptico, es posible definir el diámetro del haz colimado haciendo uso de la siguiente ecuación:

$$D = \frac{4\lambda f_o}{\pi(MFD)} \quad (5.1)$$

donde: D es el diámetro del haz colimado, f_c la longitud focal de la lente colimadora y NA_{F1} la apertura numérica de la fibra inicial. Por otra parte, se puede aproximar el diámetro del campo modal a partir de la ecuación (Thorlabs, 2019):

$$MFD = \frac{4\lambda f_o}{\pi D} \quad (5.2)$$

donde: f_o es la longitud focal de la lente objetivo y λ la longitud de onda de la radiación a inyectar.

Este proceso de selección de lentes se vuelve tedioso si el número de opciones disponibles es elevado, por lo que se propone un realizar un programa que optimice la selección de las lentes.

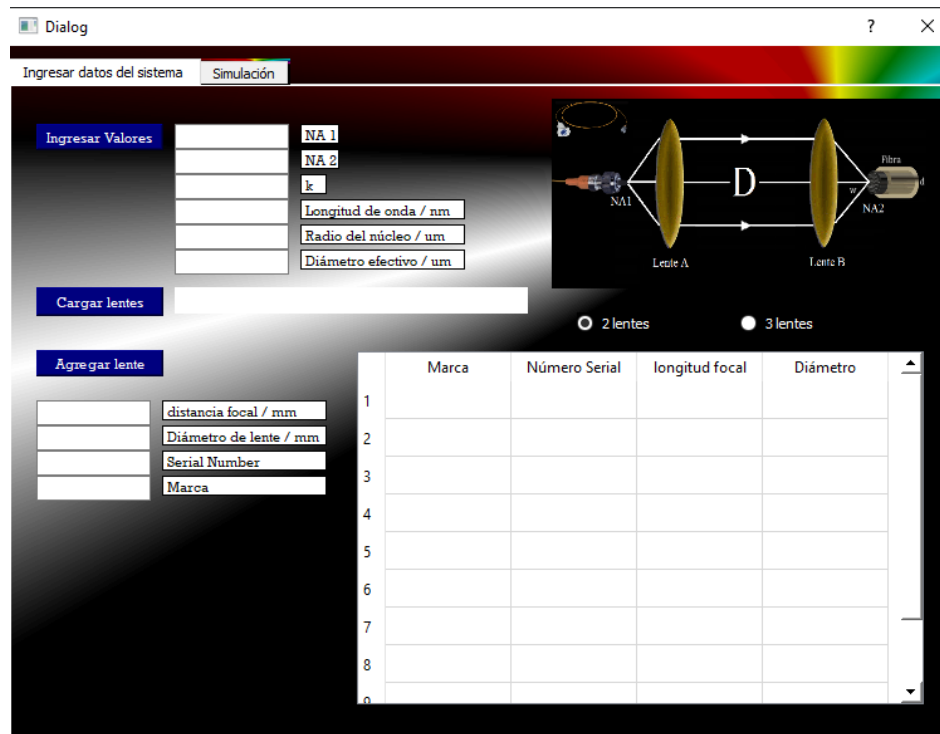


Figura 5.5: Interfaz gráfica del software prototipo FLOIDS, para la escogencia de lente colimadora y lente objetivo.

El software prototipo *Focal Length Optical Injection Design Simulator* (FLOIDS), es un programa que realiza los cálculos numéricos relevantes en una inyección de fibra-aire-fibra. Esto permite elegir la lente óptima para la colimación y el enfocado del haz. El software está programado en Python y tiene como requisito las bibliotecas Pandas, Math y PyQt5.

En la Figura 5.5, se observa la interfaz del programa, posee una sección para introducir las variables y otra sección para mostrar todos los cálculos relevantes para el sistema. El programa recibe como variables de entrada, la longitud de onda central, la apertura numérica de las fibras, el diámetro del núcleo de la fibra a inyectar y la información de las lentes como su diámetro, longitud focal y apertura numérica.

A partir de las ecuaciones 5.1 y 5.2 y de los datos del sistema, prueba todas las combinaciones posibles para lente colimadora y objetivo utilizando todas lentes registradas. Finalmente, entrega un valor de desviación total del punto óptimo para cada combinación, este cálculo se basa en las condiciones establecidas anteriormente como un acople eficaz. El juego de lentes con menor desviación es la

mejor elección.

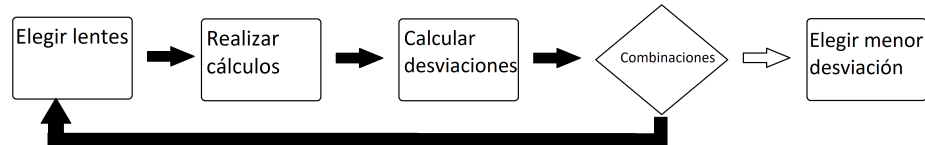


Figura 5.6: Rutina realizada por el software FLOIDS para la elección óptima de lentes. Fuente: Elaboración propia.

La rutina realizada por el software se describe en la Figura 5.6, donde inicialmente se toman una par de lentes entre todas las lentes registradas en el programa y las acomoda como colimadora y objetivo. El software calcula los parámetros importantes del sistema como el diámetro del haz colimado y el MFD. Durante este proceso compara la apertura numérica de la fibra inicial con la apertura numérica de la lente colimadora. El diámetro del haz colimado se compara con el diámetro efectivo de la lente objetivo. Se comparan la apertura numérica de la lente objetivo con la apertura numérica de la fibra final. Finalmente, se compara el MFD con el diámetro de la fibra final. En cada comparación aparece un error normalizado que se puede calcular como:

$$e_n = \frac{(V_{obt} - V_{max})}{V_{max}} \quad (5.3)$$

donde V_{max} es el valor máximo para realizar un acople eficaz y V_{obt} es el valor obtenido en esa combinación de lentes. Si el error normalizado es negativo, se toma como aporte de 0 error, ya que cumpliría las condiciones de acople eficaz.

La desviación total se calcula con ayuda de la ecuación 5.4. Donde cada comparación necesaria en el sistema, va aportando un valor de error normalizado. Tomando las fuentes de error como independientes, podemos sumar el error aportado por cada una de manera ortogonal dado por:

$$e_T = \sqrt{e_1 + e_2 + \dots} \quad (5.4)$$

Finalmente el software repite la rutina hasta probar todas las combinaciones posibles de lentes.

Para validar el software, se realizó una prueba inyectando radiación en la MSF (diámetro del núcleo = $5.1 \mu\text{m}$ y $\text{NA} = 0,16$) a partir del la fuente de bombeo con salida en fibra óptica PM980-XP ($\text{MFD} = 6,6 \mu\text{m}$ y $\text{NA} = 0,12$).

Se ingresaron al software los parámetros de tres lentes, la C110TME-1064 ($\text{NA} = 0,4$, $f = 6,24 \text{ mm}$ y Diámetro externo de $9,2 \text{ mm}$), la C280-TME-1064 ($\text{NA} = 0,15$, $f = 18,4 \text{ mm}$ y Diámetro externo de $9,2 \text{ mm}$) y la F220APC-1064 ($\text{NA} = 0,25$, $f = 11,17 \text{ mm}$ y Diámetro externo de 11 mm). Dada la condición angular de la última lente (APC), esta será siempre la lente colimadora. El software realizó su rutina y determino que la lente óptima del sistema sería la C280-TME-1064 con un desviación del valor de 1,13, mientras que la lente C110-TME-1064, obtuvo un valor de desviación de 1,5. Tomar en cuenta que este valor no habla de eficiencia si no de error eficaz.

Se utiliza el mismo montaje mencionado en la subsección anterior pero reemplazando la MSF por la fibra 980HP y la lente de objetivo por las 2 candidatas, se obtuvo a la salida de la fibra una potencia máxima de $300 \mu\text{W}$ con la lente C110-TME-1064 y 11 mW con la lente C280-TME-1064. La decisión del software como la mejor combinación de lentes para la inyección es válida.

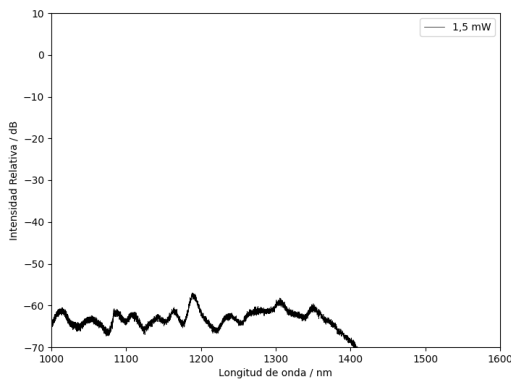
Capítulo 6

Generación de Supercontinuo con Fibra Óptica Microestructurada de Dispersión Decreciente

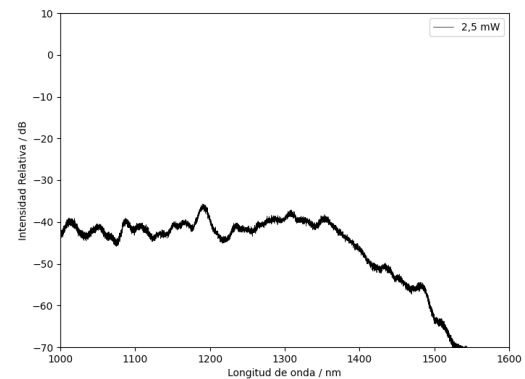
Hasta el momento, se ha estudiado los fenomenos no lineales más relevantes en la dinámica de SC, se ha caracterizado los componentes principales del sistema y se ha desarrollado un montaje experimental para la generación.

A continuación, se presentan en detalle los resultados experimentales realizados con la MSF de dispersión decreciente con un láser de bombeo cuasicontinuo a 1064 nm. Se estudia la evolución del espectro en función de la potencia de referencia. Dado el acople al aire, es difícil estimar cuanta energía se logró inyectar, por lo que la única medida de referencia es la potencia de salida.

La Figura 6.1 muestra la evolución espectral del SC generado en IR con 17 m de fibra microestructurada de dispersión decreciente, a diferentes niveles de la potencia de referencia. Estas mediciones fueron realizadas con el filtro NF1064-44, para eliminar el residual del bombeo y tomar mejores resultados. El equipo utilizado para obtener esta parte del espectro fue el analizador de espectros OSA203 de Thorlabs.



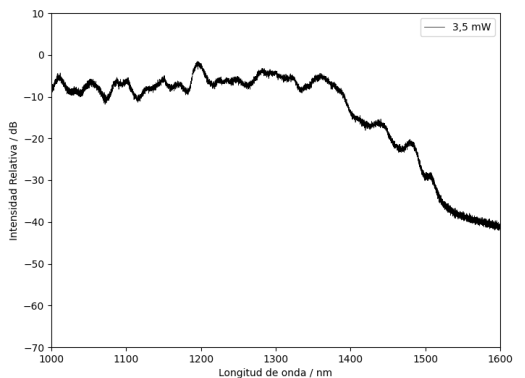
(a) Distribución espectral por longitud de onda en el IR para 1,5 mW como referencia.



(b) Distribución espectral por longitud de onda en el IR para 2,5 mW como referencia.



(c) Distribución espectral por longitud de onda en el IR para 3,0 mW como referencia.



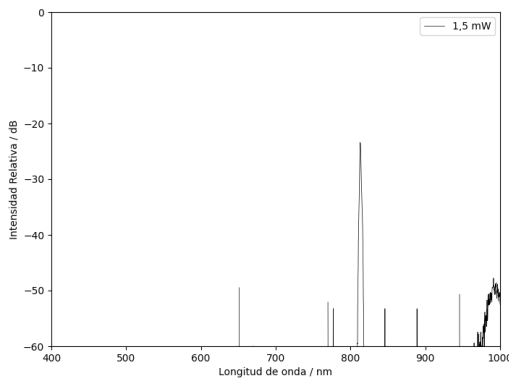
(d) Distribución espectral por longitud de onda en el IR para 3,5 mW como referencia.

Figura 6.1: Evolución espectral del SC en el IR a bajas potencias de referencia.

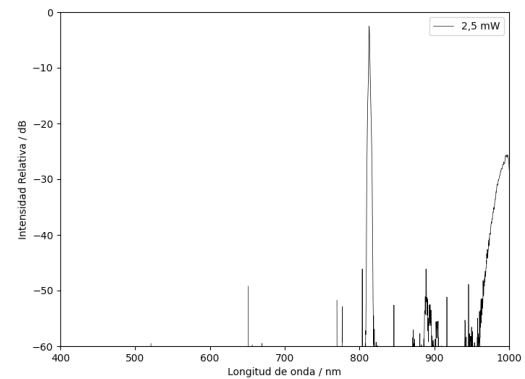
A bajos niveles de potencia, dado que el espectro empieza ensanchado y longitud de la fibra es mayor a la longitud no lineal y a la longitud de dispersión, no se puede apreciar efectos no lineales individuales. El ensanchamiento inicial observado es producto de una combinación de varios fenómenos no lineales, que crecen en magnitud manteniendo el mismo ensanchamiento, a mayores niveles de potencia, el ensanchamiento se produce alrededor de los 1500 nm.

Dado que la longitud de onda del bombeo es ligeramente superior que la longitud de onda de dispersión cero en la entrada de la fibra (+30 nm), el bombeo se encuentra en dispersión anómala. Por esto, el mecanismo no lineal que inicia el ensanchamiento debe ser la inestabilidad de modulación (MI). La SPM es insignificante en el rango de los nanosegundos. Las bandas que se generan por MI,

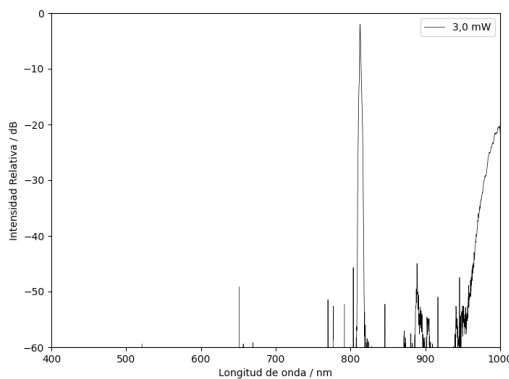
desencadenan a su vez procesos en cascada de FWM generado por el bombeo a 1064 nm. Esto inicia con el ensanchamiento del espectro de manera simétrica. Los espectros capturados en la Figura 6.2, se realizaron a la salida de los 17 m de fibra, por lo que no se pudieron observar los fenómenos iniciales, estos solo son observables en los primeros centímetros de la fibra óptica (Vindas, 2010).



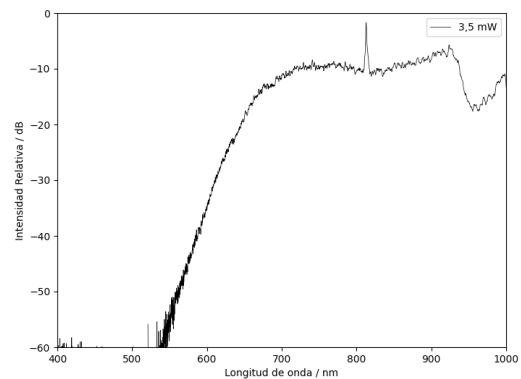
(a) Distribución espectral por longitud de onda en el visible para 1,5 mW como referencia.



(b) Distribución espectral por longitud de onda en el visible para 2,5 mW como referencia.



(c) Distribución espectral por longitud de onda en el visible para 3,0 mW como referencia.



(d) Distribución espectral por longitud de onda en el visible para 3,5 mW como referencia.

Figura 6.2: Evolución espectral del SC en el visible a bajas potencias de referencia.

En el caso del rango visible, observando la evolución del SC en la Figura 6.2, se tiene que a bajas potencia no hay visible, El residual cercano a 813 nm procedientes del bombeo, no presenta gran aporte a la dinámica, por estar en dispersión normal a bajas potencias. A medida que se va aumentando la potencia, el espectro empieza a desplazarse hacia longitudes de onda cada vez más cortas. Deteniéndose aproximadamente en 600 nm. Estas medidas fueron tomadas haciendo uso del filtro FESH1000, el cual tiene un ancho de banda desde los 500 nm a los 1000 nm, para eliminar el residual del bombeo en esta

medición. Para capturar esta parte del espectro, se utilizó el espectrómetro C200 de Thorlabs.

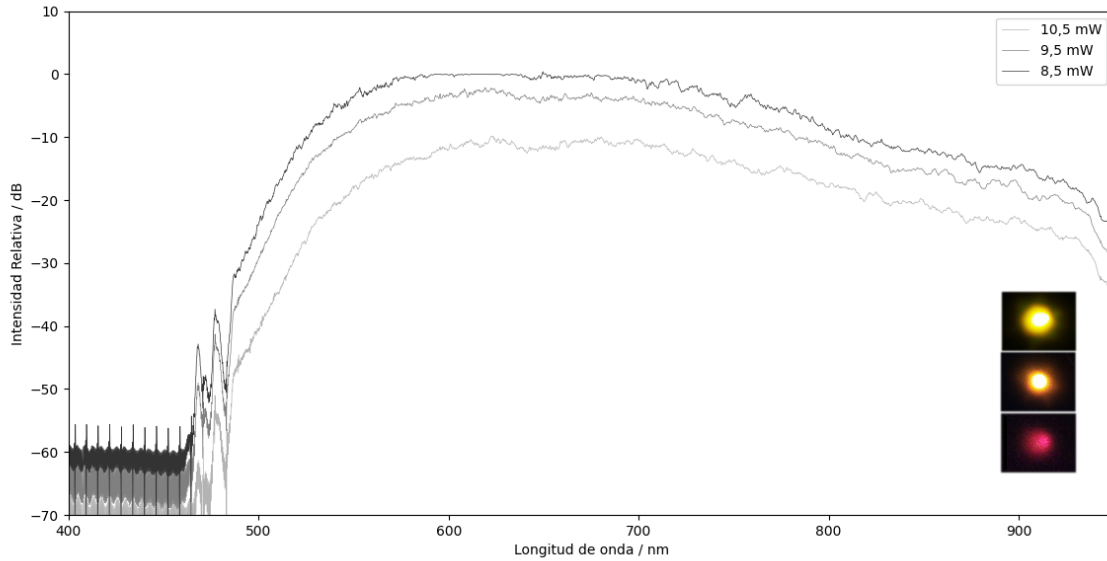


Figura 6.3: Distribución espectral por longitud de onda en el Visible para potencias de referencia intermedias.

En la Figura 6.3, se observa el ensanchamiento del SC generado hacia el visible al aumentar los niveles de potencia a la entrada de la fibra, el espectro se ensancha hasta cercano a los 520 nm, Además se muestra su perfil de color evolucionando con la potencia. El efecto del residual de la fuente queda cubierto por completo por la dinámica.

La evolución de las bandas de FWM deriva en formación de solitones fundamentales, que experimentan un desplazamiento hacia longitudes de onda largas y transfieren energía a ondas dispersivas en la zona de dispersión normal. Un solitón fundamental cuya longitud de onda central está en dispersión anómala, puede transferir energía a una onda en la región de la dispersión normal. Siempre que estos viajen a la misma velocidad (Casante et al. s.f.).

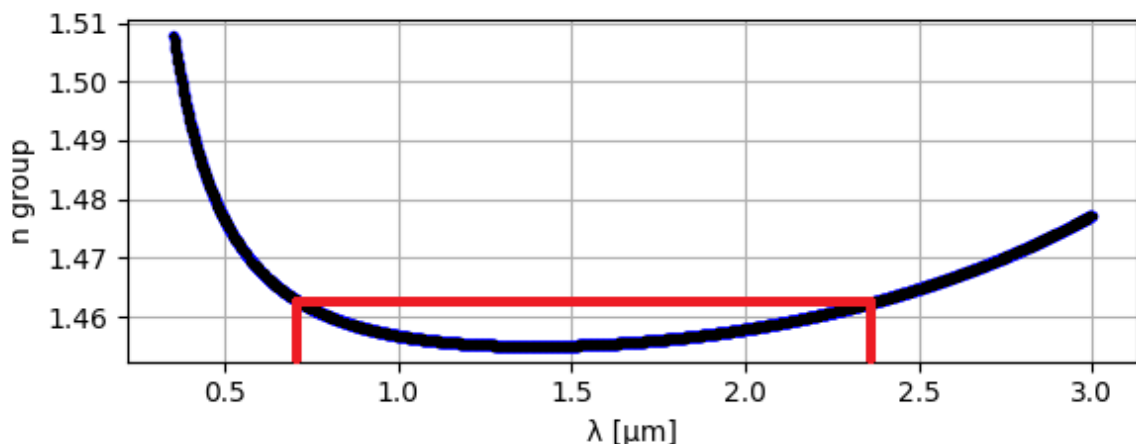
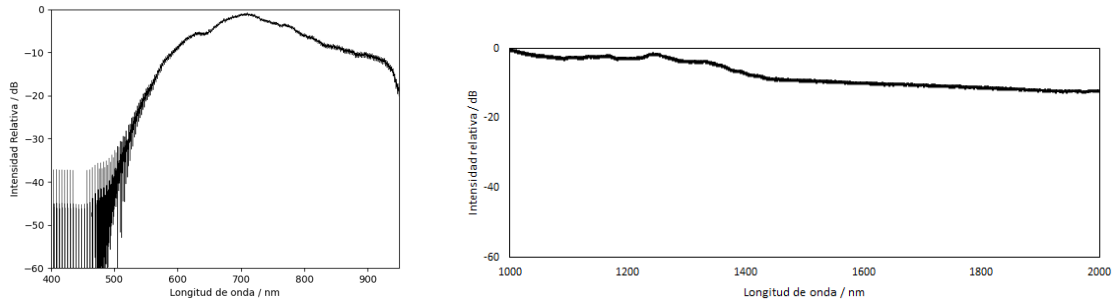


Figura 6.4: Curva de índice de grupo de la MSF para la entrada marcando los límites del SC debido a ondas dispersiva y dinámica de solitones.

Dada la forma de "U" que tiene la curva de índice de grupo del sílice, la longitud de onda más corta que se puede generar por ondas dispersivas, está determinada por un solitón de $2,4 \mu\text{m}$. Ya que el sílice es transparente hasta esa longitud de onda. En la Figura 6.4, se observa la curva del índice de grupo, donde las ondas dispersivas en la dispersión normal deberían expandir el espectro cercano a los 720 nm .

Las ondas dispersivas aportan energía hasta los 720 nm aproximadamente, que comprende únicamente algunas longitudes de onda rojas, Las demás longitudes de ondas rojas, amarillas y verdes son generadas gracias al efecto que aporta la dispersión decreciente en la fibra. En la publicación de A. Kudlinski y Knight, 2006, muestran como existe una dependencia entre la disminución de la longitud de onda de dispersión cero y la longitud de onda más corta que se puede alcanzar. Ellos mencionan que a una longitud de onda de dispersión cero cercana a los 900 nm , es posible alcanzar los 550 nm aproximadamente con una fuente en los sub-nanosegundos, condición que empata con nuestros resultados.

Esto, debido a que la potencia espectral generada en el régimen de dispersión normal, permite generar longitudes de onda más cortas mediante la mezcla de cuatro ondas (FWM), tema que ha sido demostrado en el trabajo de Travers et al. 2005.

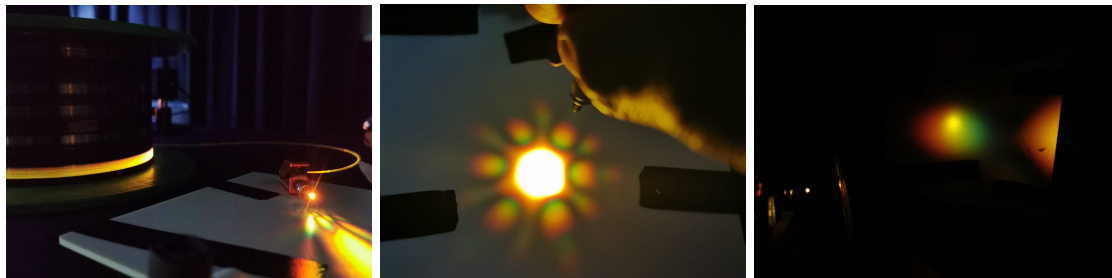


(a) Distribución de potencia espectral en el visible desde los 400 nm. (b) Distribución de potencia espectral en el infrarrojo hasta los 2000 nm.

Figura 6.5: Distribución espectral del SC a la máxima potencia de referencia.

La Figura 6.5, muestra el espectro a la salida de la fibra con la máxima potencia promedio de referencia (22 mW). Esta se logró con un empalme que presentó grandes pérdidas (alrededor del 90%), mejorar este emplame quedará para trabajos posteriores donde se realice un prototipo más robusto.

El ensanchamiento obtenido comprende desde los 550 nm hasta más allá de los 2000 nm. En este trabajo, el criterio que se ha adoptado para cuantificar la anchura espectral del SC es medir la anchura cuando la amplitud cae 20 dB con respecto al valor máximo del espectro.

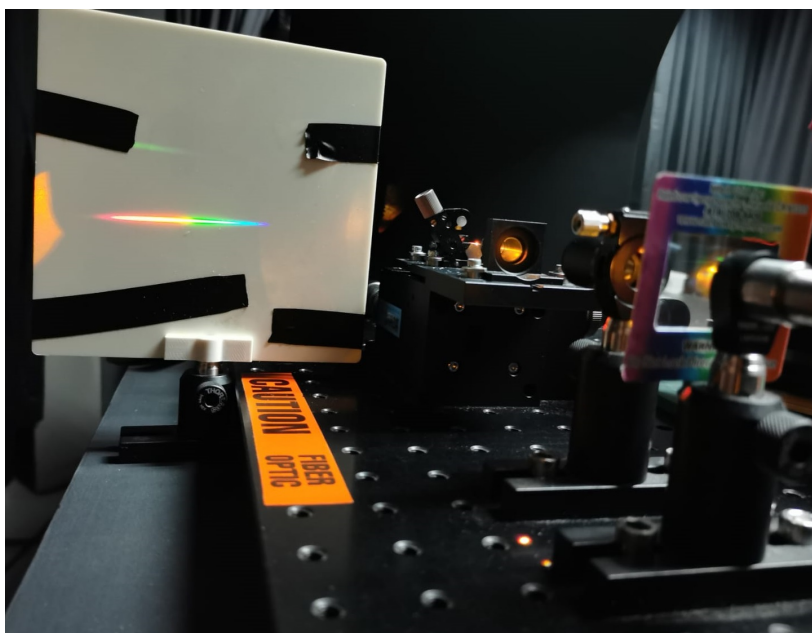


(a) MSF generando SC. (b) Spot de salida del SC. (c) Dispersión del haz SC.

Figura 6.6: Fotografías de la MSF en plena generación de SC y su perfil de salida.

En la *Figura 6.6a* se puede observar una fotografía de la fibra excitada por el bombeo y emitiendo un color resultado de su contenido espectral en el visible. En la *Figura 6.6b* se observa el spot de salida del SC, donde la luz viaja por el núcleo pero también muestra radiación alrededor de los agujeros, lo que denota que no se excita únicamente el modo fundamental, afectando la eficiencia de la generación. En la *Figura 6.6c* Se observa una fotografía de la difusión de la radiación visible gracias a una rejilla de difracción de 1000 líneas por milímetro, revelando los colores de su contenido espectral visible,

principalmente conformado por verde, amarillo y rojo, las cuales son las longitudes de onda con mayor potencia. En la Figura 6.7, se observa el espectro de la salida del supercontinuo a través de una rejilla de difracción con el haz colimado con el colimador F220APC-1064, lo que permitió obtener una línea más fina con el contenido espectral separado, a partir del patrón de interferencia de primer orden. Es observable una mayor intensidad en los rojos, amarillos y verdes que en el contenido de azul. El criterio de ancho de banda mencionado anteriormente, deja este contenido de azul despreciable por su baja intensidad en relación al valor máximo de emisión.



(a) Haz SC colimado atravesando rejilla de difracción



(b) Patrón de interferencia para el primer orden del haz SC.

Figura 6.7: Fotografías de la separación del espectro por rejilla de difracción y su perfil de salida.

Capítulo 7

Conclusiones y Trabajo Futuro

7.1. Conclusiones

La MSF utilizada en este trabajo de tesis fue fabricada por el grupo de Fibras Ópticas de la Universidad de Valencia, siguiendo el método de apilamiento y estirado de capilares (*stack-and-draw*), con diámetros de núcleo $5,1 \mu\text{m}$ en la entrada y $3,7 \mu\text{m}$. Con estas dimensiones, la fibra presenta una compatibilidad aceptable con fibras convencionales y, además, fue posible utilizar la mayoría del equipo optomecánico que se utiliza con la fibra convencional.

Se actualizó el programa MiSiM con el fin de que fuera compatible con Python 3. Esto permitió crear una rutina de modelado de MSF a partir de la obtención de curvas como la dispersión en longitud de onda, el índice efectivo y el índice de grupo. Además, de simular el modo fundamental para la obtención del resto de parámetros relevantes de las MSF en la generación de SC. se diseñó una guía para este modelado de MSF con el software MiSiM y COMSOL Hyperphysics.

Esta rutina implementa un modelo numérico de fibras de cristal fotónico para calcular las relaciones entre factores como el índice efectivo, la frecuencia normalizada y la dispersión cromática utilizando el método de elementos finitos. La plataforma computacional realizada es capaz de calcular en cinco segundos estos perfiles para su modo fundamental con sólo las características físicas de la fibra.

Los datos geométricos de la fibra se obtienen a partir de las imagen del corte transversal de la fibra en cuestión para el inicio y el final. Estas imágenes fueron obtenidas mediante microscopía óptica de barrido del CICIMA. Lo que deja una comunicación entre el LAFTLA y el CICIMA para caracterizar el resto de las MSF diferentes que se encuentran en el laboratorio.

Para la realización de los experimentos de generación de SC, se montó una plataforma experimental para la generación de supercontinuo con control de potencia. Esta plataforma permitió mostrar la evolución del espectro obtenido con la MSF de dispersión decreciente, a partir de un acople al aire del haz proveniente de la fibra óptica del bombeo, un colimador, un polarizador y una lente objetivo.

Se desarrolló un software prototipo que permite optimizar la posición de los lentes en un sistema de fibras acopladas al aire. El software demostró elegir cual lente podía ser la más eficaz en acoplar energía.

Se realizaron experimentos de generación de SC en una fibra microestructurada de dispersión decreciente con un diámetro de agujero de aire inicial de $2,3 \mu\text{m}$ y un pitch de $3,7 \mu\text{m}$ bombeada con un láser pulsado que emite a una longitud de onda de 1064 nm con pulsos de duración alrededor de 750 ps a una frecuencia de repetición de 39 KHz . No se pudo realizar un estudio experimental a lo largo de la fibra, solo en su totalidad. Sin embargo, la evolución del SC alrededor del bombeo mostrado, es el resultado de varios efectos no lineales debido al bombeo cercano a la ZDW. En la tesis de Vindas, 2010, se muestra que para longitudes de fibra mayores a 5 m , el espectro de salida se ensancha cerca de los 1600 nm para potencias bajas. Caso que sucede en nuestro estudio. Por lo que es posible que efectos como la mezcla de cuatro onda (FWM), la dispersión Raman estimulada (SRS) y los solitones con su dinámica (SFSS) sean los responsables de ensanchar el espectro, iniciando con inestabilidad de modulación (MI).

En MSF de dispersión decreciente, la dinámica SFSS generada por los solitones fundamentales ensancha el espectro hacia el infrarrojo, definiendo el límite superior del espectro a potencias de bombeo altas, terminando alrededor de los 2400 nm debido a la absorción del sílice como lo define Vindas, 2010. Para el caso de el límite inferior, este está determinado por la longitud de onda de dispersión cero al final de la fibra. La disminución de este valor a lo largo de la fibra, promueve el FWM en dispersión normal, provocando bandas gruesas cerca de los bombeos visibles que se aproximan cada vez más a la longitud de onda de dispersión cero. Como la longitud de onda de dispersión cero disminuye a lo largo de la fibra, el límite inferior también se hace cada vez menor, esto está documentado en A. Kudlinski y Knight, 2006. , Ellos presentan dos curvas distintas para una fibra que presenta características similares a la nuestra a longitudes cortas de fibra: la primera muestra la dependencia de la longitud de onda de dispersión cero en función del largo de la fibra y la segunda, la dependencia del límite inferior del espectro del SC en función de la longitud de la fibra, observable al final del

capítulo 1. En la Figura 1.18 la longitud de onda de dispersión cero cercano a los 977 nm (nuestro caso), la alcanzan en 2 m de su fibra. En la Figura 1.19 muestran que a 2 m aproximadamente su espectro está por encima de los 500 nm de límite inferior. Para nuestro caso, el límite inferior se alcanza aproximadamente a los 550 nm, valores que empatan con lo publicado en A. Kudlinski y Knight, 2006.

Por último, basado en el requisito espectral las aplicaciones de las tablas 1.1, 1.2, 1.3 y 1.4, podemos destacar algunas aplicaciones que se cumplen los requisitos espectrales:

1. En OCT, se cumplen los requisitos espectrales para aplicaciones de imagen biomédica: de córnea, dermatológicas, de retina, de laringe, de oído medio, de cáncer de colonorectal, cerebrales, cardiovasculares, dentales y de tumores cerebrales.
2. En PA, se cumplen los requisitos espectrales para imagen biomédica: de ovarios, de mama, de prostata, de piel (no melanomas), de tiroides, cerebrales a 789 nm, detección de lípidos y de vasos sanguíneos.
3. En HI, tenemos el campo con mayores rangos espectrales donde se cumple los requisitos totalmente en imágenes biomédicas: de heridas cutáneas, melanomas, hematomas, cirujías, isquemia intestinal, cáncer gástrico, colecistectomía, farmacéuticas, caries dentales, leucocitaria y de identificación de nervios.
4. En FI, se cumple el requisito espectral para aplicaciones de imagen biomédica: de huesos, de artritis, de cáncer, de imagen cerebral, cáncer pulmonar y cáncer gástrico.

Vale la pena detonar que algunas aplicaciones tienen requisitos temporales y de potencia que comprometen la compatibilidad con la fuente de SC obtenida como es el caso de OCT, el requisito de la coherencia es algo que no se puede cumplir con nuestra fuente debido al ensanchamiento tan plano del espectro. Se concluye basado en estos otros requisitos que la mejor técnica para aplicar el SC es la imagen hiperespectral, seguido de la imagen por fluorescencia y por último imagen fotoacústica y OCT.

7.2. Trabajo futuro

En el futuro, se buscará desarrollar un prototipo de fuente SC *All-Fiber* que sea estable, robusta y segura. Esto permitirá al LAFTLA, indagar en aplicaciones donde sean necesarias fuentes de amplio espectro de manera segura y controlada.

Se planea desarrollar otros tipos de fuentes supercontinuas pero ahora con fuentes de bombeo de pulsos ultracortos para en el campo de la microscopía no lineal. Esto con el fin de crear un dispositivo que pueda competir a nivel comercial.

Bibliografía

- A. Kudlinski, A. K. G., & Knight, J. C. (2006). Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation. *Optical Society of America*.
- Abreu, J. (2014). *Fibras Microestructuradas y fuentes de luz basadas en efectos no lineales*. Universitat de valència., Departament de Física Aplicada y Electromagnetism.
- Afromowitz, M., Callis, J., Heimbach, D., DeSoto, L., & Norton, M. (1988). Multispectral imaging of burn wounds: a new clinical instrument for evaluating burn depth. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, *35*(10), 842-850. <https://doi.org/10.1109/10.7291>
- Agrawal, G. P. (2000). Nonlinear fiber optics. En *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century* (pp. 195-211). Springer.
- Akbari, H., Halig, L., Schuster, D. M., Fei, B., Osunkoya, A., Master, V., Nieh, P., & Chen, G. (2012). Hyperspectral imaging and quantitative analysis for prostate cancer detection. *Journal of biomedical optics*, *17*(7), 076005.
- Akbari, H., Kosugi, Y., Kojima, K., & Tanaka, N. (2010). Detection and Analysis of the Intestinal Ischemia Using Visible and Invisible Hyperspectral Imaging. *IEEE transactions on bio-medical engineering*, *57*, 2011-7. <https://doi.org/10.1109/TBME.2010.2049110>
- Akbari, H., Uto, K., Kosugi, Y., Kojima, K., & Tanaka, N. (2011). Cancer detection using infrared hyperspectral imaging. *Cancer Science*, *102*.
- Akhmediev, N., & Karlsson, M. (1995). Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers. *Physical Review A*, *51*(3), 2602.
- Alfano, R., & Shapiro, S. (1970). Emission in the region 4000 to 7000 a via four-photon coupling in glass. *Phys*, *2*(55), 584-588.
- Amidi, E., Mostafa, A., Nandy, S., Yang, G., Middleton, W., Siegel, C., & Zhu, Q. (2019). Classification of human ovarian cancer using functional, spectral, and imaging features obtained from in vivo photoacoustic imaging. *Biomedical Optics Express*. <https://doi.org/10.1364/BOE.10.002303>
- Apostolopoulos, S., & Sznitman, R. (2017). Efficient OCT Volume Reconstruction From Slitlamp Microscopes. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, *64*(10), 2403-2410. <https://doi.org/10.1109/TBME.2017.2657884>

- Ardeshirpour, Y., Chernomordik, V., Capala, J., Hassan, M., Zielinsky, R., Griffiths, G., Achilefu, S., Smith, P., & Gandjbakhche, A. (2011). Using In-Vivo Fluorescence Imaging in Personalized Cancer Diagnostics and Therapy, an Image and Treat Paradigm [PMID: 22066595]. *Technology in Cancer Research & Treatment*, 10(6), 549-560. <https://doi.org/10.1177/153303461101000605>
- Auksorius, E. (2017). Multidimensional Fluorescence Imaging and Super-resolution Exploiting Ultra-fast Laser and Supercontinuum Technology.
- Austin, D. R., de Sterke, C. M., Eggleton, B. J., & Brown, T. G. (2006). Dispersive wave blue-shift in supercontinuum generation. *Optics express*, 14(25), 11997-12007.
- B. Xu, T. N., & Yamashita, S. (2014). Supercontinuum generation in nonlinear fibers using high-energy figure-of-eight mode-locked fiber laser for SD-OCT application. *SPIE*, 2(2), 9. <https://doi.org/10.1117/12.2059507>
- Bambery, K., Wood, B., Quinn, M., & McNaughton, D. (2004). Fourier transform infrared imaging and unsupervised hierarchical clustering applied to cervical biopsies. *Australian Journal of Chemistry*, 57(12), 1139-1143. <https://doi.org/10.1071/CH04137>
- Beard, P. (2011). Biomedical photoacoustic imaging. *online*. <https://doi.org/doi:10.1098/rsfs.2011.0028>
- Bell, A. G. (1880). On the production and reproduction of sound by light. *American Journal of Science*, s3-20(118), 305-324. <https://doi.org/10.2475/ajs.s3-20.118.305>
- Benavides, J. M., Chang, S., Park, S. Y., Richards-Kortum, R., Mackinnon, N., MacAulay, C., Milbourne, A., Malpica, A., & Follen, M. (2003). Multispectral digital colposcopy for in vivo detection of cervical cancer. *Opt. Express*, 11(10), 1223-1236. <https://doi.org/10.1364/OE.11.001223>
- Boyd, R. W., Gaeta, A. L., & Giese, E. (2008). Nonlinear optics. En *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics* (pp. 1097-1110). Springer.
- Breathnach, A., Concannon, E., Dorairaj, J. J., Shaharan, S., McGrath, J., Jose, J., M.D., J. L. K., & Leahy, M. J. (2018). Preoperative measurement of cutaneous melanoma and nevi thickness with photoacoustic imaging. *Journal of Medical Imaging*, 5(1), 1-7. <https://doi.org/10.1117/1.JMI.5.1.015004>
- Canal, C., Laugustin, A., Kohl, A., & Rabot, O. (2017). Short-pulse laser diode sources enabling handheld photoacoustic devices for deep tissue imaging. *European Conference on Biomedical Optics*, 1041503.

- Cancio, L., Batchinsky, A., Mansfield, J., Panasyuk, S., Hetz, K., Martini, D., Jordan, B., Tracey, B., & Freeman, J. (2006). Hyperspectral Imaging: A New Approach to the Diagnosis of Hemorrhagic Shock. *The Journal of trauma*, *60*, 1087-95. <https://doi.org/10.1097/01.ta.0000217357.10617.3d>
- Cascante, J., Díez, A., & Andrés, M. V. (s.f.). FUENTES LÁSER GENERADORAS DE SUPERCONTINUO CON APLICACIÓN EN INSTRUMENTACIÓN MÉDICA Y EXPERIMENTACIÓN CIENTÍFICA.
- Chi Zhang, K. M., & Wang, L. V. . (2011). Photoacoustic Microscopy Unlocks Secrets of Optical Absorption. *BioPhotonics*, *54*.
- Cho, N.-H., Jung, U.-S., Kwon, H.-I., Jeong, H.-S., & Kim, J.-H. (2011). Development of SD-OCT for Imaging the in vivo Human Tympanic Membrane. *J. Opt. Soc. Korea*, *15*(1), 74-77. <http://www.osapublishing.org/josk/abstract.cfm?URI=josk-15-1-74>
- Coen, S., Chau, A. H. L., Leonhardt, R., Harvey, J. D., Knight, J. C., Wadsworth, W. J., & Russell, P. S. J. (2002). Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers. *JOSA B*, *19*(4), 753-764.
- Cole, R. W., & Turner, J. N. (2008). Light-Emitting Diodes Are Better Illumination Sources for Biological Microscopy than Conventional Sources, *Microsc. Microanal*, 243-250.
- Colston, B. W., Sathyam, U. S., DaSilva, L. B., Everett, M. J., Stroeve, P., & Otis, L. (1998). Dental oct. *Optics express*, *3*(6), 230-238.
- Cua, M., Lin, E., Lee, L., Sheng, X., Wong, K. S., Tibbits, G. F., Beg, M. F., & Sarunic, M. V. (2014). Morphological phenotyping of mouse hearts using optical coherence tomography. *Journal of biomedical optics*, *19*(11), 116007.
- Dasa, M. K., Markos, C., Maria, M., Petersen, C. R., Moselund, P. M., & Bang, O. (2018). High-pulse energy supercontinuum laser for high-resolution spectroscopic photoacoustic imaging of lipids in the 1650-1850 nm region. *Biomed. Opt. Express*, *9*(4), 1762-1770. <https://doi.org/10.1364/BOE.9.001762>
- Dicker, D., Lerner, J., Belle, P., Barth, S., Guerry, D., Herlyn, M., Elder, D., & El-Deiry, W. (2006). Differentiation of normal skin and melanoma using high resolution hyperspectral imaging. *Cancer biology therapy*, *5*, 1033-8. <https://doi.org/10.4161/cbt.5.8.3261>
- Djalilian, H. R., Ridgway, J., Majestic Tam, A. S., Chen, Z., & Wong, B. J. (2008). Imaging the human tympanic membrane using optical coherence tomography in vivo. *Otology & neurotology*:

official publication of the American Otological Society, American Neurotology Society [and] European Academy of Otology and Neurotology, 29(8), 1091.

- Dogra, V. S., Chinni, B. K., Valluru, K. S., Joseph, J. V., Ghazi, A., Yao, J. L., Evans, K., Messing, E. M., & Rao, N. A. (2013). Multispectral photoacoustic imaging of prostate cancer: preliminary ex-vivo results. *Journal of clinical imaging science, 3*.
- Dogra, V. S., Chinni, B. K., Valluru, K. S., Moalem, J., Giampoli, E. J., Evans, K., & Rao, N. A. (2014). Preliminary results of ex vivo multispectral photoacoustic imaging in the management of thyroid cancer. *American Journal of Roentgenology, 202(6)*, W552-W558.
- Drexler, W., & Fujimoto, J. (2008). *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications*. eds. Springer Berlin Heidelberg.
- Druon, F., Sanner, N., Lucas-Leclin, G., Georges, P., Hansen, K. P., & Petersson, A. (2003). Self-compression and Raman soliton generation in a photonic crystal fiber of 100-fs pulses produced by a diode-pumped Yb-doped oscillator. *Applied optics, 42(33)*, 6768-6770.
- Dudley, J. M., Genty, G., & Coen, S. (2006). Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Reviews of modern physics, 78(4)*, 1135.
- Dudley, J. M., Genty, G., & Eggleton, B. J. (2008). Harnessing and control of optical rogue waves in supercontinuum generation. *Optics Express, 16(6)*, 3644-3651.
- Dudley, J. M., Provino, L., Grossard, N., Maillotte, H., Windeler, R. S., Eggleton, B. J., & Coen, S. (2002). Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping. *JOSA B, 19(4)*, 765-771.
- Ebendorff-Heideptiem, H., & Monro, T. (2004). Fabrication of microstructured polymer optical fibres. *Optical Fiber Technology, 10(55)*, 325-335.
- Ellis, J. (2001). Searching for oil seeps and oil-impacted soil with hyperspectral imagery. *Earth Observation Magazine*.
- Esenaliev, R. O., Karabutov, A. A., Tittel, F. K., Fornage, B. D., M.D., S. L. T., Stelling, C., & Oraevsky, A. A. (1997). Laser optoacoustic imaging for breast cancer diagnostics: limit of detection and comparison with x-ray and ultrasound imaging (B. Chance & R. R. Alfano, Eds.). *2979*, 71-82. <https://doi.org/10.1117/12.280213>
- Ferris, D., Lawhead, R., Dickman, E., Holtzapple, N., Miller, J., Grogan, S., Bambot, S., Agrawal, A., & Faupel, M. (2001). Multimodal Hyperspectral Imaging for the Noninvasive Diagnosis of

- Cervical Neoplasia. *Journal of lower genital tract disease*, 5, 65-72. <https://doi.org/10.1046/j.1526-0976.2001.005002065.x>
- Feutchter, T. (2015). Supercontinuum Sources Enhance UHR-OCT Methods. *BioPhotonics*, 1(1), 0.
- Freebody, M. (2019). Multispectral Imaging Aids Wound Healing, Pathology Research. *BioPhotonics*.
- Frosz, M. H. (2007). *Supercontinuum generation in photonic crystal fibres: Modelling and dispersion engineering for spectral shaping*. COM, DTU.
- Gattass, R. R. (2006a). *Femtosecond-laser interactions with transparent materials: applications in micromachining and supercontinuum generation*. Harvard University.
- Gattass, R. R. (2006b). *Femtosecond-laser interactions with transparent materials: applications in micromachining and supercontinuum generation*. Harvard University.
- Genty, G., et al. (2004). *Supercontinuum generation in microstructured fibers and novel optical measurement techniques*. Helsinki University of Technology.
- Goda, K. (2012). High-throughput optical coherence tomography at 800 nm. *Opt Express*, 20(55), 19612-19617.
- Goetz, A. F. (2009). Three decades of hyperspectral remote sensing of the Earth: A personal view [Imaging Spectroscopy Special Issue]. *Remote Sensing of Environment*, 113, S5-S16. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.rse.2007.12.014>
- Gorbach, A., Skryabin, D., Stone, J. M., & Knight, J. (2006). Four-wave mixing of solitons with radiation and quasi-nondispersive wave packets at the short-wavelength edge of a supercontinuum. *Optics Express*, 14(21), 9854-9863.
- Greenman, R., Panasyuk, S., Wang, X., Lyons, T., Dinh, T., Longoria, L., Giurini, J., Freeman, J., Khaodhiar, L., & Veves, A. (2005). Early changes in skin microcirculation and muscle metabolism of diabetic foot. *Lancet*, 366, 1711-7. [https://doi.org/10.1016/S0140-6736\(05\)67696-9](https://doi.org/10.1016/S0140-6736(05)67696-9)
- Gross, B., & Manassah, J. (1991). The spectral distribution and the frequency shift of the supercontinuum. *Physics Letters A*, 2(55), 261-270.
- Guan, Y., Li, Q., Liu, H., Zhu, Z., & Wang, Y. (2012). Pathological leucocyte segmentation algorithm based on hyperspectral imaging technique. *Optical Engineering*, 51(5), 053202.
- Guo, B., Feng, Z., Hu, D., Xu, S., Middha, E., Pan, Y., Liu, C., Zheng, H., Qian, J., Sheng, Z., & Liu, B. (2019). Precise Deciphering of Brain Vasculatures and Microscopic Tumors with Dual

- NIR-II Fluorescence and Photoacoustic Imaging. *Advanced Materials*, 31. <https://doi.org/10.1002/adma.201902504>
- Gutiérrez, G. (2009). Influencia de la inestabilidad modulacional en la generación de un espectro continuo en fibras ópticas con pulsos de nanosegundos. *Revista Mexicana de Física.*, 1(55), 0.
- Harmatys, K. M., Cole, E. L., & Smith, B. D. (2013). In vivo imaging of bone using a deep-red fluorescent molecular probe bearing multiple iminodiacetate groups. *Molecular pharmaceuticals*, 10 11, 4263-71.
- Heijblom, M., Piras, D., Engh, F., Schaaf, M., Klaase, J., Steenbergen, W., & Manohar, S. (2016). The state of the art in breast imaging using the Twente Photoacoustic Mammoscope: results from 31 measurements on malignancies. *European radiology*, 26. <https://doi.org/10.1007/s00330-016-4240-7>
- Hilligsøe, K. M., Andersen, T. V., Paulsen, H. N., Nielsen, C. K., Mølmer, K., Keiding, S., Kristiansen, R., Hansen, K. P., & Larsen, J. J. (2004). Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths. *Optics Express*, 12(6), 1045-1054.
- Hoelen, C. G. A., de Mul, F. F. M., Pongers, R., & Dekker, A. (1998). Three-dimensional photoacoustic imaging of blood vessels in tissue. *Opt. Lett.*, 23(8), 648-650. <https://doi.org/10.1364/OL.23.000648>
- Hong, G., Diao, S., Chang, J., Antaris, A. L., Chen, C., Zhang, B., Zhao, S., Atochin, D. N., Huang, P. L., Andreasson, K. I., et al. (2014). Through-skull fluorescence imaging of the brain in a new near-infrared window. *Nature photonics*, 8(9), 723-730.
- Hong, G., Lee, J. C., Jha, A., Diao, S., Nakayama, K. H., Hou, L., Doyle, T. C., Robinson, J. T., Antaris, A. L., Dai, H., et al. (2014). Near-infrared II fluorescence for imaging hindlimb vessel regeneration with dynamic tissue perfusion measurement. *Circulation: Cardiovascular Imaging*, 7(3), 517-525.
- Horak, P., Chen, K., Alam, S.-u., Dasgupta, S., & Richardson, D. (2010). High-Power Supercontinuum generation with picosecond pulses, 1-4. <https://doi.org/10.1109/ICTON.2010.5549088>
- Hu, S., k. Maslov & Wang, L. (2011). second-generation optical-resolution photoacoustic microscopy with improved sensitivity and speed. *Opt Lett*, 36(7).
- Huang, D. (1991). Optical Coherence Tomography. *Science*, 254(1), 1178-1181. <https://doi.org/10.1126/science.1957169>

- Huang, D., & Swanson, E. (1993). In vivo retinal imaging by optical coherence tomography. *Opt Lett*, *18*(55), 1864-1866.
- Huot, Moselund, P. M., Tidemand-Lichtenberg, P., Leick, L., & Pedersen, C. (2016). Upconversion imaging using an all-fiber supercontinuum source. *Opt. Lett.*, *41*, 2466-2469.
- Husakou, A. (2002). *Nonlinear phenomena of ultrabroadband radiation in photonic crystal fibers and hollow waveguides* [Tesis doctoral].
- Inoué, K., S. Spring. (1997). *Video Microscopy*. Plenum Publishing, New York.
- Islam, K., Ploschner, M., & Goldys, E. (2017). Multi-LED light source for hyperspectral imaging. *Optics Express*, *25*, 32659. <https://doi.org/10.1364/OE.25.032659>
- Israelsen, N. M., Maria, M., Mogensen, M., Bojesen, S., Jensen, M., Haedersdal, M., Podoleanu, A., & Bang, O. (2018). The value of ultrahigh resolution OCT in dermatology-delineating the dermo-epidermal junction, capillaries in the dermal papillae and vellus hairs. *Biomedical optics express*, *9*(5), 2240-2265.
- J. G Fujimoto, S. A. B., & Brezinski, M. E. (2000). Optical Coherence Tomography: An Emerging Technology for biomedical imagin and Optical Biopsy. *Neoplasia*, *2*(2), 9-25. <https://doi.org/10.1038/sj.neo.7900071>
- J. Gersten, R. A., & Belic, M. (1980). Combined stimulated raman scattering and continuum self-phase modulations. *Appl.Phys*, *2*(55), 1222-1224.
- J. Knight, P. R., T. Birks, & Atkin, D. (1996). All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics Letters*, (21), 1547-1549.
- Johnson, W. R., Wilson, D. W., Fink, W., M.D., M. S. H., & Bearman, G. H. (2007). Snapshot hyperspectral imaging in ophthalmology. *Journal of Biomedical Optics*, *12*(1), 1-7. <https://doi.org/10.1117/1.2434950>
- Kabaciński, P., Kardaś, T. M., Stepanenko, Y., & Radzewicz, C. (2019). Nonlinear refractive index measurement by SPM-induced phase regression. *Optics express*, *27*(8), 11018-11028.
- Karpiouk, A. B., Aglyamov, S. R., Mallidi, S., Shah, J., Scott, W. G., Rubin, J. M., & Emelianov, S. Y. (2008). Combined ultrasound and photoacoustic imaging to detect and stage deep vein thrombosis: phantom and ex vivo studies. *Journal of Biomedical Optics*, *13*(5), 1-8. <https://doi.org/10.1117/1.2992175>

- Kester, R. T., Bedard, N., Gao, L. S., & Tkaczyk, T. S. (2011). Real-time snapshot hyperspectral imaging endoscope. *Journal of Biomedical Optics*, *16*(5), 1-13. <https://doi.org/10.1117/1.3574756>
- Kim, I., Kim, M., Chen, Y., & Kong, S. (2004). Detection of skin tumors on chicken carcasses using hyperspectral fluorescence imaging. *Transactions of the ASAE*, *47*(5), 1785.
- Kivshar, Y. S., & Agrawal, G. P. (2003). *Optical solitons: from fibers to photonic crystals*. Academic press.
- Knight, J. C., Arriaga, J., Birks, T. A., Ortigosa-Blanch, A., Wadsworth, W. J., & Russell, P. S. J. (2000). Anomalous dispersion in photonic crystal fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, *12*(7), 807-809. <https://doi.org/10.1109/68.853507>
- Kolkman, R. G. M., Steenbergen, W., & van Leeuwen, T. G. (2006). In vivo photoacoustic imaging of blood vessels with a pulsed laser diode. *Lasers in Medical Science*, *21*, 134-139.
- Kong, S. G., Martin, M. E., & Vo-Dinh, T. (2006). Hyperspectral Fluorescence Imaging for Mouse Skin Tumor Detection. *ETRI Journal*, *28*(6), 770-776. <https://doi.org/https://doi.org/10.4218/etrij.06.0106.0061>
- Kruger, R., Liu, P., & Appledorn, C. (1995). Photoacoustic ultrasound (PAUS)—reconstruction tomography. *Med. Phys.*, *22*, 1605-1609. <https://doi.org/https://doi.org/10.1118/1.597429>
- Kumar, S., Desmedt, C., Larsimont, D., Sotiriou, C., & Goormaghtigh, E. (2013). Change in the microenvironment of breast cancer studied by FTIR imaging. *Analyst*, *138*, 4058-4065. <https://doi.org/10.1039/C3AN00241A>
- Larsen, E. L., Randeberg, L. L., Aksnes, A., Svaasand, L. O., Olstad, E., & Haugen, O. A. (2011). Hyperspectral imaging of atherosclerotic plaques in vitro. *Journal of biomedical optics*, *16*(2), 026011.
- Lee, J. H., van Howe, J., Xu, C., & Liu, X. (2008). Soliton self-frequency shift: experimental demonstrations and applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, *14*(3), 713-723.
- Lehtonen, M., et al. (2005). *Applications of microstructured fibers: Supercontinua and novel components*. Helsinki University of Technology.
- Li, C., & Wang, L. (2009). Photoacoustic tomography and sensing in biomedicine. *Phys Med Biol*, *54*, R59-R97. <https://doi.org/10.1117/1.3528661>

- Li, D., Liu, Q., Qi, Q., Shi, H., Hsu, E.-C., Chen, W., Yuan, W., Wu, Y., Lin, S., Zeng, Y., Xiao, Z., Xu, L., Zhang, Y., Stoyanova, T., Jia, W., & Cheng, Z. (2020). Bone Imaging: Gold Nanoclusters for NIR-II Fluorescence Imaging of Bones (*Small* 43/2020). *Small*, 16(43), 2070237. <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/sml.202070237>
- Li, Q., Wang, Y., Liu, H., & Chen, Z. (2012). Nerve fibers identification based on molecular hyperspectral imaging technology. *2012 IEEE International Conference on Computer Science and Automation Engineering (CSAE)*, 3, 15-17.
- Lichtenegger, A., Harper, D. J., Augustin, M., Eugui, P., Muck, M., Gesperger, J., Hitzenberger, C. K., Woehrer, A., & Baumann, B. (2017). Spectroscopic imaging with spectral domain visible light optical coherence microscopy in Alzheimer's disease brain samples. *Biomed. Opt. Express*, 8(9), 4007-4025. <https://doi.org/10.1364/BOE.8.004007>
- Lichtman, J., & Conchello, J. (2006). Fluorescence Microscopy. *Nature methods*, 2, 910-9. <https://doi.org/10.1038/nmeth817>
- Lin & Stolen, R. (1976). New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy. *Appl. Phys*, 2(55), 216-218.
- Louie, T., Lee, C., Hsu, D., Hirasuna, K., Manesh, S., Staninec, M., Darling, C. L., & Fried, D. (2010). Clinical assessment of early tooth demineralization using polarization sensitive optical coherence tomography. *Lasers in Surgery and Medicine*, 42(10), 898-905. <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/lsm.21013>
- Lu, G., & Fei, B. (2014). Medical hyperspectral imaging: a review. *J Biomed Opt.* <https://doi.org/10.1117/1.JBO.19.1.010901>
- Martin, R., Thies, B., & Gerstner, A. (2012). Hyperspectral hybrid method classification for detecting altered mucosa of the human larynx. *International journal of health geographics*, 11, 21. <https://doi.org/10.1186/1476-072X-11-21>
- Martín, S. (2007). *Generación de supercontinuo en fibras ópticas monomodo con fuentes de bombeo continuos*. Universidad Complutense de Madrid, Facultad de Ciencias Básicas.
- Maslov, K., Zhang, H., Hu, S., & Wang, L. (2008). Optical-resolution photoacoustic microscopy for in vivo imaging of single capillaries. *Optics Letters*, 33(9), 929-931. <https://doi.org/10.1364/OL.33.000929>
- Metaphase. (2019). Hyperspectral LED Illumination System.

- Mitra, K., Melvin, J., Chang, S., Xu, R., Park, K., Yilmaz, A., & Melvin, S. (2012). Indocyanine-green-loaded microballoons for biliary imaging in cholecystectomy. *Journal of biomedical optics*, *17*(11), 116025.
- Mitschke, F., & Mollenauer, L. (1986). Discovery of the soliton selffrequency shift. *Opt.Lett*, *2*(55), 1-3.
- Miyashiro, I., Miyoshi, N., Hiratsuka, M., Kishi, K., Yamada, T., Ohue, M., Ohigashi, H., Yano, M., Ishikawa, O., & Imaoka, S. (2008). Detection of sentinel node in gastric cancer surgery by indocyanine green fluorescence imaging: comparison with infrared imaging. *Annals of surgical oncology*, *15*(6), 1640-1643.
- Mollenauer, L., & Smith, K. (1988). Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain. *Optics letters*, *13*(8), 675-677.
- Montero-Sánchez, P., Román-Brenes, R., Siles, F., & Cascante-Vindas, J. (2020). MiSiM:Microstructured Fibers' Simulator. *2020 IEEE Latin America Electron Devices Conference (LAEDC)*, 1-4. <https://doi.org/10.1109/LAEDC49063.2020.9073506>
- Mortensen, N. A. (2002). Effective area of photonic crystal fibers. *Opt. Express*, *10*(7), 341-348. <https://doi.org/10.1364/OE.10.000341>
- Mortensen, N. A., Folken, J. R., Skovgaard, P. M., & Broeng, J. (2002). Numerical aperture of single-mode photonic crystal fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, *14*(8), 1094-1096.
- Mussot, A., Beaugeois, M., Bouazaoui, M., & Sylvestre, T. (2007). Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths. *Optics express*, *15*, 11553-63. <https://doi.org/10.1364/OE.15.011553>
- Nikolov, N. I., Sørensen, T., Bang, O., & Bjarklev, A. (2003). Improving efficiency of supercontinuum generation in photonic crystal fibers by direct degenerate four-wave mixing. *JOSA B*, *20*(11), 2329-2337.
- NKTPhotonics. (2019). Flexible Supercontinuum Excitation simply paired with a Synchronized Depletion beam.
- NKT-photonics. (2019). Photonic crystal fiber.
- Nyayapathi, N., & Xia, J. (2019). Photoacoustic imaging of breast cancer: a mini review of system design and image features. *Journal of biomedical optics*, *24*(12), 121911.
- Onal, S., Tugal-Tutkun, I., Neri, P., & P Herbort, C. (2014). Optical coherence tomography imaging in uveitis. *International Ophthalmology*, *34*(2), 401-435.

- Orignaca, X., & Barbiera, D. (1999). Fabrication of microstructured polymer optical fibres. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2(55), 1-18.
- Ottolino-Perry, K., M.D., A. S., DeLuca, S., Son, V., Liu, Z. (, Ropic, S., Anantha, N. T., Wang, S., Chamma, E., Blackmore, K., Gibson, C., Medeiros, P. J., Majeed, S., Chu, A., Pizzolato, A., Rosen, C. F., Lindvere-Teene, L., Dunham, D., Kulbatski, I., ... DaCosta, R. S. (2019). Intraoperative fluorescence imaging with aminolevulinic acid detects grossly occult breast cancer: a Phase II randomized controlled trial (Conference Presentation). En T. Hassan (Ed.), *17th International Photodynamic Association World Congress* (Vol. 11070). SPIE. <https://doi.org/10.1117/12.2527216>
- P. Beaud, B. Z., W. Hodel, & Weber, H. (1987). Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a singlemode optical fiber. *IEEE J. Q. Elec., QE-23*, 2(55), 1938-1946.
- Panasyuk, S., Yang, S., Faller, D., Ngo, D., Lew, R., Freeman, J., & Rogers, A. (2007). Medical hyperspectral imaging to facilitate residual tumor identification during surgery. *Cancer biology therapy*, 6, 439-46. <https://doi.org/10.4161/cbt.6.3.4018>
- Peng, K., He, L., Wang, B., & Xiao, J. (2015). Detection of cervical cancer based on photoacoustic imaging—the in-vitro results. *Biomed. Opt. Express*, 6(1), 135-143. <https://doi.org/10.1364/BOE.6.000135>
- Pereira, M. (2012). *Fabricación e Investigación de Fibras de Cristal Fotónico (Microestructuradas) con Núcleo de Gran Área*. Centro de Investigaciones en Óptica A.C., División de Fotónica.
- Petersen, C. R., Prtljaga, N., Farries, M., Ward, J., Napier, B., Lloyd, G. R., Nallala, J., Stone, N., & Bang, O. (2018). Mid-infrared multispectral tissue imaging using a chalcogenide fiber supercontinuum source. *Opt. Lett.*, 43, 999-1002.
- Poudel, C., & Kaminski, C. (2019). Supercontinuum radiation in fluorescence microscopy and biomedical imaging applications. *Journal of the Optical Society of America B*, 36, A139. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.36.00A139>
- R. Fork, C. H., C. Shank, & Yen, R. (1983). Combined stimulated raman scattering and continuum self-phase modulations. *Opt.Lett*, 2(55), 1-3.
- Raghavendra, T., P. Pullaiah. (2018). *Biomedical Imaging Role in Cellular and Molecular Diagnostics. Advances in Cell and Molecular Diagnostics*. School of Regenerative Medicine, Manipal University, Bangalore.

- Randeberg, L. L., Baarstad, I., Løke, T., Kaspersen, P., & Svaasand, L. O. (2006). Hyperspectral imaging of bruised skin. En K. W. G. M.D., G. J. T. M.D., N. K. M.D., H. Zeng, B. Choi, R. S. M. M.D., M. D. L. D.V.M., L. P. T. V.D.M., H. H. M.D., S. J. Madsen, B. J.-F. W. M.D., J. F. R. I. M.D., E. A. T. M.D. & W. T. de Riese (Eds.), *Photonic Therapeutics and Diagnostics II* (pp. 100-110, Vol. 6078). SPIE. <https://doi.org/10.1117/12.646557>
- Randeberg, L. L., & Hernandez-Palacios, J. (2012). Hyperspectral imaging of bruises in the SWIR spectral region. En A. Mahadevan-Jansen, E. D. Jansen, A. Mandelis, K. W. G. M.D., G. J. T. M.D., L. Marcu, N. Kollias, B. Choi, H. Zeng, M. J. Suter, S. Lam, M. Brenner, H. W. Kang, B. E. K. M.D., H. H. M.D., S. Madsen, B. J.-F. W. M.D., J. F. I. M.D. & K. Izdebski (Eds.), *Photonic Therapeutics and Diagnostics VIII* (pp. 129-138, Vol. 8207). SPIE. <https://doi.org/10.1117/12.909137>
- Renkoski, T. E., Utzinger, U., & Hatch, K. D. (2012). Wide-field spectral imaging of human ovary auto-fluorescence and oncologic diagnosis via previously collected probe data. *Journal of biomedical optics*, *17*(3), 036003.
- Rosas, J. G., & Blanco, M. (2012). A criterion for assessing homogeneity distribution in hyperspectral images. Part 2: application of homogeneity indices to solid pharmaceutical dosage forms. *Journal of pharmaceutical and biomedical analysis*, *70*, 691-699.
- R.Ranka. (2005). *Ultrafast Lasers: Technology and Application*. Taylor Francis.
- Salehi, H. S., Kumavor, P. D., Li, H., Alqasemi, U., Wang, T., Xu, C., & Zhu, Q. (2015). Design of optimal light delivery system for co-registered transvaginal ultrasound and photoacoustic imaging of ovarian tissue. *Photoacoustics*, *3*(3), 114-122. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.pacs.2015.08.003>
- Sánchez, P. M. (2019). *Generación de supercontinuo en fibras microestructuradas y bombeos cuasicon-
tinuos y su aplicación en la espectroscopía biomédica*.
- Shah, S., Bachrach, N., Spear, S., Letbetter, D., Stone, R., Dhir, R., Prichard, J., Brown, H., & LaFramboise, W. (2003). Cutaneous Wound Analysis Using Hyperspectral Imaging [PMID: 12613264]. *BioTechniques*, *34*(2), 408-413. <https://doi.org/10.2144/03342pf01>
- Smith, R. B. (2012). Introduction to Hyperspectral Imaging.
- SOF-clínica-oftalmologa. (2017). O.C.T (Tomografía de Coherencia Óptica).

- Song, L., Maslov, K., Bitton, R., & K. Shung, L. V. W. (2008). Fast 3-D dark-field reflection-mode photoacoustic microscopy in vivo with a 30-MHz ultrasound linear array. *J. Biomed. Opt.*, *13*, 1-10.
- Sorg, B. S., Moeller, B. J., Donovan, O., Cao, Y., & D.V.M., M. W. D. (2005). Hyperspectral imaging of hemoglobin saturation in tumor microvasculature and tumor hypoxia development. *Journal of Biomedical Optics*, *10*(4), 1-11. <https://doi.org/10.1117/1.2003369>
- Spring KR, D. M. (2008). *Introduction to Fluorescence Microscopy*. Nikon MicroscopyU.
- Swanson, E. A., Izatt, J. A., Hee, M. R., Huang, D., Lin, C. P., Schuman, J. S., Puliapito, C. A., & Fujimoto, J. G. (1993). In vivo retinal imaging by optical coherence tomography. *Opt. Lett.*, *18*(21), 1864-1866. <https://doi.org/10.1364/OL.18.001864>
- Swanson, E. A., Izatt, J. A., Hee, M. R., Huang, D., Lin, C., Schuman, J., Puliapito, C., & Fujimoto, J. G. (1993). In vivo retinal imaging by optical coherence tomography. *Optics letters*, *18*(21), 1864-1866.
- Tam, A. C. (1986). Applications of photoacoustic sensing techniques. *Rev. Mod. Phys.*, *58*, 381-431. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.58.381>
- Thorlabs. (2019). Microscopy and Laser Imaging, Fluorescence Filters.
- Travers, J., Popov, S., & Taylor, J. (2005). Extended blue supercontinuum generation in cascaded holey fibers. *Optics Letters*, *30*(23), 3132-3134.
- Tuchin, V., Skibina, J. (, & Malinin, A. (2013, septiembre). *SPIE-Shanghai-Photonic crystal fibers in biophotonics*.
- Usenik, P., Bürmen, M., Fidler, A., Pernuš, F., & Likar, B. (2012). Evaluation of cross-polarized near infrared hyperspectral imaging for early detection of dental caries. *Lasers in Dentistry XVIII*, *8208*, 82080G.
- Vakoc, B. J., Lanning, R. M., Tyrrell, J. A., Padera, T. P., Bartlett, L. A., Stylianopoulos, T., Munn, L. L., Tearney, G. J., Fukumura, D., Jain, R. K., et al. (2009). Three-dimensional microscopy of the tumor microenvironment in vivo using optical frequency domain imaging. *Nature medicine*, *15*(10), 1219-1223.
- Valluru, K. S., Chinni, B. K., Rao, N. A., Bhatt, S., & Dogra, V. S. (2011). Development of a c-scan photoacoustic imaging probe for prostate cancer detection. *Medical Imaging 2011: Ultrasonic Imaging, Tomography, and Therapy*, *7968*, 97-103.

- Valluru, K. S., Wilson, K. E., & Willmann, J. K. (2016). Photoacoustic Imaging in Oncology: Translational Preclinical and Early Clinical Experience [PMID: 27429141]. *Radiology*, *280*(2), 332-349. <https://doi.org/10.1148/radiol.16151414>
- Venkateswaran, N., Galor, A., Wang, J., & Karp, C. L. (2018). Optical coherence tomography for ocular surface and corneal diseases: a review. *Eye and Vision*, *5*(1), 1-11.
- Vindas, J. C. (2010). *Generación de supercontinuo en fibras microestructuradas con bombeos cuasicon-
tinuos* [Tesis doctoral, Universitat de Valencia].
- Wai, P. K. A., Menyuk, C. R., Lee, Y., & Chen, H. (1986). Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers. *Optics letters*, *11*(7), 464-466.
- Wang, B., Xiang, L., Jiang, M. S., Yang, J., Zhang, Q., Carney, P. R., & Jiang, H. (2012). Photoacoustic tomography system for noninvasive real-time three-dimensional imaging of epilepsy. *Biomed. Opt. Express*, *3*(6), 1427-1432. <https://doi.org/10.1364/BOE.3.001427>
- Wang, L., & Wu, H. (2007). Biomedical Optics: Principles and Imaging. *Opt Lett*, 3-8.
- Wang, Y., Liu, S., Lou, S., Zhang, W., Cai, H., & Chen, X. (2019). Application of optical coherence tomography in clinical diagnosis. *Journal of X-ray Science and Technology*, *27*(6), 995-1006.
- Wei, C., Pelivanov, J. X. I., Hu, X., Gao, X., & O'Donnell, M. (2013). Magnetomotive Photoacoustic Imaging Spots Circulating Tumor Cells. *BioPhotonics*, 381-431.
- Welzel, J. (2001). Optical coherence tomography in dermatology: a review. *Skin Research and Technology*, *7*, 1-9. <https://doi.org/10.1034/j.1600-0846.2001.007001001.x>
- Werner, S. G., Langer, H.-E., Ohrndorf, S., Bahner, M., Schott, P., Schwenke, C., Schirner, M., Bastian, H., Lind-Albrecht, G., Kurtz, B., Burmester, G. R., & Backhaus, M. (2012). Inflammation assessment in patients with arthritis using a novel in vivo fluorescence optical imaging technology. *Annals of the Rheumatic Diseases*, *71*(4), 504-510. <https://doi.org/10.1136/annrheumdis-2010-148288>
- Wong, B. J., Jackson, R. P., Guo, S., Ridgway, J. M., Mahmood, U., Su, J., Shibuya, T. Y., Crumley, R. L., Gu, M., Armstrong, W. B., et al. (2005). In vivo optical coherence tomography of the human larynx: normative and benign pathology in 82 patients. *The Laryngoscope*, *115*(11), 1904-1911.

- Xia, J., Pelivanov, I., Wei, C.-w., Hu, X., Gao, X., & O'Donnell, M. (2012). Suppression of background signal in magnetomotive photoacoustic imaging of magnetic microspheres mimicking targeted cells. *Journal of biomedical optics*, *17*, 061224. <https://doi.org/10.1117/1.JBO.17.6.061224>
- Xu, J., Song, S., & Wang, R. K. (2017). Ultralong-range optical coherence tomography-based angiography by akinetic swept source. En J. G. Fujimoto, J. A. Izatt & V. V. Tuchin (Eds.), *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXI* (pp. 133-137, Vol. 10053). SPIE. <https://doi.org/10.1117/12.2254651>
- Yamashita, S.-i., Tokuishi, K., Anami, K., Miyawaki, M., Moroga, T., Kamei, M., Suehiro, S., Ono, K., Takeno, S., Chujo, M., Yamamoto, S., & Kawahara, K. (2011). Video-assisted thoracoscopic indocyanine green fluorescence imaging system shows sentinel lymph nodes in non-small-cell lung cancer. *The Journal of Thoracic and Cardiovascular Surgery*, *141*(1), 141-144. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jtcvs.2010.01.028>
- Yang, S., Xing, D., Lao, Y., Yang, D., Zeng, L., Xiang, L., & Chen, W. R. (2007). Noninvasive monitoring of traumatic brain injury and post-traumatic rehabilitation with laser-induced photoacoustic imaging. *Applied Physics Letters*, *90*(24), 243902. <https://doi.org/10.1063/1.2749185>
- Yolalmaz, A. (2017, julio). *Utilization of fiber loop ring down (FLRD) technique for sensing applications* [Tesis doctoral].
- You, Y.-J., Wang, C., Lin, Y.-L., Zaytsev, A., Xue, P., & Pan, C.-L. (2015). Ultrahigh-resolution optical coherence tomography at 1.3 μ m central wavelength by using a supercontinuum source pumped by noise-like pulses. *Laser Physics Letters*, *13*(2), 025101. <https://doi.org/10.1088/1612-2011/13/2/025101>
- Yudovsky, D., Nouvong, A., Schomacker, K., & Pilon, L. (2011). Monitoring temporal development and healing of diabetic foot ulceration using hyperspectral imaging. *Journal of biophotonics*, *4*(7-8), 565-576.
- Yudovsky, D., Pilon, L., Nouvong, A., & Schomacker, K. (2011). Assessing diabetic foot ulcer development risk with hyperspectral tissue oximetry. *Journal of biomedical optics*, *16*(2), 026009.
- Zeitouni, N. C., Rohrbach, D. J., Aksahin, M., & Sunar, U. (2015). Preoperative ultrasound and photoacoustic imaging of nonmelanoma skin cancers. *Dermatologic Surgery*, *41*(4), 525-528.

- Zeng, Y., Xu, S., Chapman, W. C., Li, S., Alipour, Z., Abdelal, H., Chatterjee, D., Mutch, M., & Zhu, Q. (2020). Real-time colorectal cancer diagnosis using PR-OCT with deep learning. *Optical Coherence Tomography*, OW2E-5.
- Zhongyuan, G., Yu, L., Xin, Z., & Ke, Y. (2019). Active hyperspectral imaging with a supercontinuum laser source in the dark. *Chinese Physics B*, 28, 034206. <https://doi.org/10.1088/1674-1056/28/3/034206>
- Zuzak, K., Naik, S., Alexandrakis, G., Hawkins, D., Behbehani, K., & Livingston, E. (2007). Characterization of a Near-Infrared Laparoscopic Hyperspectral Imaging System for Minimally Invasive Surgery. *Analytical chemistry*, 79, 4709-15. <https://doi.org/10.1021/ac070367n>

Apéndice

Apéndice A

Distribución de la literatura profesional

Se muestra en la Figura A.1 y la Figura A.2 la distribución anual por tema y la distribución anual acumulativa a través de los años de la revisión académica y profesional de la literatura, además de las referencias acumuladas útiles para el tema de generación de supercontinuo con una fibra microestructurada de dispersión decreciente y su uso en imágenes biomédicas.

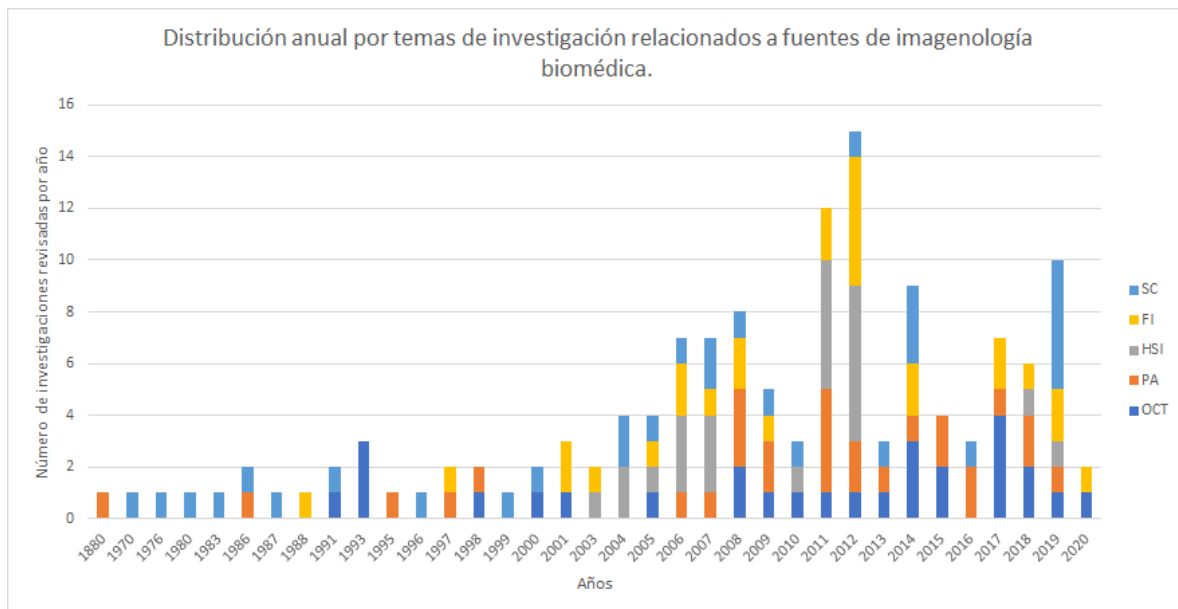


Figura A.1: Histograma de la distribución anual de la literatura revisada relacionada a fuentes de luz útiles para imagenología.

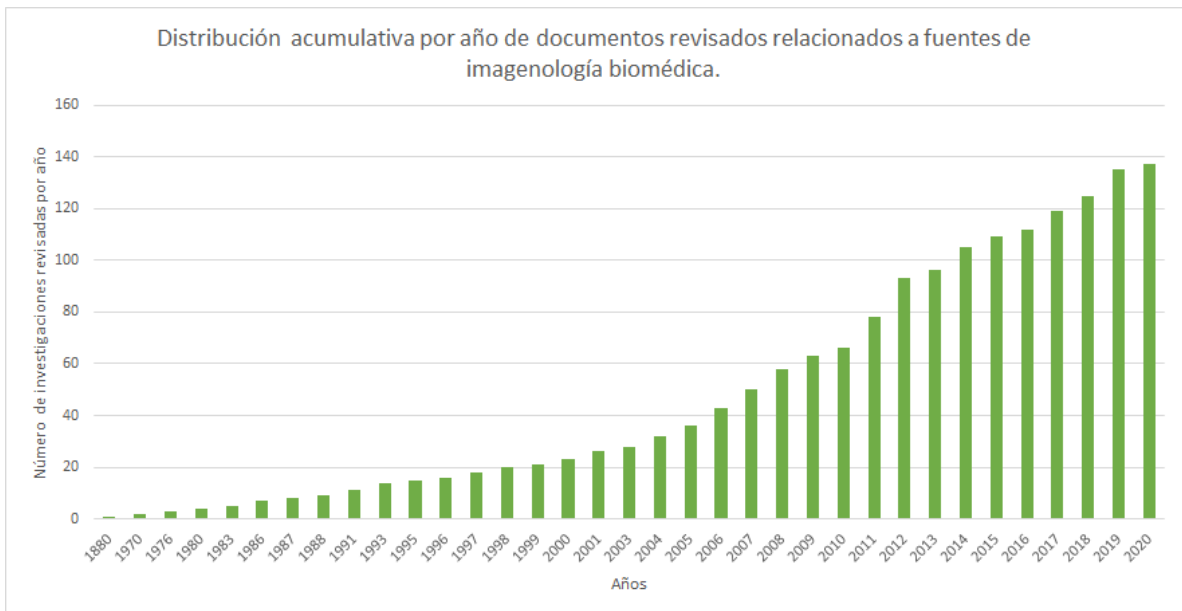


Figura A.2: Distribución anual acumulativa de la literatura revisada relacionada a fuentes de luz útiles para imagenología.

