



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

---

---

CAMPUS IRAPUATO-SALAMANCA  
DIVISIÓN DE INGENIERÍAS

**“Láser pulsado de fibra óptica operando a 1064 nm para la  
generación de supercontinuo”**

**TESIS**

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:  
**MAESTRÍA EN INGENIERÍA ELÉCTRICA**

PRESENTA:  
**ING. NATALIA MANRÍQUEZ COBIÁN**

DIRECTORES:  
**Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala**  
**Dr. Juan Carlos Hernández García**

SALAMANCA, GUANAJUATO

FEBRERO 2024

Salamanca, Gto., a 18 de junio del 2024.

**M. en I. HERIBERTO GUTIÉRREZ MARTIN  
COORDINADOR DE ASUNTOS ESCOLARES  
P R E S E N T E.-**

Por medio de la presente, se otorga autorización para proceder a los trámites de impresión, empastado de tesis y titulación al alumno(a) Natalia Manríquez Cobián del **Programa de Maestría en Ingeniería Eléctrica (Instrumentación y Sistemas Digitales)** y cuyo número de NUA es: **343168** del cual soy director. El título de la tesis es: **“Láser pulsado de fibra óptica operando a 1064 nm para la generación de supercontinuo”**.

Hago constar que he revisado dicho trabajo y he tenido comunicación con los sinodales asignados para la revisión de la tesis, por lo que no hay impedimento alguno para fijar la fecha de examen de titulación.

**A T E N T A M E N T E**



---

Dr. Julián M. Estudillo Ayala  
**DIRECTOR DE TESIS  
SECRETARIO**



---

Dr. Juan Carlos Hernández García  
**DIRECTOR DE TESIS**



---

Dr. Daniel Jauregui Vázquez  
**PRESIDENTE**



---

Dr. Iván Hernández Romano  
**VOCAL**

---

## **Dedicatoria**

*Con amor y cariño dedico este trabajo de tesis*

*A mis queridos padres*

*Rogelio y Martina*

*A mi amado esposo*

*Luis Karim*

---

## Agradecimientos

*Agradezco*

*A mis padres y hermanos, Rogelio, Martina, Liliana y Chico, por ser las personas más maravillosas que siempre están brindándome su apoyo incondicional en cada momento de mi vida.*

*A mi esposo y compañero de vida, Luis Karim, por ser la persona más bonita, quien ha sido mi motivación constante, y que, con su amor y paciencia infinita, me dio la fortaleza necesaria para alcanzar mis metas tanto personales como profesionales.*

*A mis directores de tesis, Dr. Julián Moisés Estudillo y Dr. Juan Calos Hernández por su apoyo y confianza durante este proceso.*

---

## Agradecimientos Institucionales



Expreso mi gratitud a la División de Ingenierías Campus Irapuato-Salamanca (CIS) de la Universidad de Guanajuato, por el soporte brindado durante mi trayectoria profesional. También, por el apoyo a través de los proyectos CIIC 003/2023 y 166/2023.



Este trabajo se llevó a cabo gracias al Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías, con el apoyo a través del programa Becas Nacionales de Posgrado con la beca número 1152664 y por medio del proyecto Cátedras CONAHCYT No. 3155, los proyectos CF 2023-109-G y Ciencia Básica con los proyectos CB 2017-2018 A1-S-33363.

---

## RESUMEN

En este trabajo de tesis, se expone el desarrollo y estudio de un láser pulsado constituido en su totalidad por fibra óptica en configuración de anillo en la cavidad, utilizando fibra dopada con iterbio (YDF) como medio de ganancia. Realizando un estudio espectral y temporal sobre el esquema experimental, el láser de fibra presentado opera en una longitud de onda de 1064 nm en el régimen pulsado empleando la técnica de amarre de modos pasivo mediante el efecto de la rotación de polarización no lineal, mostrando la generación de una clase de pulsos conocidos como pulsos múltiples, los cuales tienen una frecuencia de repetición de 213.675 kHz con una potencia de bombeo de 1.271 W. El número de pulsos dentro del paquete de pulsos generado se puede controlar con precisión mediante la modificación del estado de polarización (SOP). Además, fue posible obtener hasta cinco componentes Raman, cada una centrada en una longitud de onda distinta, 1025 nm, 1073 nm, 1132 nm, 1188 nm y 1259 nm. Finalmente, se logra un ensanchamiento espectral uniforme de 200 nm, generando directamente un espectro Supercontinuo (SC) a la salida del láser.

---

## ABSTRACT

In this thesis work, the development and study of a pulsed laser consisting of an all-fiber in a cavity ring configuration, using ytterbium-doped fiber (YDF) as the gain medium, is presented. Performing a spectral and temporal study on the experimental scheme, the presented fiber laser operates at a wavelength of 1064 nm in the pulsed regime employing the passive mode-locking technique through the nonlinear polarization rotation effect (NPR), showing the generation of a kind of pulses, known as multiple pulses, which have a repetition frequency of 213.675 kHz with a pumping power of 1.271 W. The number of pulses within the generated pulse packet can be precisely controlled by changing the state of polarization (SOP). In addition, it was possible to obtain up to five Raman components, each centered at a different wavelength, 1025 nm, 1073 nm, 1132 nm, 1188 nm y 1259 nm. Finally, a uniform spectral broadening of 200 nm is achieved, directly generating a Supercontinuum (SC) spectrum at the laser output.

---

# Contenido

Dedicatoria.....	II
Agradecimientos .....	III
Agradecimientos Institucionales.....	IV
RESUMEN .....	V
ABSTRACT .....	VI
Índice de Figuras .....	IX
CAPÍTULO 1 .....	11
Introducción.....	11
1.1 Antecedentes.....	11
1.1.1 Láser de fibra óptica de emisión continua (CW) .....	2
1.1.2 Láser de fibra óptica de emisión pulsada .....	2
1.2 Objetivos.....	3
1.2.1 Objetivo general.....	3
1.2.2 Objetivos específicos .....	4
1.3 Justificación .....	4
1.4 Estructura del trabajo de tesis .....	5
CAPÍTULO 2 .....	6
Marco Teórico .....	6
2.1 El láser .....	6
2.2 Láser de fibra óptica .....	9
2.2.1 Láser de fibra dopada con iterbio.....	9
2.2.2 Tipos de configuraciones en cavidades de láseres de fibra óptica ..	10
2.3 Técnica de amarre de modos para láseres pulsados de fibra óptica .....	12
2.3.1 Amarre de modos activo .....	13
2.3.2 Amarre de modos pasivo .....	14
2.4 Fenómenos no lineales en fibras ópticas .....	14
2.4.1 Efecto Kerr.....	16
2.4.2 Efectos dispersión .....	19
2.5 Rotación de polarización no lineal (NPR, <i>nonlinear polarization rotation</i> ).....	23
2.6 Pulsos ópticos en un láser de fibra empleando el amarre de modos.....	25
2.6.1 Pulso fundamental.....	26
2.6.2 Pulsos múltiples .....	27

---

CAPÍTULO 3 .....	29
Metodología.....	29
3.1 Fuente de bombeo.....	29
3.2 Dispositivos ópticos.....	30
3.2.1 Combinador de fibra óptica .....	31
3.2.2 Fibra dopada con iterbio (doble revestimiento) .....	31
3.2.3 Aislador óptico .....	33
3.2.4 Acoplador de fibra óptica.....	36
3.2.5 Controlador de polarización.....	37
3.2.6 Fibra óptica SMF-28 .....	39
CAPÍTULO 4 .....	41
Resultados obtenidos .....	41
4.1 Desarrollo del esquema experimental del láser de fibra.....	41
4.2 Resultados experimentales .....	44
4.2.1 Generación de pulsos múltiples (explosión de pulsos) .....	44
4.2.2 Generación de Stokes.....	46
4.2.3 Generación de Supercontinuo .....	49
CAPÍTULO 5 .....	53
Conclusiones y trabajo futuro.....	53
5.1 Conclusiones.....	53
5.2 Trabajo a futuro .....	55
Artículos publicados .....	57
Participación en congresos .....	57
Referencias .....	58

---

## Índice de Figuras

Figura 2. 1 Procesos de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada.....	7
Figura 2. 2 Componentes de un láser con cavidad Fabry-Perot.....	8
Figura 2. 3 Niveles de energía del $\text{Yb}^{3+}$ en sílice.....	10
Figura 2. 4 Representación de una cavidad lineal de un láser.....	11
Figura 2. 5 Representación de una cavidad en forma de ocho en un láser.....	11
Figura 2. 6 Representación de una cavidad en anillo de un láser.....	12
Figura 2. 7 Láser empleando el amarre de modos activo con un modulador acusto-óptico. ....	13
Figura 2. 8 Láser empleando el amarre de modos pasivo. ....	14
Figura 2. 9 Clasificación de fenómenos no lineales.....	15
Figura 2. 10 Automodulación de fase del pulso óptico (a) forma de onda del pulso y (b) cambio instantáneo en la frecuencia angular (o longitud de onda) [58]. ....	18
Figura 2. 11 Principio del proceso de dispersión Raman (niveles de energía).....	21
Figura 2. 12 Tipos de dispersión inelástica. ....	21
Figura 2. 13 Principio del proceso de dispersión Brillouin (niveles de energía).....	23
Figura 2. 14 Absorbedor saturable basado en la rotación de polarización no lineal.....	24
Figura 3. 1 Controlador de corriente y temperatura ITC4020, Thorlabs®.....	29
Figura 3. 2 Diodo láser como fuente de bombeo 6398-L4i, JDSU®.....	30
Figura 3. 3 (a) Curva característica de la potencia a la salida y (b) curva característica de la potencia a la salida en la corriente de umbral del diodo láser 6398-L4i.....	30
Figura 3. 4 Combinador de fibra óptica MMC02112CC1, marca ITF-Technologies®.....	31
Figura 3. 5 Estructura geométrica circular de la fibra de doble revestimiento (DCF).....	32
Figura 3. 6 Esquema ilustrativo del principio de funcionamiento de una fibra de doble revestimiento (DCF).....	32
Figura 3. 7 Curva característica de la potencia a la salida de la fibra de Iterbio.....	33
Figura 3. 8 Efecto del rotador de Faraday en luz linealmente polarizada.....	34
Figura 3. 9 Aislador de una etapa dependiente de la polarización.....	34
Figura 3. 10 Aislador óptico modelo IO-L-1064, Thorlabs®.....	36
Figura 3. 11 Acoplador de fibra óptica 2x2 90/10.....	37
Figura 3. 12 Controlador de polarización con tres placas retardadoras de onda fabricado en impresora 3D.....	38
Figura 3. 13 Retardo de onda utilizando el número de onda.....	39
Figura 3. 14 Estructura geométrica de la fibra estándar SMF-28.....	40

---

Figura 4. 1 Esquema experimental del láser pulsado de fibra con cavidad en anillo utilizando fibra dopada con $\text{Yb}^{3+}$ .....	42
Figura 4. 2 Pulso único generado con un bombeo de 1.271 W.....	44
Figura 4. 3 Conjuntos de pulsos múltiples obtenidos con el láser de fibra a una potencia fija de 1.271 W y cambiando el estado de polarización (SOP) dentro de la cavidad, obteniendo (a) dos, (b) tres, (c) cuatro, (d) cinco, (e) seis y (f) hasta 7 pulsos. ....	45
Figura 4. 4 Mediciones temporales en la salida del láser de fibra con dos niveles de potencia (a)-(b) 2.702 W con pulsos complejos y (c)-(d) 3.15 W con pulsos complejos y más energéticos. .	47
Figura 4. 5 Análisis espectral de operación de doble longitud de onda a 1033 nm y 1084 nm, de triple longitud de onda a 1031 nm, 1082 nm y 1136 nm con 2.702W de potencia; operación de cuádruple longitud de onda a 1029 nm, 1079 nm, 1134 nm y 1193 nm, y finalmente, una operación de quíntuple longitud de onda a 1025 nm, 1073 nm, 1132 nm, 1188 nm y 1259 nm con 3.15 W de potencia de bombeo.....	48
Figura 4. 6 Evolución de la señal de espectros amplios con dos valores de potencia de bombeo $Pp1 = 3.15 W$ y $Pp2 = 3.56 W$ .....	50
Figura 4. 7 Mediciones temporales en la salida del láser de fibra con dos niveles de potencia (a)-(b) 3.15 W con pulsos complejos y (c)-(e) 3.56 W con pulsos aún más complejos y energéticos. ....	51

## Índice de Tablas

Tabla 1. Características principales de la fibra estándar SMF-28 [74]. ....	40
---	----

---

# CAPÍTULO 1

## Introducción

En este capítulo se presentan los antecedentes y avances que existen en la investigación y evolución de los láseres de fibra óptica en contraste con los láseres tradicionales. Asimismo, se describen dos tipos de láseres, de emisión continua y emisión pulsada. Se abordan la justificación y los objetivos que impulsaron a la realización de este trabajo de tesis. Por último, se describe la estructura y contenido de la tesis.

### 1.1 Antecedentes

Al ser un medio de transmisión con pérdidas mínimas, hoy en día la fibra óptica se convierte como la opción más ideal para la elaboración de sistemas ópticos como láseres, sensores, sistemas de comunicación, entre otros. Una forma particular de emplear la fibra óptica es en el desarrollo de láseres de fibra ofreciendo una serie de ventajas sobre el diseño del sistema, tal como su tamaño compacto, flexibilidad, y poco mantenimiento, además de su funcionalidad y estabilidad en su configuración. Por esta razón, los láseres basados en fibra óptica brindan un rendimiento sobresaliente para ser utilizados ampliamente en la investigación y en una gran variedad de campos tecnológicos para aplicaciones en medicina, telecomunicaciones, procesos de materiales y más.

En los últimos años, los láseres de fibra óptica típicos, a diferencia de los láseres convencionales que utilizan medios como el cristal o el gas, aprovechan las propiedades de las fibras de doble revestimiento dopadas con iones de tierras raras como el Neodimio ( $Nd^{3+}$ ), Erblio ( $Er^{3+}$ ), Iterbio ( $Yb^{3+}$ ) o el Tulio ( $Tm^{3+}$ ) para crear un medio de amplificación de la luz a una longitud de onda específica [1, 2]. Los iones lantánidos alcanzan su estado más estable con una carga trivalente  $3+$ , lo que los convierte en la opción preferida para inducir oscilaciones láser en dispositivos ópticos. Estos iones trivalentes son comúnmente utilizados en la fabricación de fibras de vidrio dopadas, donde se aprovecha su estabilidad para este propósito específico [3]. Al bombear energía en la fibra dopada mediante un diodo láser, los iones se excitan y emiten fotones en respuesta a la estimulación. De este

---

modo, los fotones estimulados se amplifican a medida que se propagan a lo largo de la fibra, produciendo una cascada de emisión estimulada [4].

Después del primer láser demostrado por Maiman en 1960 [5, 6], Koester y Snitzer propusieron en 1961 el primer láser de fibra [7, 8], el cual consistió en una cavidad de fibra óptica de 1 m, colocando iones de la tierra rara  $Nd^{3+}$  como medio de ganancia en el núcleo y realizaban el bombeo por medio de una lámpara flash; sin embargo, presentó una ineficiencia en dicho bombeo. Más adelante, en 1973, Stone y Burrus [9] plantean que el bombeo se realice por un extremo de la fibra y de este modo utilizar sus propiedades, además de lograr incrementar la potencia en la que se excitan los iones del medio de ganancia.

En el diseño de láseres de fibra con fibras de doble revestimiento dopadas con tierras raras para amplificar la luz, se pueden usar diferentes configuraciones de cavidad láser para adquirir características y aplicaciones de alta potencia. Dos configuraciones comunes son los láseres de fibra en anillo [10, 11] y en forma de figura ocho (F8L, *Figure-eight fiber laser*) [11, 12], en las que la cavidad es cerrada y, por lo tanto, puede reducir las pérdidas. Por lo que refiere al modo de operación del láser, dependiendo de las características del bombeo que se aplique, es posible obtener una emisión de luz de modo continuo (CW, *continuous wave*) o de modo pulsado [6, 12] debido a los espectros de emisión y absorción de los iones activos que se amplían de manera no uniforme y permite una amplitud mayor [6]. Es posible obtener una emisión de modo continuo (CW) por medio de la arquitectura de amplificador de potencia de oscilador maestro (MOPA, *Master Oscillator Power-Amplifier*) [13] o emisión de modo pulsado con técnicas como la conmutación Q (*Q-switching*) o el amarre de modos (ML, *Mode Locking*) [14].

En trabajos previos de investigación en la Universidad de Guanajuato referidos a láseres de fibra, en 2021 Carrillo Delgado [15] reportó un láser de fibra operando en el régimen pulsado con la técnica de amarre de modos, haciendo uso de fibra dopada con (YDF), la cual emite alrededor de 1  $\mu\text{m}$ , obteniendo un paquete de hasta 4 pulsos con una frecuencia de repetición de 210.38 kHz y al variar la potencia de bombeo, logró una operación de triple longitud de onda, es decir, alcanzó hasta tres componentes Raman, siendo el primer componente el bombeo y los siguientes dos componentes los Stokes.

---

### 1.1.1 Láser de fibra óptica de emisión continua (CW)

Los láseres de fibra de emisión continua (CW) son sistemas que emiten un haz de luz continuo y constante. En este modo de operación, la potencia de bombeo se suministra de forma continua, lo que hace que la emisión de la luz láser no sea interrumpida. En la actualidad, este modelo de láseres de modo continuo (CW) se pueden conseguir mediante la arquitectura de amplificador de potencia de oscilador maestro (MOPA) [13, 16], y de este modo permite tener una potencia de salida estable y una alta eficiencia energética en el láser de fibra. En 2018, Xiao *et al* [17] reportan un sistema láser de fibra empleado como medio de amplificación fibra dopada con  $Yb^{3+}$  (YDF, *ytterbium-doped fiber*) con arquitectura MOPA, en el que se obtuvo una potencia de salida de 6020 W a una longitud de onda centrada en 1070.3 nm y una eficiencia del 76.5 %. Sin embargo, la arquitectura MOPA puede tener limitaciones en aplicaciones industriales debido a la susceptibilidad a las reflexiones de los materiales durante el proceso. Así, los láseres de fibra de emisión continua (CW) son la mejor opción para aplicaciones de largo alcance y uso continuo.

### 1.1.2 Láser de fibra óptica de emisión pulsada

Si bien, con el gran avance de investigación en los láseres de fibra, existen sistemas láseres que tienen emisión pulsada, en el que son capaces de generar pulsos de luz de alta potencia y corta duración en el orden de picosegundos y femtosegundos. Para tener el modo de operación pulsado, la energía se provee en pulsos controlados, lo que permite que se produzcan pulsos en el láser con intervalos de tiempo muy cortos y una alta intensidad lográndolo mediante técnicas como la conmutación rápida (*Q-switching*) que realiza la liberación repentina de energía almacenada en el medio de amplificación de la fibra [18, 19, 20] y el amarre de modos (ML, *Mode-Locking*) [10, 11, 21] que consta de equilibrar la fase de los diferentes modos de propagación en la cavidad. Ambas técnicas aplicadas en láseres de fibra se dividen en dos clases: activo y pasivo. Esta clasificación se basa en los componentes utilizados para controlar la forma del pulso dentro del resonador óptico láser. Dentro de estas técnicas y clasificaciones para generar pulsos, la técnica de amarre de modos pasivo (PML, *Passively Mode -Locking*) [22] es una de las técnicas más utilizadas en los láseres de fibra.

En el año de 1965, Deutsch [23] publicó el primer trabajo generado con la técnica de amarre de modos (ML), en el que se dio cuenta que, al cambiar el plano de polarización de la luz de entrada de un cristal, se modulaba la transmisión incitando a tener pérdidas

---

dentro de la cavidad y de esta forma conseguía que sólo se propagaran algunos modos. Los láseres de fibra con bloqueo modal pasivo (PMLFL) pueden generar pulsos cortos y ultracortos [15, 24], así como pulsos múltiples [24, 25]. en el que su comportamiento puede llegar a ser complejo. Estos pulsos múltiples pueden adoptar diferentes patrones dinámicos, como pulsos armónicos en amarre de modos [24, 26], división de pulsos, solitones de estado límite [27], pulsos similares al ruido (NLP) [15, 28] o explosión de pulsos [15, 24, 25, 27].

La mejora del rendimiento de los láseres de fibra con una variedad de pulsos ópticos generados a través de los arreglos experimentales es un tema de constante desarrollo, ya que tiene una base sólida para explorar aplicaciones con gran potencial, tales como el sensado, procesamiento de materiales, comunicaciones, hasta para la generación de Supercontinuo (SC, *supercontinuum*). Desde 1970, las fuentes de generación de Supercontinuo (SC) han estado disponibles gracias a el lanzamiento de diferentes láseres conformados en su totalidad por fibra, particularmente para una obtener un espectro de Supercontinuo (SC) [29]. Hoy en día, se puede hacer uso del láser pulsado de fibra por medio del amarre de modos pasivo (PML) con cavidad en anillo para lograr generar Supercontinuo (SC) de alta potencia y banda ancha [30] .

En un trabajo reportado recientemente, escrito por Wang *et al* [31], se evidencia un láser conformado en su totalidad por fibra óptica basado en un método de combinación para la generación de Supercontinuo (SC), donde se colocó una fibra de cristal fotónico no lineal para la gestión previa de dispersión, una fibra dopada con Iterbio para la amplificación y una fibra de cristal fotónico cónica especial para lograr el Supercontinuo (SC). Obtuvieron resultados como el ancho de banda cubre de 800 a 1240 nm, los pulsos se centraron en 1030 nm con una tasa de repetición de 216 MHz y una potencia promedio de 90 mW.

## **1.2 Objetivos**

### **1.2.1 Objetivo general**

El objetivo general del trabajo de tesis se centra en la implementación y caracterización de un láser pulsado de fibra que opere en la región de 1064 nm para la

---

generación de Supercontinuo (SC) haciendo uso de la técnica de amarre de modos pasivo con una configuración de anillo en el esquema óptico.

### **1.2.2 Objetivos específicos**

- a) Implementar experimentalmente un esquema óptico de un láser constituido en su totalidad de fibra óptica con una configuración de anillo en la cavidad.
- b) Caracterizar y realizar pruebas experimentales del láser pulsado desarrollado.
- c) Analizar los resultados de forma temporal y espectral.
- d) Análisis de los efectos no lineales que participan en el esquema láser.
- e) Caracterizar la fuente de luz supercontinua.
- f) Listar posibles aplicaciones conforme a los resultados obtenidos, los cuales se basarán en la generación de Supercontinuo (SC).
- g) Obtención del grado de Maestría en Ingeniería

### **1.3 Justificación**

Los láseres de fibra han tenido un papel valioso dentro del desarrollo científico, así como en el ámbito industrial, demostrando su alto crecimiento en el área de fotónica al ser distinguidos como sistemas de vanguardia e innovación, ya que resultan ser sistemas estables, funcionales, consistentes y que requieren de un mantenimiento mínimo, agregando la característica de que son de bajo costo en comparación a dispositivos de estado sólido.

Debido a los escasos trabajos de investigación en el área de láseres pulsados constituidos en su totalidad por fibra óptica y que además su longitud de onda de operación se enfoca en la región de 1064 nm, utilizando la técnica de amarre de modos pasivo, es que surge la necesidad de mostrar datos experimentales y aplicaciones en esta área.

Con base en el objetivo general, se pretende implementar y caracterizar un modelo de láser pulsado de fibra con un esquema funcional, con el cual se logre una operación a 1064nm. Para el desarrollo adecuado se utilizará un arreglo óptico con configuración de anillo empleando la técnica de amarre de modos pasivo (PML) para buscar la generación de Supercontinuo (SC).

---

Así mismo, el modelo propuesto y caracterizado quedará como un dispositivo de apoyo y estudio para otros estudiantes del Laboratorio de fotónica y fibras ópticas del Departamento de Electrónica de la División de Ingenierías Campus Irapuato-Salamanca de la Universidad de Guanajuato.

## **1.4 Estructura del trabajo de tesis**

El presente trabajo de tesis se organiza en cinco capítulos, los cuales se describen a continuación, proporcionando una visión general de la estructura y contenido de la investigación desarrollada.

**Capítulo 1.** El primer capítulo engloba una introducción general al tema de estudio. Se aborda una concisa revisión de los láseres de fibra óptica, indicando dos de sus modos de emisión. Además, se detallan los objetivos y la justificación que impulsaron a la realización de este trabajo.

**Capítulo 2.** En este capítulo se mencionan las características y el funcionamiento de un láser, centrándose especialmente en las particularidades de un láser de fibra. Se examinan las distintas configuraciones dentro de la cavidad resonante, detallando la técnica de amarre de modos utilizada para la generación de pulsos. Así mismo, se exploran los fenómenos no lineales presentes, junto con la consideración de dos variantes de pulsos.

**Capítulo 3.** Se proporciona una breve descripción de los dispositivos ópticos empleados en el arreglo experimental, detallando sus características principales.

**Capítulo 4.** Este capítulo se centra en el desarrollo del esquema experimental para la construcción del láser pulsado de fibra. A su vez, expone los resultados experimentales más significativos derivados de la investigación presentada en esta tesis.

**Capítulo 5.** En este último capítulo, se abordan las conclusiones derivadas de la investigación realizada en este trabajo de tesis, y se delinea el panorama de posibles trabajos futuros asociados al tema principal.

---

# CAPÍTULO 2

## Marco Teórico

En este capítulo, se describe el principio de operación de un láser, así como los elementos esenciales que constituyen a el láser de bulto. Además, se presenta el funcionamiento de un láser de fibra óptica, al igual que se especifica la técnica para el desarrollo de un láser en el régimen pulsado. Así mismo, se proporciona una descripción detallada de la operación de un láser pulsado de fibra dopada con Iterbio, identificando los tipos de pulsos y los fenómenos no lineales que interactúan en la operación del dispositivo.

### 2.1 El láser

El término *LÁSER* se deriva de la frase *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (Amplificación de Luz mediante Emisión Estimulada de Radiación)* [32, 33] y se determina como una fuente de luz, la cual aprovecha el principio de emisión estimulada en un medio amplificador para provocar una amplificación en la luz, distinguiendo un haz coherente con direccionalidad y alta intensidad [33], siendo las tres principales propiedades que caracterizan al láser. La luz emitida por este dispositivo, al ser una onda electromagnética, se puede incluir dos conceptos importantes de coherencia, llamadas coherencia espacial y coherencia temporal [33, 34] y describen cualidades diferentes de la luz láser siendo independientes entre ellas. La coherencia espacial se determina cuando se mantiene una relación de fase constante en el tiempo entre dos puntos diferentes del espacio, es decir, la diferencia entre las fases es casi nula, a lo que se puede decir que hay una coherencia espacial perfecta [33, 35]. Los haces de luz coherentes se sobrepone de manera constructiva, lo que resulta en un haz coherente con una alta intensidad y un patrón de interferencia establecido, así como con una direccionalidad. Por otro lado, la coherencia temporal se refiere cuando las ondas de luz emitidas por el láser conservan una relación de fase constante en diferentes momentos del tiempo, por lo que tiene una longitud de onda única, en otras palabras, presenta monocromaticidad [33, 35].

El principio de operación de un láser se basa en el proceso de emisión estimulada de radiación, que implica una interacción electromagnética entre la radiación y la materia, generando un intercambio de energía [36], tal como se describe en la teoría cuántica realizada por Albert Einstein en 1917 [32, 37]. En el contexto del estudio sobre la generación de emisión de radiación, se observan los siguientes procesos:

- Absorción:** es el proceso en el cual un átomo, que en un principio se encuentra en su estado de energía más bajo  $E_1$ , interactúa con un fotón. Durante esta interacción, el átomo adquiere la energía del fotón incidente, lo que resulta en la excitación de un electrón del átomo, llevándolo de un nivel de energía inferior  $E_1$  a uno superior  $E_2$ , es decir, a su estado excitado [33, 38].
- Emisión espontánea:** es el proceso que ocurre después de que un átomo ha absorbido energía. En este proceso, el electrón previamente excitado en un estado de energía superior vuelve de manera espontánea a un nivel de energía más bajo, liberando un fotón en el proceso [33, 38].
- Emisión estimulada:** este proceso involucra la interacción entre un fotón incidente con un electrón que se encuentra inicialmente en un estado excitado. Durante esta interacción, el electrón regresa a su estado fundamental, generando un fotón adicional que conserva exactamente la misma frecuencia y dirección (coherencia espacial) y la misma fase y velocidad (coherencia temporal), que el fotón incidente [33, 38].

En la Figura 2. 1 se pueden apreciar estos procesos de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada.

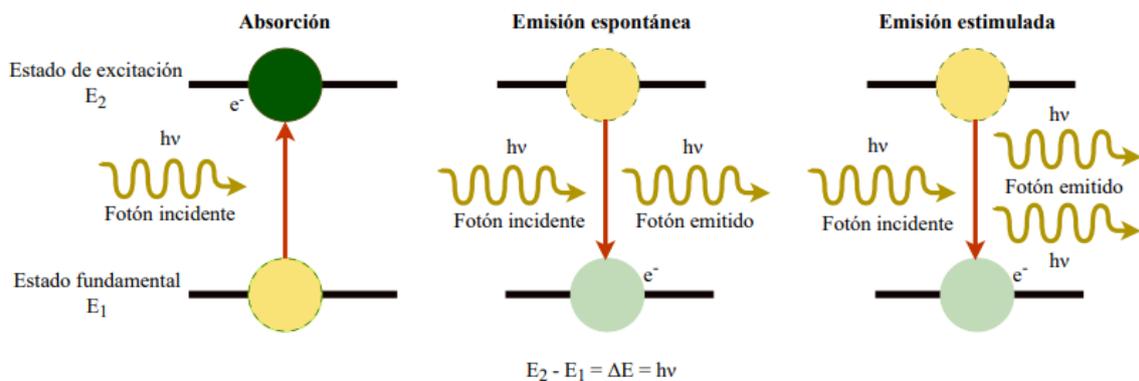


Figura 2. 1 Procesos de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada.

---

La emisión estimulada sucede cuando un fotón estimula la emisión de otro fotón al provocar la transición de un electrón ( $e^-$ ) a un nivel de energía inferior. Esta transición ocurre cuando la energía del fotón incidente coincide con la diferencia de energía entre los niveles  $E_1$  y  $E_2$ . Como respuesta, se libera un segundo fotón con las mismas propiedades que el fotón inicial, dando lugar a la amplificación de la señal luminosa.

Este proceso de emisión estimulada es el principio de funcionamiento de cualquier dispositivo láser, el cual integra tres componentes principales: medio activo, que determina la longitud de onda de luz emitida; la fuente de bombeo, que suministra energía al medio activo para elevar los electrones a estados de energía superiores, preparándolos para la emisión estimulada; y el resonador óptico, que consiste en un conjunto de espejos que crea una cavidad óptica, donde los fotones generados en el medio activo se refleja y amplifican. Esta composición se observa en la Figura 2. 2.

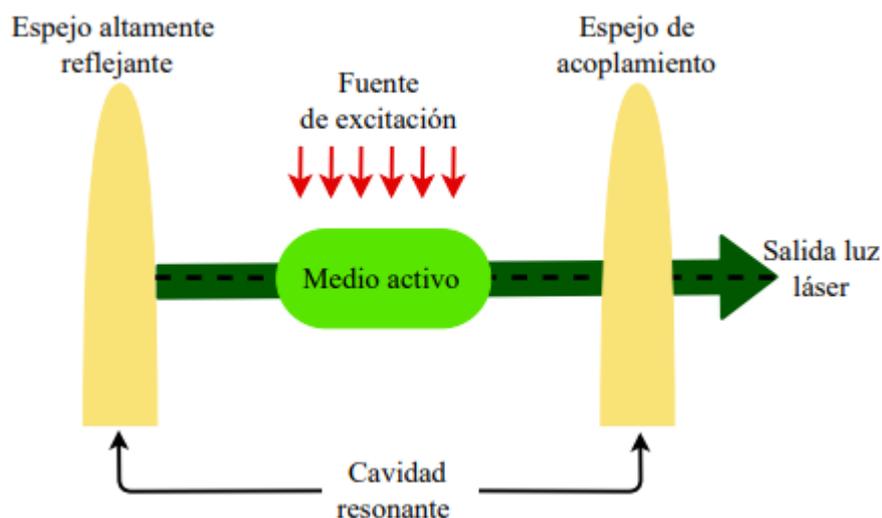


Figura 2. 2 Componentes de un láser con cavidad Fabry-Perot.

La cavidad resonante de un láser adopta una configuración lineal conocida como interferómetro de Fabry-Perot, en la que se sitúan dos espejos frente a frente, separados por una distancia  $L$ . El funcionamiento implica que los átomos, moléculas o iones del medio activo sean excitados a estados de energía superiores mediante un proceso de bombeo. Luego, estos retornan a estados de menor energía, liberando fotones que son reflejados por los dos espejos: uno completamente reflectante y el otro parcialmente reflectante. Esto permite que los fotones atraviesen varias veces el medio activo, lo que resulta en una amplificación de la emisión estimulada [39]. Esta combinación de elementos permite a los láseres generar luz altamente coherente y direccional.

---

Una limitación de la configuración de cavidad óptica lineal Fabry-Perot es su dificultad para ser implementada en cavidades de gran tamaño debido a los desafíos asociados con la alineación precisa para confinar el haz de luz entre los espejos. Por lo tanto, una alternativa es emplear cavidades basadas en fibras ópticas.

## 2.2 Láser de fibra óptica

Una característica sobresaliente de los láseres de fibra óptica es su capacidad para eliminar los componentes de espacio libre presentes en los láseres tradicionales, donde los haces de luz viajan a través del aire o de medios transparentes en espacios abiertos. En lugar de eso, los láseres de fibra óptica confinan el haz de luz dentro de la propia fibra. Estos láseres, también se basan en el principio de emisión estimulada para la generación de luz y comparten una serie de características esenciales. Estas incluyen la presencia de un medio activo que proporciona amplificación, cavidad óptica que mejora y controla el campo óptico, y una fuente de bombeo que suministra la energía necesaria.

### 2.2.1 Láser de fibra dopada con Iterbio

En el desarrollo de láseres de fibra, se aprovechan las propiedades de las fibras ópticas de doble revestimiento dopadas con tierras raras tal como el Iterbio ( $Yb^{3+}$ ). Este elemento se destaca como uno de los iones láser más adaptables en redes basadas en sílice, utilizado como medio activo en los láseres para lograr características como un amplio ancho de banda de ganancia, una potencia de salida alta y una alta eficiencia de conversión de potencia [40, 41]. Por lo tanto, el uso de la fibra dopada con Iterbio ( $Yb^{3+}$ ) brinda la posibilidad de crear un medio de amplificación de la luz en una amplia gama de longitudes de onda de bombeo, como en 1064 nm [41], utilizando como fuente de bombeo un diodo láser de alta potencia a 915 nm o 980 nm [42].

Una característica destacada de la fibra dopada con Iterbio es su capacidad de fluorescencia a lo largo de un rango de longitud de onda que se extiende aproximadamente desde los ~976 nm hasta los ~1200 nm [43]. Esta amplia gama de emisión permite a este tipo de fibras generar múltiples longitudes de onda de interés. Lo que las hace adecuadas para una variedad de aplicaciones.

---

El amplificador de fibra dopada con  $Yb^{3+}$  (YDF) se distingue por su estructura de niveles electrónicos sencillos, compuesta por el estado fundamental de  $^2F_{7/2}$  y el estado excitado de  $^2F_{5/2}$  [42], como se puede apreciar en la Figura 2. 3.

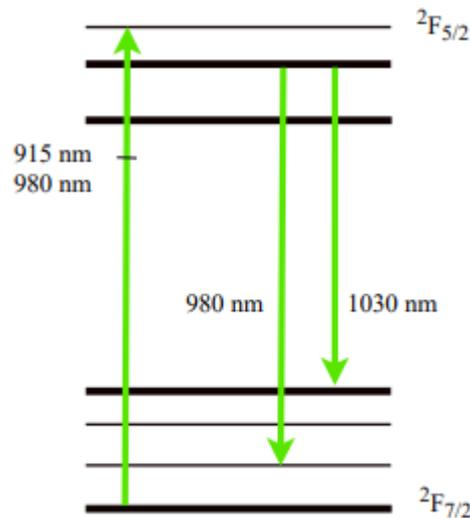


Figura 2. 3 Niveles de energía del  $Yb^{3+}$  en sílice.

En los niveles de energía, a longitudes de onda inferiores a  $\sim 990$  nm, exhibe un comportamiento característico de un sistema de tres niveles, mientras que, en rango de longitudes más largas, entre  $\sim 1000$  nm y  $1200$  nm, su comportamiento es similar al de un sistema de cuatro niveles.

De esta manera, una de las aplicaciones destacadas de la fibra dopada con  $Yb^{3+}$  (YDF) radica en la amplificación de pulsos cortos, una capacidad que se ha demostrado recientemente en láseres de fibra dopado con Iterbio ( $Yb^{3+}$ ) gracias a su amplio ancho de banda [41].

## 2.2.2 Tipos de configuraciones en cavidades de láseres de fibra óptica

Para establecer una cavidad resonante en los láseres de fibra que permita la retroalimentación de la señal a medida que atraviesa el medio activo, se emplean diferentes configuraciones de la cavidad. Las configuraciones más comunes utilizadas en las cavidades de los láseres de fibra son:

- Configuración lineal:** en su forma más simple, consta de una fuente de bombeo mediante un diodo láser, empalmado a una fibra dopada que actúa como medio activo, junto de dos espejos de lazo constituidos por fibra óptica (FLM, *fiber loop*

*mirror*) [44]. Estos espejos reflejan y transmiten la luz láser, permitiendo un control preciso del haz de luz consiguiendo una atenuación mínima y evitando pérdidas significativas. La Figura 2. 4 muestra este tipo de cavidad.

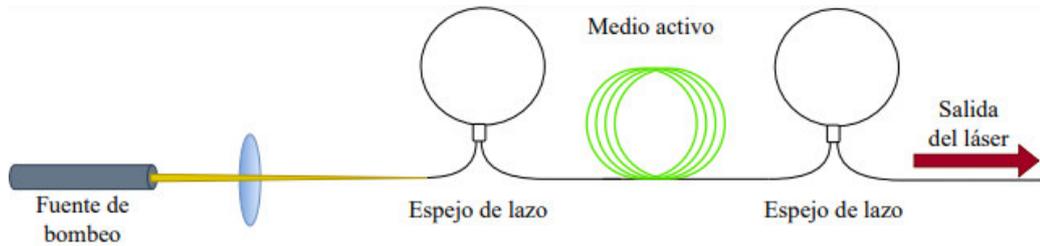


Figura 2. 4 Representación de una cavidad lineal de un láser.

- b. **Configuración de figura ocho:** en su diseño más sencillo, se compone de un láser de fibra con una cavidad de anillo. Esta cavidad incluye un aislador para asegurar la unidireccionalidad del haz de luz y un controlador de polarización [44]. El láser de fibra se conecta a un absorbedor saturable artificial a través de un acoplador simétrico (50:50). Este absorbedor saturable, puede ser un interferómetro de Sagnac no lineal o espejo de lazo óptico no lineal (NOLM, *Nonlinear Optical Loop Mirror*) [45], el cual contiene una fibra con torsión de baja birrefringencia y un retardador de cuarto de onda (QWR). La unión de estos componentes forma una estructura distintiva en forma de un ocho horizontal, como se muestra en la Figura 2. 5.

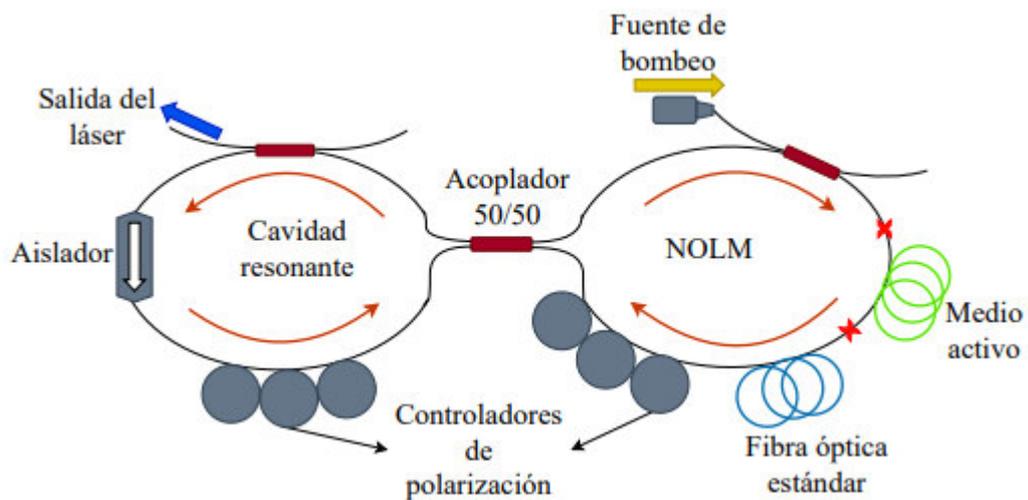


Figura 2. 5 Representación de una cavidad en forma de ocho en un láser.

El principio de funcionamiento de un láser en configuración de figura ocho, se basa en amplificar y transmitir las intensidades de luz más altas, mientras que refleja y

---

elimina las intensidades más bajas. Este proceso se logra a través del aislador óptico incorporado en la cavidad del láser de anillo [46].

- c. **Configuración de anillo:** en términos generales, esta configuración consta de un acoplador de fibra óptica, donde se conectan dos de sus puertos en forma de anillo. Incluye un medio activo para contrarrestar las pérdidas que ocurren en la cavidad, un aislador óptico para evitar reflexiones no deseadas del haz de luz, y un controlador de polarización que permite ajustar manualmente la orientación de la polarización [46]. Este ajuste es necesario ya que la fibra dopada (medio activo) no conserva la polarización por sí misma [47]. En la Figura 2. 6 se muestra un esquema de un láser de fibra con cavidad de anillo.

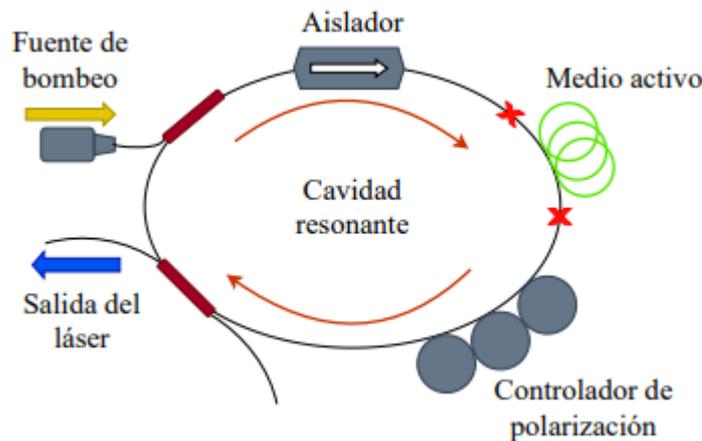


Figura 2. 6 Representación de una cavidad en anillo de un láser.

Este tipo de configuración en la cavidad láser se emplea principalmente en sistemas láser que utilizan la técnica de amarre de modos, ya sea de forma activa o pasiva.

## 2.3 Técnica de amarre de modos para láseres pulsados de fibra óptica

Uno de los modos de operación posibles para un láser de fibra es el régimen pulsado, logrado mediante la técnica de amarre de modos (ML, *Mode Locking*). Esta técnica implica alcanzar la interferencia constructiva entre los modos longitudinales de la cavidad láser. Esto se logra a través del modulador y el medio activo, asegurando que el pulso generado coincida con el de la vuelta anterior [48]. Los láseres de fibra que utilizan el amarre

---

de modos son comúnmente empleados para la generación de pulsos ópticos cortos y ultracortos por ida y vuelta [49], en el rango de picosegundos ( $10^{-12}$  s) y los femtosegundos ( $10^{-15}$ s) con una intensidad mayor [47].

Esta técnica, donde se logra que los modos sean forzados a amarrarse, se clasifica en amarre de modos activo y en amarre de modos pasivo [34, 48]. Esta clasificación se basa en los componentes utilizados para controlar la forma del pulso dentro del resonador óptico láser.

### 2.3.1 Amarre de modos activo

El amarre de modos activo se logra al introducir un modulador externo de amplitud o fase, el cual modula las pérdidas del resonador óptico o la ganancia en el medio de amplificación [48]. Este modulador suele ser de tipo electro-ópticos (EOM) [50] o acusto-ópticos (AOM) [51] y ubicándose cerca del extremo del resonador para lograr la modulación deseada. En la Figura 2. 7 se muestra un ejemplo de un láser empleando amarre de modos activo en donde la modulación se hace mediante un modulador electro-óptico.

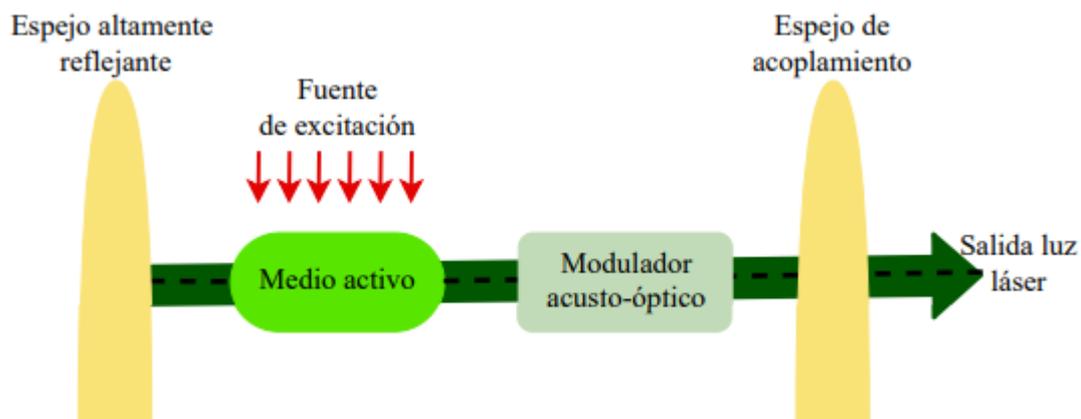


Figura 2. 7 Láser empleando el amarre de modos activo con un modulador acusto-óptico.

Dentro de la cavidad, pueden formarse diversas combinaciones lineales de modos con fases cualesquiera. Sin embargo, solo los modos que poseen el umbral más bajo, influenciado por la modulación, estarán sincronizados en fase y llevará a la generación de pulsos con una duración en el orden de los picosegundos y tasas de repetición del orden de los GHz.

---

### 2.3.2 Amarre de modos pasivo

En el amarre de modos pasivo, la modulación de pérdidas ocurre sin requerir un control externo [48]. Para lograrlo, se utiliza un absorbedor saturable (SA, *saturable absorber*) en la cavidad láser. Uno de lo más típicamente empleados es el absorbedor saturable artificial basado en la rotación de polarización no lineal (NPR, *Nonlinear Polarization Rotation*) [2, 49].

Este absorbedor, que funciona en base a fenómenos no lineales, presenta una respuesta ante la de intensidad de la luz en el láser de fibra [2]. A bajas potencias, el SA absorbe la luz y provoca pérdidas; en cambio, a altas potencias, el SA se satura y transmite de manera más efectiva, evitando pérdidas notables [52]. La variación rápida de su transmitancia en función de la potencia incidente conduce a la generación de pulsos ultracortos en el orden de los femtosegundos con alta intensidad y tasas de repetición en el orden de los MHz. En la Figura 2. 8 se muestra un esquema general de un láser de fibra usando el amarre de modos pasivo.

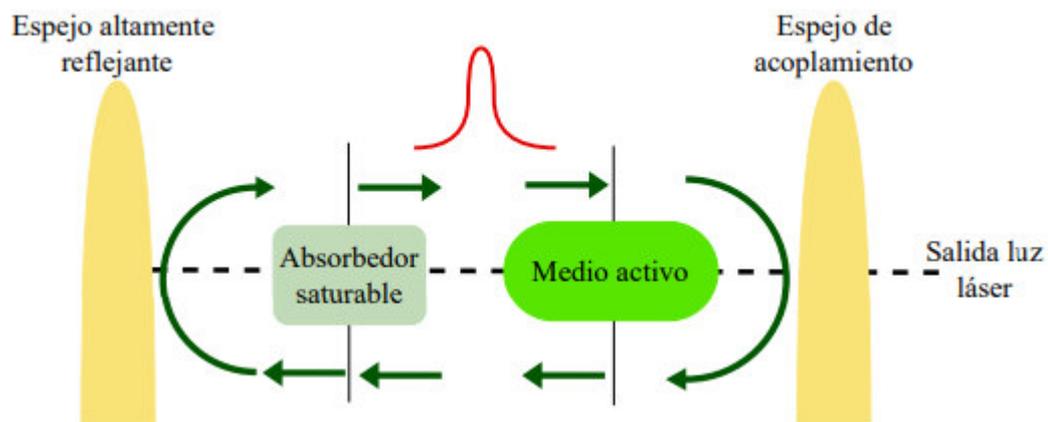


Figura 2. 8 Láser empleando el amarre de modos pasivo.

Luego de explicar el funcionamiento y las técnicas de operación en los láseres de fibra, para el esquema láser aplicado en este estudio, se emplea la configuración en anillo, utilizando la técnica de amarre de modos basada en la rotación de polarización no lineal (NPR, *non-linear polarization rotation*) sin secciones al espacio libre (ver sección 2.5)

## 2.4 Fenómenos no lineales en fibras ópticas

En el ámbito de la óptica no lineal y las fibras ópticas, los fenómenos no lineales se manifiestan durante la transmisión de haces de luz confinados en núcleos reducidos,

---

aproximadamente de  $10 \mu m$  [47, 53]. Estos efectos se producen cuando la intensidad en el núcleo de la fibra alcanza niveles lo suficientemente elevados como para influir de manera no lineal en las propiedades del medio de transmisión, relacionándolo directamente con la magnitud del campo de entrada [47].

Los fenómenos no lineales más relevantes en fibras ópticas se clasifican en dos categorías (ver Figura 2. 9):

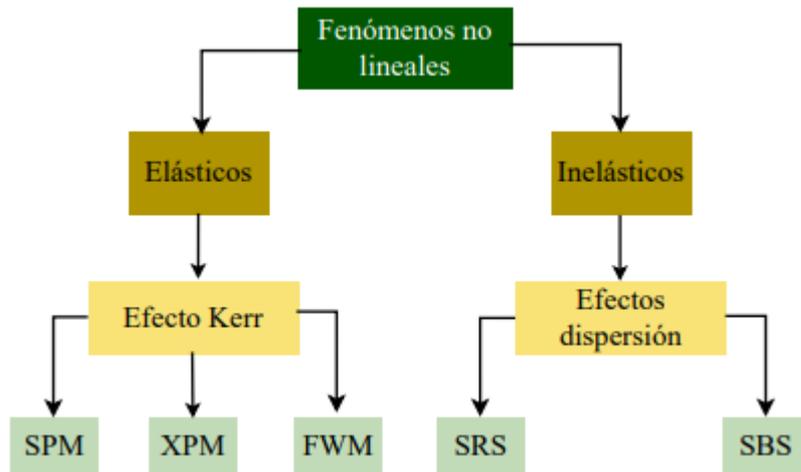


Figura 2. 9 Clasificación de fenómenos no lineales.

Los fenómenos no lineales elásticos se destacan por la presencia de retardos inducidos por los cambios en el índice de refracción, los cuales están directamente relacionados con la intensidad de la luz transmitida [53]. Este tipo de fenómenos elásticos es especialmente relevante en el contexto de las fibras ópticas y se conoce como el efecto Kerr, el cual comprende tres efectos específicos como la automodulación de fase (SPM, *self-phase modulation*), modulación de fase cruzada (XPM, *cross-phase modulation*) y mezcla de cuatro ondas (FWM, *four-wave mixing*) [53, 54]. Un aspecto relevante de estos fenómenos es que las frecuencias resonantes de los electrones se encuentran lo bastante alejadas de la frecuencia óptica de las ondas que interactúan con el medio [47, 53]. En consecuencia, los electrones retornan a su estado de equilibrio inicial sin extraer energía de la onda. Esto conduce a un proceso de dispersión elástica en la que no existe un cambio de energía, es decir, la energía se mantiene constante [47].

En el caso de los fenómenos no lineales inelásticos, al emplear niveles elevados de potencia, los haces de luz interactúan con las moléculas de la sílice en la fibra, ocasionando así fenómenos no lineales. Este proceso desencadena la aparición de

---

dispersión de la luz, que prueba un crecimiento exponencial después de alcanzar un umbral específico de potencia [47, 53]. Los fenómenos inelásticos se presentan como dispersión de la luz en el medio de transmisión, y son conocidos como dispersión de Raman estimulada (SRS, *Stimulated Raman Scattering*) y dispersión Brillouin estimulada (SBS, *Stimulated Brillouin Scattering*) [53, 54]. A continuación, se proporciona una explicación detallada tanto de los fenómenos no lineales elásticos como de los inelásticos.

### 2.4.1 Efecto Kerr

Al propagarse un pulso con una elevada intensidad a través de una fibra óptica, la naturaleza no lineal del material se revela y surgen fenómenos no lineales de orden impar que alteran las características temporales y espectrales del pulso. Estos fenómenos se manifiestan incluso en pulsos con energía baja, ya que la fibra actúa como un medio simétrico [47, 52].

Entre estos fenómenos, destaca el efecto Kerr (fenómeno no lineal elástico), el cual induce una fase no lineal que impacta significativamente en el pulso. Este efecto se produce debido al cambio de índice de refracción en la fibra en función de la intensidad  $I$  (ecuación 2.1 [54]):

$$n = n_0 + n_2 I = n_0 + n_2 \left( \frac{P}{A_{eff}} \right) \quad (2.1)$$

donde  $n_0$  es la parte lineal del índice de refracción a intensidades bajas,  $n_2$  es el coeficiente de índice de refracción no lineal ( $n_2 = 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  para fibras de silicio) [47, 52, 54],  $P$  es la potencia de la señal óptica y  $A_{eff}$  es el área efectiva de la fibra, siendo aproximadamente  $\sim 50 \mu\text{m}^2$  [47, 54].

La relación entre el índice de refracción y la intensidad implica un cambio de fase no lineal  $\phi_{NL}$ , la cual se agrega al cambio de fase lineal  $\phi_L$ , resultando en

$$\phi_{total} = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) nL \quad (2.2)$$

y sustituyendo la ecuación 2.1 en la ecuación 2.2, se tiene

$$\phi_{total} = n_0 L \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) + n_2 L \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) \left( \frac{P}{A_{eff}} \right) \quad (2.3)$$

---

siendo  $L$  la longitud de la fibra óptica y  $\lambda$  la longitud de onda en el vacío [54]. El primer término del lado derecho de la ecuación 2.3 representa el desplazamiento de fase lineal  $\phi_L$ , en tanto que el segundo término define el desplazamiento de la fase no lineal  $\phi_{NL}$ . Los componentes no lineales del índice de refracción cobran relevancia, cuando la intensidad  $I$  alcanza valores considerables, dando lugar al efecto Kerr. Las intervenciones más importantes del efecto Kerr son las que se describen en las secciones subsecuentes, dos fenómenos que contribuyen a explicar el funcionamiento de un sistema de fibra óptica en condiciones no lineales.

#### ***2.4.1.1 Automodulación de fase (SPM, self-phase modulation)***

Este fenómeno, conocido como SPM es una manifestación del efecto Kerr. Ocurre cuando un pulso óptico de alta intensidad se propaga a través de la fibra óptica, dando lugar a un cambio de fase no lineal auto-inducido durante su trayectoria [53, 55, 56]. En otras palabras, el pulso óptico sufre un corrimiento de fase a lo largo del tiempo causado por la variación en el índice de refracción de la sílice, debido a la intensidad dependiente del tiempo del pulso ( $I = |E|^2$ ) [54, 56]. A través de este fenómeno se tiene una variación en la fase que es directamente proporcional a la potencia, con la descripción del cambio de fase indicado como:

$$\frac{dE}{dz} = i\gamma|E|^2E \quad (2.4)$$

siendo  $E$  el campo eléctrico,  $|E|^2$  la potencia óptica y  $\gamma$  el coeficiente no lineal, este último denota la magnitud del efecto no lineal en el sistema bajo estudio [54]. El coeficiente  $\gamma$  se determina mediante  $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$ , donde  $n_2$  representa el coeficiente no lineal en unidades de  $[\frac{m^2}{W}]$ ,  $\lambda$  es la longitud de onda y  $A_{eff}$  es el área efectiva de la fibra. Es relevante señalar que, para fibras estándar, el valor típico del coeficiente  $\gamma$  se sitúa en alrededor de  $1.5 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$  [54].

El efecto más notable de este fenómeno es que causa un ensanchamiento espectral del pulso óptico [54, 57]. Este ensanchamiento implica la generación de componentes de frecuencia adicionales en el espectro del pulso a medida que se propaga a través de la fibra [57]. Este efecto se atribuye a la dispersión cromática, que opera en la región de

dispersión normal de la fibra, es decir, por debajo de la longitud de onda de dispersión cero [54, 58]. La Figura 2. 10 ilustra claramente el fenómeno de ensanchamiento espectral en un pulso provocado por la automodulación de fase (SPM).

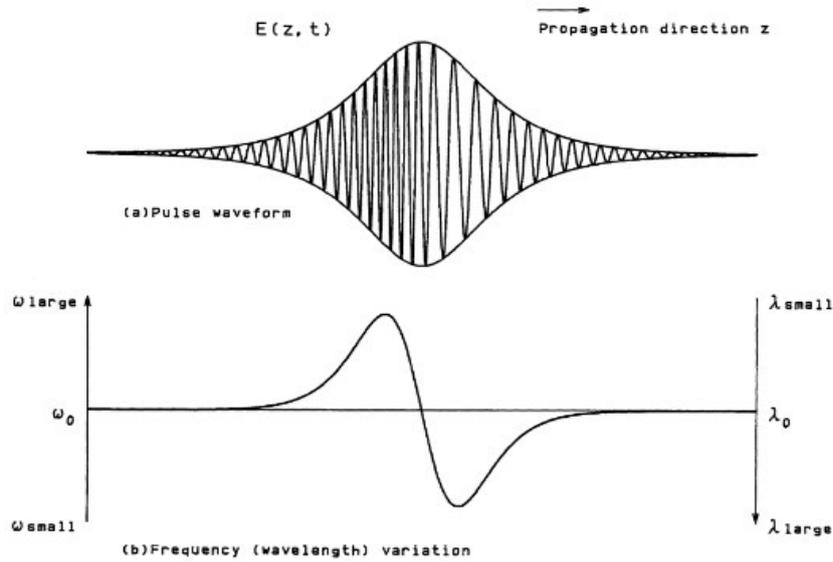


Figura 2. 10 Automodulación de fase del pulso óptico (a) forma de onda del pulso y (b) cambio instantáneo en la frecuencia angular (o longitud de onda) [58].

#### 2.4.1.2 Modulación de fase cruzada (XPM, cross-phase modulation)

La XPM hace referencia al cambio de fase no lineal en un pulso óptico, generado por la intensidad de otro pulso óptico que se propaga conjuntamente a través de la fibra óptica, esto es, induce un acoplamiento no lineal entre estos pulsos superpuestos [47, 52, 54]. Como resultado, los pulsos experimentan un ensanchamiento espectral asimétrico y un chirp no uniforme, influenciados por el índice de refracción efectivo y la intensidad de estos pulsos [47, 56]. Un ejemplo es considerando dos campos ópticos,  $E_1$  y  $E_2$ , cada uno con frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$ , respectivamente, y ambos polarizados a lo largo del eje “x” [56]. Estos campos se propagan simultáneamente, y como resultado, el campo total en el interior de la fibra se define como [54]:

$$E = \frac{1}{2} x [E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c. c] \quad (2. 5)$$

donde para el campo óptico con la frecuencia  $\omega_1$  el cambio de fase no lineal está dado por [54]:

---


$$\Delta\phi_{NL} = n_2 k_o L (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) \quad (2.6)$$

Los términos que se encuentran en el lado derecho de la ecuación 2.6 son los términos correspondientes a los efectos de SPM y XPM, respectivamente. Se puede notar que la XPM siempre ocurre al mismo tiempo con la SPM, siendo el doble en magnitud, según lo evidencia esta ecuación. La interacción conjunta de estos dos efectos conduce a la rotación no lineal de polarización (NPR) [52, 56], un fenómeno que se abordará en la sección 2.5.

#### **2.4.1.3 Mezcla de cuatro ondas (FWM, four-wave mixing)**

Se denomina FWM al fenómeno en el cual dos o más ondas se mezclan para dar origen a una nueva onda, esto significa que, cuando se propagan múltiples ondas a frecuencias distintas ( $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$ ), la dependencia del índice de refracción con la intensidad del campo eléctrico provoca un desplazamiento de fase en cada canal y da lugar a la aparición de nuevas ondas a frecuencias diferentes ( $\omega_i \pm \omega_j \pm \omega_k$ ) [47, 54]. Estas frecuencias adicionales guardan una relación directa con las frecuencias de las ondas incidentes. Debido al fenómeno no lineal, en particular el efecto Kerr, estas nuevas frecuencias tiene la capacidad de sobreponerse con otros canales.

El principio de este fenómeno radica en la respuesta no lineal de los electrones enlazados de un material ante un campo electromagnético [54]. La polarización resultante en el medio incorpora términos cuya magnitud está definida por las susceptibilidades no lineales, siendo la FWM un fenómeno no lineal de tercer orden y esta descrita por la susceptibilidad de tercer orden  $\chi^{(3)}$  [51]. Así, junto con los fenómenos de SPM, XPM y dispersión Raman estimulada (SRS, *stimulated Raman scattering*), la FWM tiene la capacidad de inducir un significativo ensanchamiento espectral en las fibras, afectando tanto a longitud de onda más largas como a las más cortas [52].

#### **2.4.2 Efectos dispersión**

Los efectos de dispersión se manifiestan cuando los niveles de potencia son elevados y las ondas ópticas interactúan con las moléculas de la sílice, dando lugar a la dispersión [53]. En este aspecto, la dispersión se presenta como un efecto inelástico gobernado por la susceptibilidad de tercer orden  $\chi^{(3)}$ , ya que implica un intercambio de

---

energía con el medio no lineal [47]. Entre los procesos inelásticos, se encuentra la dispersión Raman estimulada (SRS, *stimulated Raman scattering*) y la dispersión Brillouin estimulada (SBS, *stimulated Brillouin scattering*) [54]. En ambas situaciones, la dispersión de fotones hacia niveles de energía más bajos, con una brecha de energía entre estos niveles, ocurre debido a la interacción con la energía de los fonones. Los fonones ópticos se originan por la dispersión Raman (SRS) y los fonones acústicos son producto de la dispersión Brillouin (SBS) [47, 54].

#### ***2.4.2.1 Dispersión Raman estimulada (SRS, stimulated Raman scattering)***

En el ámbito de las fibras ópticas, la SRS emerge como un proceso relevante dentro de las interacciones no lineales de la luz incidente con el material (sílice) en el que ocurre la dispersión de la luz, causando una atenuación desproporcionada por los altos niveles de potencia, y un intercambio de energía en el medio [56]. Esta dispersión se puede entender como un proceso en el cual el fotón incidente eleva temporalmente a la molécula a un nivel de energía vibracional más alto. Luego, la molécula realiza una transición rápida a un nivel de energía más bajo, liberando un fotón dispersado [47]. Durante este proceso, hay una transferencia de energía de los fotones a diferentes niveles de energía y frecuencias. La frecuencia a la cual se emite este fotón dispersado dependerá del salto energético realizado por la molécula [57]. A altas intensidades, al superar cierto umbral, se observa un aumento exponencial en el número de fotones dispersados, transformado el fenómeno en un proceso estimulado [47, 54]. En el ámbito de la SRS, es posible distinguir entre dos situaciones:

- Cuando los fotones colisionan con las moléculas, se produce una transferencia de energía de los fotones a la molécula, dispersándose. La molécula en el estado fundamental, al excitarse, se desplaza a un estado de energía virtual, debido a la luz incidente del bombeo ( $\omega_p$ ), para luego regresar a un nivel vibratorio permitido (nivel 3), sufriendo una reducción en su frecuencia ( $\nu_0 - \Delta\nu$ ) [47, 59] (ver Figura 2. 11). Este cambio de frecuencia se conoce como frecuencia **Stokes**, mientras que la energía restante se absorbe en el material en forma de vibración molecular [60].
- Al chocar con las moléculas, los fotones experimentan una transferencia de energía de la molécula al fotón. Antes del choque, la molécula no se encuentra en el estado fundamental, sino en un nivel del estado vibracional (nivel 2). Posterior al choque, la

molécula pasa al estado fundamental, resultando en un aumento de su frecuencia ( $\nu_0 + \Delta\nu$ ) [47, 59] (ver Figura 2. 11). Este cambio de frecuencia corresponde a la frecuencia *anti-Stokes*, en el que hay una pérdida de energía [60].

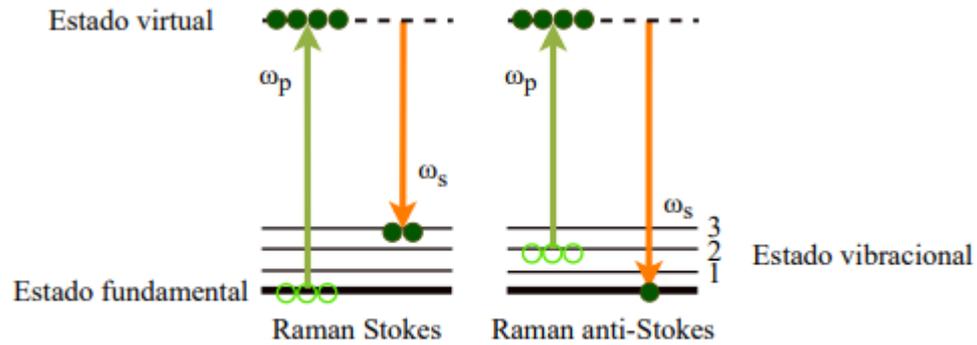


Figura 2. 11 Principio del proceso de dispersión Raman (niveles de energía).

Además, existe la dispersión Rayleigh ( $\nu$ ), la cual se encuentra en el punto medio entre las frecuencias de Stokes y anti-Stokes. En esta dispersión no existe un intercambio de energía, ya que la frecuencia de la luz dispersada es la misma que la frecuencia del haz de luz incidente. En la Figura 2. 12 se muestran los tipos de dispersión.

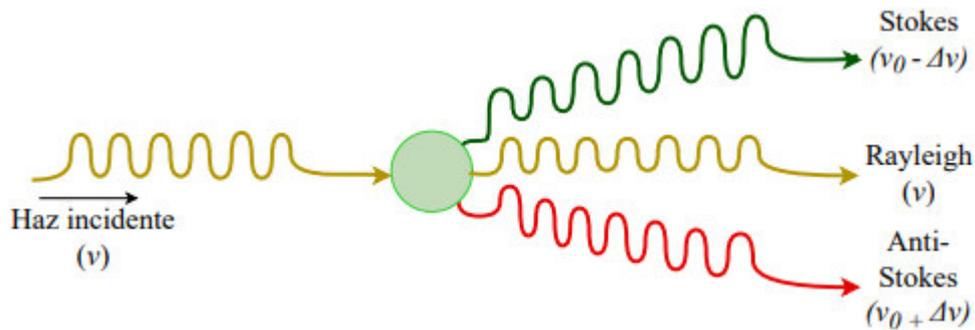


Figura 2. 12 Tipos de dispersión inelástica.

Así, las fibras de sílice exhiben el fenómeno no lineal de tercer orden que presenta una ganancia Raman máxima para la componente de frecuencia desplazada por aproximadamente 13.2 THz ( $\sim 440 \text{ cm}^{-1}$ ) con respecto a la frecuencia de bombeo, resultando la generación de una banda de Stokes en el lado de longitudes de onda más largas, encontrándose entre 113.5 nm a 1550 nm al centro del espectro del pulso [61]. Es relevante destacar que la redistribución de energía de las componentes de frecuencia más altas a las más bajas, causado por la SRS en un pulso con ancho de banda amplio, da lugar

---

a un fenómeno conocido como auto-desplazamiento de frecuencia (*self-frequency shift*), en el que el espectro se desplaza a longitudes de onda más largas y pierde simetría [61].

#### ***2.4.2.2 Dispersión Brillouin estimulada (SBS, stimulated Brillouin scattering)***

Se puede conceptualizar el proceso de SBS como una interacción no lineal entre las ondas ópticas y los modos de vibración del material mediante una onda acústica [56, 62]. Cuando la onda óptica tiene baja intensidad, el proceso de dispersión resultante es espontáneo, por el contrario, al superar la intensidad incidente cierto umbral, se observa dispersión estimulada, generando una fuerte interacción entre las ondas ópticas y la materia [62].

Al ser un fenómeno no lineal de tercer orden, la SBS puede acontecer en fibras ópticas con valores de potencia de entrada mucho más bajos que los requeridos para la SRS [54]. Este fenómeno se evidencia a través de la formación de una onda de Stokes que viaja en sentido contrario y que lleva consigo la mayor parte de la potencia de entrada, una vez que se supera el umbral de Brillouin [54, 56]. La SBS comparte similitudes con SRS en la medida en que se presenta mediante la formación de una onda de Stokes. En este caso, la frecuencia de la onda Stokes se desplaza hacia valores más bajos que la de la luz incidente en una cantidad determinada por las propiedades no lineales del medio [54]. No obstante, se destacan diversas distinciones significativas entre SBS y SRS. A modo de ejemplo, en una fibra óptica monomodo, la onda Stokes se propaga hacia atrás en el caso de la SBS, en contraste con la SRS que puede suceder en ambas direcciones [54, 56]. Además, el desplazamiento de la frecuencia de Stokes es considerablemente menor que  $\sim 10$  GHz en la SBS en relación con la SRS. Para las SBS, el umbral de potencia de bombeo varía según el ancho espectral asociado con la onda de bombeo. Además, es importante señalar que la SBS prácticamente deja de ocurrir para pulsos cortos ( $< 1$  ns) [54]. Estas variaciones fundamentales se originan por medio de que los fonones acústicos intervienen en el caso de SBS, en tanto que los fonones ópticos intervienen en caso de SRS [53, 54].

En la Figura 2. 13 se presenta un diagrama de niveles de energía del fenómeno SBS, tanto estimulada como espontánea, donde un fotón de bombeo con frecuencia elevada  $\omega_p$ , genera un fonón acústico a frecuencia  $\omega_\Omega$  y un fotón Stokes desplazado hacia abajo con una frecuencia  $\omega_s = \omega_p - \omega_\Omega$ . Así mismo, la dispersión anti-Stokes Brillouin, que se debe a la absorción de fonones en un medio previamente excitado, se genera un fotón

anti-Stokes desplazado hacia arriba con frecuencia de  $\omega_{as} = \omega_p + \omega_\Omega$ , acompañado por la generación de un fonón acústico  $\omega_\Omega$  [62].

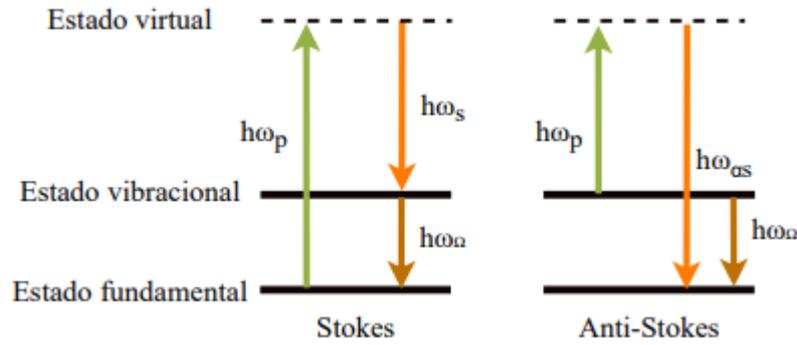


Figura 2. 13 Principio del proceso de dispersión Brillouin (niveles de energía).

## 2.5 Rotación de polarización no lineal (NPR, *nonlinear polarization rotation*)

El principio fundamental de la rotación de polarización no lineal (NPR, *nonlinear polarization rotation*) se basa en el fenómeno donde un pulso óptico, al propagarse en una fibra óptica, experimenta un cambio no lineal en su estado de polarización inicialmente elíptico [48, 63]. Este cambio está directamente relacionado con la intensidad óptica. Para lograrlo, se aprovecha la fibra óptica convencional que, con su reducido diámetro del modo, genera altas intensidades y, por consiguiente, un significativo cambio en el índice no lineal. Así mismo, es posible utilizar longitudes extensas de fibra en este proceso [48].

En la técnica de rotación de la polarización no lineal (NPR), el cambio no lineal en el estado de polarización, no se traduce simplemente a una rotación en la dirección de polarización. En realidad, implica una transición entre estados de polarización elíptica [44]. Este fenómeno surge de las alteraciones de los índices de refracción de cada uno de los ejes ortogonales de la fibra ( $\Delta n_x$  y  $\Delta n_y$ ) [64]. Por lo tanto, a lo largo de la fibra, el estado de polarización de un pulso experimenta una evolución no lineal. Este fenómeno se origina por la interacción conjunta de la automodulación de fase (SPM) y de la modulación de fase cruzada (XPM), generadas en las dos componentes de polarización ortogonales. Ambas son consecuencia directa del efecto Kerr [63] (sección 2.4.1).

La rotación de polarización no lineal (NPR) ha tomado gran popularidad en el estudio de los láseres de fibra con cavidad de anillo unidireccional que emplean la técnica de amarre de modos pasivo, debido a que se utiliza su mecanismo como un absorbedor saturable para controlar la absorción y transmisión de intensidades en el sistema. En la Figura 2. 14 se ilustra un diseño típico de este absorbedor saturable basado en la rotación de polarización no lineal. En esta disposición, se incorporan elementos clave como controladores de polarización que contienen placas retardadoras de  $\frac{1}{4}$  y  $\frac{1}{2}$  de onda [48], las cuales pueden ser ajustadas para obtener un control completo sobre el estado de polarización de salida en un rango de longitud de onda 300 a 2100 nm [65]. Ante estos ajustes se logra la máxima transmisión (pérdidas mínimas) a una potencia óptica alta, y la mínima transmisión a baja potencia [48, 63]. Este ajuste permite que la configuración funcione efectivamente como un absorbedor saturable artificial.

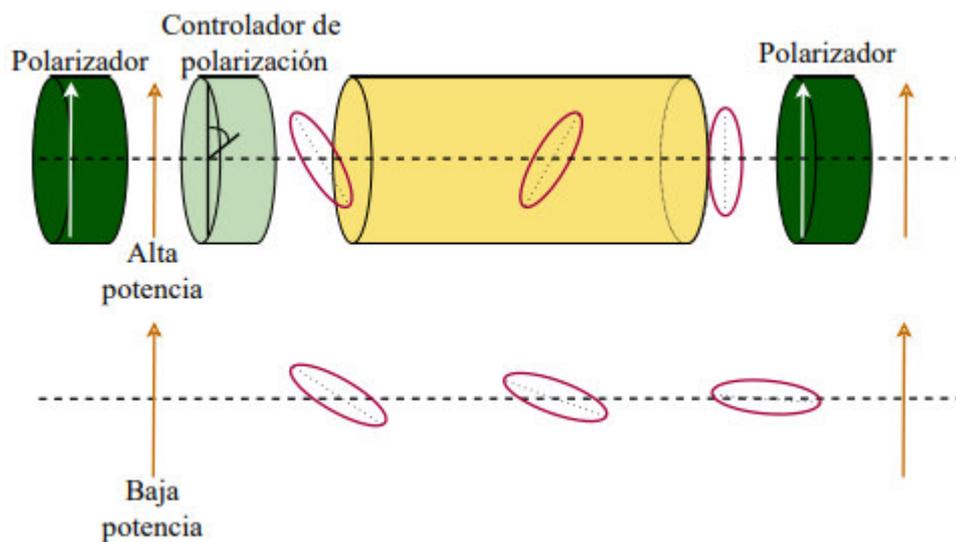


Figura 2. 14 Absorbedor saturable basado en la rotación de polarización no lineal.

En el diagrama de la Figura 2. 14, el pulso inicial atraviesa primero un polarizador lineal y luego, mediante el controlador de polarización, se ajusta a un estado de polarización elíptica. Durante la propagación del pulso, se manifiesta el fenómeno de NPR debido a los fenómenos no lineales presentes en la fibra, como la SPM y la XPM, provocando una rotación en el eje principal de la elipse de polarización en proporción a la intensidad óptica de la señal. A continuación, se encuentra un segundo polarizador al final del sistema, el cual permite la transmisión exclusivamente de la componente de polarización alineada con el eje de transmisión del arreglo. En consecuencia, la eficacia de la transmisión estará

---

sujeta tanto a la intensidad de la señal inicial como a la orientación de las placas retardadoras presentes en el controlador de polarización. Al ajustar convenientemente estos elementos, se posibilita que el láser logre un régimen de operación pulsado a través de un amarre de modos pasivo, partiendo de una señal de ruido de baja intensidad al encender el sistema láser.

La rapidez del efecto Kerr es fundamental en este contexto, ya que asegura una acción rápida del absorbedor saturable artificial (SA), y su magnitud puede ser finamente ajustada mediante los controladores de polarización [56]. Este enfoque garantiza un eficiente amarre de modos en el láser, ofreciendo un control preciso sobre la potencia de salida y la calidad del haz láser en aplicaciones específicas, tal como el desarrollo de láseres pulsados.

## **2.6 Pulsos ópticos en un láser de fibra empleando el amarre de modos**

En un láser de fibra de amarre de modos pasivo, es frecuente obtener el modo de operación pulsado, donde los pulsos ópticos se mantienen prácticamente constantes a lo largo de los ciclos, dando como resultado un tren periódico de pulsos a la salida del láser con una tasa de repetición específica.

Una particularidad del pulso es su perfil de intensidad en el dominio temporal. Esto se debe a la amplia gama de valores que pueden tener el absorbedor saturable, la ganancia, las pérdidas, el ancho de banda, el efecto Kerr, entre otros. Esta variedad de parámetros permite la creación de los pulsos ópticos, tanto cortos como ultracortos. Los pulsos considerados como “cortos” tienen una duración, o ancho temporal, en el rango de nanosegundos (ns), mientras que aquellos con duraciones en el rango de picosegundos (ps) o femtosegundos (fs) se clasifican como pulsos ultracortos [47]. Además, las propiedades de un pulso se definen según su duración, la forma del perfil temporal, la potencia pico y la energía. No obstante, se pueden alcanzar modos de operación donde los pulsos individuales manifiestan dinámicas distintivas y atractivas. Un ejemplo de ello es cuando la coexistencia de pulsos múltiples, incluso a diferentes longitudes de onda, generan dinámicas colectivas que varían desde estados cuasi-estacionarios hasta patrones

---

caóticos [53]. En esta sección se describe el pulso fundamental y la dinámica de pulsos múltiples que se forma en la cavidad láser de amarre de modos pasivo.

### 2.6.1 Pulso fundamental

El pulso fundamental se caracteriza por mantener su forma y velocidad sin sufrir deformaciones notables durante su propagación en un medio no lineal, especialmente cuando colisiona con pulsos similares o interactúa con otras ondas electromagnéticas en el dominio temporal. Este comportamiento se observa cuando la dispersión de velocidad de grupo (GVD) en el medio de propagación ( $\beta_2$ ) permanece constante a lo largo de la fibra, permitiendo que el pulso se conserve al avanzar en distancias extensas [54]. La aparición de este pulso óptico surge de la compensación entre los efectos de dispersión presentes en la fibra óptica y los efectos no lineales, logrando un equilibrio gracias a la interacción entre la dispersión y el efecto Kerr [54, 66].

En determinadas condiciones, los efectos de SPM y la dispersión de velocidad de grupo (GVD) en un pulso pueden contrarrestarse mutuamente. Estos valores se incorporan en la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE), la cual introduce el término Raman debido a la formación de pulsos cortos y ultracortos, describiendo la evolución del pulso al propagarse en una fibra (ecuación 2.7) [54].

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2}A = j\gamma \left[ |A|^2 A - T_R A \frac{\partial^2 |A|^2}{\partial T^2} \right] \quad (2.7)$$

donde  $A$  representa la envolvente del campo eléctrico,  $z$  es la distancia física,  $\beta_2$  es el parámetro de GVD,  $\gamma$  es el coeficiente no lineal y  $T_R$  es el tiempo de respuesta Raman.

De este modo, el orden del pulso está dado por:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.8)$$

donde  $L_D$  es la longitud de dispersión,  $L_{NL}$  es la longitud del medio no lineal. El coeficiente indicado anteriormente aparece al usar la NLSE (ecuación 2.7) de manera adimensional. Cuando  $N = 1$ , se logra un equilibrio entre SPM y GVD, ya que  $L_D = L_{NL}$ .

---

Aprovechando esta igualdad, la ecuación de Schrödinger puede resolverse con un perfil inicial en forma de pulso *sech* [54]:

$$P(t) = P_p \operatorname{sech}^2(t/\tau) \quad (2.9)$$

donde  $P_p$  es la potencia pico,  $\tau$  es la duración del pulso.

Sin embargo, en la práctica, el pulso tiende a extenderse a medida que se propaga a lo largo de la fibra, principalmente debido a la dispersión cromática [67]. En sistemas basados en fibra óptica, el pulso sufre inevitablemente deformaciones y debilitamiento ya que en las cavidades láser surgen más fenómenos, tales como pérdidas, amplificación, filtrado, entre otros [44]. Estos fenómenos se interpretan como perturbaciones menores a las cuales el pulso muestra resistencia, aunque experimenta cierta pérdida energía. En este sentido, se les denomina pulso promedio, ya que este tipo de pulsos pueden presentar variaciones notables dentro de un ciclo en la cavidad, aunque su comportamiento es a la de un pulso único [47]. Además, en estos sistemas, la dispersión y el efecto Kerr tienden a no ser uniformes a lo largo de la cavidad.

En este régimen, caracterizado por la presencia de un pulso en la cavidad láser, se manifiestan dinámicas complejas, tal como la dinámica de pulsos múltiples [56].

### 2.6.2 Pulsos múltiples

Los láseres pulsados de fibra que emplean el mecanismo de amarre de modos pasivo han emergido con sistemas ideales para la investigación y estudio de diferentes fenómenos y las distintas dinámicas asociadas con los pulsos. Más allá del modo estándar del pulso único, se han observado fenómenos de pulsos múltiples, donde varios pulsos coexisten en una única cavidad de ida y vuelta [27]. A medida que la potencia del láser de fibra incrementa, se ha logrado aumentar el número de pulsos coexistentes [52]. Por ende, el comportamiento ligado con los pulsos múltiples se torna complejo.

El fenómeno de pulsos múltiples es una ocurrencia frecuente en láseres de fibra con amarre de modos pasivo. Este fenómeno se atribuye al efecto límite de potencia máxima en la cavidad [68], que depende del ajuste del cambio de estado de polarización (SOP) mediante el absorbedor saturable (SA) [15]. En este marco, se generan grupos de

---

pulsos con una tasa de repetición más alta dentro de grupos que representan una tasa de repetición relativamente más baja [27]. Al garantizar una potencia de bombeo adecuada, se logra el funcionamiento estable del estado de los múltiples pulsos dentro de la cavidad. Sin embargo, una potencia de bombeo excesiva y un ajuste en el estado de polarización (SOP) puede dar lugar a la división del pulso y a la coexistencia de varios pulsos dentro de la cavidad [44]. Es decir, el efecto de dominio de la potencia máxima dificulta el aumento de la potencia máxima del pulso, lo que resulta en que el exceso de energía se integre en nuevos pulsos y conduzca a la formación de pulsos múltiples [25]. Este proceso complejo evidencia la delicada interacción entre la potencia de bombeo y el comportamiento de los pulsos en láseres con amarre de modos pasivo. Varios estudios han documentado la generación de pulsos múltiples, proporcionando una descripción detallada de este comportamiento complejo y la inestabilidad inherente a los pulsos múltiples [15, 25, 27].

En la búsqueda de mejorar la potencia de salida del láser, se adopta la configuración del láser de dispersión normal total (ANDi, *all-normal dispersion*). Este enfoque se diferencia del láser con dispersión anómala, donde la combinación de dicha dispersión y la SPM resulta en pulsos más estrechos y de mayor amplitud [27]. En el caso del láser ANDi, dispersión normal y la no linealidad no trabajan en conjunto para restringir el ancho del pulso, lo que ofrece oportunidades interesantes para explorar y mejorar la generación de pulsos láser de alta potencia [27]. Este cambio en la configuración alienta a investigaciones más profundas y experimentación para comprender y optimizar el rendimiento de los láseres ANDi en la generación de pulsos múltiples. Este fenómeno específico de pulsos múltiples desempeña un papel fundamental en la generación de un espectro Supercontinuo (SC) [44].

---

# CAPÍTULO 3

## Metodología

En este capítulo se proporciona una breve descripción de los dispositivos ópticos empleados en el arreglo experimental, junto con sus características principales. Asimismo, se aborda la caracterización en potencia tanto del diodo láser utilizado como fuente de bombeo, así como de la fibra de doble revestimiento dopada con Iterbio (Yb).

### 3.1 Fuente de bombeo

Para llevar a cabo el desarrollo del arreglo experimental del láser de fibra, se utilizó un diodo láser de alta potencia acoplado a fibra óptica con un diámetro en el núcleo de 105  $\mu\text{m}$  de la marca JDS Uniphase Corporation<sup>®</sup>, específicamente el modelo 6398-L4i. Opera con una corriente máxima de 12.5 A y a una longitud de onda centrada en 917 nm con un ancho de banda espectral (FWHM, *full width at half maximum*) de 3 nm y una potencia de salida máxima de 10 W [69], según las especificaciones del fabricante. El diodo láser, dispone de un controlador de corriente y temperatura de la marca Thorlabs<sup>®</sup>, modelo ITC4020 que tiene un rango de corriente de 0 a 20 A [70] y permite monitorear la corriente que pasa por el diodo láser. La Figura 3. 1 muestra el controlador, en la que se observan los elementos de operación de corriente y en la Figura 3. 2 se puede ver el diodo láser empleado.



Figura 3. 1 Controlador de corriente y temperatura ITC4020, Thorlabs<sup>®</sup>.



Figura 3. 2 Diodo láser como fuente de bombeo 6398-L4i, JDSU®.

Un aspecto destacable es que, aunque el diodo láser tiene una potencia máxima de 10 W y una corriente máxima 12.5 A, cuenta con un voltaje de protección a la salida de 2 V, así que se requirió establecer un rango de corriente de 0 a 5 A y de este modo se logró alcanzar una potencia de salida máxima de 4.032 W. En la Figura 3. 3(a) se observa la curva característica de la potencia a la salida del diodo láser y en la Figura 3. 3(b) se aprecia la potencia a la salida en la corriente de umbral que se encuentra por encima de los 600 mA.

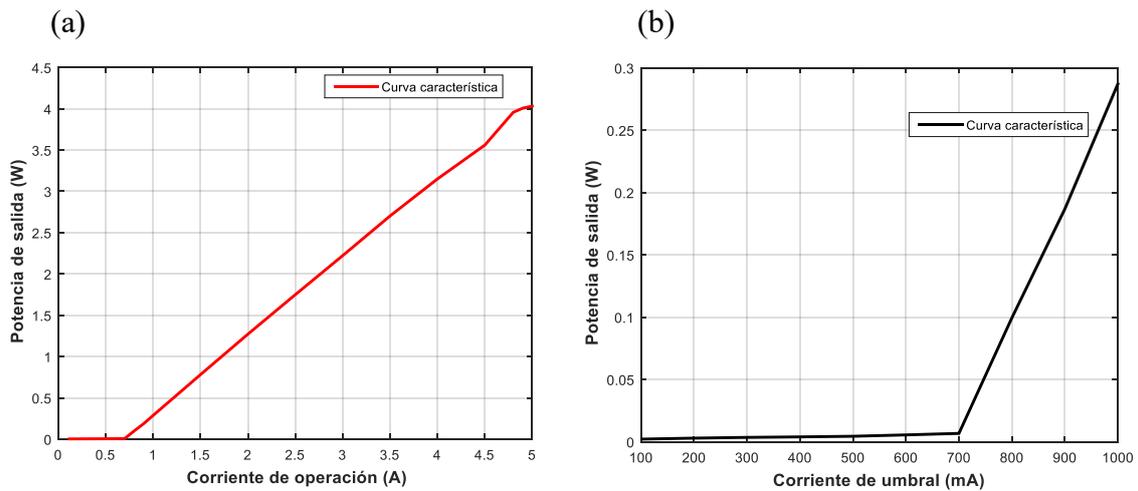


Figura 3. 3 (a) Curva característica de la potencia a la salida y (b) curva característica de la potencia a la salida en la corriente de umbral del diodo láser 6398-L4i.

## 3.2 Dispositivos ópticos

Los dispositivos ópticos dispuestos en el arreglo experimental del láser de fibra son constituidos en su totalidad por fibra óptica, lo que posibilita el acoplamiento entre ellos. A continuación, se hace una breve descripción de los dispositivos ópticos utilizados.

---

### 3.2.1 Combinador de fibra óptica

El combinador es un dispositivo que permite ser utilizado para los láseres de fibra, en este caso, se utilizó un combinador de la marca ITF-Technologies<sup>®</sup>, modelo MMC02112CC1 mostrado en la Figura 3. 4. Comprende de 3 puertos de entrada, en donde 2 puertos son de bombeo con una longitud entre 800-1000 nm y un puerto para una señal de emisión con una longitud de onda de la señal en un rango de funcionamiento de 1040 nm-1080 nm, ambos puertos con una fibra de 105/125  $\mu\text{m}$  y apertura numérica (NA, *Numerical Aperture*) de 0.22; cuenta únicamente con un puerto de salida con fibra monomodo de 10/125  $\mu\text{m}$  y tiene con una potencia de operación alta de 100 W [71] , conforme lo que indica el fabricante. Dicho combinador, permite la mezcla entre señales ópticas con una longitud de onda diferente en cada una de ellas, hasta lograr solo una señal sin interferencia y que esta transite por medio de una fibra óptica. En tal caso, las señales combinadas son la señal que proviene de la fuente de bombeo y la señal de emisión láser proveniente del medio de ganancia.



Figura 3. 4 Combinador de fibra óptica MMC02112CC1, marca ITF-Technologies<sup>®</sup>.

### 3.2.2 Fibra dopada con iterbio (doble revestimiento)

La fibra dopada con iterbio (YDF, *ytterbiun-doped fiber*) es una fibra de tipo doble revestimiento (DCF, *Double Cladding Fiber*) ampliamente utilizada como medio de ganancia en láseres de fibra. Se destaca por tener un amplio ancho de banda de ganancia y una alta potencia en la salida [2] [41], convirtiéndola en una opción efectiva para diversas aplicaciones en campo de las tecnologías láser.

La fibra de doble revestimiento (DCF, *double-cladding fiber*) dispone principalmente de tres capas: el núcleo, el revestimiento interior y el revestimiento exterior [72, 73]. En la Figura 3. 5 se muestra la estructura geométrica típica de una fibra de doble revestimiento. El diseño del núcleo de la fibra se optimiza para operar en el régimen monomodo a la

---

longitud de onda específica del láser. El núcleo se encuentra cubierto por el revestimiento interior, que actúa en el régimen multimodal a la longitud de onda del bombeo. Por su parte, este revestimiento interior está rodeado por el revestimiento exterior con índice de refracción menor [72].

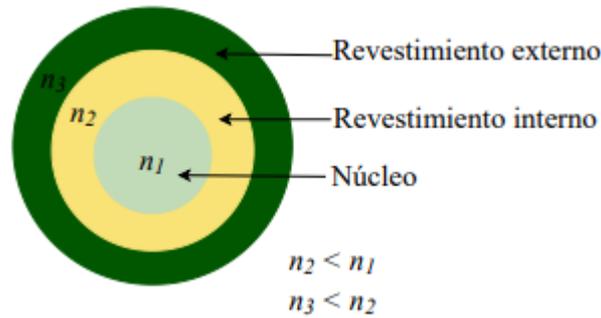


Figura 3. 5 Estructura geométrica circular de la fibra de doble revestimiento (DCF).

Durante el proceso de bombeo, la señal producida por la fuente de bombeo se dirige hacia el revestimiento interno debido a su mayor índice de refracción en comparación con el del revestimiento exterior. El revestimiento externo, permite que la luz permanezca confinada dentro del revestimiento interno. En Figura 3. 6 se muestra el principio de operación de bombeo.

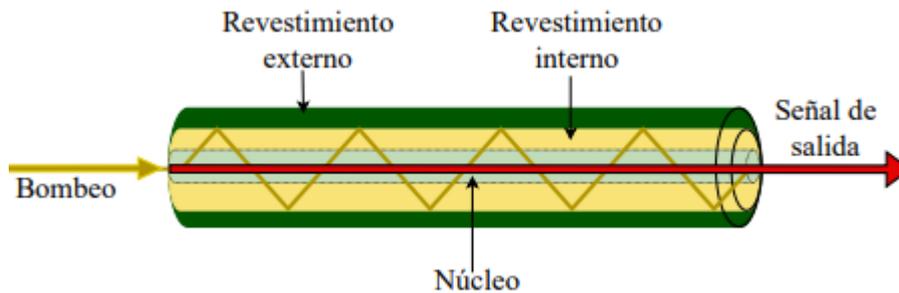


Figura 3. 6 Esquema ilustrativo del principio de funcionamiento de una fibra de doble revestimiento (DCF).

En tanto que la luz se propaga a lo largo de la fibra, se absorbe progresivamente en el núcleo dopado con iterbio, dando lugar a la amplificación de la luz por estimulación [41, 73]. Este proceso favorece el acoplamiento de la luz.

---

En la Figura 3. 7 se muestra la curva característica de potencia a la salida de la fibra dopada con iterbio utilizada en este estudio, donde se observa un comportamiento exponencial a partir 3 A.

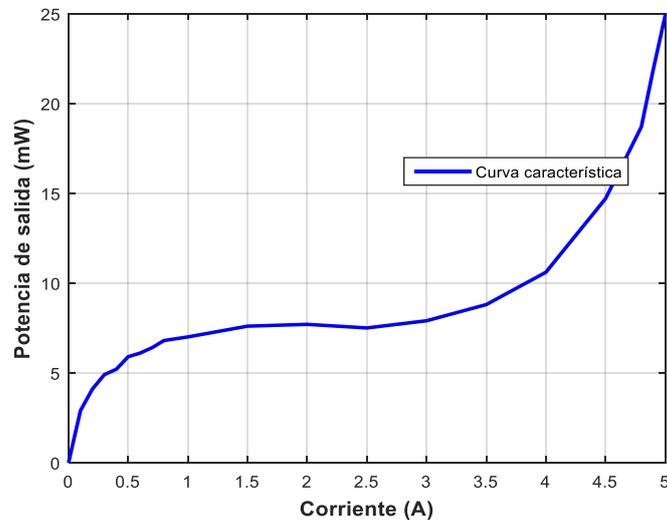


Figura 3. 7 Curva característica de la potencia a la salida de la fibra de Iterbio.

Con el objetivo de aumentar la eficiencia del proceso de bombeo, se han considerado diseños alternativos para el revestimiento interior, que van más allá de la forma típica circular. Algunas de estas formas incluyen la desplazada, rectangular, cuadrada, en forma de estrella y en forma D [73].

### 3.2.3 Aislador óptico

El aislador óptico, es un dispositivo magnetoóptico que favorece la transmisión de luz en dirección hacia adelante, al tiempo que absorbe o desplaza la luz que se propaga en sentido contrario. Por esta razón, desempeña un papel sustancial en los láseres de fibra, dado que se utiliza para protección de la fuente de bombeo ante reflexiones de la luz y los posibles daños ópticos que podrían ocurrir después de pasar por el aislador. Las reflexiones posteriores pueden ocasionar daños a la fuente láser, inducir cambios en su modo, modular su amplitud o alterar su frecuencia. En situaciones de alta potencia, estas reflexiones pueden generar inestabilidades y picos de energía no deseados [74].

Su operación se basa en el efecto Faraday, en el que la polarización de la luz se gira cuando atraviesa un material (sílice) expuesto a un campo magnético. La magnitud y dirección de esta rotación están directamente relacionadas con la intensidad y orientación

del campo magnético y no con la dirección de propagación de la luz, por lo tanto, la rotación no es recíproca [75]. En la Figura 3. 8 se observa una representación esquemática de operación del aislador óptico.

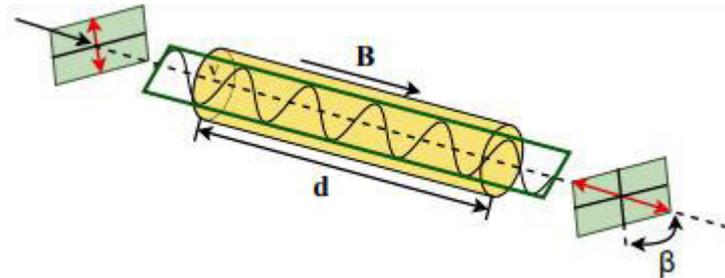


Figura 3. 8 Efecto del rotador de Faraday en luz linealmente polarizada.

La magnitud de la rotación  $\beta$  se calcula mediante la fórmula  $V \times B \times d$ , donde  $V$  es la constante de Verdet, una propiedad característica del material óptico, medida en *radianes/T·m*;  $B$  es la densidad de flujo magnético, expresada en  $T$  (teslas), y  $d$  es la longitud del recorrido a través del material óptico, medido en metros ( $m$ ).

Un aislador óptico consta de un polarizador de entrada, un rotador de Faraday con un imán, y un polarizador de salida [74] como se muestra en la Figura 3. 9.

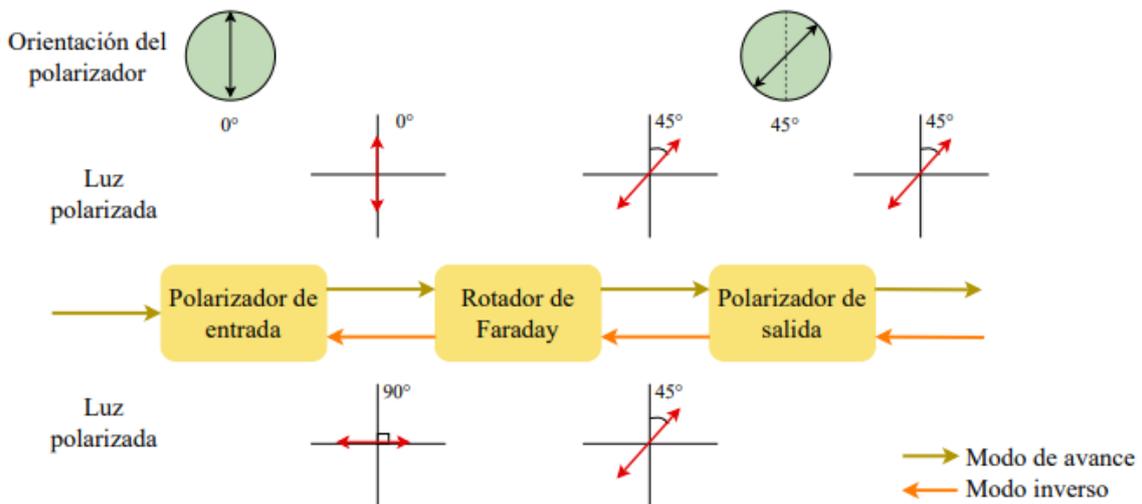


Figura 3. 9 Aislador de una etapa dependiente de la polarización.

Cuando se habla de un aislador dependiente de la polarización, su funcionamiento es el siguiente:

- 
- **Modo de avance:** como en la Figura 3. 9, se parte de que la luz láser, ya sea polarizada o no polarizada, ingresa al polarizador de entrada (filtro que permite que sólo la luz polarizada linealmente entre al rotador de Faraday) y se polariza verticalmente, es decir, está en un ángulo de  $0^\circ$ . Posteriormente, la luz ingresa en el rotador de Faraday, donde su plano de polarización rotará  $45^\circ$  en la dirección positiva, después de lo cual sale a través del polarizador de salida que tiene su eje a  $45^\circ$ . Por lo tanto, la luz sale del aislador con un plano de polarización de  $45^\circ$  con respecto a la señal de entrada [74]. Durante el proceso, algunas reflexiones aleatorias del haz de luz se reflejarán a través de la fibra hacia el láser, por lo que hay un modo inverso.
  - **Modo inverso:** la luz que retrocede a través del aislador primero atraviesa polarizador de salida, el cual polariza la luz a un ángulo de  $45^\circ$  con respecto al polarizador de entrada. Luego, pasa por el rotador de Faraday, provocando una rotación adicional de  $45^\circ$  en la dirección positiva en el plano de polarización. Esto resulta en una rotación total de  $90^\circ$  con respecto al polarizador de entrada, haciendo que el plano de polarización sea ahora perpendicular al eje de transmisión del polarizador de entrada. Por tanto, la luz será reflejada o absorbida [74]. Al ser absorbida dentro de la carcasa del aislador, logra el propósito de aislamiento. Como resultado, el láser queda protegido de las reflexiones y el aislador permite la transmisión unidireccional del haz de luz mientras evita que se propague en dirección contraria, bloqueando el paso de la luz. De manera más precisa, exhibe una baja pérdida de propagación en una dirección, contrastada con una pérdida significativamente mayor en la dirección opuesta.

Para el arreglo experimental, se empleó un aislador óptico de la marca Thorlabs<sup>®</sup>, específicamente el modelo IO-L-1064 [74], el cual se muestra en la Figura 3. 10. Como especificaciones principales, tiene una potencia máxima de 10 W con una longitud de onda centrada en 1064 nm y un rango de operación en 1054-1074 nm [74], según la guía de usuario.



Figura 3. 10 Aislador óptico modelo IO-L-1064, Thorlabs®.

Este modelo de aislador óptico representa un dispositivo de alto rendimiento con una característica distintiva: su funcionalidad depende del estado de polarización de la luz de entrada, por lo que utiliza fibra mantenedora de polarización (PM, *Polarization Maintaining*) de la luz, la cual asegura que el haz de luz que atraviesa el aislador conserve su polarización en una dirección específica. Así, bloquea la luz con polarización en el sentido opuesto, al tiempo que proporciona un alto aislamiento entre los puertos de entrada y salida.

### 3.2.4 Acoplador de fibra óptica

El acoplador de fibra óptica es un componente esencial en los sistemas láser que se basa en fenómenos de interferencia óptica para lograr el acoplamiento o división de la luz en fracciones de señales diferentes entre dos o más fibras.

Los acopladores de fibra se caracterizan por tener un cierto número de puertos de entrada ( $n$ ) y un cierto número de puertos de salida ( $m$ ), en donde los puertos de entrada  $n$  pueden ser uno o varios por donde ingresa la señal, mientras que los puertos de salida  $m$  deben ser igual o mayor que los puertos de entrada  $n$ . El número de puertos de entrada y salida varían en función de la aplicación específica para la cual se destina el acoplador.

En los sistemas láser de fibra, es frecuente emplear un acoplador con configuración 2x2. El término '2x2' tienen la capacidad de dividir o combinar la luz entre dos fibras ópticas con una pérdida mínima y una relación de acoplamiento específica, denotando que este acoplador dispone de dos puertos de entrada y dos puertos de salida, en donde es permitido omitir uno de los puertos de entrada [76]. Estos puertos se identifican según la representación del esquema observada en la Figura 3. 11, en donde la luz entra a través del puerto 1 (P1), mientras que los puertos P3 y P4 se designan como salidas de señal y derivación, respectivamente.



Figura 3. 11 Acoplador de fibra óptica 2x2 90/10.

Los términos de “Salida de señal” y “Salida de derivación” hacen referencia a las salidas de mayor y menor potencia, respectivamente. También, estos acopladores se extienden a opciones de banda ancha ( $\pm 100$  nm) y banda estrecha ( $\pm 15$  nm), con una longitud de onda centrada en 1064 nm [76].

Para el desarrollo del trabajo de tesis, el acoplador utilizado para obtener una fracción de la señal de emisión con el propósito de realizar mediciones correspondientes fue el modelo TN1064R2F2A de la marca Thorlabs® con configuración de 2x2. Este acoplador, tiene una longitud de onda centrada en 1064 nm con una banda ancha de  $\pm 100$  nm y presenta una relación de acoplamiento de 90/10. Esto implica que el 90% de la señal se acopla eficientemente con pérdidas de inserción de 0.55 dB, mientras que el 10% restante se deriva con pérdidas de inserción de 10.09 dB [76], según las especificaciones detalladas en la hoja proporcionada por el fabricante. En la Figura 3. 11, se observa que el 90% de luz transmitida se direcciona hacia el puerto blanco opuesto al acoplador (salida de señal), en tanto que el 10% restante se encamina hacia el puerto rojo (salida de derivación).

Al utilizar un acoplador 2x2 de banda ancha, proporciona una respuesta espectral uniforme en un rango operativo de  $\pm 100$  nm. Esta característica hace que el acoplador se adecuado para diversas aplicaciones, como la generación de Supercontinuo (SC).

### 3.2.5 Controlador de polarización

El controlador de polarización (PC, *Polarization Controller*) es un dispositivo empleado en sistemas ópticos para gestionar y ajustar la polarización de la luz. Su función principal es cambiar, mantener o manipular el estado de polarización (SOP, *state of polarization*) de una señal de luz que atraviesa una fibra óptica mediante placas retardadoras de onda, las cuales presentan cambios en la fase de los campos eléctricos y

---

por lo tanto hay un cambio en el estado de polarización. Este controlador es crucial en el uso de láseres, ya que se requiere una alineación precisa de la polarización de la luz para obtener resultados óptimos.

Para el montaje experimental del láser, se usó un controlador de polarización diseñado y fabricado por una impresora 3D en el laboratorio tal como se muestra en la Figura 3. 12. Este controlador consta de tres placas retardadoras de onda que operan por medio del efecto mecánico, en las que se puede variar el ángulo de inclinación en cada una de las placas, lo que a su vez modifica la orientación del eje de la fibra mediante la torsión y el doblamiento controlado de la fibra [77]. La configuración del PC para este trabajo de tesis incluye tres placas retardadoras de onda: una placa de  $\lambda/4$  (QWR, *quarter-wave plate*), una placa de  $\lambda/2$  (HWR, *half-wave plate*) y una placa de  $\lambda/4$  (QWR, *quarter-wave plate*) en serie para cambiar un estado de polarización arbitrario en cualquier otro estado de polarización. Cada placa tiene un diámetro de 56 mm para una longitud de onda de 1060 nm [65]. Dentro de cada placa, se ha enrollado fibra a un determinado número de vueltas. Para la placa retardadora de  $\lambda/2$  se utilizaron 4 vueltas de fibra, mientras que para las placas de  $\lambda/4$  se emplearon 2 vueltas [65].

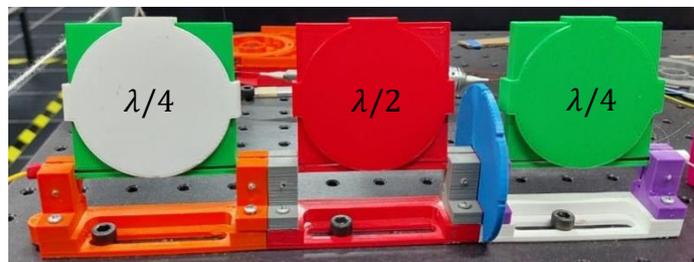


Figura 3. 12 Controlador de polarización con tres placas retardadoras de onda fabricado en impresora 3D.

El controlador de polarización (PC, *Polarization Controller*) introduce una diferencia de fase o retardo debido a la birrefringencia inducida por la torsión mecánica [78]. Esta birrefringencia permite modificar el estado de polarización (SOP, *state of polarization*) de la luz que se transmite a través de la fibra. La primera placa de  $\lambda/4$  modifica el estado de polarización de entrada en un estado de polarización lineal. La placa de  $\lambda/2$  rotaría el estado de polarización lineal y la última placa  $\lambda/4$  cambia el estado lineal en un estado de polarización arbitrario, ya sea elíptica o circular.

La magnitud de esta birrefringencia depende del diámetro de la placa, el número de vueltas, el diámetro de la fibra empleada y la longitud de onda de operación. Para calcular el retardo generado en cada placa, se utilizan las siguientes ecuaciones 3.1 y 3.2 [65]:

$$\Phi(\text{radianes}) = \frac{2\pi^2 a N d^2}{\lambda D} \quad (3.1)$$

$$\Phi(\text{número de onda}) = \frac{\pi a N d^2}{\lambda D} \quad (3.2)$$

El retardo de la señal está representado por  $\Phi$ , el cual puede expresarse en radianes o número de onda. La constante  $a$  tiene un valor de 0.133 [65, 77] que corresponde a la fibra de sílice,  $N$  es al número de vueltas en cada placa,  $d$  es el diámetro del revestimiento de la fibra,  $\lambda$  es la longitud de onda de operación, y  $D$  es el diámetro de cada placa. En la Figura 3. 13 se muestra el retardo de onda usando la ecuación 3.2.

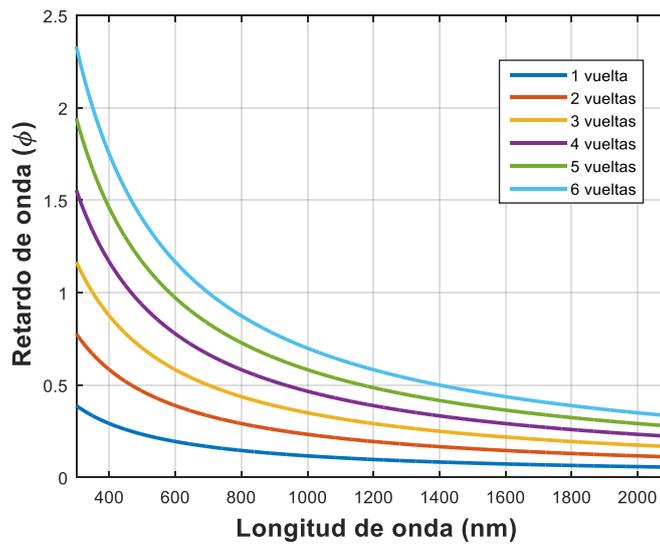


Figura 3. 13 Retardo de onda utilizando el número de onda.

### 3.2.6 Fibra óptica SMF-28

La fibra óptica, conocida también como guía de onda, se utiliza para la transmisión de señales en forma de luz. En su forma más simple, una fibra típica está compuesta por un núcleo de sílice protegido por una capa de material conocido como revestimiento, cuyo índice de refracción  $n_2$  es ligeramente menor que el índice de refracción  $n_1$  del núcleo [54]. En particular, la fibra estándar SMF-28 (SMF, *Single-Mode Fiber*), es una fibra monomodo que se caracteriza por tener un núcleo reducido, aproximadamente entre 8 –

10  $\mu\text{m}$  de diámetro [79], lo que permite que un solo modo de luz viaje a través de él, esto significa que solo una señal de luz singularmente se propague a lo largo de la fibra. En la Figura 3. 14 se ilustra la estructura geométrica de la fibra.

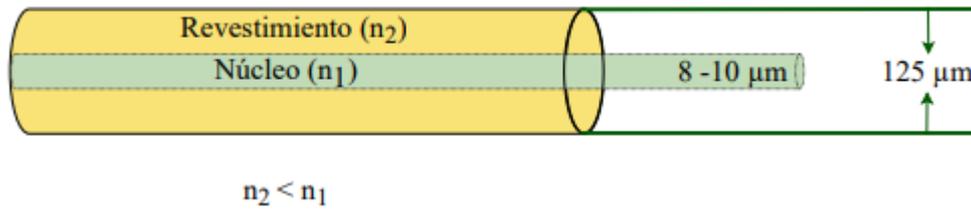


Figura 3. 14 Estructura geométrica de la fibra estándar SMF-28.

La fibra óptica monomodo SMF-28, marca Corning®, se fabrica de acuerdo con los parámetros que describen sus características principales. Estos parámetros se detallan en la Tabla 1:

Parámetros	
Diámetro del núcleo	8.2 $\mu\text{m}$
Diámetro del revestimiento	125 $\mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m}$
Apertura numérica (NA)	0.14
Longitud de onda de cero de dispersión ( $\lambda_0$ )	1313 nm
Longitud de onda de corte ( $\lambda_{ccf}$ )	$\leq 1260$ nm

Tabla 1. Características principales de la fibra estándar SMF-28 [80].

Al tener una longitud de onda de corte menor o igual a 1206 nm, la fibra SMF-28 pasa de ser monomodo a ser multimodo. Finalmente, gracias a sus propiedades geométricas, la fibra SMF-28 logra una baja pérdida de empalme, lo que garantiza un desempeño óptimo en una amplia gama de aplicaciones.

---

# CAPÍTULO 4

## Resultados obtenidos

En este capítulo se describe el proceso de desarrollo del esquema experimental para la construcción del láser pulsado de fibra. Además, se presentan los resultados experimentales obtenidos durante el funcionamiento del láser. Estos resultados son obtenidos en la salida del láser y presentan en los regímenes temporal y espectral. De esta forma, se procede a un análisis de dichos resultados.

### 4.1 Desarrollo del esquema experimental del láser de fibra

La representación del esquema experimental óptico se muestra en la Figura 4. 1. El arreglo presentado describe un láser de fibra configurado en forma de anillo, compuesto por una fibra dopada con iterbio (YDF, *ytterbium-doped fiber*) de 1.5 m de longitud como medio de ganancia, generando emisión a una longitud de onda de 1064 nm. Este proceso de emisión se lleva a cabo mediante la excitación de un diodo láser de alta potencia (LD, modelo 6398-L4i), que opera a una longitud de onda central de 914 nm y alcanza una potencia máxima de funcionamiento de  $\sim 4$  W. La integración de este diodo láser con la cavidad del láser se realiza a través de un combinador (COM, modelo MMC02112CC1). Enseguida, se sitúa el aislador óptico (PM-ISO, modelo IO-L-1064) para garantizar una dirección unidireccional y prevenir reflexiones en la cavidad. Desde la salida de dicho aislador, se establece una asimetría en potencia mediante la conexión de un acoplador 2x2 de 90/10 (C1, *coupler*). En este acoplador, el puerto que recoge el 10% de la potencia se designa como la salida del láser, permitiendo la sustracción de datos. Por su parte, el puerto que recibe el 90% restante de la potencia se retroalimenta hacia la cavidad del láser. Dentro de la cavidad, esta potencia acoplada se enlaza con un controlador de polarización (PC1, *polarization controller*), que incorpora un retardador de un cuarto de onda  $\lambda/4$  (QWR, *quarter-wave retarder*), y utiliza una entrada linealmente polarizada con la intención de tener un control sobre la potencia de conmutación del sistema. La señal proveniente de este controlador se dirige hacia una extensión de aproximadamente 975 m de longitud de fibra óptica estándar (SMF-28,

*single-mode fiber*), la cual tiene un coeficiente no lineal de  $\gamma = 1.5 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$  para luz con polarización lineal. Esta fibra se emplea en calidad de fibra multimodo para operar en la longitud de onda de 1064 nm. La elección de esta longitud de onda permite el funcionamiento bimodal, al excitarse los modos LP01 y LP11 [15]. Posteriormente, se conecta un segundo controlador de polarización (PC2, *polarization controller*), el cual integra un retardador de medio de onda  $\lambda/2$  (HWR, *half-wave retarder*). Así, tanto el controlador de polarización PC1 como el PC2 posibilitan el ajuste del estado de polarización de manera efectiva.

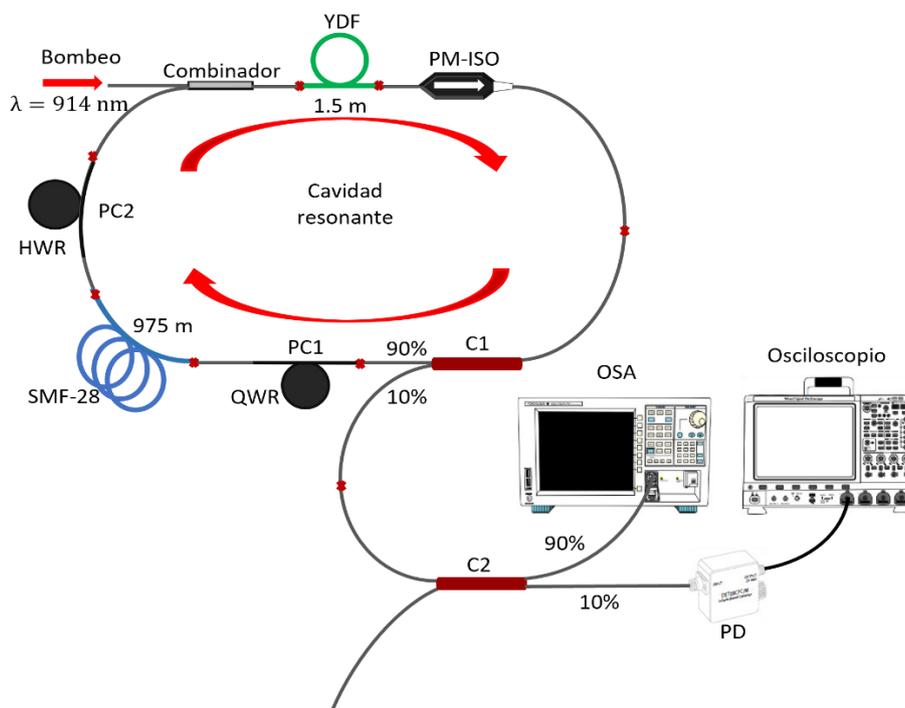


Figura 4. 1 Esquema experimental del láser pulsado de fibra con cavidad en anillo utilizando fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$ .

La extracción y análisis de la señal láser se realizó mediante un segundo acoplador con relación 90/10, posicionado en el puerto de 10% de C1. En C2, el puerto que recibe el 90% de la potencia fue destinado para la conexión del analizador de espectros ópticos (OSA, modelo AQ6370B Yokogawa). De manera simultánea, el puerto que obtiene el 10% de la potencia se conectó al osciloscopio (OSC, modelo MSOX6004A Keysight), facilitando la medición de la respuesta temporal con el apoyo de un fotodetector (PD, modelo DET08CFC/M Thorlabs).

---

El proceso de funcionamiento del esquema en el régimen no lineal se describe mediante las ecuaciones acopladas no lineales extendidas de Schrödinger [54], que modelan la propagación y están dadas por

$$\frac{dC^+}{dz} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial C^+}{\partial t^2} + \frac{2j\gamma}{3}(|C^+|^2 + 2|C^-|^2)C^+ + \frac{g}{2}C^+ \quad (4.1)$$

$$\frac{dC^-}{dz} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial C^-}{\partial t^2} + \frac{2j\gamma}{3}(|C^-|^2 + 2|C^+|^2)C^- + \frac{g}{2}C^- \quad (4.2)$$

donde el primer término de lado derecho de la ecuación indica la dispersión, el segundo término se refiere a el efecto Kerr y, por último, el tercer término indica la ganancia, en este caso, para la fibra dopada con Iterbio  $Yb^{3+}$ .

En el esquema desarrollado, la placa retardadora de  $\lambda/4$  (QWR), la fibra estándar (SMF-28), la placa retardadora de  $\lambda/2$  (HWR) y el aislador óptico tienen la función de absorbedor saturable artificial (SA), atenuando componentes con potencias menores a la potencia de switcheo, esto tiene un efecto de compresión sobre los pulsos generados por el láser, considerando además que el orden de duración de los pulsos generados por este láser es de los  $\mu s$ , mientras que su frecuencia de repetición está típicamente en el orden de los kHz (como se menciona en la sección subsecuente). El SA utiliza la técnica de amarre de modos pasivo basada en la rotación de polarización no lineal (NPR) en el lazo cerrado. La operación del absorbedor saturable permite una gran flexibilidad en la característica de transmisión, ya que al ajustar las placas retardadoras  $\lambda/4$  y  $\lambda/2$  de tal manera que permitan una transmisión máxima, minimiza las pérdidas a una alta potencia, y reduce la transmisión a niveles bajos de potencia (ver Figura 4. 1).

El controlador de polarización PC1 con la placa retardadora de  $\lambda/4$ , permite la transformación del estado de polarización inicialmente lineal a una polarización elíptica, mientras el valor de la elipticidad depende del ángulo relativo de QWR. Asimismo, el segundo controlador de polarización PC2 con la placa retardadora de  $\lambda/2$ , se ajusta para lograr el switcheo en el láser. Estos ajustes son clave para conseguir el amarre de modos, donde el aislador permite el paso central intenso del pulso mientras bloquea los extremos de baja intensidad.

---

## 4.2 Resultados experimentales

Se realizó la implementación del láser de fibra con cavidad en forma de anillo mostrado en la Figura 4. 1, y este sistema logró generar pulsos de corta duración. La generación de estos pulsos se fundamentó en la aplicación de la técnica de amarre de modos pasivo basada en la rotación de polarización no lineal (NPR, *Nonlinear Polarization Rotation*).

Este diseño de láser brindó la capacidad de explorar diversos fenómenos que ocurren en la cavidad, estableciendo así el marco necesario para las secciones subsiguientes de análisis.

### 4.2.1 Generación de pulsos múltiples (explosión de pulsos)

Con el fin de adquirir y analizar las mediciones temporales mediante el osciloscopio MSOX6004A, se estableció la potencia inicial de bombeo en  $P_p = 1.271 W$  y se procedió a calibrar el ángulo de la placa retardadora de cuarto de onda (QWR) con el propósito de asegurar el efecto de rotación de polarización no lineal (NPR) en la fibra estándar SMF-28. Simultáneamente, se ajustó el ángulo de la placa retardadora de media onda (HWR), resultando en la generación de un solo pulso, tal como se ilustra en la Figura 4. 2. El pulso único producido tiene un tiempo de ida y vuelta (TR) de  $4.68 \mu s$ , lo que equivale a una frecuencia de repetición (fR) de  $213.675 kHz$ . Dicha señal óptica generada fue captada por el fotodetector DET08CFC/M y monitorizada a través del osciloscopio MSOX6004A.

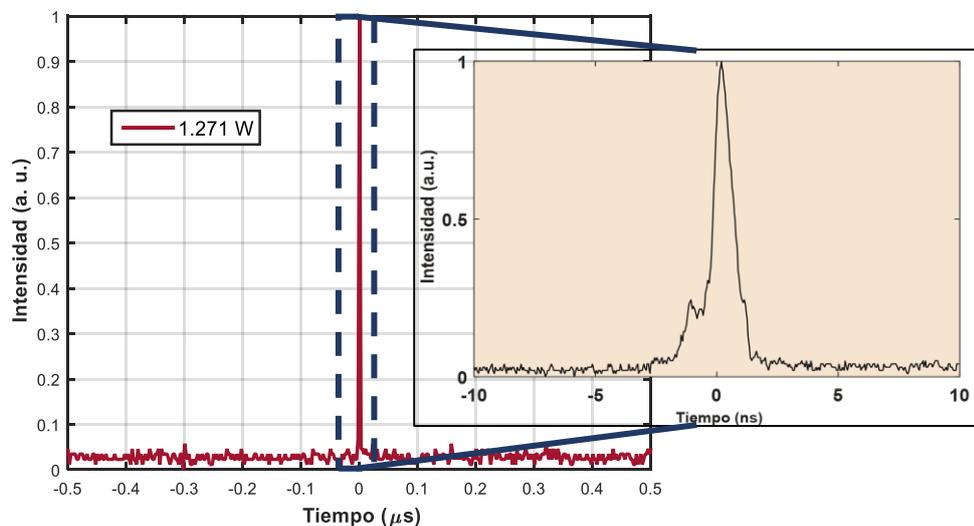


Figura 4. 2 Pulso único generado con un bombeo de 1.271 W.

Esto es, después del aislador, el campo eléctrico tiene una polarización lineal. Los estados de polarización no sufren rotación en la fibra, por lo tanto, se usa la placa QWR (PC1) para representar el ángulo de orientación de un eje propio. Al salir de la fibra, la dirección de la polarización elíptica en la parte central del pulso puede ser ajustada hacia el eje de transmisión del polarizador mediante la placa HWR (PC2), con un cierto ángulo de orientación. Luego, esta polarización elíptica se convierte en lineal a través de una placa QWR, con un ángulo de orientación. En esta configuración, las pérdidas para la parte central del pulso son mínimas, mientras que los extremos experimentan fuertes pérdidas.

Con el objetivo de generar una serie de pulsos múltiples, se efectuaron ajustes adicionales en los ángulos de las placas retardadoras de onda QWR y HWR en los controladores de polarización PC1 y PC2, respectivamente. Es importante destacar que se mantiene constante la potencia de bombeo inicial durante estos ajustes.

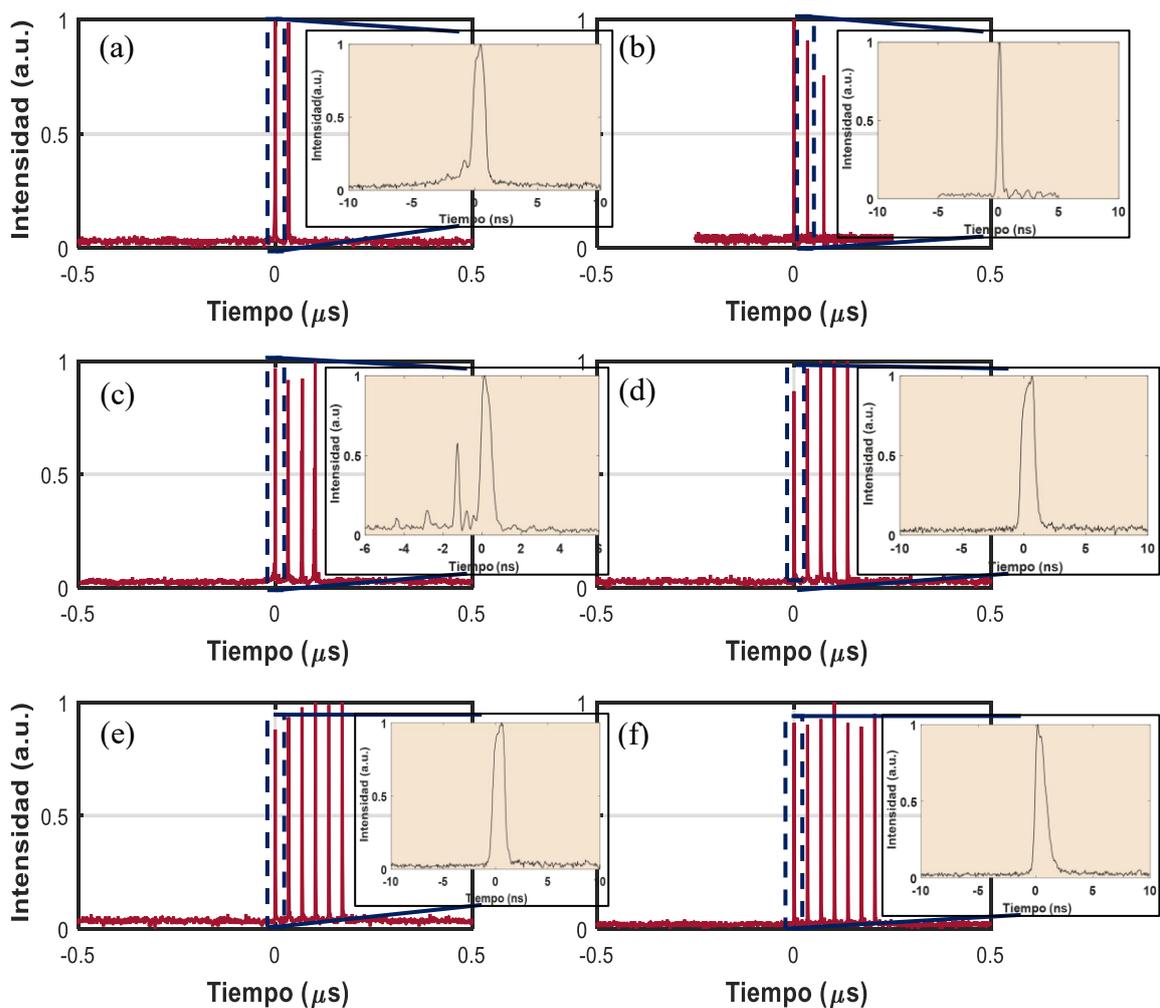


Figura 4. 3 Conjuntos de pulsos múltiples obtenidos con el láser de fibra a una potencia fija de 1.271 W y cambiando el estado de polarización (SOP) dentro de la cavidad, obteniendo (a) dos, (b) tres, (c) cuatro, (d) cinco, (e) seis y (f) hasta 7 pulsos.

---

En virtud de una configuración particular, se alcanzó la generación de varios pulsos en lugar del único pulso característico. En este experimento, se consiguieron conjuntos de pulsos que varían desde 1 hasta 7 pulsos, con un espaciado uniforme de  $\sim 35$  ns, tal y como se observa en la Figura 4. 3. Estos conjuntos de pulsos se identifican como explosión de pulsos. Dicha dinámica sugiere que al modificar los ángulos de las placas retardadoras en PC1 y PC2, se produce un cambio en el estado de polarización, lo que posibilita la detección de grupos con una serie consecutiva de pulsos.

El resultado puede ser contrastado con investigaciones previas, específicamente con el trabajo publicado por Carrillo-Delgado *et al* [15] y el trabajo reportado por Liu *et al* [27]. En estos trabajos, se lograron series de 1 a 4 pulsos y de 1 a 8 pulsos, respectivamente. Ambos estudios alcanzaron estos grupos de pulsos al incrementar la potencia de entrada y utilizando la misma técnica de rotación de polarización no lineal (NPR). En comparación con este trabajo de tesis, se encontraron series de pulsos de 1 hasta 7 pulsos, manteniendo constante la potencia de bombeo y modificando únicamente el estado de polarización (SOP).

Es relevante resaltar que la presencia de los pulsos obtenidos en este trabajo cesa cuando se modifica la transmisión en el absorbedor saturable (SA) artificial, invirtiendo la rotación de las placas retardadoras. Si la potencia pico de los pulsos sobrepasa el umbral de conmutación del absorbedor saturable, un pulso inicial no puede seguir aumentando su intensidad, ya que se produce una saturación en la transmisión no lineal. En consecuencia, esto conlleva a la formación de pulsos adicionales.

#### **4.2.2 Generación de Stokes**

Tras mantener constante la potencia de bombeo y observar el fenómeno de explosión de pulsos (pulsos múltiples), se procedió hacia un aumento en la potencia de bombeo. En esta etapa, se establecieron dos niveles distintos de potencia:  $P_{p_1} = 2.702$  W y  $P_{p_2} = 3.15$  W. Además, se modificó nuevamente el estado de polarización (SOP) mediante los controladores de polarización (PC1 y PC2). Estos ajustes en la potencia y en el estado de polarización provocaron una alteración en el comportamiento del láser de fibra, dando lugar a variaciones en el número de pulsos generados y en un cambio perceptible en la forma del pulso. En otras palabras, el sistema láser se tornó a un sistema

más complejo y caótico como consecuencia directa de este incremento de potencia. En lo que respecta al análisis en el dominio espectral, los dos valores de potencia de bombeo mencionados previamente dieron lugar a la obtención de diversas componentes de longitud de onda.

En la Figura 4. 4(a) y en la Figura 4. 4(b) se presentan las mediciones temporales correspondientes a los conjuntos de pulsos obtenidos con la potencia de bombeo  $P_{p_1} = 2.702 W$ , mientras que en la Figura 4. 4(c) y en la Figura 4. 4(d) se presentan las mediciones temporales para la potencia de bombeo  $P_{p_2} = 3.15 W$ . Se evidencia una notable complejidad en las formas de los pulsos en comparación con las que se muestran en la Figura 4. 3.

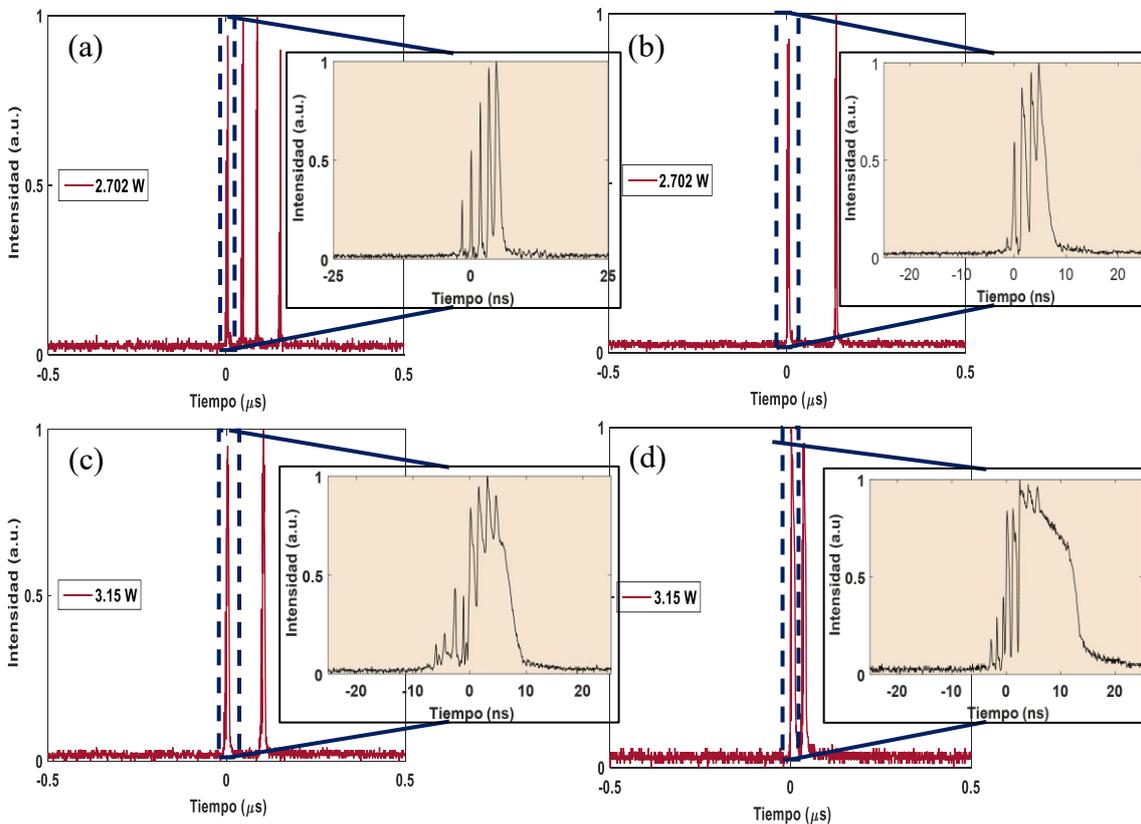


Figura 4. 4 Mediciones temporales en la salida del láser de fibra con dos niveles de potencia (a)-(b) 2.702 W con pulsos complejos y (c)-(d) 3.15 W con pulsos complejos y más energéticos.

Al mismo tiempo, en las mediciones espectrales, se muestra la evolución del espectro en la Figura 4. 5 en relación con los dos niveles de potencia de bombeo  $P_{p_1} = 2.702 W$  y  $P_{p_2} = 3.15 W$ , presentando el efecto Raman Stokes. Este efecto muestra un desplazamiento hacia longitudes de onda más largas debido a la dispersión inelástica de

la luz en el medio. Por lo tanto, se observa en la Figura 4. 5 picos en el espectro que están desplazadas hacia longitudes de onda mayores en relación con la fuente de excitación. En el trazado de color rosa dentro de la Figura 4. 5, se puede observar la generación de hasta cinco picos de longitud de onda distintas. Estos picos se originan durante la operación del láser, con el primero de ellos presentando una longitud de onda centralizada en 1025 nm, correspondiente al proceso de bombeo. Subsecuentemente, se producen los picos asociados al efecto Raman conocidos como Stokes, que se centran en longitudes de onda de 1073 nm, 1132 nm, 1188 nm y 1259 nm, correspondientes al primer, segundo, tercer y cuarto Stokes, respectivamente.

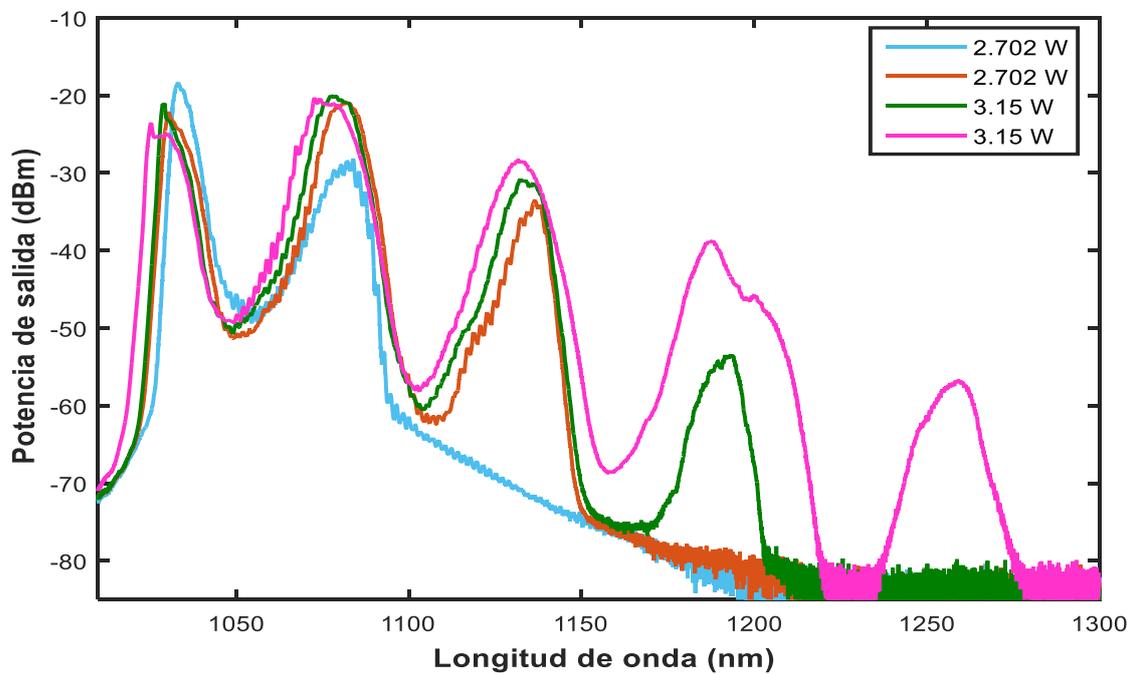


Figura 4. 5 Análisis espectral de operación de doble longitud de onda a 1033 nm y 1084 nm, de triple longitud de onda a 1031 nm, 1082 nm y 1136 nm con 2.702W de potencia; operación de cuádruple longitud de onda a 1029 nm, 1079 nm, 1134 nm y 1193 nm, y finalmente, una operación de quintuple longitud de onda a 1025 nm, 1073 nm, 1132 nm, 1188 nm y 1259 nm con 3.15 W de potencia de bombeo.

A un nivel de potencia alto, SRS conduce a la dispersión de los fotones del bombeo hacia los primeros fotones de Stokes, luego los primeros Stokes que actúan como bombeo generan segundos Stokes y así sucesivamente [60].

Esta generación de picos ofrece una ventaja adicional en comparación con el estudio llevado a cabo por Carrillo-Delgado *et al.* [15], que alcanza un máximo de tres picos de

---

longitud de onda. Estos picos incluyen el de bombeo en 1032 nm y dos Stokes, centrados en 1082 nm y 1132 nm. A su vez, contrasta con el análisis realizado por Liu *et al.* [27], donde el espectro contiene únicamente el pico de bombeo y un Stokes, centrados en 1059.25 nm y 1110.13 nm, respectivamente. Así pues, en este trabajo de tesis, se identificaron hasta cinco componentes de longitud de onda, siendo el primero el componente de bombeo y los restantes componentes de Raman Stokes.

Por tanto, cobra un profundo significado el fenómeno de dispersión Raman estimulada (SRS). A medida que se incrementa la potencia de bombeo y se ajusta el estado de polarización (SOP) dentro de la cavidad láser, se produce un aumento en la intensidad de los Stokes. Esta mejora resulta en una amplificación fundamental de la eficiencia Raman en el funcionamiento del láser.

### **4.2.3 Generación de Supercontinuo**

Después de observar el efecto Raman Stokes, en el arreglo óptico desarrollado al aumentar la potencia máxima en la salida del láser de fibra, se logra inducir el ensanchamiento espectral en la señal de bombeo que se propaga a través de la fibra SMF-28. Esto posibilita ejercer control sobre la potencia proporcionada con el fin de estudiar la evolución del espectro para distintos valores.

Mediante el reajuste del ángulo de las placas retardadoras (QWR y HWR) en los controladores de polarización (PC1 y PC2) que se encuentran en el esquema y por medio del aumento en la potencia de bombeo es que se logró demostrar de manera experimental la generación de un espectro amplio, más conocido como Supercontinuo (SC). Esta combinación de ajustes en las placas retardadoras permitió modificar una vez la transmisión del absorbedor saturable. Como resultado, el láser no opera dentro de un régimen de amarre de modos armónico. Debido a la modificación en el comportamiento del láser en el régimen espectral, se pudieron encontrar instancias de espectros amplios que exhiben múltiples desplazamientos Raman. Estos desplazamientos generan nuevas componentes espectrales que muestran una uniformidad notable, lo que resulta en un espectro con alta uniformidad y una distribución plana.

Se establecieron dos valores de potencia para observar cómo evoluciona el ensanchamiento espectral, y se llevaron a cabo las mediciones utilizando el analizador de

espectros ópticos (OSA) para determinar los resultados relevantes. Los niveles de potencia elegidos para las mediciones fueron  $P_{p_1} = 3.15 W$  y  $P_{p_2} = 3.56 W$ , y se procedió a registrar los espectros correspondientes para cada uno de estos valores de potencia. En la Figura 4. 6 se observa la evolución de la señal de estos espectros para los dos valores de potencia mencionados previamente, en el que para la potencia de bombeo de  $3.15 W$  los espectros se extienden hasta los  $\sim 1140$  nm. Al incrementar el valor de la potencia se comienza a apreciar la aparición de longitudes de onda extensas, en donde para la potencia de  $3.56 W$ , los espectros se extienden hasta los  $1220$  nm. Por lo tanto, para la potencia más alta, se obtiene un ensanchamiento espectral considerable de  $200$  nm y además se puede observar que el espectro de Supercontinuo (SC) generado presenta una sección que cuenta con una alta planicidad.

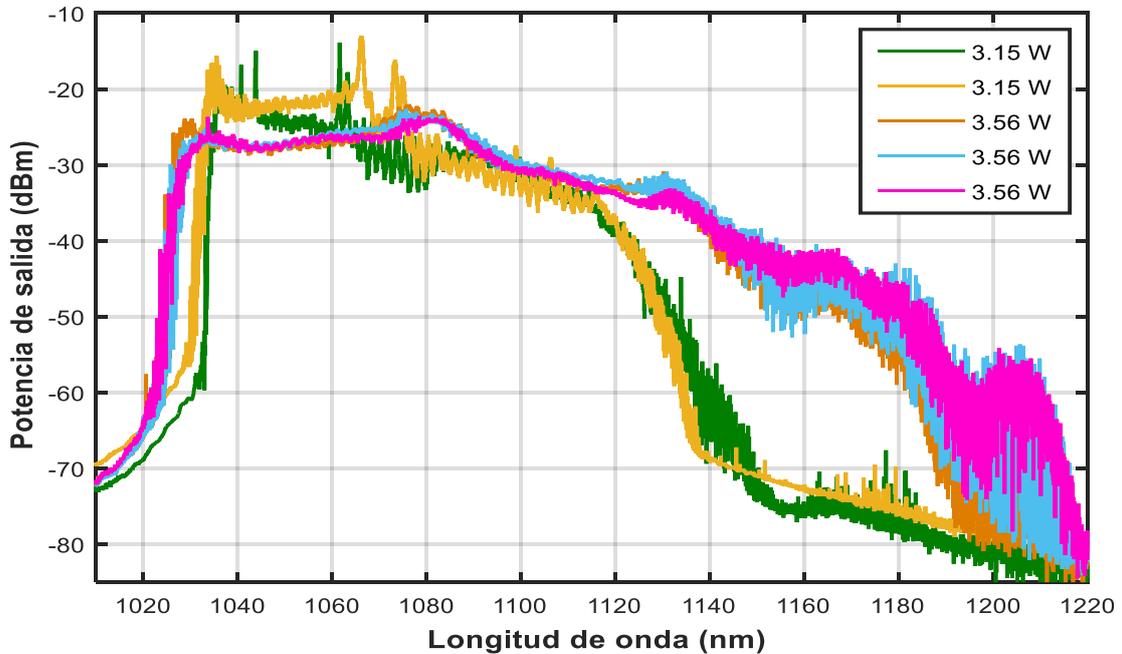


Figura 4. 6 Evolución de la señal de espectros amplios con dos valores de potencia de bombeo  $P_{p_1} = 3.15 W$  y  $P_{p_2} = 3.56 W$ .

La obtención del espectro Supercontinuo (SC) ilustra la presencia e influencia de diversos fenómenos no lineales dentro de la cavidad inducidos por el carrete de la fibra SMF-28 ( $\sim 1$  km), tales como la automodulación de fase (SPM), la modulación de fase cruzada (XPM), la mezcla de cuatro ondas (FWM), incluido el efecto de dispersión Raman (SRS) que se mencionó previamente [54].

La intensidad del espectro tiende a ser relativamente uniforme a lo largo de todo el rango espectral (Figura 4. 6), sin presentar picos pronunciados como en la Figura 4. 5. Esto se debe a la amplia distribución espectral generada por los procesos no lineales involucrados.

En la Figura 4. 7 se muestra la medición en el dominio del tiempo que corresponden a cada espectro bajo los dos niveles de potencia. Aquí, los pulsos se manifiestan con intensidades variables y una dinámica caótica, destacando una forma aún más compleja en comparación con los obtenidos en la Figura 4. 4. Además, los pulsos generados en la salida del láser de fibra poseen las propiedades adecuadas para inducir efectos no lineales a través de la fibra SMF-28.

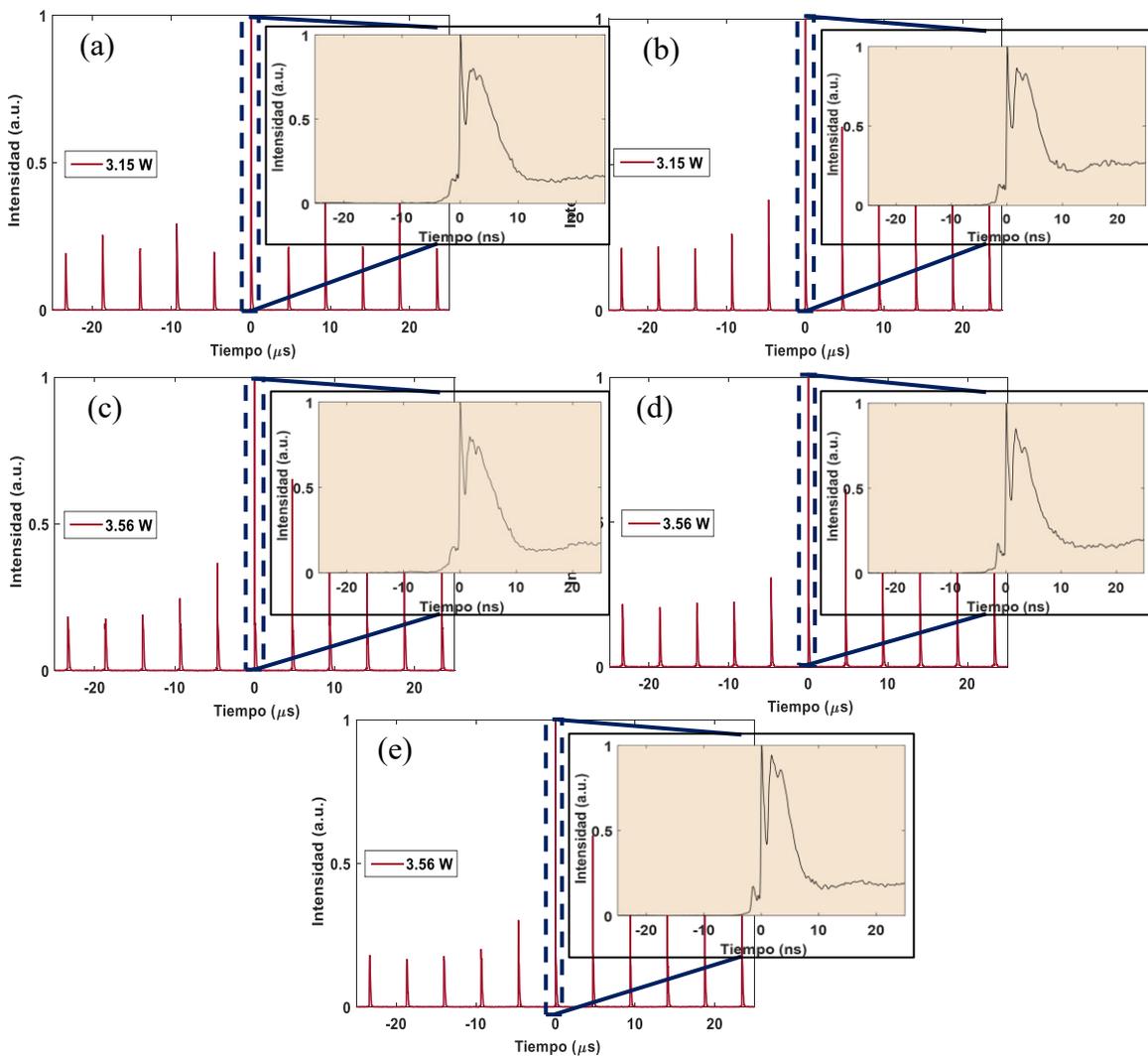


Figura 4. 7 Mediciones temporales en la salida del láser de fibra con dos niveles de potencia (a)-(b) 3.15 W con pulsos complejos y (c)-(e) 3.56 W con pulsos aún más complejos y energéticos.

---

El espectro Supercontinuo (SC) se volvió más uniforme debido a la disparidad entre los pulsos generados durante el proceso de generación de Raman y los pulsos generados durante la formación del SC. Esta variación en los pulsos y su falta de uniformidad contribuyen a nivelar el espectro SC.

Este logro en la generación de Supercontinuo puede compararse con el trabajo realizado por Carrillo-Delgado *et al.*, en el cual obtienen un grupo de trece pulsos con una potencia de bombeo de 3.86W, manteniendo una configuración constante en los retardadores de onda. Sin embargo, logran generar únicamente un espectro de banda ancha de 140 nm para efectos de comparación. En contraste con este trabajo de tesis, se detectó una dinámica compleja y caótica en los pulsos, lo que condujo a mejoras en la formación del espectro Supercontinuo (SC), facilitando así la generación de un amplio espectro de 200 nm.

Por ende, cuando se logra la generación de pulsos con una dinámica caótica, producto de la compleja interacción de los fenómenos no lineales presentes, se establece un entorno propicio para la formación de un amplio espectro. Este entorno favorece la ampliación del espectro óptico a lo largo de una amplia gama de longitudes de onda, lo que resulta en la formación de espectro Supercontinuo (SC), un fenómeno que encuentra aplicación en diversas áreas de la óptica debido a su amplio espectro y su alta uniformidad.

---

# CAPÍTULO 5

## Conclusiones y trabajo futuro

En este capítulo se presentan los resultados generales del trabajo de tesis desarrollado y se exponen las conclusiones de acuerdo con el trabajo reportado. Además, al finalizar este capítulo se discute el posible trabajo a futuro para esta área de conocimientos el cual surge a partir de la investigación realizada.

### 5.1 Conclusiones

El presente trabajo de tesis ha logrado cumplir con los objetivos inicialmente planteados de manera satisfactoria. Se ha llevado a cabo la implementación experimental y la caracterización un láser pulsado, el cual está completamente construido con fibra óptica. Este láser utiliza como medio activo la fibra dopada con Iterbio ( $Yb^{3+}$ ) y opera en la región de 1064 nm, empleando una configuración en cavidad de anillo.

En este láser, se usó la técnica de amarre de modos pasivo mediante la introducción de un absorbedor saturable (SA) basado en la rotación de polarización no lineal (NPR). Dicho absorbedor saturable (SA) se compone de un controlador de polarización PC1 con una placa retardadora de  $\lambda/4$  (QWR), un carrete de aproximadamente 975 m de fibra tipo SMF-28 para poder inducir fenómenos no lineales, y finalmente, un segundo controlador de polarización PC2 con una placa retardadora de  $\lambda/2$  (HWR). Estas características específicas proporcionaron al arreglo óptico diversas ventajas, destacándose sobre otros arreglos existentes.

Las ventajas más destacadas de este arreglo radican en su amplia flexibilidad para adaptarse y ajustar los parámetros de operación según las necesidades específicas. Esto se logra de manera sencilla mediante la rotación de las placas retardadora presentes en el arreglo, lo que posibilita la realización de ajustes precisos y personalizados según los requerimientos del experimento o aplicación en cuestión. Además, una ventaja significativa de este arreglo es su capacidad para operar eficientemente en altas potencias. Esto permite la generación y observación de fenómenos ópticos de gran relevancia en la

---

investigación actual, brindando así la oportunidad de explorar y comprender procesos ópticos con mayor profundidad y detalle.

Los resultados experimentales obtenidos mediante el láser pulsado con cavidad en anillo consistieron en la detección de un único pulso a la salida del láser. Este pulso exhibió un tiempo de ida y vuelta de  $TR = 4.68 \mu m$ , operando a una razón de repetición de  $fR = 213.675 kHz$  y con una potencia de bombeo inicial de  $P_p = 1.271 W$ . La generación de este pulso se logró mediante el ajuste del ángulo de las placas retardadoras, tanto en QWR como en HWR, asegurando así la efectividad del efecto de rotación de polarización no lineal en el carrete de fibra SMF-28. Estos resultados demuestran la capacidad del sistema para producir pulsos individuales con parámetros específicos.

También, se logró generar grupos de pulsos múltiples en lugar del único pulso característico, manteniendo constante la potencia de bombeo inicial de  $1.271 W$  y realizando un reajuste de ángulos en las placas retardadoras de los controladores de polarización PC1 y PC2. Este reajuste permitió obtener conjuntos de pulsos que variaron desde 1 hasta 7 pulsos, con un espaciado uniforme de aproximadamente 35 ns. Estos pulsos fueron identificados como el fenómeno de explosión de pulsos. Investigaciones previas [15, 27] han sugerido que al aumentar la potencia de bombeo y modificar el estado de polarización (SOP) dentro del sistema, es posible detectar grupos con una serie consecutiva de pulsos. Sin embargo, en este trabajo de tesis, se logró obtener esta serie consecutiva de pulsos únicamente reajustando los ángulos de las placas retardadoras para cambiar el estado de polarización (SOP), manteniendo constante la potencia de bombeo inicial. Este enfoque demuestra un mayor control sobre la generación de pulsos múltiples.

Por otro lado, se llevó a cabo un aumento en la potencia de bombeo de  $P_{p_1} = 2.702 W$  y  $P_{p_2} = 3.15 W$ . Estos niveles de potencia, combinados con el ajuste de ángulos de las placas retardadoras provocaron variaciones en el número de pulsos generados y en la forma del pulso. En el dominio espectral, estos parámetros de operación dieron lugar a la observación de hasta cinco componentes de longitud de onda, lo que indicó la presencia del efecto Raman Stokes. El primer componente, asociado con el bombeo, presentó una longitud de onda centrada en 1025 nm. Los componentes adicionales, correspondientes al primer, segundo, tercero y cuarto Stokes, se centralizaron en longitudes de onda de 1073 nm, 1132 nm, 1188 nm y 1259 nm, respectivamente. Este fenómeno demuestra la

---

capacidad del sistema para generar un desplazamiento hacia longitudes de onda mayores, lo que a su vez da lugar a otros fenómenos ópticos de interés, tal como la generación de un amplio espectro óptico.

En relación con esto, se buscó activamente la generación de un amplio espectro mediante el incremento controlado de la potencia de bombeo, con el fin de potenciar los fenómenos no lineales en el sistema. Los niveles de potencia utilizados fueron  $P_{p_1} = 3.15 W$  y  $P_{p_2} = 3.56 W$ , y por medio del cambio de estado de polarización, se logró un ensanchamiento espectral. Este ensanchamiento espectral se observó desde los 1020 nm hasta los 1220, lo que representó un espectro amplio de 200 nm. Este fenómeno se traduce en la aparición del Supercontinuo (SC) presentando una alta uniformidad en su distribución espectral. En cuanto al dominio temporal, los pulsos generados exhibieron una variedad de intensidades y una dinámica caótica, lo que se reflejó en una forma de pulso aún más compleja.

Este enfoque marca un avance significativo en la generación y manipulación de la luz, ya que la generación de Supercontinuo (SC) abre la puerta a una amplia gama de aplicaciones en diversos campos de la ciencia y la tecnología. Por ejemplo, en la microscopía no lineal, el SC sirve como fuente de excitación. En medicina y biología, el SC puede aplicarse en una variedad de técnicas de imagenología. Además, el SC también encuentra utilidad como fuente de luz en sistemas de comunicaciones ópticas de banda ancha. Estos son solo algunos ejemplos de las numerosas aplicaciones potenciales del SC, cuya su versatilidad y utilidad continúan siendo exploradas en investigación y desarrollo en diferentes campos científicos y tecnológicos.

## 5.2 Trabajo a futuro

Basándose en el trabajo experimental realizado, algunas perspectivas futuras incluyen:

- Analizar los pulsos generados por el láser de fibra utilizando técnicas convencionales como la autocorrelación. Los autocorreladores ópticos son herramientas diseñadas para medir la duración de los pulsos, aprovechando su principio básico que consiste en correlacionar el pulso temporal consigo mismo.

---

La aplicación de la autocorrelación en este trabajo de tesis puede ofrecer una comprensión más profunda de las características temporales de los pulsos generados, lo que contribuiría a una mejor optimización del sistema láser pulsado.

- La sustitución del carrete de fibra óptica SMF-28 de 975 m por fibras que ofrecen propiedades y características particulares. Un ejemplo prometedor sería la integración de fibras de cristal fotónico (PCF). Estas fibras especiales poseen una estructura única que les confiere propiedades ópticas altamente controlables y ajustables, incluida una menor longitud requerida para lograr resultados comparables. La utilización de este tipo de fibras podría resultar en una notable reducción de la longitud total del sistema experimental. Esta reducción simplificaría la configuración y operación del arreglo, al tiempo que posibilitaría un cambio en los resultados en términos de la frecuencia de repetición del pulso y el ancho espectral del Supercontinuo (SC).
- Aplicación del láser pulsado de fibra en el campo de la robótica bioinspirada. La mejora de los resultados, como la duración de los pulsos podría aprovecharse para impulsar los avances en la robótica. Específicamente, estos resultados mejorados podrían integrarse en el control de movimientos de robots, facilitando una mayor naturalidad y fluidez en sus acciones. Los pulsos ultracortos podrían desempeñar un papel importante en la manipulación de robots, especialmente en aplicaciones que requieren interacciones delicadas y coordinadas.

---

## Artículos publicados

N. Manriquez-Cobian, J.C. Hernandez-Garcia, J.M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J.D. Filoteo-Razo, R. Rojas-Laguna, “*Generation of pulse bursts with controllable number of pulses and of spectral broadening directly at the laser output from a km-long Yb-doped all-fiber laser*”, *Optics & Laser Technology*, 172, 110530, (2024).  
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2023.110530>.

## Participación en congresos

1. N. Manriquez-Cobian, J.C. Hernandez-Garcia, J.M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J.D. Filoteo-Razo, R. Rojas-Laguna, “*Estudio y generación de ráfagas de pulsos controlables y emisión de amplio espectro en un láser totalmente de fibra dopado con Yb*”, 8th IEEE Photonics Congress, 07 de septiembre de 2024, División de Ingenierías en Salamanca, Guanajuato, México.

2. N. Manriquez-Cobian, J.C. Hernandez-Garcia, J.M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J.D. Filoteo-Razo, J. P. Lauterio-Cruz, J. M. Sierra-Hernández, R. Rojas-Laguna, “*Emisión controlada de ráfagas de pulsos en láser de fibra óptica dopada con Iterbio*”, LXVI Congreso Nacional de Física, 8 al 13 de octubre de 2023, Centro de convenciones y Exposiciones en Morelia, Michoacán, México.

3. N. Manriquez-Cobian, J.C. Hernandez-Garcia, J.M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J.D. Filoteo-Razo, R. Rojas-Laguna, “*Láser pulsado de fibra óptica operando a 1064 nm para la generación de supercontinuo*”, 6th IEEE Photonics Congress, 25 de octubre de 2022, División de Ingenierías en Salamanca, Guanajuato, México.

4. J. D. Filoteo-Razo, J. R. Martinez-Angulo, J. C. Elizondo-Leal, J. H. Barrón-Zambrano, A. Diaz-Manríquez, V. P. Saldivar-Alonso, R. Delgado-Martínez, J. M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, N. Manriquez-Cobian, S. D. Guevara-Hernandez, “*Plastic fiber optic sensor for measuring the sugar content of Valencia oranges*”, Parto of SPIE OPTO, 31 de enero de 2024.

---

## Referencias

- [1] S. Addanki, I. S. Amiri y P. Yupapin, "Review of optical fibers-introduction and applications in fiber lasers," *Results Phys.*, vol. 10, pp. 743-750, 2018.
- [2] N. Nishizawa, "Ultrashort pulse fiber lasers and their applications," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 53, no. 090101, 2014.
- [3] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1kW continuous-wave output power," *Advanced Solid-State Photon*, no. PDP13, 2004.
- [4] O. Svelto, *Principles of Lasers*, 5ta ed., Londres: Springer, 2010.
- [5] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, pp. 493-494, 1960.
- [6] M. N. Zervas and C. A. Codemard, "High Power Fiber Lasers: A Review," *IEEE. J. Sel. Top. Quantum Electron*, vol. 20, no. 0904123, pp. 219-241, 2014.
- [7] E. Snitzer, "Proposed fiber cavities for optical masers," *J. Appl. Optics*, vol. 32, no. 36, 1961.
- [8] C. J. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser," *Appl. Optics*, vol. 3, no. 10, pp. 1182-1186, 1964.
- [9] J. Stones and C. A. Burrus, "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, no. 388, 1973.
- [10] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus and L. E. Nelson, "77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1080-1082, 1993.
- [11] O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzon and J. C. Hernández-García, "Adjustables noiselike pulses from a figure-eight fiber laser," *Appl. Optics*, vol. 50, no. 25, pp. E24-E31, 2011.
- [12] J. C. Hernández-García, J. M. Estudillo-Ayala, B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, R. Rojas-Laguna, J. D. Filoteo-Razo and L. F. Sámano-Aguilar, "Análisis de regímenes de onda continua y pulsado sobre nuevos esquemas láser basados en fibra óptica," *Acta Universitaria*, vol. 26, no. NE-1, pp. 0188-6266, 2016.
- [13] Y. Wang, C. Gao, X. Tang, H. Zhan, K. Peng, L. Ni, S. Liu, Y. Li, C. Guo, X. Wang, L. Zhang, J. Yu, L. Jiang, H. Lin, J. Wang, F. Jing and A. Lin, "30/900 Yb-doped Aluminophosphosilicate Fiber Presenting 6.85-kW laser output pumped with commercial 976-nm Laser Diodes," *J. Lightwave Technol.*, vol. 36, pp. 3396-3402, 2018.
- [14] H. W. Mocker and R. Collins, "Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7, no. 10, pp. 270-273, 1965.
- [15] C. M. Carrillo-Delgado, J. C. Henandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, O. Pottiez, J. P. Lauterio-Cruz, J. D. Filoteo-Razo, D. Jauregui-Vazquez, J. M. Sierra-Hernandez and R. Rojas-Laguna, "Generation of burst pulses through multimodal interference in a passively mode-locked ytterbium fiber-ring laser," *Laser Phys. Lett.*, vol. 17, no. 065106, 2020.
- [16] H. Zhan, K. Peng, S. Liu, Y. Wang, Y. Li, X. Wang, L. Ni, S. Sun, J. Jian and J. Yu, "Pump-gain integrated functional laser fiber towards 10 kW-level high-power applications," *Laser Phys. Lett.*, vol. 15, no. 095107, 2018.

- 
- [17 Q. Xiao, D. Li, Y. Huang, X. Wang, Z. Wang, J. Tian, P. Yan and M. Gong, "Directly  
] diode and bi-directional pumping 6kW continuous-wave all-fibre laser," *Laser  
Phys.*, vol. 26, no. 125107, 2018.
- [18 Y. Wang and C. Xu, "Actively Q-switched fiber lasers: Switching dynamics and  
] nonlinear process," *Progress Quantum Electron*, vol. 31, pp. 3-5, 2007.
- [19 R. J. Williams, N. Jovanovic, G. D. Marshall and M. J. Withford, "All-optical,  
] actively Q-switched fiber laser," *Opt. Express*, vol. 18, pp. 7714-7723, 2010.
- [20 J. A. Alvarez-Chavez, H. L. Offerhaus, J. Nilsson, P. W. Turner, W. A. Clarkson  
] and D. J. Richardson, "High-energy, high power ytterbium-doped Q-switched fiber  
laser," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 37-39, 2000.
- [21 F. Zhao, Y. Wang, H. Wang, Z. Yan, X. Hu, W. Zhang, T. Zhang and K. Zhou,  
] "Ultrafast soliton and stretched pulse switchable mode-locked fiber laser with hybrid  
structure of multimode fiber based saturable absorber," *Scientific Reports*, vol. 8, no.  
16369, 2018.
- [22 F. J. Runge, G. R. Broderick and M. Erkintalo, "Observation of soliton explosions  
] in a passively mode-locked fiber laser," *Optica*, vol. 2, no. 1, pp. 36-39, 2015.
- [23 T. Deutsch, "Mode-locking effects in an internally modulated ruby laser," *Appl.  
] Phys. Lett.*, vol. 7, no. 4, pp. 80-82, 1965.
- [24 M. Liu, T. J. Li, A. P. Luo, W. C. Xu and Z. C. Luo, "'Periodic' soliton explosions  
] in a dual-wavelength mode-locked Yb-doped fiber laser," *Photon. Res.*, vol. 8, pp.  
246-251, 2020.
- [25 X. Li, S. Zhang, Y. Hao and Z. Yang, "Pulse burst with controllable number of pulses  
] from a mode-locked Yb-doped all fiber laser," *Opt. Express*, vol. 22, pp. 6699-6709,  
2014.
- [26 Y. Qi., Y. Zhang, S. Yang, Z. Bai, J. Ding, Y. Wang and Z. Lu, "Controllable multi-  
] pulse dynamics patterns in the mode-locking ultrafast laser with a GIMF-YDF-based  
saturable absorber," *Opt. Laser Technol.*, vol. 153, no. 108274, 2022.
- [27 J. Liu, P. Li, X. Chen, B. Zhang, L. Xu, Q. Hu and L. Gao, "Generation of pulse  
] bursts in an Yb-doped all-normal dispersion passively mode-locked fiber laser with  
Raman scattering," *Optik*, vol. 251, no. 168490, 2022.
- [28 F. Liang, Z. Dong, Y. Cui, J. Tian and Y. Song, "Simultaneous generation of two  
] types of pulse shape in an Yb-doped fiber laser system," *IEEE Photon. Technol. Lett.*,  
vol. 32, 2020.
- [29 R. R. Alfano and S. L. Shapiro, "Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-  
] photon coupling in glass," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, pp. 584-587, 1970.
- [30 J. Gao, T. Ge and Z. Wang, "Passively harmonic mode-locked Yb-doped fiber laser  
] for supercontinuum generation," *Optical Engineering*, vol. 53, no. 8, 2014.
- [31 H. Wang, H. Han, X. Shao, Z. Zhang, J. Zhu and Z. Wei, "All-fiber supercontinuum  
] source operating at 1 μm with combination of different PCFs," *Appl. Phys. B.*, vol.  
128, no. 25, 2022.
- [32 H. E. Ibarra Villalón, O. Pottiez y A. Gómez Vieyra, «El camino hacia la luz láser,»  
] *Rev. Mexicana de Física*, vol. 64, pp. 100-1007, 2018.
- [33 E. González, *El láser: Principios Básicos*, Bogotá: Universidad de Santo Tomás,  
] 2003.
- [34 O. Svelto, *Principles of Lasers*, 5ta ed., Londres: Springer, 2010.  
]
-

- 
- [35 I. Mandel and E. Wolf, "Coherence Properties of Optical Fields," *Review of Modern Physics*, vol. 37, no. 2, 1965.
- [36 Y. Arosa and R. De la Fuente, "Emisión espontánea y emisión estimulada," *Óptica Pura y Aplicada*, vol. 48, no. 2, pp. 109-113, 2015.
- [37 J. Hecht, *Laser Pioneers*, Londres: Academic Press, 1992.
- [38 S. T. Cundiff, B. C. Collings and W. H. Knox, *The laser*, Academic Press, 2001.
- [39 R. Steiner, "Basic laser physics," in *Laser and IPL Technology in Dermatology and Aesthetic Medicine*, Springer, 2011, pp. 3-22.
- [40 Y. Kong, Q. Z. Liu, C. Deng, F. Tian and X. J. Huang, "Pulsed pumped Yb<sup>3+</sup>-doped double-cladding fiber amplifier," *J. Modern Optics*, vol. 56, no. 5, pp. 597-600, 2009.
- [41 R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper and D. C. Hanna, "Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 7, p. 1997.
- [42 C. A. Calles-Arriaga, "Láseres de fibra de doble revestimiento dopada con Yb: dispositivos de bombeo y emisión a tres niveles," Tesis de doctorado, Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, Universidad Autónoma de Nuevo León, San Nicolás de los Garza, Nuevo León, 2009.
- [43 R. Paschotta, J. Nilsson, P. R. Barber, J. E. Caplen, A. C. Tropper and D. C. Hanna, "Lifetime quenching in Yb-doped fibers," *Opt. Commun.*, vol. 136, pp. 375-378, 1997.
- [44 Y. A. García-Flores, "Diseño experimental de láseres de fibra óptica con la técnica amarre de modos pasivo en la región 1.5-2.0  $\mu\text{m}$  empujando fibras de doble revestimiento dopadas con tulio y erbio/iterbio," Tesis de doctorado; Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, INAOE, Tonantzintla, Puebla, México, 2022.
- [45 R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, B. Kuzin, J. Gutiérrez-Gutiérrez, O. Pottiez and P. Zaca-Morán, "Láser de fibra de amarre de modos de figura ocho basado en un espejo de lazo óptico no lineal simétrico," *Rev. Mexicana de Física*, vol. 53, no. 5, pp. 380-385, 2007.
- [46 J. D. Filoteo-Razo, "Láser pulsado de fibra dopado con Er/Yb utilizando amarre de modos," Tesis de maestría, División de Ingenierías CIS, Universidad de Guanajuato, Salamanca, Gto., 2017.
- [47 J. R. Martínez-Angulo, "Estudio de efectos caóticos presentes en fibras ópticas aplicado a un láser de figura ocho para el análisis de la señal de salida," Tesis de doctorado, División de Ingenierías CIS, Universidad de Guanajuato, Salamanca, Gto., 2020.
- [48 L. E. Nelson, D. J. Jones, K. Tamura, H. A. Haus and E. P. Ippen, "Ultrashort-pulse fiber ring lasers," *Appl. Phys. B. Laser*, vol. 65, pp. 277-294, 1997.
- [49 C. K. Nielsen and S. R. Keiding, "All-fiber mode-locked fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 11, 2007.
- [50 N. Myren and W. Margulis, "All-fiber electrooptical mode-locking and tuning," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 2047-2049, 2005.
- [51 J. Kim, J. Koo and J. H. Lee, "All-fiber acousto-optic modulator based on a cladding-etched optical fiber for active mode-locking," *Photon. Res.*, vol. 5, pp. 391-395, 2017.
-

- 
- [52] J. A. Carrasco-Ramírez, "Diseño y estudio experimental de un láser de fibra dopada con iterbio de amarre de modos pasivo," Tesis de maestría, Centro de Investigaciones en Óptica, CIO, León, Guanajuato, 2020.
- [53] M. A. Bello-Jiménez, "Investigación de la extracción de solitones ópticos empleando un NOLM y su aplicación en el estudio del proceso de formación de solitones en fibras ópticas," Tesis de doctorado, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, INAOE, Tonantzintla, Puebla, 2010.
- [54] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 5ta ed., New York: Academic Press, 2013.
- [55] R. H. Stolen and C. Lin, "Self-phase-modulation in silica optical fiber," *Phys. Rev. A*, vol. 17, pp. 1448-1453, 1978.
- [56] O. S. Torres-Muñoz, "Caracterización experimental y modelización de regímenes no estacionarios en un láser de fibra de amarre de modos pasivos," Tesis de doctorado, Centro de Investigaciones en Óptica, CIO, León, Guanajuato, 2020.
- [57] J. Gutiérrez-Gutiérrez, "Investigación experimental de la dispersión Raman y generación de supercontinuo en fibras ópticas utilizando pulsos de un diodo laser DFB," Tesis de doctorado, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Tonantzintla, Puebla, 2007.
- [58] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides*, 3ra. ed., Academic Press, 2021.
- [59] A. Gogoi, Y. C. Liang, G. Keiser and F. J. Kao, "Stimulated Raman scattering microscopy for brain imaging: basic principle, measurements, and applications," *Advanced Optical Methods for Brain Imaging*, pp. 189-218, 2019.
- [60] E. A. Kuzin, G. Beltran-Perez, M. A. Basurto-Pensado, R. Rojas-Laguna, J. A. Andrade-Lucio, M. Torres-Cisneros and E. Alvarado-Mendez, "Stimulated Raman scattering in a fiber with bending loss," *Opt. Communications*, vol. 168, pp. 87-91, 1999.
- [61] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson and H. A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, pp. 1159-1166, 1989.
- [62] Z. Bai, H. Yuan, Z. Liu, P. Xu, Q. Gao, R. J. Williams, O. Kitzler, R. P. Mildren, Y. Wang and Z. Lu, "Stimulated Brillouin scattering materials, experimental design and applications: A review," *Optical Materials*, vol. 75, pp. 626-645, 2018.
- [63] A. Kamarov, H. Leblond and F. Sanchez, "Theoretical analysis of the operating regime of a passively-mode-locked fiber laser through nonlinear polarization rotation," *Phys. Rev. A*, vol. 72, no. 063811, 2005.
- [64] P. D. Maker and R. W. Terhune, "Study of Optical Effects Due to an Induced Polarization Third Order in the Electric Field Streght," *Phys. Rev.*, vol. 137, pp. A801-A818, 1965.
- [65] Thorlabs®, "Manual de Controlador de Polarización de Fibra," [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/drawings/1b0771453ca8f9f7-3463C732-95EE-50B1-ABC3A50F8EEA4FAB/FPC560-Manual.pdf>. [Accessed 20 julio 2023].
- [66] W. J. Tomlinson and R. H. Stolen, "Nonlinear phenomena in optical fibers," *IEEE Communications Magazine*, vol. 26, no. 4, pp. 36-44, 1988.
- [67] V. A. Bogatyrev, "A single-mode fiber with chromatic dispersion varying along the length," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, no. 5, pp. 561-566, 1991.
-

- 
- [68 D. Y. Yang, L. M. Zhao, B. Zhao and A. Q. Liu, "Mechanism of multisoliton formation an soliton energy quantization in assively mode-locked fiber laser," *Phys. Rev. A*, vol. 72, no. 043816, 2005.
- [69 JDSU®, "Hoja de datos Diodo Láser, Modelo: 6398-L4i," [Online]. Available: <https://www.photonicsolutions.co.uk/upfiles/JU6398L4i.pdf>. [Accessed 07 julio 2023].
- [70 Thorlabs®, "Manual de Operación series ITC4000, Controlador de temperatura y corriente del diodo laser," [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/drawings/1b0771453ca8f9f7-3463C732-95EE-50B1-ABC3A50F8EEA4FAB/ITC4001-EnglishManual.pdf>. [Accessed 07 julio 2023].
- [71 ITF-Technologies®, "(2+1)x1 and (1+1)x1 Pump," [Online]. Available: [http://www.itftechnologies.com/files/13/11\\_DataSheet\\_PRODUCT\\_MM\\_COMBINER\\_SP1\\_2017-06-20-14-43.pdf](http://www.itftechnologies.com/files/13/11_DataSheet_PRODUCT_MM_COMBINER_SP1_2017-06-20-14-43.pdf). [Accessed 07 julio 2023].
- [72 J. Xia, H. Cai, L. Li, L. Zhao, H. Ren, B. Chen, G. Chen and Z. Fang, "Experimental study of a double-cladding fiber laser," *Optical Fiber and Planar Waveguide Technology*, vol. 4579, pp. 226-231, 2001.
- [73 M. N. Zervas, "High power ytterbium-doped fiber lasers - fundamentals and applications," *International Journal of Modern Physics B*, vol. 28, no. 12, 2014.
- [74 Thorlabs®, "Guía de usuario de aislador de fibra modelo IO-L-1064," [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/drawings/1b0771453ca8f9f7-3463C732-95EE-50B1-ABC3A50F8EEA4FAB/IO-L-1064-Manual.pdf>. [Accessed 07 julio 2023].
- [75 D. F. Dempsey, "The rotational analog for Faraday's magnetic induction law: Experiments," *J. Phys.*, vol. 59, no. 11, pp. 1008-1011, 1991.
- [76 Thorlabs®, "Hoja de especificaciones del acoplador de fibra óptica modelo TN1064R2F2A," [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/drawings/1b0771453ca8f9f7-3463C732-95EE-50B1-ABC3A50F8EEA4FAB/TN1064R2F2A-SpecSheet.pdf>. [Accessed 07 julio 2023].
- [77 H. C. Lefevre, "Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers," *Electronics Letters*, vol. 16, no. 20, pp. 778-780, 1980.
- [78 P. Vavassori, M. Martinelli and A. Barberis, "Guided-wave roating retarder," *Optics Communications*, vol. 80, no. 2, pp. 177-183, 1990.
- [79 A. Ghatak and K. Thyagarajan, Introduction to fiber optics, Cambridge University Press, 1998.
- [80 Corning®, "Hoja de datos de fibra óptica monomodo SMF-28," [Online]. Available: <http://www.photonics.byu.edu/FiberOpticConnectors.parts/images/smf28.pdf>. [Accessed 07 julio 2023].