



**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE CHIAPAS**



**FACULTAD DE CIENCIAS EN FÍSICAS Y MATEMÁTICAS**  
**FCFM**

**INVESTIGACIÓN  
EXPERIMENTAL DE UN  
LÁSER DE FIBRA ÓPTICA DE  
Er/Yb SINTONIZABLE CON  
LONGITUD DE ONDA DUAL**

**TESIS**  
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

**MAESTRO EN CIENCIAS FÍSICAS**

**PRESENTA:**  
LIC. BERENICE POSADA RAMIREZ

**DIRECTOR DE TESIS:**  
Dr. Ariel Flores Rosas

TUXTLA GUTIERREZ, CHIAPAS; JUNIO 2016



**Universidad Autónoma de Chiapas**  
**Facultad de Ciencias en Física y Matemáticas**  
**Dirección**



Tuxtla Gutiérrez, Chiapas  
18 de mayo de 2016  
Oficio No. FCFM/0161/16

**Dr. Ariel Flores Rosas**  
**Presidente y Director de Tesis**  
**Presente**

Por este medio me permito informarle que una vez efectuada la revisión de la tesis denominada:

***"Investigación Experimental de un Laser de fibra óptica de Er/Yb sintonizable con longitud de onda dual"***.

Ha sido aceptada para sustentar el Examen de Grado de Maestra en Ciencias Físicas de la **Lic. Berenice Posada Ramirez** con matrícula escolar: X090065.

Se autoriza su impresión en virtud de cumplir con los requisitos correspondientes.

**Atentamente**  
**"Por la conciencia de la necesidad de servir"**

  
**Dr. Sendic Estrada Jiménez**  
**Director**

  
**DIRECCIÓN**  
**FCFM**

C.c.p. Dr. Florencio Corona Vázquez, Secretario Académico de la FCFM  
Lic. Ana Gabriel Aguilar Avendaño - Encargada de Servicios Escolares de la FCFM  
Archivo / Minutario  
SEJ / egav

# Dedicatoria

A mis padres Martha Ramírez Cruz y Jesús Posada Jiménez quienes han sido mis guías en todos los sentidos, gracias a ustedes por la educación que me brindaron me ha permitido tener la ambición de seguir superándome, buscar los sueños y no darme por vencida, gracias por su apoyo, confianza y su amor.

A mis hermanas Carolina y Melina Monserrat Posada Ramírez quienes siempre han estado dando ánimos en todo momento, a pesar de las diferencias de personalidad.

Y a toda mi familia que han creído en mí y me han apoyado en todo mi camino de estudiante.

”La creatividad es ver lo que todo el mundo ve, pero idear un pensamiento nuevo que nunca se ha pensado antes y expresarlo de alguna manera”

# Agradecimientos

A la Facultad de Ciencias en Física y Matemáticas de la Universidad Autónoma de Chiapas, porque me brindó la oportunidad de realizar la maestría en ciencias físicas.

Al Dr. Ariel Flores Rosas y el Dr. Sergio Mendoza Vázquez quienes me aceptaron en su equipo de trabajo de óptica para realizar esta tesis.

Al Dr. Pavel Villareal Castro, Dr. Ariel Flores Rosas, Dr. Idrish Huet Hernández, Dr. Sendic Estrada Jiménez, Dr. Roberto Arceo Reyes, Dr. Sergio Mendoza Vázquez, quienes me brindaron la enseñanza en el andar del camino de la maestría.

Al Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica (INAOE) por permitirme realizar una estancia corta de investigación en su laboratorio de fibras ópticas y poder realizar mi trabajo experimental, en general ala coordinación de óptica, en especial al Dr. Evgeny Kuzin, Dr. Manuel Durán Sánchez, Dr. Ricardo I. Álvarez Tamayo y al Dr. Baldemar Ibarra Escamilla.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por su apoyo a través de la beca nacional CONACyT, beca estancia corta 2014-2015 y beca mixta 2015-2016.

A mis compañeros de la maestría: Patrocinio Pérez Pérez, Luis Alfredo Hernández Ángel y Lenin Pérez Estrada.

Y a todo el personal de la FCFM - UNACH.

# Resumen

Se presenta el diseño y la caracterización de una cavidad láser de fibra óptica con longitud de onda dual sintonizable de alta potencia. Un láser (Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), está compuesto por una fuente de bombeo, un medio láser, un espejo parcialmente reflejante y un espejo totalmente reflejante. En este trabajo se propone una cavidad lineal, que utiliza como fuente de bombeo es un sistema de láser de @976 nm de 25 W, como medio láser fibra dopada con Erblio e Yterbio con doble revestimiento, como espejos un Interferómetro de Sagnac y dos Rejillas de Bragg. Las rejillas de Bragg permiten la sintonización de la longitud de onda de las dos líneas láser generadas a través de la deformación axial de las mismas. El interferómetro de sagnac con lazo de fibra de alta birrefringencia permite hacer el ajuste de las pérdidas dentro de la cavidad a través de cambios de temperatura sobre la fibra del lazo y con este poder desplazar la longitud de onda del espectro de transmitancia del interferómetro. Los resultados experimentales muestran operación en simple longitud de onda y con longitud de onda dual, estable, sintonizable y con salida de alta potencia.

La principal contribución de este proyecto es la implementación y la caracterización de un láser con fibra dopada de Er/Yb de doble revestimiento sintonizable con longitud de onda dual de alta potencia.

# Índice de figuras

2.1.	Diagrama de niveles de energía del sistema dopado Er/Yb. . . . .	8
2.2.	Espectro ASE+ en ausencia de señal, se muestra el pico característico cerca de los 1530 nm. . . . .	12
2.3.	(a)Cavidad Fabry - Perot de onda estacionaria y (b)cavidad de anillo unidireccional. M1:espejo totalmente reflexivo, M2: espejo parcialmente reflexivo, AO:aislador óptico. . . . .	14
2.4.	Configuraciones de bombeo de un amplificador de fibra dopada con erbio. (a)bombeo directo, (b)bombeo inverso, (c)bombeo bidireccional. . . . .	16
3.1.	Ilustración de una rejilla de Bragg uniforme con modulación del índice y periodo constante. . . . .	22
3.2.	Perfil espectral de una rejilla de Bragg en función de la longitud de onda . . . . .	24
3.3.	Arreglo experimental del FOLM con fibra de lazo birrefringente y ajuste por torcimiento en los rotadores. . . . .	28
4.1.	Arreglo experimental para caracterizar el láser de bombeo . . . . .	36
4.2.	Gráfica de corriente de bombeo vs potencia óptica de salida . . . . .	37
4.3.	Arreglo experimental para caracterizar la potencia óptica de bombeo a través del combinador de bombeo . . . . .	38
4.4.	Caracterización del láser de bombeo con el combinador de bombeo . . . . .	39
4.5.	Arreglo experimental con el OSA en el Puerto 3. . . . .	40
4.6.	Barrido del espectro de la fibra dopada en el Puerto 3. . . . .	40
4.7.	Espectro de ASE en contra-propagación de la fibra dopada. . . . .	41
4.8.	Arreglo experimental con el analizador de espectro óptico en la fibra dopada. . . . .	42
4.9.	Espectro propagado en la fibra dopada para diferentes potencias de bombeo. . . . .	43
4.10.	Arreglo experimental para caracterizar el acoplador 90/10. . . . .	44

4.11. Gráficas de la caracterización del acoplador 90/10. (a)potencia de salida medida en la salida de 90 %, (b)potencia de salida medida en la salida del 10 %.	44
4.12. Arreglo experimental para caracterizar el interferómetro de Sagnac.	45
4.13. Espectro de la señal de salida de la transmisión del IS para diferentes temperaturas de lazo.	46
4.14. Desplazamiento de la longitud de onda respecto de los cambios de temperatura. La Figura (a), (b), (c) y (d)corresponden a los mínimos y máximos de la Figura 4.13	47
4.15. Arreglo experimental para caracterizar FBG1 y FBG2.	48
4.16. Espectro óptico de las rejillas de Bragg FBG1, FBG2.(a)transmitancia, (b)reflectancia.	48
4.17. Arreglo experimental del láser con longitud de onda dual	49
4.18. Láser en operación en simple o longitud de onda dual por cambios de temperatura en el lazo del IS	50
4.19. Dependencia de la potencia de salida para simple y dual longitud de onda respecto a la potencia de bombeo.	51
4.20. Imagen de la potencia óptica de salida del láser.	52
4.21. Dependencia de la longitud de onda respecto al desplazamiento.	53
4.22. Láser sintonizable con separación de las rejillas FBG1 y FBG2.	54
4.23. Láser sintonizable variando FBG2.	55
4.24. Láser sintonizable variando FBG1.	56
4.25. Dependencia de la separación entre las líneas láser respecto a la temperatura.	57

# Lista de simbolos y abreviaciones

AO	Aislador Óptico
ASE	Amplificación de Emisión Espontánea
CW	Onda continua
DCF	Fibras de doble revestimiento
DWFL	Láser de fibra con longitud de onda dual
EDF	Fibra dopada con erbio
EDFA	Amplificadores de fibra dopada con erbio
EYDFA	Amplificadores de fibra dopada con Er/Yb
FBG	Rejillas de bragg de fibra
FOLM	Espejo de lazo de fibra óptica
FWHM	Ancho de banda a mitad del máximo
Hi-Bi	Alta Birrefringencia
NA	Apertura numérica
IS	Interferómetro de sagnac
OSA	Analizador de espectros ópticos
PC	Controlador de Polarización
SMF	Fibra monomodo
TEC	Controlador electrónico de temperatura
WDM	Multiplexor por división de longitud de onda
A	Ampere
AC	Corriente alterna
dBm	Decibelio milivatio
nm	nanómetro
$\mu\text{m}$	micrómetro
ms	milisegundo
pm	picosegundo
$\mu\epsilon_z$	microdeformación
Hz	Hertz



V	Volts
W	Watt
mW	miliWatt

# Índice general

<b>Dedicatoria</b>	<b>I</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>II</b>
<b>Resumen</b>	<b>III</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>IV</b>
<b>Lista de simbolos y abreviaciones</b>	<b>VI</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Introducción . . . . .	1
1.2. Objetivo General . . . . .	3
1.3. Objetivos Particulares . . . . .	3
1.4. Contenido de la tesis . . . . .	4
<b>2. Amplificadores de fibra óptica</b>	<b>6</b>
2.1. Introducción . . . . .	6
2.2. Amplificadores de fibra óptica . . . . .	7
2.3. Ecuaciones de razon de transferencia . . . . .	7
2.4. Ruido de amplificación . . . . .	11
2.5. Resonadores para láseres de fibra óptica . . . . .	12
2.6. Principales configuraciones de los amplificadores de fibra óptica	15
2.6.1. Características básicas de un amplificador de fibra óptica	15
<b>3. FGB e Interferómetro de Sagnac</b>	<b>20</b>
3.1. Introducción . . . . .	20
3.2. Rejilla de Bragg simple . . . . .	20
3.3. Reflectividad uniforme de la rejilla de Bragg . . . . .	23
3.4. Sensibilidad a tensión y temperatura de las rejillas de Bragg .	25
3.5. Interferómetro de Sagnac de fibra óptica . . . . .	27

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	IX
3.5.1. Introducción . . . . .	27
3.5.2. Modelo matemático del interferómetro de sagnac de fibra óptica birrefringente . . . . .	28
<b>4. Caracterización y Resultados experimentales</b>	<b>34</b>
4.1. Introducción . . . . .	34
4.2. Caracterización de los elementos que forman la cavidad láser .	35
4.3. Arreglo experimental propuesto de láser de fibra óptica con longitud de onda dual. . . . .	49
4.4. Resultados experimentales de láser de fibra óptica con longitus de onda dual. . . . .	49
<b>5. Conclusiones</b>	<b>59</b>

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Introducción

El láser fue inventado por primera vez en 1958 y desde entonces se establecieron muchas tecnologías basadas en el láser para diversas aplicaciones. También abrió varios campos completamente nuevos para los científicos, como la óptica no lineal, fibra óptica y optoelectrónica, debido a su capacidad para generar un haz intenso y muy estrecho de la luz de una sola longitud de onda. Numerosas investigaciones, patentes y empresas se han establecido en las aplicaciones de los láseres.

Hoy en día es una rama de la física fundamental, las investigaciones de láser están involucradas en varios campos como la tecnología de la información, el tratamiento de medicina, estudio biológico y entretenimiento. La idea del láser se origina en la teoría de Albert Einstein sobre "emisión estimulada" en el que, si un electrón se encuentra en un estado excitado en contraste con su nivel más bajo, entonces un fotón incidente con energía cuántica igual a la diferencia de energía entre el nivel actual del electrón y un nivel inferior, puede "estimular" una transición a ese nivel más bajo, produciendo un segundo fotón con la misma energía incidente. Como resultado la amplificación de la luz, es alcanzable bajo la condición de inversión de población. Además de los medios de ganancia (o medio láser), otro elemento esencial es la cavidad óptica en la que pueda circular la luz y obtener amplificación. Mientras la ganancia es mayor que las pérdidas, la potencia de la luz en la cavidad láser se eleva rápidamente. La potencia de salida significativa se consigue por encima del llamado umbral del láser, que es el poder donde la ganancia de

pequeña señal es suficiente para compensar la pérdida en la cavidad.

La primera acción del láser se demuestra por Theodore H. Maiman en 1960 en Hughes Research Laboratories en Malibu, California, con un cilindro de rubí de 2 cm de largo como el medio activo de ganancia. Se utiliza una lámpara de flash para bombear la barra de rubí para generar láser de 694 nm. Sin embargo, Gordon Gould fue el primero en utilizar la palabra "láser". Curiosamente, en 1962 el primer diodo láser fue desarrollado por Robert N. Hall en La General Electric. Era una unión P-N de arseniuro de galio que emite a la longitud de onda de 842 nm [1]. El desarrollo de potentes y eficientes diodo láser ha sido esencial para su uso como fuentes de bombeo. Mientras tanto, la primera longitud de onda visible diodo láser se demostró por Nick Holoyak Jr., desde entonces la física del láser siempre ha sido impulsada por una verdadera misión científica para extender los límites existentes, tales como una mayor potencia, el pulso más corto, ancho de línea más estrecha y diferentes longitud de onda. Durante los últimos cincuenta años, los avances en el campo de láser se han producido a un ritmo rápido. Muchos de los nuevos láseres se han descubierto, cada uno con sus propias características y aplicaciones especiales, bajo costo, rendimiento y practicidad, todos han mostrado una mejora dramática [1, 2, 3].

Recientemente, una gran cantidad de investigaciones sobre láseres de fibra con longitud de onda dual se han reportado, debido a sus aplicaciones en diversas áreas de investigación, tales como, sensores de fibra óptica, sistemas de comunicaciones ópticas, generación de microondas fotónicas, instrumentación óptica, generación de Tera-Hertz [4, 6], etc. Sin embargo, es difícil obtener emisión láser con longitud de onda dual estable a temperatura ambiente usando fibra óptica dopada con Erblio como medio de ganancia [4]. Han surgido varias técnicas para reducir la competición de la longitud de onda de onda causada por la ganancia del ensanchamiento homogéneo de la fibra dopada y han sido sugeridas para alcanzar oscilaciones estables de múltiples longitudes de onda. Estas técnicas incluyen el uso de controladores de polarización (PC), arreglos de guías de onda como selectores de longitud de onda [5], atenuadores ópticos variables, filtros de lazo óptico de fibra de alta birrefringencia(High Birefringence,Hi-Bi)[4], etc.

Láseres con longitud de onda dual que utilizan rejillas de Bragg de fibra óptica (FBG) han sido demostrados, tales como, FBG grabadas en fibras ópticas que mantienen la polarización, cavidades conectadas en cascada o en anillo,

FBG superimpuestas, FBG grabadas en fibras multimodo [4, 5], etc., esto debido a que las FBG tienen muchas ventajas sobre dispositivos ópticos, tales como la facilidad de fabricación, compatibilidad en la fibra óptica, selección de cualquier longitud de onda y bajo costo.

En este trabajo se propuso una configuración Fabry-Perot (cavidad lineal), la cual utiliza fibra óptica dopada con Erblio/Yterbio de doble revestimiento como medio de ganancia. La cavidad está formada por dos FBG en cascada en un extremo y un interferómetro de Sagnac con lazo de fibra de alta birrefringencia en el otro extremo. El interferómetro de Sagnac presenta un espectro de transmisión periódico que es ajustable en amplitud y puede desplazarse en longitud de onda con cambios de temperatura en el lazo de fibra de Hi-Bi, consiguiendo el ajuste de las pérdidas dentro de la cavidad láser para la operación en simple y doble longitud de onda.

## 1.2. Objetivo General

El alcance de esta tesis se centra en el desarrollo experimental de un láser de fibra óptica con longitud de onda dual de alta potencia y sintonizable, que incorpora fibra dopada con Er/Yb con doble revestimiento como medio de ganancia, rejillas de Bragg de fibra óptica y un interferómetro de Sagnac con fibra de alta birrefringencia en el lazo como espejos en la cavidad.

## 1.3. Objetivos Particulares

- Aprender a utilizar equipos sofisticados para la experimentación de fibras ópticas, tales como Analizador de Espectros Ópticos (OSA), emplamadora de fibra óptica, medidores de potencia óptica, osciloscopios, detectores, láseres de bombeo, etc.
- Caracterización del interferómetro de Sagnac de fibra de alta birrefringencia, para comprender experimentalmente su comportamiento.
- Caracterización de la fibra óptica dopada con Er/Yb.
- Caracterización de las rejillas de Bragg sintonizables.

- Implementación de configuración del láser con longitud de onda dual.

## 1.4. Contenido de la tesis

Después de haber expuesto en el presente capítulo un resumen de los antecedentes, y de haber dado una perspectiva de los láseres con longitud de onda dual de fibra óptica. Se describe de manera general de que se trata esencialmente este trabajo, así como de los objetivos del mismo. Por lo que se ha dividido en 5 capítulos, los cuales abarcan una breve introducción, tópicos de amplificadores de fibra óptica, la teoría acerca de las rejillas de Bragg y del interferómetro de Sagnac, así como los resultados experimentales del láser de fibra óptica con longitud de onda dual.

En el capítulo 2, se presenta una descripción del modelo teórico de las ecuaciones de razón de transferencia para la fibra dopada con Er/Yb y amplificadores de fibra dopada.

En el capítulo 3, se presenta las características de la fibra con rejillas de Bragg y del interferómetro de Sagnac.

En el capítulo 4, aborda la explicación de los arreglos experimentales para la caracterización de los elementos que conforman el láser y sus respectivos resultados experimentales.

En el capítulo 5, se presenta las conclusiones generales acerca de este trabajo de tesis.

# Bibliografía

- [1] Joseph T. Verdeyen, "Laser Electronics", Third edition, Prentice Hall, (1995).
- [2] Breck hitz, J. J. Ewing, J. Hecht, "Introduction to laser technology", Third Edition IEEE, Inc., New York, (2001).
- [3] Govind P. Agrawal, "Fiber - Optic Communication Systems", Third Edition, Wiley Interscience, (2002).
- [4] R.I. Álvarez-Tamayo, M. Durán-Sánchez, O. Pottiez, E.A. Kuzin, and B. Ibarra-Escamilla, "Tunable dual-wavelength fiber laser based on a polarization, maintaining fiber bragg grating and a Hi-Bi fiber optical loop mirror", Laser Physics, 21, No.10, (2011), 1-4.
- [5] R.I. Álvarez-Tamayo, M. Durán-Sánchez, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, J.L. Cruz, M.V. Andrés and E.A. Kuzin, "A dual-wavelength dual-wavelength tunable laser with superimposed fiber bragg gratings", Laser Physics, 23, (2013), 1-4.
- [6] R.I. Álvarez-Tamayo, "Láser de fibra óptica con longitud de onda dual sintonizable basado en rejillas de bragg de fibra óptica y un interferómetro de Sagnac", Tesis Doctoral FCFM-BUAP (2012).



# Capítulo 2

## Amplificadores de fibra óptica

### 2.1. Introducción

La teoría del funcionamiento de un láser de fibra óptica será descrita en este capítulo. LASER es el acrónimo de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, que significa Amplificación de la Luz por Emisión Estimulada de Radiación. Los láseres descritos en este capítulo, son los que utilizan como medio activo fibras dopadas con tierras raras. Para el Erblio debido a sus características produce una señal de una longitud de onda cercana a 1550 nm. En esa longitud de onda es donde se tienen menos pérdidas en fibras ópticas, que se ubican en la tercera ventana de las comunicaciones situada a 1550 nm y existen una gran cantidad de dispositivos para esta longitud de onda. En este capítulo expresaremos las ecuaciones de razón de transferencia del modelo teórico para amplificadores de fibra dopada con Er/Yb, así como las principales configuraciones que se pueden realizar para los amplificadores de fibra óptica. En nuestro caso en particular, usaremos una fibra dopada con Er/Yb de doble revestimiento. Las fibras de doble revestimiento son una tecnología importante en el área de las fibras ópticas activas, en particular para láseres y amplificadores de fibra de alta potencia [11]. Tales dispositivos pueden tener una eficiencia de conversión de energía bastante alta (a veces por encima de 80 por ciento) combinado con una alta calidad del haz. Los amplificadores de Er/Yb son aplicados para alta potencia, tales como, comunicaciones de espacio libre, fuentes super-fluorescentes, amplificadores de longitud de onda larga en la banda-L, amplificadores integrados de longitud corta activa, etc.

## 2.2. Amplificadores de fibra óptica

Los amplificadores ópticos basados en fibras dopadas se han estudiado desde el año 1964, su utilización práctica data del año 1988, después de que las técnicas de fabricación y caracterización de fibras ópticas dopadas de bajas pérdidas fueron perfeccionadas [1, 2, 3, 4, 5, 6]. Además, los amplificadores de fibra se basan en la utilización de iones de tierras raras como medio de ganancia. Estos iones se introducen en el interior del núcleo de las fibras durante el proceso de fabricación y posteriormente se bombean ópticamente para producir la ganancia.

Las características del amplificador, tales como, la longitud de onda de trabajo y el ancho de banda vienen determinadas por los dopantes en lugar de la fibra de silicio, la cual cumple únicamente la función de transporte de las señales ópticas. Entre los diferentes dopantes que pueden utilizarse se encuentran el Erbio(Er), Neodimio(Nd), Samario(Sm), Tulio(Tm), Iterbio(Yb), Praseodimio(Pr), obteniéndose amplificadores a diferentes longitudes de onda que cubren desde el visible hasta la región del infrarrojo(hasta  $2.8 \mu\text{m}$ ).

A mediados de los 80, se observó que los iones de Erbio podían exhibir ganancia a  $1.5 \mu\text{m}$ , correspondiente a la tercera ventana de transmisión en fibras ópticas, que es la que se exhibe menores pérdidas (alrededor de  $0.2 \text{ dB/km}$ ). En 1989, se utilizaron nuevos diodos láser a  $1.48 \mu\text{m}$  para bombear los amplificadores de fibra dopada con Erbio(EDFA), produciendo de manera eficiente ganancia a  $1.55 \mu\text{m}$ . Sin embargo, otras características que presenta el EDFA, es su elevada ganancia y bajo ruido, además de poseer un amplio ancho de banda, transparencia a las longitudes de onda e independencia a la polarización, lo que en consecuencia lo hace tremendamente atractivo para su utilización en los sistemas de comunicaciones ópticas y sensores [6].

## 2.3. Ecuaciones de razón de transferencia

Para la explicación de los niveles de energía de los amplificadores de fibras dopadas de tierras raras, se considera el sistema atómico de los niveles de transición [1, 2, 3, 4, 5]. Las características más importantes del modelo teórico de las ecuaciones de razón de transferencia para la fibra dopada con Er/Yb se describen a continuación [5]:

La figura 2.1, muestra el diagrama de niveles de energía del sistema dopado con Er/Yb. Dependiendo de la longitud de onda de bombeo, el proceso de bombeo puede tomar lugar entre los niveles del Yb:  ${}^2F_{7/2}$  y  ${}^2F_{5/2}$  y/o los niveles del Er:  ${}^4I_{15/2}$  y  ${}^4I_{11/2}$ . Los iones excitados del  $\text{Yb}^{3+}$  transfieren energía a los iones que rodean el estado fundamental de  $\text{Er}^{3+}$  a través de un proceso de relajación cruzada y se excitan desde  ${}^4I_{15/2}$  a  ${}^4I_{11/2}$ . Los iones excitados  $\text{Er}^{3+}$  se relajan rápidamente no radiactivamente a  ${}^4I_{13/2}$ . La amplificación de la señal se lleva a cabo a través de las transiciones estimuladas entre  ${}^4I_{13/2}$  y  ${}^4I_{15/2}$ .

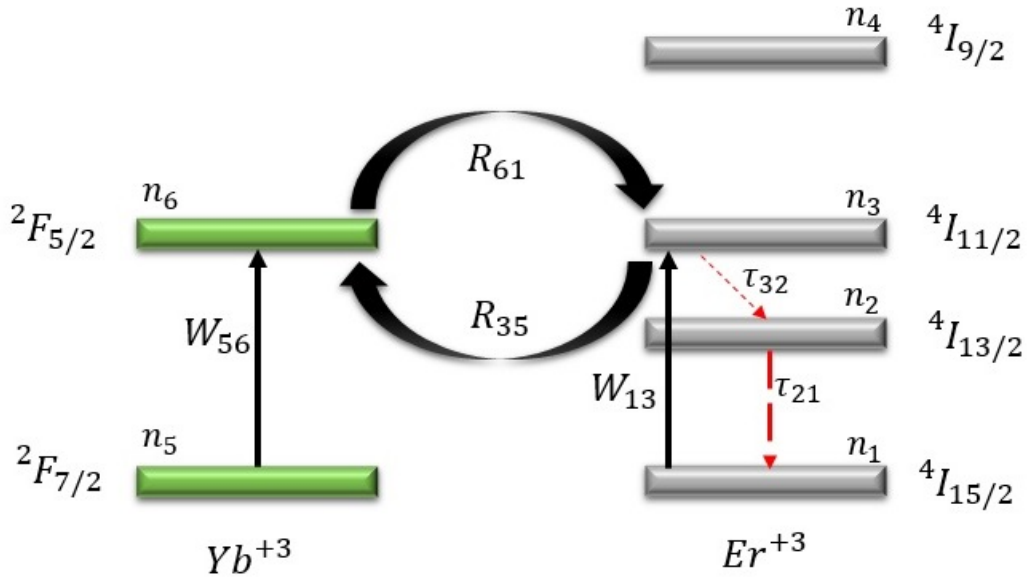


Figura 2.1: Diagrama de niveles de energía del sistema dopado Er/Yb.

Las ecuaciones de razón de transferencia que describe el cambio de la densidad de población fraccional de los niveles correspondientes, se pueden expresar como [7, 8]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_2}{\partial t} &= -\frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_3}{\tau_{32}} + W_{12}n_1 - W_{21}n_2 - 2C_{up}N_{Er}n_2^2 \\ \frac{\partial n_3}{\partial t} &= -\frac{n_3}{\tau_{32}} + W_{13}n_1 + R_{61}N_{Yb}n_6n_1 - R_{35}N_{Yb}n_3n_5 + C_{up}N_{Er}n_2^2 \\ \frac{\partial n_6}{\partial t} &= -\frac{n_6}{\tau_{65}} + W_{56}n_5 - W_{65}n_6 - R_{61}N_{Er}n_6n_1 + R_{35}N_{Er}n_3n_5\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
n_1 &= 1 - n_2 - n_3 \\
n_5 &= 1 - n_6
\end{aligned} \tag{2.1}$$

donde  $t$  representa el tiempo,  $\tau_{ij}$  es el tiempo de vida del nivel  $i$ -ésimo (como se muestra en la Figura 2.1),  $n_i$  es una matriz de  $1 \times N_z$  que representa la fracción de población del nivel  $i$ -ésimo en todos los nodos,  $R_{ij}$  es el coeficiente de relajación cruzada entre los niveles  $i$  y  $j$ ,  $N_{Er}$  y  $N_{Yb}$  son las concentraciones de dopaje de  $E^{3+}$  y  $Yb^{3+}$ , se asume que es uniforme y confinada al núcleo, la  $C_{up}$  es el coeficiente de conversión ascendente uniforme entre los niveles  ${}^4I_{13/2}$  y  ${}^4I_{9/2}$ , debido a que el tiempo de vida de  ${}^4I_{9/2}$  es muy corto ( $\tau_{ij} \approx 0$ ),  $n_4$  se ha asumido ser cero. Los términos  $W_{ij}$  representa la velocidad de transferencia estimulada desde el nivel  $i$  a  $j$  en todos los nodos en el tiempo  $t$ , y pueden expresarse como:

$$\begin{aligned}
W_{ij} &= \frac{[c_{ij} \cdot \lambda[[i_{Er}]]^T * P[[i_{Er}, :]]]}{A_{core} h c N_{Er}}, ij = 12, 21 \\
W_{13} &= \frac{[c_{13} \cdot \lambda[[i_{Yb}]]^T * P[[i_{Yb}, :]]]}{A_{core} h c N_{Er}} \\
W_{lm} &= \frac{[c_{lm} \cdot \lambda[[i_{Yb}]]^T * P[[i_{Yb}, :]]]}{A_{core} h c N_{Yb}}, lm = 56, 65
\end{aligned} \tag{2.2}$$

donde  $A_{core}$  es el área del núcleo de la fibra,  $h$  es la constante de Planck,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío, el sueríndice  $T$  significa una operación transpuesta. El operador "\*" denota una matriz de multiplicación, de lo contrario la multiplicación predeterminada está dada por hecho. En la ecuación anterior, los coeficientes de emisión y absorción  $c_{12}$ ,  $c_{21}$ ,  $c_{13}$ ,  $c_{56}$  y  $c_{65}$  son  $(s+2e) \times 1$  y  $(m+2y) \times 1$  matrices calculadas respectivamente a  $\lambda[[i_{Er}]]$  y  $\lambda[[i_{Yb}]]$  para las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned}
c_{ij,k} &= \Gamma_k \sigma_{ij,k} N_{Er}, ij = 12, 21, 13 \\
c_{lm,k} &= \Gamma_k \sigma_{lm,k} N_{Yb}, lm = 56, 65
\end{aligned} \tag{2.3}$$

donde  $\sigma_{ij}$  y  $\Gamma_k$  son las secciones cruzadas de transición entre los niveles  $i$  y  $j$ , y el factor de superposición entre el campo de nodo y el núcleo de la fibra a  $\lambda_k$ , espectivamente. Aparentemente,  $\Gamma_k$  es dependiente de la distribución modal de la onda de luz a  $\lambda_k$ . Para el modo fundamental, cuyo campo de distribución puede ser aproximado por una función Gaussiana, el factor de

superposición puede ser expresado como:

$$\Gamma_k = 1 - \exp\left(-\frac{2a^2}{\omega^2}\right) \quad (2.4)$$

donde el radio del modo  $\omega$  puede ser calculado como

$$\omega = a \cdot \left(0,65 + \frac{1,619}{V^{1,5}} + \frac{2,879}{V^6}\right) \quad (2.5)$$

donde  $V = 2\pi a N A_{core} / \lambda_k$  es la frecuencia normalizada de la fibra,  $a$  y  $N A_{core}$  es el radio y la apertura numérica del núcleo de la fibra, respectivamente. Los amplificadores de fibra dopada con Er/Yb (EYDFA) de alta potencia son usualmente construidos con fibras de doble revestimiento (DCF) para permitir el uso de diodos laser multimodo de alta potencia. La señal puede ser lanzada de manera eficiente dentro del modo fundamental de la fibra, incluso para valores grandes de  $V$  en la fibra [9]. De esta manera el factor de superposición de la señal puede ser estimado por la ecuación (2.4). En el interior del revestimiento de la fibra multimodo, el perfil de la intensidad del bombeo puede ser asumido uniforme en la sección cruzada. Por lo tanto el factor de superposición del bombeo  $\Gamma_p = \frac{A_{core}}{A_{clad}}$ , donde  $A_{clad}$  es el área del interior del revestimiento. Para fibras de un solo revestimiento  $A_{clad} \equiv A_{core}$ .

La amplificación de emisión espontánea (ASE), puede ser generada en todos los modos compatibles de la fibra, su factor de superposición debe ser calculado teniendo en cuenta la distribución radial del modo. Solo los modos con una gran superposición en el núcleo pueden ser eficientemente amplificados, como una primera aproximación como se propone y experimentalmente justificada en [10], los ASEs pueden ser asumidos a ser acoplados dentro del modo fundamental (calculando  $\Gamma_k$  con la ecuación(2.4)) pero con un término multiplicado por un número efectivo de los modos ASE,  $m_p$  para el ASE Yb y  $m_s$  para el ASE Er.

## 2.4. Ruido de amplificación

Aunque el tiempo de vida del nivel metaestable de los iones de Erblio en un EDFA es extremadamente largo ( $\sim 10$  ms) en la escala de los fenómenos de mecánica cuántica, en ausencia de fotones de señal que inician la transición estimulada, los iones en el nivel metaestable decaerán espontáneamente al nivel fundamental. Este tiempo de vida del estado superior de los iones de Erblio, que usualmente se refiere a tiempo de fluorescencia o tiempo de relajación de la población, corresponden al tiempo promedio físico después de que los iones del nivel metaestable se relajan al nivel fundamental en ausencia de señal de entrada. Esta transición dará la emisión de un fotón teniendo la energía cerca de la energía de la señal (dentro del ancho de banda de los EDFA), que corresponde a la transición de bandas de energía entre el nivel metaestable y el nivel fundamental. Esto es lo que se llama el fenómeno de emisión espontánea. Desafortunadamente, la emisión espontánea de los fotones no tienen las mismas propiedades que los fotones de la señal, de esta manera ellos no contribuyen a la amplificación. En otras palabras, ellos no llevan la información contenida en la señal. Antes que nada, su longitud de onda es ligeramente diferente de la longitud de onda de la señal. Además de esto, su dirección de emisión es aleatoria, de manera que algunos de ellos no son guiados por la fibra, otros son guiados, con ganancia de amplificación por emisión espontánea, justo en la misma dirección de la señal utilizada. Por esta razón, este ruido es llamado amplificación de emisión espontánea (ASE). Puede dividirse en dos partes, dependiendo de la dirección de propagación: La ASE+, que es la que se propaga en la misma dirección que la señal, y la ASE-, es la que se propaga en dirección contraria, Esta señal puede medirse en los dos puntos del EDFA. Cuando no se introduce una señal al EDFA, la ganancia total es aprovechada por el ASE, este ruido es más intenso en ausencia de una señal de entrada. El espectro con el ancho de banda de este ruido se tiene en la Figura 2.2 del espectro de ganancia de pequeña señal.

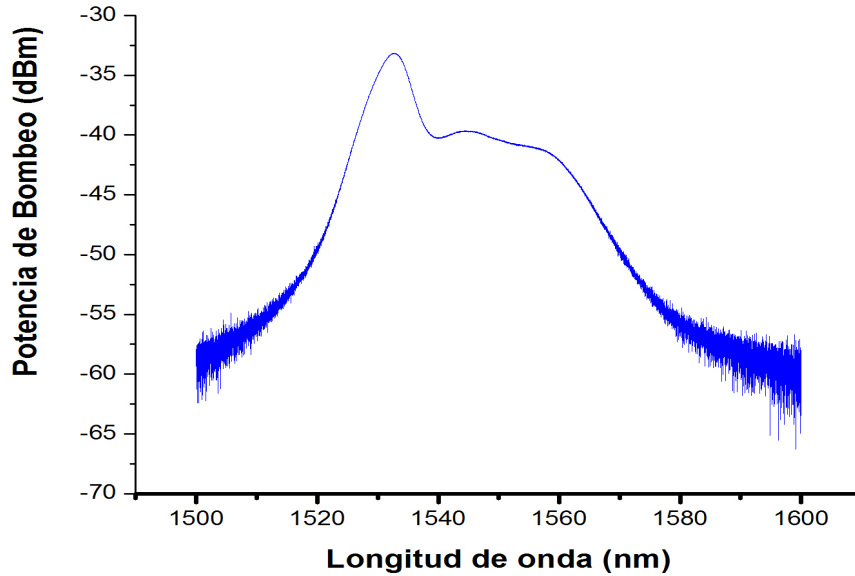


Figura 2.2: Espectro ASE+ en ausencia de señal, se muestra el pico característico cerca de los 1530 nm.

## 2.5. Resonadores para láseres de fibra óptica

Un láser es un oscilador óptico, es decir un resonador óptico con amplificación. La salida del amplificador es retroalimentada. La presencia inevitable de una cantidad pequeña de ruido comenzaría el proceso de las oscilaciones. El haz es amplificado y retroalimentado, donde la señal crece cada vez más en cada ciclo pero la ganancia no aumenta. El proceso continúa hasta que se produce una señal óptica grande que satura el amplificador. Se deben satisfacer las condiciones para que las oscilaciones ocurran: La ganancia del amplificador debe ser más grande que las pérdidas en el sistema de retroalimentación de manera que se incurra en una ganancia neta en el lapso de un ciclo a través del lazo de retroalimentación. La fase total cambia en el lapso de un ciclo y debe ser múltiplos de  $2\pi$ , de manera que la fase de la señal después de cada ciclo iguale a la fase original.

Si se satisfacen estas condiciones, el sistema se vuelve inestable y las oscilaciones empiezan. Sin embargo, como la potencia de la señal crece, el amplificador

se satura y la ganancia disminuye por debajo de su valor inicial. Se cumple una condición estable cuando la ganancia reducida es igual a la pérdida.

La ganancia sólo compensa exactamente las pérdidas de manera que el ciclo de amplificación y retroalimentación se repite sin cambio de potencia y las oscilaciones del estado estacionario suceden, por las condiciones sobre la fase ( $\Delta \phi = \kappa 2\pi$ ) para valores directos de la frecuencia, múltiplos de una frecuencia fundamental (modos de oscilación). La señal utilizada es extraída por acoplamiento de una porción de la potencia de oscilador. En suma, un oscilador óptico comprende:

Un amplificador con un mecanismo de ganancia y saturación, un sistema de retroalimentación y un esquema de acoplamiento de la señal.

Básicamente, un láser se hace con cavidad de resonancia que contiene un medio de amplificación, o medio láser, que proporciona una ganancia. Existen dos tipos distintos de cavidad de resonancia como se muestra en la Figura 2.3: La cavidad Fabry - Perot, consiste en un patrón de onda estacionaria entre dos espejos, y la cavidad de anillo, en el que la onda progresiva es unidireccional de manera que puede propagarse indefinidamente.



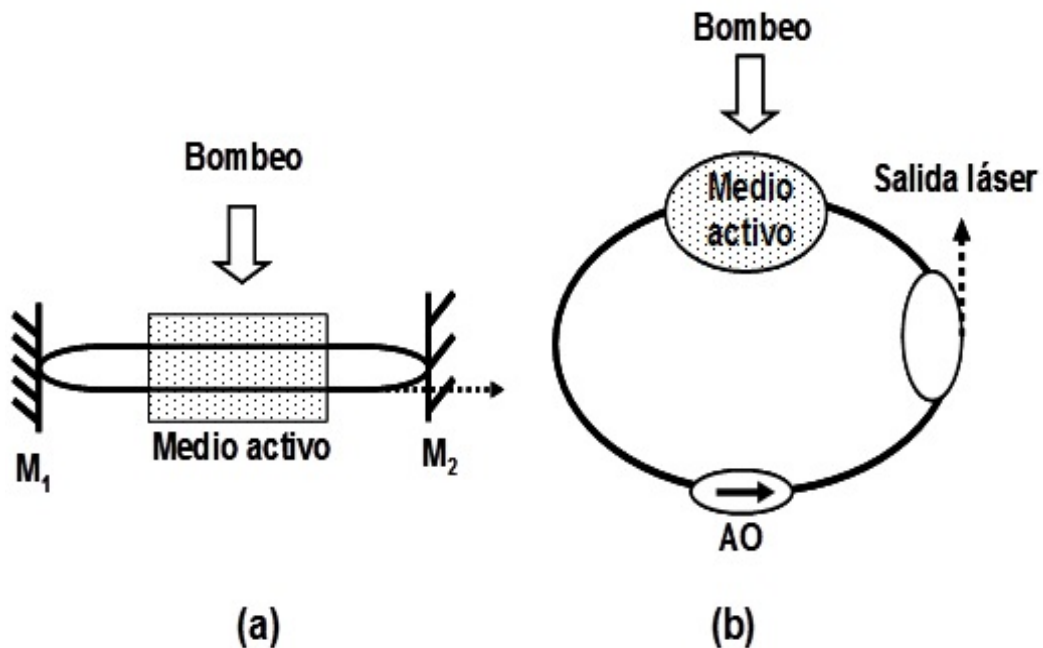


Figura 2.3: (a) Cavidad Fabry - Perot de onda estacionaria y (b) cavidad de anillo unidireccional.  $M_1$ : espejo totalmente reflectivo,  $M_2$ : espejo parcialmente reflectivo, AO: aislador óptico.

Un láser no requiere ninguna señal de entrada para comenzar la oscilación. De hecho, el ruido del medio láser es suficiente para empezar el proceso de oscilación. Por consiguiente, igual que en ausencia de cualquier señal de entrada, un número pequeño de fotones de ruido se genera por medio del láser. Esto ocurre como una consecuencia del decaimiento no estimulado de los elementos activos de un nivel superior a un nivel de baja energía. Estos fotones de ruido comienzan a propagarse en la cavidad del láser. Durante ciclos sucesivos, se amplifican de manera coherente en el láser. Cuando la ganancia excede las pérdidas en la cavidad, una condición que se alcanza si la potencia de bombeo es más grande que unos cuantos niveles de umbral, se generan fotones de igual característica de los pocos fotones de ruido iniciales de forma continua en cascada, y la potencia óptica de la cavidad crece. Este crecimiento a cada etapa va más lento, como la potencia de bombeo suministrada para el proceso no infinita. Después del proceso de láser, la amplificación se satura, de manera que la ganancia disminuye a un valor de pequeña señal de entrada. Cuando la ganancia iguala las pérdidas de la cavidad por ciclo, la potencia óptica de la cavidad se estabiliza a sí misma, y el láser alcanza el funcionamiento estable de estado estacionario. Para te-

ner una radiación de salida útil en alguna aplicaciones, una fracción de la señal se acopla fuera del láser. para un resonador, la frecuencia entre modos está dad por:  $\nu = c/2d$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $d$  la distancia de la cavidad. El ancho espectral para una cavidad Fabry - Perot es  $\Delta \nu = \nu/F$ , donde  $F$  es la fineza o contraste. La fineza está dada por la siguiente ecuación:

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2} \quad (2.6)$$

donde  $R$  es la reflectancia de los espejos [6].

## 2.6. Principales configuraciones de los amplificadores de fibra óptica

El diagrama de bloques básico de un EDFA convencional se muestra esquemáticamente en la Figura 2.4. Aunque dicho diagrama puede modificarse considerablemente con nuevos componentes para mejorar su desempeño, o incluso añadir más secciones de amplificación, el principio básico de funcionamiento se resume en la Figura 2.4(a). La señal de bombeo se aplica a la fibra dopada con erbio de unos cuantos metros de longitud, estrayendo a su salida unicamente la señal de entrada amplificada. Las uniones entre los distintos componente se realizan mediante empalmes por fusión.

### 2.6.1. Características básicas de un amplificador de fibra óptica

Tres diferentes configuraciones de bombeo son posibles para bombear una fibra dopada con erbio: bombeo directo, bombeo inverso y bombeo bidireccional, como se muestra en los esquemas de la Figura 2.4. Consisten principalmente de una fibra dopada con erbio, un multiplexor por longitud de onda (WDM) y una fuente de bombeo. Además de un aislador óptico, que se usa para mejorar el desempeño del EDFA. Las longitud de onda de bombeo son las de 1480 nm, 980 nm y 800 nm. Los diodos láser más apropiados como fuente de bombeo son los de 1480 nm y 980 nm [4].

Estas tres configuraciones de bombeo se clasifican principalmente por el sentido de propagación del haz de bombeo. La señal de bombeo directo y la propagación de bombeo inverso, tienen la misma ganancia, esto debido a que el ASE generado por dos patrones de bombeo son imágenes de espejo uno de otro y son iguales en ambos casos.

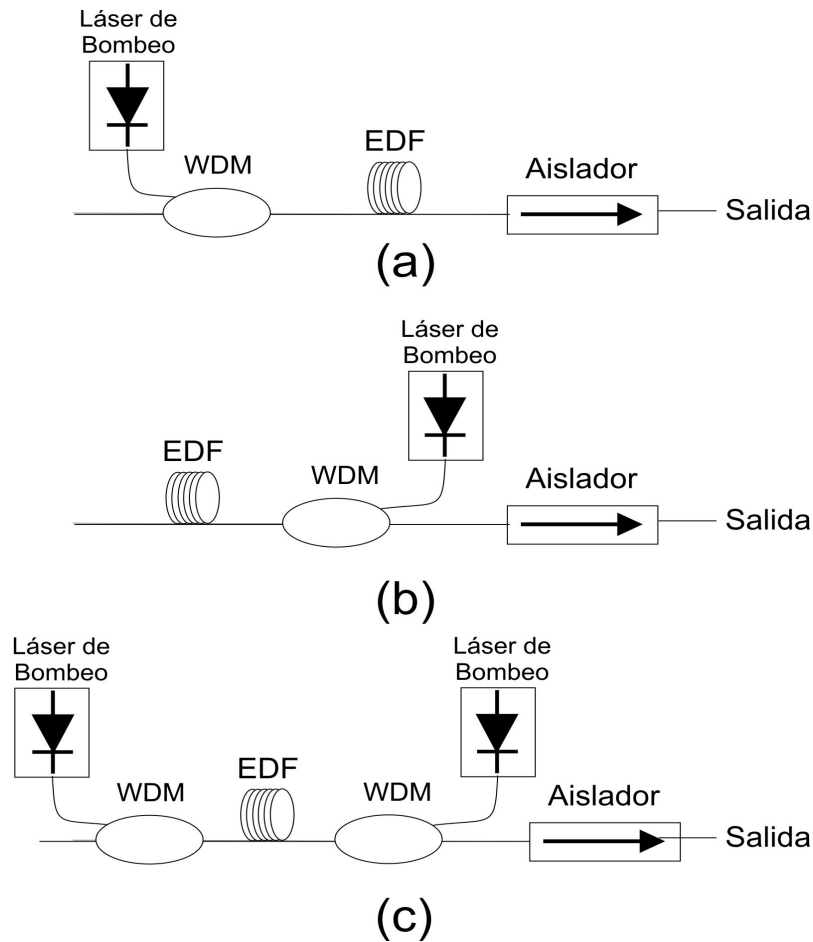


Figura 2.4: Configuraciones de bombeo de un amplificador de fibra dopada con erbio. (a)bombeo directo, (b)bombeo inverso, (c)bombeo bidireccional.

EL bombeo directo es apropiado para aplicaciones de pre-amplificación, un bombeo inverso es apropiado como post-amplificador, el bombeo bidireccional tiene la ventaja de combinar ambas características y obtener mayor amplificación. Un pre-amplificador se usa como un receptor óptico, para mejorar la sensibilidad óptica. Los post-amplificadores se usan en las transmisiones

ópticas para aumentar el nivel de potencia de la luz [4].

Originariamente los EDFAs han cubierto la banda de 1530 a 1565 nm (Conventional Band) como consecuencia de la respuesta en frecuencia de su ganancia. Sin embargo, la creciente demanda de mayor capacidad en las redes ópticas ha provocado que se busquen nuevas bandas de transmisión, como por ejemplo la banda de 1570 a 1605 nm (Long-Wavelength Band). Los amplificadores de esta banda utilizan la misma tecnología existente en banda convencional (corta), por lo que resulta una forma simple y fiable de resolver las limitaciones de ancho de banda [4].

# Bibliografía

- [1] E. Desurvire, "Erbium Doped Fiber Amplifiers", Edt. John Wiley and sons inc., Chapter 1 1-4,(1994), Chapter 1-4.
- [2] G.P. Agrawal, "Fiber Optics Communications Systems", Edit. John Wiley and sons inc., Chapter 2,(1992).
- [3] B.E.A. Saleh, M.C. Teich, "Fundamentals of photonics", John Wiley and sons, (1991).
- [4] Becker, Olsson, Simpsons, "Erbium Doped Fiber Amplifiers", Fundamentals and Technology, Academic Press.
- [5] Qun Han, Tiegeng Liu, Xiaoyin Lü and Kun Ren, "Numerical methods for high-power Er/Yb codoped fiber amplifiers", Opt Quant Electron, 2199 - 2212, (2015).
- [6] S. Shimada and H. Ishio, "Optical Amplifiers: Principles and their applications", John Wiley and sons, Cap. 1, (1994).
- [7] M. Karasek, "Optimum design of  $Er^{3+}$  -  $Yb^{3+}$  codoped fibers for large - signal high - pump - power applications", IEEE J. Quantum Electron, 33(10), 1699 - 1705 (1997).
- [8] Q. Han, J. Ning, Z. Sheng, "Numerical investigation of the ASE and power scaling of cladding - pumped Er-Yb codoped fiber amplifiers", IEEE J. Quantum Electron, 46(11), 1535 - 1541 (2010).
- [9] Koplw J.P.,Kliner D.A.V., Goldberg L., "Single - mode operation of a coiled multimode fiber amplifier", Opt Lett. 25(7), 442-444(2000).
- [10] Canat G., Mollier J.-C., Bouzinac J.-P., Williams G.-M., Cole B., Goldberg L., Jaouën Y., Kulcsar G., "Dynamics of high - power erbium - ytterbium fiber amplifiers", J.Opt.Soc.Am.B 22(11), 2308 - 2318 (2005).

- [11] M. Durán-Sánchez, E.A. Kuzin, O.Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, A. Gonzalez-García, F. Maya-Ordoñez, R. I. Álvarez-Tamayo and A. Flores-Rosas, "Tunable dual-wavelength actively Q-switched Er/Yb double-clad fiber laser", *Laser Physics*, 11, 1-5, 2014.

## Capítulo 3

# FGB e Interferómetro de Sagnac

### 3.1. Introducción

En este capítulo se describen varias propiedades que son características de las Rejillas de Bragg de fibra óptica y del Interferómetro de Sagnac (o espejo de lazo de fibra óptica), las cuales representan los elementos más importantes para esta tesis debido a que se utilizarán como los espejos en la cavidad láser. Se examinan propiedades dependientes de las mediciones de longitud de onda, como la reflexión y la transmisión, los perfiles espectrales de sus estructuras. Las longitudes de onda de las FBG y del Sagnac responden a aplicaciones de perturbaciones externas, tales como la temperatura y la tensión.

### 3.2. Rejilla de Bragg simple

En su forma más simple una fibra con rejillas de Bragg (FBG) consiste en la modulación periódica del índice de refracción en el núcleo de la fibra óptica. En este tipo de FBG los frentes de fase son perpendiculares al eje longitudinal de la fibra, y los planos de la rejilla son de período constante, ver Figura 3.1. Estos tipos de rejillas son denominadas rejillas uniformes, y son consideradas estructuras base para otros tipos de rejillas.

Las rejillas de Bragg tienen un periodo fundamental  $\Lambda$  relacionado con la longitud de Bragg  $\lambda_B$  mediante [1]:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda$$

donde  $\lambda_B$  es la longitud de onda de la luz de máxima reflectividad y  $n$  es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra.

La luz, guiada a lo largo del núcleo de la fibra óptica, será dispersada con un coeficiente de reflexión, el cual depende de la diferencia de índices de refracción de la rejilla. Si la condición de Bragg no se satisface, la luz reflejada de los planos subsecuentes se convierte progresivamente fuera de fase y está cancelará eventualmente la salida. Adicionalmente, la luz que no coincide con la resonancia de la longitud de onda de Bragg, experimenta una reflexión muy débil a cada uno de los planos de las rejillas, debido al índice desigual, esta reflexión aumenta sobre la longitud de onda de la rejilla. Por otro lado, cuando la condición de la longitud de onda de Bragg es satisfecha, la contribución de luz reflejada de cada plano de rejilla se agrega constructivamente en la dirección hacia atrás ára formar un pico reflejado con la longitud de onda central definida por los parámetros de la rejilla.



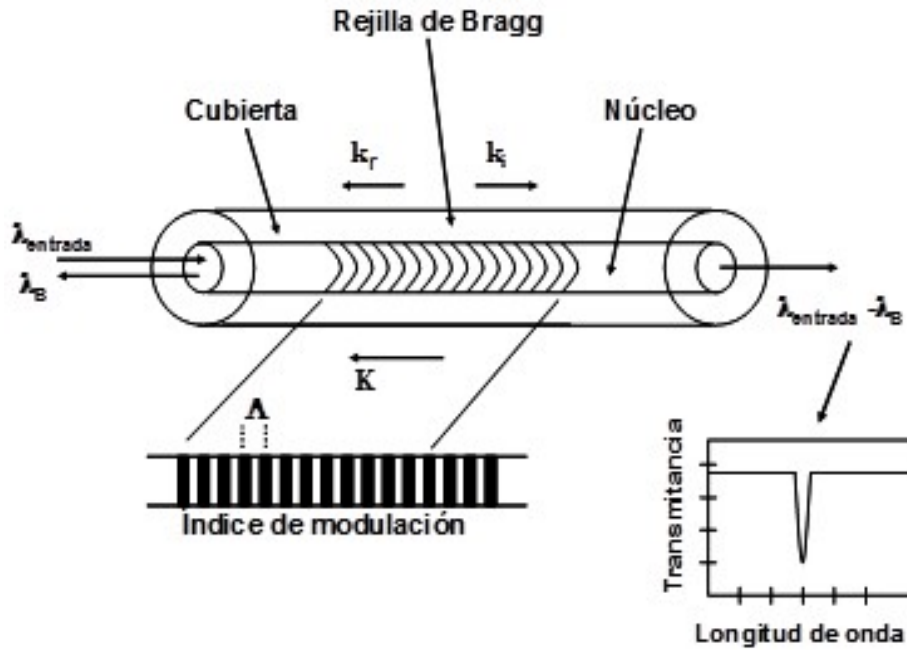


Figura 3.1: Ilustración de una rejilla de Bragg uniforme con modulación del índice y periodo constante.

La condición de Bragg es simplemente el requisito de satisfacer la conservación de energía y momento, La conservación de energía ( $\omega_r = \omega_i$ ) requiere que la frecuencia de la radiación incidente y la radiación reflejada sea igual [2, 4]. La conservación de momento requiere que el índice de vector de onda de la radiación incidente,  $k_i$ , más el vector de onda de la rejilla,  $K$ , sea igual al vector de onda de la radiación reflejada,  $k_r$ . Esto es establecido simplemente como [5]:

$$k_i + K = k_r \quad (3.1)$$

donde el vector de onda de la rejilla, tiene una dirección normal a los planos de la rejilla con una magnitud  $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$  ( $\Lambda$  es el periodo de la rejilla mostrado en la Figura 3.1). El vector de onda difractado es igual en magnitud, pero contrario en dirección al vector de onda incidente. Por lo tanto, la condición de conservación de momento se convierte:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = 2\left(\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B}\right), \quad (3.2)$$

lo cual simplifica la condición de primer orden de Bragg

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda, \quad (3.3)$$

donde la longitud de onda de Bragg,  $\lambda_B$ , es la longitud de onda central de la luz en espacio libre de entrada que será reflejada por la rejilla, y  $n_{eff} = \left(\frac{n_i^2 + n_R^2}{2}\right)^{1/2}$  es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra a la longitud de onda central en espacio libre,  $n_R$  es el índice de los planos que forman la FBG y  $n_i$  es el índice del núcleo.

### 3.3. Reflectividad uniforme de la rejilla de Bragg

Considere una rejilla de Bragg uniforme formada dentro del núcleo de una fibra óptica con índice de refracción promedio  $n_0$ . El perfil de índice de refracción se puede expresar como [1]:

$$n(z) = n_0 + \frac{\Delta n}{2} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \quad (3.4)$$

donde  $\Delta n = (n_R + n_i)$  es la amplitud de la perturbación del índice de refracción o diferencia de índices, con valores típicos de  $10^{-5}$  hasta  $10^{-3}$ , y  $z$  es la distancia a lo largo del eje longitudinal de la fibra. Usando la teoría de modos acoplados de Lam y Garside [2], que describe las propiedades de reflexión de una rejilla de Bragg, la reflectividad de la rejilla con período y amplitud de modulación constante está dada por [2]:

$$R(l, \lambda) = \frac{\Omega^2 \sinh^2(sl)}{\Delta k^2 \sinh^2(sl) + s^2 \cosh^2(sl)} \quad (3.5)$$

donde  $R(l, \lambda)$  es la reflectividad que es función de la longitud de la rejilla  $l$  y la longitud de onda  $\lambda$ ,  $\Omega$  es el coeficiente de acoplamiento,  $\Delta k = k - \pi/\Lambda$  es el desintonizamiento del vector de onda,  $k = 2\pi n_{eff}/\lambda$  es la constante

de propagación,  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz incidente y  $s^2 = \Omega^2 - \Delta k^2$ . El coeficiente de acoplamiento  $\Omega$ , para una variación sinusoidal de la perturbación del índice a lo largo del eje de la fibra es:

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} M_p \quad (3.6)$$

donde  $M_p$  es la fracción de la potencia del modo contenida por el núcleo de la fibra. En base de que la rejilla es uniformemente grabado a través del núcleo.  $M_p$  puede ser aproximado por  $1 - V^{-2}$ , donde  $V$  es la frecuencia normalizada de la fibra. La frecuencia normalizada esta definida por:

$$V = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) a NA$$

donde  $a$  es el radio del núcleo,  $NA$  es la apertura numérica y  $\lambda$  es la longitud de onda. A una longitud de onda igual a la de Bragg ( $\lambda = \lambda_B$ ) no hay vector de desintonizamiento y  $\Delta k = 0$ ; por lo tanto, la reflectividad llega ser:

$$R(l, \lambda) = \tanh^2(\Omega l), \quad (3.7)$$

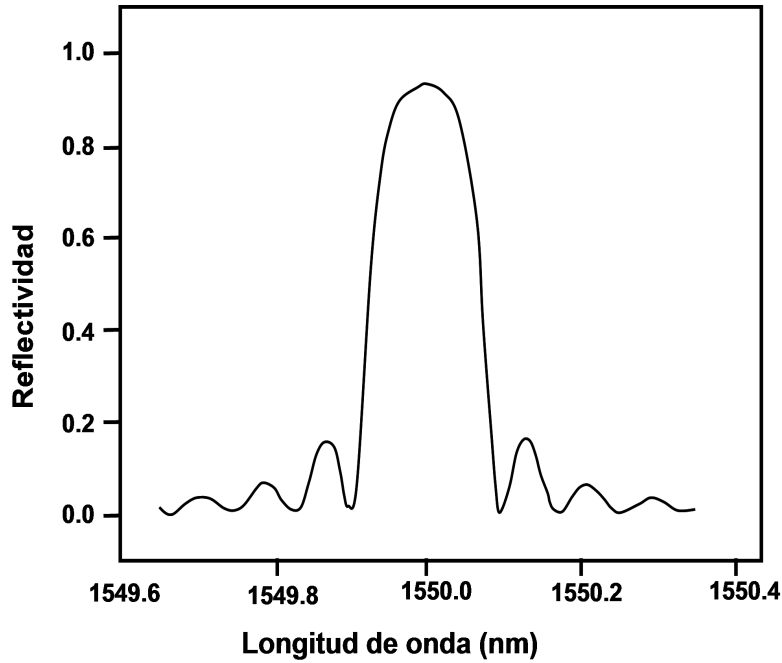


Figura 3.2: Perfil espectral de una rejilla de Bragg en función de la longitud de onda

La reflectividad se incrementa cuando el cambio del índice de refracción inducido aumenta. Por otra parte, cuando la longitud de la rejilla se incrementa lo hace también la reflectividad resultante. Un espectro de reflexión calculado con la ecuación (3.5), como una función de  $\lambda$  es mostrado en la Figura 3.2. En esta figura la longitud de onda de Bragg es  $\lambda_B = 1550nm$ , la longitud de la rejilla es de 10 mm y la reflectancia de 95 porciento. Las bandas laterales de la resonancia son debido a múltiples reflexiones hacia y desde extremos opuestos de la región de la rejilla. El espectro sinusoidal surge a través de la transformada de Fourier de una señal armónica que tiene extensión finita; con una rejilla de longitud infinita se tendría una respuesta de función delta ideal en el dominio de la longitud de onda. Una expresión general para la aproximación del ancho de banda a mitad del máximo (Full Width Half Maximum-FWHM) del grosor de una rejilla está dada por [2]:

$$\Delta\lambda = \lambda_B \xi \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2}, \quad (3.8)$$

donde  $N$  es el número de planos de la rejilla. El parámetro  $\xi \approx 1$  es para las rejillas fuertes (en reflexión cerca de 100 porciento) [4] mientras que  $\xi \approx 0,5$  es para rejillas débiles.

### 3.4. Sensibilidad a tensión y temperatura de las rejillas de Bragg

La dependencia a cambios de temperatura o a cambios de tensión sobre la estructura de la FBG, son propiedades interesantes de la FBG que se presentan de manera general en esta sección. Si estos dos parámetros, ya sea por cambios de temperatura o tensión, son afectados, entonces la longitud de onda de Bragg de la rejilla cambiará, debido a cambios en el índice de refracción y la longitud de la fibra de soporte. Usando la ecuación (3.3), se puede considerar el corrimiento en la longitud de onda Bragg de la FBG, debido a cambio de temperatura y tensión, está dado por:

$$d\lambda_B = 2[n_{eff}d\Lambda + \Lambda dn_{eff}] \quad (3.9)$$

Al considerar los cambios por temperatura y tensión en el periodo fundamental y en el índice de refracción de la rejilla, esta ecuación se transforma

en [6]:

$$\Delta\lambda_B = 2\left[\Lambda\frac{\partial n_{eff}}{\partial l} + n_{eff}\frac{\partial\Lambda}{\partial l}\right]\Delta l + 2\left[\Lambda\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff}\frac{\partial\Lambda}{\partial T}\right]\Delta T \quad (3.10)$$

El primer término de lado derecho de esta ecuación representa el efecto de la tensión en una fibra óptica. Esto corresponde a un cambio en el espaciamiento de la rejilla y el cambio tenso-óptico en el índice de refracción. El término representa el efecto de la variación de  $\lambda_B$  debido a variaciones de tensión, puede ser expresado como [4]:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B[1 - p_e]\varepsilon_z \quad (3.11)$$

donde  $\varepsilon_z = \delta L/L$  es la deformación porcentual,  $L$  es la longitud de la rejilla,  $\delta L$  es el incremento en longitud,  $p_e$  es una constante tenso-+optico efectiva definida como:

$$p_e = \frac{n_{eff}^2}{2}[p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \quad (3.12)$$

$p_{11}$  y  $p_{12}$  son componentes del tensor tenso-óptico, y  $\nu$  es la razón de Poisson. Valores típicos de la fibra de sílice y germanio son:  $p_{11} = 0,113$ ,  $p_{12} = 0,252$ ,  $\nu = 0,16$  y  $n_{eff} = 1,482$  [7]. Usando estos parámetros en las ecuaciones antes mencionadas, la sensibilidad a la tensión a 1550 nm es un cambio de 1.2 pm por cada 1  $\mu\varepsilon_z$  aplicado a la FBG.

El segundo término de la ecuación (3.10) representa el efecto que tiene la rejilla debido a variaciones de la temperatura, un corrimiento en la longitud de onda de Bragg es debido a que la expansión térmica cambia el índice de refracción y el espaciamiento de los planos que forman la rejilla. Este corrimiento de la longitud de onda para un cambio de temperatura  $\Delta T$  puede ser escrito como [4]:

$$\Delta\lambda_B = \lambda(\alpha_\Lambda + \alpha_n)\Delta T \quad (3.13)$$

donde  $\alpha_\Lambda = \left(\frac{1}{\Lambda}\right)\left(\frac{\partial\Lambda}{\partial T}\right)$  es coeficiente de la expansión térmica para la fibra ( $\approx 0,55 \times 10^{-6}$  para el silicio). La cantidad  $\alpha_n = \left(\frac{1}{n_{eff}}\right)\left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial T}\right)$  representa el coeficiente termo-óptico, el cual es aproximadamente igual a  $8,6 \times 10^{-6}$  para

la fibra con núcleo de sílice dopado con germanio. Claramente el cambio en el índice es por mucho el efecto dominante. De la ecuación (3.12) se observa la sensibilidad esperada para 1550 nm es de aproximadamente  $13.7 \text{ pm}/^\circ \text{C}$ . De lo anterior se deduce que cualquier cambio en la longitud de onda, de acuerdo con la ecuación, debido a perturbaciones externas, será la suma de los términos de tensión y temperatura [7, 8, 9].

Cabe hacer notar que al hablar de sensores de temperatura y tensión con FBG de fibra se toma como sensibilidad el valor de  $13.7 \text{ pm}/^\circ \text{C}$ , y eso es correcto para el caso de FBG hechas de sílice, pero se han reportado que las FBG hechas de polímeros [10] presentan mayor sensibilidad [11] a tensión y temperatura. Un rango de 73 nm por variación de tensión y 18 nm por cambio de temperatura de  $20^\circ \text{C}$  a  $80^\circ \text{C}$  [10].

## 3.5. Interferómetro de Sagnac de fibra óptica

### 3.5.1. Introducción

El interferómetro de Sagnac fue diseñado en 1913, este dispositivo óptico es utilizado principalmente en aplicaciones relacionadas con la medición de la rotación; es capaz de indicar el estado de rotación de un marco de referencia, haciendo mediciones desde dentro de este marco [13, 14]. Su utilización ha aumentado de acuerdo a las posibilidades que ofrece en la construcción de dispositivos ópticos. El interferómetro de Sagnac de fibra óptica conocido como FOLM (Fiber Optical Loop Mirror), desde el desarrollo de láseres de fibra óptica ha sido de gran interés en el diseño de dispositivos todo fibra.

El principio básico en el FOLM es formar una trayectoria cerrada por la cual pueda conducirse la luz en ambas direcciones. El FOLM está formado por un acoplador de cuatro puertos. Los puertos de salida del acoplador están unidos por un segmento de fibra óptica formando un lazo de manera que dos haces de luz viajan en direcciones opuestas. El comportamiento del FOLM depende fuertemente de las características de la fibra de lazo. A continuación se presenta el análisis para el FOLM con fibra de lazo de alta birrefringente (Hi-Bi) [15, 16].

### 3.5.2. Modelo matemático del interferómetro de sagnac de fibra óptica birrefringente

EL Hi-Bi FOLM mostrado en la Figura 3.3 consiste de un acoplador de fibra óptica con una razón de acoplamiento de  $\alpha/(1-\alpha)$ , que se asume es independiente de la longitud de onda. Los puertos de salida (3 y 4) están empalmados con una fibra de Hi-Bi con ángulos arbitrarios entre los ejes de la fibra de Hi-Bi y los ejes de la fibra de los puertos del acoplador. Los segmentos donde la fibra de Hi-Bi es empalmada a los puertos del acoplador están montados en rotadores mecánicos. La fibra de Hi-Bi está dispuesta sobre un dispositivo termoeléctrico (Peltier) para desplazar la longitud de onda del espectro de transmitancia del FOLM a través de variaciones de temperatura aplicadas en la fibra de lazo Hi-Bi. Un haz de luz con campo eléctrico  $E_i$  entra a través del puerto 1 del acoplador; el haz transmitido con campo eléctrico  $E_T$  sale por el puerto 2.

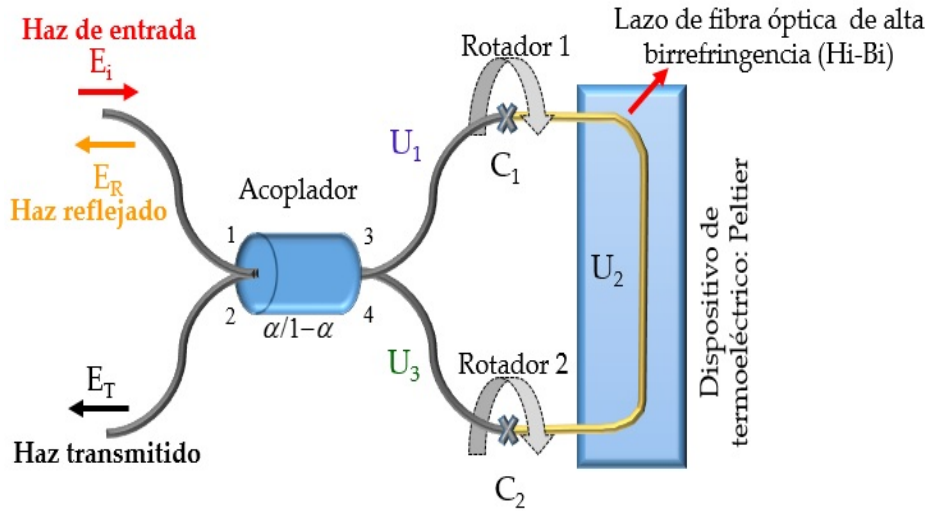


Figura 3.3: Arreglo experimental del FOLM con fibra de lazo birrefringente y ajuste por torcimiento en los rotadores.

Para calcular la transmitancia del FOLM se emplea la aproximación desarrollada por Mortimore [?]. Para un solo campo de entrada  $E_i$ , el campo transmitido  $E_T$  está dado por:

$$E_T = \begin{bmatrix} E_{Tx} \\ E_{Ty} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (2\alpha - 1)J_{xx} & (1 - \alpha)J_{xy} + \alpha J_{yx} \\ -\alpha J_{xy} - (1 - \alpha)J_{yx} & (1 - 2\alpha)J_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

donde la matriz  $J$  es calculada como el producto de las matrices correspondientes a todos los elementos en el lazo:

$$J = U_1 \cdot C_1 \cdot U_2 \cdot C_2 \cdot U_3 \quad (3.15)$$

donde las matrices  $U_1$  y  $U_3$  representan los puertos del acoplador; las matrices  $C_1$  y  $C_2$  representan la rotación de ejes coordenados para los ángulos entre los ejes de la fibra de Hi-Bi y los puertos del acoplador en los empalmes; finalmente, la matriz  $U_2$  representa el segmento de fibra de Hi-Bi.

Las matrices  $U_1$ ,  $U_2$  y  $U_3$  toman en cuenta la birrefringencia lineal y circular de las fibras, causada por el ángulo de torcimiento  $\Psi$ . Cada una de estas matrices toma la siguiente forma [13]:

$$U_k = \begin{bmatrix} P_k & -Q_k^* \\ Q_k & P_k^* \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

donde el subíndice  $k$  denota el número de matriz en particular a calcular, siendo 1 y 3 para las matrices de los segmentos de fibra de los puertos de salida del acoplador  $U_1$  y  $U_3$ ; y 2 para la matriz que representa el segmento de fibra de Hi-Bi,  $U_2$ . Los elementos de las matrices se definen por las siguientes relaciones:

$$P_k = \cos(\eta_k) - i\left(\frac{\delta_k}{2}\right)\frac{\sin(\eta_k)}{\eta_k} \quad (3.17)$$

$$Q_k = \left(\Psi_k + \frac{\gamma_k}{2}\right)\frac{\sin(\eta_k)}{\eta_k} \quad (3.18)$$

donde

$$\eta_k = \sqrt{\left(\frac{\delta_k}{2}\right)^2 + \left(\Psi_k + \frac{\gamma_k}{2}\right)^2} \quad (3.19)$$

La retardancia lineal  $\delta_k$  y la retardancia circular  $\gamma_k$  se define como:



$$\delta_k = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \frac{L_k}{L_{bk}} \cdot \lambda_0 \quad (3.20)$$

$$\gamma_k = g \cdot \Psi_k \quad (3.21)$$

donde  $L_{bk}$  es la longitud de repetición (beat length) de la fibra respectiva,  $L_k$  es la longitud del segmento de fibra y ángulo  $\Psi_k$  es el torcimiento de la fibra. El coeficiente  $g$  es igual a -0.16 para fibras de silicio [13] y es el mismo para todas las matrices  $U_k$ . El torcimiento de la fibra es impuesto através de los rotadores 1 y 2 por un ángulo  $\phi_1$  y  $\phi_2$  respectivamente. Tomamos la rotación en el sentido de las manecillas del reloj como positiva, vista desde el acoplador hacia el lazo. Un ángulo positivo en  $\phi_1$  provoca un torcimiento positivo para el puerto 1. Sin embargo, esta acción causa un torcimiento negativo para la fibra de Hi-Bi. Por otra parte, un ángulo positivo en  $\phi_2$  provoca un torcimiento positivo en el puerto 2 y un torcimiento negativo en la fibra de Hi-Bi. Por lo tanto,  $\Psi_k = -(\phi_1 + \phi_2)$  para la matriz  $U_2$ , mientras que para las matrices  $U_1$  y  $U_3$ ,  $\Psi$  toma los valores de  $\phi_1$  y  $\phi_2$ , respectivamente.

Las matrices  $C_1$  y  $C_2$  transforman los vectores de Jones de un sistemas cartesiano relacionado con los ejes del puerto a un sistema relacionado con los ejes de la fibra de Hi-Bi. Estas matrices están dadas como [13]:

$$C_n = \begin{bmatrix} \cos(\theta_n) & -\sin(\theta_n) \\ \sin(\theta_n) & \cos(\theta_n) \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

El subíndice  $n$  denota el número de la matriz en particular a calcular, sientio 1 y 2 para las matrices  $C_1$  y  $C_2$ , respectivamente. Es importante hacer notar que los ángulos  $\phi_1$  y  $\phi_2$  en las matrices  $C_1$  y  $C_2$  son desconocidos en la práctica; sin embargo, estos ángulos no sufren modificación por el proceso de ajuste. El espectro de transmitancia está dado por la razón entre las intensidades de salida y de entrada, la cual puede ser expresada como [16]:

$$T = \frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{|E_T|^2}{|E_i|^2} \quad (3.23)$$

Es conocido que el espectro de transmitancia del FOLM Hi-Bi es una función periódica en la cual el periodo está dado por la siguiente expresión:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{B \cdot L} \quad (3.24)$$

donde  $B$  es la birrefringencia de la fibra de lazo,  $L$  es la longitud de la fibra de lazo y  $\lambda$  es la longitud de onda. Los valores de la transmitancia mínima están definidos para el factor de acoplamiento  $\alpha$  y es igual a  $(2\alpha - 1)^2$  por la ecuación  $T = 1 - 4\alpha(1 - \alpha) = (2\alpha - 1)^2$ , la transmitancia máxima, sin embargo, depende de la rotación de los rotadores en los empalmes y puede ser ajustada en el rango entre  $(2\alpha - 1)^2$  y 1. El ajuste de los valores de la transmitancia máxima puede ser útil particularmente para la aplicación en un láser de fibra con longitud de onda dual (DWFL). Sin embargo, la rotación de los rotadores también mueve la longitud de onda del máximo y mínimo de transmitancia.

# Bibliografía

- [1] A. Othonos, "Fiber Bragg Gratings", *Rev. Sci. Instrum.* Vol. 68, No. 12, pp. 4309-4341, (1997).
- [2] Lam, D.K.W., and B.K. Garside, "Characterization of single-mode optical fiber filters", *Applied Optics*, Vol. 20, pp. 440-445, (1981).
- [3] Russell St.J., P.L. Archambault and L. Reekie, "Fiber gratings", *Physics World*, pp. 41-46, (1993).
- [4] Meltz G. and W. Morey, "Bragg grating formation and germano silicate fiber photosensitivity", *International Workshop on photoinduced self-Organization Effects in optical fiber*, Quebec City, Quebec, May 10-11, *Proceedings SPIE*, Vol. 1516, pp. 185-199, (1991).
- [5] Kersey A.D., W.W. Morey, "Multi-Element Bragg-Grating based fiber-laser strain-sensor system with mode locked interrogation", *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 1, pp. 112-114, (1993).
- [6] A. Yariv, "Coupled-Mode theory for guided-wave optics", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-9, pp. 919-933, (1973).
- [7] G.A. Ball, W.W. Morey and P.K. Cheo, "Single and multipoint fiber laser sensors", *IEEE Photon Technol. Lett.*, Vol.5, No. 2, pp. 267-270, (1993).
- [8] S.M. Melle, A.T. Alavie, S. karr, T. Coroy, K. Liu and R.M. Measures, "A Bragg grating-tuned fiber laser strain sensor system", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 5, No. 2, pp. 263-266, (1993).
- [9] Othonos Andreas, A.T. Alavie, S. Melle, S.E. Karr, R.M. Measures, "Fiber bragg grating laser sensor", *Optical Engineering*, Vol. (32), No. 11, pp. 2841-2846, (1993).

- [10] Liu H.Y., G.D. Peng, P.L. Chu, "Polimer fiber bragg gratings with 28-dB transmission rejection", IEEE Photonics Technology Letters, Vol.(14), No. 7, pp. 935-937, (2002).
- [11] D.B. Mortimore, "Fiber loop reflectors", J. Lightwave Technology 6(7), pp. 1217-1224, (1998).
- [12] P. McIntyre, A.W. Snyder, "Light propogation in twisted anisotropic media: Application to photoreceptors", J. Opt. Soc. Am. 68(2), 149-157 (1978).
- [13] C. Tsao, "Optical fiber waveguide analysis", Oxford Science Publication, New York, 1992.
- [14] M. Durán-Sánchez, A. Flores-Rosas, R.I. Alvarez-Tamayo, E.A. Kuzin, O. Pottiez, M. Bello-Jimenez, B. Ibarra-Escamilla, "FINE Abjustment of cavity loss by sagnac loop for a dual wavelength generation", Las. Phys. 20(5), 1270-1273 (2010).
- [15] R.I. Alvarez-Tamayo, M. Durán-Sánchez, O. Pottiez, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla and A. Flores-Rosas, "Theoretical and experimental analysis of tunable sagnac high-birefringence loop filter for dual-wavelength laser application", Applied Opts. 50(3), 253-260 (2011).
- [16] A.Flores-Rosas, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla y M. Bello-Jimenez, "Eliminación de ruido de ASE en una fibra dopada con erbio empleando con filtro basado en el interferómetro de sagnac con fibra de Hi-Bi en el lazo", Revista mexicana de física 54(2), 130-134 (2008).

# Capítulo 4

## Caracterización y Resultados experimentales

### 4.1. Introducción

En este capítulo se presenta la caracterización y los resultados experimentales del láser de fibra óptica de alta potencia con emisión en longitud de onda dual, usando como medio activo una fibra de Er/Yb de doble revestimiento. Un interferómetro de Sagnac (IS) de fibra de alta birrefringencia (Hi-Bi) en el lazo de un extremo y dos Rejillas de Bragg en otro extremo, son empalmados como espejos para formar la cavidad lineal. La primera parte corresponde a la caracterización de los dispositivos que se utilizan en la construcción del láser de fibra óptica, tales como láser de bombeo, fibra dopada con Er/Yb de doble revestimiento, interferómetro de Sagnac y rejillas de Bragg de fibra óptica. Una fuente de luz láser a 976 nm es utilizada para el bombeo de la fibra dopada con Er/Yb. La caracterización del láser de bombeo en función de la corriente del controlador, constituye un importante parámetro para la implementación del láser, ya que con ella se establece la potencia óptica necesaria para excitar los iones de la fibra dopada. Posteriormente, se presenta la caracterización del combinador de bombeo, la fibra dopada con Er/Yb, las rejillas de Bragg y el interferómetro de Sagnac. La caracterización de estos dispositivos permitirá comprender su función dentro del arreglo experimental en relación con el desempeño del láser.

En la segunda parte, se muestran los resultados experimentales del desempeño del láser de fibra óptica con longitud de onda dual. La operación láser

con doble longitud de onda se basa en el ajuste de las pérdidas dentro de la cavidad para la obtención de emisión láser estable y con potencias iguales de las dos líneas generadas. Posteriormente, se presentan resultados de la sintonización del láser con longitud de onda dual a través del desplazamiento de la longitud de onda de una línea láser y manteniendo la otra fija y viceversa, así como la sintonización de ambas líneas láser para el análisis de la separación entre líneas generadas. Las mediciones se realizaron con un analizador de espectros ópticos (Optical Spectrum Analyzer, OSA) y un medidor de potencia óptica. Las características de estos instrumentos de medición también son presentadas. Además se muestran las características y el principio de operación de las rejillas de Bragg de fibra óptica sintonizables para aplicación en láseres de fibra óptica.

## 4.2. Caracterización de los elementos que forman la cavidad láser

En esta sección se presentan los resultados experimentales de la caracterización de los componentes que forman la cavidad láser, tales como, láser de bombeo, fibra dopada con Er/Yb con doble revestimiento, rejillas de Bragg e interferómetro de Sagnac.

La Figura 4.1 muestra el arreglo experimental utilizado para la caracterización del láser de bombeo. El esquema mostrado es utilizado para medir la potencia óptica de bombeo del diodo láser. El láser que se utilizó en este arreglo experimental es un sistema diodo láser FL-FCMSE55-25-976-5 de la marca FOCUSLIGHT, con salida de fibra óptica. El sistema está integrado con el manejador de corriente y control de temperatura, con las siguientes características:

Potencia óptica de salida máxima del láser en onda continua (CW): 25 W.

Longitud de Fibra 1.5 m, con apertura numérica(NA) de 0.22.

Diámetro de núcleo de la fibra de 105  $\mu\text{m}$ .

Longitud de onda central:  $976 \pm 5$  nm.

## CAPÍTULO 4. CARACTERIZACIÓN Y RESULTADOS EXPERIMENTALES 36

La entrada es AC 110V, 50Hz.

Manejador de temperatura para TEC (Temperature Electronic Controller) integrado.

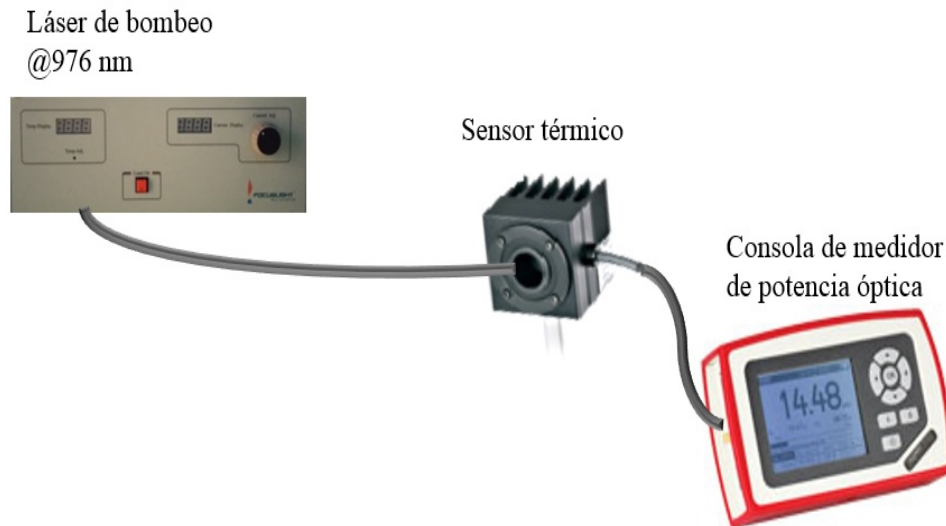


Figura 4.1: Arreglo experimental para caracterizar el láser de bombeo

La dependencia de la potencia óptica entregada por el diodo láser en función de la corriente del controlador es mostrada en la Figura 4.2. La corriente máxima que puede soportar el diodo es de 10 A. Los resultados muestran variaciones hasta un máximo de 5 A, que corresponde a una potencia óptica entregada por el láser de 11.9 W. La potencia es medida con un sensor térmico (THORLABS, 900-1650 nm, @20W) y observado en el medidor de potencia óptica (THORLABS-PM100D). La corriente de umbral para esta fuente de bombeo aparece en  $\sim 600$  mA y la región de trabajo seleccionada es 0.7 A a 5 A, las cuales corresponden a las potencias de bombeo de 0.5 W a 11.79 W.

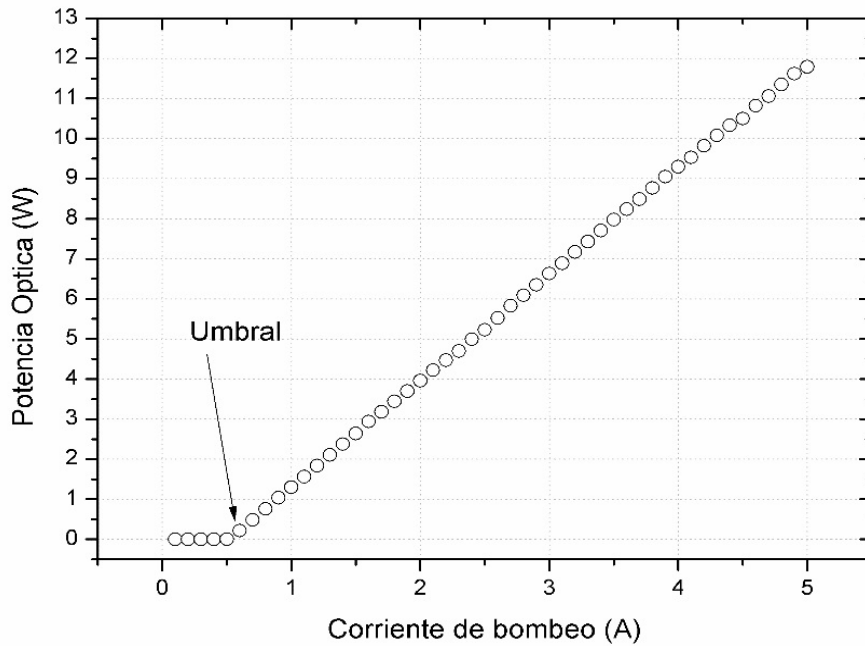


Figura 4.2: Gráfica de corriente de bombeo vs potencia óptica de salida

En la Figura 4.3 se muestra el arreglo experimental para caracterizar el láser de bombeo en los puntos S1, S2 y S3. EL láser de bombeo está empalmado al Puerto 1 del combinador de bombeo empleado para acoplar la señal de bombeo a la fibra dopada con doble revestimiento. EL combinador de bombeo es empalmado por el Puerto 4 a 3.3 m de fibra dopada con Er/Yb. A los Puertos 2 y 3 se les realizaron cortes con ángulo y se sumergieron en glicerina para evitar reflexiones de Fresnel. Cabe mencionar que las características de las fibras del láser de bombeo y del combinador son iguales, así como la del combinador y la fibra dopada con doble revestimiento, especificaciones de diseño con las cuales el combinador de bombeo fue adquirido. Los combinadores de bombeo son diseñados para aplicaciones de láseres de fibra de alta potencia que emplean fibras dopadas con doble revestimiento desempeñando la función de un multiplexor por división de longitud de onda (WDM). En este caso se emplea un combinador con las siguientes características: Tipo (2+1)x1 (dos entradas de bombeo, un canal de salida de la señal y un canal para fibra dopada), longitud de onda de operación 1550 nm, dos puertos (Puerto 1 y Puerto 2) de entrada de fibra óptica para bombeo con diámetro 105  $\mu\text{m}$  y apertura numérica 0.22, Puerto 3 de salida de la señal con características de una fibra estándar (SMF-28), Puerto 4 con salida de fibra óptica con un diámetro de 10  $\mu\text{m}$  y apertura numérica 0.46 (características similares



a la fibra dopada con doble revestimiento), la potencia máxima por puerto es de 50 W.

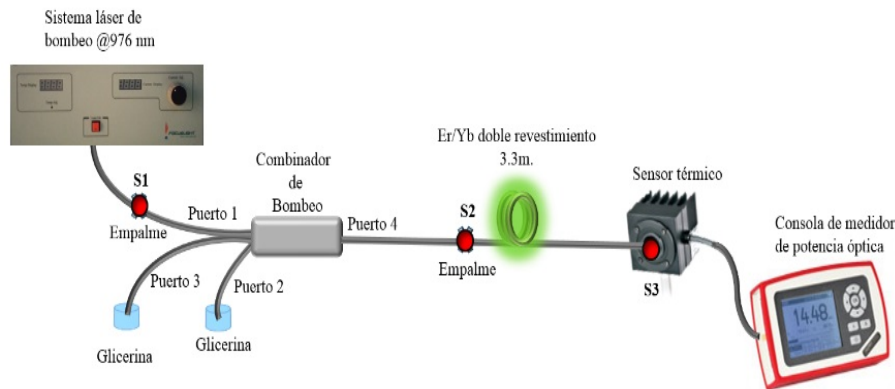


Figura 4.3: Arreglo experimental para caracterizar la potencia óptica de bombeo a través del combinador de bombeo

En la Figura 4.4 se presentan tres gráficas que corresponden a los resultados experimentales de potencia de salida de la fibra dopada en función de la corriente de bombeo del sistema láser. Los resultados fueron obtenidos con el medidor de potencia en los puntos S1, S2 y S3 de la Figura 4.3. La señal de bombeo que atraviesa la fibra dopada sufre una atenuación debido a que parte de ella es absorbida por los iones de Erblio e Yterbio y también depende de la longitud de la fibra dopada. En la gráfica se puede observar que las curvas S1 y S2 tienen el mismo comportamiento, correspondientes a la entrada y salida en el combinador de bombeo, teniendo como resultado una eficiencia de acoplamiento del bombeo de aproximadamente 95 %. La curva en triángulos azules es la señal de bombeo que pasa a través de la fibra dopada medida en el punto S3, la cual muestra una atenuación considerable atribuible a la absorción de los iones de la fibra dopada, al empalme en S1 y S2, y a las pérdidas inherentes al combinador de bombeo.

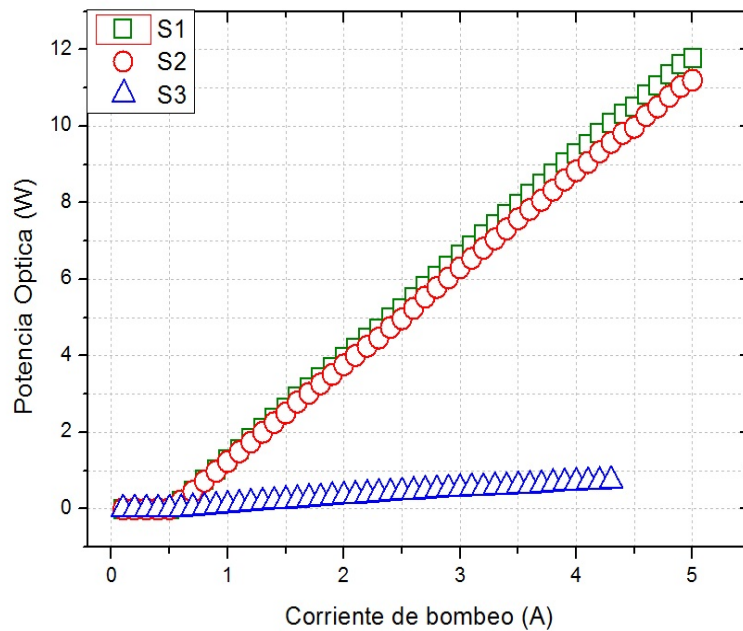


Figura 4.4: Caracterización del láser de bombeo con el combinador de bombeo

El espectro óptico de la emisión espontánea amplificada (Amplified Stimulated Emission, ASE) se observó utilizando el OSA en la salida de la fibra dopada y en la salida de señal del combinador de bombeo (Puerto 3) como se puede observar en la Figura 4.5. En el OSA es posible observar las longitudes de onda de la señal proveniente de la fibra dopada en el rango que comprende el ancho de banda de la emisión espontánea amplificada.

Cuando la fibra dopada con Er/Yb es bombeada con el sistema láser a 976 nm con una potencia mayor de 0.218 W, el sistema se comporta como un láser con modelo de tres niveles, emitiendo radiación en la región de 1550 nm con ancho de banda de  $\sim 40$  nm, el fenómeno de emisión espontánea es producto del decaimiento de algunos fotones al estado base, lo cual origina la emisión de ASE. Para implementar el arreglo mostrado en la Figura 4.5, se empalmo un conector de fibra en Puerto 3; en el extremo libre de la fibra dopada se realizó un corte con ángulo y se sumergió en glicerina para evitar reflexiones.

## CAPÍTULO 4. CARACTERIZACIÓN Y RESULTADOS EXPERIMENTALES 40

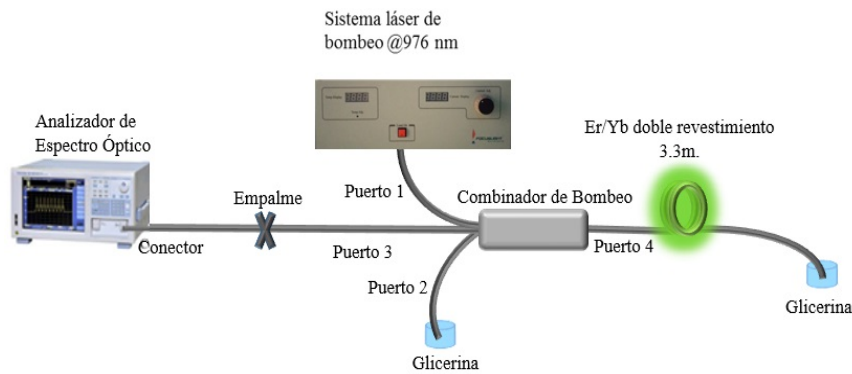


Figura 4.5: Arreglo experimental con el OSA en el Puerto 3.

En el OSA se realizó un barrido en el rango de 950 nm a 1600 nm para cerciorarse de la ausencia de emisión a 976 nm y 1064 nm correspondientes a la señal de bombeo y a la generación láser del Yterbio, respectivamente, como se muestra en la Figura 4.6. Se puede observar que no hay emisión en estas longitudes de onda mencionadas, y solo se observa emisión de ASE en la región de longitud de onda entre 1530 y 1570 nm.

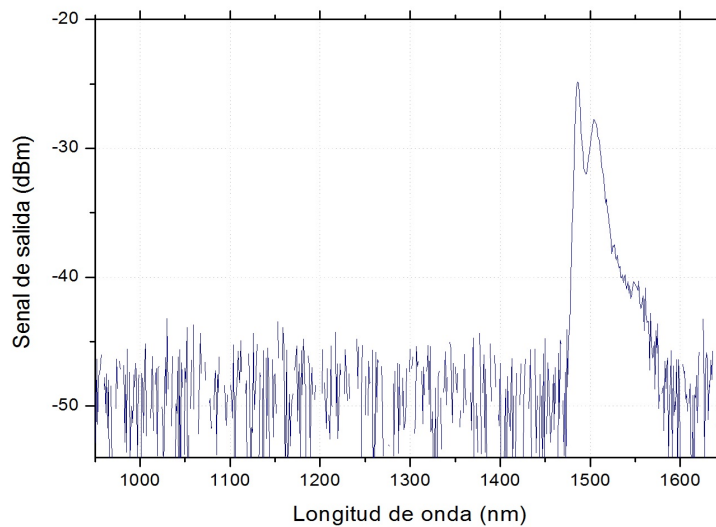


Figura 4.6: Barrido del espectro de la fibra dopada en el Puerto 3.

La Figura 4.7 muestra el espectro de contra-propagación del ASE para diferentes potencias de bombeo medidos en el Puerto 3 del combinador de bombeo. Esta emisión depende de la potencia de bombeo y de la longitud de

la fibra. La curva de emisión muestra un pico centrado a longitud de onda de 1536 nm. Como se observa en la figura, el umbral de ASE mostrada a partir de 137 mW, las gráficas de potencia ASE con respecto al bombeo aplicado corresponden a la escala utilizada en la caracterización del sistema del láser de bombeo.

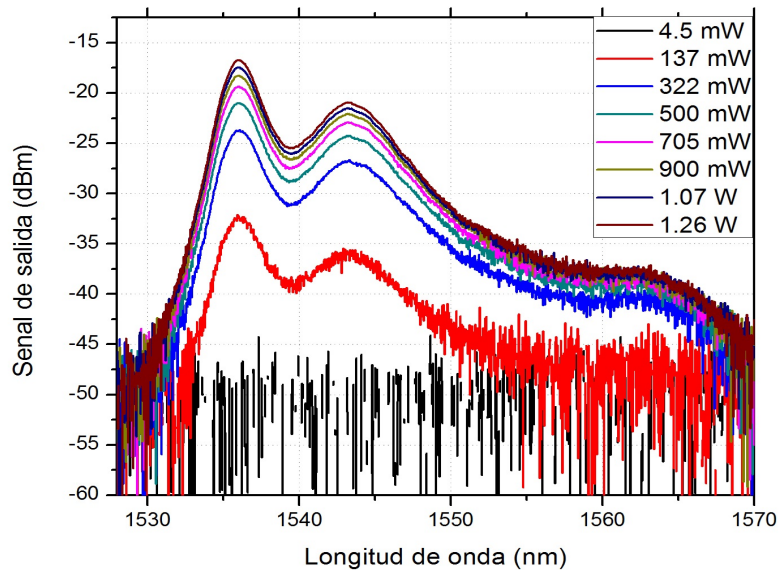


Figura 4.7: Espectro de ASE en contra-propagación de la fibra dopada.

Como siguiente paso, se modificó el arreglo experimental empalmando un conector de fibra en el extremolibre de la fibra dopada; posteriormente se conectó con el OSA para observar la potencia de ASE. Al puerto 3 del combinador de bombeo se le hizo corte con ángulo y se sumergió en glicerina para evitar reflexiones, tal como se muestra en la Figura 4.8.

## CAPÍTULO 4. CARACTERIZACIÓN Y RESULTADOS EXPERIMENTALES 42

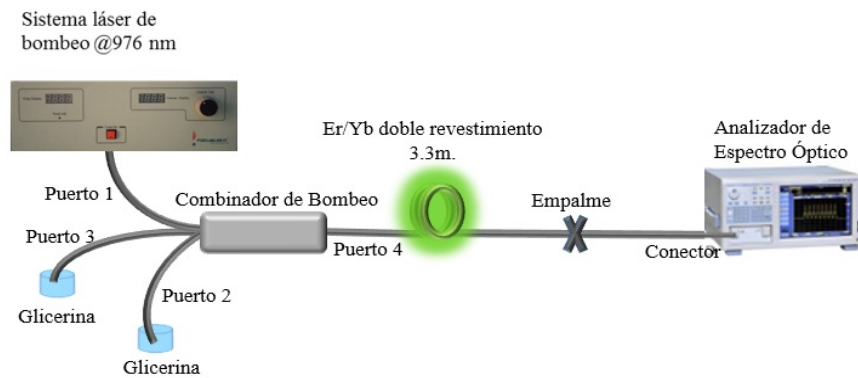


Figura 4.8: Arreglo experimental con el analizador de espectro óptico en la fibra dopada.

La Figura 4.9 muestra el espectro de ASE para diferentes potencias de bombeo a la salida de la fibra dopada. Como se puede ver en la gráfica, el eje vertical corresponde a la potencia en unidades dBm. El rango de la banda de transmisión de esta fibra se observa en un rango de 1530 nm a 1570 nm. También se observa que para bajas potencias de bombeo, es más grande el pico centrado a 1544 nm debido a la longitud de la fibra dopada y conforme se incrementa la potencia de bombeo, el pico de 1536 nm aumenta su amplitud.

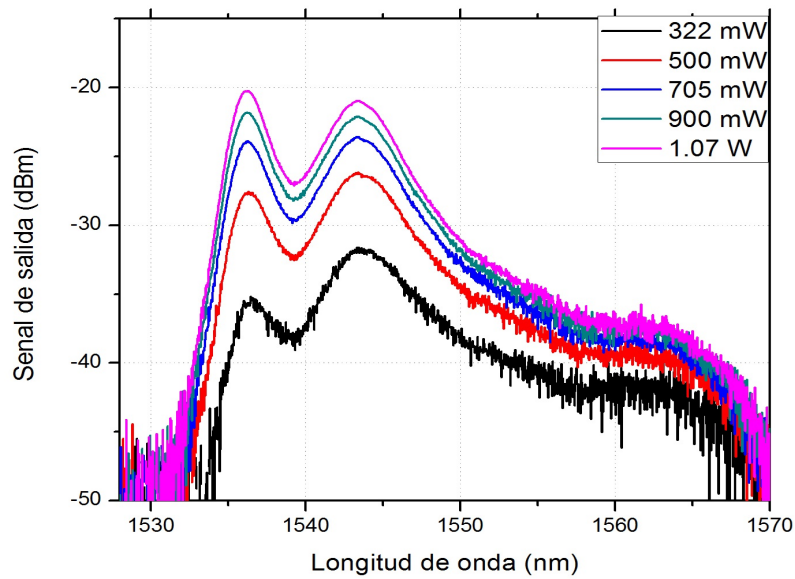


Figura 4.9: Espectro propagado en la fibra dopada para diferentes potencias de bombeo.

La Figura 4.10 muestra la modificación al arreglo experimental el cual se ha agregado un aislado óptico y un acoplador 90/10, los cuales se han empalmado en el Puerto 3 del combinador de bombeo y la salida de la fibra dopada, respectivamente. Los aisladores ópticos son dispositivos que permiten la propagación de la luz en una sola dirección, su función en el arreglo es evitar reflexiones contra-propagadas y no permitir la generación de emisión láser. El acoplador es un dispositivo cuya función es dividir la señal en una proporción de 90% en una salida y 10% en otra salida; en el arreglo ha sido incluido como elemento de salida para el monitoreo de la emisión láser obtenida posteriormente a la caracterización de los elementos que conforman la cavidad.

## CAPÍTULO 4. CARACTERIZACIÓN Y RESULTADOS EXPERIMENTALES44

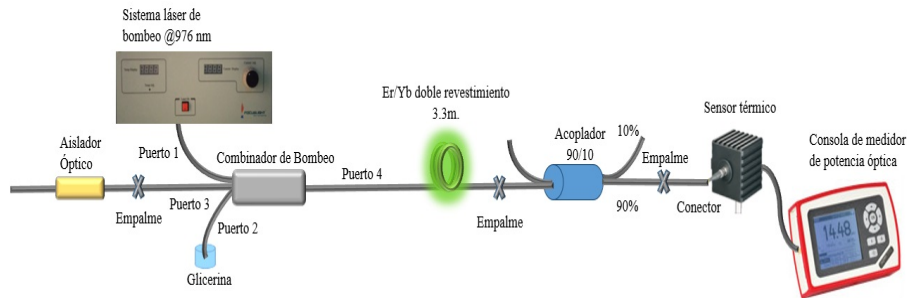


Figura 4.10: Arreglo experimental para caracterizar el acoplador 90/10.

Las gráficas de la Figura 4.11 muestran la caracterización del acoplador 90/10. Cuando el medidor de potencia óptica es colocado en el puerto de salida del 90 % observamos que la potencia máxima obtenida con un bombeo de 5 A corresponde a 0.740 W en la Figura 4.11(a). La potencia de salida obtenida en el puerto correspondiente al 10 % se muestra en la Figura 4.11(b), la potencia de salida máxima obtenida para un bombeo de 5 A es de 102 mW comprobando que corresponde al 10 % de la señal de salida, ya que la suma de estas dos señales es 0.842 W a 5 A, como se muestra en la Figura 4.4. El umbral de amplificación de la fibra dopada es alrededor de 0.7 A de bombeo.

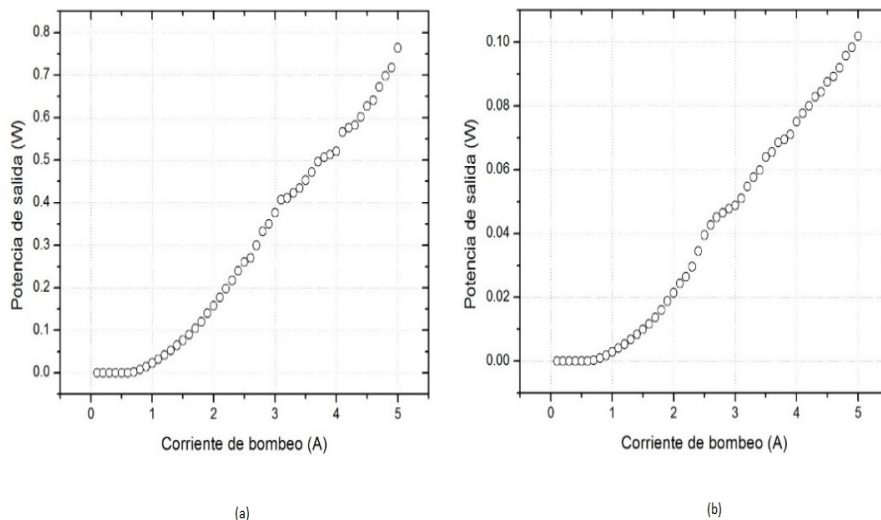


Figura 4.11: Gráficas de la caracterización del acoplador 90/10. (a) potencia de salida medida en la salida de 90 %, (b) potencia de salida medida en la salida del 10 %.

En la Figura 4.12 se muestra el arreglo experimental empleado para caracterizar el Interferómetro de Sagnac (IS), el cual ha sido anexado al arreglo experimental, el Puerto 1 empalmado con la salida de 90 % del acoplador 90/10. El IS consiste en un acoplador 50/50 con los puertos de salida empalmados a  $\sim 55$  cm de fibra de alta birrefringencia (Hi-Bi) de  $B = 4,22 \times 10^{-4}$ , lo que en los cálculos a través de la ecuación  $\Delta\lambda = \lambda^2 / BL$ , proporciona un periodo del espectro de reflectancia del IS de aproximadamente 10 nm [1]. En los empalmes se han colocado rotadores mecánicos para ajustar el espectro de transmitancia del IS [1, 2, 3, 4]. La fibra de Hi-Bi del IS es colocada en un dispositivo Peltier para inducir cambio de temperatura y esta controlado por un controlador de temperatura electrónico con una precisión de 0.07 °C. Con la variación de temperatura en el lazo del IS se desplaza el espectro de transmitancia en longitud de onda [1]. Para caracterizar el IS fue aplicado un bombeo de 322 mW, el cual fue observado por el OSA en el Puerto 2 del IS.

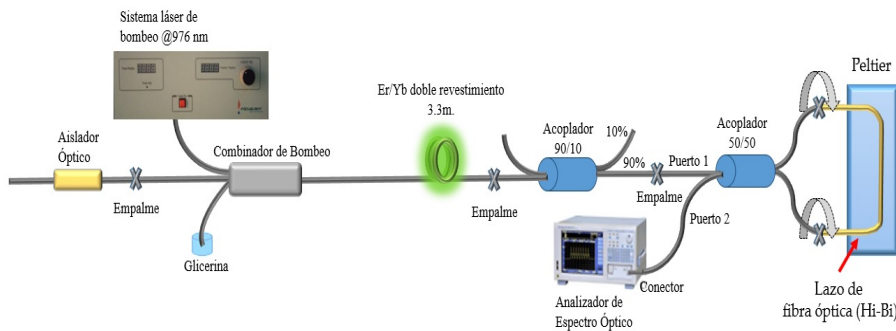


Figura 4.12: Arreglo experimental para caracterizar el interferómetro de Sagnac.

La medición del espectro de transmitancia del IS fue obtenida con la ASE de fibra dopada con Er/Yb aplicando una potencia de bombeo por debajo del umbral de amplificación (322 mW de bombeo) para evitar generación láser. En este caso, la fibra dopada es utilizada como una fuente de ASE de banda ancha (ver Figura 4.9). La Figura 4.13 muestra los espectros de transmitancia del IS obtenidos a diferentes temperaturas aplicadas en el lazo de Hi-Bi. Para realizar las mediciones, se ajustó la transmitancia cerca del máximo por medio de los rotadores, es decir, se busca la potencia de salida máxima variando el ángulo de los rotadores en los empalmes en la fibra [1, 2, 3, 4]. En la Figura se puede observar el corrimiento del espectro del IS respecto a los cambios de temperatura, estas variaciones de temperatura se realizan en el lazo de fibra de Hi-Bi. Las mediciones fueron obtenidas



en el rango de temperatura de 23.06 °C a 35.18°C. Se puede observar que al incrementar la temperatura de lazo, el espectro del IS se desplaza hacia longitudes de onda más cortas.

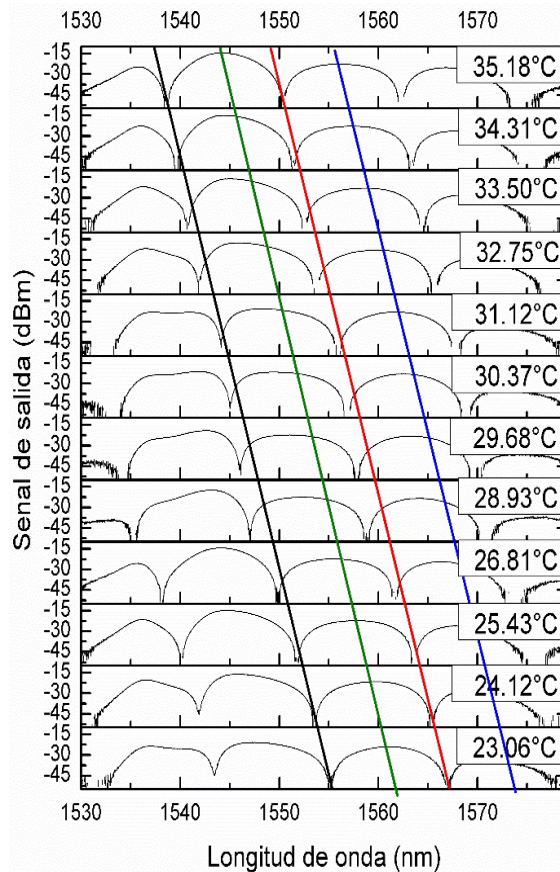


Figura 4.13: Espectro de la señal de salida de la transmisión del IS para diferentes temperaturas de lazo.

Las gráficas de la Figura 4.14 muestran el desplazamiento de la longitud de onda con respecto a la temperatura, obtenida en dos máximos que corresponden a la línea verde y azul, y en dos mínimos que corresponden a la línea negra y roja de la Figura 4.13. El desplazamiento de la longitud de onda en función de la temperatura del lazo puede ser ajustado a una dependencia lineal. Para el caso de los mínimos la pendiente es de  $-1.34 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  para la Figura 4.14(a) y  $-1.36 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  para la Figura 4.14(b), mientras que para los máximos la pendiente es de  $-1.14 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  y  $-1.5 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  para las gráficas de la Figura 4.14(c) y (d), respectivamente. Se puede observar que se presenta un error menor cuando la aproximación es tomado con referencia a los mínimos

## CAPÍTULO 4. CARACTERIZACIÓN Y RESULTADOS EXPERIMENTALES 47

ya que tenemos solo 0.4 nm de diferencia entre la gráfica (a) y (b) de la Figura 4.14, mientras que en los máximos la diferencia es de 2.26 nm. Este efecto es atribuible a la deformación causada en la adición de la señal ASE en el espectro del IS.

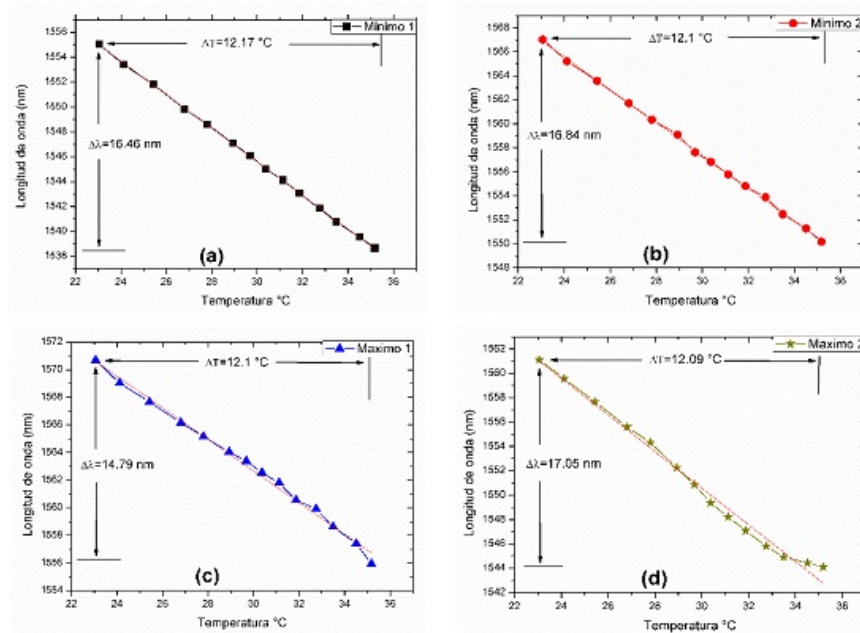


Figura 4.14: Desplazamiento de la longitud de onda respecto de los cambios de temperatura. La Figura (a), (b), (c) y (d) corresponden a los mínimos y máximos de la Figura 4.13

En la Figura 4.15 se muestra el arreglo experimental empleado para la caracterización de las rejillas de Bragg de fibra (FBG) FBG1 y FBG2. Se reemplazó el empalme del IS por dos rejillas en cascadas en la salida del acoplador 90/10. La rejilla FBG1 tiene una longitud de onda central de 1548.6 nm y la rejilla FBG2 tiene una longitud de onda central de 1543.8 nm. El punto 1 marcado en la figura a la salida de rejillas es utilizado para observar la transmitancia, mientras que el punto 3 mostrará la reflectancia medida con el OSA.

## CAPÍTULO 4. CARACTERIZACIÓN Y RESULTADOS EXPERIMENTALES 48

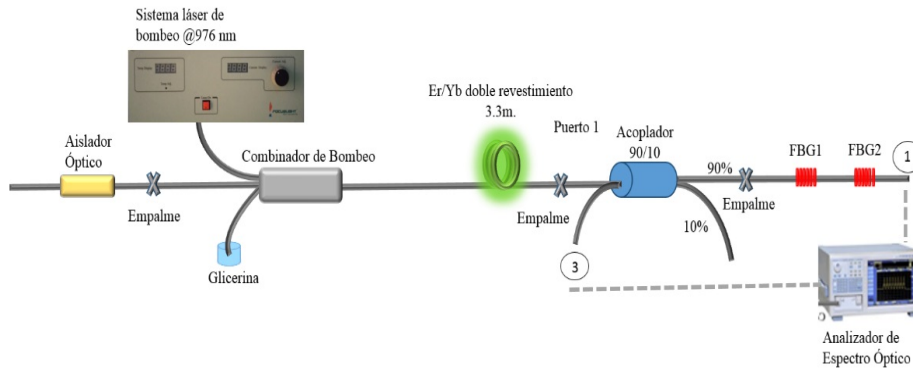


Figura 4.15: Arreglo experimental para caracterizar FBG1 y FBG2.

En la gráfica de la Figura 4.16 se muestra el espectro óptico de las rejillas de Bragg. Para caracterizar estas rejillas al igual que en el caso del IS, se empleó la misma fibra dopada como fuente de banda ancha, esta fibra dopada fue bombeada por debajo del umbral de la generación láser. La Figura 4.16(a) muestra el espectro de transmitancia en el que se puede observar la longitud de onda de las rejillas las cuales corresponde a 1548.6 nm para FBG1 y 1543.8 nm para FBG2. La gráfica (b) de la Figura 4.16 muestra la reflectancia de las rejillas medidas en el punto 3 del arreglo experimental de la Figura 4.15.

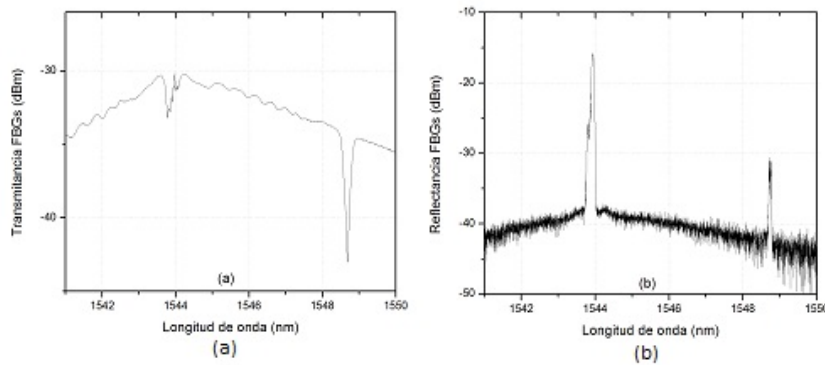


Figura 4.16: Espectro óptico de las rejillas de Bragg FBG1, FBG2.(a)transmitancia, (b)reflectancia.

### 4.3. Arreglo experimental propuesto de láser de fibra óptica con longitud de onda dual.

En esta sección se investiga experimentalmente un láser de fibra óptica con longitud de onda dual con fibra dopada con Er/Yb de doble revestimiento, el arreglo experimental se muestra en la Figura 4.17. La cavidad lineal láser está formada por las rejillas de Bragg FBG1 y FBG2 en uno de los extremos y por el IS en el extremo opuesto de la cavidad. La longitud de onda central de las rejillas es 1543.8 nm y 1548.6 nm, ambas con una reflexión máxima cercana al 99%. El medio de ganancia es una fibra dopada con Er/Yb con doble revestimiento con 3.3 m de longitud. La fibra es bombeada a 976 nm por un láser multimodo de alta potencia a través del combinador de bombeo. El acoplador 90/10 es usado como un sistema de extracción para medir la potencia de salida del láser como un medidor de potencia óptica y con un OSA para observar la longitud de onda de operación.

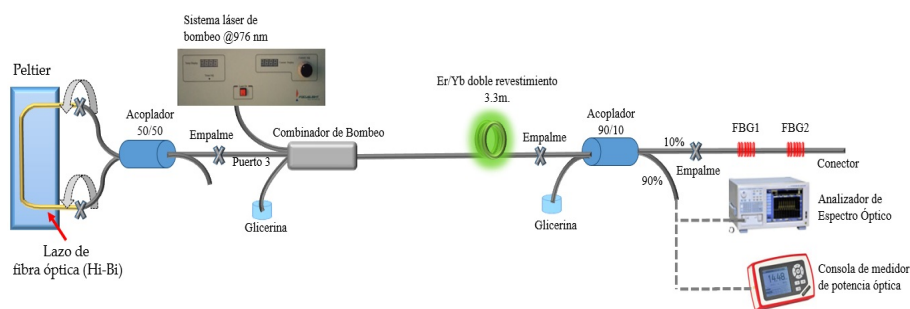


Figura 4.17: Arreglo experimental del láser con longitud de onda dual

### 4.4. Resultados experimentales de láser de fibra óptica con longitud de onda dual.

En la Figura 4.18 se muestra la operación del láser en emisión simple y emisión en longitud de onda dual debido a cambios de temperatura en el lazo de fibra de Hi-Bi del IS. A través de los cambios de temperatura en el IS se obtiene láser con simple longitud de onda o con longitud de onda dual, esto debido al corrimiento del espectro de transmitancia del IS, como se mencionó anteriormente. Se observa que si la temperatura en el lazo es de 21.62°C sólo se genera emisión láser en la longitud de onda de 1548.6 nm correspondiente a la

reflectancia de FBG1. Con el aumento de la temperatura  $21.75^{\circ}\text{C}$ , se observa la generación láser en la longitud de onda de  $1543.8\text{ nm}$ , correspondiente a FBG2. Con temperatura de lazo a  $21.93^{\circ}\text{C}$ , las amplitudes de las dos líneas generadas son iguales lo que representa el ajuste de las pérdidas entre las dos líneas láser dentro de la cavidad para obtener dos líneas láser con potencias iguales. Al continuar incrementando la temperatura de lazo, la línea láser generada a  $1548.6\text{ nm}$  disminuye su amplitud mientras que la de  $1543.8\text{ nm}$  incrementa hasta llegar a la temperatura de  $22.18^{\circ}\text{C}$ , límite en el cual se obtiene operación en simple longitud de onda para  $1543.8\text{ nm}$ .

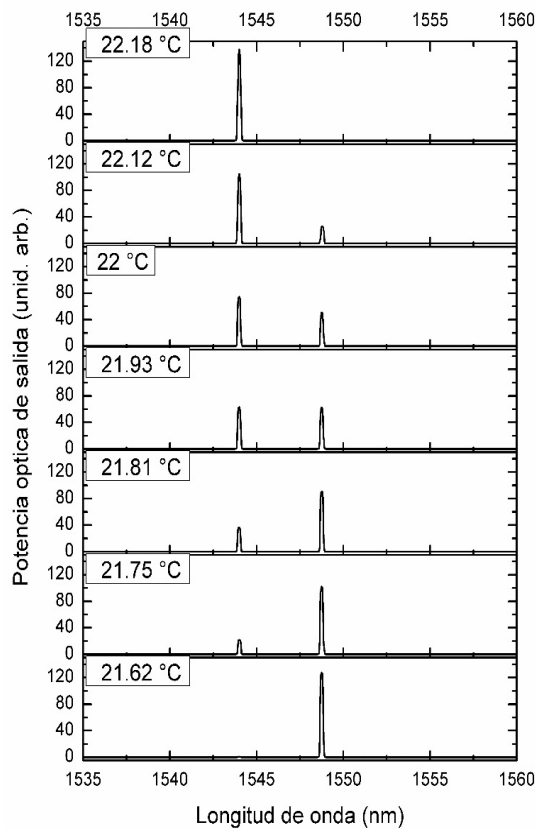


Figura 4.18: Láser en operación en simple o longitud de onda dual por cambios de temperatura en el lazo del IS

En la Figura 4.19 se muestra la potencia de salida del láser para simple y doble longitud de onda con respecto a la variación de la potencia de bombeo. Como se muestra en la gráfica, para la potencia máxima de bombeo aplicada de  $10\text{ W}$  se obtiene la máxima potencia de salida de  $3.6\text{ W}$  con operación en simple longitud de onda de  $1543.8\text{ nm}$ . Con este resultado se muestra

una dependencia lineal con pendiente de 0.37 W de salida por cada Watt de bombeo. Con operación en láser con longitud de onda dual, la potencia de salida disminuye obteniendo una potencia máxima 3.4 W con pendiente de 0.349. Finalmente para la longitud de onda de 1548.6 nm la potencia de salida es de 3.3 W donde se tiene una pendiente de 0.31. La Figura 4.20 muestra una fotografía de la potencia de salida del láser observada en el medidor de potencia óptica. Se observa que la potencia de salida es 3.54 W. Detrás del medidor de potencia se puede ver la fluorescencia de la fibra dopada.

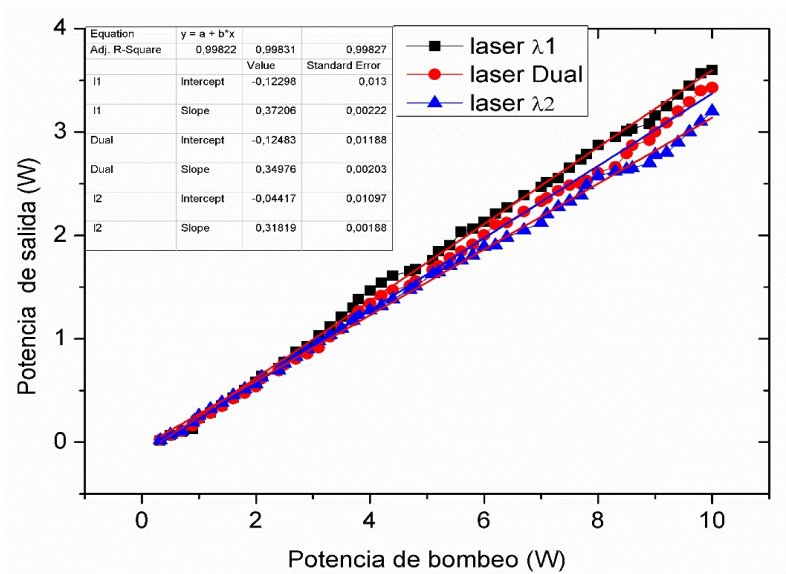


Figura 4.19: Dependencia de la potencia de salida para simple y dual longitud de onda respecto a la potencia de bombeo.

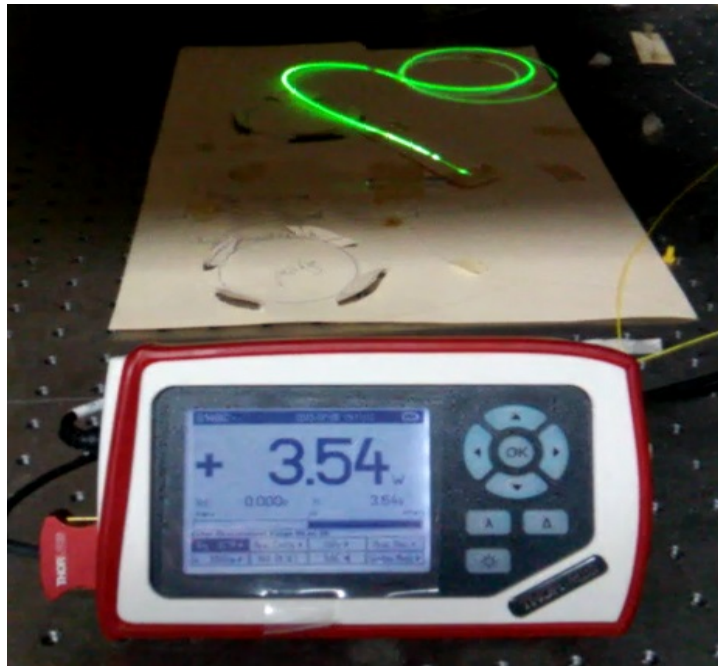


Figura 4.20: Imagen de la potencia óptica de salida del láser.

Las rejillas son sintonizables por medio de un dispositivo mecánico con el cual se aplica compresión o estiramiento axial. Cuando la rejilla es estirada se desplaza la longitud de onda central hacia longitudes de onda más largas, por el contrario, si se comprime la rejilla, la longitud de onda central se desplaza hacia longitudes de onda más cortas. Para mostrar estos resultados la FBG” se estiró con un dispositivo mecánico y podemos ver como cambia conforme desplazamos con un tornillo micrométrico, con desplazamientos de  $20 \mu\text{m}$ . Al ser estirada la rejilla, se genera una tensión que hace que varíen sus propiedades ópticas y como resultado existe un corrimiento en la longitud de onda, el cual se muestra en la gráfica de la Figura 4.21 y se observa la dependencia de la longitud de onda respecto al desplazamiento micrométrico del tornillo.

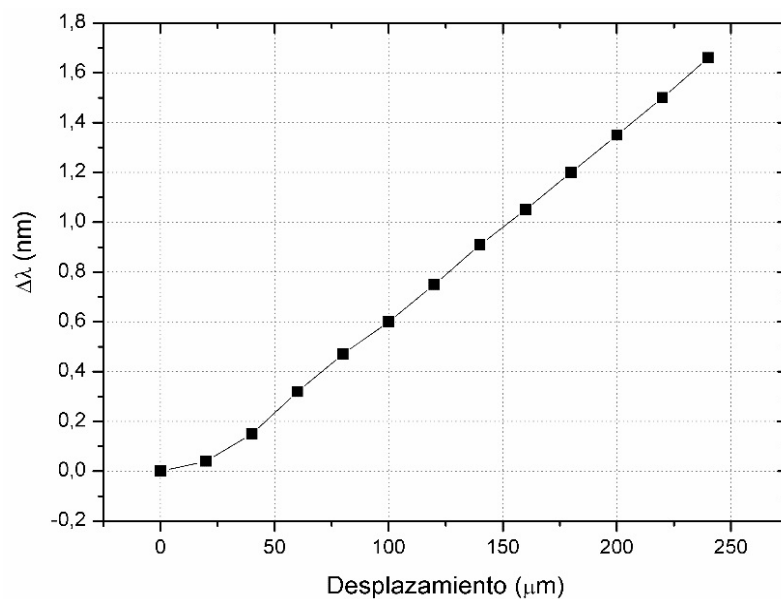


Figura 4.21: Dependencia de la longitud de onda respecto al desplazamiento.

La Figura 4.22 muestra el espectro óptico del láser con longitud de onda dual sintonizable. Ambas FBGs son sintonizables. En primera instancia se sintonizaron ambas rejillas para obtener una separación de  $\sim 1$  nm entre estas líneas láser generadas y se buscó la temperatura adecuada para que las dos líneas láser tuvieran la misma amplitud. La temperatura para la cual se obtienen dos líneas láser con amplitudes iguales fue de  $23.5^\circ\text{C}$ . Posteriormente, se sintonizaron ambas rejillas para obtener una separación de 2 nm. La temperatura adecuada para tener dos líneas con la misma amplitud fue de  $22.87^\circ\text{C}$ . Al mismo tiempo, se presentan resultados para separaciones de 3 nm, 4 nm, 5 nm, 6 nm y 7 nm, y ajustes de temperatura de  $22.43^\circ\text{C}$ ,  $21.86^\circ\text{C}$ ,  $21.68^\circ\text{C}$ ,  $21.62^\circ\text{C}$ ,  $21.56^\circ\text{C}$ , respectivamente. La máxima separación mostrada es de 7.035 nm. Se observa los cambios de temperatura que se aplicó en el lazo Hi-Bi, y la separación entre de las líneas láser. Sin ajuste de la temperatura en el lazo Hi-Bi, la línea láser que prevalece es la longitud de onda más corta que corresponde a 1543.8 nm.



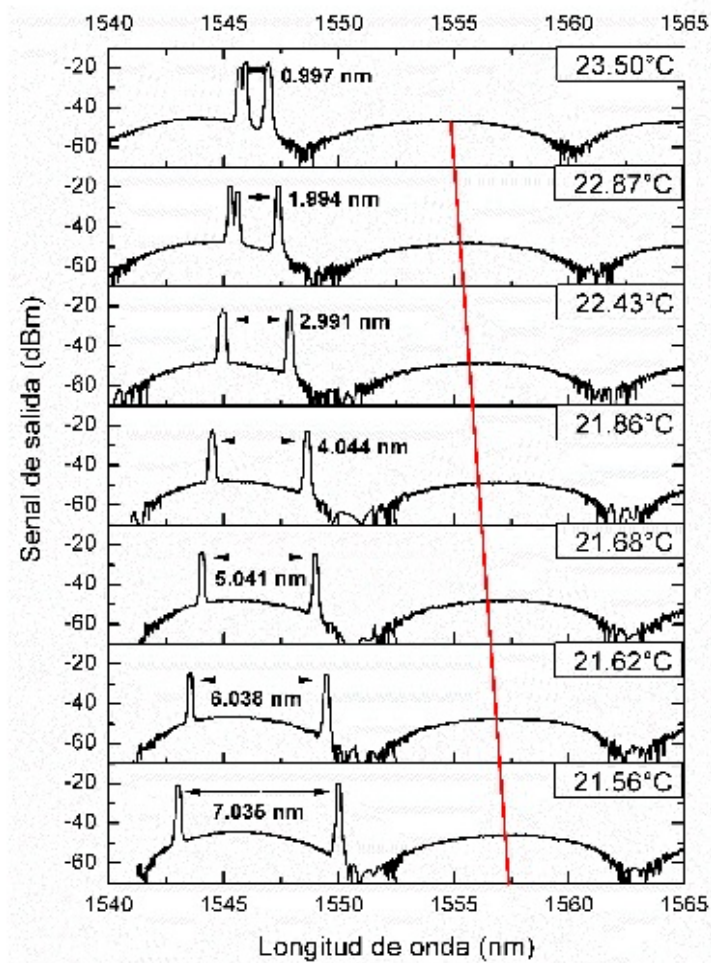


Figura 4.22: Láser sintonizable con separación de las rejillas FBG1 y FBG2.

La Figura 4.23 muestra resultados similares a los presentados en la Figura 4.22, con la excepción de mostrar separaciones con FBG1 fija y solamente sintonizable FBG2. Como se puede ver, la longitud fija es generada a 1546 nm. Se muestran resultados con separación entre líneas generadas desde 1nm hasta 5 nm, con temperaturas de lazo de ajuste desde 23.06°C hasta 24.75°C. Se puede observar que conforme incrementa la separación, la temperatura de ajuste para obtener dos líneas láser de amplitudes iguales también incrementa.

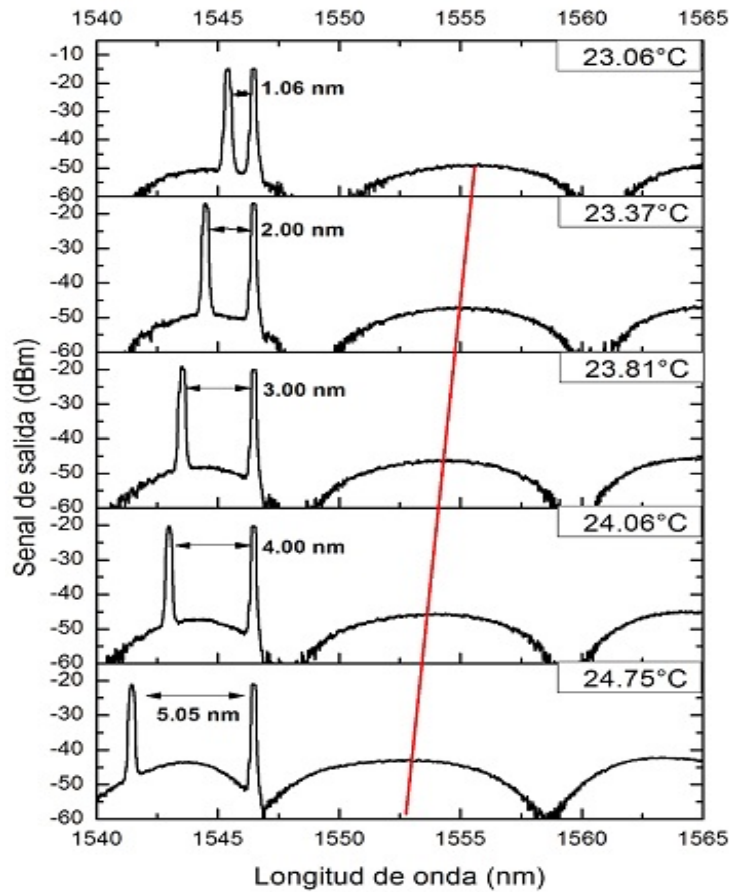


Figura 4.23: Láser sintonizable variando FBG2.

Similarmente, la Figura 4.24 muestra resultados de la generación láser con longitud de onda dual para diferentes separaciones de longitud de onda con FBG2 fija y sintonizable FBG1. Como se puede ver, la longitud de onda fija es generada a 1544 nm. Inicialmente, se ajustó la FBG1 sintonizable hasta lograr una separación entre líneas láser de 1 nm. Para obtener amplitudes iguales, se busca la temperatura adecuada, la cual fue de 23.87°C. Posteriormente se incrementó la separación entre líneas láser para 2 nm, 3 nm, 4 nm y 5 nm, las temperaturas adecuadas para tener amplitudes iguales fue 23.56°C, 22.62°C, 21.81°C, 21.12°C, respectivamente. Se puede observar que con el incremento de la separación de las longitudes de onda láser y la temperatura en el lazo Hi-Bi debe disminuir para obtener dos líneas con amplitudes iguales. Este

resultado presenta la longitud de onda corta fija y la longitud de onda larga variable, que es el caso contrario al mostrado en la Figura 4.23.

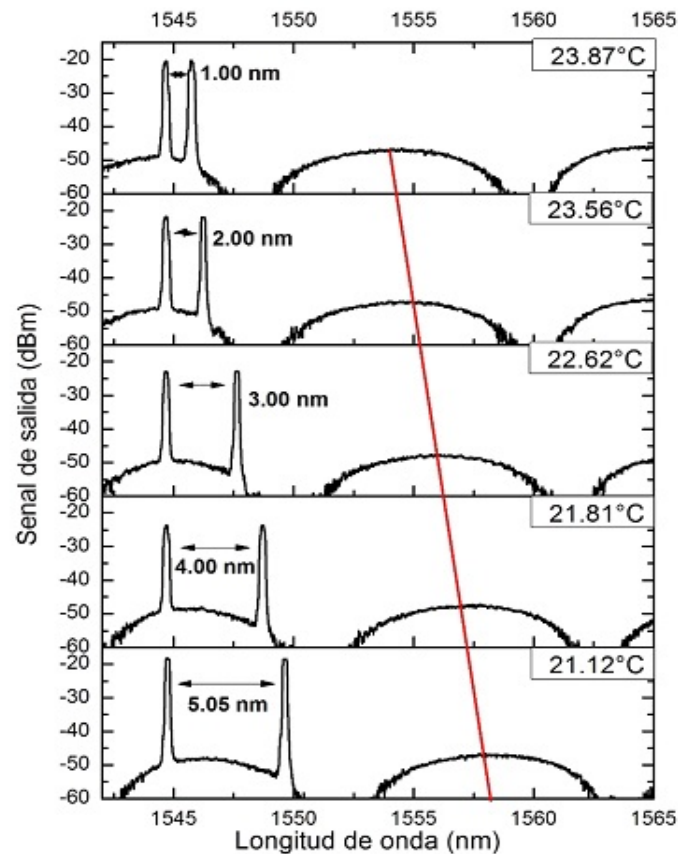


Figura 4.24: Láser sintonizable variando FBG1.

La Figura 4.25 muestra la dependencia de la separación entre líneas láser generadas en operación dual en función de la variación de la temperatura de lazo del IS para la obtención de dos líneas láser con amplitudes iguales. Los resultados mostrados fueron obtenidos de las mediciones experimentales mostradas en las Figuras 4.22 a 4.24. Como puede observarse, cuando ambas longitudes de onda son sintonizadas para aumentar la separación entre líneas láser, se requiere un decremento en la temperatura de lazo para ajustar ambas líneas a la misma amplitud (Figura 4.25(a)). Cuando la longitud de onda más corta es sintonizada para obtener un incremento en la separación entre líneas láser, se requiere un aumento de la temperatura de lazo para

ajustar las pérdidas de la cavidad conforme aumenta la separación entre las líneas láseres generados (Figura 4.25(b)). Ahora, cuando la longitud de onda más larga es sintonizada para aumentar la separación entre líneas láser, se observa un comportamiento contrario a la Figura 4.25(b), lo que se deriva una disminución de la temperatura para ajustar las pérdidas dentro de la cavidad (Figura 4.25(c)).

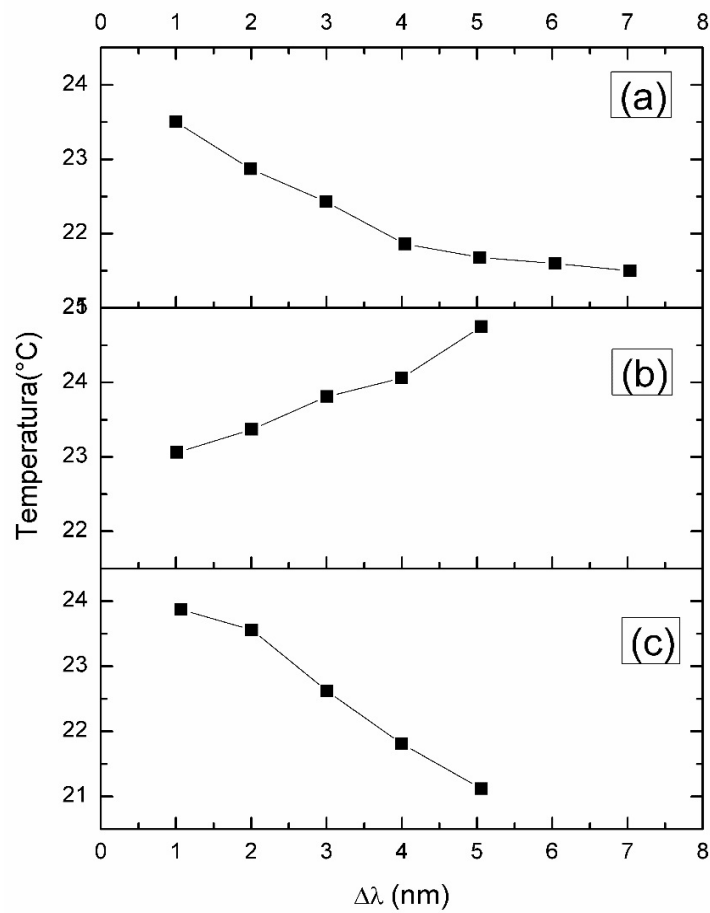


Figura 4.25: Dependencia de la separación entre las líneas láser respecto a la temperatura.

# Bibliografía

- [1] R.I. Alvarez-Tamayo, M Duran-Sanchez, O. Pottiez, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla and A. Flores-Rosas, "Theoretical and experimental analysis of tunable sagnac high-birefringence loop filter for dual wavelength laser application", *Applied Opt.* 50(3), 253-260(2011).
- [2] R.I. Alvarez-Tamayo, M Duran-Sanchez, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, J.L. Cruz, M.V. Andres and E.A. Kuzin, " A dual wavelength tunable laser with superimposed fiber bragg gratings", *Laser Physics*, 23, 1-4(2013).
- [3] R.I. Alvarez-Tamayo, "Láser de fibra óptica con longitud de onda dual sintonizable basado en rejillas de bragg de fibra óptica y un interferómetro de sagnac", Tesis Doctoral FCFM-BUAP(2012).
- [4] M Duran-Sanchez, R.I. Alvarez-Tamayo, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla and Andres González-García and O. Pottiez, "Experimental study of fiber laser cavity losses to generate a dual wavelength laser using a sagnac loop mirror based on high birefringence fiber", *Current developments in optical fiber technology*, 1 edited by Sulaiman Wadi Harun, Hamzah Arof, 06/2013: chapter 16: pages 22; INTECH, ISBN: 978-953-51-1148-1.

# Capítulo 5

## Conclusiones

En este trabajo de tesis se reporta el diseño y construcción de un láser de fibra óptica con longitud de onda dual sintonizable de alta potencia con fibra dopada de Er/Yb de doble revestimiento basado en rejillas de Bragg de fibra óptica y un interferómetro de Sagnac (Hi-Bi FOLM). La sintonización de las longitudes de onda láser se obtuvieron a partir de la implementación de un dispositivo mecánico que permite la compresión/tensión de las FBGs utilizadas como reflectores de banda estrecha dentro de la cavidad láser. A través de la deformación mecánica aplicada a las FBGs se desplaza la longitud de onda de Bragg lo que permite la sintonización de las líneas láseres generados. El Hi-Bi FOLM es utilizado para ajustar las pérdidas de las dos líneas láser dentro de la cavidad láser a través de las variaciones de temperatura sobre la fibra de lazo Hi-Bi, reduciendo la competición entre las longitudes de onda causada por el comportamiento homogéneo de la fibra dopada, permitiendo el ajuste fino de las dos líneas simultáneamente.

Finalmente se comprobó experimentalmente el funcionamiento y caracterización en régimen de onda continua de un láser con operación en longitud de onda dual estable de alta potencia, El láser propuesto en cavidad lineal está basado en el uso de fibra de Er/Yb de doble revestimiento como medio activo y un interferómetro de Sagnac con fibra de alta birrefringencia en el lazo para el ajuste de las pérdidas dentro de la cavidad en la obtención de dos líneas láser simultáneamente generadas. La potencia de salida máxima alcanzada en doble longitud de onda es de 3.6 W con un bombeo de 10 W para una eficiencia bombeo-signal de aproximadamente 35 %. la separación sintonizada entre las líneas láser generadas está en un rango de 1 a 7 nm con ajuste de temperatura de lazo del Sagnac en un rango de 21.56 a 23.5°.