



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA ELÉCTRICA – INSTRUMENTACIÓN

ANÁLISIS DE LOS REGÍMENES DE EMISIÓN LÁSER EN FUENTES DE FIBRA ÓPTICA
DOPADA CON ERBIO E ITERBIO

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
ENRIQUE FRANCISCO PINZÓN ESCOBAR

TUTOR
DR. GABRIEL EDUARDO SANDOVAL ROMERO, CCADET

MÉXICO, D. F. JUNIO 2013



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: DR. JUAN ARNALDO HERNÁNDEZ CORDERO
Secretario: DR. NASER QURESHI
Vocal: DR. GABRIEL EDUARDO SANDOVAL ROMERO
1^{er.} Suplente: DRA. CELIA ANGELINA SÁNCHEZ PÉREZ
2^{d o.} Suplente: DR. RAMÓN CASTREJÓN GUTIÉRREZ

CCADET UNAM, Ciudad Universitaria, México, D. F.

TUTOR DE TESIS:

DR. GABRIEL EDUARDO SANDOVAL ROMERO

FIRMA

Agradecimientos

En Agosto del 2010 inicié mis estudios en el programa de Maestría en Ingeniería Eléctrica de la Universidad Nacional Autónoma de México, donde también realicé mis estudios de Licenciatura, por este motivo doy gracias a esta magnífica institución, por haberme brindado la oportunidad de continuar con mi preparación profesional, además, agradezco a cada uno de los investigadores y profesores, los cuales compartieron sus conocimientos dentro y fuera de las aulas de clases.

Todos mis logros son dedicados a mis padres y hermano, a los que les reconozco y agradezco su apoyo incondicional, que gracias a ellos y a mi esfuerzo logré cumplir una meta más.

Agradezco al Grupo de Sensores Ópticos y Eléctricos del CCADET, que me recibió y apoyó en mi formación desde hace 5 años. En especial Agradezco a mi tutor el Dr. Gabriel Eduardo Sandoval Romero por su guía y apoyo a lo largo de este tiempo, al cual considero desde hace tiempo un gran "amigo". Además agradezco a la Dra. Celia Angelina Sánchez Pérez por su constante apoyo en cuanto a mi formación académica, su colaboración y por supuesto la grata convivencia que he compartido con ella.

Se agradece el apoyo de CONACyT por el programa de becas nacionales de estudios de posgrado, que permitió el dedicarme en tiempo completo a los estudios de posgrado.

También agradece el apoyo al proyecto **PAPIIT IT101712** con título "*Sensor de ultrasonido de alta intensidad basado en fibra óptica, utilizado en aplicaciones biomédicas*", por el apoyo otorgado para la terminación de estudios de maestría.

Finalmente le doy las gracias a mi jurado de Examen de Maestría, por el tiempo dedicado a la revisión de este documento, además de su presencia en la evaluación del trabajo.

Dedicatoria

A mis padres, que han sido la luz de mi camino, la fuerza de mi vida y mi guía en todos los sentidos, gracias a ustedes, se discernir entre lo bueno y lo malo, su educación me ha permitido tener la ambición de seguir superándome día con día, a no darme por vencido, a seguir viviendo cada vez mejor. Gracias por todo esto, los amo.

A mi hermano, porque su figura siempre fue un reto a superar, a pesar de las diferencias de pensamiento y personalidad, siempre estás conmigo en los momentos buenos y principalmente en los peores.

A mis abuelos, Yolanda†, Manuel†, Bertha† y Fernando que son el origen de mi familia, a los cuales siempre llevo en mi corazón, sin importar el tiempo y la distancia que nos llegue a separar. Por supuesto, a mis tíos Ana María, Javier, Alejandro y Paty.

A mi novia Mary y todos mis amigos, principalmente mi “hermanita Laura”, Pauly, las doctoras Pau y Cristina, a la mejor banda de amigos “Los Cuscos”, a mi carnalita Ale, Brenda, Talía, Ángela y Diana.

A mi amada UNAM, mis profesores y a todos mis compañeros.

Siempre cree en ti, supérate y vive con una sonrisa en el alma...

Resumen

A partir de la década de los 60's se demostró el funcionamiento láser en fibras ópticas dopadas con tierras raras, donde rápidamente en conjunto con el crecimiento de los diodos láser como fuente de bombeo, las fibras dopadas con tierras raras desarrollaron un particular interés comercial en diferentes campos, principalmente en telecomunicaciones, medicina, detección, procesamiento de materiales, imagen y almacenamiento de datos, por mencionar algunas de los más importantes.

El presente trabajo de tesis es un estudio experimental de los regímenes de emisión superluminiscente y láser en fibras dopadas con Erblio e Iterbio, bombeadas a 977.2 nm donde se comportan como sistemas láser de tres niveles. Además, en este trabajo se utiliza un modelo analítico en función de los parámetros de la fibra dopada, lo que ayuda a explicar los fenómenos de las señales que se propagan en el interior de la fibra dopada.

En este trabajo se implementó una fuente superluminiscente con 1.6 m de fibra dopada con Erblio, dos fuentes superluminiscentes con 25 cm y 42 cm de fibra dopada con Iterbio. Utilizando el material disponible en el laboratorio, se optó por utilizar el resonador en anillo para obtener el funcionamiento láser, donde sólo fue posible de obtener para la fibra dopada con Erblio. Además, se realizaron cambios en la razón de acoplamiento de salida en el resonador en anillo, lo que permitió modificar la fineza de las señales láser, donde se observó que las señales radiadas en sentido coincidente al bombeo y en sentido opuesto tienen diferente comportamiento.

Abstract

In the 60's, laser operation was demonstrated in optical rare earth doped glass and crystal fibers, where the rapid growth of laser diodes as pump source, gave to rare earth doped fibers commercial applications in different fields, particularly in optical communications, medicine, sensing, materials processing, storage data and imaging, to mention some of the most important.

This thesis is an experimental study of superluminescent and laser regimes emission in Erbium and Ytterbium doped fibers, pumped at 977.2 nm wavelength, which behave as three level laser systems. Furthermore, this thesis using an analytical model based on the parameters of the doped fiber, which helps to explain the evolution of the signals propagating within the doped fiber.

In this thesis work were implemented a superluminescent fiber source with 1.6 m erbium doped fiber, two superluminescent fiber source with 25 cm and 42 cm Ytterbium doped fiber. From the available material in the laboratory, it was chosen to use the ring resonator to achieve the lasing action, where only was obtained for the Erbium doped fiber. Also, changes were made to the output coupling ratio in the ring resonator, allowing modify the finesse of the laser signals and it was observed different behaviors for forward and backward radiation signals.

Sinopsis

En esta tesis se presenta el trabajo que realicé en el laboratorio de Sensores Ópticos y Eléctricos en el CCADET como requisito para obtener el grado de Maestro en Ingeniería en el campo de Ingeniería Eléctrica opción Instrumentación en la UNAM.

La tesis pretende analizar las características espectrales de las emisiones laser en fibra óptica dopada principalmente con Erblio haciendo uso del resonador en anillo y se analiza el caso de superluminiscencia de una fibra dopada con Iterbio, reportando los resultados teóricos y experimentales orientados en la implementación de láseres de onda continua. El contenido de este trabajo se divide en 5 capítulos, con los siguientes contenidos:

Capítulo I. Introducción. En este capítulo, se presentan los objetivos y un repaso general de los antecedentes necesarios para el desarrollo de este trabajo.

Capítulo II. Modelo Teórico. Aquí, se describen dos modelos teóricos para amplificadores láser en fibra óptica de tres niveles. El primer modelo, describe en función de las poblaciones electrónicas de los niveles de energía permitidos en el material dopante, los requisitos y procesos necesarios para generar un funcionamiento láser de onda continua. En el segundo modelo, se aborda un modelo teórico resuelto de manera analítica, el cual es útil de usar en la práctica debido a que trabaja en función de los parámetros ópticos y geométricos del medio activo (fibras dopadas).

Capítulo III. Diseño experimental. Este capítulo describe a detalle los procesos realizados en la implementación de los dispositivos en estudio, como parte del desarrollo experimental se describen algunas pruebas como son: la caracterización del láser de bombeo, se cuantifican algunas pérdidas en los dispositivos y también se realiza una prueba de transmisión de las fibras dopadas con Erblio e Iterbio.

Capítulo IV. Resultados. El capítulo agrupa los resultados teóricos y experimentales obtenidos a lo largo del trabajo de tesis. En cuanto a los resultados teóricos se hace una observación en las limitaciones del modelo empleado. De la parte experimental se presentan los resultados más significativos obtenidos y al final del capítulo se realiza una discusión de los resultados.

Capítulo V. Conclusiones. En este capítulo se dan las conclusiones generales del desarrollo y resultados de la tesis.

Apéndices y bibliografía. Aquí se presenta un pequeño apartado dedicado a las expresiones de las pérdidas tomadas en cuenta en el desarrollo de la tesis, se muestran las hojas de datos del material empleado y al final de la tesis se presenta al lector las referencias utilizadas.

Índice

Capítulo I. Introducción	9
1.1 <i>Presentación</i>	9
1.1.1 <i>Objetivos</i>	10
1.2 <i>Motivación del trabajo de tesis</i>	10
1.3 <i>Fundamentos y Antecedentes</i>	10
1.3.1 <i>Estado del arte</i>	11
1.3.2 <i>Interacción fotón-materia</i>	13
1.3.3 <i>Amplificación láser</i>	16
1.3.4 <i>Principios generales de sistemas láser de tres niveles</i>	18
<i>Funcionamiento de onda continua del láser de tres niveles</i>	20
1.3.5 <i>Resonadores láser en fibra óptica</i>	20
1.3.6 <i>Fibras dopadas con tierras raras</i>	23
<i>Erbio</i>	23
<i>Iterbio</i>	25
<i>Conclusiones del capítulo I</i>	26
Capítulo II. Modelo teórico	27
2.1 <i>Amplificación en sistemas de tres niveles</i>	29
2.1.1 <i>Ganancia de señal pequeña y régimen de saturación</i>	32
2.2 <i>Solución analítica de láseres de tres niveles en fibra óptica</i>	34
2.2.1 <i>Modelo para una fuente superluminiscente en fibra</i>	35
2.2.2 <i>Modelo para un láser en fibra</i>	39
<i>Conclusiones del capítulo II</i>	42
Capítulo III. Diseño experimental	43
3.1 <i>Procedimiento de implementación</i>	44
3.1.1 <i>Pérdidas</i>	47
3.1.2 <i>Prueba de transmisión</i>	50
3.2 <i>Implementación de fuentes superluminiscentes</i>	52
3.3 <i>Implementación del resonador láser</i>	56
<i>Primera implementación</i>	58
<i>Segunda implementación</i>	59
<i>Conclusiones al capítulo III</i>	62
Capítulo IV. Resultados	63
4.1 <i>Resultados teóricos</i>	63

4.1.1 Fuente superluminiscente de Erbio	64
4.1.2 Fuente superluminiscente de Iterbio	69
4.1.3 Láseres de Erbio.....	72
Potencia de salida para un láser con resonador de Fabry-Perot	73
Potencia de salida para un láser con resonador en anillo	74
4.2 <i>Resultados experimentales</i>	76
4.2.1 Fuente superluminiscente con fibra de Erbio.....	76
4.2.2 Fuente superluminiscente implementada con Iterbio	80
4.2.3 Fuente láser de Erbio	89
Configuración A=50 y B=50.....	93
Configuración A=80 y B=20.....	96
Configuración A=20 y B=80.....	101
4.3 <i>Discusión</i>	104
<i>Conclusiones del capítulo IV</i>	112
Conclusiones	114
Apéndice A.....	118
Escalas logarítmicas de potencia óptica	118
Atenuación y pérdidas en fibras ópticas.....	118
Apéndice B	122
<i>Características del equipo y material utilizado</i>	122
Apéndice C.....	128
<i>Arreglo experimental para la caracterización del diodo láser</i>	128
<i>Arreglo experimental para caracterizar las pérdidas en los acopladores</i>	128
Apéndice D.....	130
<i>Código fuente en Matlab para las simulaciones teóricas</i>	130
Bibliografía	137

Capítulo I. Introducción

1.1 Presentación

A partir de la década de los 60's se demostró el funcionamiento láser en fibras ópticas dopadas con tierras raras [1-3], donde rápidamente en conjunto con el crecimiento de los diodos láser como fuente de bombeo, las fibras dopadas con tierras raras desarrollaron un particular interés comercial en las telecomunicaciones como medios de ganancia, especialmente las fibras dopadas con Erblio [4], donde también se busco incrementar la eficiencia de los dispositivos, mejorando los procedimientos de fabricación que permitían altos niveles de concentración de dopante y también se crearon matrices co-dopadas con el fin de incrementar la absorción de la energía de bombeo y aumentar la eficiencia de los dispositivos [5-9].

Posteriormente en los 80's [10-15] las fibras dopadas con tierras raras comenzaron a tener aplicaciones en diversos campos además de las telecomunicaciones, como son en medicina, detección, el procesado de materiales, imagen y almacenamiento de datos, por mencionar algunas de los más importantes.

Los láseres en fibra óptica utilizan diversas cavidades resonantes, principalmente diferentes arreglos del resonador de Fabry-Pertot, que pueden ser implementados con espejos en los extremos de la fibra dopada, rejillas de Bragg y también en su versión todo en fibra [16-18]. Por otra parte el resonador de Sagnac también ha sido ampliamente recurrido como cavidad resonante para láseres en fibra óptica, el cuál es usado tanto en la implementación de láseres de onda continua como pulsados [19-24]. Además de lo anterior el resonador de Sagnac (también conocido como resonador en anillo), ha demostrado ser útil en la implementación de láseres sintonizables [25] y ha dado nacimiento a dispositivos como el modulador óptico y el absorbedor saturable [26-28].

El presente trabajo de tesis hace un estudio teórico-experimental de los regímenes de emisión de sistemas de tres niveles, como son las fibras dopadas con Erblio e Iterbio, donde se utiliza un modelo analítico en función de los parámetros de la fibra dopada, para enriquecer el análisis de la emisión de las fuentes superluminiscentes y los láseres en anillo implementados en la parte experimental.

1.1.1 Objetivos

1. Estudiar los regímenes superluminiscentes para una fibra dopada con Erblio y otra con Iterbio.
2. En función del material y equipo disponible, seleccionar una cavidad resonante para un láser en fibra óptica.
3. Utilizar un modelo teórico que describa el comportamiento de las señales propagándose a lo largo de la fibra dopada.
4. Implementar un láser de onda continua para las fibras dopadas con Erblio e Iterbio.
5. Modificar la razón de acoplamiento de salida de la cavidad resonante y analizar los regímenes láser.

1.2 Motivación del trabajo de tesis

Los láseres y amplificadores en fibra óptica actualmente son ampliamente explotados en una gran variedad de aplicaciones, al revisar la literatura, se puede encontrar que gran parte de los trabajos están basados en una configuración en anillo o variaciones del mismo, donde muchos autores se enfocan en la implementación experimental del dispositivo y evitan el uso de un modelo teórico.

La tesis presenta un trabajo experimental, acompañado de un modelo analítico en función de los parámetros de la fibra dopada, con el cual se trata de predecir y describir la emisión de los arreglos experimentales usados. Por otra parte, se utiliza una implementación que permite cambiar el acoplador de salida del resonador, con lo que se modifica la salida espectral; además permite realizar mediciones de las señales que se propagan en sentido coincidente y opuesto al bombeo, donde esta última regularmente es una incógnita en la literatura, debido a las configuraciones experimentales usadas.

1.3 Fundamentos y Antecedentes

Los iones de tierras raras son elementos divididos en dos grupos conocidos como Lantánidos y Actínidos en la tabla periódica, este tipo de iones durante mucho tiempo atrás han tenido aplicaciones tanto ópticas como magnéticas. En óptica los las tierras raras son

apreciados debido a que estos de iones poseen cualidades que brindan un excelente desempeño en dispositivos que proveen ganancia óptica como son amplificadores y láseres, los cuales tienen bajas pérdidas por esparcimiento (scattering) y solo están restringidos a que se deben usar materiales cristalinos o vidrio como anfitrión; este tipo de iones puede emitir y absorber en delgados rangos de longitudes de onda, las longitudes de onda de emisión y absorción son relativamente insensibles al material huésped, las intensidades de estas transiciones son débiles, los tiempos de vida de los estados metaestables son largos y tienden a tener altas eficiencias cuánticas, con excepción a las soluciones acuosas. Debido a la geometría de la fibra óptica dopada con tierras raras es posible obtener grandes longitudes de interacción y grandes intensidades, lo que hace superior este tipo de dispositivos comparados con su contraparte en cristales de bulto. Este tipo de láseres son comparables en desempeño con los láseres de bombeo, de bulto, láseres cristalinos, y son superiores como amplificadores de onda continua (continue wave-cw, por sus siglas en inglés); por otra parte este tipo de dispositivos debido a su pequeño volumen no pueden proveer pulsos de alta energía como lo pueden hacer los dispositivos de bulto [29].

Este capítulo está enfocado a los fundamentos y antecedentes láseres, además de algunas propiedades de las fibras ópticas dopadas con Erblio e Iterbio.

1.3.1 Estado del arte

El dopaje con tierras raras en cristales y fibras ópticas de vidrio fueron investigados experimentalmente a partir de 1960 y desde 1985 se han utilizado en diversas aplicaciones en comunicaciones ópticas, detección, medicina, procesamiento de material, imagen, almacenamiento de datos, y telemetría láser. El uso de fibras ópticas como material huésped de tierras raras, brinda características de gran utilidad como son: bajos umbrales de operación, grandes potencias de emisión y eficiencias de conversión mayores al 50%. Por otra parte, los iones trivalentes de tierras raras tienen disponibles numerosas transiciones láser, por lo que se cuenta con un extenso rango de longitudes de onda que van desde el ultravioleta hasta el infrarrojo medio, teniendo amplios rangos de sintonización. Las fibras láser actualmente compiten con láseres semiconductores, teniendo la ventaja de tener un alto brillo, excelente calidad de modo, un eficiente acoplamiento a fibra óptica monomodal y una estabilidad térmica superior. Por otra parte, el realizar el bombeo con diodos láser (LD), reduce costos y permite compactar la implementación [29]. En la tabla 1 se muestran algunos ejemplos representativos de láseres de onda continua implementados en fibra dopada con Erblio.

Tabla 1. Ejemplos representativos de láseres en fibra dopada con Erblio [29]

λ_s (μm)	λ_p (nm)	Concentración	Longitud de la fibra (m)	Umbral (mW)	Eficiencia de conversión	Potencia de salida @ potencia de bombeo
1.566	514.5	35 ppm Er ion	13	44 ^(l)	10%	56mW@0.6W ^(l)
~1.56	532	150 ppm Er ₂ O ₃	1	10 ^(l)	5.1%	1.8mW@45mW ^(l)
1.535	532	100 ppm Er	15	Nd	28%	1W@3.6W ^(nd)
1.56	806	500 ppm Er	3.7	10 ^(l)	16%	8mW@56mW ^(l)
1.62	808	300 ppm Er	1.5	3 ^(a)	3.3%	0.13mW@7mW ^(a)
~1.54	980	1100 ppm Er	9.5	>10 ^(a)	>49%	260mW@540mW ^(l)
1.552	~1460	1370 ppm Er ion	5	37 ^(l)	14%	8mW@93mW ^(l)
1.552	1470	1370ppm Er ion	7	44 ^(a)	6.3%	~1mW@60mW ^(a)
1.555	1480	~45 ppm Er	60	6.5 ^(l)	38.8%	3.3mW@15mW ^(l)
~1.56	1480	110 ppm Er ₂ O ₃	42.6	4.8 ^(a)	58.6%	14.2mW@29mW ^(a)

a), potencia de bombeo absorbida; (l), potencia de bombeo insertada; (nd), no disponible.

Las fibras dopadas con tierras raras, también son utilizadas para implementar fuentes superluminiscentes en fibra (SFS), que son similares en construcción a un láser, difiriendo en que carecen de un resonador óptico, por lo que su emisión tiene un amplio ancho espectral, que típicamente va desde 12 nm hasta 60 nm. Las SFS, además de presentar amplios anchos espectrales, son fuentes que proveen altas potencias y gran estabilidad térmica; estas características son utilizadas principalmente en giroscopios y tomografías de coherencia óptica. En las tablas 2 y 3, se presentan algunas características de varias fuentes superluminiscentes implementadas con fibras dopadas con Erblio e Iterbio.

Tabla 2. Características de salida de algunas SFS dopadas con Erblio [29].

Tipo SFS	Fuente de bombeo	Umbral (mW)	Potencia de salida	Eficiencia de conversión	$\Delta\lambda$ (nm)
Forward	976 nm Ti:S	25 ^(l)	26mW@212mW ^(l)	~14%	8
Forward	1.48 μm LD	~45 ^(nd)	3.8mW@77mW ^(nd)	~17%	2
Forward	1.48 μm LD	4.5 ^(l)	7mW@32mW ^(l)	25%	18
Forward	1.053 μm Nd:YLF	(nd)	1.03W@4.5W ^(nd)	>23%	4
Backward	978 nm Ti:S	12.5 ^(l)	33mW@124mW ^(nd)	30%	~32
Backward	976 nm Ti:S	25 ^(l)	73mW@220mW ^(l)	38%	22
Backward	1.48 μm LD	4 ^(l)	12.5mW@32mW ^(l)	45%	18
Backward	1.47 μm LD	7 ^(a)	13mW@31mW ^(a)	54%	20
Double pass	1.48 μm LD	~14 ^(l)	14mW@49mW ^(l)	44%	14
Double pass	980 Dye	(nd)	2mW@33mW ^(l)	<6%	2
Double pass	1.48 μm LD	~3 ^(l)	17mW@32mW ^(l)	56%	21

(a), potencia de bombeo absorbida; (l), potencia de bombeo insertada; (nd), no disponible.

Tabla 3. Características de salida de algunas SFS dopadas con Iterbio [29]

Tipo SFS	Fuente de bombeo	λ_s	Umbral (mW)	Potencia de salida	$\Delta\lambda$ (nm)
Double pass	900 nm Dye	974 nm	15 ^(a)	10 mW@35 mW ^(a)	2
Double pass	850 nm Dye	1040 nm	22 ^(a)	27mW@70mW ^(a)	19
Double pass	975 nm LD	1055 nm	(nd)	485mW@~1.3W ^(l)	41
Double pass	1010 nm Ti:Al ₂ O ₃	1060 nm	(nd)	62mW@366W ^(l)	62
Double pass	980 nm 3 LDs	1075 nm	(nd)	30mW	75

a), potencia de bombeo absorbida; (l), potencia de bombeo insertada; (nd), no disponible.

1.3.2 Interacción fotón-materia

Según las leyes de la mecánica cuántica los átomos y moléculas tienen diferentes niveles de energía permitidos, debido a esto la interacción de un fotón con la materia (la cual está conformada por átomos y moléculas cargadas eléctricamente) se ve modificada por el campo eléctrico de la luz induciendo cargas eléctricas y dipolos en los átomos y moléculas, causándoles vibración o aceleración. De forma inversa la aceleración o vibración de cargas eléctricas puede resultar en la emisión de un fotón. La materia constantemente experimenta ascensos y descensos en sus niveles de energía permitidos, algunos de esos cambios se deben a causas térmicas y llevan a la absorción o emisión de un fotón y a este tipo de luz se le conoce como luz térmica; un átomo también puede emitir un fotón debido a la presencia de fuentes de energía externas como luz, corriente eléctrica o reacciones químicas se le conoce como luz luminiscente [30].

El láser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation-LASER, por sus siglas en inglés) explota tres fenómenos de la interacción de la materia con radiación electromagnética, conocidos como los procesos de emisión espontánea, emisión estimulada y absorción.

Emisión espontánea

Debido a que la materia posee diferentes niveles de energía entre los cuales los electrones pueden constantemente estar subiendo o bajando de nivel, es por esto que para explicar este fenómeno se consideran solo dos niveles de energía de un material cualquiera, en el cual sus energías son E_1 y E_2 de donde $E_1 < E_2$. Si se considera que el átomo o molécula inicialmente está en E_2 , éste tiende a decaer al nivel E_1 y la energía correspondiente a la diferencia de energías entre los niveles E_1 y E_2 ($E_2 - E_1$) debe ser liberada por el material, como se observa en la Figura 1. Esta energía puede ser liberada de dos formas, las cuales

son de forma no radiativa y de forma radiativa (como una onda electromagnética), a este proceso se le conoce como emisión o radiación espontánea [31].

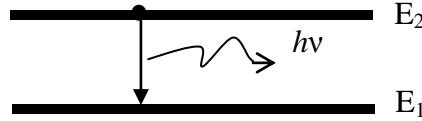


Figura 1. Esquema del proceso de emisión espontánea [31].

La frecuencia de la onda electromagnética puede ser descrita por la siguiente expresión:

$$\nu = (E_2 - E_1)/h \quad (1)$$

Donde h es la constante de Planck. De forma concreta la emisión espontánea se caracteriza por la emisión de un fotón que tiene por energía $h\nu = E_2 - E_1$. Debido a que la emisión espontánea es solo una forma de liberar esta energía, se puede caracterizar la probabilidad de la siguiente forma: considerando que en un tiempo t existen N_2 átomos por unidad de volumen en el nivel 2 de energía, la velocidad de decaimiento de estos átomos debido a la emisión espontánea es $(dN_2)/dt)_{sp}$, lo que es proporcional a N_2 , entonces se puede escribir lo siguiente:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp} = -AN_2 \quad (2)$$

El coeficiente A es conocido como la probabilidad de emisión espontánea o el coeficiente de Einstein, en donde su inverso $\tau_{sp} = 1/A$ es conocido como el tiempo de vida de la emisión espontánea, dichos valores dependen particularmente de la transición [31].

Emisión estimulada

De manera similar a la emisión espontánea, si consideramos que un átomo inicialmente se encuentra en un nivel de energía dos y una onda electromagnética de cierta frecuencia ν , ver la ecuación (1), incide en este material; además de esto si la frecuencia de dicha onda electromagnética es cercana a la frecuencia atómica del material, existe una probabilidad finita de forzar al átomo a caer del nivel 2 al nivel 1, como se muestra en la Figura 2. En este procedimiento la diferencia de energía $E_2 - E_1$ es liberada en forma de onda electromagnética y se suma a la onda incidente, conservando la misma fase y dirección de ésta.

De igual forma éste proceso puede ser representado por la siguiente ecuación:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = -W_{21}N_2 \quad (3)$$

En donde $(dN_2/dt)_{st}$ es la velocidad a la cual la transición de 2 a 1 ocurre debido a la emisión estimulada y el coeficiente W_{21} es conocido como la probabilidad de la transición estimulada. Este coeficiente depende de la intensidad de la onda incidente y de la transición, esto puede ser expresado de la siguiente forma:

$$W_{21} = \sigma_{21}\phi \quad (4)$$

En este caso ϕ representa el flujo de fotones y σ_{21} es un coeficiente conocido como sección transversal de emisión estimulada que es una cantidad que tiene dimensiones de área y además depende de la transición dada [31].

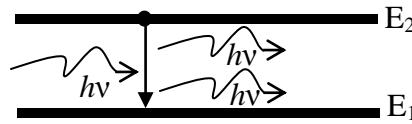


Figura 2. Esquema del proceso de emisión estimulada [31].

Absorción

A diferencia de la emisión espontánea y estimulada, esta vez se asume que el átomo se encuentra en su nivel base el cual es el nivel 1, el átomo permanecerá en éste nivel a menos que se le aplique un estímulo externo. Ahora bien suponiendo que una onda electromagnética de frecuencia ν dada por la ecuación (1) incide en el material, existe la probabilidad de que el átomo pase del nivel 1 al nivel 2, en donde la diferencia de energía $(E_2 - E_1)$ es obtenida de la onda incidente; a esto es a lo que se le conoce como proceso de absorción, como se muestra en la Figura 3.

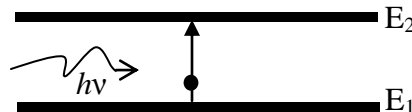


Figura 3. Esquema del proceso de absorción [31].

De forma similar a la emisión estimulada la velocidad de absorción puede definirse de la siguiente forma:

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{12}N_1 \quad (5)$$

En donde N_1 es el número de átomos (por unidad de volumen) los cuales, en un tiempo dado se encuentran en el nivel I y W_{12} es la probabilidad de absorción, el cual esta define como:

$$W_{12} = \sigma_{12}\phi \quad (6)$$

Donde σ_{12} es la sección transversal de absorción que es una característica de área y solo depende en particular de la transición y ϕ representa el flujo de fotones.

1.3.3 Amplificación láser

Un amplificador láser, es un amplificador óptico coherente, esto significa que es un dispositivo que amplifica la amplitud de un campo óptico mientras mantiene su fase, además de lo anterior si un campo óptico monocromático, es decir, con un espectro definido en un pequeño rango continuo de frecuencias incide en un amplificador óptico, la salida también es monocromática y debe ser de las mismas frecuencias.

El principio básico de funcionamiento de un amplificador óptico coherente es la emisión estimulada tal y como lo indica el acrónimo LASER (Light Amplification by Stimulation Emission Radiation). La emisión estimulada induce a un átomo en un nivel superior de energía pasar a un nivel más bajo de energía, emitiendo un fotón con la misma frecuencia, polarización y dirección al fotón incidente, a su vez estos dos fotones pueden estimular la emisión de otros dos fotones conservando las mismas propiedades teniendo como resultado amplificación coherente de luz.

Considerando dos niveles cualesquiera de cierto material la diferencia de densidad de población entre los dos niveles es $N = N_2 - N_1$; si $N > 0$ existe inversión de población y el material se dice que es un material activo, lo cual significa que actúa como un amplificador y la densidad de flujo de fotones puede incrementarse; si $N < 0$ entonces el material actúa como un atenuador y la densidad de flujo de fotones decrece; Si $N = 0$ entonces se dice que el material es transparente. Ahora, por otro lado, considerando un cilindro de longitud dz y de cierta área tal como se muestra en la Figura 4, en donde $\phi(z)$ y $\phi(z) + d\phi(z)$ son

los flujos de fotones entrando y saliendo del cilindro, por lo tanto, $d\phi(z)$ es la densidad del flujo de fotones emitida dentro del cilindro [30 y 31].

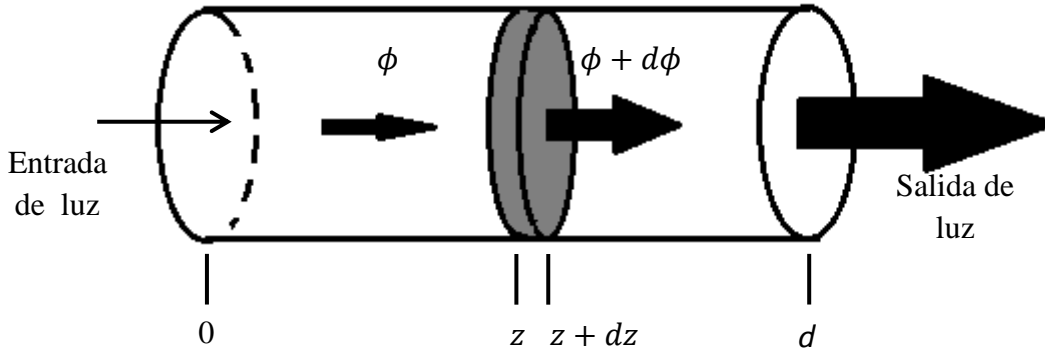


Figura 4. La densidad del flujo de fotones ϕ (fotones/cm²s) entrando a un cilindro que contiene átomos excitados, incrementando en la densidad de flujo de $\phi + d\phi$ después de una longitud dz [30].

Ahora bien considerando un material con niveles atómicos no degenerativos (esto significa que $\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma$ y por lo tanto $W_{12} = W_{21}$), la diferencia de densidad de población entre los dos niveles es $N = N_2 - N_1$, en donde N_2 es el nivel superior y N_1 es el nivel inferior, si un flujo de fotones está viajando a lo largo de z en el material, el cambio de este flujo es debido los procesos de emisión estimulada y absorción que suceden en el área sombreada en la Figura 4 y de acuerdo a las ecuaciones 4 y 5, se puede escribir lo siguiente:

$$d\phi(z) = \phi\sigma Ndz \quad (7)$$

Para generar una amplificación de una oscilación es necesario introducir una realimentación positiva, la cual generalmente se hace introduciendo el material activo entre dos espejos altamente reflejantes como se muestra en la Figura 5, de los cuales uno de los dos tiene que ser parcialmente transparente para poder extraer el haz de salida. En el esquema presentado, una onda electromagnética viaja en dirección ortogonal a la posición de los espejos reflejándose de adelante a atrás y siendo amplificado cada vez que pasa a través del material activo. Por otro lado debe tomarse en cuenta que para existir una amplificación láser es necesario cumplir con una condición de umbral, que comienza cuando la ganancia del material activo supera a las pérdidas del láser [31].

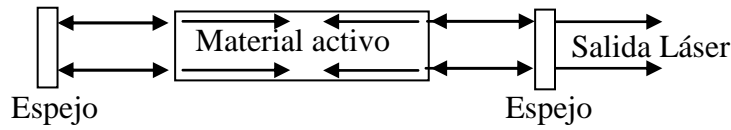


Figura 5. Esquema de un láser [31].

1.3.4 Principios generales de sistemas láser de tres niveles

En un láser de tres niveles los átomos son elevados desde el nivel base 1 al nivel 3 , después de ser elevados al nivel 3 rápidamente caen al nivel 2 , entonces es cuando la inversión de población es obtenida entre los niveles 2 y 1 (como se muestra en la Figura 6).

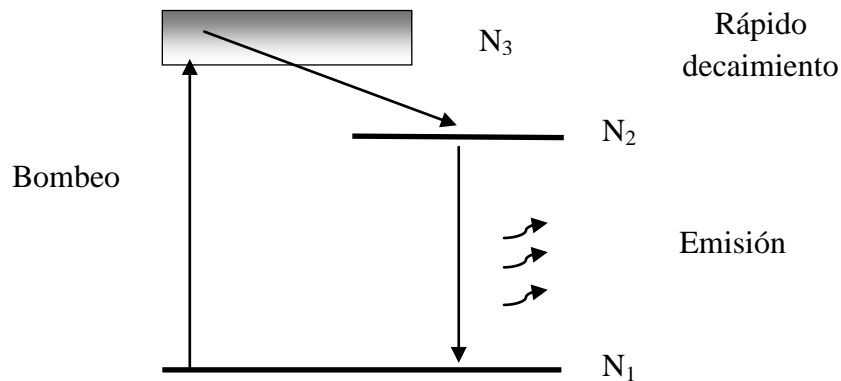


Figura 6. Esquema de un sistema laser de 3^{er} nivel [31].

Refiriéndonos al esquema de la Figura 6, se asume un bombeo desde la banda base, y si la transición de $3 \rightarrow 2$ es lo suficientemente rápida, podemos decir que $N_3 \approx 0$. Así que, las ecuaciones de razón que describen las poblaciones de los niveles son:

$$N_1 + N_2 = N_t \quad (8)$$

Donde N_1 es la población del nivel más bajo en un láser de tres niveles, N_2 es la población del segundo nivel, y N_t es la población total.

Para calcular la velocidad con la cual la población se mueve en el nivel 2 se usa la siguiente expresión:

$$\dot{N}_2 = W_p N_1 - Bq(N_2 - N_1) - (N_2/\tau) \quad (9)$$

En donde W_p es un coeficiente llamado “velocidad de bombeo”, el término $W_p N_1$ representa las cuentas del bombeo, B es un coeficiente el cual se refiere a la velocidad de transición estimulada por fotón y por modo, q corresponde al número total de fotones en la cavidad y τ representa el tiempo de vida del nivel láser superior.

La última ecuación se refiere a los fotones emitidos y se expresa de la siguiente forma:

$$\dot{q} = V_a B q (N_2 - N_1) - q / \tau_c \quad (10)$$

En donde τ_c representa el tiempo de vida del fotón y V_a es el volumen del modo en el medio activo el cual puede calcularse de la siguiente manera:

$$V_a = A_e l \quad (11)$$

De la expresión anterior A_e representa el área efectiva de la sección transversal del medio activo y l es su longitud además depende si la oscilación del láser es en uno o en varios modos.

Las ecuaciones (8), (9) y (10) pueden ser reducidas a dos ecuaciones, usando $N = N_2 - N_1$ lo cual representa la inversión de población y pueden ser reescritas de la siguiente manera:

$$\dot{N} = W_p (N_t - N) - 2BqN - \frac{N_t + N}{\tau} \quad (12)$$

$$\dot{q} = [V_a B N - (1/\tau_c)]q \quad (13)$$

Las ecuaciones (12) y (13) son conocidas como ecuaciones de razón para la inversión de población y de fotones emitidos. Un hecho notable es que la ecuación de razón de fotones emitidos para un láser de tres y cuatro niveles es la misma, pero la ecuación de razón para la inversión de población es ligeramente diferente; en particular la emisión estimulada para un sistema de tres niveles está dada por $2BqN$ la cual tiene un factor de 2, esta diferencia surge del hecho de que la emisión de un fotón implica un cambio de 2 en la inversión de población, esto es que N_2 tiene un decremento de 1 mientras N_1 incrementa en 1, por otra parte en un sistema de cuatro niveles solo existe un decremento de N_2 en 1 y existe rápido decaimiento de $I \rightarrow 0$ por lo que N_1 permanece prácticamente sin cambios [31].

Funcionamiento de onda continúa del láser de tres niveles

Para el cálculo del funcionamiento láser de un sistema de tres niveles se procede de la siguiente forma: en primer lugar el umbral de inversión de población se obtiene de hacer $\dot{q} = 0$ en la ecuación (13) y se puede escribir de la siguiente manera:

$$N_c = \frac{1}{BV_a\tau_c} \quad (14)$$

La velocidad de bombeo crítico es obtenida de la ecuación (12) haciendo $\dot{N} = 0$, $q = 0$ y $N = N_c$ así tenemos que:

$$W_{cp} = \frac{N_t + N_c}{(N_t - N_c)\tau} \quad (15)$$

En la práctica podemos ver que para ambos tipos de láser (de 3° y 4° nivel) N_c es mucho menor a N_t . Así podemos reducir la ecuación (15) y tenemos que:

$$W_{cp} \approx 1/\tau \quad (16)$$

Si se compararan las ecuaciones de la velocidad de bombeo crítico para sistemas de 3 y cuatro niveles láser, se puede observar que el bombeo láser del sistema de cuatro niveles es más pequeño por un factor de N_c/N_t que el láser de tres niveles. Lo anterior es lo que hace que exista un desempeño superior para láseres de cuatro niveles.

La inversión de onda continúa N_0 y el número de fotones de onda continua q_0 se obtiene a partir de las ecuaciones (12) y (13) haciendo $\dot{N} = \dot{q} = 0$, entonces $N_0 = N_c$ mientras que q_0 , es obtenido usando la ecuación (16) obteniendo la siguiente expresión [31]:

$$q_0 = \frac{V_a(N_t + N_0)\tau_c}{2\tau} \left(\frac{W_p}{W_{cp}} - 1 \right) \quad (17)$$

1.3.5 Resonadores láser en fibra óptica

Como se explicó anteriormente, los sistemas láser funcionan basados en los procesos de emisión espontánea, emisión estimulada y absorción, lo anterior se consigue utilizando tres elementos: una fuente de bombeo, un material activo y una cavidad resonante. Dependiendo del tipo de material activo utilizado es como se selecciona la fuente de

bombeo, la cual usualmente se hace de forma óptica o eléctrica. Particularmente para el caso de las fibras ópticas dopadas con tierras raras es requerido el uso de un bombeo óptico.

Para la construcción de láseres en fibra óptica existen diferentes configuraciones de resonadores ópticos para láseres de onda continua con fibras dopadas con tierras raras, de los cuáles el más común es el resonador de Fabry-Perot, que puede ser implementado de diferentes formas dependiendo de los elementos a usar. Este resonador puede implementarse usando espejos, rejillas Bragg o espejos en fibra óptica, como se muestra en la Figura 7.

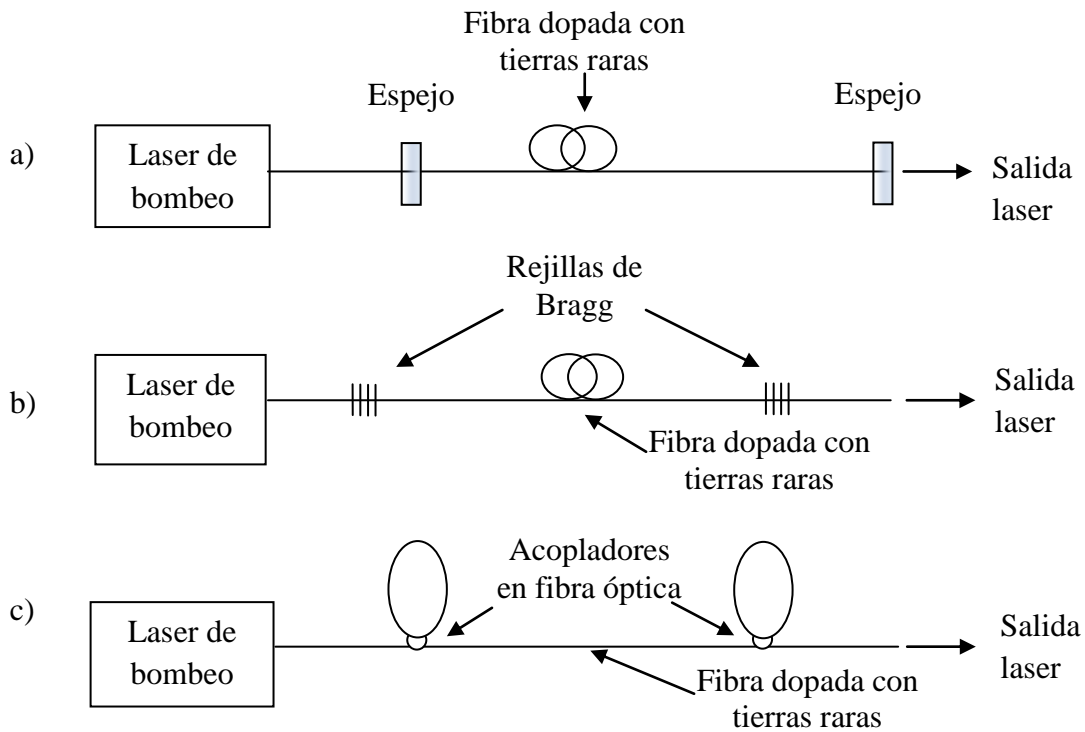


Figura 7. Esquemas de resonadores de Fabry-Perot; a) resonador con espejos dieléctricos [16]; b) resonador usando rejillas de Bragg [15]; c) resonador usando espejos fibra óptica [17].

Otro resonador menos usados es el interferómetro en fibra óptica de Fox-Smith, que consiste en un resonador de Fabry-Perot acoplado mediante un acoplador en fibra óptica, con un espejo al final del tercer brazo, en donde la fibra óptica dopada puede ir en cualquiera de los tres brazos y es bombeada a través de uno de los espejos, como se muestra en la Figura 8.

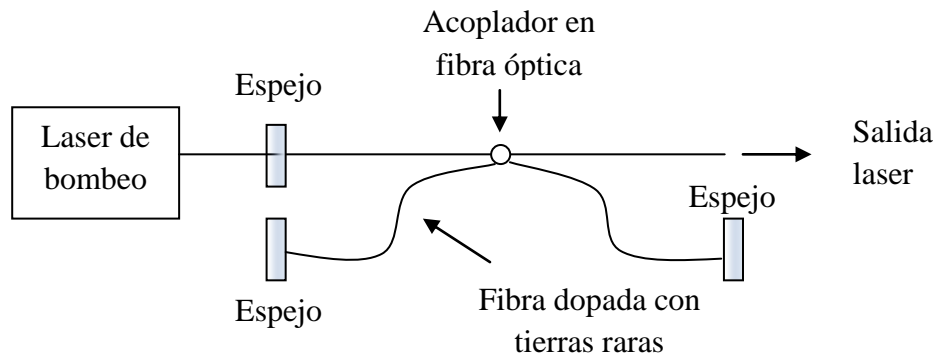


Figura 8. Resonador de Fox-Smith [32].

Uno de los resonadores más usados en la implementación de láseres con fibra dopada con tierras raras es el resonador en anillo, esto se debe a que es un resonador muy fácil de implementar y que además puede ser construido completamente en fibra óptica. Este resonador consiste básicamente en formar un lazo con la fibra dopada y un acoplador en fibra (ver la Figura 9). El bombeo óptico puede ser inyectado a través del acoplador, siempre que su relación de acoplamiento sea cercana a uno en la longitud de onda del bombeo o usando un divisor por longitud de onda (Wavelength Division Multiplexer-WDM, por sus siglas en inglés) para cerrar el lazo. Este resonador tiene la gran limitación de tener la mitad de eficiencia de un resonador de Fabry-Perot, pero puede ser corregida implantando un aislador óptico en el anillo, lo cual conlleva a una operación unidireccional. Debido a que el aislador introduce pérdidas pequeñas se tiende a tener umbrales de operación más altos, sin embargo, este tipo de resonadores usando el aislador pueden ser usados para producir láseres con delgados anchos espectrales [29].

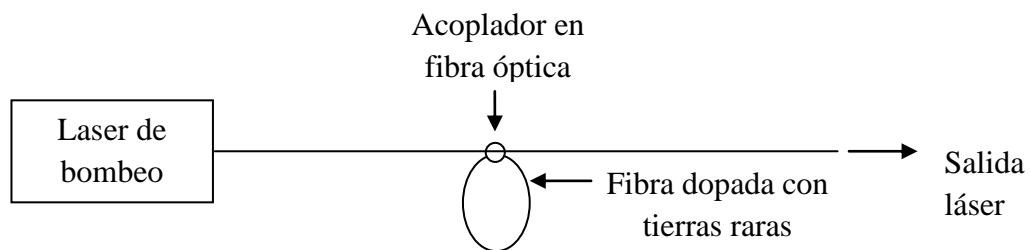


Figura 9. Resonador en anillo [18].

1.3.6 Fibras dopadas con tierras raras

Existen diferentes iones utilizados como medios activos en fibra óptica, particularmente en el caso de las fibras de sílice existen 7 comúnmente utilizados, que son: Neodimio (Nd^{3+}), Erblio (Er^{3+}), Iterbio (Yb^{3+}), Tulio (Tm^{3+}), Holmio (Ho^{3+}), Samario (Sm^{3+}) y Praseodimio (Nd^{3+}).

A manera ilustrativa de mostrar la importancia de los láseres en fibra óptica con dopajes en tierras raras, se presenta en la Figura 10 los rangos espectrales demostrados para fibras dopadas de sílice con los iones anteriormente mencionados, en donde cada barra oscura representa el rango de operación y sintonización para cada uno de ellos. En la Figura 10 se puede ver que la longitud de onda más corta generada por los iones de tierras raras es emitida por el Samario a 650nm y la longitud de onda más larga es producida por el Holmio a 2260nm. En el trabajo de tesis presente está enfocada en fibras dopadas con Erblio e Iterbio.

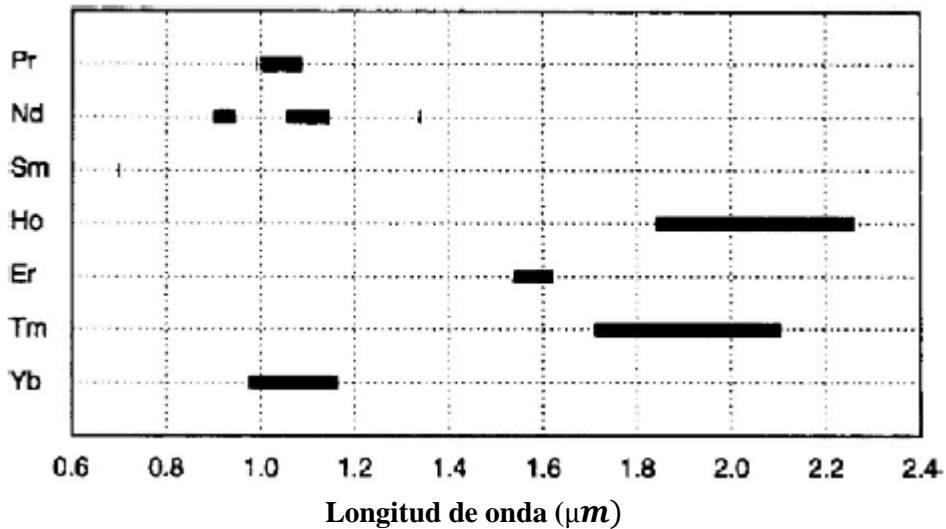


Figura 10. Rangos de operación demostrados para láseres de onda continua basados en fibra de sílice dopada con tierras raras [29].

Erbio

El Erblio es uno de los iones más extensamente estudiados debido a su potencial y aplicaciones en el área de las telecomunicaciones, debida a que su emisión opera dentro de la tercera ventana de las comunicaciones. Las fibras dopadas con Erblio pueden ser utilizadas para producir tanto anchos espectrales como delgados, puede ser usado en

onda continua, fuentes pulsadas, con una emisión entre 1500 y 1620 nm. Las propiedades espectroscopias del Erblio le permiten ser bombeado a diferentes longitudes de onda como son 532, 660, 810, 980 y 1480nm, con lo que se pueden obtener diferentes desempeños y longitudes de onda de emisión, como se muestra en la Figura 11.

Para las fibras dopadas con Erblio basadas en sílice la principal transición de interés de alta ganancia ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, que produce una emisión centrada al rededor de los 1550 nm, dicha transición tiene un comportamiento láser de tres niveles, por lo cual necesita una mayor potencia de bombeo para alcanzar el umbral en comparación con un sistema de cuatro niveles. Por otra parte, debido a que el nivel ${}^4I_{13/2}$ tiene largos tiempos de vida y altos picos de sección transversal de emisión, la eficiencia al rededor de 1550nm es alta.

En sistemas de tres niveles, como se modela al amplificador Erblio alrededor de los 1500nm, el desempeño del dispositivo está en función de las secciones transversales de emisión y absorción, las que a su vez dependen de la composición del vidrio huésped, modificando su forma y magnitud. El hecho es que los amplificadores en fibra óptica dopada con Erblio basados en sílice presentan largos tiempos de vida, lo que permite grandes inversiones de población necesitadas para producir altas ganancias que pueden ser alcanzadas con bajas potencias de bombeo en onda continua.

Es conocido que las mejores bandas de bombeo para emitir en 1500nm para óxidos de vidrio son 980nm, 1480nm y en tercer lugar la banda de 800nm. La banda de bombeo de 980 nm provee la mejor eficiencia y señal a ruido para amplificadores de señal pequeña, además permite una mejor eficiencia de conversión cuántica para amplificadores de potencia.

Los sistemas láser de tres niveles como los láseres en fibra óptica dopada con Erblio, la longitud del material activo, es decir, la longitud de la fibra dopada, es importante en el diseño del dispositivo debido a que afecta el umbral, la pendiente de eficiencia y la longitud de onda de operación. Existe una condición importante, toda longitud de la fibra sin bombeo actúa con una fuerte absorción e incrementa el umbral, sin embargo, a medida de que existe una mayor longitud de interacción entre el bombeo óptico y el material activo también se incrementa la absorción de la energía de bombeo, por tal motivo también se incrementa la potencia de la emisión de salida, por lo anterior es que se debe buscar un punto óptimo entre potencia de bombeo y longitud de la fibra dopada. Como se menciono anteriormente, la longitud de la fibra también influye en la longitud de onda láser de trabajo, si la fibra es demasiado larga, la fibra más alejada del bombeo actuara absorbiendo principalmente las longitudes de onda más cortas del espectro de ganancia [29].

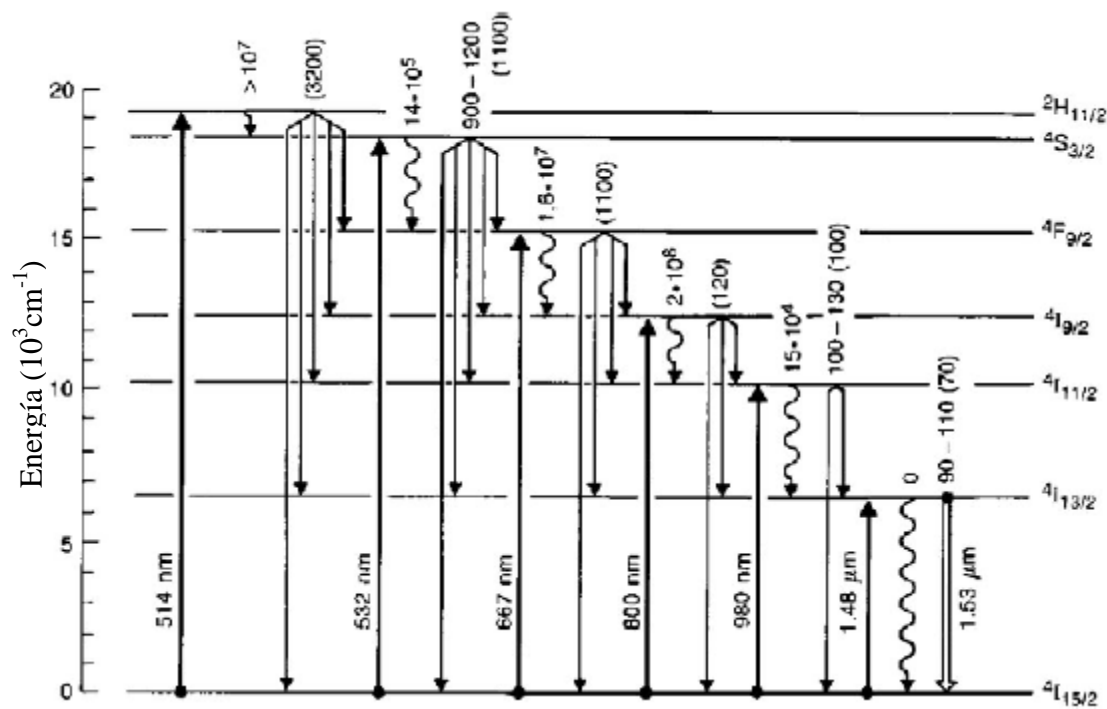


Figura 11. Bandas de transición del Erblio [29]

Iterbio

El Iterbio es uno de los iones láser más importantes usados en matrices huésped basadas en sílice. Una de las características más atractivas es su amplia banda de absorción que va desde los 850 nm hasta los 1070 nm que pertenece a la transición ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$. Por lo anterior, las fibras de sílice dopadas con Iterbio pueden ser bombeadas con amplio rango de longitudes de onda, comúnmente desde los 850 nm hasta 1064 nm de longitud de onda, entre los cuales se encuentran láseres de estado sólido y diodos láser. Otra característica importante de la fibra dopada con Iterbio basada en sílice es su amplio rango de fluorescencia, el cual se encuentra entre los 970 nm y los 1200 nm, por otra parte, el tiempo de vida media de el nivel ${}^2F_{5/2}$ usualmente se encuentra entre los 700 y los 1400 μs dependiendo del material huésped, además presenta altas secciones transversales de emisión y absorción lo que permite fuertes absorciones del bombeo usando fibras láser muy cortas [29].

Comparativamente el Iterbio tiene una espectroscopia simple con respecto a otras tierras raras, esto se dice debido a que para todas las longitudes de onda solo dos niveles de energía son relevantes: el nivel base ${}^2F_{7/2}$ y el nivel de estado excitado ${}^2F_{5/2}$, los cuales

están compuestos por cuatro y tres subniveles respectivamente, como se observa en la Figura 12 [33 y 34].

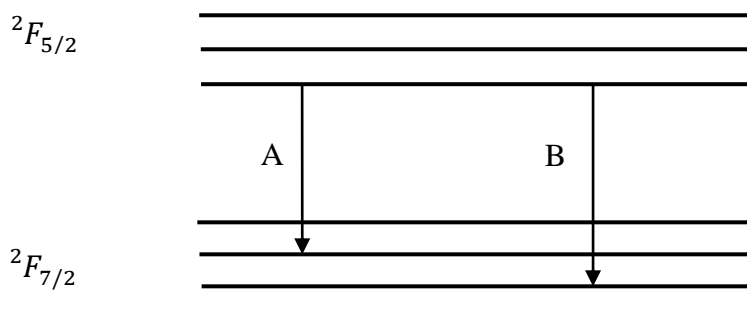


Figura 12. Diagrama de los niveles de energía del Iterbio en sílice [34].

Las fibras láser dopadas con Iterbio son típicamente bombeadas en los subniveles superiores del estado ${}^2F_{5/2}$; cuando es bombeado por debajo de 990 nm (transición A de la Figura 12), el iterbio se comporta como un sistema de tres niveles y cuando es bombeado con longitudes de onda entre 1000 a 1200 nm (transición B de la Figura 12), éste se comporta cuasi un sistema de cuatro niveles [29].

Conclusiones del capítulo I

Los iones de tierras raras poseen propiedades ópticas como medios activos, los cuales son empleados en la fabricación de amplificadores ópticos y dispositivos láser. Desde algunas décadas atrás, han despertado un particular interés, como material dopante de fibras ópticas, debido a que su estructura óptica y geométrica, confina la luz en su interior, permitiendo grandes longitudes de interacción con el bombeo óptico, por lo que, presentan un alto desempeño como amplificadores ópticos o dispositivos láser. Otra ventaja del uso de las fibras dopadas, es que permite una compacta implementación de los dispositivos láser.

Este trabajo se enfoca en las fibras dopadas con Erbio e Iterbio las cuales presentan la característica de tener una banda de absorción alrededor de 980 nm de longitud de onda y se comportan como sistemas láser de tres niveles.

Capítulo II. Modelo teórico

Se han desarrollado diferentes modelos teóricos para describir el comportamiento de la ganancia y la emisión de las fibras láser, lo cual se hace usando las ecuaciones de razón, se describen las poblaciones electrónicas del estado base y el estado excitado, en conjunto con las ecuaciones que describen la evolución de la señal de bombeo y la señal láser a lo largo del medio activo, donde la señal láser se modela para ambos sentidos, es decir, en sentido en el cual viaja el bombeo óptico y en sentido opuesto.

Como se explicó antes, para producir una emisión láser es necesario producir una inversión de población en un material dado, la cual puede ser producida tomando en cuenta los niveles energéticos atómicos desde un equilibrio térmico, en donde el nivel 1 es más poblado que el nivel 2 , esto quiere decir que la absorción será predominante sobre la emisión. Si se introduce un bombeo óptico al material en donde la energía de la onda electromagnética provea la energía suficiente para elevar la energía del material al siguiente nivel de energía se podrían producir transiciones de $1 \rightarrow 2$ y $2 \rightarrow 1$ por lo que se esperaría una inversión de población; si esto se hace en la práctica podríamos ver que este sistema de 2 niveles no funciona, para solucionar esto se trabaja en niveles más altos de energía, en tres y cuatro niveles [29]. Lo cual depende de la matriz huésped, la naturaleza electrónica del ion de tierras raras y del rango de operación láser, esto significa, que depende de la longitud de onda del bombeo óptico; en la tabla 4 se muestran algunos ejemplos de lo anterior.

Existe un fenómeno conocido como absorción del estado excitado (Excited State Absorption, ESA, por sus siglas en inglés) que al ser tomado en cuenta, ha dado lugar al desarrollo de modelos teóricos de 5 niveles [35]. Dicho fenómeno está presente tanto amplificadores como osciladores, el cual se presenta como absorciones a la longitud de onda de bombeo o, a la señal amplificada o, la salida láser. Este efecto, cual sea el caso al que afecte, resulta en una disminución de la eficiencia. Particularmente en este trabajo, dicho efecto no se toma en cuenta.

En el trabajo aquí presente se usan fibras de vidrio dopadas con Erblio e Iterbio, con un bombeo de 980 nm de longitud de onda lo cual corresponde a longitudes de onda de trabajo alrededor de 1550 nm y 1040nm respectivamente y su funcionamiento corresponde a un sistema láser de 3 niveles. En este tipo de láseres, como se dijo anteriormente, la longitud de la fibra dopada es un parámetro importante, dicho parámetro afecta el umbral y la eficiencia del dispositivo. Una cualidad importante de los láseres en fibra es que se puede incrementar la potencia de bombeo absorbida al incrementar la longitud de la fibra dopada,

con lo cual también se incrementa la potencia de salida del dispositivo. Otra característica importante de estos dispositivos es que toda longitud de fibra activa no bombeada actúa como un fuerte absorbedor a la longitud de onda del láser por lo que se incrementa el umbral. Es por estos motivos que el modelo teórico permite calcular una longitud óptima de la fibra en función de los parámetros de la fibra dopada, lo que permite minimizar el umbral y maximizar la eficiencia del dispositivo [36].

Tabla 4. Amplificadores y láseres en fibras de vidrio [29].

Rango de operación	Ion activo	Transición	Tipo de huésped		Tipo de transición ¹
			Óxido	Fluoruro	
≈455	Tm ³⁺	¹ D ₂ → ³ F ₄		Yes	UC, ST
≈480	Tm ³⁺	¹ G ₄ → ³ H ₆	Yes	Yes	UC, 3L
≈490	Pr ³⁺	³ P ₀ → ³ H ₄		Yes	UC, 3L
≈520	Pr ³⁺	³ P ₁ → ³ H ₅		Yes	UC, 4L
≈550	Ho ³⁺	⁵ S ₂ , ⁵ F ₄ → ⁵ I ₈	No	Yes	UC, 3L
≈550	Er ³⁺	⁴ S _{3/2} → ⁴ I _{15/2}	No	Yes	UC, 3L
601–618	Pr ³⁺	³ P ₀ → ³ H ₆		Yes	UC, 4L
631–641	Pr ³⁺	³ P ₀ → ³ F ₂		Yes	UC, 4L
≈651	Sm ³⁺	⁴ G _{5/2} → ⁶ H _{9/2}	Yes		4L
707–725	Pr ³⁺	³ P ₀ → ³ F ₄		Yes	UC, 4L
≈753	Ho ³⁺	⁵ S ₂ , ⁵ F ₄ → ⁵ I ₇	No	Yes	UC, ST
803–825	Tm ³⁺	³ H ₄ → ³ H ₆	No	Yes	3L
≈850	Er ³⁺	⁴ S _{3/2} → ⁴ I _{13/2}	No	Yes	4L
880–886	Pr ³⁺	³ P ₁ → ¹ G ₄		Yes	4L
902–916	Pr ³⁺	³ P ₁ → ¹ G ₄		Yes	4L
900–950	Nd ³⁺	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{9/2}	Yes		3L
970–1040	Yb ³⁺	⁵ F _{5/2} → ⁵ F _{7/2}	Yes		3L
980–1000	Er ³⁺	⁴ I _{11/2} → ⁴ I _{15/2}	No	Yes	3L
1000–1150	Nd ³⁺	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2}	Yes	Yes	4L
1060–1110	Pr ³⁺	¹ D ₂ → ³ F ₄	Yes		4L
1260–1350	Pr ³⁺	¹ G ₄ → ³ H ₅	No	Yes	4L
1320–1400	Nd ³⁺	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{13/2}	Yes	Yes	4L
≈1380	Ho ³⁺	⁵ S ₂ , ⁵ F ₄ → ⁵ I ₅	?	Yes	4L
1460–1510	Tm ³⁺	³ H ₄ → ³ F ₄	No	Yes	ST
≈1510	Tm ³⁺	¹ D ₂ → ¹ G ₄		Yes	UC, 4L
1500–1600	Er ³⁺	⁴ I _{13/2} → ⁴ I _{15/2}	Yes	Yes	3L
≈1660	Er ³⁺	² H _{11/2} → ⁴ I _{9/2}	No	Yes	4L
≈1720	Er ³⁺	⁴ S _{3/2} → ⁴ I _{9/2}	No	Yes	4L
1700–2015	Tm ³⁺	³ F ₄ → ³ H ₆	Yes	Yes	3L
2040–2080	Ho ³⁺	⁵ I ₇ → ⁵ I ₈	Yes	Yes	3L
2250–2400	Tm ³⁺	³ H ₄ → ³ H ₅	No	Yes	4L
≈2700	Er ³⁺	⁴ I _{11/2} → ⁴ I _{13/2}	No	Yes	ST
≈2900	Ho ³⁺	⁵ I ₆ → ⁵ I ₇	No	Yes	ST

¹ 3L, tres niveles; 4L cuatro niveles; UC, up conversión; ST, apparent self-terminating.

2.1 Amplificación en sistemas de tres niveles.

Al utilizar un sistema de tres niveles como el que se muestra en la Figura 13, en el cual se considera al estado base como al nivel 1; al estado intermedio, al nivel 2 y al estado superior, al nivel 3. De donde el estado 2 tiene un largo tiempo de vida para el caso de un buen amplificador, al cual comúnmente se refiere como el nivel metaestable, este nivel es el nivel superior de la transición de amplificación, por lo tanto el nivel uno es el nivel inferior. Los tres niveles del diagrama de la Figura 13 (N_1 , N_2 y N_3) solo representan una parte de la estructura de los niveles de energía de un material, los cuales son relevantes en el proceso de amplificación. Como se explicó anteriormente, para obtener amplificación, es necesario una inversión de población entre los niveles 1 y 2, significa que desde un estado base (nivel 1) al menos la mitad de la población de iones del medio activo necesitan estar excitados en el nivel 2 esto se logra cuando se alcanza la potencia umbral de bombeo [37].

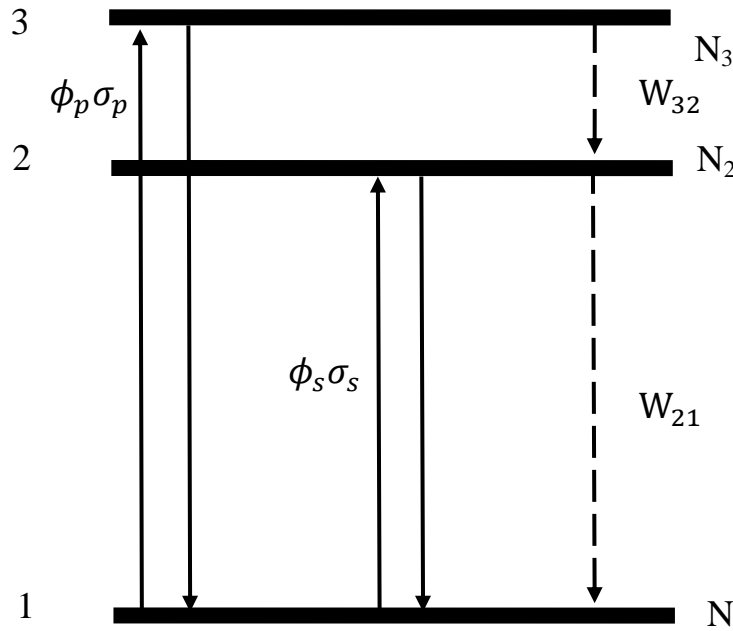


Figura 13. Sistema de tres niveles usado para el modelo del amplificador [37].

Asumiendo que las intensidades del bombeo y la señal, como una distribución uniforme en las dimensiones, sobre la sección transversal del área de una fibra. El flujo incidente de luz a una frecuencia correspondiente de la transición $1 \rightarrow 3$ (en número de fotones por unidad de tiempo por unidad de área) es denotado por ϕ_p y corresponde al bombeo. El flujo incidente a la frecuencia correspondiente para la transición $2 \rightarrow 1$ (en número de fotones por unidad de tiempo por unidad de área) es denotado por ϕ_s lo cual corresponde a la señal del campo. El cambio de la población de cada nivel es alcanzado de la absorción de fotones del

campo de luz incidente, de la emisión espontánea, la emisión estimulada y de otras maneras de liberar energía que son particulares de cada nivel. De la Figura 13, W_{32} representa la probabilidad de que la transición de $3 \rightarrow 2$ ocurra y W_{21} la probabilidad de que transición de $2 \rightarrow 1$ ocurra, esta última en la práctica es la transición radiativa y se puede definir de la siguiente forma [37]:

$$W_{21} = \frac{1}{\tau_2} \quad (18)$$

En donde τ_2 es el tiempo de vida del nivel 2; la sección transversal de absorción para la transición de $1 \rightarrow 3$ se representa por σ_p y la sección transversal de emisión para la transición de $2 \rightarrow 1$ por σ_s . Además, se asumen estados no degenerativos, lo que como antes se explicó significan que las secciones transversales son iguales.

Entonces podemos escribir las ecuaciones de razón para los cambios de población como se muestra a continuación [37]:

$$\frac{dN_3}{dt} = -W_{32}N_3 + (N_1 - N_3)\phi_p\sigma_p \quad (19)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -W_{21}N_2 + W_{32}N_3 - (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s \quad (20)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = W_{21}N_2 + (N_1 - N_3)\phi_p\sigma_p + (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s \quad (21)$$

para el caso en estado estacionario, las derivadas en el tiempo son iguales a cero,

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = 0 \quad (22)$$

y la población total N está dada por

$$N = N_1 + N_2 + N_3 \quad (23)$$

Usando la ecuación (19) en estado estacionario podemos encontrar la población del nivel 3, que se escribe de la siguiente forma:

$$N_3 = \frac{1}{1 + \frac{W_{32}}{\phi_p \sigma_p}} N_1 \quad (24)$$

Si W_{32} es grande (entonces hay un rápido decaimiento del nivel 3 al nivel 2) comparado con la velocidad efectiva en el nivel 3, $\phi_p \sigma_p$, N_3 tiene un valor cercano a cero, por lo que la población mayoritariamente se encuentra en los niveles 1 y 2. Usando la ecuación (24) y substituyendo N_3 en la ecuación (20) en estado estacionario, se obtiene [37]:

$$N_2 = \frac{\frac{\phi_p \sigma_p}{W_{32}} + \phi_s \sigma_s}{W_{21} + \phi_s \sigma_s} N_1 \quad (25)$$

Usando la ecuación (23) se pueden deducir las poblaciones N_1 y N_2 , por lo tanto también se puede encontrar una expresión para la inversión de población:

$$N_2 - N_1 = \frac{\phi_p \sigma_p - W_{21}}{W_{21} + 2\phi_s \sigma_s + \phi_p \sigma_p} N \quad (26)$$

La condición para que exista inversión de población, y por lo tanto ganancia en la transición de $2 \rightarrow 1$ (asumiendo que no hay pérdidas de retorno), es que $N_2 \geq N_1$. Así que el umbral corresponde cuando la población en los niveles 1 y 2 es igual ($N_1 = N_2$), entonces el flujo de bombeo requerido para alcanzar el umbral es el siguiente:

$$\phi_{th} = \frac{W_{21}}{\sigma_p} = \frac{1}{\tau_2 \sigma_p} \quad (27)$$

La intensidad de bombeo, en unidades de energía por unidad de área por tiempo, se expresa como $I_p = h\nu_p \phi_p$. Así también podemos escribir la intensidad de umbral de bombeo, la cual viene dada por la siguiente expresión:

$$I_{th} = \frac{h\nu_p W_{21}}{\sigma_p} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_2} \quad (28)$$

La ecuación (28) es fácil de entender, si tenemos un valor grande para σ_p significa que existe una alta probabilidad de que los fotones de bombeo sean absorbidos, esto quiere decir que un menor número de fotones absorbidos son necesarios para alcanzar el umbral. Por otra parte, si existe un largo tiempo de vida τ_2 , entonces habrá una gran cantidad de energía almacenada en el nivel 2 y como resultado es necesario una menor cantidad de fotones de bombeo para mantener la energía en el nivel 2. De lo anterior podemos resumir en dos puntos las condiciones necesarias para obtener un pequeño umbral de bombeo [37]:

- Valores grandes para la sección transversal de absorción.
- Tiempos de vida largos para el nivel metaestable.

2.1.1 Ganancia de señal pequeña y régimen de saturación

Considerando que N, N_1, N_2 y N_3 son las densidades de población las cuales están en número de iones por unidad de volumen. Se tienen dos campos de luz viajando a lo largo del medio, los que interactúan con los iones, con intensidades I_s (el campo de la señal) e I_p (el campo de bombeo). El flujo de fotones viene dado por [37]:

$$\phi_s = \frac{I_s}{h\nu_s} \quad (29)$$

y

$$\phi_p = \frac{I_p}{h\nu_p} \quad (30)$$

Por simplicidad, se tratará a la señal en un caso unidimensional, el cual es a lo largo de la dirección z , paralelo al eje de la fibra, en donde las intensidades del campo de luz son derivados de la potencia de campo de luz, que están relacionadas de la siguiente forma [37]:

$$I(z) = \frac{P(z)\eta}{A_{eff}} \quad (31)$$

En donde $P(z)$ es la potencia del campo de luz, η es el factor de traslape, representando el traslape que hay entre los iones activos y el campo de luz, A_{eff} es el área efectiva de la sección transversal de la distribución de iones activos. La ecuación (31) establece que la intensidad del campo en un punto z de la fibra será tomada de su sección transversal promedio.

Por otra parte para el siguiente análisis se asume que tanto el bombeo como la señal se propagan en la misma dirección. Los campos serán atenuados o amplificados después de una longitud infinitesimal dz por los efectos de la absorción elevando los iones desde el estado base (N_1) y la emisión estimulada de los iones del estado excitado (N_2 y N_3) [37].

$$\frac{d\phi_s}{dz} = (N_2 - N_1)\sigma_s\phi_s \quad (32)$$

$$\frac{d\phi_p}{dz} = (N_3 - N_1)\sigma_p\phi_p \quad (33)$$

Con las ecuaciones (32) y (33) y haciendo uso de las ecuaciones de la (23) a la (26) se puede encontrar la intensidad del crecimiento de la señal [37]:

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{\frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p} - W_{21}}{W_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_s I_s N \quad (34)$$

Y para el caso de la atenuación de la intensidad del bombeo se puede escribir de la siguiente forma:

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + W_{21}}{W_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_p I_p N \quad (35)$$

Particularmente en la ecuación (34) es claro que la condición para que exista ganancia del campo de la señal y que además es una condición derivada de la inversión de población es [37]:

$$I_p \geq I_{th} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_2} \quad (36)$$

A manera de simplificar los siguientes términos se definen las siguientes expresiones normalizadas para la intensidad de la señal y la intensidad del bombeo:

$$I'_p = \frac{I_p}{I_{th}} \quad (37)$$

$$I'_s = \frac{I_s}{I_{th}} \quad (38)$$

Además se define la constante p como:

$$p = \frac{\nu_p \sigma_s}{\nu_s \sigma_p} \quad (39)$$

Ahora se define la intensidad de saturación, la cual viene dada por la siguiente expresión:

$$I_{sat} = \frac{1 + I'_p}{2p} \quad (40)$$

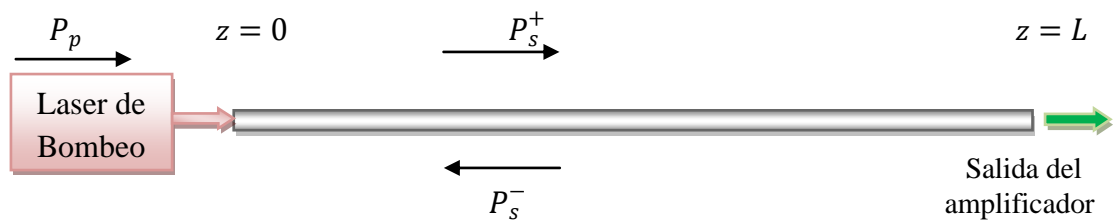
De la ecuación anterior se dice que la ganancia de señal pequeña se lleva a cabo cuando $I'_s \gg I_{sat}$ en donde esta condición es satisfecha cuando la señal es débil pero el bombeo es fuerte [37].

Cuando el caso contrario se presenta, es decir, que el valor de I'_s es comparable con el valor de I_{sat} , el crecimiento de la señal es amortiguado por un factor de saturación de $1/(1 + (I'_s/I_{sat}))$. Un fenómeno interesante de la potencia de saturación es que no es constante, sin embargo este crece de forma lineal con la potencia de bombeo [37].

2.2 Solución analítica de láseres de tres niveles en fibra óptica

El modelado teórico de un láser en fibra óptica es similar al modelado de los láseres de volumen, en donde se combinan las ecuaciones de razón del sistema laser, que describen las poblaciones electrónicas del estado base y del estado excitado de los iones láser, con las ecuaciones de la evolución de la potencia de bombeo y la potencia de la señal emitida a lo largo del medio activo.

a)



b)

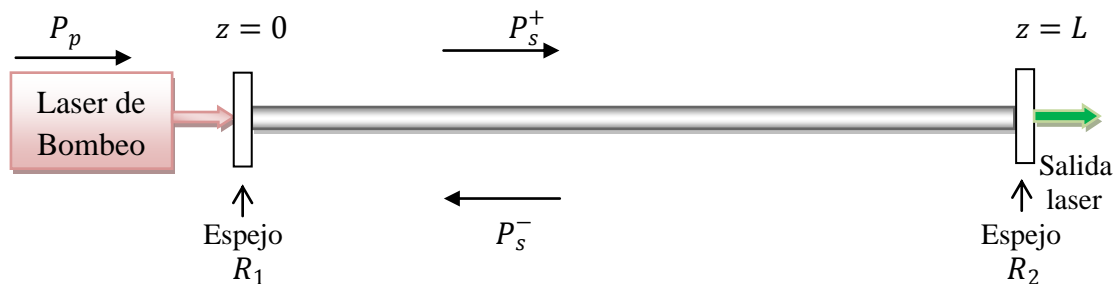


Figura 14. Esquemas de diagrama de bombeo y señal para: a) una fuente superluminiscente y b) láser en fibra.

En la sección 2.1, se habló del modelado teórico para amplificadores de tres niveles, en donde se obtuvo ecuaciones que describen el comportamiento de la evolución de bombeo a lo largo de la fibra y también para la señal emitida por la fibra dopada. En la presente sección se presenta una forma alternativa de las ecuaciones de propagación, de señal de bombeo y la señal emitida, pero esta vez en función de los parámetros de la fibra dopada.

El funcionamiento láser de una fibra óptica se describe de la misma forma que se hace para una fuente superluminiscente en fibra óptica dopada con tierras raras, haciendo uso de las ecuaciones de razón en función de los parámetros de la fibra, pero se diferencian en su la solución; por ejemplo, si se observa la Figura 14, para el caso a) tenemos la implementación de una fuente superluminiscente, en donde sus condiciones de frontera son para un extremo $z = 0$ y para el otro extremo es $z = L$, en donde L representa el largo total de la fibra dopada. Por otra parte, de la Figura 14, caso b) en donde $z = 0$, ahora se tiene un espejo con una reflectividad de R_1 (idealmente con una reflectividad del 100%) que refleja la señal radiada P_s^- en sentido coincidente a la propagación del bombeo P_p ; de manera similar para cuando $z = L$, hay un acoplador de salida, que es un espejo con una reflectividad R_2 (con una reflectividad menor al 100%) la que refleja la señal P_s^+ en sentido opuesto a la propagación del bombeo P_p . Es por esta razón que se presenta a continuación como primer punto el análisis de una fuente superluminiscente y como siguiente punto se aborda el láser en fibra.

2.2.1 Modelo para una fuente superluminiscente en fibra

En esta sección se presenta una versión modificada de las ecuaciones de razón que describen la evolución de las potencias de la señal de bombeo y la señal generada a lo largo de la fibra. Este modelo a diferencia del presentado en la sección 2.1 está en función de los parámetros intrínsecos de la fibra dopada, por lo que resulta más sencillo en la práctica su uso. Las ecuaciones utilizadas en este trabajo son las siguientes [38 y 39]:

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\gamma_p(z)P_p(z), \quad (41)$$

$$\frac{dP_s^\pm(z, \lambda_i)}{dz} = \pm\{G_e(z, \lambda_i)[P_s^\pm(z, \lambda_i) + P_0] - G_a(z, \lambda_i)P_s^\pm(z, \lambda_i)\}, \quad (42)$$

Para ambas ecuaciones z es la coordenada del eje longitudinal y está en dirección de la propagación del bombeo; $P_p(z)$ es la potencia con la cual se bombea la fibra óptica dopada; $\gamma_p(z)$ es el coeficiente de absorción del bombeo dependiente del cambio de la coordenada z ; $P_s^\pm(z, \lambda_i)$ es la densidad espectral de la potencia de la señal dependiente de la longitud de onda (λ) y de la fibra óptica (z) en donde P_s^+ corresponde a la dirección de la señal emitida coincidente con la propagación del bombeo y P_s^- corresponde a la dirección de la señal emitida es contraria a la señal de bombeo; $G_e(z, \lambda_i)$ es el coeficiente de amplificación en potencia para la radiación espontánea; $G_a(z, \lambda_i)$ es el coeficiente de absorción en potencia para la radiación espontánea; P_0 es el equivalente del espectro de la densidad de potencia de entrada para la radiación de emisión espontánea y λ_i es la densidad espectral de la potencia de la señal dependiente de la longitud de onda λ .

La ecuación (41) representa la evolución de la potencia de bombeo de la fibra dopada, en esta ecuación se observa que hay un signo negativo multiplicando a los coeficientes, por lo que se sabe que se hay una atenuación del bombeo, por otra parte $\gamma_p(z)$ que como ya se explicó que es un coeficiente de absorción se define de la siguiente forma considerando un caso de señal pequeña:

$$\gamma_p(z) = \frac{N_T \sigma_p}{\frac{P_p(z)}{P_p^{th}} + 1} \quad (43)$$

En donde P_p^{th} es la potencia de umbral. Dependiendo de los parámetros de la fibra óptica dopada, se describe de la siguiente forma:

$$P_p^{th} = \pi a^2 \left(\frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau} \right) \quad (44)$$

En otras palabras se puede decir que la ecuación (41) corresponde a la propagación de la señal de bombeo a través de un medio absorbente, usualmente para encontrar los valores de $\gamma_p(z)$ es necesario recurrir a un método numérico debido a que $\gamma_p(z)$ y $P_p(z)$ son parámetros dependientes uno de otro. Resolviendo la ecuación (41) con condiciones de frontera $P_p(z = 0) = P_{IN}$ y además suponiendo por simplicidad γ_p como constante, donde P_{IN} es la potencia de entrada, entonces la solución se expresa de la siguiente forma:

$$P_p(z) = P_{IN} e^{-z\gamma_p} \quad (45)$$

Como podemos observar la solución de esta ecuación para estas condiciones particulares en la frontera es una exponencial decreciente lo cual indica, en términos de la

longitud, que entre mayor sea el largo de la fibra dopada, la potencia de bombeo a lo largo de la fibra dopada decrecerá de forma exponencial.

La ecuación (41) puede ser descrita de la siguiente forma [39]:

Cuando $P_p(z) < P_p^{th}$,

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -\gamma_p P_p(z), \quad (46)$$

en donde γ_p es constante. Si $P_p(z) > P_p^{th}$ entonces:

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -N_T \pi a^2 \left(\frac{h\nu_p}{\tau} \right) \quad (47)$$

Donde σ_p es la sección transversal de transición de la absorción del bombeo; a es el radio del núcleo de la fibra óptica; ν_p es la frecuencia de bombeo; h es la constante de Planck; τ es el tiempo de vida del nivel de trabajo superior para la radiación espontanea y N_T es la concentración de iones.

Entonces la solución de la ecuación diferencial (47), se describe como:

$$P_p(z) = P_{IN} - \left(N_T \pi a^2 \left(\frac{h\nu_p}{\tau} \right) \right) z \quad (48)$$

Al igual que la ecuación (45) podemos observar que a medida que z aumenta, $P_p(z)$ se comporta de manera decreciente, con la limitación física de que no podemos tener un valor para este menor a 0. La ecuación (48) será la expresión utilizada en simulaciones debido a que nos ofrece simplicidad en los cálculos.

En la ecuación (42) podemos ver que en realidad son dos ecuaciones, una de ellas indica la señal de la amplificación de la emisión espontanea en la misma dirección de la propagación del bombeo y la otra en sentido opuesto, por lo tanto se buscan dos diferentes soluciones. Como ya se explico anteriormente tomando como el signo positivo la propagación en dirección del bombeo se tiene la primera solución que se escribe de la siguiente forma [37-39]:

$$P_s^+(z, \lambda_i) = \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0 e^{zG_b(z, \lambda_i)} - \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0, \quad (49)$$

En esta solución podemos observar que la potencia de salida cuando es coincidente con la dirección de la fuente de bombeo, tiene su valor mínimo cuando la coordenada longitudinal a través del eje de la fibra dopada sea $z = 0$ y se incrementara a medida que la longitud de la fibra aumenta.

La segunda solución representa la potencia de salida cuando su dirección es contraria a la propagación del bombeo [37-39]:

$$P_s^-(z, \lambda_i) = \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0 e^{(L-z)G_b(z, \lambda_i)} - \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0, \quad (50)$$

Donde para las ecuaciones (49) y (50)

$$G_b(z, \lambda_i) = G_e(z, \lambda_i) - G_a(z, \lambda_i), \quad (51)$$

Esta ecuación representa el coeficiente de ganancia neta estimulada.

Ahora podemos observar el comportamiento opuesto a la ecuación (49), para la ecuación (50) la potencia de la señal emitida será mínima cuando la coordenada longitudinal sea $z = L$, donde L es la longitud total de la fibra óptica dopada y la máxima potencia será alcanzada cuando $z = 0$.

Los factores $G_e(z, \lambda_i)$ y $G_a(z, \lambda_i)$ pueden definirse de la siguiente forma:

$$G_e(z, \lambda_i) = N_T \sigma_e(\lambda_i) (1 - \eta) \left[\frac{\frac{P_p(z)}{P_p^{th}}}{\frac{P_p(z)}{P_p^{th}} + 1} \right] \quad (52)$$

$$G_a(z, \lambda_i) = N_T \sigma_a(\lambda_i) (1 - \eta) \left[\frac{1}{\frac{P_p(z)}{P_p^{th}} + 1} \right] \quad (53)$$

En donde el factor de traslape viene dado por la siguiente expresión:

$$\eta = e^{\left(\frac{-a}{\omega_s}\right)^2} \quad (54)$$

y ω_s es el radio de la distribución del campo de la moda de la señal útil.

2.2.2 Modelo para un láser en fibra

Como ya se explicó con anterioridad, el modelo teórico para una fuente superluminiscente y un láser en fibra es el mismo, pero la solución de las ecuaciones diferenciales se diferencia en sus condiciones de frontera. Inicialmente para simplificar el estudio se puede comenzar con el caso más simple y común, el cual es el láser usando espejos paralelos altamente reflejantes, también conocido como resonador de Fabry-Perot.

En la Figura 15 se muestra igual que antes el esquema de un láser en fibra, implementado con el resonador de Fabry-Perot, para el caso de las fibras en los extremos no había ningún tipo de elemento, en este caso ahora se tienen dos espejos planos en los extremos de la fibra. Comenzando el extremo en donde se introduce el bombeo, es decir, cuando $z = 0$ tenemos el espejo 1 con una reflectividad R_1 , el cual refleja hacia adelante la potencia de la señal que viaja en sentido opuesto al bombeo, modificando en el sentido opuesto y coincidente la propagación de la potencia $P_s^-(z = 0)$, quedando como condición de frontera: $P_{sFL}^+(z = 0) = R_1 P_s^-(z = 0)$. Analizando de manera similar para $z = L$, ahora se tiene el espejo 2 de salida con una reflectividad R_2 , en esta ocasión la potencia que viaja en sentido coincidente a la propagación del bombeo es reflejada hacia atrás, es decir, $P_s^+(z = L)$ se propaga en dirección opuesta al bombeo, entonces se obtiene la segunda condición inicial quedando de la siguiente forma: $P_{sFL}^-(z = L) = R_2 P_s^+(z = L)$.

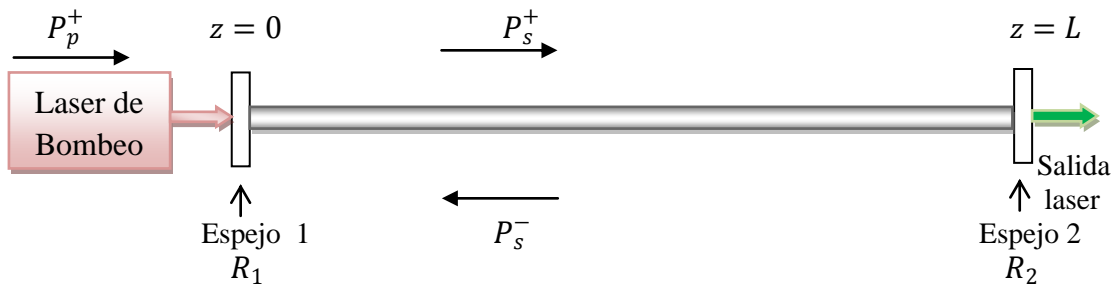


Figura 15. Esquema de propagación de un láser de Fabry-Perot en fibra.

Regresando a las ecuaciones (41) y (42) tenemos que para la primera, su solución permanece sin cambios debido a que las condiciones de frontera para ésta no se modifican, donde una vez más se utiliza la ecuación (47) para describir la evolución del bombeo a lo largo de la fibra, teniendo entonces como solución la ecuación (48). Para la ecuación (42), en donde se utilizaron las nuevas condiciones de frontera, se tienen las siguientes soluciones:

$$P_{SFL}^+(z, \lambda_i) = \left(\frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0 + R_1 P_s^-(0, \lambda_i) \right) e^{zG_b(z, \lambda_i)} - \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0, \quad (55)$$

$$P_{SFL}^-(z, \lambda_i) = \left(\frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0 + R_2 P_s^+(L, \lambda_i) \right) e^{(L-z)G_b(z, \lambda_i)} - \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0, \quad (56)$$

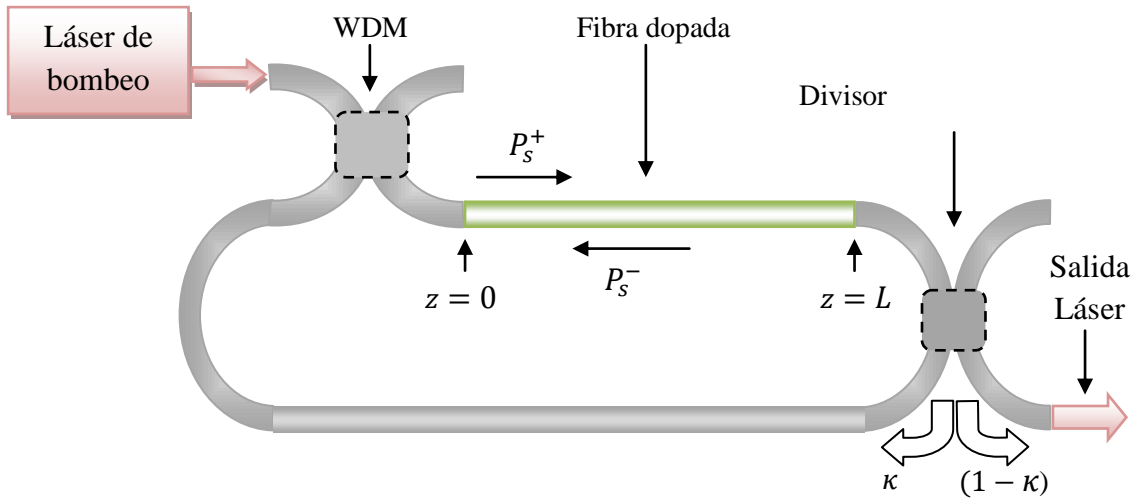


Figura 16. Esquema de un láser en fibra en anillo.

En la Figura 16 se presenta el segundo caso en estudio que es un láser en configuración en anillo, de manera similar al láser con espejos paralelos, se pueden deducir las nuevas condiciones de frontera, si observamos con atención para el caso cuando $z = 0$ se tiene un acoplador WDM 2x2 por donde se introduce el bombeo y para cuando $z = L$ se tiene como acoplador de salida un divisor de potencia 2x2. Para establecer las condiciones iniciales cuando $P_s^+(z = 0)$, se observa la Figura 16 que la fibra dopada en este punto es

realimentada por la fracción de la potencia de salida $\kappa P_s^+(z = L)$, donde κ es la razón de acoplamiento del divisor, menos pérdidas debidas al acoplador de salida e interconexión α_1 , entonces las condiciones de frontera para $z = 0$ son: $P_{sRL}^+(z = 0) = \alpha_1 \kappa P_s^+(z = L)$. De manera similar ahora para cuando $z = L$ se tiene el divisor de potencia, el cual es un acoplador de dos vías es decir, la luz es transmitida en ambas direcciones, entonces para $P_s^-(z = L)$, se tiene que la potencia es realimentada con $\alpha_2 P_s^-(z = 0)$, donde α_2 son las pérdidas totales debido a los acopladores, entonces las condiciones iniciales cuando $z = L$ son: $P_{sRL}^-(z = L) = \alpha_2 P_s^-(z = 0)$.

Regresando una vez más a la ecuación (42), y ahora aplicando las condiciones iniciales para un resonador en anillo se tienen las siguientes soluciones para la propagación y evolución de la señal:

$$P_{sRL}^+(z, \lambda_i) = \left(\frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0 + \alpha_1 \kappa P_s^+(L, \lambda_i) \right) e^{zG_b(z, \lambda_i)} - \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0, \quad (57)$$

$$P_{sRL}^-(z, \lambda_i) = \left(\frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0 + \alpha_2 P_s^-(0, \lambda_i) \right) e^{(L-z)G_b(z, \lambda_i)} - \frac{G_e(z, \lambda_i)}{G_b(z, \lambda_i)} P_0, \quad (58)$$

Para ambos resonadores la potencia de salida está en función de la relación del acoplador de salida, en donde la potencia de salida es la fracción de la potencia de la señal que viaja en sentido coincidente del bombeo, en este punto se observa que la eficiencia del resonador en anillo tal y como se encuentra es de la mitad del resonador de Fabry-Perot, esto se puede apreciar en la implementación donde debido a los espejos la potencia que viaja en sentido opuesto al bombeo es forzada a viajar de manera coincidente. Ahora observando la implementación del resonador en anillo la potencia que viaja en sentido opuesto al bombeo siempre está girando en sentido opuesto, por lo que no contribuye en la potencia de la salida láser, esto se puede resolver implementando un acoplador direccional o en su defecto un aislador obligando a la señal de potencia viajar en un solo sentido. Entonces la potencia de salida láser, viene dada por las siguientes expresiones:

$$P_{FLout} = (1 - R_2) P_{sFL}^+(L, \lambda_i), \quad (59)$$

$$P_{RLout} = (1 - k) P_{sRL}^+(L, \lambda_i), \quad (60)$$

Ambas ecuaciones son de la misma forma, sin embargo la ecuación (59) es la ecuación empleada para una cavidad de Fabry-Perot y la ecuación (60) representa la potencia de salida para un láser en configuración en anillo.

La ecuación (60), sólo es válida cuando se considera que las señales radiadas son independientes, esto quiere decir que solo se considera la señal radiada que se propaga en sentido coincidente al bombeo y que la señal que viaja en contra propagación al bombeo es desperdiciada.

Conclusiones del capítulo II

Se han desarrollado diferentes tipos de modelos teóricos para los sistemas láser, los cuales son aproximaciones, que simplifican los cálculos, sin embargo, en la práctica y por facilidad, se prefiere utilizar modelos teóricos, que estén en función de los parámetros ópticos y geométricos de las fibras dopadas; como fue el caso de este trabajo, en donde, se tomó un modelo teórico resuelto de forma analítica, para describir el comportamiento de las fuentes de luz en estudio.

De ambos modelos teóricos es importante señalar que ambos refieren la eficiencia de la emisión de los iones principalmente a dos parámetros, el primero de ellos son los tiempos de vida largos y el segundo son una fuerte absorción del bombeo.

Las ecuaciones de razón que describen el comportamiento de la evolución de las señales de bombeo y de radiación pueden ser usadas en diferentes dispositivos, por lo cual es importante establecer adecuadamente las condiciones de frontera según los elementos existentes en la implementación.

Comparativamente hablando del desempeño teórico de un láser con resonador de Fabry-Perot y el resonador en anillo en estudio, es evidente que la eficiencia del primero es superior a la del segundo, esto se debe a que en el resonador en anillo estudiado, la potencia de la señal de P_5^- no contribuye en la salida láser, ya que el resonador en anillo en estudio, carece de acoplador direccional. Aunque las ecuaciones (59) y (60) son de la misma forma, las potencias de salida son diferentes, debido a la implementación, se esperaría que la potencia del resonador de Fabry-Perot, sea por lo menos dos veces mayor, a la del resonador en anillo.

Capítulo III. Diseño experimental

En este capítulo se describe el procedimiento, y el material empleados en el desarrollo experimental de la tesis. La implementación deseada para el experimento debía ser flexible en el sentido que permitiera realizar modificaciones en la implementación en cuanto a los dispositivos interconectados de manera fácil, rápida y sin tener que realizar cortes en las fibras ópticas; el motivo fundamental de realizar cambios en la implementación fue que se observaran cambios en las características espectrales de salida de las fibras dopadas con Erblio e Iterbio. Como se ha explicado anteriormente cuando se aplica un bombeo óptico a un medio activo (en este caso las fibras dopadas), es posible mediante los mecanismos de absorción y emisión producir dos tipos de fuentes de luz (en lo que se refiere a sus características espectrales), una fuente superluminiscente y un amplificador láser, diferenciados en la implementación únicamente porque el primero carece de un resonador óptico.

Debido a los requerimientos experimentales, el tipo de implementación elegida fue por módulos independientes, esto con dos motivos: el primero poder realizar cambios en el diseño experimental, y el segundo que si se dañase algún componente de las fibras ópticas sólo sería necesario reparar o cambiar ese dispositivo. Como procedimiento previo a la implementación, busqué una manera de interconectar las fibras ópticas de manera tal que las conexiones fueran de manera temporal, segura y rápida según los requerimientos experimentales. Posteriormente, realicé pruebas para la obtención de la curva característica del diodo láser el cual esta acoplado en fibra óptica, también se repitió esta prueba pero esta vez a la salida del puerto de 980 nm del WDM. Además de lo anterior, se realizó una prueba de transmisión de luz blanca para las fibras dopadas con Erblio e Iterbio, en donde se usó como fuente de luz una lámpara de halógeno, esto se realizó con la finalidad de observar las bandas de absorción para ambos iones.

Una vez realizado lo anterior se procedió a la implementación experimental, en donde como primer experimento se implementó una fuente superluminiscente, usando en primer lugar la fibra dopada con Erblio y después se implemento con Iterbio. El tipo de implementación usada permitió la medición de la señal generada por los iones activos en ambos sentidos, es decir, en sentido coincidente del bombeo y en sentido opuesto.

Como siguiente punto, se seleccionó un resonador láser en función del material disponible y la facilidad de implementación; una vez ya seleccionado se implemento el láser en fibra y se realizaron las mediciones de la emisión de salida obtenida para potencias de bombeo y con algunos cambios en la configuración y dispositivos usados, las cuales son explicadas en el punto 3.3 de este capítulo.

A continuación se presenta una lista del equipo y material empleado en las diferentes implementaciones experimentales de este trabajo de tesis:

1. Diodo láser de bombeo en configuración mariposa a 977.2 nm acoplado en fibra óptica.
2. Montura para diodo láser de 14 pines.
3. Controlador de corriente y temperatura para diodos láser de bombeo.
4. 160 cm de fibra dopada con Erblio modelo Er 30-4/125.
5. 25 cm y 42 cm de fibra dopada con Iterbio modelo Yb 1200-10/125.
6. WDM 980/ 1550 nm.
7. WDM 980/1064 nm.
8. Conectores FC-PC.
9. Adaptadores FC-FC.
10. Empalmadora de fusión Sumitomo electric TYPE-25e.
11. Platina con montura para objetivo de microscopio.
12. Objetivo de microscopio de 40X.
13. Divisor en fibra óptica 50/50.
14. Divisor en fibra óptica 80/20.
15. Multímetro óptico ILX Light wave OMM-6810B.
16. Cabeza de detección en esfera integradora ILX Light wave OMH-6727B.
17. Analizador de espectros óptico ADVANTEST Q8381.
18. Interfaz GPIB-USB-HS National Instruments
19. Computadora personal para la adquisición y procesamiento de datos.

3.1 Procedimiento de implementación

Para interconectar los dispositivos en fibra óptica existen dos opciones, una de ellas consiste en poner conectores a las fibras ópticas los cuales permiten, conectar y desconectar a voluntad la interconexión de fibras ópticas y que además ofrecen cierta resistencia a los esfuerzos mecánicos en la interconexión.

La segunda forma es una interconexión temporal o permanente conocida como empalme, en donde la forma temporal consiste en desnudar la fibra y usar una especie de tubos para asegurar la alineación de estas, teniendo como inconveniente que son realmente delicados ser usados para conectar y desconectar continuamente; en el caso del empalme permanente, que consiste en unir la fibra mediante dos procesos diferentes, como puede ser con el uso de pegamentos o comúnmente por fusión. La opción de fusionar la fibra óptica brinda bajas pérdidas y es un proceso rápido para interconectar las fibras, por otra parte los procedimientos de empalme permanente impiden modificar la implementación

experimental, teniendo que romper la fibra para cada ocasión que se requiriera realizar algún cambio.

Dado que el experimento consiste en diferentes tipos de pruebas es necesario realizar modificaciones en la implementación continuamente, es por esta razón que la mejor opción de interconexión fue mediante el uso de conectores. Si se revisan los tipos de conectores comerciales como los que se pueden encontrar en la referencia [40], existen varios tipos de conectores, de diferentes formas y que presentan diferentes pérdidas, sin embargo, el conector fue decidido en función del analizador de espectros, el cual cuenta con un adaptador FC, así que el tipo de conectores usados fueron FC-PC, como se muestra en la Figura 17.

Inicialmente los conectores fueron instalados manualmente pero este es un procedimiento que tardaba 3 días debido al secado del epóxico (pegamento) y el pulido fue realizado de forma manual. Posteriormente por facilidad y rapidez se optó por empalmar pigtails monomodo comerciales (un segmento de fibra previamente conectorizado) para uso en telecomunicaciones con un diámetro de 9 μm en su núcleo según los datos del proveedor y fabricados por la empresa Corning; del proceso de empalme se generaron unas pérdidas estimadas de 0.02dB según la empalmadora usada.



Figura 17. Conector monomodo FC-PC y adaptador FC-FC.

Antes de realizar las primeras implementaciones experimentales, se realizó la caracterización de potencia óptica del diodo láser de bombeo en función de la corriente de alimentación, con una temperatura constante de 25°C y con la fibra del láser conectorizada.

Por desgracia, durante las pruebas se dañaron algunos conectores y hubo necesidad de sustituirlos, por lo que se caracterizó nuevamente el láser para los últimos dos experimentos. Las curvas características del láser de bombeo, se muestran en la Figura 18, donde para ambas gráficas, la potencia fue medida a una longitud de onda pico de 977.2 nm. El arreglo experimental usado en la caracterización del diodo láser, los WDM y los divisores de potencia ópticos, se pueden ver en el *apéndice C*.

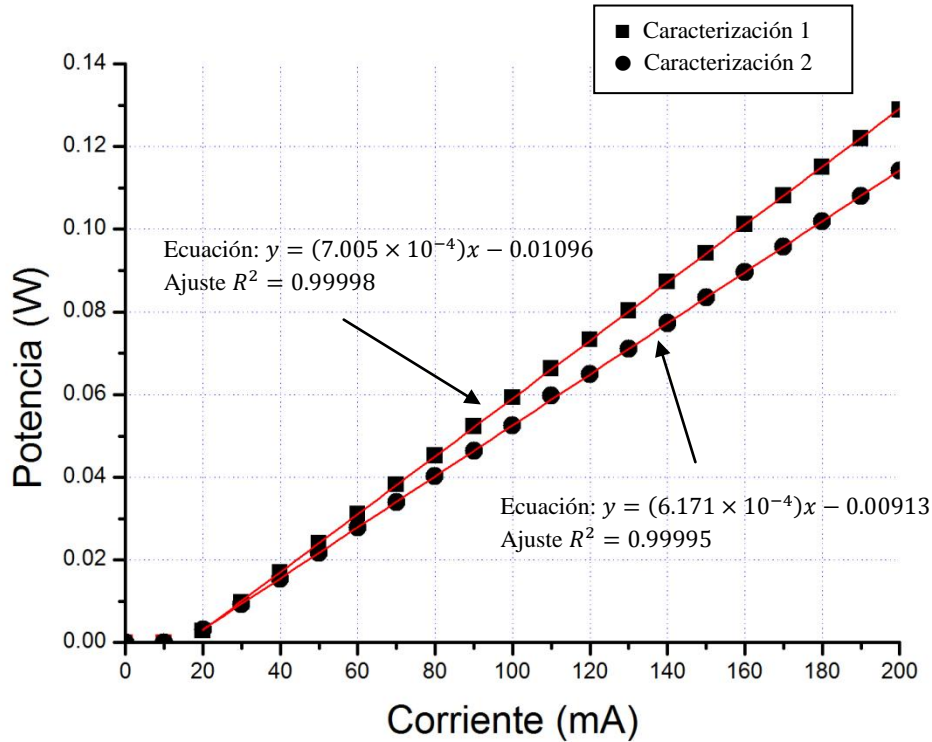


Figura 18. Curvas de caracterización del diodo láser de bombeo medidas a una longitud de onda pico de 977.2 nm. Para ambas gráficas se muestran las ecuaciones y el coeficiente de ajuste de la regresión lineal.

Usando las ecuaciones de las rectas obtenidas a partir de la regresión lineal, se puede encontrar el punto de intersección con el eje de las abscisas, lo que representa el umbral corriente para el diodo láser en cada caracterización, donde se obtuvo lo siguiente:

- $I^{th} = 15.65mA$, para la caracterización 1.
- $I^{th} = 14.78mA$, para la caracterización 2.

Para conocer las potencias de bombeo, se consideraron pérdidas por interconexión, como son: *pérdidas de inserción* “ α ” y *pérdidas por retorno* “ R ”. Este tipo de pérdidas se

producen por cada dispositivo interconectado al sistema, lo que quiere decir que, por cada dispositivo agregado a la implementación se generará una atenuación de la señal. En el *apéndice A* se encuentran las definiciones de las pérdidas tomadas en cuenta en este trabajo.

Los datos anteriores pueden ser obtenidos mediante la consulta de las hojas de especificación de los elementos en fibra óptica los cuales fueron: los conectores en fibra óptica, los adaptadores, los multiplexores por división de longitud de onda y los divisores de potencia; dichas hojas de especificaciones se muestran en el *apéndice B*.

Además de las pérdidas antes mencionadas, también existen otros tipos de pérdidas importantes que deben ser tomadas en cuenta y que se debe a las diferencias ópticas y geométricas del material usado en la implementación. Al revisar los parámetros geométricos y ópticos en las hojas de especificaciones para las fibras ópticas, se pueden observar diferencias en los diámetros de los núcleos de las fibras, estas pérdidas fueron generadas en los puntos de empalme con las fibras dopadas y son conocidas como ***pérdidas por variaciones en los diámetros de las fibras ópticas “D”***, que representan fuertes pérdidas principalmente en el caso de la fibra dopada con Erbio; el otro tipo de diferencias importantes entre las fibras es que tienen diferentes aperturas numéricas, las cuales generan pérdidas conocidas como ***pérdidas por variaciones en la apertura numérica “VN”***. Debido a que las fibras presentan diferentes aperturas numéricas es muy posible que también posean un diferente índice de refracción de los núcleos por lo que también existirán ***pérdidas por reflexión de Fresnel “Rf”*** y dependiendo del tipo de interconexión existe un cambio de medio de propagación que es de fibra a aire y viceversa, que posiblemente es el caso para las interconexiones con los conectores FC-PC.

3.1.1 Pérdidas

Antes de comenzar con los experimentos, se realizaron pruebas para la potencia obtenida a la salida del WDM 980/1550 y del WDM 980/1064, en ambos casos se realizó la medición para el puerto de salida de 980 nm, donde serían conectadas con las fibras dopadas. Esta potencia es importante conocerla para que a partir de este punto poder determinar la potencia con la cual se realiza el bombeo óptico. Para el caso del WDM 980/1550 se tienen dos mediciones para el WDM ya que en este también se presentaron daños en el conector de entrada, los resultados de las pérdidas medidas se muestran en la tabla 5, donde la columna α_1 , son las pérdidas del dispositivo antes de resultar dañado y α_2 , son las pérdidas después de realizar las reparaciones correspondientes.

Tabla 5. Pérdidas de inserción experimentales en los WDM.

WDM	α_1 (dB) @ 980 nm	α_2 (dB) @ 980 nm
980/1550	1.27	2.32
980/1064	1.29	-

Además de los WDM se interconectaron dos divisores de potencia ópticos con relaciones 50/50 y 80/20, los cuales son para longitudes de onda de trabajo de 1310 a 1550 nm, en ambos casos se practicó una prueba experimental para verificar la relación de división de potencia y además para conocer las pérdidas experimentales debidas al acoplamiento de la señal. En ambos dispositivos, la prueba se realizó con un diodo láser de 980 nm de longitud de onda y también para un diodo láser de 1550 nm de longitud de onda, los resultados encontrados se muestran en la tabla 6.

Tabla 6. Caracterización de los divisores ópticos

Divisor	Prueba a 980 nm %/%	Prueba a 1550 nm %/%	α (dB) @ 980nm	α (dB) @ 1550nm
50/50	27.35/72.65	50.39/49.61	0.459	0.288
80/20	98.66/1.34	80.38/19.62	1.292	1.078

Después de haber realizado estas mediciones se procedió a calcular pérdidas importantes debidas a diferencias geométricas y características ópticas de las fibras, las cuales ya se mencionaron anteriormente. Estas pérdidas como ya se menciono con anterioridad se encuentran en los empalmes hechos para conectorizar las fibras dopadas debidas a las diferencias físicas con las fibras comerciales (pigtaills).

Como primer caso de estudio se presenta el análisis de pérdidas para la fibra dopada con Erblio, en donde su núcleo tiene un diámetro de 4 μm y una apertura numérica de 0.2 ; para el caso del pigtail empalmado fue una cable de fibra comercial, según el proveedor de 9 μm de diámetro, sin embargo, el cable está grabado con la marca Corning, por lo que se usaron los datos de una fibra SMF-28 para estimar las pérdidas con un núcleo de 8.2 μm y una apertura numérica de 0.14 (ver *apéndice B*), además se supuso un índice de refracción para los revestimientos de las fibras el cual es común entre las fibras para telecomunicaciones de 1.46, esto con el propósito de averiguar si las pérdidas de Fresnel son importantes suponiendo que en el punto de interconexión usando los conectores y adaptadores FC, las fibras quedan perfectamente alineadas y en contacto, esto es, que no existe aire entre ellas, entonces las pérdidas estimadas se muestran en la tabla 7 para las implementaciones con la fibra dopada con Erblio.

Tabla 7. Pérdidas estimadas en los enlaces con la fibra dopada con Erblio debidas a diferencias ópticas y geométricas entre las fibras.

D (dB)	VN (dB)	Rf (dB)
0.926	1.54	2.39×10^{-5}

De las pérdidas mostradas en la tabla 7, las pérdidas de Fresnel son las únicas que sin importar el sentido de transmisión siempre están presentes, siempre y cuando esté bajo la consideración de que las fibras se encuentran perfectamente juntas sin aire entre ellas, se pueden despreciar estas pérdidas como se aprecia en la tabla. Para el caso de las pérdidas por variaciones en los diámetros, estas pérdidas serán consideradas cuando la fibra receptora tiene un diámetro menor a la fibra transmisora, es decir estas pérdidas en el caso específico para nuestra fibra dopada con Erblio, son pérdidas que influyen directamente en la potencia del bombeo al inicio de la misma. Por último, para las pérdidas debidas a diferentes aperturas numéricas, esas son tomadas en cuenta en el caso de la señal generada, esto se debe a que la fibra dopada con Erblio tiene una mayor apertura numérica que la fibra para telecomunicaciones.

Para la fibra dopada con Iterbio, al revisar las hojas de especificaciones y compararlas con las de la fibra SMF-28, se tiene que la diferencia de diámetros de los núcleos no es tan grande como el caso anterior, teniendo un diámetro de 10 μm para la primera fibra y 8.2 μm para la segunda, además, también se presenta el caso contrario en cuanto a diferencia entre aperturas numéricas, en donde se tiene un valor de 0.08 para la fibra dopada con Iterbio y 0.14 para la fibra SMF-28. En la tabla 8 se presentan las pérdidas estimadas debidas a las diferencias ópticas y geométricas en los empalmes hechos entre la fibra dopada con Iterbio y la fibra SMF-28.

Tabla 8. Pérdidas estimadas en los enlaces con la fibra dopada con Iterbio debidas a diferencias ópticas y geométricas entre las fibras.

D (dB)	VN (dB)	Rf (dB)
0.012	2.43	1.03×10^{-5}

De nueva cuenta podemos ver que las pérdidas debidas a reflexiones de Fresnel pueden ser de magnitud despreciable. Por otra parte, las pérdidas debidas a variaciones en los diámetros de los núcleos tendrán efecto en la señal generada y en la potencia de bombeo en el extremo de salida, teniendo un valor menor al caso de los enlaces con fibra dopada con Erblio pero suficientemente grande para ser tomado en cuenta. Por segunda ocasión las pérdidas más significativas son debidas a diferencias entre las aperturas numéricas, aunque en este caso afectan a la señal de bombeo debido a que la fibra para telecomunicaciones tiene una apertura numérica mayor que la fibra dopada con Iterbio.

3.1.2 Prueba de transmisión

Como siguiente punto previo a la implementación se realizó una prueba de transmisión con luz blanca, usando como fuente una lámpara incandescente de halógeno, la cual acoplada a la fibra usando de un objetivo de microscopio de 40X para enfocar la luz.

Esta prueba consistió inicialmente en acoplar la luz blanca a una fibra SMF-28 ya conectorizada de 1 metro de largo (comúnmente conocida como jumper) y posteriormente se realizó una medición haciendo uso del analizador de espectros óptico para registrar el espectro de luz de la lámpara. El siguiente paso fue interconectar cada una de las fibras dopadas a la salida de la fibra SMF-28 y realizar la adquisición de los espectros de transmisión de ambas fibras. Para mostrar la implementación realizada en esta prueba se muestra el esquema experimental en la Figura 19.

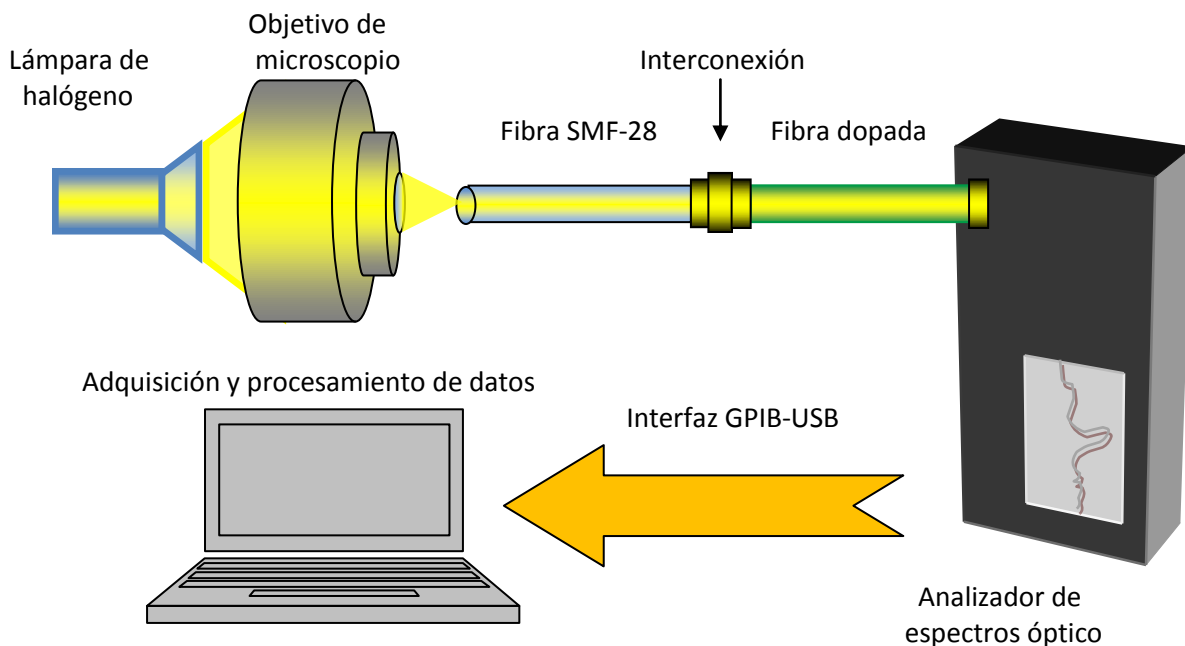


Figura 19. Esquema de la prueba de transmisión de las fibras.

Los espectros de transmisión obtenidos en ésta prueba se presentan en las Figura 20 y 21. En la Figura 20, la gráfica (1) corresponde al espectro de luz blanca a la salida de la fibra SMF-28 y la gráfica (2) corresponde al espectro de luz blanca al pasar por la fibra dopada con Erblio, se puede observar que las bandas de absorción del bombeo que son 660 nm, 810 nm, 980 nm y al final la banda de 1480 nm, además de lo anterior se puede observar que existe una fuerte absorción entre 1445nm hasta 1575nm, lo cual coincide tanto con la banda de absorción de 1480 nm y abarca parte de la banda de emisión para este ion

que está comprendida desde 1500 nm hasta 1620 nm, lo cual es fácil de explicar pues todo tramo de fibra con un bombeo por debajo de la potencia de umbral actúa como un fuerte absorbedor para estas longitudes de onda.

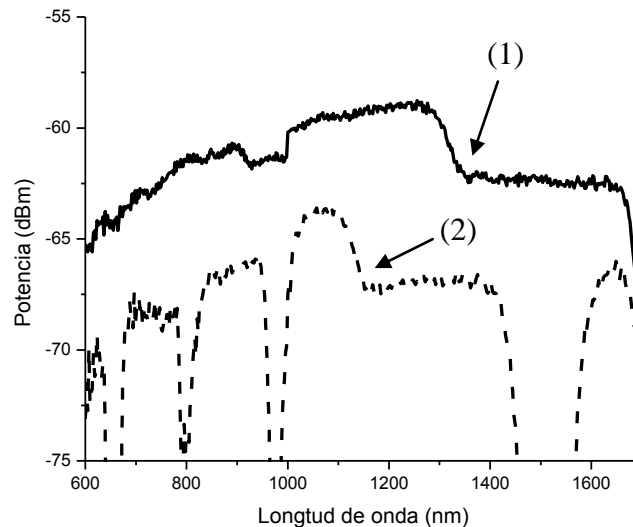


Figura 20. Espectros de transmisión de luz blanca. (1) Espectro de transmisión de luz blanca a través de una fibra SMF-28; (2) espectro de transmisión de luz blanca a través de 1.6 m de fibra dopada con Erblio. Estos espectros, fueron medidos con una resolución de 2 nm y una sensibilidad mínima de -75dBm.

En la Figura 21 ahora se muestran los resultados del experimento para la fibra dopada con Iterbio, en la gráfica (2), se puede observar la banda de absorción alrededor de 980 nm, que comúnmente para este ion se encuentra comprendida entre los 850 nm hasta los 1070 nm. También se puede observar una fuerte absorción entre los 1550 nm hasta los 1650 nm, banda de absorción de la cual se desconoce su razón. Comparando los espectros de transmisión de ambas fibras, se observa que existe una mayor atenuación en la fibra dopada con Iterbio que para la fibra dopada con Erblio, las cuales se deben tanto a la existencia de mayores pérdidas para la fibra de Iterbio, como también que la absorción de la fibra de Iterbio es mayor a la fibra de Erblio. El caso claro de este hecho es que según el fabricante la fibra de Erblio tiene un pico de absorción a 1530 nm de 30dB/m, mientras que en el caso de la fibra dopada con Iterbio se tiene una absorción de 1200 dB/m a una longitud de onda de 976 nm, según datos proporcionados por el fabricante. La absorción de la fibra dopada con Iterbio es un valor muy grande, el cual solo podría ser medido con una longitud muy larga, o usando altas potencias de bombeo, para poder medir la atenuación.

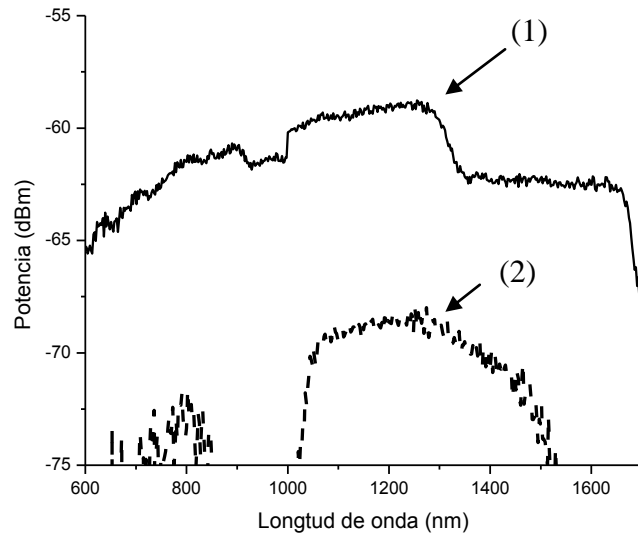


Figura 21. Espectros de transmisión de luz blanca. (1) Espectro de transmisión de luz blanca a través de una fibra SMF-28; (2) Espectro de luz blanca a través de 25 cm fibra dopada con Iterbio. Espectros medidos, a una resolución de 2 nm y sensibilidad de -75dBm.

3.2 Implementación de fuentes superluminiscentes

Las fuentes superluminiscentes también conocidas como superfluorescentes en fibra óptica son muy similares en implementación a un sistema láser, con la única diferencia que estas carecen de un resonador óptico, el cual realice una realimentación positiva y obligue a que la amplificación se realice en la longitud de onda de resonancia, por lo tanto, es claro que en cuanto lo que se refiere a características espectrales, una fuente superluminiscente posee un amplio ancho espectral, que típicamente va desde 40 nm, lo que depende tanto del ión activo, la matriz huésped y la configuración experimental [29, 41].

Este tipo de dispositivos son usados en algunos arreglos de sensores que necesitan baja coherencia óptica y un amplio ancho espectral, actualmente son ampliamente utilizados en giroscopios en fibra óptica en donde permiten mejorar la relación señal a ruido y en tomografías de coherencia óptica [29, 39, 42 y 43].

Para la implementación de las fuentes superluminiscentes, en donde una de ellas usa 1.6 m de fibra dopada con Erblio, otra 25 cm y la última 42 cm de fibra dopada con Iterbio, se usó como fuente de bombeo un diodo láser a 980 nm de longitud de onda, la cual como se vio en los antecedentes es una importante banda de bombeo para ambos iones. Además de

esto se utilizó un WDM diferente para cada fibra activa: uno de ellos con longitudes de trabajo para 980/1550 nm el cuál fue usado en la implementación con la fibra de Erblio y el otro divisor para longitudes de 980/1064 nm para la implementación realizada con en Iterbio, estos dispositivos fueron seleccionados de acuerdo a la longitud de onda de bombeo y a la longitud de onda de la señal generada por los iones; los WDMs instalados son de configuración 2X2, lo que permite realizar mediciones de la amplificación de emisión espontánea en sentido de propagación del bombeo y también en el sentido opuesto (debido a que los iones activos emiten en ambos sentidos de la fibra). El esquema experimental de la implementación de ambas fuentes se muestra en la Figura 22.

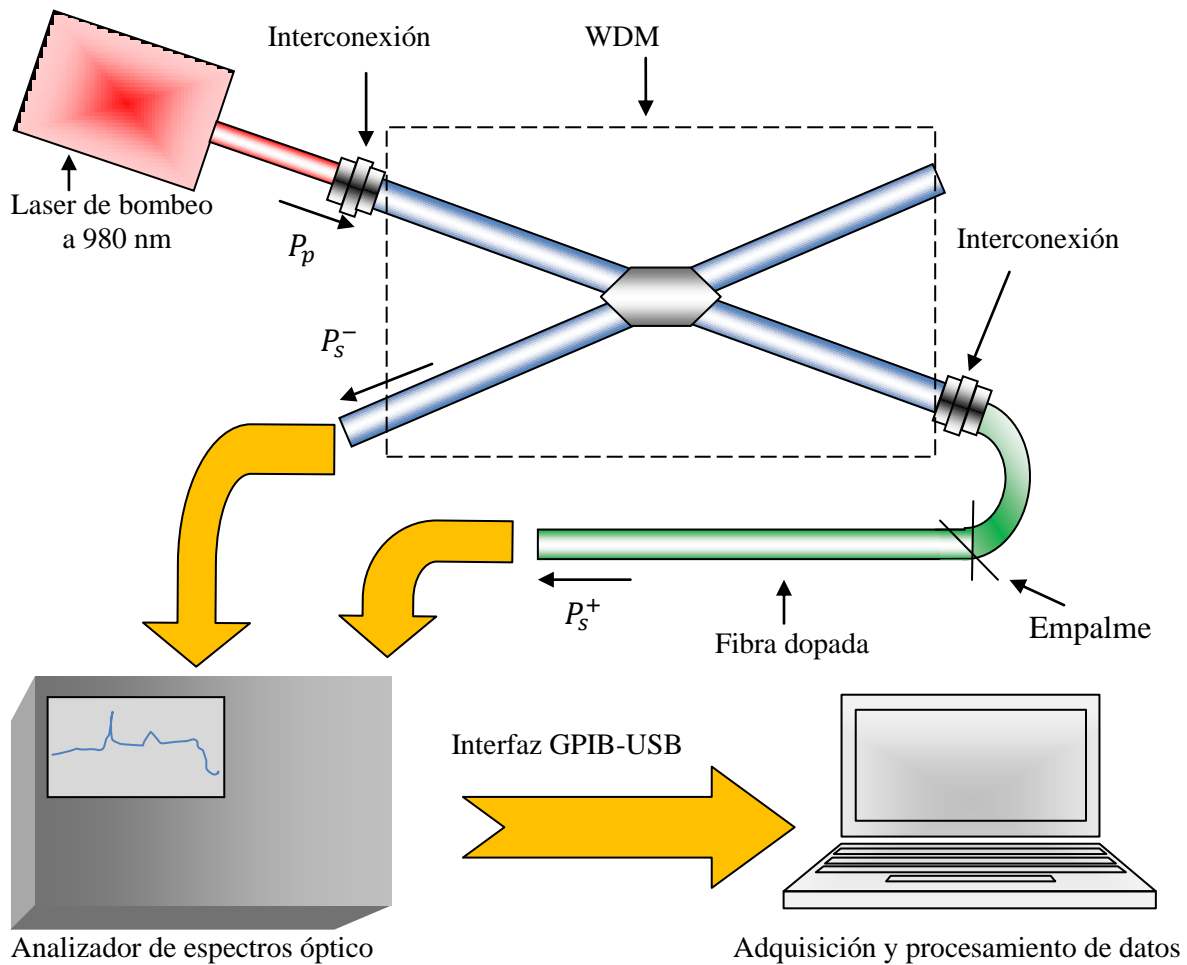


Figura 22. Esquema de la implementación de las fuentes superluminiscentes

Para conocer la potencia con la cual se realizó el bombeo en las fibras dopadas, se consideraron las pérdidas reportadas en hojas de especificaciones para los conectores FC-PC, los adaptadores FC-FC, las pérdidas medidas experimentalmente para los WDM, las

pérdidas debidas a los empalmes y las pérdidas estimadas debidas a diferencias ópticas y geométricas en las interconexiones de las fibras; el total de estas pérdidas representan las pérdidas de inserción a 980 nm para las fibras dopadas. En la tabla 9, se muestran las pérdidas de inserción para la fibra dopada con Erblio, donde de las pérdidas debidas a diferencias ópticas y geométricas, sólo se toman en cuenta las pérdidas por diferencias en los diámetros de los núcleos, debido a que el núcleo de la fibra dopada con Erblio es menor al de las fibras SMF-28.

Tabla 9. Pérdidas de inserción para la fibra dopada con Erblio, considerando el sentido de propagación del bombeo.

α en WDM (dB)	α del conector FC-PC (dB)	α del adaptador FC-FC (dB)	α del empalme (dB)	D (dB)	α total (dB)
1.27	0.1	0.2	0.02	0.926	2.516

En el caso de la fuente implementada con la fibra dopada con Iterbio, se hizo la suma de manera análoga al caso anterior, pero a diferencia del caso anterior ahora se toman en cuenta las pérdidas debidas a diferencias en la apertura numérica de las fibras, debido a que la apertura numérica de la fibra dopada con Iterbio es menor a la de una fibra SMF-28. Estos valores y su total se presentan en la tabla 10.

Tabla 10. Pérdidas inserción para la fibra dopada con Iterbio, considerando el sentido de propagación del bombeo.

α en WDM (dB)	α conector FC-PC (dB)	α por adaptador FC-FC (dB)	α por el empalme (dB)	VN (dB)	α total (dB)
1.29	0.1	0.2	0.02	2.43	4.04

Una vez implementada la fuente superluminiscente con Erblio, se energizó el diodo láser con una corriente de 20 mA, se fijó su temperatura a 25°C y se realizó la medición del espectro óptico; esta corriente fue seleccionada debido a que el umbral de encendido del láser oscila entre 17 mA y 19mA, así que para asegurar el bombeo láser a una longitud de onda de 977.2 nm se inició con 20 mA. Posteriormente se realizó la adquisición para incrementos de 5 mA en la energía de alimentación del diodo láser, limitando la energía hasta 35 mA.

Para el caso de la fuente implementada con Iterbio, se siguió la misma metodología de medición, se inició con una corriente de 20 mA y se realizaron incrementos en intervalos de 5mA, en esta ocasión debido a la fuerte absorción que presenta la fibra dopada con Iterbio se pudo realizar mediciones hasta una corriente de alimentación de 200 mA.

La potencia bombeo insertada en las fibras dopadas fue estimada, usando la regresión lineal de la gráfica de caracterización 1, mostrada en la Figura 18, menos las pérdidas totales de las tablas 9 y 10, para las fibras dopadas con Erblio e Iterbio respectivamente.

A continuación en las Figuras 23 y 24, se muestran ejemplos de las emisiones producidas por las fuentes superluminiscentes. La Figura 23 muestra la emisión producida por el Erblio que va desde los 1420 nm hasta los 1700nm. Para el Iterbio el espectro de la emisión de la fibra se muestra en la Figura 24 con un ancho espectral que va desde los 1000 nm hasta los 1200 nm. Si comparamos con los datos presentados en la parte de antecedentes se puede observar lo siguiente la fuente superluminiscente hecha con Iterbio, la emisión se ajusta perfectamente a lo reportado, pero en el caso de la fuente hecha con Erblio es más amplia su emisión, lo cual puede deberse al tipo de matriz huésped en el cual está el ion, concentración del dopante, o simplemente a que se reporte la ganancia más significativa de la emisión.

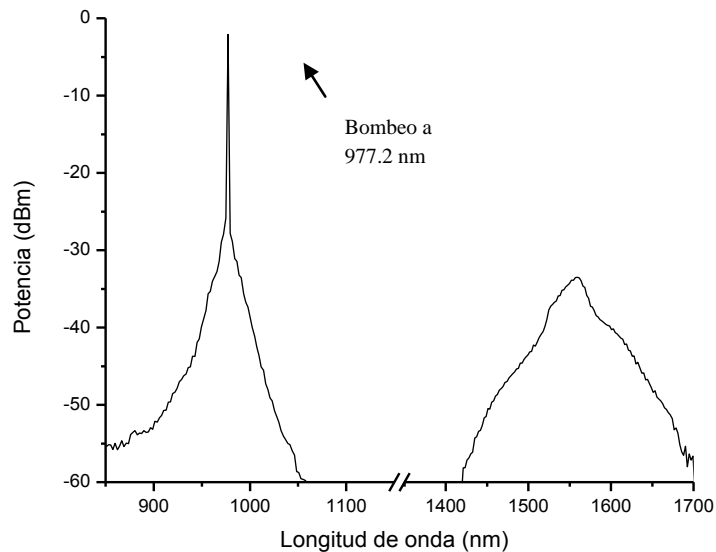


Figura 23. Espectro óptico de la fuente superluminiscente de Erblio, medido a una resolución de 2 nm.

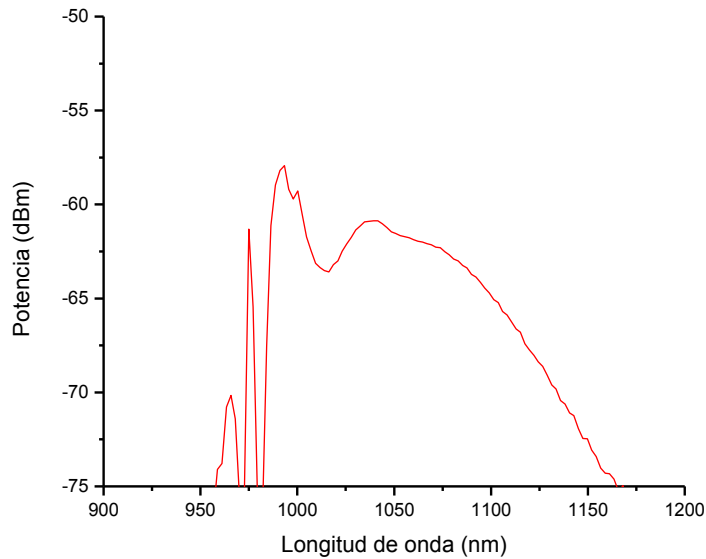


Figura 24. Espectro óptico de la fuente superluminiscente con 25 cm de fibra dopada con Iterbio, medido a una resolución de 2 nm.

3.3 Implementación del resonador láser

Como ya se mencionó en el capítulo I en la sección de fundamentos y antecedentes, existen diferentes tipos de resonadores en fibra óptica con diferentes características y necesidades de implementación. Una vez conocidas las implementaciones más comunes, se analizó la mejor opción de implementación con base en el material y equipo, por lo que se eligió trabajar con dispositivos “todo en fibra”, debido a la facilidad de implementación y a la flexibilidad de poder realizar modificaciones en la misma. Ahora entonces se tienen dos opciones de implementación, la primera es implementando resonadores de Fabry-Perot en fibra y la segunda el resonador en anillo, sin embargo, dado que el resonador de Fabry-Perot es altamente sensible al estado de polarización de la luz [44] se necesitaban utilizar acopladores de alta birrefringencia (para mantener el estado de polarización) para no modificar la potencia de salida de la señal generada, esto se debe a que la ganancia de amplificación de las fibras dopadas con tierras raras es dependiente del estado de polarización [29,45-49], por lo anterior se optó por implementar el resonador en anillo, el cual incluso tiene mayor facilidad de implementación.

El resonador en anillo también es conocido como interferómetro o resonador de Sagnac. En la Figura 25 se muestra este resonador, el cual es empleado tanto para láseres de onda continua como pulsados [29 y 50]. En este resonador la luz se introduce a través del puerto

1 y es acoplada a los puertos 3 y 4; posteriormente la luz circula a lo largo del lazo del puerto 2 al 3, hasta que finalmente alcanza su equilibrio. La resonancia de este arreglo ocurre al cumplirse la siguiente condición [50 y 51]:

$$\beta L = \frac{nwL}{c} = E2\pi - \frac{\pi}{2} \quad (61)$$

En donde:

n =Índice de refracción del núcleo de la fibra

β =Constante de propagación

w =Frecuencia óptica

c =Velocidad de la luz

L =Longitud del lazo en fibra óptica

E =Número entero

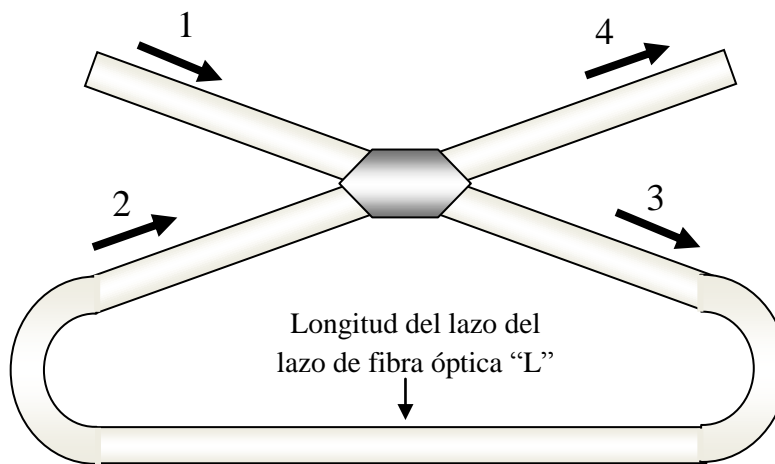


Figura 25. Esquema de un resonador de Sagnac todo fibra

De la ecuación (61), se puede ver que para una longitud dada del lazo, existen diferentes frecuencias de resonancia que cumplen con la expresión, por lo que resulta imposible conocer de forma acertada la longitud de onda de la emisión láser resultante e incluso si la resonancia será única o múltiple, por este motivo, la implementación se realizó usando la longitud de origen de fábrica de los acopladores. Por otra parte, yo esperarí que la resonancia láser ocurra alrededor de los picos de emisión de las fuentes superluminiscentes, que experimentalmente se encontraron en: 1560 nm y 1040 nm de longitud de onda, para la fibra dopada con Erblio e Iterbio respectivamente.

En esta sección se realizaron 2 diferentes arreglos experimentales para el resonador en anillo y se realizaron 4 experimentos en total. El primer arreglo consistió en realizar el anillo usando la fibra dopada para cerrar el lazo con el WDM. El segundo arreglo consistió en implementar el anillo usando dos acopladores con diferentes relaciones de división de potencia; uno de los acopladores usados tiene una relación de división de 50/50 y el otro, es de una razón de acoplamiento de 80/20, donde para este último se hicieron pruebas usando ambos puertos para cerrar el lazo y el otro como puerto de salida. Lo anterior se hace con la finalidad observar los cambios en la anchura espectral, debidos a un concepto conocido como fineza F del resonador, en donde al decrecer la razón de pérdidas del acoplador (la razón de división del acoplador), la resonancia mínima comienza a ser más aguda, es decir que el ancho espectral disminuye y la potencia pico aumenta, y se define de la siguiente forma:

$$F = \frac{2\pi}{\Gamma} \quad (62)$$

En donde Γ es conocido como la agudeza de la resonancia la cual está definida como como la relación de la distancia máxima de la anchura de la altura media del pico de una curva de resonancia dada [50,51].

Primera implementación

De manera similar al desarrollo experimental de las fuentes superluminiscentes, se implementó el arreglo experimental mostrado en la Figura 26, donde se puede ver que sólo se utiliza un WDM y la fibra dopada para implementar el resonador en anillo, realizando de esta forma la realimentación positiva. Es importante mencionar que en los experimentos realizados, solamente se logró la emisión láser para el caso de la fuente implementada con Erblio. En este primer experimento se utiliza un WDM 980/1550, el cual tiene longitudes de 1.2 m de longitud en cada puerto.

Como se puede apreciar en la Figura 26 el WDM es de configuración 2X2, lo que significa que dos puertos pueden ser utilizados como entrada y los otros dos son los puertos de salida (uno para cada longitud de onda en las cuales trabaja el dispositivo). Al igual que en las fuentes superluminiscentes se interconectó un diodo láser de bombeo a 980 nm al WDM, que a su vez fue interconectado a la fibra dopada con Erblio mediante el puerto de 980nm, que es donde se le introduce el bombeo óptico a la fibra dopada. Posteriormente se cerró el lazo interconectando los 1.6m de fibra dopada con el segundo puerto de entrada del WDM y ahora se utiliza como puerto de salida, el destinado para una longitud de onda de 1550 nm, donde se realiza la medición espectral mediante el uso de un analizador de

espectros ópticos y se recolectan los datos haciendo uso de una interfaz GPIB-USB en una computadora, en donde son procesados y analizados. El bombeo del sistema se inició energizando el diodo láser con 20 mA y realizando incrementos en intervalos de 5 mA, además la potencia de bombeo insertada se estimó de la gráfica de caracterización 1, menos las pérdidas de la tabla 9.

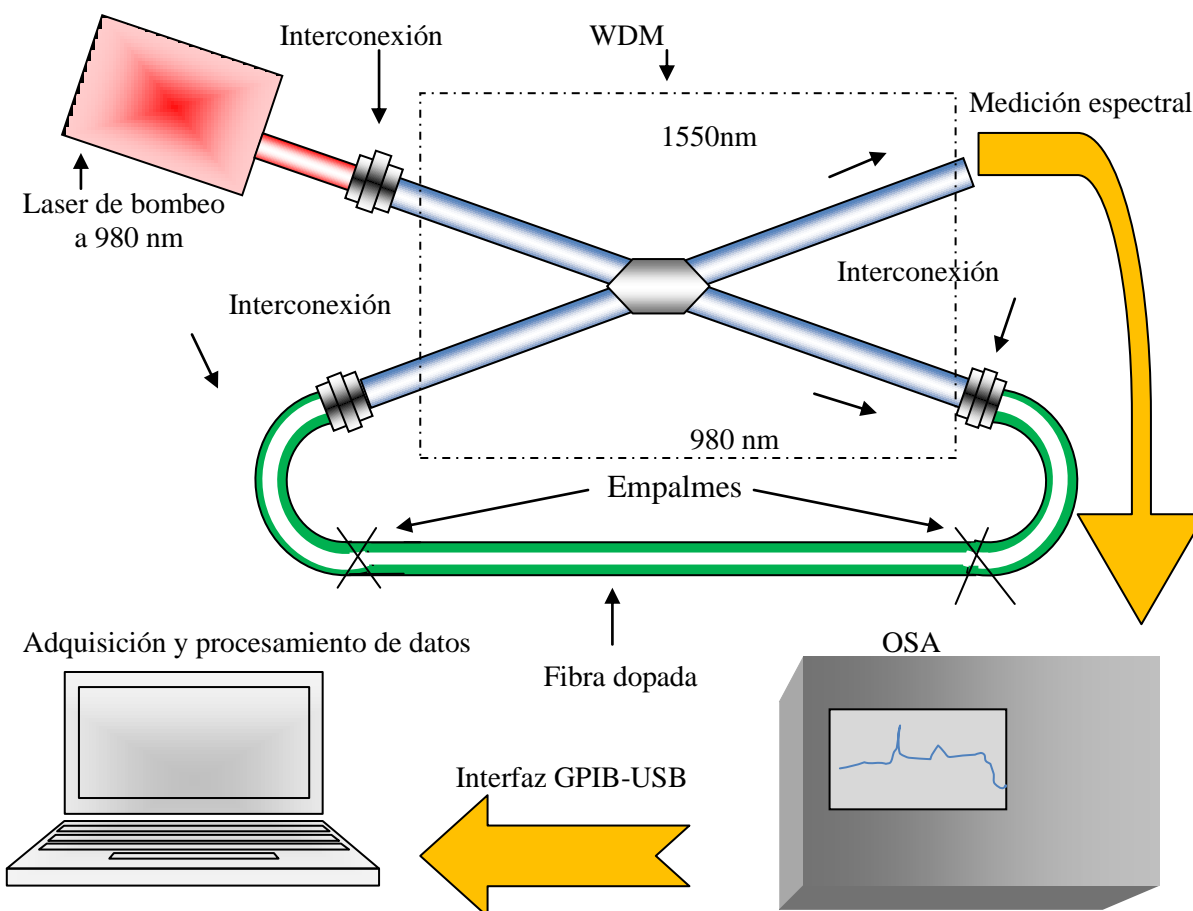


Figura 26. Esquema del láser en fibra óptica dopada con Erbio usando solo un WDM.

Segunda implementación

Para la segunda implementación se introdujo un divisor de potencia óptico en configuración 2X2. Basándose en la implementación de la fuente superluminescente, el divisor de potencia se interconectó a la salida de la fibra dopada, donde uno de los puertos de salida es utilizado para la realimentación del sistema, es decir, que el lazo del anillo se cierra

mediante uno de los puertos de salida del divisor y el segundo puerto de entrada del WDM, como se muestra en la Figura 27. Al igual que la implementación anterior se utiliza un láser de bombeo a 980 nm de longitud de onda, un WDM 980/1550 y un divisor de potencia óptico con longitudes de onda trabajo de 1310 a 1550 nm.

Usando la implementación descrita en este punto, se realizaron 3 experimentos diferentes, los cuales consisten en cambiar el divisor de potencia óptico con el cual se utiliza para cerrar el lazo. En el primer experimento se utilizó un acoplador con una razón de división de 50/50. En el segundo y tercer experimento realizado, se reemplazó el divisor de potencia por uno con una razón de 80/20, donde, en primer lugar se usó como puerto de salida láser el puerto con 20% de la potencia de entrada y se usó el puerto de 80% para cerrar el lazo; posteriormente se realizó el experimento intercambiando los puertos, es decir, se usó como salida láser el puerto de 80% y el de 20% para cerrar el lazo.

Siguiendo el mismo procedimiento de bombeo de los anteriores experimentos, se bombeó el sistema iniciando con una corriente de alimentación del diodo láser de 20 mA, se realizó la medición del espectro de salida en ambos sentidos de propagación tomadas de los puertos del divisor de potencia como se muestra en la Figura 27. Después de lo anterior se realizaron incrementos en la corriente de alimentación en intervalos de 5 mA para la implementación con el divisor 50/50 y de 10mA para las implementaciones con el divisor 80/20, evitando saturar el analizador de espectros óptico. La potencia de bombeo usada para el experimento realizado con el divisor de potencia 50/50 se estimó usando la regresión lineal de la caracterización 1 mostrada en la Figura 18, menos las pérdidas de la tabla 9. Para los experimentos realizados con el divisor 80/20, se dañaron los conectores del WDM y del diodo láser de bombeo, así que para estimar la potencia de bombeo insertada, se usó la regresión lineal de la curva de caracterización 2 mostrada en la Figura 18, menos las pérdidas mostradas en la tabla 11.

Tabla 11. Pérdidas del bombeo después de reemplazar las partes dañadas.

α en WDM (dB)	α del conector FC-PC (dB)	α del adaptador FC-FC (dB)	α del empalme (dB)	D (dB)	α totales (dB)
2.32	0.1	0.2	0.02	0.926	3.566

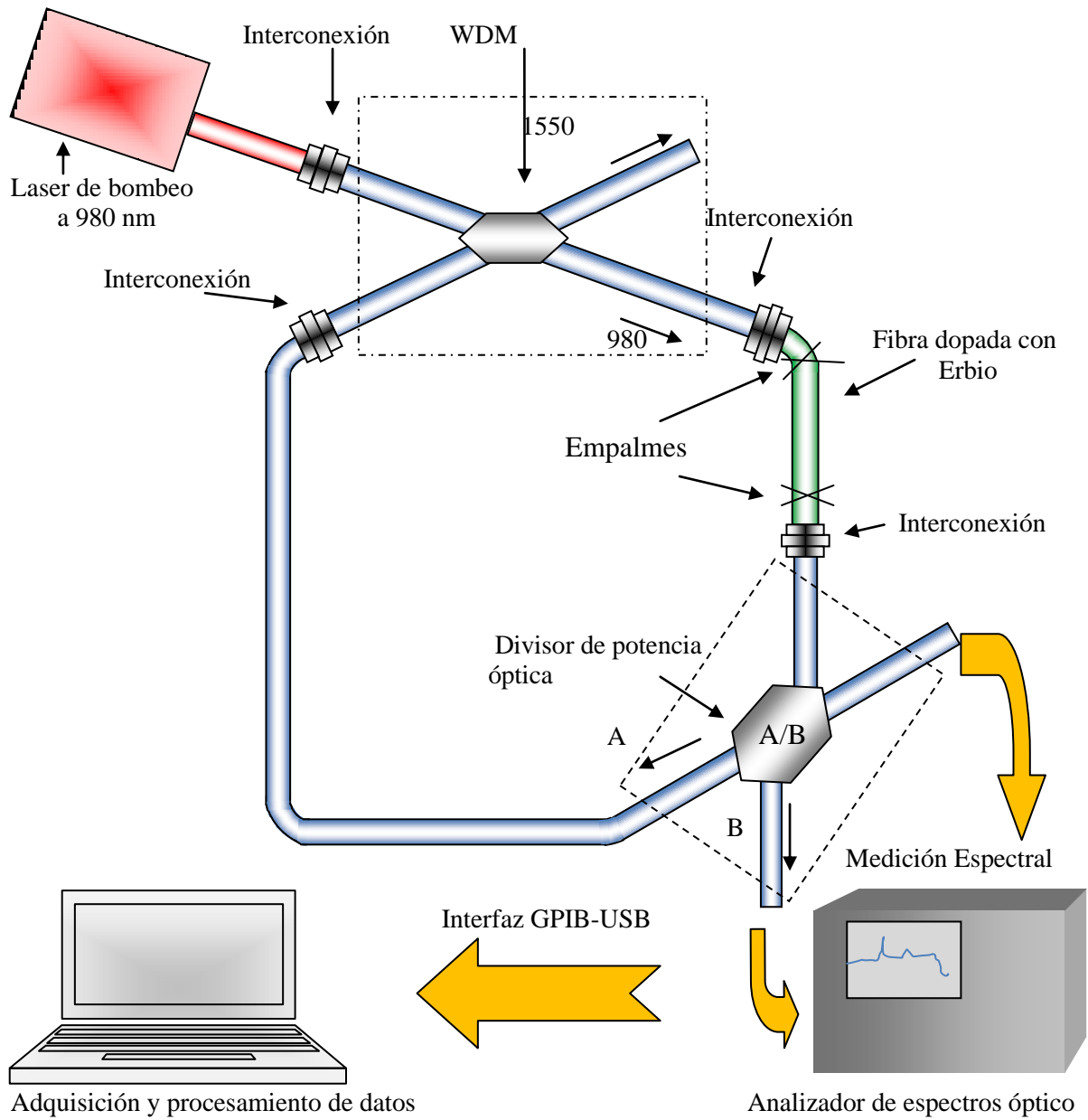


Figura 27. Esquema del láser en fibra óptica en configuración en anillo, en donde A /B es la razón del divisor.

Conclusiones al capítulo III

El diseño experimental fue pensado para realizar cambios a lo largo del trabajo de tesis, por este motivo se decidió conectorizar las fibras ópticas, sin embargo como se puede apreciar en las tablas 9, 10 y 11, se pagó un alto costo en pérdidas; por otra parte, los conectores permiten realizar los cambios sin necesidad de cortar y fusionar las fibras ópticas.

En éste capítulo, se presentaron tres configuraciones experimentales. Con la primer configuración se implementaron tres fuentes superluminiscentes: una de ellas con 1.6 m de fibra dopada con Erblio; las otras dos con 25 y 42 cm de fibra dopada con Iterbio. Las siguientes dos configuraciones, pertenecen a implementaciones láser en configuración en anillo, en las cuales se uso como medio activo 1.6 m de fibra dopada con Erblio.

El diseño experimental fue realizado por etapas, es decir, inicialmente se implementó la fuente superluminiscente, posteriormente sin agregar algún otro dispositivo, se realizó la realimentación del sistema, formando un lazo con la fibra dopada de Erblio y el puerto libre de entrada al WDM; la desventaja de esta implementación es que la potencia que se propaga en sentido opuesto al bombeo, es desperdiciada, debido a la falta de un acoplador direccional. Para la siguiente etapa, se adicionó a la fuente superluminiscente un divisor de potencia óptico, para cerrar el lazo de realimentación; esta implementación es de gran utilidad, ya que permite la medición de la señal radiada en ambos sentidos de propagación, además, al realizar los cambios del divisor de potencia óptica con diferentes razones de acoplamiento, permite analizar la fineza del láser.

Capítulo IV. Resultados

En este capítulo se presentarán los resultados teóricos y experimentales. Los resultados de la parte teórica, son simulaciones realizadas en MATLAB, del modelo presentado en la sección 2.2 de ésta tesis. Los resultados experimentales son las mediciones del espectro óptico, que pertenecen a las fuentes superluminiscentes y láseres implementados en el capítulo III.

El presente capítulo está organizado en 3 partes; la primera, aborda las simulaciones realizadas con el modelo teórico, que incluye simulaciones de dos fuentes superluminiscentes y dos tipos de láseres, uno implementado con el resonador de Fabry-Perot de espejos planos y el otro, con el resonador en anillo o resonador de Sagnac.

En la segunda parte del capítulo, se muestran los resultados experimentales, que son los espectros obtenidos de cada una de las implementaciones realizadas en el capítulo III, que está conformada por la implementación de una fuente superluminiscente de 1.6 m de fibra dopada con Erblio, dos fuentes superluminiscentes implementadas con 25 y 42 cm de fibra dopada con Iterbio y cuatro fuentes láser, usando 1.6 m de fibra dopada con Erblio.

En la parte final de este capítulo, se presenta una discusión de los resultados obtenidos en la parte teórica y experimental. Esta última sección muestra un análisis de los resultados, que pretende explicar las limitantes del modelo teórico y los fenómenos ocurridos en la parte experimental.

4.1 Resultados teóricos

Los resultados teóricos obtenidos, son producto de la programación en MATLAB de las soluciones del modelo teórico presentado en el capítulo II, sección 2.2, que está en función de los parámetros de la fibra dopada. Al igual que en el capítulo II, se inician las simulaciones con las fuentes superluminiscentes, se sigue con el láser con resonador de Fabry-Perot y se finaliza con el láser con resonador en anillo.

Usando las ecuaciones (48), (49) y (50), se realizaron simulaciones para tres fuentes superluminiscentes. Con estas ecuaciones se describe la evolución de la señales de bombeo y las señales radiadas en función de la coordenada longitudinal de la fibra dopada z , también las ecuaciones (49) y (50) son usadas para simular la forma espectral de la radiación de la emisión espontanea.

Finalmente se presentan los resultados de las simulaciones de las ecuaciones (59) y (60), que representan la potencia de salida, para un láser con resonador de Fabry-Perot y un láser en anillo.

4.1.1 Fuente superluminiscente de Erblio

Para las simulaciones de la fuente superluminiscente de fibra dopada con Erblio, se consideran los siguientes parámetros, proporcionados por el fabricante Liekki:

$N_T = 1.9 \times 10^{25} \text{ iones}/\text{m}^3$, que es la concentración del Erblio en el núcleo de la fibra.

$a = 2 \mu\text{m}$, radio del núcleo de la fibra.

$\tau = 12 \text{ ms}$, es el tiempo de vida del nivel de trabajo superior para la radiación espontánea.

$L = 1.6 \text{ m}$, es la longitud de la fibra dopada con Erblio

$\omega_0 = 3.25 \mu\text{m}$, es el radio del campo modal de la fibra dopada a 1550 nm.

$\sigma_p = 2.5 \times 10^{-25} \text{ m}^{-2}$, es la sección transversal de absorción para el bombeo a 980 nm.

Las secciones transversales de emisión y absorción se muestran en la Figura 28.

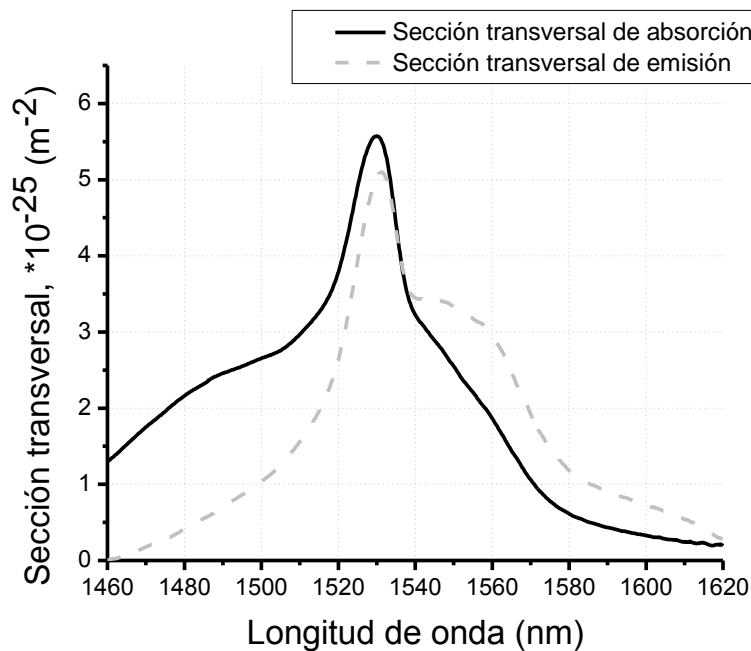


Figura 28. Secciones transversales de absorción y emisión. Datos experimentales proporcionados por Liekki.

En la Figura 29, se muestra un esquema de una fuente superluminiscente, en el cual se indican las señales que se propagan en el interior de la fibra dopada, donde P_{IN} es la potencia de bombeo insertada en la fibra dopada; z , es la coordenada longitudinal de la

fibra dopada; L es la longitud de la fibra dopada; $P_p(z)$, es la evolución de la potencia de bombeo en función de la coordenada longitudinal; $P_s^+(z, \lambda_i)$ es la señal de radiación que se propaga en sentido coincidente al bombeo y $P_s^-(z, \lambda_i)$ es la radiación de la señal que se propaga en sentido opuesto al bombeo.

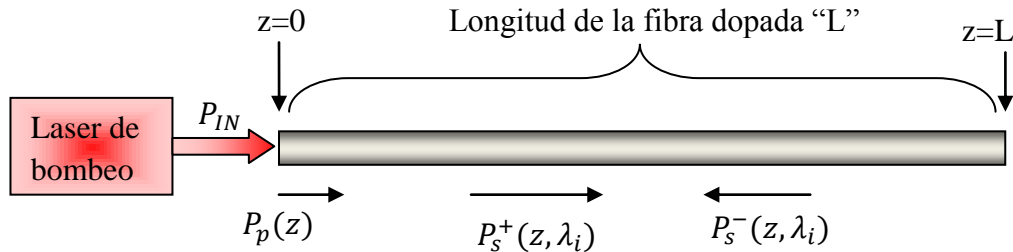


Figura 29. Esquema de una fuente superluminescente en fibra.

Usando la ecuación (48), se realizaron las simulaciones que describen la evolución de la potencia de bombeo $P_p(z)$, donde z toma valores entre 0 y 1.6 m con las siguientes potencias de bombeo insertadas: $P_{IN} = 7.13$ mW, 8 mW, 9 mW y 10 mW. Las gráficas resultantes de estas simulaciones se presentan en la Figura 30.

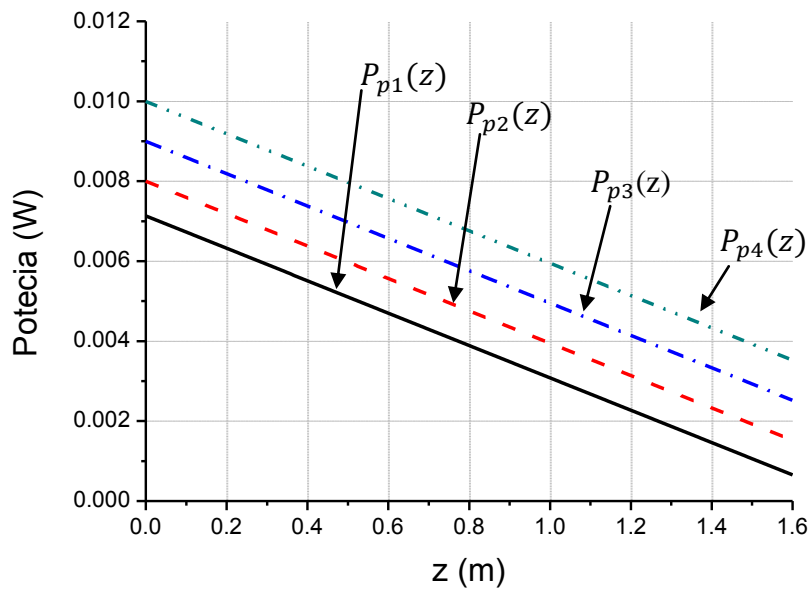


Figura 30. Evolución de la potencia de bombeo en función de la coordenada longitudinal z de la fibra dopada, donde las potencias insertadas son $P_{IN} = 7.13$ mW, 8 mW, 9 mW y 10 mW, para $P_{p1}(z)$, $P_{p2}(z)$, $P_{p3}(z)$ y $P_{p4}(z)$ respectivamente.

Debido a la simplificación hecha en la ecuación (44), es importante que la condición $P_p(z) > P^{th}$ se cumpla, para que la aproximación sea válida y describa adecuadamente el

comportamiento de las señales, donde $P^{th} = 8.5203 \times 10^{-4}$ W. De la Figura 30, la gráfica $P_{p1}(z)$ deja de cumplir dicha condición cuando $z = 1.56$ m, por lo que para valores mayores se tendrá una inadecuada aproximación.

La Figura 31, corresponde a la simulación de la señal radiada que se propaga en sentido coincidente al bombeo $P_s^+(z, \lambda_i)$ modelada por la ecuación (49), donde z toma valores de 0 a 1.6 m, $\lambda_i = 1556.8$ nm y se utilizan los valores de $P_p(z)$ de la Figura 30.

En las gráficas P_{s1}^+, P_{s2}^+ y P_{s3}^+ de la Figura 31, se aprecia que comienzan con un comportamiento creciente, alcanzan su valor máximo y posteriormente decrecen; esto se debe a que la ganancia neta $G_b(z, \lambda_i)$ descrita por la ecuación (51), decrece en función de la coordenada “ z ”, que al tomar valores menores a uno, representa la atenuación de la señal. Para la gráfica P_{s4}^+ , sólo se aprecia el comportamiento creciente, pero si la fibra fuera de una longitud mayor, tendría el mismo comportamiento que las otras gráficas. Los resultados de esta simulación son de utilidad para calcular la longitud óptima de la fibra dopada a una potencia de bombeo determinada, la cual se encuentra cuando la señal $P_s^+(z, \lambda_i)$ alcanza su valor máximo a determinada z .

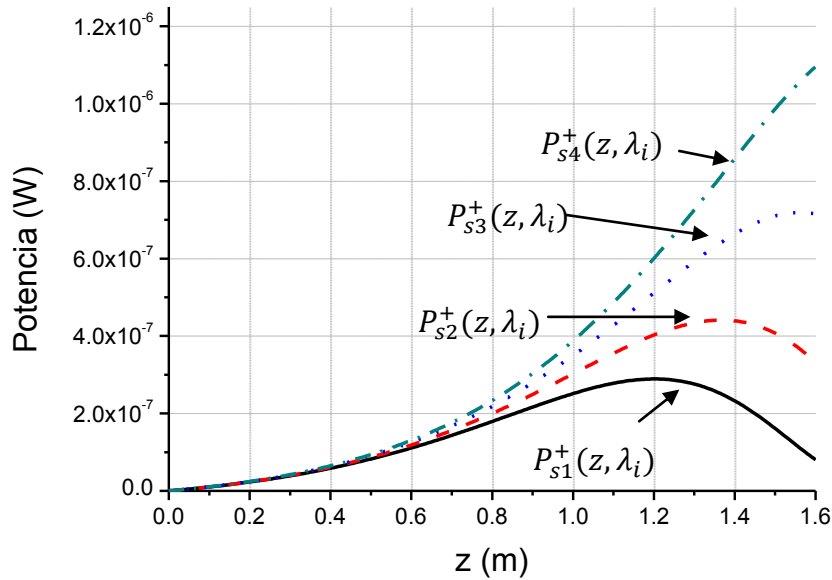


Figura 31. Evolución de la potencia de la señal radiada $P_s^+(z, \lambda_i)$, en función de la coordenada z , cuando $\lambda_i = 1556.8$ nm.

En la Figura 32, se muestran las gráficas correspondientes a las simulaciones de la señal radiada que se propaga en sentido opuesto al bombeo $P_s^-(z, \lambda_i)$ de la ecuación (50), para

los mismos valores de z , λ_i y $P_p(z)$ que el caso anterior, con una longitud de la fibra dopada de 1.6 m.

Como se puede apreciar en la Figura 32, las gráficas de la señal $P_s^-(z, \lambda_i)$ siempre presentan un comportamiento decreciente en función de z ; esto se debe a que la ganancia neta $G_b(z, \lambda_i)$ decrece en función de la coordenada longitudinal y como se aprecia en el esquema de la Figura 29, la salida física de la señal $P_s^-(z, \lambda_i)$ se encuentra en $z = 0$ m, por este motivo el comportamiento de la señal que se propaga en sentido coincidente al bombeo siempre será decreciente.

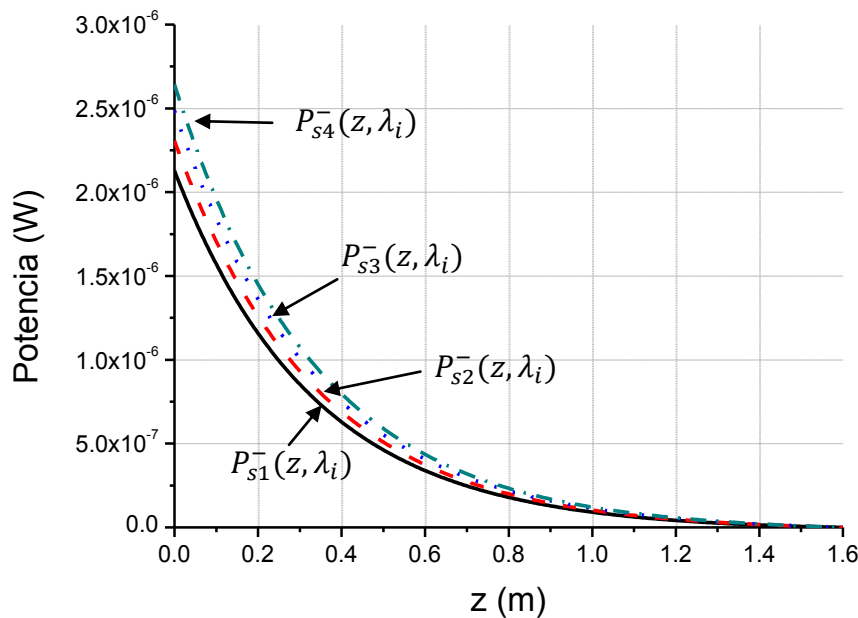


Figura 32. Evolución de la potencia de la señal radiada $P_s^-(z, \lambda_i)$, en función de z con $\lambda_i = 1556.8$ nm.

Usando las ecuaciones (49) y (50), se puede simular el espectro de salida de las señales radiadas, donde esta vez “ z ” es evaluada en los extremos de la fibra, para representar la salida física de las señales, esto es, para $P_s^+(z, \lambda_i)$, z es evaluada en 1.6 m y para $P_s^-(z, \lambda_i)$, z es evaluada en 0 m, como aprecia en la Figura 29. En este caso λ_i , tiene que ser evaluada en todo el rango espectral que ocupan las secciones transversales de emisión y absorción (ver Figura 28).

En las Figuras 33 y 34, se muestran las gráficas que simulan el espectro de salida de las señales de radiación $P_s^+(z, \lambda_i)$ y $P_s^-(z, \lambda_i)$, donde se usan las potencias de bombeo $P_{p1}(z)$, $P_{p2}(z)$, $P_{p3}(z)$ y $P_{p4}(z)$ de la Figura 30.

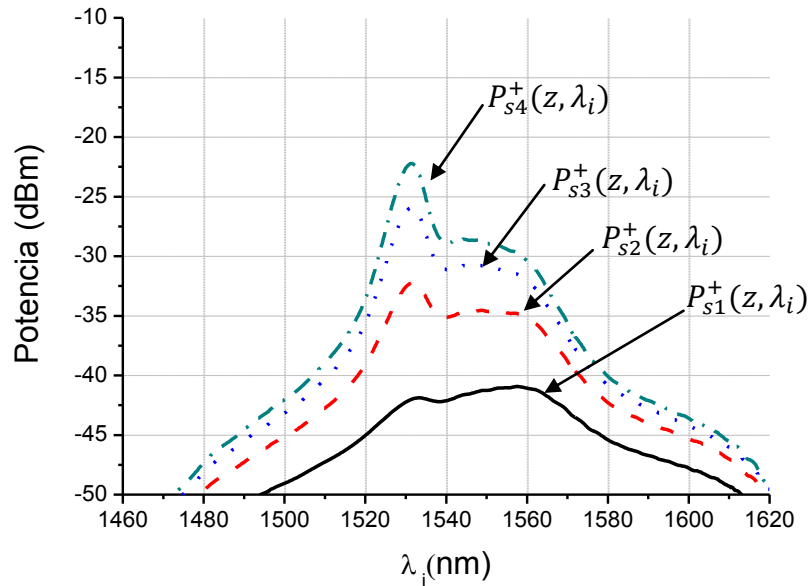


Figura 33. Espectro de salida en sentido coincidente al bombeo $P_s^+(z, \lambda_i)$, simulado teóricamente para una fuente superluminescente con 1.6 m de fibra óptica dopada con Erblio, para las potencias $P_p(z)$ de la Figura 30, en $z = 1.6$ m.

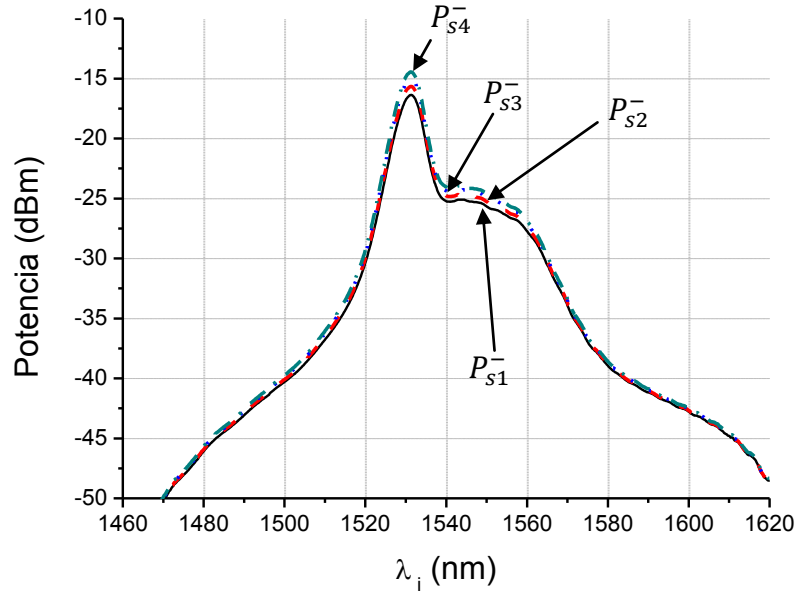


Figura 34. Espectro de salida en sentido opuesto al bombeo $P_s^-(z, \lambda_i)$, simulado teóricamente con para una fuente superluminescente con 1.6 m de fibra óptica dopada con Erblio, para las potencias $P_p(z)$ de la Figura 30, en $z = 0$ m.

Comparando las gráficas de la Figura 31 con la 32 y la 33 con la 34, se puede observar que la potencia de salida de las señales $P_s^-(z, \lambda_i)$, es de mayor magnitud que las de

$P_s^+(z, \lambda_i)$; esto se debe a que la ganancia neta $G_b(z, \lambda_i)$, decrece en función de la coordenada z , por lo que, la fibra dopada presenta mayor atenuación en la señal que se propaga en sentido coincidente al bombeo $P_s^+(z, \lambda_i)$, que para la señal que se propaga en sentido opuesto al bombeo $P_s^-(z, \lambda_i)$.

4.1.2 Fuente superluminiscente de Iterbio

A continuación se presentan los parámetros considerados para la fibra dopada con Iterbio, los cuales se obtuvieron de hojas de especificaciones y el software Laser Dynamics:

$N_T = 1.1198 \times 10^{26} \text{ iones/m}^3$, es la concentración del Iterbio en el núcleo de la fibra.

$a = 5 \mu\text{m}$, radio del núcleo de la fibra.

$\tau = 0.08 \text{ ms}$, es el tiempo de vida del nivel de trabajo superior para la radiación espontánea.

$L = 0.25 \text{ m}$, es la longitud de la fibra dopada.

$\omega_0 = 5.75 \mu\text{m}$, es el diámetro del campo modal a 1550 nm.

$\sigma_p = 2.476 \times 10^{-24} \text{ m}^{-2}$, es la sección transversal de absorción del bombeo a 977.2 nm.

Las secciones transversales de emisión y absorción se muestran en la Figura 35.

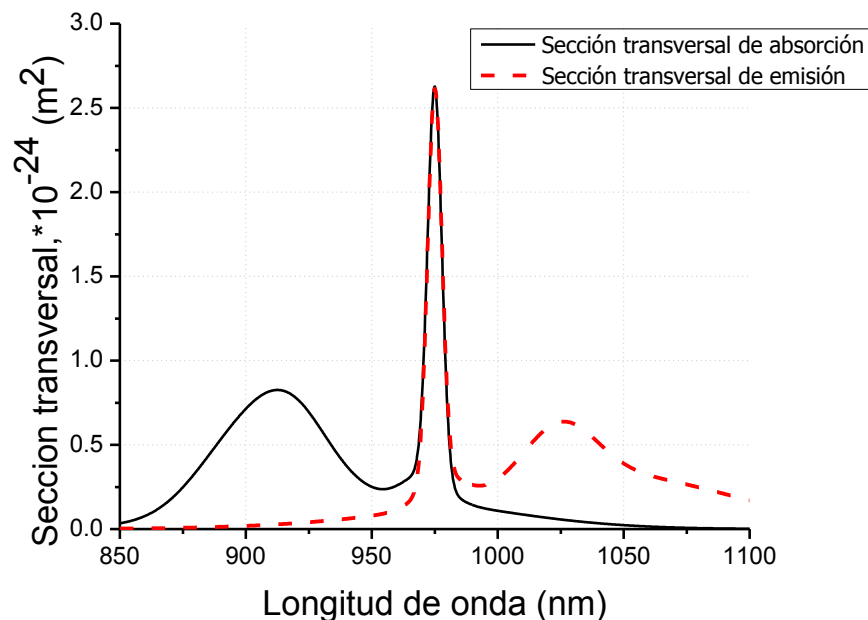


Figura 35. Secciones transversales de emisión y absorción de la fibra dopada con Iterbio. Datos obtenidos del software Laser Dynamics de Liekki

Las gráficas que a continuación se presentan, son simulaciones realizadas utilizando los parámetros de la fibra de Iterbio y una señal de bombeo a 977.2 nm de longitud de onda, con las siguientes potencias insertadas en la fibra dopada: $P_{IN} = 10$ mW, 20 mW, 30 mW y 40 mW.

En la Figura 36, se muestran las gráficas que representan la evolución de la señal de bombeo $P_p(z)$ en función de la coordenada longitudinal de la fibra dopada, las cuales fueron realizadas con la ecuación (48). Se puede observar, que la potencia de la señal es fuertemente absorbida e incluso toma valores negativos, dichos valores son incorrectos debido a que físicamente no existen potencias negativas. Este comportamiento se debe a que la condición $P_p(z) > P_p^{th}$ deja de cumplirse, por lo que la simplificación hecha en la ecuación (48) es inválida y produce este error.

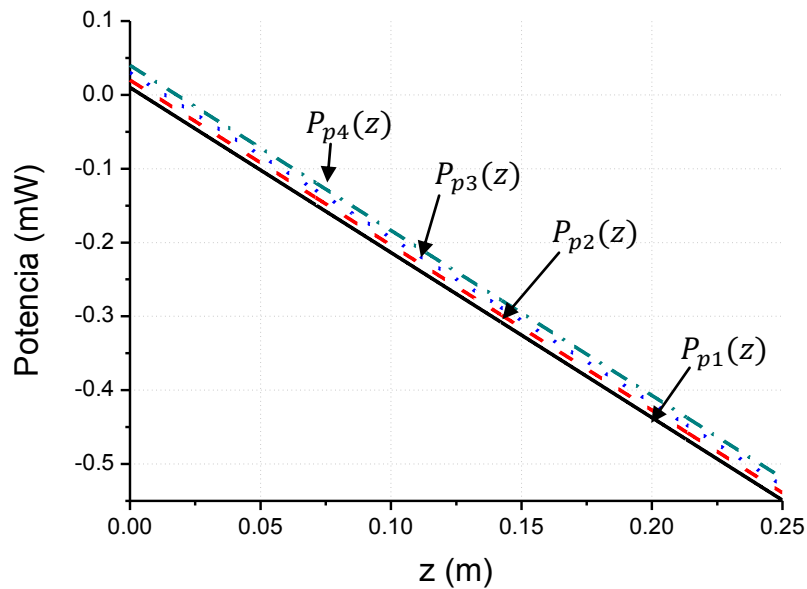


Figura 36. Evolución de la potencia de bombeo $P_p(z)$ en función de la coordenada longitudinal, donde para $P_{p1}(z)$, $P_{p2}(z)$, $P_{p3}(z)$ y $P_{p4}(z)$ se insertan las siguientes potencias de bombeo $P_{IN} = 10$ mW, 20 mW, 30 mW y 40mW respectivamente.

Con los resultados obtenidos de $P_p(z)$ mostrados en la Figura 36, no es de utilidad realizar las simulaciones con las ecuaciones (49) y (50), para describir la evolución de las señales radiadas en función de la coordenada longitudinal z , debido a que esto ocasiona que el coeficiente de ganancia neta $G_b(z, \lambda_i)$ mostrado en la ecuación (51), tome el valor cero en cierta posición z , ocasionando que los valores de potencia de salida de las señales radiadas tiendan a infinito. La razón más importante para no realizar estas simulaciones, es

que físicamente las potencias negativas no existen, por lo que, estos resultados no son útiles para describir el comportamiento de las señales radiadas.

Para simular la forma espectral de las emisiones de salida con las ecuaciones (49) y (50), se usaron los valores mínimos que cumplieran con la condición $P_p(z) > P_p^{th}$, donde $P_p^{th} = 8.1 \times 10^{-3} \text{W}$. De las gráficas de la Figura 36, la condición sucede cuando la coordenada longitudinal de $P_p(z)$ es $z = 0.8 \text{ mm}$ para $P_{p1}(z)$; $z=5.3 \text{ mm}$ para $P_{p2}(z)$; $z = 9.8 \text{ mm}$ para $P_{p3}(z)$; y $z = 14.2 \text{ mm}$ para $P_{p4}(z)$. En la Figura 37, se muestran las simulaciones obtenidas con la ecuación (49), las cuales representan la forma espectral de la señal radiada en sentido coincidente al bombeo $P_s^+(z, \lambda_i)$.

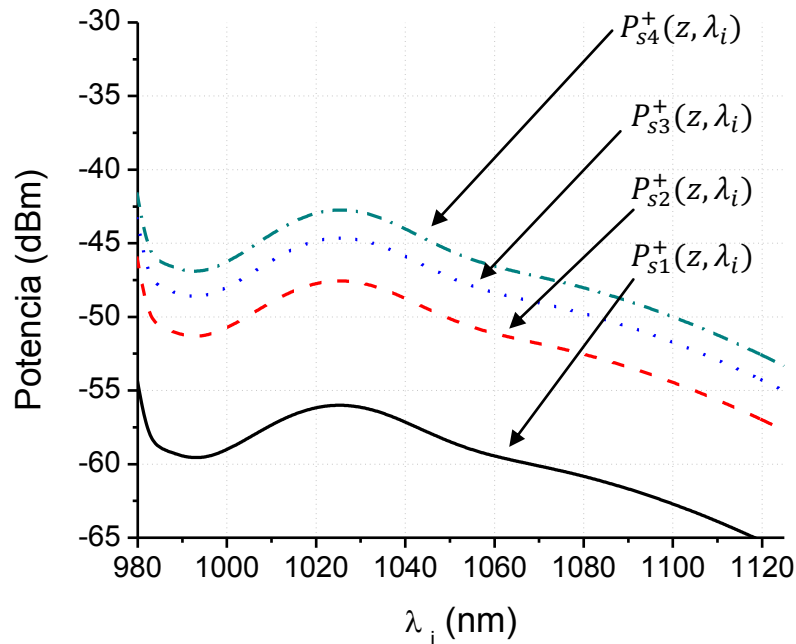


Figura 37. Espectro teórico de salida $P_s^+(z, \lambda_i)$, para una fuente superluminiscente de fibra óptica dopada con Iterbio, donde $P_{s1}^+(z, \lambda_i)$, $P_{s2}^+(z, \lambda_i)$, $P_{s3}^+(z, \lambda_i)$ y $P_{s4}^+(z, \lambda_i)$ son bombeados con $P_{p1}(z)$, $P_{p2}(z)$, $P_{p3}(z)$ y $P_{p4}(z)$ de la Figura 36, cuando $z = 0.8 \text{ mm}$, $z=5.3 \text{ mm}$, $z = 9.8 \text{ mm}$ y $z = 14.2 \text{ mm}$ respectivamente.

Las gráficas de las Figura 38, son las simulaciones realizadas con la ecuación (50), que representan la forma espectral de la señal radiada en sentido opuesto al bombeo $P_s^-(z, \lambda_i)$. Para realizar estas simulaciones, de las gráficas de la Figura 36, $P_p(z)$ es evaluada en $z = 0 \text{ m}$, debido a que en este punto se encuentra físicamente la salida de la señal, como se observa en la Figura 29. Por otra parte, la longitud de la fibra dopada es limitada a la

coordenada z donde se cumple la condición $P_p(z) > P_p^{th}$, es decir, $L = 0.8$ mm para $P_{p1}(z)$; $L=5.3$ mm para $P_{p2}(z)$; $L =9.8$ mm para $P_{p3}(z)$; y $L =14.2$ mm para $P_{p4}(z)$.

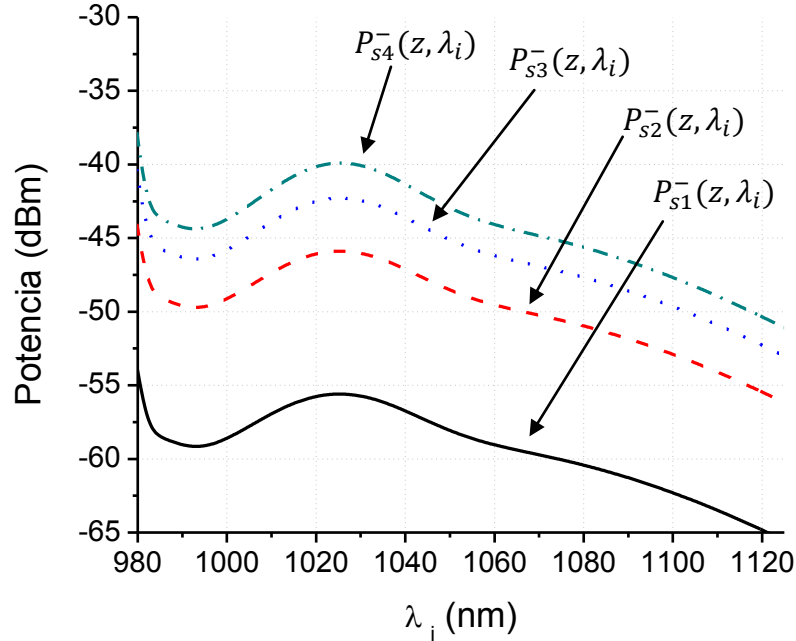


Figura 38. Espectro teórico de salida $P_s^-(z, \lambda_i)$, para una fuente superluminescente de fibra óptica dopada con Iterbio, donde $P_{s1}^+(z, \lambda_i)$, $P_{s2}^+(z, \lambda_i)$, $P_{s3}^+(z, \lambda_i)$ y $P_{s4}^+(z, \lambda_i)$ son bombeados con $P_{p1}(z)$, $P_{p2}(z)$, $P_{p3}(z)$ y $P_{p4}(z)$ evaluadas en $z = 0$ m de la Figura 36, cuando la longitud de la fibra dopada es $L = 0.8$ mm, $L=5.3$ mm, $L =9.8$ mm y $L =14.2$ mm respectivamente.

Al comparar las gráficas de las figuras 37 y 38, se observa que la potencia de salida de cada gráfico con las mismas condiciones de longitud y potencia de bombeo insertada, es mayor en el caso de la señal $P_s^-(z, \lambda_i)$. Esta diferencia también se notó en las simulaciones realizadas para la fuente superluminescente de Erblio, lo cual se atribuye, a que la ganancia neta de crece en función de la coordenada “ z ” y al tomar valores menores a uno, la señal que se propaga en sentido coincidente al bombeo es atenuada.

4.1.3 Láseres de Erblio

En esta sección, se presentan los resultados teóricos de la potencia de salida para dos láseres en fibra óptica: uno con resonador de Fabry-Perot y otro con resonador en anillo, que corresponden a las ecuaciones (59) y (60). Ambas simulaciones, fueron realizadas

considerando los parámetros de la fibra dopada con Erblio que se usan en la sección 4.2.2. Otra consideración importante de mencionar, es que se simulan casos ideales, lo cual significa, que se desprecian las pérdidas producidas por los acopladores. El modelo usado toma en cuenta la realimentación del sistema, debida a la cavidad de resonancia, sin embargo, este modelo se limita a predecir la potencia de salida a una determinada longitud de onda.

Potencia de salida para un láser con resonador de Fabry-Perot

Para el cálculo de la potencia de salida de un láser en fibra óptica dopada, es necesario conocer la salida de la emisión espontánea, la cual se calcula con las ecuaciones (49) y (50), debido a que estos datos se utilizan en las ecuaciones (55) y (56); finalmente con la ecuación (59) se procede a calcular la potencia a la salida del espejo 2 como se muestra en el esquema de la Figura 39.

Usando de referencia el esquema de la Figura 39, se realizaron las simulaciones para cuando el Espejo 1 tiene una reflectividad del 100%; el Espejo 2, es donde se tiene la salida láser y tiene una reflectividad del 90%; la longitud L de la fibra dopada con Erblio es de 1.6 m; y las potencias de bombeo insertadas por el Espejo 1 son: $P_{IN} = 7.13 \text{ mW}$, 20 mW , 30 mW y 40 mW .

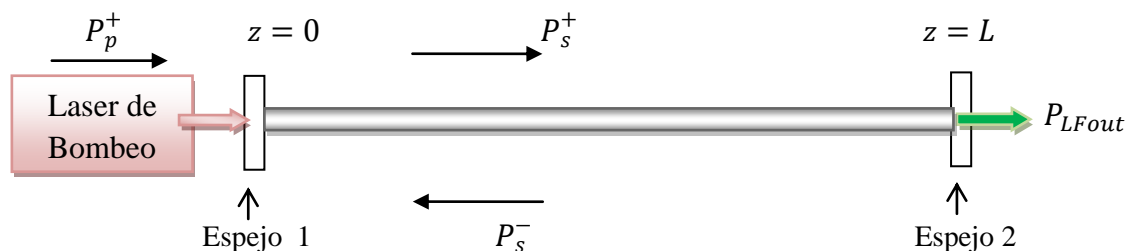


Figura 39. Esquema de propagación de un láser de Fabry-Perot en fibra.

Las gráficas de la Figura 40, representan la potencia pico de salida de un láser con resonador de Fabr-Perot, esto quiere decir, que a diferencia de las gráficas de las figuras 33, 34, 37 y 38, no se representa la forma espectral de la emisión. Lo que se hizo en las simulaciones del láser fue realizar un barrido por todo el espectro de emisión de la fibra dopada con Erblio, de esta forma un punto sobre las gráficas de la Figura 40, representa la potencia pico de salida del láser a determinada longitud de onda.

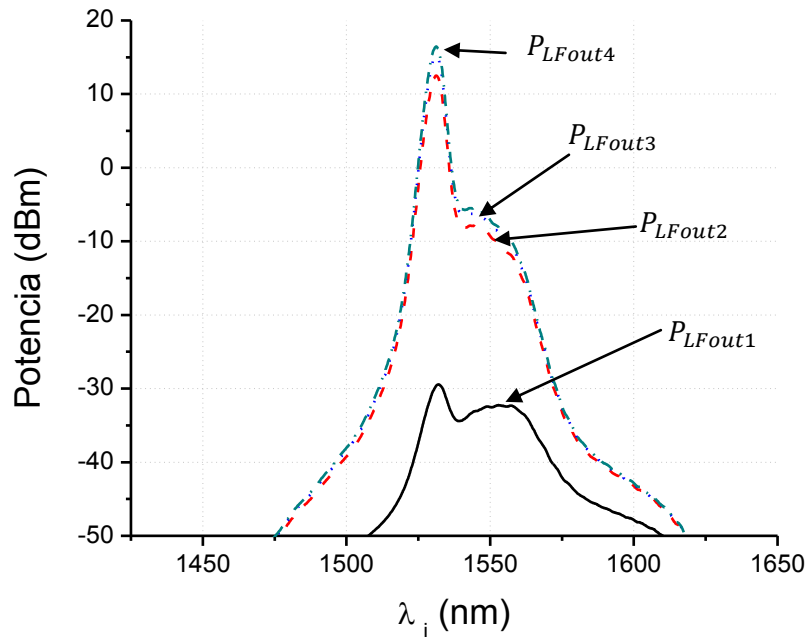


Figura 40. Simulación de las potencias de salida de un láser de 1.6 m fibra dopada con Erbio, con resonador de Fabry-Perot. Las potencias de bombeo utilizadas, fueron las siguientes: $P_{IN} = 7.13$ mW, 20 mW, 30mW y 40mW, para las gráficas P_{LFout1} , P_{LFout2} , P_{LFout3} y P_{LFout4} respectivamente.

Potencia de salida para un láser con resonador en anillo

En la Figura 41 se muestra el esquema de un láser con resonador en anillo, el cual carece de un aislador que obligue a la emisión a propagarse en un solo sentido, por esta razón la potencia que se propaga en sentido opuesto al bombeo es desperdiciada, teniendo un láser de cuando más la mitad de eficiencia máxima que podría obtenerse, si toda la potencia se propagara en un mismo sentido. En la simulación se utilizó una longitud de la fibra dopada con Erbio L de 1.6 m; un divisor de potencia con una razón de acoplamiento $\kappa = 0.9$; y con las siguientes potencias de bombeo insertadas: $P_{IN} = 7.13$ mW, 20 mW, 30 mW y 40 mW.

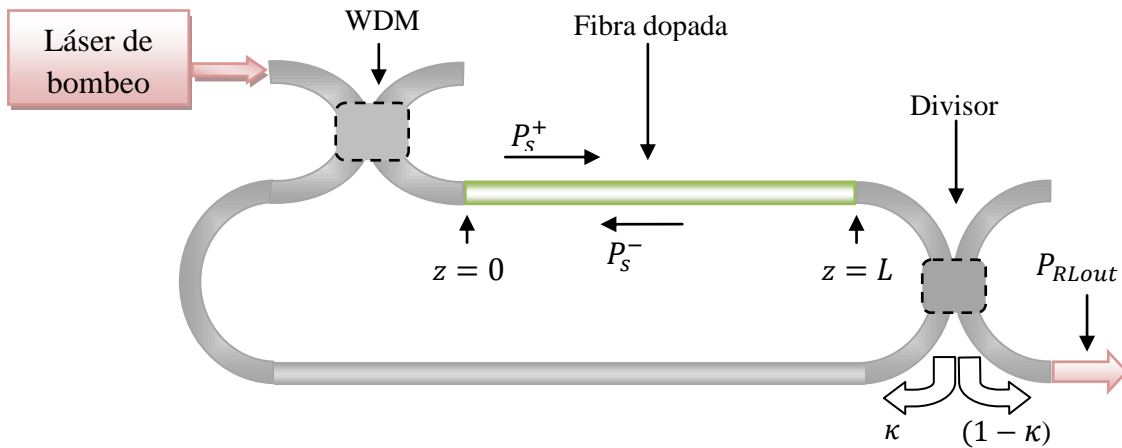


Figura 41. Esquema de un láser en fibra en anillo.

En la Figura 42, se muestran las gráficas de las potencias de salida pico para un láser el resonador en anillo, con las características de construcción antes descritas, donde se comprueba comparando con las gráficas de la Figura 40, que la potencia de salida del láser con resonador en anillo, es menos de la mitad que la del láser con resonador de Fabry-Perot, esto se debe a que la radiación de la señal que se propaga en sentido opuesto P_s^- no contribuye a la salida láser.

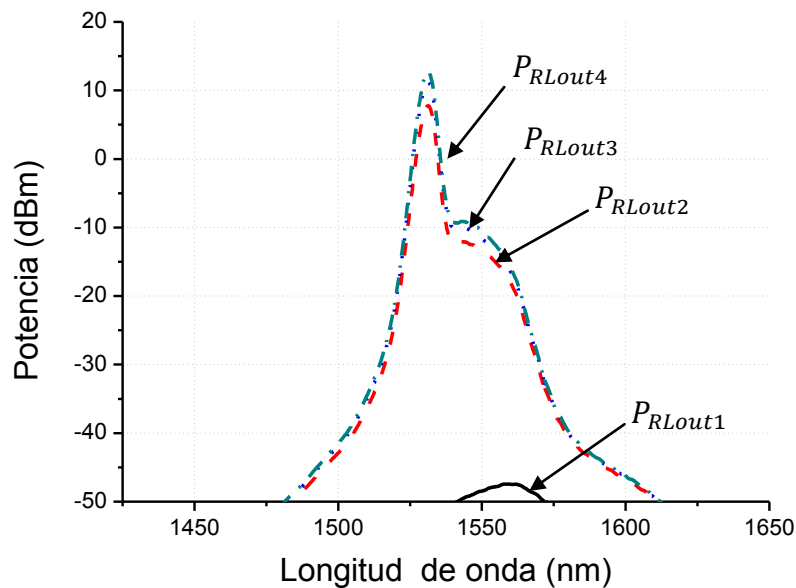


Figura 42. Simulación de las potencias de salida de un láser de 1.6 m fibra dopada con Erbio, con resonador en anillo. Las potencias de bombeo utilizadas, fueron las siguientes: $P_{IN} = 7.13$ mW, 20 mW, 30mW y 40mW, para las gráficas P_{RLout1} , P_{RLout2} , P_{RLout3} y P_{RLout4} respectivamente.

4.2 Resultados experimentales

Al igual que la sección anterior, en primer lugar se muestran los resultados para las fuentes superluminiscentes y posteriormente se presentan los resultados obtenidos de las configuraciones experimentales realizadas para los láseres.

Los resultados experimentales están agrupados en tres partes: la primera parte corresponde a los resultados obtenidos para una fuente superluminiscente implementada con fibra dopada con Erblio; en la segunda parte, se muestran los resultados de dos fuentes superluminiscentes implementadas con fibra dopada con Iterbio; y por último, se presentan los resultados de cuatro láseres en anillo implementados con fibra dopada con Erblio.

4.2.1 Fuente superluminiscente con fibra de Erblio

A continuación se presentarán los resultados de las mediciones experimentales obtenidas para la fuente superluminiscente implementada con 1.6 m de fibra dopada con Erblio. En la Figura 43, se muestra un esquema en el cual se representa mediante P_S^+ y P_S^- las señales de la emisión espontánea, cuando se propagan en sentido coincidente y en sentido opuesto al bombeo respectivamente.

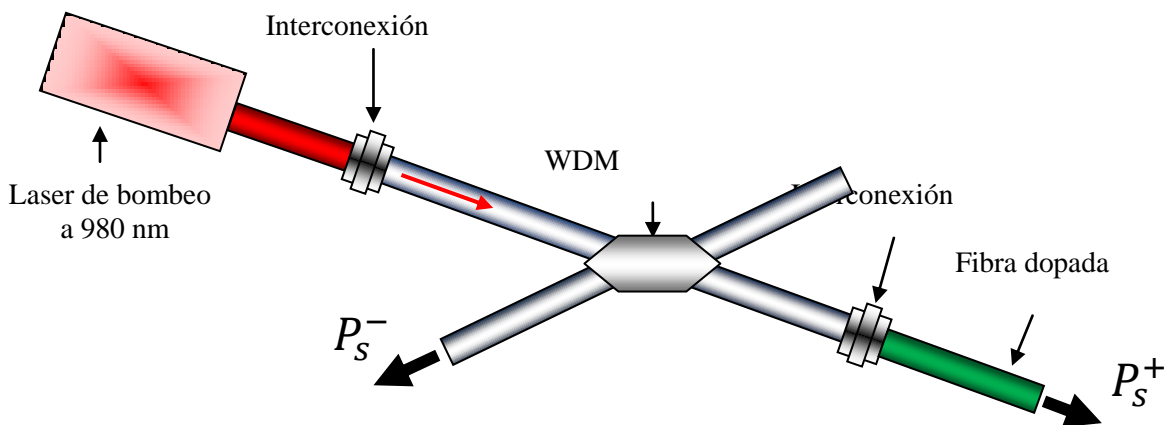


Figura 43. Esquema de la implementación de las fuentes superluminiscentes, donde P_S^+ es la señal que se propaga en sentido coincidente al bombeo y P_S^- es la señal que se propaga en sentido opuesto al bombeo.

En las figuras 44 y 45, se muestran los espectros de salida de la emisión superluminiscente de la fibra óptica dopada con Erblio. La Figura 44 muestra los espectros de la señal que se propaga en sentido coincidente al bombeo P_S^+ y la Figura 45 muestra los espectros obtenidos para la señal que se propaga en sentido opuesto al bombeo P_S^- .

En la Figura 44, se pueden distinguir dos tipos de señales. A la izquierda observa la señal de bombeo no absorbida que pertenece a un diodo láser con una emisión a 977.2 nm de longitud de onda; y a la derecha se aprecian los espectros pertenecientes a la emisión superluminiscente de la fibra dopada con Erbio. En la tabla 12, se muestra el bombeo utilizado para cada una de las señales mostradas y las características de salida de los espectros mostrados en la Figura 44.

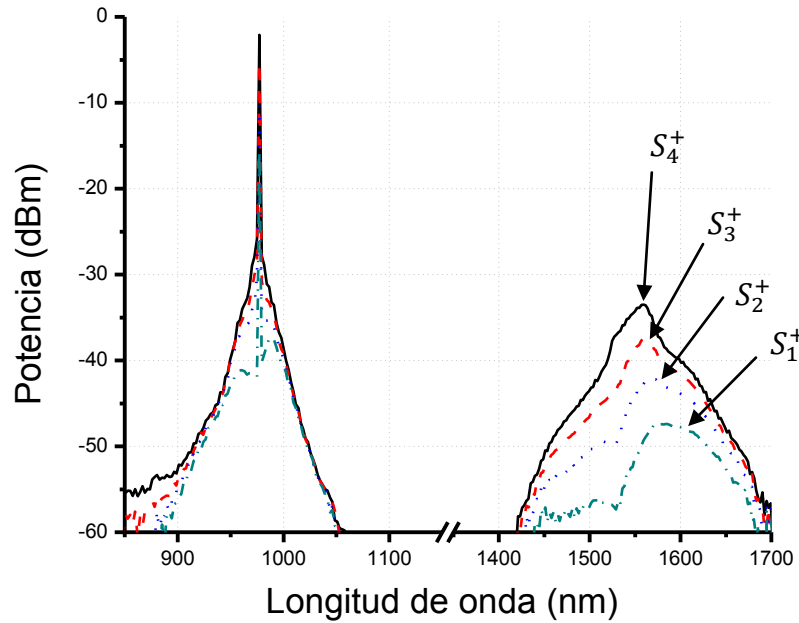


Figura 44. Espectros de la emisión superluminiscente en sentido coincidente a la propagación del bombeo P_s^+ , medidos con una resolución de 2 nm y una sensibilidad de -75dBm.

Tabla 12. Características de salida de los espectros de la Figura 44.

Espectro	P_p (mW)	P_{pna} (dBm)	P_{sp}^+ (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^+	2.29	-15.065	-47.422	1575.2	80
S_2^+	3.71	-10.297	-41.921	1568.3	69
S_3^+	5.34	-5.375	-37.514	1563.7	52.9
S_4^+	7.13	-2.110	-33.501	1559.1	41.4

P_p , potencia de bombeo insertada a 977.2 nm de longitud de onda; P_{pna} , potencia pico de bombeo no absorbida; P_{sp}^+ , potencia pico de la emisión espontánea; λ_{ps} , longitud de onda pico de la emisión espontánea; y FWHM, ancho espectral de la emisión espontánea medido al 50% del valor pico.

De la Figura 44 y la tabla 12, se puede observar que a medida que se incrementa la potencia de bombeo, el FWHM (ancho espectral medido al 50% de valor máximo) disminuye y su potencia pico aumenta. Además, se observa que el pico de la emisión

espontanea, tiene un corrimiento en longitud al incrementar la potencia de bombeo, que va desde 1575.2 hasta 1559.1. Si se observan las secciones transversales de emisión y absorción en la Figura 28, se aprecia que el pico de ambas está centrado alrededor de los 1531 nm de longitud de onda, donde la sección transversal de absorción es de mayor magnitud, sin embargo, en la región de 1540 nm a 1600 nm, se tiene la situación inversa; esto quiere decir, que a pequeños bombeos, la emisión resultante tiende a ser en las zonas donde existe una baja absorción y al ir incrementando la potencia de bombeo, se compensan las pérdidas por absorción, por lo que el pico se recorre a las regiones donde la sección transversal de emisión tiene mayor magnitud.

En la Figura 45, se muestran los espectros de la emisión superluminescente que se propaga en sentido opuesto al bombeo P_s^- ; y en la tabla 13, se presentan las características de salida para cada uno de los espectros mostrados.

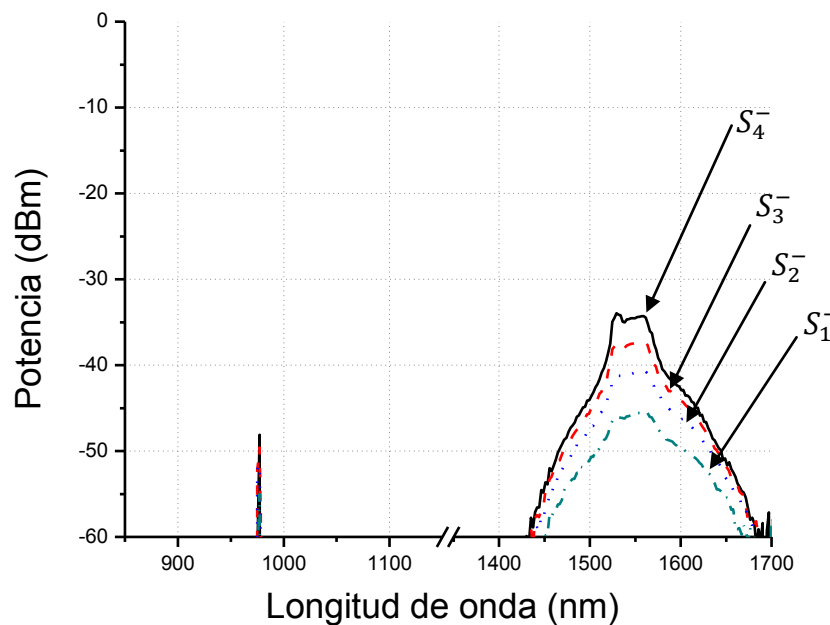


Figura 45. Espectro de la emisión superluminescente de Erbio en sentido opuesto a la propagación del bombeo P_s^- , medidos con una resolución de 2 nm y una sensibilidad de -75 dBm.

Tabla 13. Características de salida de los espectros de la Figura 45.

Espectro	P_p (mW)	P_{pr} (dBm)	P_{sp}^- (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^-	2.29	-54.994	-45.39	1559.1	64.4
S_2^-	3.71	-51.533	-40.598	1556.8	57.5
S_3^-	5.34	-49.555	-37.144	1556.8	50.6
S_4^-	7.13	-48.114	-33.968	1529.2	48.3

P_p , potencia de bombeo insertada a 977.2 nm de longitud de onda; P_{pna} , potencia pico de bombeo no absorbida; P_{sp}^- , potencia pico de la emisión espontánea; λ_{ps} , longitud de onda pico de la emisión espontánea; y FWHM, ancho espectral de la emisión espontánea medido al 50% del valor máximo.

En los espectros de la Figura 45, se distinguen dos tipos de fuentes de luz, a la izquierda con una longitud de onda pico de 977.2 nm, se encuentra una emisión con un delgado ancho espectral, que pertenece al láser de bombeo; esta señal aparece en el espectro, debido a reflexiones ocasionadas en el WDM y en los puntos de interconexión; si se observa la columna P_{pr} de la tabla 13, se puede ver que los valores de la señal de bombeo reflejada son muy pequeños, tal y como se esperaba cuando se estimaron las pérdidas por reflexiones de Fresnel.

De la Figura 45 y la tabla 13, se observa que la señal P_s^- se comporta de la misma forma que la señal P_s^+ , esto es, al incrementar la potencia de bombeo, la potencia de la señal radiada se incrementa, su ancho espectral disminuye y además existe un corrimiento en el pico de la señal, que va desde 1559.1 nm hasta 1529 nm.

Al comparar el comportamiento de las señales radiadas P_s^+ y P_s^- , en las tablas 12 y 13 respectivamente, se aprecia que la potencia pico de la señal P_s^+ para bombeos $P_p = 2.29$ mW, 3.71 mW y 5.34 mW es de menor magnitud que la señal P_s^- ; ésta característica es esperada según las simulaciones hechas en la parte teórica, donde la diferencia es más evidente como se aprecia en las Figuras 33 y 34. Lo anterior puede explicarse debido a las pérdidas en el WDM, necesario para realizar la medición de la señal P_s^- como se aprecia en el esquema de la Figura 43. Si se comparan los espectros S_4^+ y S_4^- , se observa que la potencia pico de la señal P_s^+ es ligeramente mayor en potencia que P_s^- , pero su ancho espectral es menor.

En la Figura 46, se muestran las gráficas del ancho espectral medido a la altura media y de la potencia de salida total dentro del ancho espectral, en función de la potencia de bombeo insertada, para las señales P_s^+ y P_s^- de la fuente superluminiscente de Erblio. En estas gráficas se puede apreciar que el ancho espectral tiene un comportamiento decreciente, mientras que la potencia de salida tiene un comportamiento creciente. En términos de potencia de salida, se puede decir que la señal P_s^- tiene un desempeño superior con respecto a la señal P_s^+ .

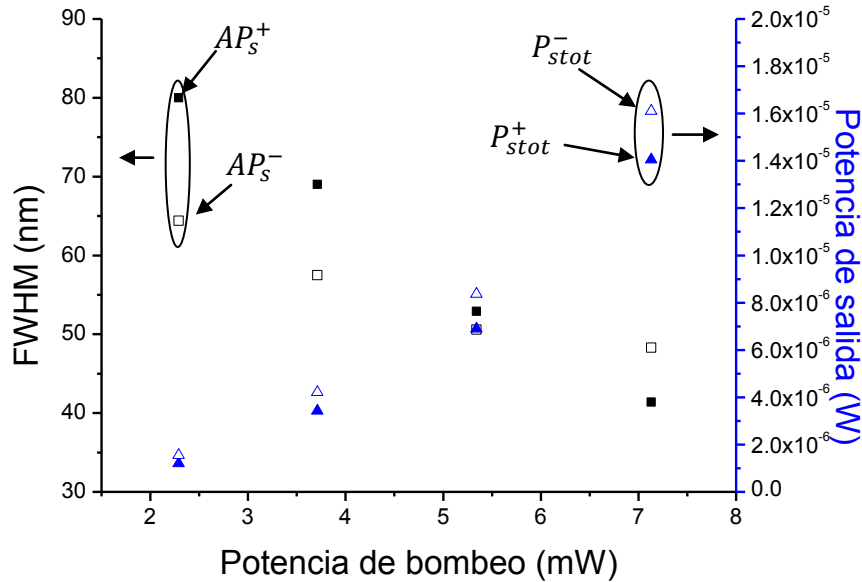


Figura 46. Evolución del ancho espectral y potencia total, en función de la potencia de bombeo, para una SFS de 1.6 m de fibra dopada con Erbio. AP_S^+ , es el ancho espectral de la señal P_S^+ ; AP_S^- , es el ancho espectral de la señal P_S^- ; P_{stot}^+ , es la potencia total de la señal P_S^+ ; y P_{stot}^- , es la potencia total de la señal P_S^- , todos ellos medidos en FWHM.

4.2.2 Fuente superluminiscente implementada con Iterbio

Ahora se procede a presentar los resultados de las mediciones experimentales, de las dos fuentes superluminiscentes implementadas con 25 y 42 cm de la misma fibra dopada con Iterbio, donde se usa el arreglo experimental mostrado en el esquema de la Figura 43. En primer lugar se muestran los resultados de la fuente superluminiscente de 25 cm de fibra dopada, después se muestran los resultados de la fuente implementada con 42 cm de fibra dopada y al final se hace una comparación entre los resultados obtenidos.

A diferencia de la fuente superluminiscente implementada con Erbio, la fibra dopada con Iterbio posee mayor absorción en la longitud del bombeo utilizado (977.2 nm), por tal motivo, podría esperarse que la emisión espontanea resultante tuviese un desempeño comparable o mejor a la de la fuente implementada con Erbio, a pesar de utilizar menores longitudes de fibra dopada con Iterbio, sin embargo, los resultados obtenidos no fueron así.

En la Figura 47 y la tabla 14, se muestran los espectros y características salida de la emisión espontánea que se propaga en sentido coincidente al bombeo P_s^+ , para la fuente con 25 cm de fibra dopada con Iterbio; en la parte izquierda del espectro a 977.2 nm de longitud de onda, se observa una emisión de un delgado ancho espectral perteneciente a la potencia de bombeo no absorbida, seguida de la emisión superluminescente, fácil de identificar por su amplio ancho espectral. Estos espectros fueron obtenidos con potencias de bombeo insertadas $P_{IN} = 9.2$ mW, 23.54 mW, 37.01mW y 50.66 mW.

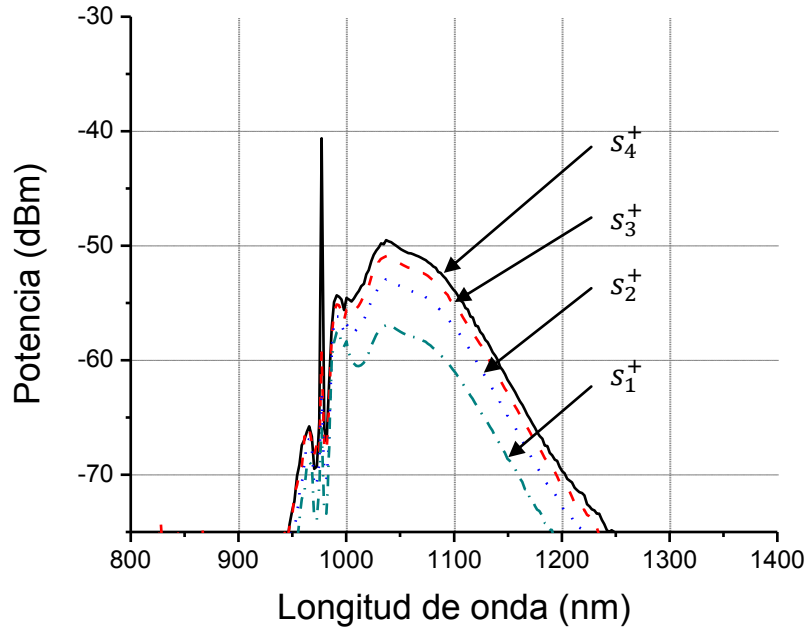


Figura 47. Espectro de la emisión superluminescente con 25 cm de Iterbio en sentido coincidente a la propagación del bombeo P_s^+ , medidos a una resolución de 2 nm y una sensibilidad de -75 dBm.

Tabla 14. Características de salida de los espectros de la Figura 47.

Espectro	P_p (mW) @977.2 nm	P_{pna} (dBm)	P_{sp}^+ (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^+	9.2	-65.715	-56.901	1039.3	73.6
S_2^+	23.54	-62.967	-52.921	1037	71.3
S_3^+	37.01	-59.302	-50.9	1037	71.3
S_4^+	50.66	-40.607	-49.509	1037	71.3

P_p , potencia de bombeo insertada; P_{pna} , potencia pico de bombeo no absorbida; P_{sp}^+ , potencia pico de la emisión espontánea; λ_{ps} , longitud de onda pico de la emisión espontánea; y FWHM, Anchura medida al 50% de valor pico de la señal.

Como se puede observar en la tabla 14, las potencias de bombeo utilizadas son más altas que en el caso de la fuente superluminiscente de Erblio, sin embargo, tanto la potencia de bombeo no absorbida como la potencia pico de la emisión espontanea resultante, son de menor magnitud; lo que quiere decir que la fibra dopada con Iterbio tiene mayor absorción.

En la Figura 47, se observa que la forma espectral de la emisión superluminiscente es muy constante, teniendo prácticamente la misma forma en las cuatro gráficas, donde su cambio más significativo son en amplitud. De la tabla 14, se observa que tanto su longitud de onda pico como su ancho espectral, permanecen casi idénticos en todas las pruebas, a una longitud de onda de 1037 nm y un ancho espectral de 71.3 nm, medidos al valor medio de la potencia pico.

En la Figura 48 que se muestra a continuación, se presentan los espectros obtenidos para la emisión que se propaga en sentido opuesto al bombeo P_s^- ; y en la tabla 15 se presentan las características de salida de estos espectros.

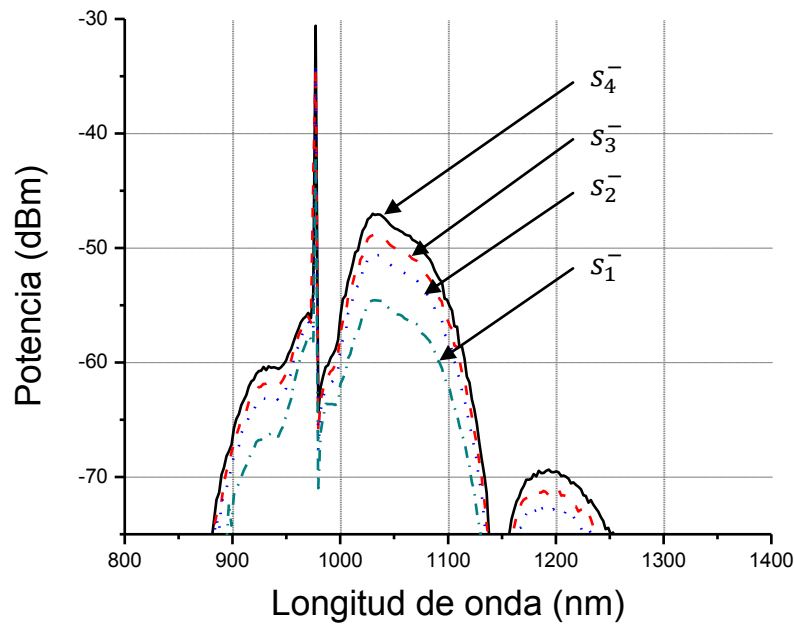


Figura 48. Espectros de la emisión superluminiscente con 25 cm de Iterbio en sentido opuesto a la propagación del bombeo P_s^- , medidos a una resolución de 2nm y a una sensibilidad de -75dBm.

Tabla 15. Características de salida de los espectros de la Figura 48.

Espectro	P_p (mW)	P_{pr} (dBm)	P_{sp}^- (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^-	9.2	-42.06	-54.552	1032.4	64.4
S_2^-	23.54	-34.318	-50.622	1030.1	64.4
S_3^-	37.01	-33.854	-48.838	1032.9	59.8
S_4^-	50.66	-30.597	-47.016	1030.1	59.8

P_p , potencias de bombeo insertadas a 977.2 nm de longitud de onda; P_{pr} , potencia pico de bombeo reflejada; P_{sp}^- , potencia pico de la emisión espontánea; λ_{ps} , longitud de onda pico de la emisión espontánea; y FWHM, Anchura medida al 50% del valor pico.

De los espectros mostrados en la Figura 48, se aprecia el reflejo de la señal de bombeo y la señal superluminiscente de la fibra dopada con Iterbio. En este caso la señal de bombeo, se aprecia que es de mayor potencia que el caso cuando se mide la señal P_s^+ , esto sugiere que existen reflexiones de Fresnel que pueden ser ocasionadas porque los conectores no estén en contacto, o que existe una diferencia importante en los índices de refracción de las fibras.

En las Figuras 47 y 48, se puede apreciar que la emisión superluminiscente se encuentra entre los 1000 nm y 1270 nm, sin embargo, existe una diferencia importante en la base de las emisiones, donde se aprecia a partir de 1150 nm de longitud de onda, el espectro de la señal P_s^- mostrado en la Figura 48 se divide en dos partes; esto se asocia con el mecanismo de división del WDM. En cuanto a la forma y ancho espectral, se aprecia que las emisiones de la señal P_s^- permanecen casi idénticas en los cuatro espectros y si se observan las características de salida en la tabla 15, la longitud de onda pico de la emisión se encuentra entre 1030.1 y 1032.4 nm, con un ancho espectral entre 59.8 nm y 64.4nm.

Si se comparan los espectros de las figuras 47 y 48, se observa que ambos tienen características similares, como el hecho de que su longitud de onda pico y su ancho espectral son muy estables. Por otra parte, la potencia de salida de la señal P_s^- siempre es mayor a la de la señal P_s^+ , lo cual concuerda con las simulaciones teóricas.

En la Figura 49, se muestran las gráficas del ancho espectral y de la potencia de salida total, en función de la potencia de bombeo insertada, para las señales P_s^+ y P_s^- de la fuente superluminiscente de 25 cm de fibra dopada con Iterbio. En estos gráficos se observa que ambas señales tienen un amplio ancho espectral con un comportamiento estable, que tiende a reducirse ligeramente y posteriormente permanece constante. En el caso de la potencia de salida de la señal, se observa que ambas poseen un comportamiento lineal creciente, donde la potencia de la señal P_s^- es de mayor magnitud respecto a la potencia P_s^+ .

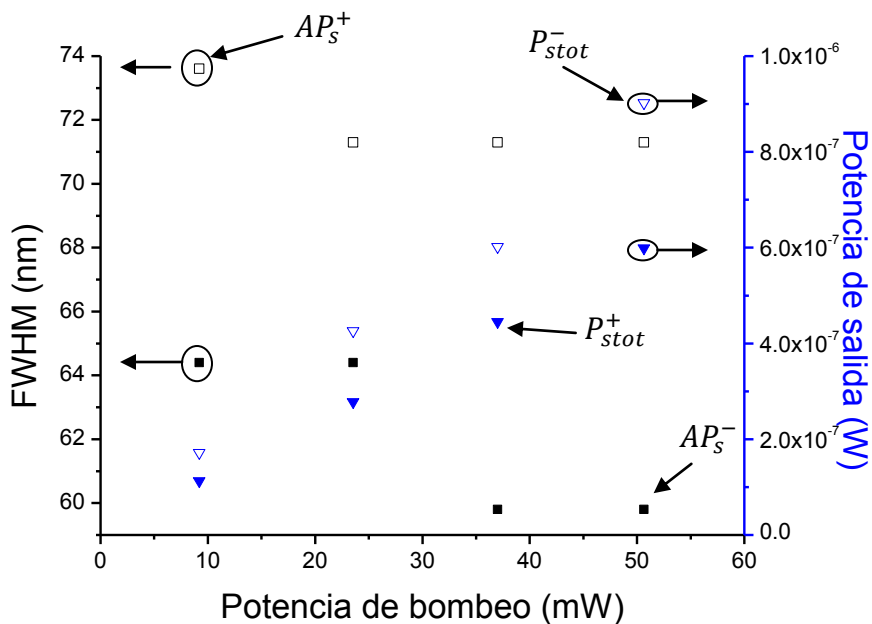


Figura 49. Evolución del ancho espectral y potencia total, en función de la potencia de bombeo, para una SFS de 25 cm de fibra dopada con Iterbio. AP_S^+ , es el ancho espectral de la señal P_S^+ ; AP_S^- , es el ancho espectral de la señal P_S^- ; P_{stot}^+ , es la potencia total de la señal P_S^+ ; y P_{stot}^- , es la potencia total de la señal P_S^- , todos ellos medidos en FWHM.

Continuando con la presentación de los resultados, ahora se muestran los espectros obtenidos experimentalmente de la fuente superluminiscente implementada con 42 cm de fibra dopada con Iterbio, donde se insertan las mismas potencias de bombeo que en la fuente superluminiscente implementada con 25 cm de fibra dopada con Iterbio. Esto se realizó con la intención de observar los cambios en la emisión espontánea, cuando se utiliza una mayor longitud de fibra dopada.

En la Figura 50 y la tabla 16, se muestran los espectros y las características de salida de la señal propagada en sentido coincidente al bombeo P_S^+ , donde se aprecia la señal láser no absorbida por la fibra dopada a una longitud de onda de 977.2 nm. A la derecha del láser, con un rango entre 990 nm hasta 1180 nm se observa la señal superluminiscente de la fibra dopada con Iterbio.

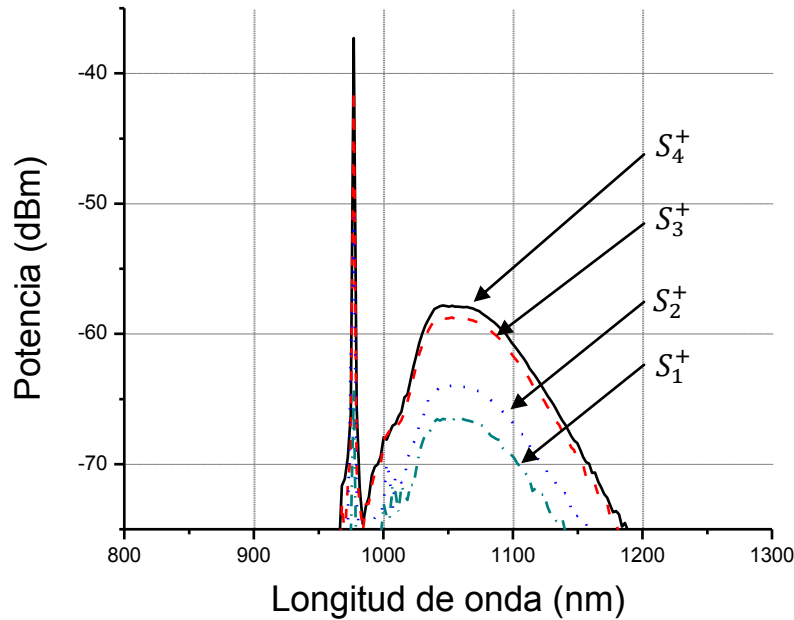


Figura 50. Espectro de la emisión superluminescente en sentido coincidente a la propagación del bombeo P_s^+ , de la fuente superluminescente implementada con 42 cm de fibra dopada con Iterbio, medidos con una resolución de 2nm y a una sensibilidad mínima de -75 dBm

Tabla 16. Características de salida de los espectros de la Figura 50.

Espectro	P_p (mW)	P_{pna} (dBm)	P_{sp}^+ (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^+	9.2	-64.329	-66.52	1050.8	71.3
S_2^+	23.54	-51.041	-64.002	1050.8	71.3
S_3^+	37.01	-41.261	-58.728	1050.8	71.3
S_4^+	50.66	-37.281	-57.829	1046.2	71.3

P_p , potencias de bombeo insertadas a 977.2 nm de longitud de onda; P_{pna} , potencia pico de bombeo no absorbida; P_{sp}^+ , potencia pico de la emisión espontánea; λ_{ps} , longitud de onda pico de la emisión espontánea; y FWHM, anchura medida a la potencia media.

De la Figura 50 y la tabla 16, se aprecia que la emisión espontánea tiene un amplio ancho espectral de 71.3 nm; también se observa que la longitud de onda pico tiende a disminuir en función de la potencia de bombeo. Si se consultan las secciones transversales de emisión y absorción en la Figura 35, el pico de ambas está centrado a 976 nm de longitud de onda, pero debido a que es en esta longitud donde se realiza el bombeo, la emisión resultante se debe encontrar en el rango entre 990 nm y 1100 nm, donde se aprecia que el segundo pico de la sección transversal, se encuentra alrededor de los 1026 nm de

longitud de onda, por lo que si se continuara con el incremento de potencia de bombeo, el pico de la emisión resultante, se encontrará alrededor de este punto, tal y como sucedió en el caso de la fuente implementada con 25 cm de fibra dopada con Iterbio.

En la Figura 51 y la tabla 17, se muestran los espectros y las características de salida de la señal P_s^- , de la fuente superluminiscente de 42 cm de longitud de fibra dopada con Iterbio.

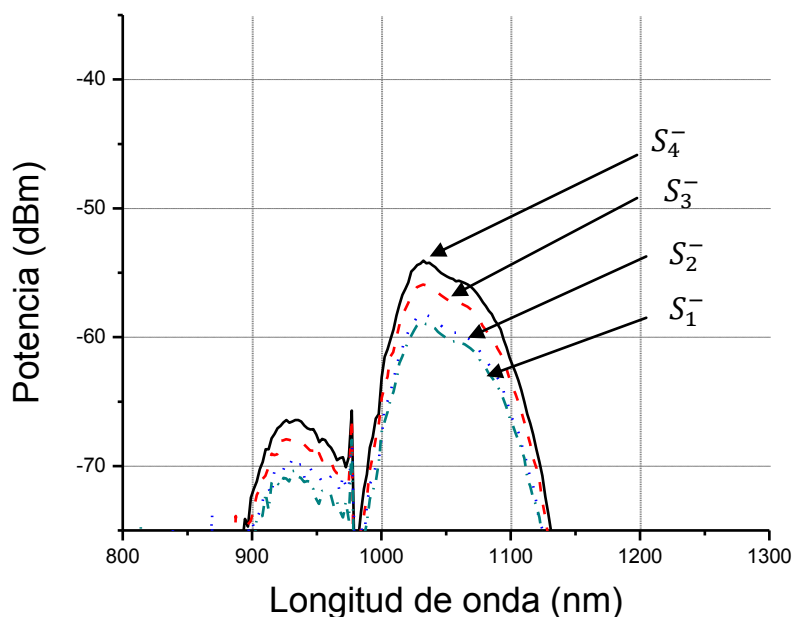


Figura 51. Espectros de la emisión superluminiscente en sentido opuesto al bombeo P_s^- , para una fibra dopada con Iterbio de 42 cm de longitud. Mediciones realizadas a una resolución de 2nm y una sensibilidad de -75 dBm.

Tabla 17. Características de salida de los espectros de la Figura 51.

Espectro	P_p (mW)	P_{pr} (dBm)	P_{sp}^- (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^-	9.2	-67.95	-58.926	1032.4	62.1
S_2^-	23.54	-67.875	-58.252	1030.1	64.4
S_3^-	37.01	-66.28	-55.922	1032.4	62.1
S_4^-	50.66	-65.7	-54.068	1032.4	64.4

P_p , potencias de bombeo insertadas a 977.2 nm de longitud de onda; P_{pr} , potencia pico de bombeo reflejada; P_{sp}^- , potencia pico de la emisión espontánea; λ_{ps} , longitud de onda pico de la emisión espontánea; y FWHM, anchura espectral medida al 50% del valor pico.

De la Figura 51 y la tabla 17, se puede observar que la fuente superluminiscente presenta un amplio ancho espectral, que varía entre 62.1 nm y 64.4 nm. Otra importante cualidad es que la longitud de onda pico permanece prácticamente estática alrededor de los 1032.4 nm.

En la Figura 52, se muestran las gráficas del ancho espectral medido a la altura media y de la potencia de salida total dentro del ancho espectral, en función de la potencia de bombeo insertada, para las señales P_s^+ y P_s^- de la fuente superluminiscente de 42 cm de fibra dopada con Iterbio. En estos gráficos se observa que ambas señales tienen un amplio ancho espectral principalmente P_s^+ el cual permaneció estable en 71.3 nm. En el caso de la potencia de salida de la señal, se observa que ambas poseen un comportamiento lineal creciente, donde la potencia de la señal P_s^- tiene un mejor desempeño respecto a la potencia P_s^+ .

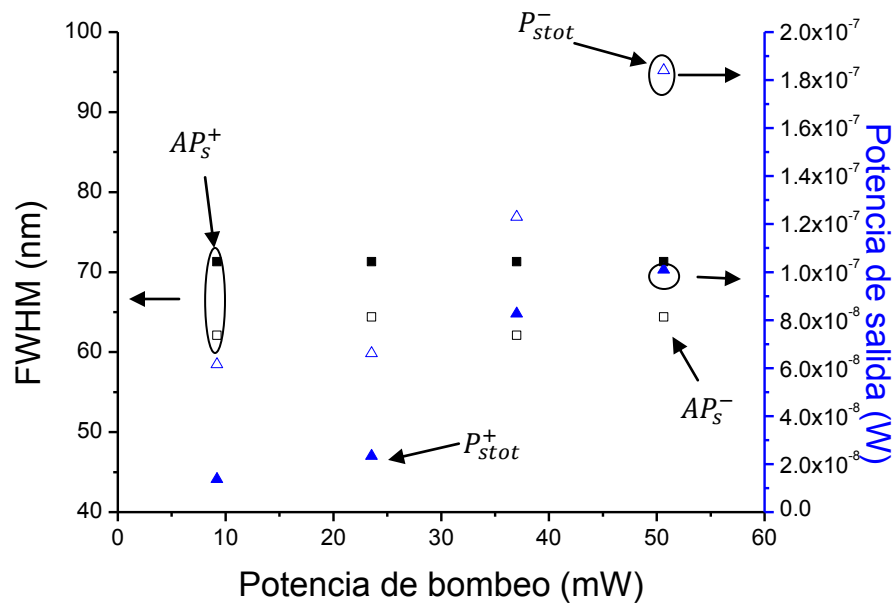


Figura 52. Evolución del ancho espectral y potencia total, en función de la potencia de bombeo, para una SFS de 42 cm de fibra dopada con Iterbio. AP_s^+ , es el ancho espectral de la señal P_s^+ ; AP_s^- , es el ancho espectral de la señal P_s^- ; P_{stot}^+ , es la potencia total de la señal P_s^+ ; y P_{stot}^- , es la potencia total de la señal P_s^- , todos ellos medidos en FWHM.

De los espectros obtenidos en las figuras 47, 48, 50 y 51, se puede obtener algunas conclusiones, quizás la más importante, es el hecho que se utilizan altas potencias de bombeo, pero la potencia de salida es muy pequeña; esto puede significar dos cosas, la primera es que la potencia insertada en la fibra dopada tal vez sea mucho menor a la

estimada y puede deberse a pérdidas debidas a las diferencias ópticas y geométricas entre la fibra dopada con la cual se realiza el bombeo y la fibra dopada; otra posibilidad, es que la fibra dopada con Iterbio requiera potencias de bombeo mucho mayores a las utilizadas o en su defecto utilizar longitudes de fibra dopada más pequeñas.

De los espectros de P_s^+ mostrados en la Figura 50, para la fuente superluminiscente implementada con 42 cm de longitud, se pueden apreciar diferencias interesantes al ser comparados con los espectros de la Figura 47, pertenecientes a la fuente implementada con 25 cm de fibra dopada. En primer lugar, se aprecia que la potencia de bombeo no absorbida es de mayor magnitud, mientras que la potencia de la señal radiada es de menor intensidad; esto puede significar, que la concentración de la fibra dopada no es uniforme a lo largo de la fibra dopada, ya que de ser idénticas y al existir una mayor interacción con el medio activo, se esperaría que la potencia de la señal de bombeo fuese absorbida en mayor cantidad. Lo que sí concuerda es que la señal radiada sea de menor intensidad, ya sea por existir una menor absorción del bombeo debida a una menor concentración de iones, o en su defecto porque la potencia de bombeo insertada sea insuficiente para excitar la fibra dopada, por lo que la señal es atenuada.

Ahora al comparar los espectros pertenecientes a P_s^- de ambas fuentes superluminiscentes, en las figuras 48 y 51, se observa que las formas espectrales son muy similares, incluso tienen longitudes de onda pico casi idénticas, al igual que sus anchos espectrales, sin embargo, la potencia de bombeo reflejada, es menor en el caso de la fuente implementada con 42 cm de fibra dopada, lo cual es un fenómeno extraño, debido a que cuando menos tendría que ser de una magnitud similar, partiendo del hecho de que la ganancia de la señal está en función de la longitud de la fibra dopada, incluso podría ser mayor si las condiciones de bombeo y características de la fibra son idénticas.

Debido a las diferencias encontradas, en las potencias de bombeo no absorbidas y la diferencia en magnitud de las señales P_s^- , se puede considerar el hecho de que la fibra dopada con Iterbio, no tiene un dopaje uniforme, o existen pérdidas de inserción del bombeo, debidas a diferencias geométricas como puede ser la alineación de los núcleos en la interconexión, donde una porción de la potencia del bombeo se propaga entre el revestimiento y núcleo, lo cual explicaría que la medición de la señal de bombeo sea más intensa para el caso de la fuente superluminiscente implementada con 42 cm, cuando debería ser menor, por el hecho de que mayores longitudes de interacción incrementan la absorción.

4.2.3 Fuente láser de Erblio

En esta sección, se presentan los resultados de las implementaciones realizadas para obtener la oscilación láser, utilizando 1.6 m de fibra dopada con Erblio como medio activo. Los resultados aquí mostrados se agrupan en dos partes, según su esquema de implementación. A continuación se muestran los resultados del láser en anillo, implementado únicamente con el WDM y la fibra dopada para cerrar el lazo, como se puede ver en el esquema de la Figura 53, de que sólo es posible medir la señal que se propaga en sentido coincidente al bombeo P_s^+ .

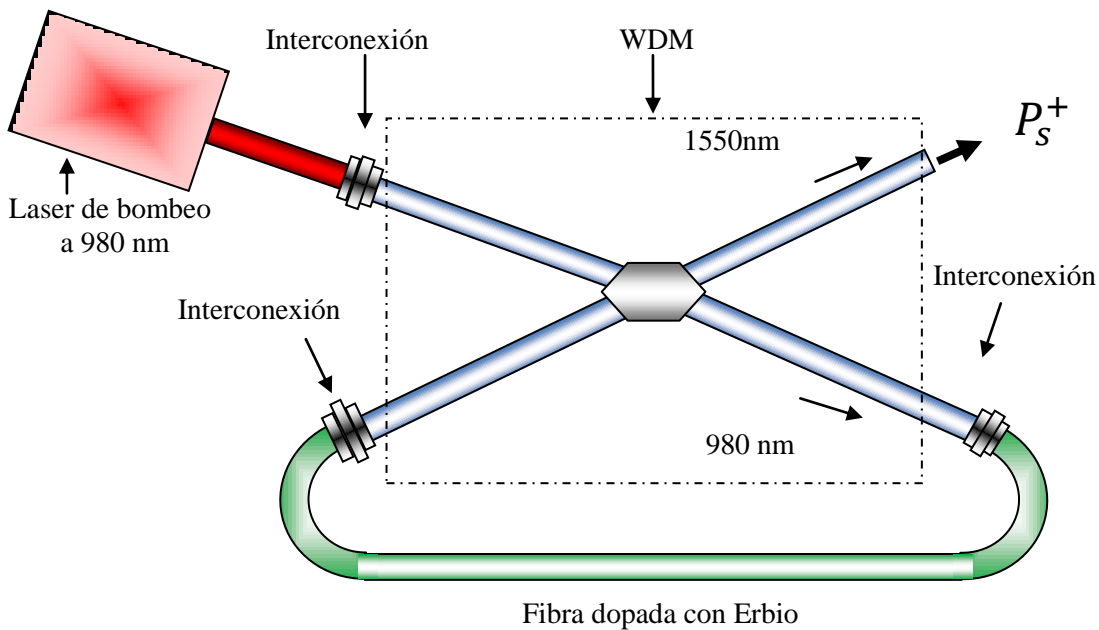


Figura 53. Esquema del láser en fibra óptica dopada con Erblio usando un WDM para construir el resonador en anillo.

En la Figura 54, se muestran los espectros medidos en el puerto de 1550 nm del WDM de la implementación mostrada en la Figura 53. En los espectros se puede observar a una longitud de onda de 977.2 nm la señal láser de bombeo no absorbida y alrededor de 1600 nm de longitud de onda, se encuentra la emisión de resultante del arreglo experimental, el cual es un resultado poco esperado, debido a que la emisión pico de las señales superluminiscentes, sucedió a una longitud de onda alrededor de 1556 nm a potencias de bombeo por debajo de las empleadas para alcanzar el funcionamiento láser de este dispositivo.

En la tabla 18, se muestra un resumen de las características de salida de la emisión láser obtenidas, donde se observa que la emisión láser alcanza su valor pico entre los 1595.9 nm y los 1589.2 nm, con anchos espectrales que van de 3.5nm a 4.5nm medidos al 50% de la señal pico. Otra característica importante de mencionar es que en la señal S_1^+ donde la potencia de bombeo insertada es de 2.29 mW, se aprecia una señal superluminiscente debido a que aun no se alcanza el bombeo mínimo, necesario para alcanzar la oscilación láser.

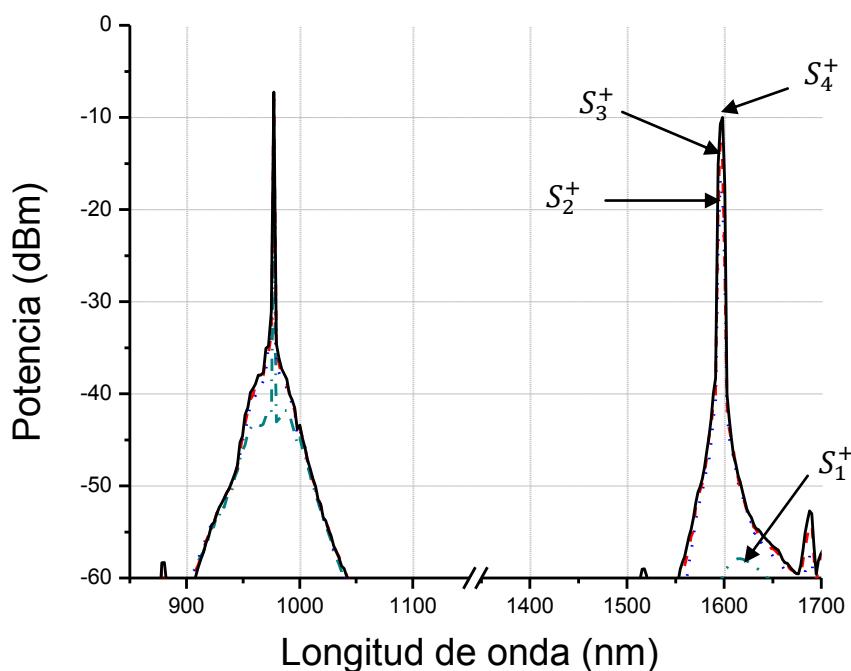


Figura 54. Espectro a la salida del láser de Erbio en anillo usando solo un WDM. Mediciones realizadas con una resolución de 2nm y una sensibilidad de -75dBm.

Tabla 18. Características de salida de las señales de la Figura 54

Espectro	P_p (mW)	P_{pna} (dBm)	P_{sp}^+ (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^+	2.29	-21.533	-57.911	1614.3	66.7
S_2^+	9.03	-9.784	-16.785	1595.9	3.5
S_3^+	17.25	-8.005	-12.767	1595.9	3.5
S_4^+	25.54	-7.236	-10.017	1598.2	4.53

P_p , potencia de bombeo insertada a 977.2 nm de longitud de onda; P_{pna} , potencia pico de bombeo no absorbida; P_{sp}^+ , potencia pico del láser de salida; λ_{ps} , longitud de onda pico de la emisión espontánea; y FWHM, Anchura a media altura.

Si se compara el ancho espectral medido en la base de la fuente superluminiscente (Figura 44), con respecto a la emisión láser obtenida de esta implementación, se observa

que es mucho más delgada en el caso del láser, fenómeno que puede deberse a que se utilice el puerto de 1550 nm del WDM, el cual actúe como filtro del espectro comprendido entre 1400 y 1550.

En la Figura 55 se muestran los gráficos de la potencia pico de la salida del láser y del ancho espectral, en función de la potencia de bombeo insertada. De la gráfica P_s^+ , se hace la regresión lineal y al encontrar el punto donde la recta cruza el eje de las abscisas, se obtiene el siguiente umbral de bombeo:

$$P_p^{th} = 5.095 \text{ mW}$$

Otra característica que puede encontrarse usando la regresión lineal, es la eficiencia de conversión de la salida láser, usando la pendiente que indica la tasa de crecimiento de la salida láser en función de la potencia de bombeo insertada, donde por cada 1mW de entrada se obtiene $4.73\mu\text{W}$ de salida, así que la eficiencia en porcentaje es:

$$\text{Eficiencia} = \frac{\text{Potencia de salida}}{\text{Potencia de entrada}} \times 100 = 0.473\%$$

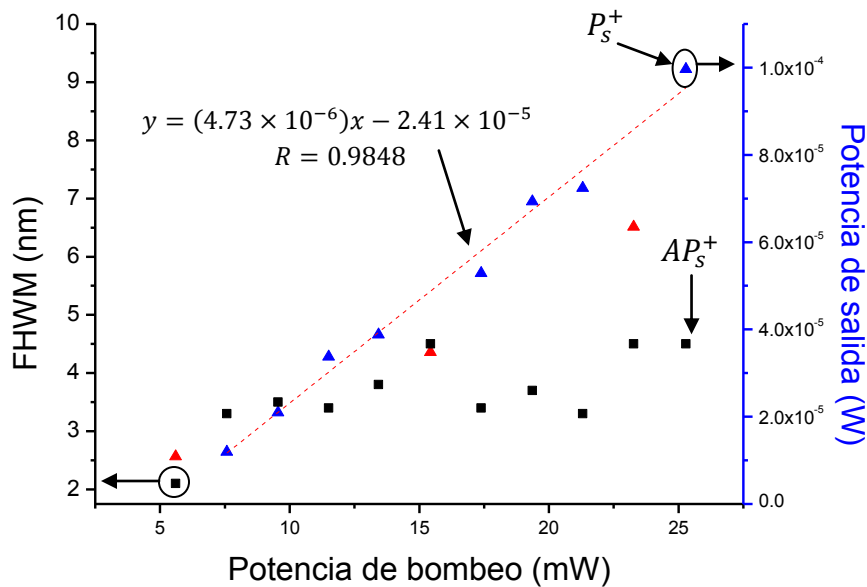


Figura 55. Gráficas de la potencia de salida de la señal P_s^+ y su ancho espectral AP_s^+ , medido al 50% de la potencia pico (FWHM), en función de la potencia de bombeo.

La segunda implementación, la cual incorpora un divisor de potencia óptico, permitió la medición de las señales P_s^+ y P_s^- , como se observa en el esquema de la Figura 56. Usando

este esquema de implementación se realizaron 3 experimentos, con dos divisores de potencia óptica de diferentes razones de acoplamiento. De la Figura 56, se puede observar que el divisor de potencia tiene una razón de acoplamiento A/B , teniendo en cuenta lo anterior, los resultados son presentados en el siguiente orden: en primer lugar se muestran los resultados para el experimento realizado con el divisor de potencia óptica con una razón de acoplamiento 50/50; posteriormente se presentan los resultados para una razón de acoplamiento de 80/20, donde $A=80$ y $B=20$; y finalmente usando el mismo acoplador, se invirtieron los puertos de salida, conectando de forma 20/80, esto es $A=20$ y $B=80$.

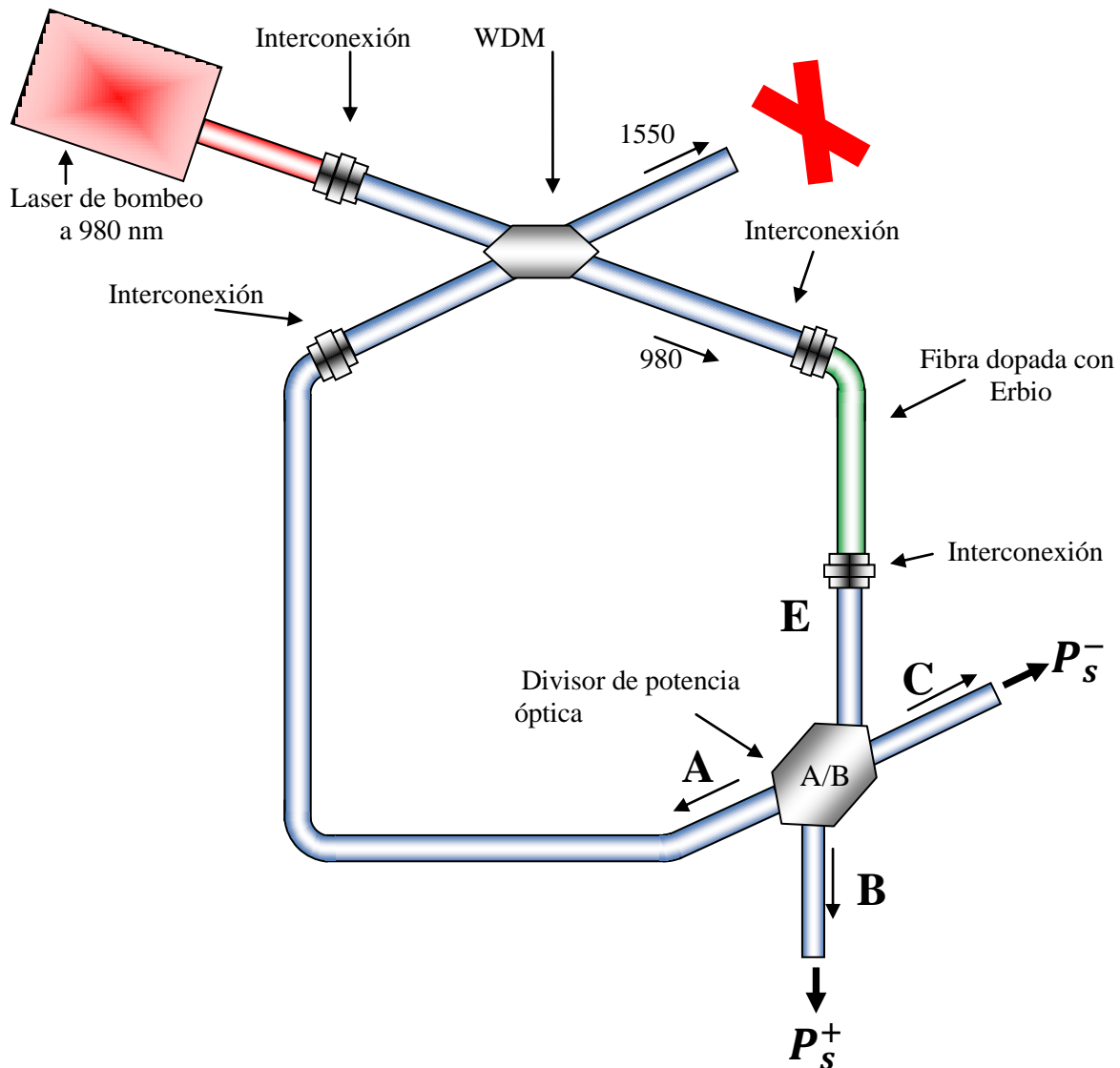


Figura 56. Esquema de implementación de un láser en fibra óptica en configuración en anillo, donde A/B es la razón de acoplamiento del divisor.

Configuración A=50 y B=50

En la Figura 57, se muestra el espectro de salida medido en el puerto B, dicha señal corresponde a la emisión láser propagada en sentido coincidente al bombeo P_s^+ , cuando se utiliza un divisor con una razón de acoplamiento de 50/50 en la implementación del resonador en anillo.

De los espectros mostrados en la Figura 57, al igual que en casos anteriores, se aprecia la potencia de bombeo no absorbida con un longitud de onda de 977.2 nm y a la derecha comprendida entre 1440 y 1700nm, se encuentra la emisión de la fibra dopada con Erbio.

En la tabla 19, se resumen las principales características de salida de los espectros mostrados en la Figura 57, donde se aprecia que la emisión láser obtenida tiene un ancho espectral que varía de 3.8nm a 1.8 nm, mientras su longitud de onda pico, permanece estable en 1561.4 nm de longitud de onda, con excepción del espectro S_1^+ , el cual tiene la forma espectral de una fuente superluminiscente con una longitud de onda pico de 1584.4 nm.

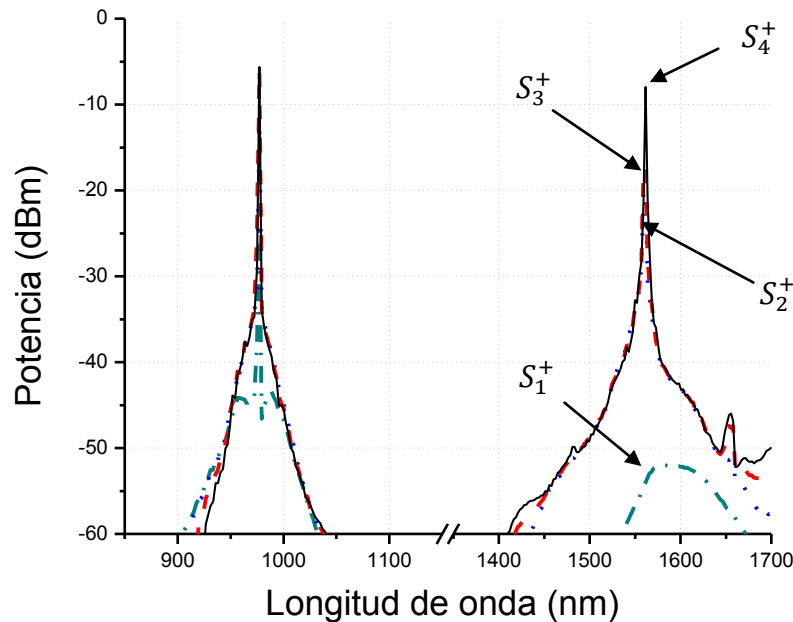


Figura 57. Espectros láser en sentido coincidente al bombeo P_s^+ , a la salida del puerto B, usando una configuración de realimentación 50/50. Mediciones realizadas a una resolución de 2 nm y una sensibilidad de -75 dBm.

Tabla 19. Características de salida de los espectros de la Figura 57.

Espectro	P_p (mW)	P_{pna} (dBm)	P_{sp}^+ (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^+	2.29	-24.808	-52.015	1584.4	80.5
S_2^+	9.03	-12.142	-19.924	1561.4	3.8
S_3^+	17.25	-5.945	-17.395	1561.4	3.8
S_4^+	25.54	-5.651	-7.951	1561.4	1.8

P_p , potencia de bombeo insertada a 977.2 nm de longitud de onda; P_{pna} , potencia pico de bombeo no absorbida; P_{sp}^+ , potencia pico de la emisión láser de salida; λ_{ps} , longitud de onda pico de la emisión láser de salida; y FWHM, Anchura a media altura.

Al comparar la base espectral de la fuente superluminescente y el láser con el divisor 50/50 de las figuras 44 y 57, ambas para la emisión que se propaga en sentido coincidente al bombeo P_s^+ , se puede observar que son similares en su ancho y forma espectral situadas en la región entre 1400 nm y 1700 nm, en el rango de potencias de -60 dBm a -40 dBm. Esta situación se presentará en todas las emisiones láser, donde se utilice el mismo esquema de implementación y se compare con su caso análogo de la emisión superluminescente.

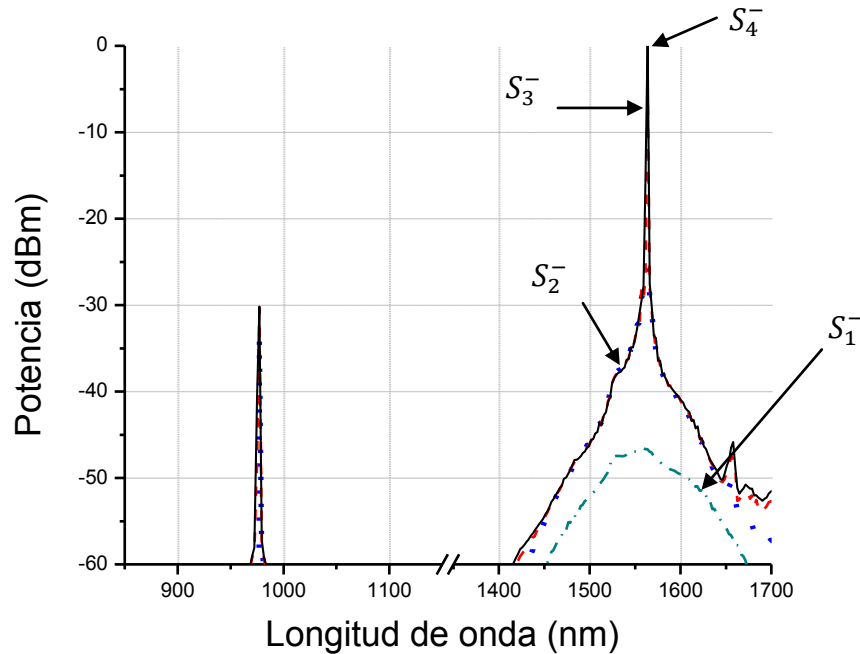


Figura 58. Espectro del láser de Erbio en anillo, a la salida de un acoplador 50/50, en sentido opuesto al bombeo P_s^- . Espectros medidos a una resolución de 2 nm y a una sensibilidad de -75dBm.

Tabla 20. Características de salida de los espectros de la Figura 58.

Espectro	P_p (mW)	P_{pr} (dBm)	P_{sp}^- (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^-	2.29	-62.434	-46.615	1559.1	80.3
S_2^-	9.03	-33.631	-25.725	1563.7	6.9
S_3^-	17.25	-30.445	-4.669	1563.7	0.7
S_4^-	21.31	-30.168	1.12	1563.7	1.15

P_p , potencia de bombeo insertada a 977.2 nm de longitud de onda; P_{pna} , potencia pico de bombeo no absorbida; P_{sp}^+ , potencia pico del láser de salida; λ_{ps} , longitud de onda pico del láser de salida; y FWHM, Anchura a media altura.

En la Figura 58 y la tabla 20, se muestran los resultados obtenidos de las mediciones realizadas en el puerto C del divisor, el cual se puede observar en la Figura 56. De los espectros medidos, se puede distinguir la señal de bombeo reflejada a 977.2 nm y la radiación en sentido opuesto al bombeo P_s^- a una longitud de onda alrededor de 1560 nm.

Similar a los casos anteriores, se puede ver que espectro S_1^- es similar en forma espectral pero de menor magnitud al caso análogo de la emisión superluminescente P_s^- . Al incrementar la potencia de bombeo, el pico de la emisión se estableció en 1563.7 nm y se tienen delgados anchos espectrales de hasta 0.7 nm medidos al 50% del valor pico.

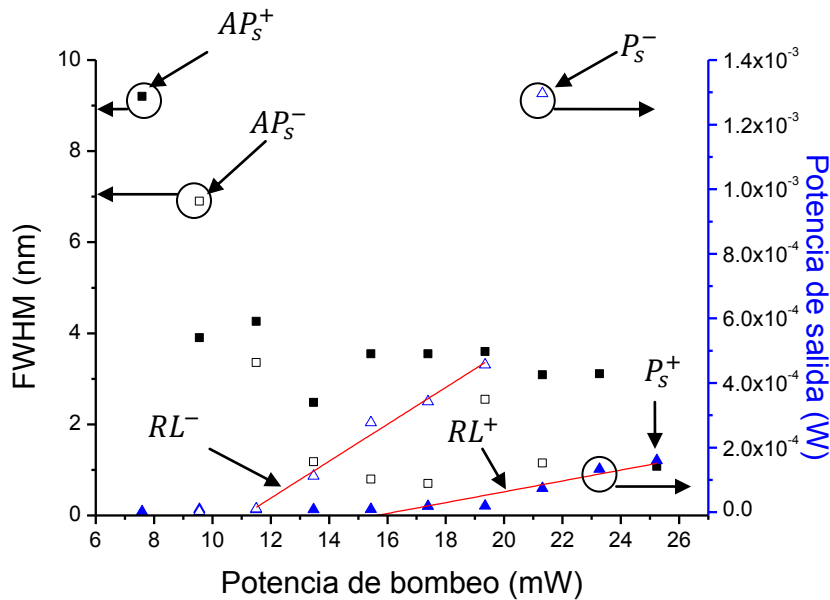


Figura 59. Evolución del ancho espectral y potencia pico de salida, en función de la potencia de bombeo. AP_s^+ , es el ancho espectral de la señal P_s^+ ; AP_s^- , es el ancho espectral de la señal P_s^- ; P_s^+ , es la potencia total de la señal P_s^+ ; P_s^- , es la potencia total de la señal P_s^- , todos ellos medidos en FWHM; RL^+ es la regresión lineal de P_s^+ ; y RL^- es la regresión lineal de P_s^- .

En la Figura 59, se muestran las gráficas del ancho espectral y potencia pico de salida, en función de la potencia de bombeo, para las señales P_s^+ y P_s^- del láser implementado con el acoplador 50/50. De las gráficas AP_s^+ y AP_s^- , se puede observar que ambas tienen un comportamiento decreciente, sin embargo, se aprecia que en general el ancho espectral de P_s^- es menor. Por otra parte, al comparar la potencia de salida de las señales P_s^+ y P_s^- , se observa que la señal P_s^- tiene una mayor potencia de salida. Estos dos fenómenos también ocurrieron así en la fuente superluminescente, por lo que se puede decir que la señal P_s^- , tiene un mejor desempeño.

Las ecuaciones obtenidas al realizar la regresión lineal de las gráficas P_s^+ y P_s^- , representadas en la Figura 59 como RL^+ y RL^- , son las siguientes:

Para RL^+ , $y = (1.6791 \times 10^{-5})x - 2.7250 \times 10^{-4}$, con un ajuste $R^2 = 0.87834$ y

RL^- , $y = (5.7154 \times 10^{-5})x - 6.4222 \times 10^{-4}$, con un ajuste $R^2 = 0.98072$

De estas ecuaciones, se busca el punto de intersección con el eje de las abscisas para encontrar el umbral de bombeo láser.

$$P_p^{th} = 16.229 \text{ mW, para la señal } P_s^+,$$

$$P_p^{th} = 11.236 \text{ mW, para la señal } P_s^-.$$

Al igual como se hizo anteriormente, de la pendiente se calcula la eficiencia de conversión del dispositivo para cada salida, dicha eficiencia se muestra en porcentaje a continuación:

$$\text{Eficiencia} = 1.679 \%, \text{ para la señal } P_s^+,$$

$$\text{Eficiencia} = 5.057 \%, \text{ para la señal } P_s^-.$$

Configuración A=80 y B=20

Los siguientes resultados pertenecen a la implementación realizada con un acoplador 80/20, es decir cuando A=80 y B=20 del esquema de la Figura 56. En la Figura 60 se muestran los resultados obtenidos para P_s^+ , medidos en el puerto B y es a partir de este punto donde se realizó la reparación de los conectores, por lo que la curva del bombeo, corresponde a la mostrada en la Figura 28.

En los espectros de Figura 60, se puede distinguir la señal del láser de bombeo a 977.2 nm y la emisión de la fibra dopada con Erblio, situada entre 1450nm y 1700 nm. De los espectros mostrados, se aprecia que las señales S_1^+ y S_2^+ son emisiones espontáneas, muy parecidas a la señal P_s^+ radiada por la fuente superluminiscente, pero con menor potencia de salida, lo cual se debe al uso del divisor de potencia en la implementación.

En la tabla 21, se muestran las características de salida de los espectros mostrados en la Figura 60, donde se es importante destacar que el pico de la señal láser se encuentra a una longitud de onda de 1561.4 nm, mismo encontrado cuando se usó el divisor 50/50 en la señal P_s^+ (ver Figura 57), sin embargo, posee una mayor potencia de salida, usando una menor potencia de bombeo. En la tabla 21, también se puede observar que los anchos espectrales medidos al 50% del valor de las emisiones láser, varían entre 3nm y 1 nm. En la Figura 60, se observa que el espectro del láser de bombeo, presenta dos picos. El primero con mayor magnitud sucede a 981.8 nm y el segundo a 977.2 nm de longitud de onda; esto se debe a que el láser de bombeo no está aislado y debido a efectos de interferencia por las señales en contra propagación del bombeo, se genera esta oscilación.

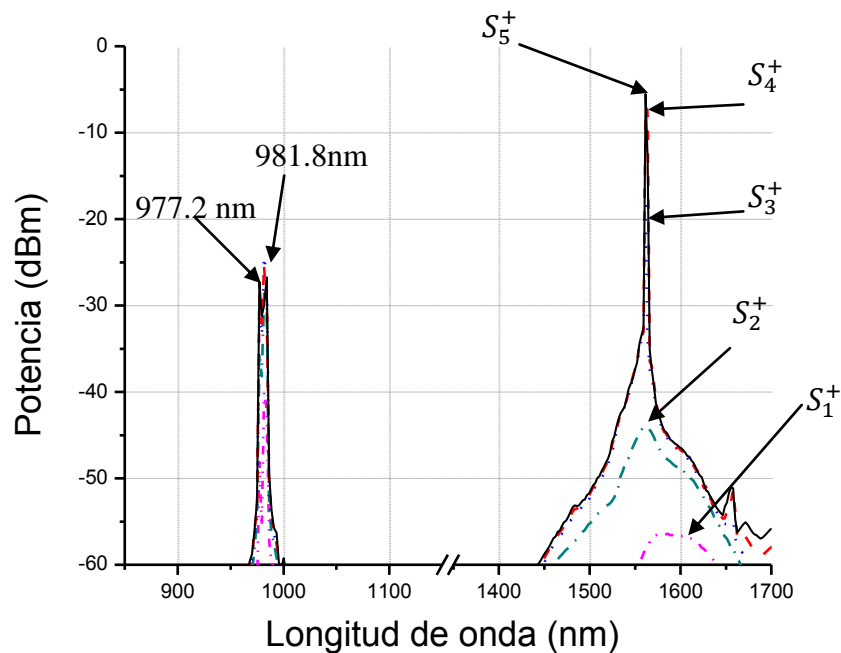


Figura 60. Espectro del láser de Erblio en anillo, a la salida del acoplador 80/20, en sentido coincidente al bombeo P_s^+ . Espectros medidos a una resolución de 2nm y -75dBm de sensibilidad.

Tabla 21. Características de salida de los espectros de la Figura 60.

Espectro	P_p (mW)	P_{1pna} (dBm)	P_{2pna} (dBm)	P_{sp}^+ (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^+	1.79	-40.028	-48.06	-56.449	1579.8	82.8
S_2^+	6.49	-28.874	-35.545	-43.95	1561.4	32.2
S_3^+	12.15	-24.293	-30.987	-17.69	1561.4	1
S_4^+	17.87	-25.259	-28.874	-7.06	1561.4	3
S_5^+	23.35	-26.821	-27.259	-5.54	1561.4	1.2

P_p , potencia de bombeo insertada a 977.2 nm de longitud de onda; P_{1pna} potencia pico de bombeo no absorbida a 981.8 nm; P_{2pna} potencia pico de bombeo no absorbida a 977.2; P_{sp}^+ potencia pico del láser de salida; λ_{ps} longitud del láser de salida; y FWHM, Anchura a media altura.

En la Figura 61 se muestran los resultados para P_s^- , en los cuales se puede ver la señal de bombeo reflejada, que presenta dos picos de emisión el primero a 981.8 nm y el segundo a 977.2 nm de longitud de onda y a la derecha situado entre 1475 y 1640 se aprecia la emisión de salida de la fibra dopada con Erblio. A primera vista, es evidente que la potencia de salida láser es menor que en los casos anteriores, además, se presenta un caso de resonancia múltiple, donde se tiene amplificación láser a dos longitudes de onda, el primer pico y de mayor potencia está centrado a 1561.4 nm, mientras que el segundo pico sucede a 1556.8 nm; esto es un fenómeno interesante, debido a que es el único caso donde se obtiene una resonancia múltiple y puede estar relacionada con las variaciones del pico del láser de bombeo.

De la Figura 61 y la tabla 22 donde se presentan las características de salida de los espectros, se observa que la emisión P_s^- tiene una baja potencia de salida en ambos picos de salida, esto seguramente se debe a que las pérdidas del acoplador en sentido opuesto a la propagación al bombeo, son mayores que en el sentido coincidente. De ser esta suposición correcta, en el siguiente experimento donde se invierte la razón de realimentación del lazo, se observará que la señal P_s^+ es de menor magnitud con respecto a la señal P_s^- .

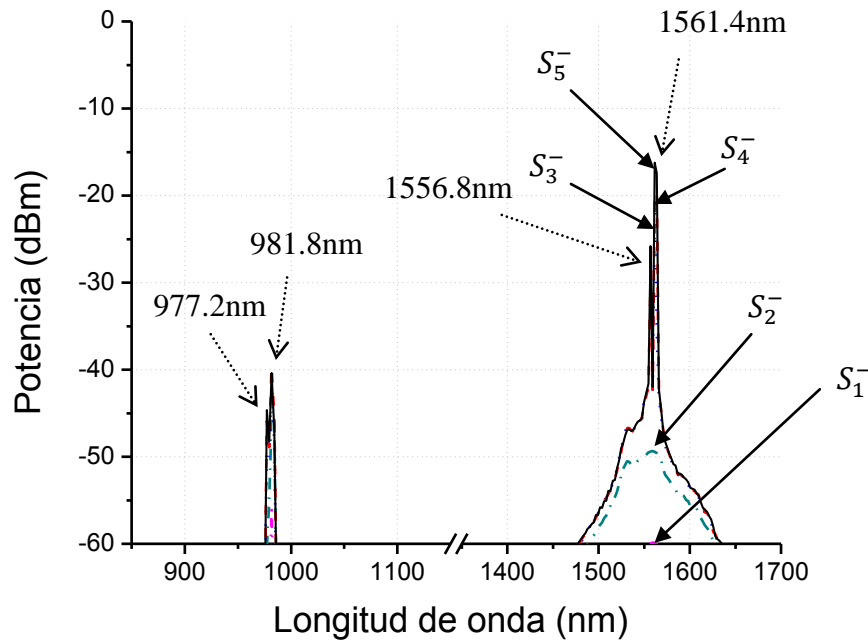


Figura 61. Espectro del láser de Erbio en anillo, a la salida del acoplador 80/20, en sentido opuesto al bombeo P_s^- . Espectros medidos a una resolución de 2nm y -75dBm de sensibilidad.

Tabla 22. Características de salida de los espectros de la Figura 61.

Espectro	P_p (mW)	P_{1pr} (dBm)	P_{2pr} (dBm)	P_{1sp}^- (dBm)	P_{2sp}^- (dBm)	λ_{1ps} (nm)	λ_{2ps} (nm)	FWHM ₁ (nm)	FWHM ₂ (nm)
S_1^-	1.79	-55.59	-75.42	-59.85	-	1579.8	-	82.8	-
S_2^-	6.49	-47.59	-	-49.36	-	1561.4	-	32.2	-
S_3^-	12.15	-44.79	-47.59	-21.14	-	1561.4	-	1	-
S_4^-	17.87	-39.66	-45.86	-20.50	-29.25	1561.4	1556.8	3	1.13
S_5^-	23.35	-39.66	-44.63	-16.23	-25.8	1561.4	1556.8	1.2	1

P_p , potencia de bombeo insertada a 977.2 nm de longitud de onda; P_{pna} potencia pico de bombeo no absorbida; P_{1sp}^- potencia pico del láser de salida en λ_{1ps} ; P_{2sp}^- potencia pico del láser de salida en λ_{2ps} ; λ_{ps} longitud de onda pico de la señal radiada; y FWHM, Anchura a media altura.

Para comparar el desempeño de las emisiones P_s^+ y P_s^- , se realizaron las gráficas de potencia de salida y ancho espectral en función de la potencia de bombeo de entrada. Es importante mencionar, que se utilizan potencias pico y en el caso de la emisión P_s^- que presenta emisión láser en dos diferentes longitudes de onda, sólo se utiliza el pico de mayor magnitud para realizar las gráficas que se presentan en la Figura 62. En estas gráficas se aprecia que el comportamiento del ancho es muy similar en ambos casos, por otro lado, el

comportamiento de la potencia de salida de la señal P_s^+ tiene un crecimiento mucho más acelerado que la señal P_s^- .

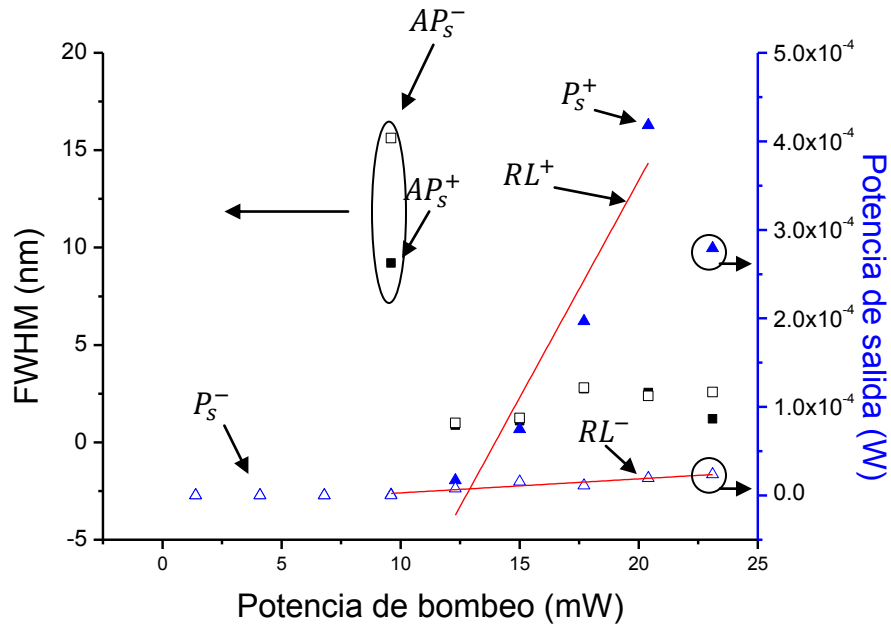


Figura 62. Evolución del ancho espectral y potencia pico de salida, en función de la potencia de bombeo. AP_s^+ , es el ancho espectral de la señal P_s^+ ; AP_s^- es el ancho espectral de la señal P_s^- ; P_s^+ es la potencia total de la señal P_s^+ ; P_s^- es la potencia total de la señal P_s^- , todos ellos medidos en FWHM; RL^+ es la regresión lineal de P_s^+ ; y RL^- es la regresión lineal de P_s^- .

Las ecuaciones obtenidas de realizar la regresión lineal de las gráficas P_s^+ y P_s^- , representadas en la Figura 62 como RL^+ y RL^- , son las siguientes:

Para RL^+ , $y = (4.9092 \times 10^{-5})x - 6.2594 \times 10^{-4}$ con un ajuste $R^2 = 0.84641$ y
 para RL^- , $y = (1.5823 \times 10^{-6})x - 1.2902 \times 10^{-5}$ con un ajuste $R^2 = 0.89296$

Buscando el punto de intersección con el eje de las abscisas, se puede encontrar el umbral de funcionamiento láser, en donde se obtiene lo siguiente:

$$P_p^{th} = 12.75 \text{ mW, para la señal } P_s^+,$$

$$P_p^{th} = 8.15 \text{ mW, para la señal } P_s^-.$$

Y usando la pendiente se encuentra que la eficiencia de conversión en porcentaje es la siguiente:

$$\text{Eficiencia} = 4.9092\%, \text{ para la señal } P_s^+,$$

Eficiencia= 0.1582%, para la señal P_s^- .

Configuración A=20 y B=80

Por último, se muestran los resultados obtenidos cuando se conecta el divisor de la forma 20/80 en la implementación del esquema de la Figura 56. A continuación en la Figura 63, se presentan los espectros medidos en el puerto B correspondientes a la emisión que se propaga en sentido coincidente al bombeo P_s^+ .

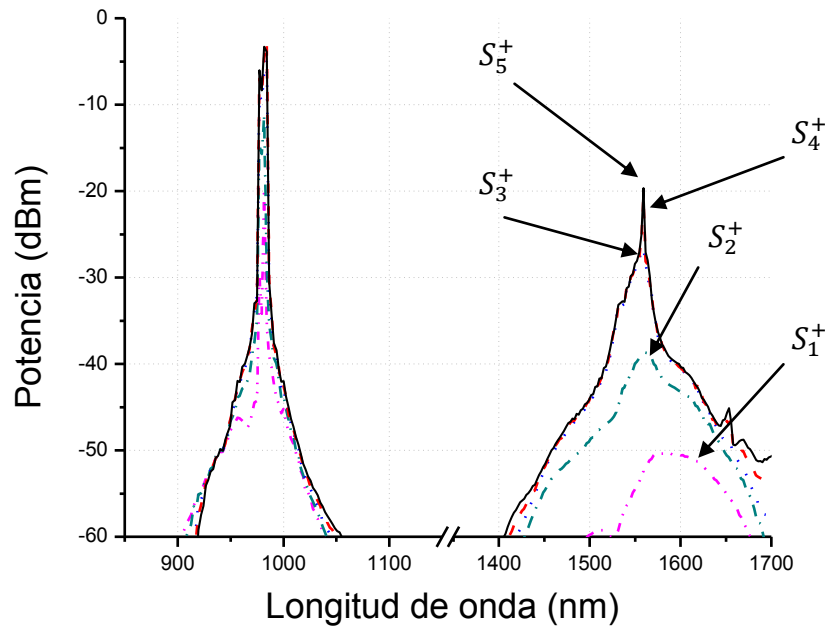


Figura 63. Espectros láser en sentido coincidente al bombeo P_s^+ a la salida del puerto B, usando la configuración 80/20 de realimentación, medidos a una resolución de 2nm y a una sensibilidad de -75dBm.

Tabla 23. Características de salida de los espectros de la Figura 63.

Espectro	P_p (mW)	P_{1pna} (dBm)	P_{2pna} (dBm)	P_{sp}^+ (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^+	1.79	-19.745	-29.629	-50.35	1577.5	83.1
S_2^+	6.49	-11.213	-14.643	-38.702	1561.4	39.1
S_3^+	12.15	-4.833	-8.97	-26.646	1559.1	16.1
S_4^+	17.87	-4.579	-6.969	-20.885	1559.1	2.6
S_5^+	23.35	-3.297	-5.999	-19.649	1559.1	2.38

P_p , potencia de bombeo insertada a 977.2 nm de longitud de onda; P_{1pna} potencia pico de bombeo no absorbida a 981.8 nm; P_{2pna} potencia pico de bombeo no absorbida a 977.2 nm; P_{sp}^+ potencia pico de la emisión espontanea; λ_{ps} longitud de onda pico de la emisión espontanea; y FWHM, Anchura a media altura.

De los espectros mostrados en la Figura 63 y los datos mostrados en la tabla 23, se aprecia que la señal láser de bombeo no absorbida, al igual que en el caso anterior, presenta dos picos de emisión, el primero a 977.2 nm y el segundo de mayor magnitud a 981.8 nm. Del lado derecho a comprendida entre 1400 y 1700, se encuentra la radiación de la fibra dopada con Erblio perteneciente a la señal que se propaga en sentido coincidente al bombeo P_5^+ . Si se observan las gráficas S_1^+ y S_2^+ , se aprecia que corresponden a una emisión superluminescente, debido a que no se ha alcanzado el umbral de bombeo; al incrementar la potencia de bombeo, se alcanza la emisión láser a una longitud de onda de 1559.1 nm.

En la Figura 64, se muestra el espectro obtenido del puerto C del divisor de potencia, donde se observan dos señales, a la derecha el reflejo del láser de bombeo, que como es de esperarse tiene dos picos de emisión uno a 977.2 nm y el otro a 981.2 nm, también observado en el puerto B. La señal a la derecha pertenece a la emisión de la fibra dopada que se propaga en sentido opuesto al bombeo P_5^- , situada entre 1440 nm y 1675nm.

De la Figura 64 y las los datos de la tabla 24, se observa que las señales S_1^- y S_2^- , tienen una emisión superluminescente, mientras que las señales S_3^- , S_4^- y S_5^- son de naturaleza láser, las cuales tienen una longitud de onda pico entre 1552.2 y 1554.5 nm.

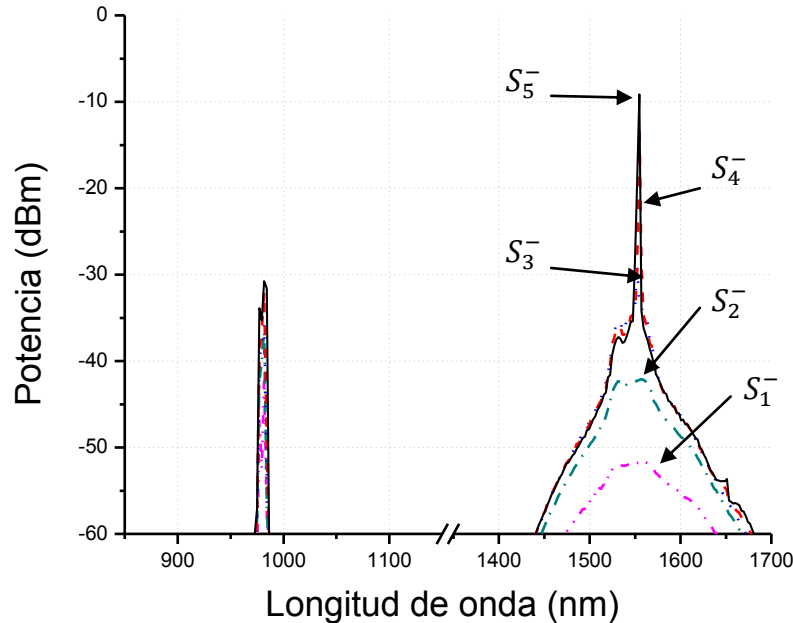


Figura 64. Espectros láser en sentido opuesto al bombeo P_5^- a la salida del puerto C, usando la configuración 80/20 de realimentación, medidos a una resolución de 2nm y a una sensibilidad de -75dBm.

Tabla 24. Características de salida de los espectros de la Figura 64.

Espectro	P_p (mW)	P_{pr} (dBm)	P_{2pna} (dBm)	P_{sp}^- (dBm)	λ_{ps} (nm)	FWHM (nm)
S_1^-	1.79	-42.234	-46.621	-51.61	1559.1	66.7
S_2^-	6.49	-36.622	-42.28	-42.081	1556.8	49.5
S_3^-	12.15	-35.828	-40.347	-28.928	1552.2	3.6
S_4^-	17.87	-31.923	-38.996	-12.675	1554.5	0.9
S_5^-	23.35	-30.761	-33.866	-9.151	1554.5	1.3

P_p , potencia de bombeo insertada a 977.2 nm de longitud de onda; P_{1pna} potencia pico de bombeo no absorbida a 981.8 nm; P_{2pna} potencia pico de bombeo no absorbida a 977.2 nm; P_{sp}^- potencia pico de la emisión espontánea; λ_{ps} longitud de onda pico de la emisión espontánea; y FWHM, Anchura a media altura.

Para conocer el desempeño de ambas salidas láser, se realizaron las gráficas del ancho espectral medido al 50% del pico y la potencia pico de salida, en función de la potencia de bombeo insertada, las cuales se muestran en la Figura 65. De las gráficas de ancho espectral, se aprecia que ambas tienen un comportamiento decreciente, sin embargo, P_s^- al alcanzar la emisión láser, presenta anchos espectrales más delgados que P_s^+ .

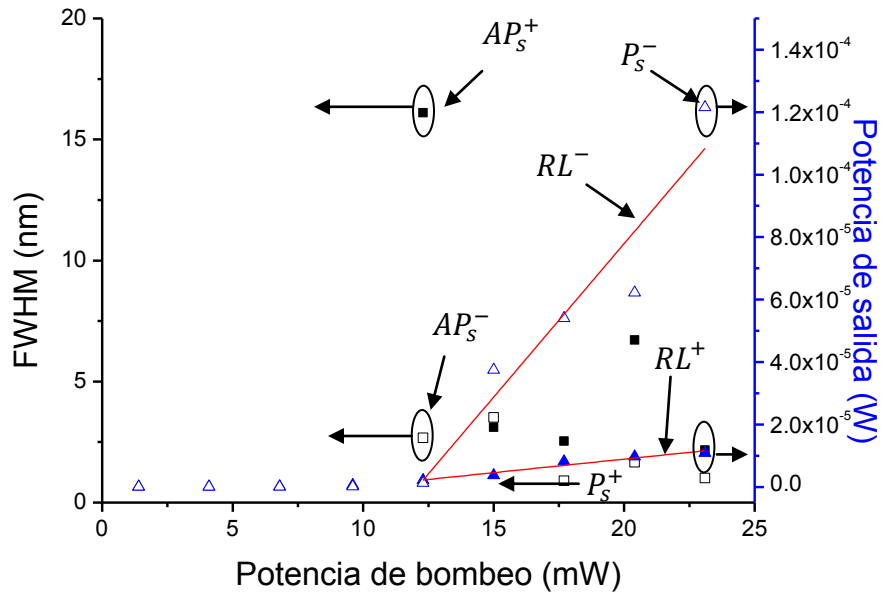


Figura 65. Evolución del ancho espectral y potencia pico de salida, en función de la potencia de bombeo. AP_s^+ , es el ancho espectral de la señal P_s^+ ; AP_s^- es el ancho espectral de la señal P_s^- ; P_s^+ es la potencia total de la señal P_s^+ ; P_s^- es la potencia total de la señal P_s^- , todos ellos medidos en FWHM; RL^+ es la regresión lineal de P_s^+ ; y RL^- es la regresión lineal de P_s^- .

Las ecuaciones obtenidas de realizar la regresión lineal de las gráficas P_s^+ y P_s^- , presentadas en la Figura 65 como RL^+ y RL^- , son las siguientes:

$$\text{Para } RL^+ \quad y = (8.67638 \times 10^{-7})x - 8.44087 \times 10^{-6}, \text{ con un ajuste } R^2 = 0.92788$$

$$\text{para } RL^- \quad y = (9.82922 \times 10^{-6})x - 1.18667 \times 10^{-4}, \text{ con un ajuste } R^2 = 0.88944$$

Buscando el punto de intersección con el eje de las abscisas, se puede encontrar el umbral de funcionamiento láser, en donde se obtiene lo siguiente:

$$P_p^{th} = 9.73 \text{ mW}, \text{ para la señal } P_s^+,$$

$$P_p^{th} = 12.07 \text{ mW}, \text{ para la señal } P_s^-.$$

Usando la pendiente de las ecuaciones obtenidas de la regresión lineal, se obtienen las eficiencias de conversión, las cuales son presentadas en porcentaje a continuación:

$$\text{Eficiencia} = 0.0867\%, \text{ para la señal } P_s^+$$

$$\text{Eficiencia} = 0.982\%, \text{ para la señal } P_s^-.$$

4.3 Discusión

En este capítulo se presentaron los resultados teóricos y experimentales obtenidos en este trabajo de tesis. Como parte final del capítulo, se procede a realizar una comparación y discusión de los resultados teóricos con los resultados experimentales.

A continuación, como primer punto se aborda la fuente superluminiscente implementada con 1.6 m de fibra dopada con Erblio, de la cual se realizaron simulaciones y mediciones para las señales radiadas en sentido coincidente y opuesto a la propagación del bombeo. El esquema de implementación, se puede observar en la Figura 43.

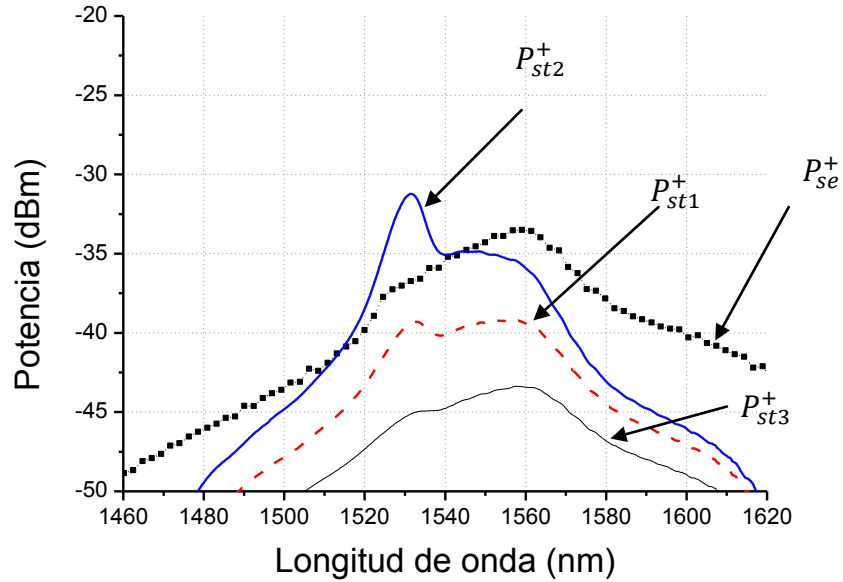


Figura 66. Espectros teóricos y experimentales de la señal P_s^+ de una SFS de Erblio, usando una potencia de bombeo de 7.13 mW a 977.2 nm. P_{se}^+ , es el espectro experimental medido a una resolución de 2 nm de una SFS de 1.6 m de fibra dopada; P_{st1}^+ es el espectro simulado para una SFS de 1.6m de fibra dopada; P_{st2}^+ , es el espectro simulado en su longitud óptima de 1.2m; P_{st3}^+ , es el espectro simulado para 1.65 m de fibra dopada.

La Figura 66, muestra los resultados teóricos y experimentales obtenidos para la radiación de la señal P_s^+ que viaja en sentido coincidente al bombeo, cuando es bombeada a 7.13 mW a una longitud de onda de 977.2 nm. P_{se}^+ , es la señal medida experimentalmente de una SFS de 1.6m de fibra dopada con Erblio; P_{st1}^+ , es la señal simulada para 1.6 m de longitud de fibra dopada con Erblio; P_{st2}^+ , es la señal simulada para 1.2 m de fibra dopada con Erblio, lo que representa la longitud óptima para la potencia de bombeo insertada; y P_{st3}^+ , es la señal simulada para 1.65 m de fibra dopada. La tabla 25, muestra las características espectrales de las señales.

Tabla 25. Características espectrales de la Figura 66.

Espectros	λ_{sp}	P_{sp}^+	FWHM
P_{se}^+	1559.1 nm	-33.501 dBm	41.4 nm
P_{st1}^+	1557.6 nm	-39.18 dBm	48.16 nm
P_{st2}^+	1531.36 nm	-31.215 dBm	10.88 nm
P_{st3}^+	1558.24	-43.373 dBm	53.28 nm

λ_{sp} Longitud de onda pico de la señal; P_{sp}^+ potencia pico de la señal; y FWHM es la anchura espectral medida a la altura media.

De la Figura 66 y la tabla 25, se puede observar que la forma de las señales P_{se}^+ y P_{st1}^+ tienen similitudes en cuanto a la longitud de onda pico y en su ancho espectral, sin embargo, en cuanto a su magnitud se puede observar que la medición experimental tiene una mayor potencia. Por otra parte, cuando se comparan las señales P_{se}^+ y P_{st2}^+ , se puede observar que tanto el pico de la señal como su ancho espectral son muy diferentes, aunque en magnitud tienen una mayor similitud que el caso anterior. Por último, al comparar P_{se}^+ y P_{st3}^+ , se observa que la forma de las señales es similar, esto describe que la fibra dopada con un bombeo por debajo de la potencia umbral, tiene mayor absorción en las longitudes de onda más cortas de la emisión.

Si se observan las gráficas de las secciones transversales de emisión y absorción (Figura 28), se puede observar que el pico de la emisión y absorción se encuentra en alrededor de los 1531 nm, donde la sección transversal de absorción es mayor a la de emisión, por otra parte, si se observa la región de 1560 nm, se puede ver que la sección transversal de emisión es de mayor magnitud a la de absorción, esto quiere decir que cuando el bombeo es insuficiente para excitar la fibra dopada, esta tendrá una mayor absorción a 1531 nm que a 1560 nm, lo cual también ocurrirá en las regiones donde la sección transversal de absorción sea de mayor magnitud a la de emisión. Debido a la forma y diferencias en magnitud de las secciones transversales a lo largo del espectro, se explica que conforme la potencia de bombeo se incrementa y la ganancia sobrepasa las pérdidas por absorción, el pico de la señal tiende a posicionarse alrededor de los 1531 nm.

De lo anterior, se puede concluir que la fibra dopada no está recibiendo el bombeo suficiente para sobrepasar las pérdidas por absorción y es por este motivo que los espectros P_{se}^+ y P_{st1}^+ de la Figura 66 presentan un pico de emisión cercano a 1560 nm. En cuanto a las diferencias en magnitud de las señales, por una parte, puede deberse a que las secciones transversales usadas no corresponden con la fibra dopada usada en el experimento; también, puede ser que el dopaje de la fibra no sea uniforme; y otra razón, podría ser que la potencia de bombeo insertada sea mayor a la estimada.

En la Figura 67, se muestran los espectros teóricos y experimentales de la señal P_s^- que se propaga en sentido opuesto al bombeo, para una potencia de bombeo insertada de 7.13 mw a 977 nm de longitud de onda, donde: P_{se}^- , es la señal obtenida experimentalmente para una SFS de 1.6 m de fibra dopada con erbio; la señal P_{st1}^- , es la señal simulada para 1.6 m de longitud de fibra dopada con Erbio; y la señal P_{st2}^- , es la señal simulada para 1.2 m de fibra dopada con Erbio, lo que representa la longitud óptima para la potencia de bombeo insertada. La tabla 21, muestra un resumen de las características espectrales de las señales.

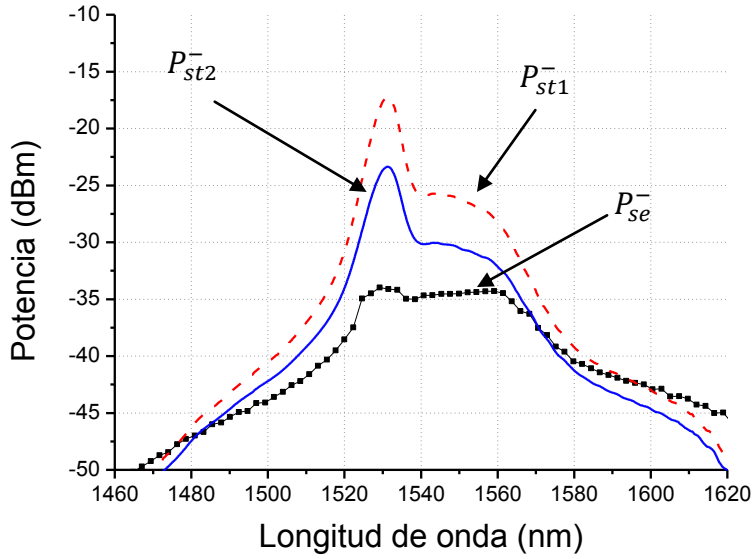


Figura 67. Espectros teóricos y experimentales de la señal P_s^- de una SFS de Erblio, usando una 7.13 mW a 977.2 nm. P_{se}^- , es el espectro experimental medido a una resolución de 2 nm de una SFS de 1.6 m de fibra dopada; P_{st1}^- , es el espectro simulado para una SFS de 1.6m de fibra dopada; y P_{st2}^- , es el espectro simulado en su longitud óptima de 1.2m.

Tabla 26. Características espectrales de la Figura 67.

Espectros	λ_{sp}	P_{sp}^+	FWHM
P_{se}^-	1529.1 nm	-33.968 dBm	48.3 nm
P_{st1}^-	1531.36 nm	-17.23 dBm	8.32 nm
P_{st2}^-	1531.36 nm	-23.34 dBm	7.2 nm

λ_{sp} Longitud de onda pico de la señal; P_{sp}^+ potencia pico de la señal; y FWHM es la anchura espectral medida a la altura media.

De la Figura 67 y la tabla 26, se observa que la longitud de onda pico de P_{se}^- , es cercana a la obtenida en las simulaciones teóricas P_{st1}^- y P_{st2}^- , además se observa que la posición del lóbulo en el espectro también es similar; el ancho espectral de P_{se}^- , con respecto al de las simulaciones P_{st1}^- y P_{st2}^- es muy diferente debido a que en éstas, el lóbulo tiene mucho mayor potencia con respecto las otras secciones del espectro de la emisión.

Las diferencias en la forma de espectro experimental P_{se}^- con respecto a las simuladas teóricamente P_{st1}^- y P_{st2}^- de la Figura 67, pueden deberse a que las secciones transversales tomadas en cuenta para los cálculos, difieran un poco. Otro factor que influye en las

diferencias de la forma espectral y que definitivamente influyen en que la magnitud de la señal P_{se}^- sea tan pequeña en comparación con las simulaciones, es medida a la salida del WDM, como se puede observar en el diagrama de la Figura 43.

Ahora hablando de los espectros teóricos P_{st1}^- y P_{st2}^- de la Figura 67, se puede observar que P_{st2}^- es menor en magnitud, esto se debe a que fue simulada para una longitud de 1.2 m de fibra dopada mientras que la gráfica P_{st1}^- , se simuló para 1.6 metros de fibra dopada.

Anteriormente se explicó que las curvas de la Figura 31, son de utilidad para encontrar la longitud óptima de la fibra dopada para una potencia de bombeo insertada, sin embargo, se puede apreciar en las simulaciones teóricas de las figuras 66 y 67, que mientras para P_{st2}^+ el cortar la fibra a 1.2 m de longitud, representa un incremento en potencia, para el caso de P_{st2}^- representa un decremento. En ambos casos, el usar la longitud óptima de la fibra dopada, representó un acercamiento en cuanto a la magnitud con respecto a los espectros medidos experimentalmente, lo que puede significar que para a longitudes mayores a 1.2 m de fibra dopada, ésta actúa absorbiendo la señal P_s^+ y en el caso de la señal P_s^- , este tramo no contribuye con la emisión. Esto último podría verificarse o no, si se cortara la fibra a 1.2 m y se realizara la medición.

Continuando con la discusión, se procede analizar el caso para las fuentes superluminiscentes de fibra dopada con Iterbio, donde se presentan los dos casos experimentales, para una longitud de fibra dopada de 25cm y una longitud de 42 cm, las cuales son bombeadas con una potencia de 37.1 mW a 977.2 nm de longitud de onda. Para tratar de hacer la mejor comparación, se realizó la simulación para la potencia de bombeo insertada en los casos experimentales. Posteriormente se buscó la longitud con la cual se cumpliera la relación $P_p(z) > P^{th}$, donde se encontró una $z = 12.9$ mm. Los espectros experimentales y la simulación de la señal radiada que se propaga en sentido coincidente al bombeo, se presentan en la Figura 68 y en la tabla 27 se enlistan las características principales de los espectros.

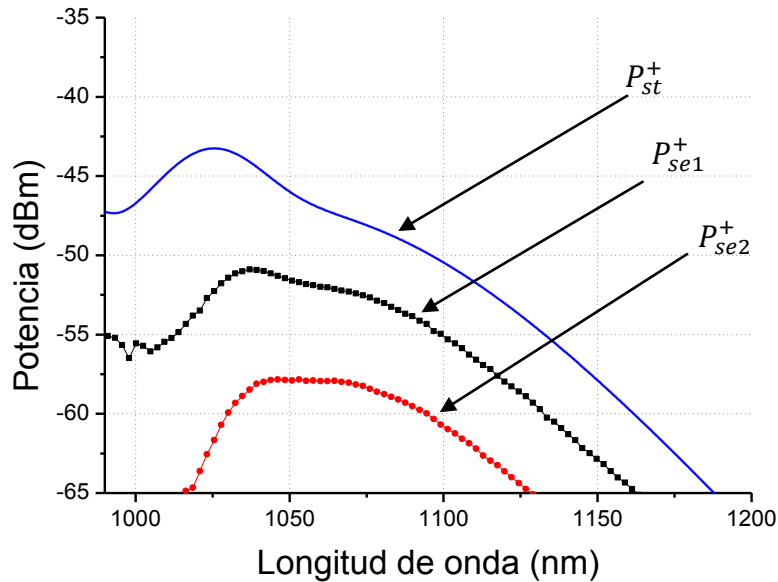


Figura 68. Espectros teóricos y experimentales de la señal P_s^+ de una SFS de Iterbio, a una potencia de bombeo de 37.1 mW a 977.2 nm. P_{st}^+ , es el espectro simulado para una longitud de 12.9 mm; P_{se1}^+ , es el espectro experimental para una longitud de 25 cm de fibra dopada; y P_{se2}^+ , es el espectro experimental para una longitud de 42 cm de fibra dopada, ambos medidos a una resolución de 2nm.

Tabla 27. Características espectrales de la Figura 68.

Espectros	λ_{sp}	P_{sp}^+	FWHM
P_{se1}^+	1037 nm	-50.9 dBm	71.3 nm
P_{se2}^+	1046.2 nm	-57.829 dBm	71.3 nm
P_{st}^+	1025.6 nm	-43.25 dBm	49.6 nm

λ_{sp} Longitud de onda pico de la señal; P_{sp}^+ potencia pico de la señal; y FWHM es la anchura espectral medida a la altura media.

De la Figura 68 y la tabla 27, se puede observar que la potencia de la señal P_{st}^+ simulada, es de mayor potencia que las señales P_{se1}^+ y P_{se2}^+ obtenidas experimentalmente para longitudes de la fibra dopada de 25 cm y 42 cm respectivamente, esto es de esperarse debido a que los tramos de fibra dopada que reciben una potencia de bombeo menor al umbral, absorben una porción de la señal radiada. De las tres gráficas se puede observar que presenta un amplio ancho espectral, característico de las fuentes superluminiscentes; la señal P_{st}^+ es la que presenta el menor ancho espectral, asociado a que el lóbulo es más pronunciado, que en la señal P_{se1}^+ y en el caso de la señal P_{se2}^+ , aún no es notorio. La longitud de onda pico de los tres gráficos es relativamente cercana y podría ser que al incrementar la potencia de bombeo experimentalmente, o en su defecto al usar una longitud

de fibra dopada más corta, se parecieran más, sin embargo, aún así puede haber diferencias en el comportamiento ya que las secciones transversales usadas para realizar las simulaciones, fueron calculadas teóricamente en el Software Laser Dynamics de la compañía Liekki.

Si se comparan las señales P_{se1}^+ y P_{se2}^+ de la Figura 68, se puede observar que la potencia de la señal P_{se2}^+ es menor, lo cual por un lado indicaría que existe atenuación de la señal en la fibra dopada, asociada con el hecho de que la fibra necesita un mayor bombeo para ser excitada en toda su longitud. Por otra parte, esto también puede significar, que existen mayores pérdidas de inserción de la potencia de bombeo, lo cual se comprueba al ver el comportamiento de la señal P_s^- , con la que se continúa el análisis.

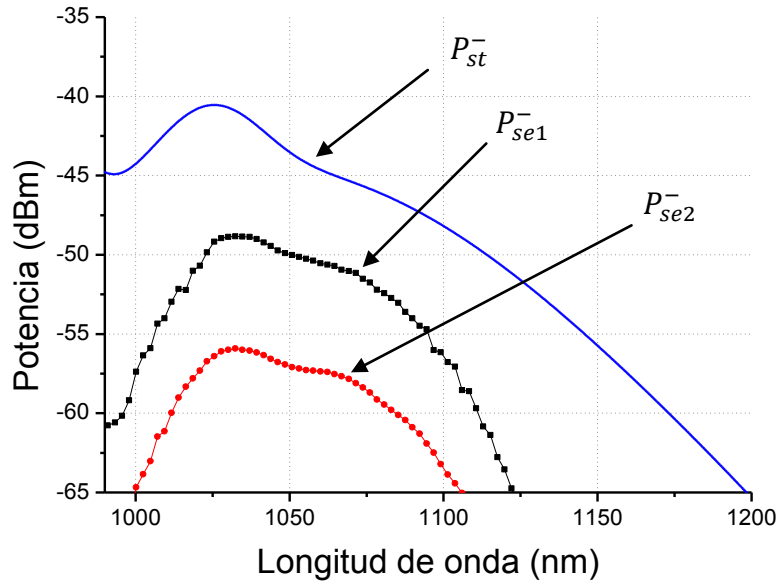


Figura 69. Espectros teóricos y experimentales de la señal P_s^- de una SFS de Iterbio, a una potencia de bombeo de 37.1 mW a 977.2 nm. P_{st}^- , es el espectro simulado para una longitud de 12.9 mm; P_{se1}^- es el espectro experimental para una longitud de 25 cm de fibra dopada; y P_{se2}^- , es el espectro experimental para una longitud de 42 cm de fibra dopada, ambos medidos a una resolución de 2nm.

Tabla 28. Características espectrales de la Figura 69.

Espectros	λ_{sp}	P_{sp}^-	FWHM
P_{se1}^-	1032.4 nm	-48.83 dBm	59.8 nm
P_{se2}^-	1032.4 nm	-55.92 dBm	62.1 nm
P_{st}^-	1025.6 nm	-40.54 dBm	46.4 nm

λ_{sp} Longitud de onda pico de la señal; P_{sp}^- potencia pico de la señal; y FWHM es la anchura espectral medida a la altura media.

De la Figura 69 y la tabla 28, se observa que la longitud de onda del pico es cercana, solo variando en 6.8 nm, en cuanto a la magnitud, se observa que el espectro P_{se1}^- tiene una diferencia de 8.29 dBm con respecto al espectro teórico P_{st}^- , lo que puede deberse a pérdidas en el WDM y a pérdidas de inserción en el analizador de espectros óptico. Si se comparan las señales experimentales P_{se1}^- y P_{se2}^- se puede apreciar que la señal P_{se2}^- es de menor magnitud, a pesar de que la longitud de la fibra dopada es mayor que el caso P_{se1}^- ; según las curvas simuladas en la Figura 36, la potencia de bombeo es absorbida antes de llegar a 2 cm de longitud de la fibra dopada, por lo tanto, si las fibras dopadas de 25 cm y 42 cm reciben la misma potencia de bombeo, la magnitud de la emisión de ambas debe ser semejante, por lo tanto, la fibra de 42 cm está recibiendo un bombeo con menor intensidad.

Si se compara el ancho espectral de las tres señales de la Figura 69, se puede observar que la señal teórica es de menor ancho espectral, esto sucede debido a que presenta su lóbulo mucho más desarrollado que en el caso de las señales experimentales, las cuales posiblemente reciben una potencia de bombeo, más baja que las estimadas.

Para finalizar la discusión, usando el programa hecho en MATLAB mostrado en el Apéndice D, se realizaron simulaciones de la potencia de salida, en función de la potencia de bombeo, las cuales se comparan directamente con los resultados experimentales de la segunda implementación para las razones 50/50 y 20/80. Estas gráficas se presentan en la Figura 70.

De los resultados al comparar, las gráficas teóricas con las experimentales, se puede ver que las potencias de salida, no coinciden, por una parte, en las simulaciones no se consideraron pérdidas en los dispositivos, lo cual explicaría las diferencias tan marcadas en magnitud de la salida teórica mostrada en la gráfica (2T), respecto a las mediciones experimentales de la gráfica (2). De las gráficas (1) y (1T), se observa que en un principio la potencia de salida de la señal teórica es de mayor magnitud y al insertarse la potencia de bombeo de 20.4 mW, se observa que la pendiente de la gráfica (1), cambia drásticamente y supera en magnitud al resultado teórico. Modelar analíticamente un láser en fibra óptica tiene sus complicaciones, por ejemplo, las pérdidas en los dispositivos deben ser, cuantificadas para mejorar la aproximación teórica; otro problema es que las fibras dopadas con tierras raras, son sensibles al estado de polarización, efecto que no está considerado en el modelo [29]; y por último, se puede decir que el modelo está incompleto, ya que solo describe la salida láser en su primer ciclo en el resonador.

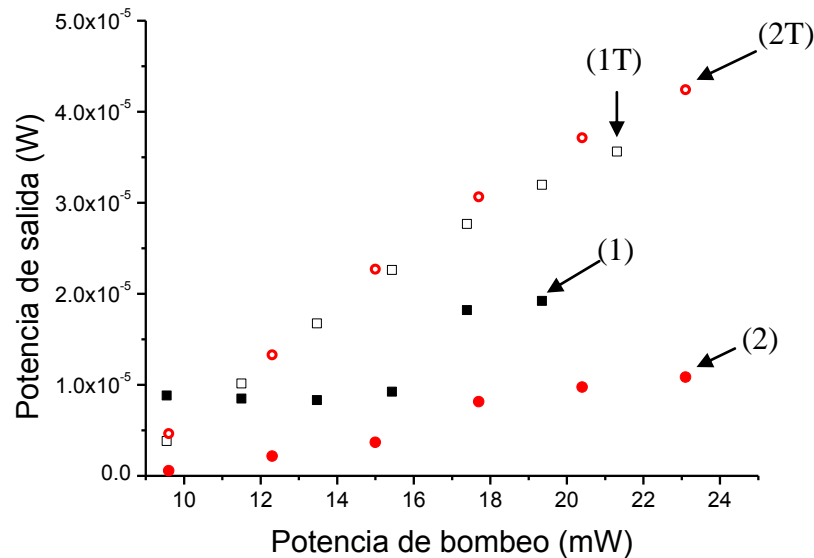


Figura 70. Gráficas teóricas y experimentales de la potencia de salida, en función de la potencia de bombeo. (1) es la potencia de salida experimental para el caso 50/50; (1T) es la potencia de salida teórica para el caso 50/50; (2) es la potencia de salida experimental para el caso 20/80; y (2T) es la potencia de salida teórica para el caso 20/80.

Conclusiones del capítulo IV

El modelo analítico de las fuentes superluminiscentes describe la evolución de la potencia de bombeo y de las señales radiadas a lo largo de la fibra dopada, lo cual es de suma importancia cuando se dispone de un láser de bombeo con potencia constante, ya que permite encontrar la longitud óptima de bombeo para obtener la máxima potencia de la señal radiada, evitando su reabsorción. Por otra parte, el modelo también puede ser utilizado para predecir la salida espectral de las señales radiadas.

Las simulaciones de la fuente superluminiscente de fibra dopada con Erblio, muestran que la potencia de bombeo utilizada experimentalmente, es insuficiente para excitar la longitud total de la fibra dopada, por lo que existe reabsorción de la señal radiada, principalmente en las longitudes de onda más cortas. Esto explica el hecho de que al incrementar la potencia de bombeo, se tenga un corrimiento en el pico de la señal de 1575 nm a 1559.1 nm de longitud de onda. Usando el modelo teórico, también se predijo que la potencia de la señal que se propaga en sentido opuesto al bombeo, es de mayor magnitud

que la señal que se propaga en sentido coincidente al bombeo, tal como se comprobó experimentalmente.

Las simulaciones realizadas para la fibra dopada con Iterbio, predicen que debido a la fuerte absorción en la longitud de onda de bombeo, la mayor parte de la fibra dopada se encuentra sin excitar, por lo que la señal de salida es de baja potencia. Lo anterior se comprobó experimentalmente, donde se obtuvo una potencia de salida aún menor, ya que la longitud de la fibra dopada en la parte experimental, es mayor a las longitudes simuladas en la parte teórica.

Dada la implementación usada, que careció de un aislador unidireccional, fue posible realizar mediciones espectrales de las señales radiadas en ambos sentidos, en las cuales se observa que las longitudes de onda de resonancia no son iguales en ambos sentidos de propagación e incluso se puede tener resonancia múltiple en un solo sentido.

Se observó experimentalmente para la señal láser propagada en sentido coincidente al bombeo, que entre menor es la fracción de la potencia de salida, es mayor su potencia pico y menor su ancho espectral, como se puede observar comparando las Figuras 57, 60 y 63.

El láser implementado únicamente con el WDM, presentó su resonancia láser a 1600 nm, siendo el láser con la longitud de onda más larga de los implementados. Esta emisión láser también tiene el mayor ancho espectral medido al 50% del valor pico, sin embargo, su ancho espectral medido en la base es el más delgado de todas las emisiones, lo que puede deberse a que el WDM actúe como un filtro.

Conclusiones

El objetivo principal de este trabajo de tesis, fue el estudio experimental de los regímenes superluminiscentes y láseres de onda continua de una fibra dopada con Erblio y otra con Iterbio. Además, el trabajo consistió en seleccionar un resonador, en función del material y equipo disponible en el laboratorio, que permitiera modificar la razón de acoplamiento de salida, para observar experimentalmente los cambios espectrales en la salida láser. Por último, para complementar el análisis, se buscó utilizar un modelo teórico que describiera el comportamiento de las señales propagadas en el interior de la fibra dopada.

En este trabajo de tesis, se implementaron tres fuentes superluminiscentes, una con 1.6 m de fibra dopada con Erblio y dos fuentes superluminiscentes con longitudes de 25 cm y 42 cm de fibra dopada con Iterbio, de las que se realizaron mediciones espectrales de las señales radiadas en sentido coincidente y opuesto a la señal de bombeo para diferentes potencias de la misma.

En el caso de la fuente superluminiscente de fibra dopada con Erblio, se encontró teóricamente, que la máxima potencia de bombeo utilizada es insuficiente para excitar los 1.6 m de la fibra, por lo que, se presenta reabsorción de la señal radiada propagada en sentido coincidente al bombeo, lo cual explica la diferencia en la forma espectral con la señal radiada que se propaga en sentido opuesto.

Las fuentes implementadas con la fibra dopada con Iterbio, presentan una fuerte absorción alrededor de 976 nm, debido a esto se esperaba que la eficiencia de la fuente superluminiscente fuera mayor a la de la fibra dopada con Erblio, sin embargo, en las simulaciones se observó que el bombeo utilizado experimentalmente sólo lograba excitar longitudes menores a 2 cm, por lo que la emisión resultante fue de baja potencia, a pesar de utilizar potencias de bombeo de hasta 50 mW; esto se puede resolver, buscando la longitud óptima para los bombeos utilizados.

Debido a que el laboratorio no cuenta con equipo para la fabricación de rejillas Bragg o espejos en fibra óptica, se optó por seleccionar un resonador todo en fibra, donde se tuvo opción de implementar un resonador de Fabry-Perot o el resonador en anillo. La decisión de implementar el resonador en anillo se debió principalmente a que el resonador de Fabry-Perot es altamente sensible al estado de polarización, por lo que es necesario utilizar acopladores de alta birrefringencia. Por otra parte, el resonador en anillo es muy fácil de implementar y además permitió realizar cambios en la implementación de manera sencilla y rápida.

Se utilizó un modelo analítico para describir la evolución de la potencia de bombeo y las señales radiadas a lo largo de la fibra dopada, además, este modelo también fue útil para predecir la forma espectral de la emisión espontánea de las fuentes superluminiscentes. Por otra parte, al resolver las ecuaciones de razón con las condiciones de frontera para un resonador en anillo, el modelo se limitó a predecir la potencia de salida en la primera vuelta por el lazo de realimentación, por lo que, si se quisiera mejorar la aproximación es necesario incluir una condición de equilibrio entre la potencia de salida y la almacenada en la cavidad de resonancia.

El funcionamiento láser en onda continua, sólo se obtuvo en el caso de la fibra dopada con Erblio. Según las simulaciones teóricas, las potencias de bombeo insertadas en la fibra dopada con Iterbio son insuficientes para excitar las longitudes usadas, esto quiere decir que la ganancia neta, no supera las pérdidas en el resonador y por lo tanto, no es posible alcanzar la emisión láser.

El resonador en anillo requiere de un aislador que obligue a las señales radiadas a propagarse en un solo sentido y de esta forma aumentar la eficiencia del dispositivo. En este trabajo de tesis no se incluyó el aislador, sin embargo, esto permitió realizar mediciones de la señal radiada que se propaga en sentido coincidente al bombeo y la señal propagada en sentido opuesto. Al comparar estas señales, se pudo observar que la longitud de onda de resonancia es ligeramente diferente en ambos sentidos, también, se encontró un caso de resonancia múltiple, que sólo existió en el sentido opuesto a la propagación del bombeo, mientras que la emisión en sentido coincidente presentó resonancia a una sola longitud de onda.

Al modificar la razón de acoplamiento de salida láser, se observó experimentalmente, que entre menor sea la razón de salida, la potencia pico aumenta y su ancho espectral disminuye, aunque esto solo es evidente en el sentido de la propagación del bombeo, ya que la en sentido opuesto, la razón de acoplamiento de los divisores no funciona igual.

En las tablas 29 y 30, se presentan resumidas las características de salida de las fuentes superluminiscentes y láseres implementados en esta tesis. Las potencias de salida de las fuentes superluminiscentes son bajas comparativamente con otros trabajos experimentales reportados en la literatura (ver tablas 2 y 3), esto se debe a que en este trabajo de tesis se usaron bajas potencias de bombeo, la interconexión de los dispositivos se realizó mediante conectores FC-PC y la razón más importante, no se optimizó la longitud óptima de la fibra dopada con tierras raras, en función de la potencia de bombeo utilizada.

Tabla 29. Resumen de emisiones de salida de las SFS implementadas en la tesis.

Tipo de Fibra	L	P_p (mW)	P_s^+ (W)	P_s^- (W)	FWHM ⁺ (nm)	FWHM ⁻ (nm)
460ppm Er ₂ O ₃	1.6 m	7.13	1.405×10^{-5}	1.61×10^{-5}	41.4	48.3
14627ppm ion Yb	25cm	50.66	5.99×10^{-7}	9.02×10^{-7}	71.3	59.8
14627ppm ion Yb	42cm	50.66	1.01×10^{-7}	1.84×10^{-7}	71.3	64.4

L es la longitud de la fibra dopada; P_p es la potencia de bombeo insertada; P_s^+ es la potencia radiada en sentido coincidente al bombeo; P_s^- es la potencia radiada en sentido opuesto al bombeo; FWHM⁺ es el ancho medio espectral medido al 50% del valor pico para la señal propagada en sentido coincidente al bombeo; y FWHM⁻ el ancho medio espectral medido al 50% del valor pico para la señal propagada en sentido opuesto al bombeo.

Tabla 30. Resumen de emisiones de salida de los láseres implementados en este trabajo de tesis, con una fibra dopada con Erblio de 1.6 m de longitud y una concentración de 460ppm Er₂O₃.

Lazó de realimentación	P_p (mW)	P^{th} (mW) +/-	λ_s (μm) +/-	Eficiencia de conversión +/- (%)	P_s^+ (W)	P_s^- (W)
WDM (980/1550)	25.25	5.095	1598.2	0.473	9.96E-5	-
Divisor (50/50)	21.31	16.229/11.236	1561.4/1563.7	1.68/5.057	1.6E-4	1.29E-3
Divisor (80/20)	23.35	12.75/8.15	1561.4	4.901/0.15	4.18E-4	2.380E-5
Divisor (20/80)	23.35	9.73/12.07	1559.1/1554.5	0.086/0.982	1.08E-5	1.216E-4

P_p es la potencia de bombeo insertada a 977.2 nm; P^{th} es la potencia umbral de bombeo; λ_s es la longitud de onda pico de la señal radiada; P_s^+ es la potencia radiada en sentido coincidente al bombeo; P_s^- es la potencia radiada en sentido opuesto al bombeo; + señal propagada en sentido coincidente al bombeo; y - señal propagada en sentido opuesto al bombeo.

En la tabla 30, se observa que se alcanzan eficiencias de hasta el 5.057% utilizando un solo sentido de la señal radiada, lo cual es un valor comparable con algunos trabajos experimentales, donde se utilizan longitudes de fibra dopada similares (ver tabla 1). Por otra parte, la eficiencia de los láseres se puede mejorar, reemplazando los conectores FC-PC por empalmes de fusión, reduciendo las pérdidas utilizando fibras de características ópticas y geométricas similares, añadiendo un aislador direccional para forzar a la señal radiada a propagarse en un solo sentido y optimizando la longitud de la fibra dopada en función de la potencia de bombeo.

La tabla 31 muestra los costos de la implementación experimental, que como se puede ver son elevados, además equipos como el controlador de corriente y temperatura del diodo láser de bombeo son de un volumen y peso considerable, por lo que, para reducir los costos

de implementación y hacer un dispositivo compacto, es necesario diseñar el controlador de temperatura y corriente del diodo láser.

Tabla 31. Costos de implementación del experimento

Fuente	Controlador de corriente y temperatura	Diodo láser de bombeo	Montura del diodo Láser de bombeo	Fibra dopada	WDM	Divisor de potencia óptico
SFS Erblio	\$4,772.50	\$1,648.00	\$586.50	\$22.3/m	\$196.7	-
SFS Iterbio	\$4,772.50	\$1,648.00	\$586.50	\$165/m	\$210.2	-
Láser Erblio	\$4,772.50	\$1,648.00	\$586.50	\$22.3/m	\$196.7	\$100

Precios en USD.

Comercialmente las fuentes superluminiscentes implementadas en fibra dopada son de elevados costos, por lo que la opción común son los diodos superluminiscentes (SLD) acoplados en fibra. En el caso de los láseres en fibra óptica de fibra dopada con tierras raras, son muy comunes especialmente en la industria del procesamiento de materiales donde generalmente se encuentran potencias de salida muy altas. En la tabla 32 se muestran algunas opciones comerciales.

Tabla 32. Ejemplos de fuentes comerciales.

Modelo	TIPO	Potencia de salida	FWHM (nm)	Longitud de onda pico	Precio (USD)
SLD1050S ^T	SLD, Butterfly pkg	8mW	50	1050 nm	\$1,500.00
SLD1550P-A1 ^T	SLD, Butterfly pkg	1mW	110	1550 nm	\$1,575.00
S5FC1005S ^T	SLD, Benchtop pkg	22 mW	55	1550 nm	\$2,566.00
ASE730 ^T	ASE, Erbium fiber source	30 mW	1530-1610		\$11,340.00
ML1-CW-OEM-1550 ^R	Láser de fibra óptica dopada con Erblio	1 W	-	1550 nm	\$5,558.00

T son productos de la compañía Thorlabs; y R es un producto de la compañía RPMC Laser Inc.

En cuanto a la fuente superluminiscente implementada en fibra óptica dopada con Erblio, es claro que es conveniente implementarla por cuenta propia, debido a los altos costos comerciales. Por otra parte, en el caso del láser en fibra dopada, sólo es conveniente en aplicaciones muy específicas, o si se realiza el diseño e implementación del controlador de corriente y temperatura del diodo láser de bombeo.

Apéndice A

Escalas logarítmicas de potencia óptica

Decibeles ópticos (dB): es una unidad de potencia expresada en una escala logarítmica de base 10 que se define de la siguiente forma:

$$P(\mathbf{dB}) = 10\log [P(W)]$$

En donde la es la potencia óptica expresada en Watts.

Unidad de potencia dBm: esta unidad son decibeles ópticos referidos a una potencia óptica en mili Watts y se calcula de la siguiente forma:

$$P(\mathbf{dBm}) = 10\log \left[\frac{P(W)}{1(mW)} \right]$$

Atenuación y pérdidas en fibras ópticas

Atenuación

La atenuación de una fibra óptica se define como la tasa de decrecimiento en la potencia óptica con respecto a la coordenada longitudinal.

Para su cálculo se utiliza la siguiente expresión [52]:

$$P(z) = P_{(z=0)} 10^{-\left[\frac{\alpha z}{10}\right]}$$

En donde:

$P(z)$ Es la potencia a la distancia medida z desde el origen de la fibra óptica, expresada en dB.

$P_{(z=0)}$ Es la potencia en el origen o potencia óptica insertada en la fibra óptica, expresada en dB.

α Es el coeficiente de atenuación expresado en dB/km, si la distancia z se expresa en Km.

Pérdidas existentes en los enlaces de fibras ópticas

Las pérdidas por inserción: son las pérdidas en un punto de una fibra óptica, producidas por un evento, expresadas en decibeles ópticos, como la diferencia entre la potencia óptica de entrada y la potencia óptica de salida ese punto, ambas expresadas en dBm. Este tipo de pérdidas esta siempre referidas a una longitud de onda dada y su cálculo ser realiza en base a la siguiente expresión [52]:

$$\alpha(dB) = 10 \log \left[\frac{P_i(mW)}{P_s(mW)} \right] = P_i(dBm) - P_s(dBm)$$

Donde:

P_i - Potencia óptica insertada en un punto.

P_s - Potencia óptica saliente de ese punto.

Las pérdidas de retorno: son las pérdidas en un punto de una fibra óptica, producidas por un evento, expresadas en decibeles ópticos, como la diferencia entre la potencia óptica de entrada en ese y la potencia óptica reflejada por ese punto expresadas en dBm. Al igual que el caso anterior este tipo de pérdidas siempre están referidas a una longitud de onda y su cálculo se hace en base a la siguiente expresión [52].

$$R(dB) = 10 \log \left[\frac{P_i(mW)}{P_r(mW)} \right] = P_i(dBm) - P_r(dBm)$$

P_i - Potencia óptica insertada en un punto.

P_r - Potencia óptica reflejada por ese punto.

Pérdidas en los empalmes e interconexiones

En todos los procesos de empalme o conexión existen algunos tipos de pérdidas debidas a diferencias geométricas y de parámetros ópticos las cuales son conocidas como pérdidas intrínsecas. Por otra parte, también existen pérdidas debidas a factores extrínsecos las cuales dependen del método de interconexión o empalme.

En esta tesis solo se trabajaron con fibras monomodo, por lo cual todas las expresiones presentadas son para fibras de este tipo, además es importante mencionar que solo se presentan las expresiones pertenecientes a las pérdidas tomadas en cuenta de este trabajo.

Variaciones en los Diámetros de las Fibras ópticas

Las fibras ópticas, incluso aún con idénticos valores nominales, presentan pequeñas variaciones geométricas. Esto provoca una pequeña desadaptación en el guiado a través de los núcleos de las fibras ópticas e implica pérdidas.

El valor de atenuación que usualmente se expresa en decibeles, introducido al conectar dos fibras ópticas monomodo con distintos diámetros de núcleo, en el sentido de propagación de fibra óptica transmisora a fibra óptica receptora, se calcula de la siguiente forma:

$$D(dB) = 20 \log \frac{\left[1 + \left(\frac{W_1}{W_2}\right)^2\right]}{\left[2 \left(\frac{W_1}{W_2}\right)\right]}$$

En donde W_1 y W_2 son los radios del campo modal de la fibra óptica transmisora y receptora respectivamente, se pueden calcular como se muestra a continuación:

$$W = a \left[0.65 + 0.434 \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^3} + 0.0149 \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right) \right]$$

Donde a representa es el radio del núcleo de la fibra, λ la longitud de onda de trabajo y λ_c la longitud de onda de corte [52].

Variaciones en las aperturas numéricas

Como consecuencia de las diferencias geométricas de las fibras ópticas, también existen diferencias entre las aperturas numéricas en los extremos de las fibras ópticas a conectar, dichas variaciones también pueden existir al conectar dos fibras con diferente índice de refracción.

El valor de atenuación que usualmente se expresa en decibeles, introducido al conectar dos fibras ópticas con diferentes aperturas numéricas se calcula de forma teórica, tomando el sentido de la propagación de fibra óptica transmisora a fibra óptica receptora, para las fibras ópticas monomodo y multimodo, mediante la siguiente expresión [52]:

$$VN(dB) = 10 \log \frac{A.N._1}{A.N._2}$$

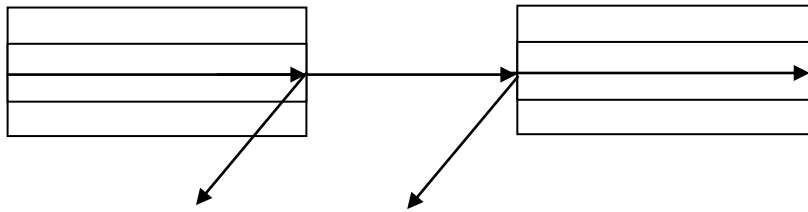
Donde:

$A. N_{.1}$ - Apertura numérica de la fibra óptica transmisora.

$A. N_{.2}$ - Apertura numérica de la fibra óptica receptora.

Pérdidas por reflexión de Fresnel

Las pérdidas por reflexión de Fresnel son debidas a la diferencia de índices de refracción entre el valor núcleo de las fibras ópticas y el valor del medio que las separa, lo cual se puede observar en la figura a continuación [52].



El valor de la atenuación, que se expresa en dB, introducido por reflexión de Fresnel entre dos fibras ópticas con el mismo índice de refracción de los núcleos, se puede calcular de la siguiente forma:

$$Rf(dB) = 10 \log \left[2 \left[1 - \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \right)^2 \right] \right]$$

Donde n_0 y n_1 , son los índices de refracción del medio que separa las fibras y el núcleo de las mismas, respectivamente.

Para el caso en donde las fibras tienen núcleos con diferentes índices de refracción y sin otro medio que las separe, se puede calcular de forma teórica de la siguiente manera:

$$Rf(dB) = 10 \log \left[1 - \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \right)^2 \right]$$

Donde n_0 y n_1 son los índices de refracción de las fibras ópticas.

Apéndice B

Características del equipo y material utilizado

Láser

El láser usado es de la marca JDSU en configuración de mariposa de 14 pines, este diodo láser está equipado con un termistor para monitorear la temperatura, un enfriador termoeléctrico.

Las características proporcionadas por el proveedor son las siguientes:

Modelo 29-7702-360-FL

Voltaje del Control de temperatura a 950mA----- 2.37V a 75°C
Corriente del Controlador de temperatura de 950mA a 1.85A a 75°C
Temperatura de operación del diodo Láser----- 25°C
Resistencia del termistor a 25°C----- 9.96KOhms
Corriente de umbral Ith(mA)----- 19
Corriente de operación Iop(mA)----- 565.9 a 325mW de salida
Corriente máxima Imax(mA)----- 630.2
Longitud de onda Pico----- 976.2nm
Tipo de Fibra: Corning PureMode HI 1060

Multiplexor por división de longitud de onda 980/1550

Estas son las características proporcionadas por el proveedor Opto-Link Corporation LTD

Modelo OLWDM-F-22-985-25-NC

Tipo de fibra OFS 980 Coupler Fiber

Longitudes de onda de operación----- 980nm y 1550nm
Configuración----- 2X2
Longitud de la fibra----- 1m
Dimensiones del empaque----- Φ 3.0mm x 40mm
Temperatura de operación----- -40 a 85°C

Tabla B1. Características del WDM 980/1550

Longitud de onda (nm)	980	1550
Aislamiento (dB)	24.0	34.3
Pérdidas por inserción (dB)	0.12	0.05
PDL(dB)	0.01	0.01
Directividad (dB)	>60	>60

Multiplexor por división de longitud de onda 980/1064

Estas son las características proporcionadas por el proveedor Opto-Link Corporation LTD

Modelo OLWDM-F-22-986-25-NC

Tipo de fibra OFS 980 Coupler Fiber

Longitudes de onda de operación----- 980nm y 1064nm

Configuración----- 2X2

Longitud de la fibra----- 1m

Dimensiones del empaque----- Φ 3.0mm x 55mm

Temperatura de operación----- -40 a 85°C

Tabla B2. Características del WDM 980/1064

Longitud de onda (nm)	980	1064
Aislamiento (dB)	24.4	25.5
Pérdidas por inserción (dB)	0.12	0.13
PDL(dB)	0.01	0.01
Directividad (dB)	>60	>60

Acoplador 50/50

Modelo C-WD-AL-50-H-2210-35-NC/NC

Longitudes de onda de operación----- 1310/1550 nm

Tipo de fibra----- SMF 28e+

Razón de acoplamiento (%) ----- Azul: 50.8 / 50.4 %

Pérdidas de inserción (dB) ----- 3.29/3.26 dB

Ancho de banda (nm) ----- \pm 40 nm

Directividad (dB) ----- 60 dB

Pérdidas por retorno (dB) ----- 50 dB

Pérdidas dependientes de la polarización (dB) ----- < 0.1 dB

Estabilidad térmica (dB) ----- < 0.3 dB

Acoplador 80/20

Estas son las características proporcionadas por el proveedor Opto-Link Corporation LTD

Modelo OLCPL-S-SD-22-155-20-25-NC

Tipo de fibra: Corning SMF 28e

Longitudes de onda de operación----- 1550 nm

Longitud de la fibra----- 1m

Dimensiones del empaque----- Φ 3.0mm x 4.0mm

Temperatura de operación----- -40 a 85°C

Tabla B3. Características del acoplador 80/20

Entrada	Salidas	
Negro	Rojo	Azul
Razón de acoplamiento (%)	80.8	19.2
Pérdidas por inserción (dB)	0.99	7.22
PDL(dB)	0.01	0.02
Exceso de pérdidas	0.06	
Directividad (dB)	>65	

80/20 Prueba realizada a 1550 nm

Fibra óptica dopada con Erblio

La fibra óptica es de la marca Liekki la cual proporciona los siguientes datos:

Fiber	LIEKKITM Er30-4/125	
Optical		
Mode Field Diameter at 1550 nm	μm	6.5 ± 0.5
Peak Core Absorption at 1530 nm	dB/m	30 ± 3
Core Numerical Aperture (nominal)	(0.2)	
Cut-off Wavelength	nm	800-980
Geometrical and Mechanical		
Core Concentricity Error	μm	< 0.7
Cladding Diameter	μm	125 ± 2
Cladding Geometry	μm	Round
Coating Diameter	μm	245 ± 15
Coating Material	High Index Acrylate	
Proof Test	Kpsi	> 100

Concentración de Erblio en la fibra..... 1.9×10^{25} [iones/m³]

Fibra óptica dopada con Iterbio

La fibra óptica es de la marca Liekki la cual proporciona los siguientes datos:

Fiber	LIEKKITM Yb1200-10/125DC	
Optical		
Peak Cladding Absorption at 976 nm (nominal)	dB/m	(6.9)
Cladding Absorption at 920 nm	dB/m	1.8 ± 0.4
Core Numerical Aperture	0.08 ± 0.01	
Geometrical and Mechanical		
Core Diameter	μm	10 ± 1
Core Concentricity Error	μm	< 1.5
Cladding Diameter (flat-to-flat)	μm	125 ± 2
Cladding Geometry	Octagonal	
Coating Diameter	μm	245 ± 15
Coating Material	Low Index Acrylate	
Cladding Numerical Aperture	> 0.46	
Proof Test	Kpsi	> 100

Conectores FC del proveedor Optronics

Tipo:MM - SM

Modelo: OPCOFCP127S2MMNE, OPCOFCP127S3MMNE , OPCOFCP127S9UMNE, OPCOFUCU126S2MMAZ, OPCOFUCU126S3MMAZ, OPCOFUCU126S9UMAZ

Material	Cuerpo	Metálico resistente a la corrosión
	Férula	Cerámica de zirconia
	Bota	PVC flexible
Normas	Telcordia, ANSI/TIA/EIA	
Cuerpo	Metálico resistente a la corrosión, férula de 2.5mm, sistema de fijación mecánico.	
Férula	Material	Cerámica de zirconia
	Diámetro exterior	2.5mm
	Orificio interno	multimodo127 μm
	Orificio interno	monomodo125.5 μm
Pulido	PC-UPC-APC	
Especificaciones		

Pérdida de inserción	Monomodo	<0.1dB
	Multimodo	<0.1dB
Pérdida de retorno	Monomodo	$\geq 55\text{dB}$
Durabilidad	Monomodo <0.2dB típico, 500 acoplamientos	
	Multimodo <0.1dB típico, 1000 acoplamientos	
Bota	Fabricado de PVC para cable de 3mm, 2mm y 900 μm	
	Multimodo	Negro
	Monomodo	Azul
	Datos adicionales	
	Temperatura	-40°C a 75°C
	Humedad	5% a 90%
Especificaciones		

Pigtail FC del proveedor Optronics

Especificaciones				
Estándares	IEC 60793-1-49			
	IEC 60793-1-41			
	IEC 60794-3: 2001			
	IEEE 802.3u /802.3x /802.3z /802.3j /802.3ae			
Cubierta Ajustada	Cubierta Ajustada	900µm		
	Fibra	9/125µm		
	Tipo	Simplex		
Fibra óptica	Diámetro del núcleo	Fibra	Valor	
			9 µm ± 0.7 µm	
	Diámetro de Cladding	125.0 ± 0.7 µm		
	Concentricidad del núcleo	≤ 0.5 µm		
	Concentricidad del cladding	≤ 0.7 %		
	Longitud de onda recomendable	Aplicación	Longitud de onda	Valor máx. dB/km
		Monomodo	1310nm	≤ 0.03
			1550nm	≤ 0.02
	Fuente de luz recomendable	Láser		
	Temperatura	-20°C hasta los 85°C.		
Ancho de banda	9/125	Mas de 20GHz (depende del fabricante)		
Conector FC	Fijación	Tipo Rosca		
	Cuerpo	Metálico		
	Férula	Cerámica de zirconia 2.5mm de alta precisión		
	Bota	Azul		
	Terminado	UPC		
	Pérdida de inserción	< 0.1 dB		
	Pérdida de retorno	≥ 55 dB		

Fibra óptica Corning SMF28e

Especificaciones geométricas

Diámetro del núcleo	8.2 µm
Diámetro del recubrimiento	125.0±0.7µm
Concentricidad del recubrimiento-núcleo	≤0.5µm
No circularidad del recubrimiento	≤0.7%
Diámetro del revestimiento	242±5µm
Concentricidad recubrimiento-revestimiento	<12 µm

Máxima atenuación

Longitud de onda (nm)	Máximo valor (dB/Km)
1310	0.33-0.35
1383±3	0.31-0.35
1490	0.21-0.24
1550	0.19-0.20

1625	0.20-0.23
<i>Diámetro del campo modal</i>	
Longitud de onda (nm)	Diametro del campo modal (µm)
1310	9.2±0.4
1550	10.4±0.5

Apertura numérica 0.14 medida a 1310 nm

Longitud de onda de corte ≤ 1260 nm

**** La hoja completa de especificaciones se puede encontrar en la página web: <http://www.corning.com/WorkArea/showcontent.aspx?id=41261>, revisada al día 18/03/13.**

Apéndice C

Arreglo experimental para la caracterización del diodo láser

El arreglo mostrado en la siguiente figura, es un esquema del arreglo experimental usado para la caracterización del diodo láser de bombeo, después de ser conectorizado, dicho arreglo pertenece a la prueba de las gráficas de la Figura 18.

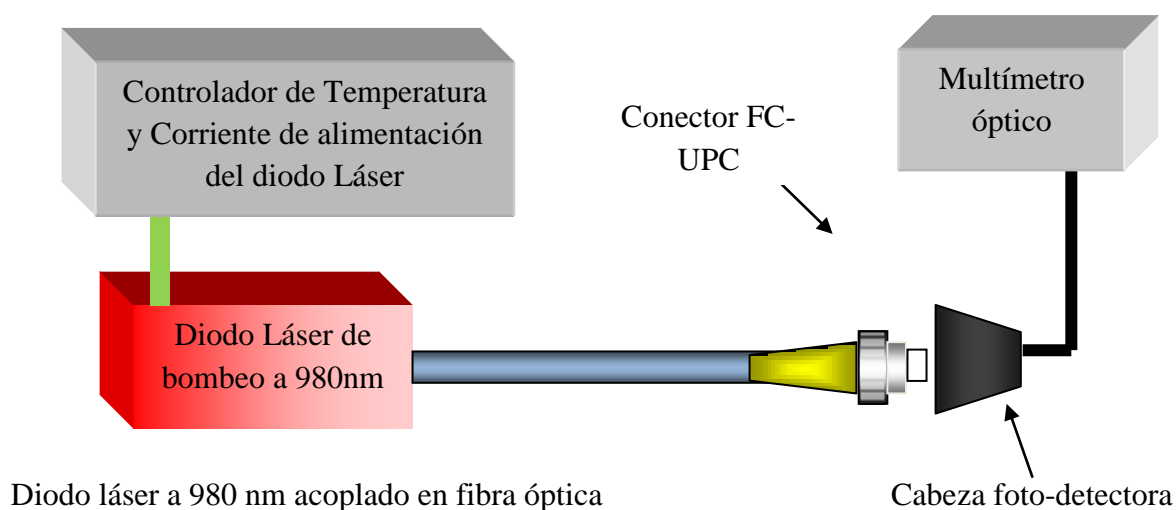


Figura C1. Arreglo experimental para caracterizar el diodo láser de bombeo

Arreglo experimental para caracterizar las pérdidas en los acopladores.

El siguiente arreglo experimental, mostrado en las siguientes dos figuras, se utilizó para caracterizar las pérdidas de los WDM de la tabla 2, la razón de acoplamiento y pérdidas de los divisores de potencia óptica de la tabla 3, los cuales fueron usados en las implementaciones de las fuentes superluminiscentes y los láseres.

En la Figura C2, es el arreglo usado para medir la potencia de salida en el puerto de 980 nm para los WDM, donde la potencia de entrada es la obtenida de la caracterización del diodo láser con lo cual se pueden conocer las pérdidas. La Figura C3 es el arreglo experimental usado para caracterizar la potencia de salida en los puertos A y B cuando se introduce una señal de un diodo láser en fibra óptica a 980 nm y otra de 1550 nm.

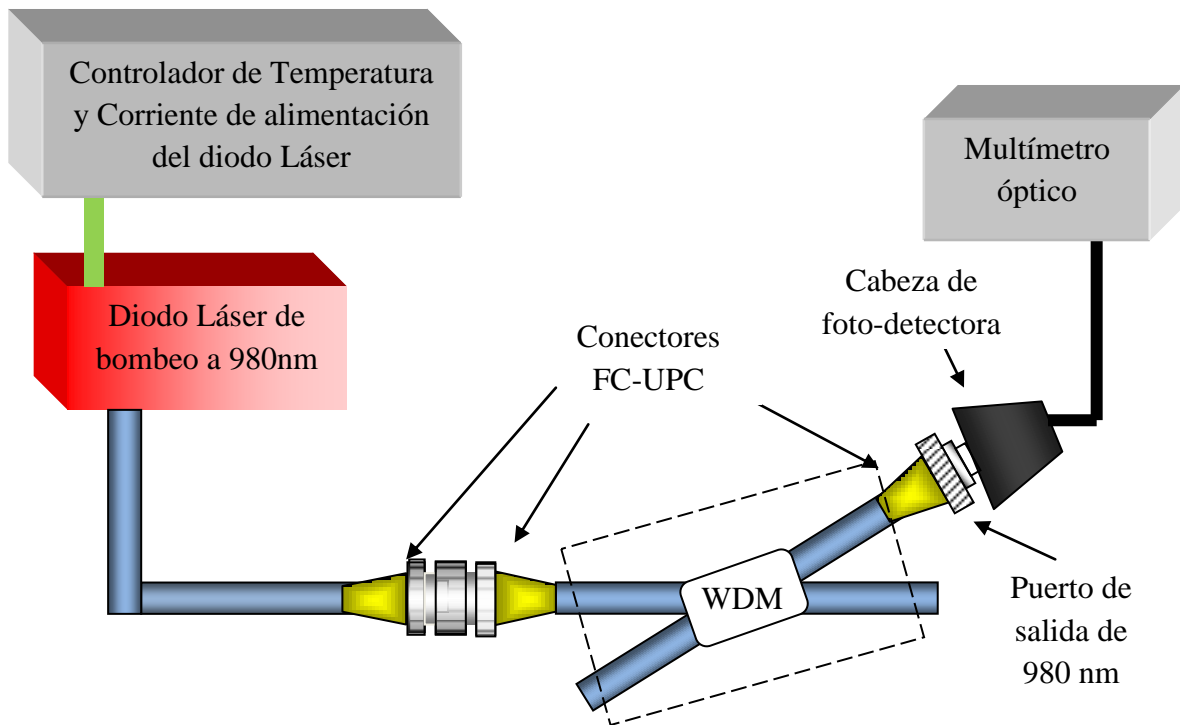


Figura C2. Arreglo experimental para caracterizar las pérdidas del bombeo debidas al WDM.

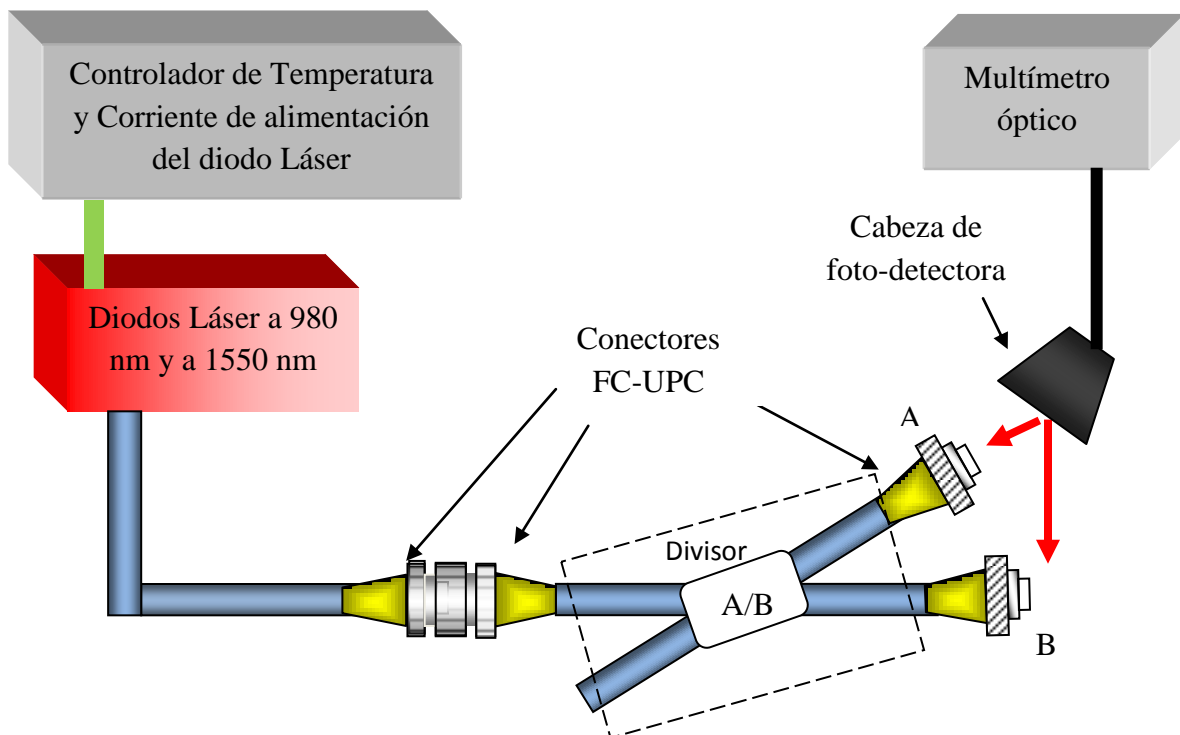


Figura C3. Arreglo experimental para caracterizar los divisores de potencia óptica.

Apéndice D

Código fuente en Matlab para las simulaciones teóricas.

```
%FUENTE SUPERLUMINISCENTE
clear;
close all;    %Borrar la memoria
clc;

a=2*10^-6;    %RADIO DEL NUCLEO
pi=3.1416;
t=.012;      %TIEMPO DE VIDA
c=3*10^8;
h=6.6256*10^-34; %CONSTANTE DE PLANCK
Long=1.6;    %LONGITUD DE LA FIBRA en metros
NT=1.9*10^25; %CONCENTRACION DEL DOPANTE
Lpump=977.2*10^-9; %Longitud de onda de bombeo
fpump=c/Lpump; %FRECUENCIA DE BOMBEO
wo=3.25*10^-6; %Diámetro del campo modal
ws=wo/sqrt(2);
ws2=(ws)^2;  %SPOT SIZE
a2=a^2;
R1=1;        %Reflectividad del espejo 1
R2=.8;       %Reflectividad del espejo 2
pin=7.13e-3; %Potencia de bombeo
pin1=8e-3;   %Potencia de bombeo
pin2=9e-3;   %Potencia de bombeo
pin3=10e-3;  %potencia de bombeo

crosseca4g=(xlsread('cross sections.xlsx','C2:C1002'))*10^-25; %SECCION TRANSVERSAL DE
ABSORCIÓN
crossece4g=(xlsread('cross sections.xlsx','D2:D1002'))*10^-25; %SECCION TRANSVERSAL DE EMISION
lam=xlsread('cross sections.xlsx','B2:B1002'); %longitudes de onda de la seccion transversal
crosseca4=crosseca4g(606); %SECCION TRANSVERSAL DE ABSORCIÓN
crossece4=crossece4g(606); %SECCION TRANSVERSAL DE EMISION
lamda4=(lam.*10^-9); %LONGITUD DE ONDA DE EMISION
frec4=c./lamda4; %FRECUENCIA DE ONDA DE EMISION
detaf=(c./(lamda4.^2)).*(1*10^-9);
P0=2.*h.*frec4(606).*detaf(606);
crossecpump=2.5*10^-25; %SECCION TRANSVERSAL DE BOMBEO
ppth=pi*a2*((h*fpump)/(crossecpump*t)); %POTENCIA DE UMBRAL
n=exp(-a2/ws2);
z=1.6; %Longitud de la fibra
i=.005; %Intervalo
fin=z/i;
L=0 :+i:z; %RANGO DE LONGITUD DE LA FIBRA
Pz=pin-((NT*pi*a2*h*fpump)/t)*L; %EVOLUCION POTENCIA DE BOMBEO
plot(L,Pz)
Pz1=pin1-((NT*pi*a2*h*fpump)/t)*L;
hold on
plot(L,Pz1,'green')
```

```

Pz2=pin2-((NT*pi*a2*h*fpump)/t)*L;
hold on
plot(L,Pz2,'red')
Pz3=pin3-((NT*pi*a2*h*fpump)/t)*L;
hold on
plot(L,Pz3,'black')

Ge=(NT*crossece4*(1-n)).*((Pz./ppth)/((Pz./ppth)+1));
Ga=(NT*crosseca4*(1-n)).*(1./((Pz./ppth)+1));
Gb=Ge-Ga;
% Potencia de la señal en Propagación en sentido coincidente al bombeo
Psfw=(((Ge./Gb).*P0.*exp(L.*Gb))-((Ge./Gb).*P0));
%Potencia de la señal en sentido opuesto a la propagación del bombeo
Psbw=(((Ge./Gb).*P0.*exp((z-L).*Gb))-((Ge./Gb).*P0));

Ge1=(NT*crossece4*(1-n)).*((Pz1./ppth)/((Pz1./ppth)+1));
Ga1=(NT*crosseca4*(1-n)).*(1./((Pz1./ppth)+1));
Gb1=Ge1-Ga1;
Psfw1=(((Ge1./Gb1).*P0.*exp(L.*Gb1))-((Ge1./Gb1).*P0));
Psbw1=(((Ge1./Gb1).*P0.*exp((z-L).*Gb1))-((Ge1./Gb1).*P0));

Ge2=NT*crossece4*(1-n)*(Pz2/ppth)/((Pz2/ppth)+1));
Ga2=NT*crosseca4*(1-n)*(1./((Pz2/ppth)+1));
Gb2=Ge2-Ga2;
Psfw2=((Ge2./Gb2)*P0.*exp(L.*Gb2))-((Ge2./Gb2)*P0);
Psbw2=((Ge2./Gb2)*P0.*exp((z-L).*Gb2))-((Ge2./Gb2)*P0);

Ge3=NT*crossece4*(1-n)*(Pz3/ppth)/((Pz3/ppth)+1));
Ga3=NT*crosseca4*(1-n)*(1./((Pz3/ppth)+1));
Gb3=Ge3-Ga3;
Psfw3=((Ge3./Gb3)*P0.*exp(L.*Gb3))-((Ge3./Gb3)*P0);
Psbw3=((Ge3./Gb3)*P0.*exp((z-L).*Gb3))-((Ge3./Gb3)*P0);

% Espectro superluminiscente

P0e=2.*h.*frec4.*deltaf;
Gee=(NT.*crossece4g.*(1-n)).*((Pz(321)./ppth)/((Pz(321)./ppth)+1));
Gae=(NT.*crosseca4g.*(1-n)).*(1./((Pz(321)./ppth)+1));
Gbe=Gee-Gae;
Geeb=(NT.*crossece4g.*(1-n)).*((Pz(1)./ppth)/((Pz(1)./ppth)+1));
Gaeb=(NT.*crosseca4g.*(1-n)).*(1./((Pz(1)./ppth)+1));
Gbeb=Geeb-Gaeb;
%Espectro de la señal radiada en propagación coincidente al bombeo
Psfwe=(((Gee./Gbe).*P0e.*exp(1.6.*Gbe))-((Gee./Gbe).*P0e));
%Espectro de la señal radiada en propagación opuesta al bombeo
Psbwe=(((Geeb./Gbeb).*P0e.*exp((1.6).*Gbeb))-((Geeb./Gbeb).*P0e));
PsfwedBm= 10*log10(Psfwe./(1e-3));
PsbwedBm=10*log10(Psbwe./(1e-3));
Gee1=(NT.*crossece4g.*(1-n)).*((Pz1(321)./ppth)/((Pz1(321)./ppth)+1));
Gae1=(NT.*crosseca4g.*(1-n)).*(1./((Pz1(321)./ppth)+1));
Gbe1=Gee1-Gae1;
Geeb1=(NT.*crossece4g.*(1-n)).*((Pz1(1)./ppth)/((Pz1(1)./ppth)+1));
Gaeb1=(NT.*crosseca4g.*(1-n)).*(1./((Pz1(1)./ppth)+1));
Gbeb1=Geeb1-Gaeb1;

```

```

Psfwe1=(((Gee1./Gbe1).*P0e.*exp(1.6.*Gbe1))-((Gee1./Gbe1).*P0e));
Psbwe1=(((Geeb1./Gbeb1).*P0e.*exp((1.6).*Gbeb1))-((Geeb1./Gbeb1).*P0e));
PsfwedBm1= 10*log10(Psfwe1./(1e-3));
PsbwedBm1=10*log10(Psbwe1./(1e-3));

```

```

Gee2=(NT.*crossece4g.*(1-n)).*((Pz2(321)./ppth)./(Pz2(321)./ppth)+1));
Gae2=(NT.*crosseca4g.*(1-n)).*(1./((Pz2(321)./ppth)+1));
Gbe2=Gee2-Gae2;
Geeb2=(NT.*crossece4g.*(1-n)).*((Pz2(1)./ppth)./(Pz2(1)./ppth)+1));
Gaeb2=(NT.*crosseca4g.*(1-n)).*(1./((Pz2(1)./ppth)+1));
Gbeb2=Geeb2-Gaeb2;
Psfwe2=(((Gee2./Gbe2).*P0e.*exp(1.6.*Gbe2))-((Gee2./Gbe2).*P0e));
Psbwe2=(((Geeb2./Gbeb2).*P0e.*exp((1.6).*Gbeb2))-((Geeb2./Gbeb2).*P0e));
PsfwedBm2= 10*log10(Psfwe2./(1e-3));
PsbwedBm2=10*log10(Psbwe2./(1e-3));

```

```

Gee3=(NT.*crossece4g.*(1-n)).*((Pz3(321)./ppth)./(Pz3(321)./ppth)+1));
Gae3=(NT.*crosseca4g.*(1-n)).*(1./((Pz3(321)./ppth)+1));
Gbe3=Gee3-Gae3;
Geeb3=(NT.*crossece4g.*(1-n)).*((Pz3(1)./ppth)./(Pz3(1)./ppth)+1));
Gaeb3=(NT.*crosseca4g.*(1-n)).*(1./((Pz3(1)./ppth)+1));
Gbeb3=Geeb3-Gaeb3;
Psfwe3=(((Gee3./Gbe3).*P0e.*exp(1.6.*Gbe3))-((Gee3./Gbe3).*P0e));
Psbwe3=(((Geeb3./Gbeb3).*P0e.*exp((1.6).*Gbeb3))-((Geeb3./Gbeb3).*P0e));
PsfwedBm3= 10*log10(Psfwe3./(1e-3));
PsbwedBm3=10*log10(Psbwe3./(1e-3));

```

figure

```

plot(L,Psfw)
hold on
plot(L,Psfw1,'green')
hold on
plot(L,Psfw2,'red')
hold on
plot(L,Psfw3,'black')

```

figure

```

plot(L,Psbw)
hold on
plot(L,Psbw1,'green')
hold on
plot(L,Psbw2,'red')
hold on
plot(L,Psbw3,'black')

```

figure

```

plot(lam,crosseca4g)
hold on
plot(lam,crossece4g,'green')

```

figure

```
plot(lam,PsfwedBm)
hold on
plot(lam,PsfwedBm1,'green')
hold on
plot(lam,PsfwedBm2,'red')
hold on
plot(lam,PsfwedBm3,'black')
```

figure

```
plot(lam,PsbwedBm)
hold on
plot(lam,PsbwedBm1,'green')
hold on
plot(lam,PsbwedBm2,'red')
hold on
plot(lam,PsbwedBm3,'black')
```

%Laser de espejos paralelos

%Potencia de la señal en sentido coincidente al bombeo en función de la longitud de la fibra dopada

$$PsLfw = (((Ge./Gb)*P0) + (R1*Psbw(1))) * \exp(L.*Gb) - ((Ge./Gb)*P0);$$

%Potencia de la señal en sentido opuesto al bombeo en función de la longitud de la fibra dopada

$$PsLbw = (((Ge./Gb)*P0) + (R2*Psfw(fin+1))) * \exp((z-L).*Gb) - ((Ge./Gb)*P0);$$
$$PsLfw1 = (((Ge1./Gb1)*P0) + (R1*Psbw1(1))) * \exp(L.*Gb1) - ((Ge1./Gb1)*P0);$$
$$PsLbw1 = (((Ge1./Gb1)*P0) + (R2*Psfw1(fin+1))) * \exp((z-L).*Gb1) - ((Ge1./Gb1)*P0);$$
$$PsLfw2 = (((Ge2./Gb2)*P0) + (R1*Psbw2(1))) * \exp(L.*Gb2) - ((Ge2./Gb2)*P0);$$
$$PsLbw2 = (((Ge2./Gb2)*P0) + (R2*Psfw2(fin+1))) * \exp((z-L).*Gb2) - ((Ge2./Gb2)*P0);$$
$$PsLfw3 = (((Ge3./Gb3)*P0) + (R1*Psbw3(1))) * \exp(L.*Gb3) - ((Ge3./Gb3)*P0);$$
$$PsLbw3 = (((Ge3./Gb3)*P0) + (R2*Psfw3(fin+1))) * \exp((z-L).*Gb3) - ((Ge3./Gb3)*P0);$$

%Potencia que sale por el reflector por pasada en función de la longitud de la fibra dopada

$$PL = (1-R2) * PsLfw;$$
$$PL1 = (1-R2) * PsLfw1;$$
$$PL2 = (1-R2) * PsLfw2;$$
$$PL3 = (1-R2) * PsLfw3;$$

%Potencia de la señal en sentido coincidente al bombeo con z fija y a diferentes longitudes de onda

$$PsLfwe = (((Gee./Gbe).*P0e) + (R1.*Psbwe)) * \exp(z.*Gbe) - ((Gee./Gbe).*P0e);$$

%Potencia de la señal en sentido opuesto al bombeo con z fija diferentes longitudes de onda

$$PsLbwe = (((Gee./Gbe).*P0e) + (R2.*Psfwe)) * \exp(z.*Gbe) - ((Gee./Gbe).*P0e);$$
$$PsLfwedBm = 10 * \log_{10}(PsLfwe ./ (1e-3));$$
$$PsLbwedBm = 10 * \log_{10}(PsLbwe ./ (1e-3));$$
$$PsLfwe1 = (((Gee1./Gbe1).*P0e) + (R1.*Psbwe1)) * \exp(z.*Gbe1) - ((Gee1./Gbe1).*P0e);$$
$$PsLbwe1 = (((Gee1./Gbe1).*P0e) + (R2.*Psfwe1)) * \exp(z.*Gbe1) - ((Gee1./Gbe1).*P0e);$$
$$PsLfwedBm1 = 10 * \log_{10}(PsLfwe1 ./ (1e-3));$$
$$PsLbwedBm1 = 10 * \log_{10}(PsLbwe1 ./ (1e-3));$$

```

PsLfwe2((((Gee2./Gbe2).*P0e)+(R1.*Psbwe2)).*exp(z.*Gbe2))-((Gee2./Gbe2).*P0e);
PsLbwe2((((Gee2./Gbe2).*P0e)+(R2.*Psfwe2)).*exp(z.*Gbe2))-((Gee2./Gbe2).*P0e);
PsLfwdBm2=10*log10(PsLfwe2./(1e-3));
PsLbwdBm2=10*log10(PsLbwe2./(1e-3));

```

```

PsLfwe3((((Gee3./Gbe3).*P0e)+(R1.*Psbwe3)).*exp(z.*Gbe3))-((Gee3./Gbe3).*P0e);
PsLbwe3((((Gee3./Gbe3).*P0e)+(R2.*Psfwe3)).*exp(z.*Gbe3))-((Gee3./Gbe3).*P0e);
PsLfwdBm3=10*log10(PsLfwe3./(1e-3));
PsLbwdBm3=10*log10(PsLbwe3./(1e-3));

```

%Potencia que sale por el reflector por pasada con z fijo y longitud de onda variable

```

PLe=(1-R2).*PsLfwe;
PL1e=(1-R2).*PsLfwe1;
PL2e=(1-R2).*PsLfwe2;
PL3e=(1-R2).*PsLfwe3;

```

```

PLedBm=10*log10(PLe./1e-3);
PLedBm1=10*log10(PL1e./1e-3);
PLedBm2=10*log10(PL2e./1e-3);
PLedBm3=10*log10(PL3e./1e-3);

```

figure

```

plot(L,PsLfw)
hold on
plot(L,PsLfw1,'green')
hold on
plot(L,PsLfw2,'red')
hold on
plot(L,PsLfw3,'black')

```

figure

```

plot(L,PsLbw)
hold on
plot(L,PsLbw1,'green')
hold on
plot(L,PsLbw2,'red')
hold on
plot(L,PsLbw3,'black')

```

figure

```

plot(lam,PLedBm)
hold on
plot(lam,PLedBm1,'green')
hold on
plot(lam,PLedBm2,'red')
hold on
plot(lam,PLedBm3,'black')

```

% Láser con resonador en anillo

k=.9; %Razon de acoplamiento del acoplador de salida

% POTENCIA DE SALIDA EN PROPAGACION COINCIDENTE AL BOMBEO CON Z VARIABLE

PsLrfw=((((Ge./Gb)*P0)+(k*Psfw(fin+1))).*exp(L.*Gb))-((Ge./Gb)*P0);

% POTENCIA DE SALIDA EN PROPAGACION OPUESTA AL BOMBEO CON Z VARIABLE

PsLrbw=((((Ge./Gb)*P0)+(Psbw(1))).*exp((z-L).*Gb))-((Ge./Gb)*P0);

PsLrfw1=((((Ge1./Gb1)*P0)+(k*Psfw1(fin+1))).*exp(L.*Gb1))-((Ge1./Gb1)*P0);

PsLrbw1=((((Ge1./Gb1)*P0)+(Psbw1(1))).*exp((z-L).*Gb1))-((Ge1./Gb1)*P0);

PsLrfw2=((((Ge2./Gb2)*P0)+(k*Psfw2(fin+1))).*exp(L.*Gb2))-((Ge2./Gb2)*P0);

PsLrbw2=((((Ge2./Gb2)*P0)+(Psbw2(1))).*exp((z-L).*Gb2))-((Ge2./Gb2)*P0);

PsLrfw3=((((Ge3./Gb3)*P0)+(k*Psfw3(fin+1))).*exp(L.*Gb3))-((Ge3./Gb3)*P0);

PsLrbw3=((((Ge3./Gb3)*P0)+(Psbw3(1))).*exp((z-L).*Gb3))-((Ge3./Gb3)*P0);

PLr=(1-k).*PsLrfw; %Potencia de salida por pasada

PLr1=(1-k).*PsLrfw1;

PLr2=(1-k).*PsLrfw2;

PLr3=(1-k).*PsLrfw3;

% POTENCIA DE SALIDA EN PROPAGACION COINCIDENTE AL BOMBEO CON Z FIJA Y LA

% LONGITUD DE ONDA VARIABLE

PsLrfwe=((((Gee./Gbe).*P0e)+(k.*Psfwe)).*exp(z.*Gbe))-((Gee./Gbe).*P0e);

% POTENCIA DE SALIDA EN PROPAGACION OPUESTA AL BOMBEO CON Z FIJA Y LA

% LONGITUD DE ONDA VARIABLE

PsLrbwe=((((Gee./Gbe).*P0e)+(Psbwe)).*exp(z.*Gbe))-((Gee./Gbe).*P0e);

PsLrfwe1=((((Gee1./Gbe1).*P0e)+(k.*Psfwe1)).*exp(z.*Gbe1))-((Gee1./Gbe1).*P0e);

PsLrbwe1=((((Gee1./Gbe1).*P0e)+(Psbwe1)).*exp(z.*Gbe1))-((Gee1./Gbe1).*P0e);

PsLrfwe2=((((Gee2./Gbe2).*P0e)+(k.*Psfwe2)).*exp(z.*Gbe2))-((Gee2./Gbe2).*P0e);

PsLrbwe2=((((Gee2./Gbe2).*P0e)+(Psbwe2)).*exp(z.*Gbe2))-((Gee2./Gbe2).*P0e);

PsLrfwe3=((((Gee3./Gbe3).*P0e)+(k.*Psfwe3)).*exp(z.*Gbe3))-((Gee3./Gbe3).*P0e);

PsLrbwe3=((((Gee3./Gbe3).*P0e)+(Psbwe3)).*exp(z.*Gbe3))-((Gee3./Gbe3).*P0e);

PLrf=(1-k).*PsLrfwe; %Potencia que sale por el acoplador por pasada

PLrf1=(1-k).*PsLrfwe1;

PLrf2=(1-k).*PsLrfwe2;

PLrf3=(1-k).*PsLrfwe3;

PLrfdBm=10.*log10(PLrf./1e-3);

PLrfdBm=10.*log10(PLrf1./1e-3);

PLrfdBm=10.*log10(PLrf2./1e-3);

PLrfdBm=10.*log10(PLrf3./1e-3);

PLrbdBm=10.*log10(PsLrbwe./1e-3);

PLrbdBm=10.*log10(PsLrbwe1./1e-3);

PLrbdBm=10.*log10(PsLrbwe2./1e-3);

PLrbdBm=10.*log10(PsLrbwe3./1e-3);

figure

```
plot(L,PsLrfw)
hold on
plot(L,PsLrfw1,'green')
hold on
plot(L,PsLrfw2,'red')
hold on
plot(L,PsLrfw3,'black')
```

figure

```
plot(L,PsLrbw)
hold on
plot(L,PsLrbw1,'green')
hold on
plot(L,PsLrbw2,'red')
hold on
plot(L,PsLrbw3,'black')
```

figure

```
plot(L,PLr)
hold on
plot(L,PLr1,'green')
hold on
plot(L,PLr2,'red')
hold on
plot(L,PLr3,'black')
```

figure

```
plot(lam,PLrfdBm)
hold on
plot(lam,PLrf1dBm,'green')
hold on
plot(lam,PLrf2dBm,'red')
hold on
plot(lam,PLrf3dBm,'black')
```

figure

```
plot(lam,PLrbdBm)
hold on
plot(lam,PLrb1dBm,'green')
hold on
plot(lam,PLrb2dBm,'red')
hold on
plot(lam,PLrb3dBm,'black')
```

Bibliografía

- [1] E. Snitzer. *Proposed fiber cavities for optical lasers*. J. Appl. Phys. 32:36-39, 1961.
- [2] C. J. Koester and E. Snitzer. *Amplification in a fiber laser*. Appl. Opt. 3:1182-1186, 1964.
- [3] J. Stone, C. A. Burrus. *Nd-doped SiO₂ in an end-pumped fibre geometry*. Appl. Phys. Lett. 23:7 388-389, 1973.
- [4] M. Potenza. *Optical fiber amplifiers for telecommunication systems*. IEEE Communications Magazine **34 Issue 8**, 1996.
- [5] E. Snitzer, R. Woodcock. *Yb³⁺-Er³⁺ glass laser*. Appl. Phys. Lett. 6:45-46, 1965.
- [6] S. C. Goh, R. Pattie, C. Byrne and D. Coulson. *Blue and red laser action in Nd³⁺:Pr³⁺ co-doped fluorozirconate glass*. Appl. Phys. Lett. 67:768-770, 1995.
- [7] J. Y. Allain, M. Monerie and H. Poignant. *Red upconversion Yb-sensitized Pr fluoride fibre laser pumped in 0.8µm region*. Electron. Lett. 27:1156-1157, 1991.
- [8] J. E. Townsend, W. L. Barnes, K. P. Jedzejewski and S. G. Grubb. *Yb³⁺ sensitized Er³⁺ doped silica optical fibre with ultrahigh transfer efficiency and gain*. Electron. Lett. 27:1958, 1991.
- [9] G. Tohmon, J. Ohya, H. Sato and T Fujita. *Upconversion lasing at 455 nm in Tm³⁺:Eu³⁺ co-doped fluorozirconate fiber*. Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics, paper CThF4, 1993; 406-407.
- [10] R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncey and D. N. Payne. *Low-noise Erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54µm*, Electronics Lett., 23:19 1026-1028, 1987.
- [11] N. J. Doran and David Wood. *Nonlinear-optical Loop Mirror*. Optics Lett., 13: 56-58, 1988.
- [12] S. B. Poole, D. N. Payne and M. E. Fermann. *Fabrication of low-loss optical fibres containing rare earth ions*. Electron. Lett. 21:737-738, 1985.
- [13] R. J. Mears, L Reekie, S. B. Poole and D. N. Payne. *Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers*. Electron. Lett. 21: 738-740, 1985.
- [14] A. D. Kersey and W.W. Morey. *Multi-element Bragg-grating based fibre laser strain sensor*. Electron. Lett. 29:964, 1993.
- [15] K. Koo, A. Kersey and F. Bucholtz. *Fiber Bragg grating laser magnetometer*. Proceedings of the Conference on Lasers and Electro- Optics, Baltimore, MD, postdeadline paper PD41, 1995.

- [16] M. Shimizu, H. Suda and M. Horiguchi. *High-efficiency Nd-doped fibre lasers using direct-coated dielectric mirrors*. Electron. Lett. 23:768-769, 1987.
- [17] I. D. Miller, D. B. Mortimore, P. Urquhart, B. J. Ainslie, S. P. Craig, C.A. Millar and D. B. Payne. *A Nd³⁺-doped cw fiber laser using all-fiber reflectors*. Appl. Opt. 26:2197-2201, 1987.
- [18] G. A. Ball, W.W. Morey and W. H. Standing-wave monomode erbium fiber laser. IEEE Photon. Technol. Lett. 3: 613-625, 1991.
- [19] Y. Chaoyu, P. Jiangde and Z. Bingkun. *Tunable Nd³⁺-doped fibre ring laser*. Electron. Lett. 25:101-102, 1989.
- [20] J. A. Gómez y P. Torres. *Erbium doped fiber ring laser: a comprehensive model based on transmission*. REVISTA COLOMBIANA DE FÍSICA, VOL. 38, No. 2, 2006.
- [21] V. Roy and M. Piche. *Modulation Instability in cw erbium-doped fiber ring lasers*. Proc. Quantum Electronics and Laser Science Conference, QThF5, May 2001.
- [22] K. Smith, N. J. Doran, and P. G. J. Wigley. *Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror*. Optics Lett. 15:1294-1296, 1990.
- [23] A. G. Bulushev, E. M. Dianov, and O. G. Okhotnikov. *Passive mode locking of laser with a nonlinear fiber reflector*. Optics Lett. 15:968-970, 1990.
- [24] Irl N. Duling III. *All-fibre ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror*. Optics Lett. 16:539-541, 1991.
- [25] X. Dong, P. Shum. *Output Power Characteristics of Tunable Erbium-Doped Fiber Ring Lasers*. J. Lightwave Technol. 23:1334-1341, March 2005
- [26] K. J. Blow, N. J. Doran, B. K. Nayar, and B. P. Nelson. *Two-wavelength operation of nonlinear fibre loop mirror*. Optics Lett. 15:248-250, 1990.
- [27] K. Smith N. J. Doran, and P. G. J. Wigley. *Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror*. Optics Lett. 15:1294-1296, 1990.
- [28] Shih-Ting Lin, Hong-Xi Tsao, Tzong-Yow Tsai, Chih-Lin Wang, Hsin-Chia Su, Chien-Ming Huang, Yao-Wun Jhang and Chieh Hu. *Ring saturable absorber for 1530-nm Q-switched Er-doped fiber laser*. Opto-Electronics and Communications Conference (OECC), 2011 16th. 583-584.
- [29] M. J. Digonnet. *Rare-Earth- Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Marcel Dekker Inc. Second Edition. U.S.A 2001.
- [30] B. E. Saleh, M. C. Teich. *Fundamental of photonics*. Ed. John Wiley & Sons. U.S.A 1991.

- [31] O. Svelto. *Principles of Lasers*. Plenum Press. Third Edition. U.S.A. 1989.
- [32] P. Barnsley, P. Urquhart, C. Millar and M. Brierley. *Fiber Fox –Smith resonators: application to single-longitudinal-mode operation of Fiber Lasers*. J. Opt. Soc. Am. A 5 (8):1339-1346, 1998.
- [33] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and Judith M. Dawes. *Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2 μ m Region*. IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, Vol. I , No. I , April 1995.
- [34] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and David C. Hanna. *Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers*. IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, Vol. 33, No. 7, July 1997.
- [35] Y.O. Barmenkov, A.V. Kiriyanov, A.D. Guzmán-Chávez, J.L. Cruz, M.V. Andrés, J. Appl. Phys. 106(2009) 083108.
- [36] G. E. Sandoval-Romero, V. Argueta-Díaz and O. Pottiez. *Theoretical results of the analytical and numerical solutions of superluminescent fiber sources*. Physica Status Solidi C 6, No. S1, S227–S230, 2009.
- [37] P. C. Becker, N. A. Olsson and J. R. Simpsom. *Erbium Doped Fibers Amplifiers, Fundamentals and Technology*. Academic Press. Printed in USA 1999.
- [38] E. Desurvire and J. R. Simpsom. *Amplification of Spontaneous Emission in Erbium-Doped Single-Mode Fibers*. J. Lightwave Technol. 7 (5): 835-845 May 1989.
- [39] G. E. Sandoval-Romero, V. A. Nikolaev. *Límite de detección de un giroscopio de fibra óptica usando una fuente de radiación superluminescente*. Revista Mexicana de Física 49 (2):155-165 Abril 2003.
- [40] Página electrónica consultada al día 7/03/2013:
<http://fibremex.com/fibraoptica/index.php?mod=contenido&id=3&t=3&st=11>
- [41] W. J. Miniscalco, L. J. Andrews, B. A. Thompsom, T. Wei, B.]T. Hall. *The effect of glass composition on the performance of Er^{3+} Fiber amplifiers*. Proc. SPIE 1171:93-102, 1989.
- [42] Sandoval-Romero, G. E. *Fiber optic gyrocompass Superluminescent fiber source*. IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine 20 (7): 19-20, 2005.
- [43] G. E. Sandoval-Romero, J. Hernández-Cordero, L.A. Sosa-Martínez, P.E. Ramos-Alvarez, A. García-Valenzuela, C. Sánchez-Pérez. *Superluminescent fiber laser sources for fiber optic sensors*. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering 5478:298-306, 2004.
- [44] D. B. Mortimore. *Fiber Loop Reflectors*. IEEE J. Lightwave Technol. 6m(7):1217-1224, 1988.

- [45] R. Ulrich and A. Simon. *Polarization optics of twisted single-mode fibers*. Applied Optics. 18 (13): 2241-2251, July 1979.
- [46] P. WeBels and C. Fallnich. *Polarization dependent gain in saturated ytterbium and neodymium double clad fiber amplifiers*. Lasers and Electro-Optics, 2003. CLEO '03. Conference on. 6-6, June 2003.
- [47] P. Wysocki and V. Mazurczyk. *Polarization Dependent Gain in Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Computer Model and Approximated Formulas*. J LIGHTWAVE TECHNOL, VOL 14, NO 4, APRIL 1996.
- [48] M.S. Seo, T.J. Kim, S.C. Yun, Y.-J. Jin and H.G. Park. *Polarisation-scrambled Er-doped superfluorescent fibre source with improved mean-wavelength stability*. ELECTRONICS LETTERS. 42 (11), 25th May 2006.
- [49] Yu.O. Barmenkov, J.L. Cruz, and M.V. Andres. *Polarization switchable Erbium-doped all-fiber laser*. Laser Phys. 5(9): 676–679, 2008.
- [50] D. A. Krohn. *Fiber optic sensor: fundamental and applications*. Instrument Society of America. Second Edition. 1992.
- [51] Y. Uhtsuka. *Analysis of a Fiber-Optic Passive Loop Resonator Gyroscope*. J. Lightwave Technol. LT-3(2):378-384, 1985.
- [52] J. M. Sanz. *Comunicaciones Ópticas*. Editorial Paraninfo S.A. España 1996.