



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE CHIAPAS

FACULTAD DE CIENCIAS EN
FÍSICA Y MATEMÁTICAS



EDFA COMO GENERADOR DE
PULSOS EN EL RÉGIMEN DE nm.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS FÍSICAS

PRESENTA:

STHEFANIE IZAMAR SANDOVAL RODRÍGUEZ

ASESOR:

DR. SERGIO MENDOZA VÁZQUEZ

Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, México.

Marzo 2019



Tuxtla Gutiérrez, Chiapas
22 de febrero de 2019
Oficio No. FCFM/0084/19

Dr. Sergio Mendoza Vázquez
Presidente y Director de Tesis
Presente

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

“EDFA COMO GENERADOR DE PULSOS EN EL RÉGIMEN DE nm”.

Ha sido aceptada para sustentar el Examen de Grado de Maestra en Ciencias Físicas de la Lic. **Sthefanie Izamar Sandoval Rodríguez** con matrícula escolar: X131008.

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

Atentamente

“Por la conciencia de la necesidad de servir”


Dr. Sendic Estrada Jiménez

**DIRECCIÓN
FCFM**

Director

C.c.p. Dr. Florencio Corona Vázquez, Secretario Académico de la FCFM.
CP. Juan Manuel Aguiar Gámez.- Encargado de Posgrado FCFM
Archivo / Minutario
SEJ /jmag

EDFA COMO GENERADOR DE
PULSOS EN EL RÉGIMEN DE nm.

Sthefanie Izamar Sandoval Rodríguez

Marzo 2019

Agradecimientos

Quiero agradecer a la Facultad de Ciencias en Física y Matemáticas, y al personal administrativo por realizar con empeño el trabajo de autorizar la impresión de tesis y dar seguimiento a los trámites para realizar el examen profesional.

Además, extiendo mi agradecimiento al Centro de Investigación de Óptica por aceptar mi estancia en sus instalaciones del laboratorio de láseres y dispositivos de fibra óptica, para poder desarrollar de manera importante este trabajo, esencialmente al Dr. Alejandro Martínez Ríos quien amablemente me recibió y guió durante el trabajo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por su apoyo a través de la beca nacional CONACyT, y beca mixta 2017-2018.

Les agradezco a mis amigas Laila e Itzel, por los ánimos y apoyo brindados a lo largo de esta maestría.

Te agradezco de manera especial a tí Carlos Érick por siempre apoyarme, desde el inicio hasta la culminación de este grado. Tus ánimos y muestras de cariño me motivan a seguir adelante.

Les agradezco a mis profesores de la maestría por haber apoyado con sus enseñanzas a mi formación profesional.

Agradezco a los profesores que aceptaron revisar esta tesis, los investigadores: Sergio Mendoza Vázquez, Alejandro Martínez Ríos, Ariel Flores Rosas, Victor Iván Ruiz Pérez, y Jorge Luis Camas Anzueto. Quienes les agradezco revisaron y corrigieron amablemente mi tesis, gracias nuevamente.

Quiero agradecer a mi asesor de tesis, el doctor Sergio Mendoza Vázquez, primero que nada por haberme aceptado como su tesista, por las enseñanzas prácticas-teóricas, el tiempo de estar en el laboratorio de óptica durante la realización de la tesis, así como sus consejos y confianza depositada en mí.

Por último y no menos importante, le agradezco a mi hermosa familia, a mis hermanos por su apoyo emocional, darme siempre motivación y cariño para que lograra alcanzar este grado. A mis padres por seguir otorgándome su educación y amor incondicional, por apoyarme siempre, especialmente en esta nueva meta, gracias mami, gracias papi, por todo su apoyo, sin ustedes no pudiera lograrlo, este grado es también de ustedes.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Introducción	1
1.2. Objetivo general	2
1.3. Objetivos particulares	2
1.4. Contenido de la tesis	2
1.5. Bibliografía	2
2. Amplificadores de fibra óptica	3
2.1. Introducción	3
2.2. Fibras ópticas	4
2.2.1. Fibra dopada con Erblio (EFD).	6
2.3. Componentes ópticos	7
2.3.1. Diodo láser de bombeo	7
2.3.2. Multiplexor de división de longitud de onda (WDM)	8
2.3.3. Acopladores Ópticos.	9
2.3.4. Control de polarización	10
2.3.5. Aisladores ópticos	11
2.4. Amplificadores de fibra dopada con Erblio (EDFA)	12
2.5. Principio de operación del EDFA y su funcionamiento.	13
2.5.1. Secciones eficaces	16
2.5.2. Saturación de la ganancia	17
2.5.3. Ruido de amplificación (ASE)	17
2.6. Bibliografía	19
3. Caracterización de un EDFA a partir de sus parámetros experimentales	21
3.1. Introducción	21
3.2. Reducción a un sistema de dos niveles	22
3.3. Resultados experimentales	28
3.4. Bibliografía	32
4. Aplicaciones de un EDFA	33
4.1. Introducción	33
4.2. Técnicas de generación de pulsos	34
4.2.1. Modulación del ASE	34
4.2.2. Amarre de modos activo	34
4.2.3. Amarre de modos pasivo	36
4.2.4. Q-switch activo	38
4.2.5. Q-switch pasivo	39
4.3. Bibliografía	40
5. Caracterización y resultados experimentales	41
5.1. Introducción	41
5.2. Caracterización del láser de 980 nm	41
5.3. Resultados de la modulación del ASE	42
5.4. Técnica de generación de pulsos a través del amarre de modos pasivos	44

5.4.1. Principio físico de la técnica de amarre de modos.	44
5.4.2. Propiedades ópticas del grafeno	45
5.4.3. Proceso de fabricación del absorbedor saturable	46
5.4.4. Diseño de la cavidad	51
5.5. Resultados Preliminares experimentales	55
5.6. Bibliografía	59
6. Conclusiones	61
6.1. Conclusiones generales	61
6.2. Trabajos futuros	61
6.3. Productos obtenidos con el trabajo	61

Capítulo 1

Introducción

1.1. Introducción

El láser, cuyo nombre se ha formado con la primera letra de cada palabra de la frase en inglés Light Amplification Stimulated Emission of Radiation (amplificación de luz por emisión estimulada de radiación) [1], ha ampliado enormemente los horizontes de la óptica. Cuando se descubrió, se vio inmediatamente que era un instrumento con grandes posibilidades de aplicación, pero como surgió por accidente, no originado por una necesidad, hubo que comenzar a buscar para qué era útil. Al decir accidente lo que se quiere decir es que las investigaciones, originalmente dirigidas a otro fin, llevaron inesperadamente al descubrimiento del láser. Los láseres son aparatos que amplifican la luz y producen haces de luz coherente; su frecuencia va desde el infrarrojo hasta los rayos X. Un haz de luz es coherente cuando sus ondas, o fotones, se propagan de forma acompasada, o en fase. Esto hace que la luz láser pueda ser extremadamente intensa, muy direccional, y con una gran pureza de color (frecuencia)[2].

En 1916, Albert Einstein estableció los fundamentos para el desarrollo de los láseres y de sus predecesores, utilizando la ley de radiación de Max Planck basada en los conceptos de emisión espontánea e inducida de radiación. La teoría fue olvidada hasta después de la Segunda Guerra Mundial, cuando fue demostrada definitivamente por Willis Eugene Lamb y R. C. Rutherford [1]. El siguiente trabajo fundamental para la evolución posterior del láser fue el del bombeo óptico, desarrollado a principios de la década de los cincuenta por Alfred Kastler, el trabajo de Kastler sobre el bombeo óptico, basado en técnicas de resonancia ópticas, fue desarrollado con la colaboración de su alumno Jean Brossel, de la École Normale Supérieure de París, y fructificó con el descubrimiento de métodos para subir el nivel energético de los átomos; dicho de otro modo, métodos para que los electrones de los átomos suban al nivel deseado, utilizando efectos de resonancia óptica. Estos métodos recibieron el nombre de bombeo óptico por el mismo Kastler, quien mereció el premio Nobel de física en 1966.

En la actualidad, los láseres y amplificadores de fibra óptica han entrado en una etapa donde sus ventajas con respecto a otro tipo de láseres se han hecho tan evidentes, que en muchas aplicaciones son ahora la primera opción a considerar. Entre sus ventajas principales son la alta calidad del haz, tamaño reducido, necesidad de mínimo enfriamiento y alta eficiencia. Una de las aplicaciones donde los láseres de fibra óptica han tenido mayor impacto son en las industrias, particularmente en el maquinado, así como en la medicina. Para la eficiente operación de un sistema láser o amplificador es necesario que la integración de los componentes se realice de manera óptima, lo que quiere decir que las pérdidas en uniones deben ser mínimas, actualmente estas pérdidas han sido optimizadas con las empalmadoras actuales [2].

En esta tesis se pretende estudiar el funcionamiento de un amplificador de fibra óptica, usando fibra dopada con Erblio y dar algunas aplicaciones. Para esto se realizará un estudio

teórico-práctico para obtener un amplificador de fibra dopado con Erblio (EDFA) y tener un análisis completo para posteriormente implementar algunas aplicaciones.

1.2. Objetivo general

- El objetivo general del trabajo de tesis es estudiar el funcionamiento de los amplificadores de fibra dopada con Erblio, trabajar en la parte experimental implementando y caracterizando amplificadores de fibra dopada con Erblio (EDFAS) de forma eficiente para obtener aplicaciones de generación de pulsos.

1.3. Objetivos particulares

- Aprender a utilizar los equipos necesarios para implementar el experimento, tales como el analizador de espectros ópticos (OSA), osciloscopio, medidores de potencia óptica, láseres de bombeo, y procesadoras de vidrio.
- Obtener un análisis del principio de operación del EDFA y su funcionamiento.
- Implementar una configuración sencilla de un EDFA y hacer la caracterización a partir de sus parámetros experimentales.
- Implementar distintos arreglos experimentales para la generación de pulsos, caracterizarlos y obtener resultados.

1.4. Contenido de la tesis

- En el capítulo 2 se resumen los conceptos más importantes y la teoría que se necesita para entender el principio de operación y funcionamiento de los amplificadores de fibra dopada con erblio (EDFA).
- En el capítulo 3 se describen las ecuaciones de razón que modelan al EDFA y se hace una caracterización a partir de sus resultados experimentales.
- En el capítulo 4 se implementan aplicaciones de un EDFA particularmente se usan técnicas de generación de pulsos.
- En el capítulo 5 se muestran las caracterizaciones y resultados experimentales obtenidos de las técnicas de generación de pulsos.
- En capítulo 6 se muestran las conclusiones de la tesis, trabajos futuros y el producto obtenido.

1.5. Bibliografía

- [1] Childds, Stacy J.: Laser-assisted transurethral oftheprostate (TURP), Ed. Williams and Wilkins, Baltimor, MarylaRd (U.S.A.), 1993, p. 81.
- [2] Orazio Svelto *Principles of láser*, Springer Science and Business Media, 16 mar 2010. Fifth edition.

Capítulo 2

Amplificadores de fibra óptica

2.1. Introducción

Después de que la señal viaja una cierta distancia, ésta necesita tener una regeneración, debido a la atenuación que sufre cuando viaja a través de la fibra óptica. Los **amplificadores ópticos** son dispositivos que generan una réplica de la señal de entrada pero con mayor nivel de potencia, amplifica una señal óptica directamente, sin necesidad de convertir la señal al dominio eléctrico, amplificar en eléctrico y volver a pasar a óptico. Amplifican sin limitación en ancho de banda, este es el principal beneficio de un amplificador óptico, además, tiene mayor confiabilidad que los regeneradores electrónicos.

Los amplificadores de fibra óptica amplifican la luz incidente a través de la emisión estimulada, la cual utiliza el mismo mecanismo de los láseres. La ganancia óptica es realizada cuando el amplificador es bombeado ópticamente o tipo eléctrico es decir, cuando se produce una descarga eléctrica a través de los átomos que se encuentran en la cavidad amplificadora. La ganancia óptica en general depende no sólo de la frecuencia (o longitud de onda) de la señal incidente, sino también de la intensidad del haz local en cualquier punto del amplificador. Cada amplificador óptico requiere de una fuente de energía externa para proveer la energía necesaria para la amplificación.

Los amplificadores ópticos pueden ser usados para compensar la atenuación de la señal (resultado de una distribución de una red cualquiera), pérdidas de transmisión, etc., pero hay que notar que un amplificador óptico no puede ser un dispositivo ideal, por lo que este presenta algunas restricciones como: el ruido generado por él es sumado a la señal en la salida y la ganancia espectral no es constante sobre una región en la cual las señales pueden ser transmitidas. Los amplificadores ópticos son de naturaleza puramente óptica y, además, no requieren de circuitos de alta velocidad. Aplicados ya sean como amplificadores de línea, potencia o preamplificadores, son capaces de operar independientemente y soportar canales a diferentes longitudes de onda, además, han revolucionado el concepto en el diseño de redes de comunicación [6].

Los láseres descritos en este capítulo, son los que utilizan como medio activo fibras dopadas con tierras raras. Para el caso de amplificadores de luz en la región de 1550 nm se utilizó el Erblio que nos permite amplificar señal en esta región espectral. Con esto se revolucionaron los sistemas de comunicación vía fibra óptica ya que no sólo fue posible incrementar el ancho de banda de dichos sistemas, sino además esto permitió colocar los amplificadores a distancias mayores a los 60 km. Con estos amplificadores fue posible instalar sistemas de comunicación transoceánicos, con lo cual, en la actualidad, es posible recibir información al instante de un continente a otro.

En esa longitud de onda es donde se tienen menos pérdidas en fibras ópticas, que se ubican en la tercera ventana de las comunicaciones situada a 1550 nm y existen una gran

cantidad de dispositivos para esta longitud de onda. En este capítulo se dan conceptos básicos de fibras ópticas, la descripción de los componentes ópticos para desarrollar amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA), también se analiza la teoría general del principio de operación del EDFA y su funcionamiento.

2.2. Fibras ópticas

La fibra óptica es uno de los medios de transmisión fundamentales hoy en día gracias a su baja atenuación, gran ancho de banda y su inmunidad frente a interferencias electromagnéticas. Sus aplicaciones son muy variadas, desde enlaces de comunicaciones hasta redes de sensores pasando por su empleo como sistema de iluminación.

Definición 2.2.1. Una *fibra óptica* es un medio de transmisión, consiste en un hilo muy fino de material transparente, vidrio o materiales de plásticos, por el que se envían pulsos de luz que representan las señales por transmitir [19].

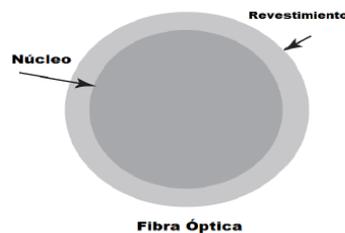


Figura 2.1: Fibra óptica.

El núcleo es la zona por la que se propaga la luz, envuelta en un revestimiento, cuyo índice de refracción es menor al del núcleo, y mantiene la luz confinada. De acuerdo del tamaño del núcleo las fibras se caracterizan en dos tipos: monomodos y multimodos.

Fibra óptica multimodo

La propagación de la luz a través de una guía de onda se puede describir en términos de una serie de ondas electromagnéticas guiadas conocidas como modos de guía de onda. Cada modo es un patrón del campo eléctrico y magnético que se repite a lo largo de la fibra a intervalos equivalentes a la longitud de onda (λ). Solo algunos de estos modos son capaces de propagarse a través de la fibra [2].

Las fibras ópticas multimodo permiten la propagación de varios modos. Esto supone más pérdidas y más dispersión, dado que la luz viaja menos confinada que en una fibra monomodo. Estas son las principales razones por las que solo se emplea fibra óptica multimodo para distancias cortas (varios kilómetros) y bajos anchos de banda.

El diámetro del núcleo de las fibras multimodo mide entre $50 \mu m$ y $62.5 \mu m$, notablemente más ancho que las fibras monomodo (entre $8 \mu m$ y $12 \mu m$). Esta mayor anchura permiten un mejor acoplo de potencia en la fibra, especialmente cuando el transmisor es una fuente con un espectro de emisión ancho, como es un LED [9].

Para suavizar una de sus principales desventajas, la alta dispersión, se crearon fibras multimodo de índice gradual. Los modos que recorren más distancia son más rápidos, de esta manera se reduce la dispersión notablemente permitiendo alcanzar mayores distancias y anchos de banda.

Fibra óptica monomodo

A través de la fibra monomodo solamente se propaga un único modo, el modo fundamental. Se logra reduciendo el diámetro del núcleo hasta que mida unas pocas longitudes de onda (entre $8 \mu m$ y $12 \mu m$) y manteniendo una diferencia muy pequeña entre los índices de refracción del núcleo y la cubierta (entre 0.2-1 %) [9].

Las fibras monomodo permiten alcanzar mayores distancias y mayores anchos de banda que las fibras multimodo. Dentro de las fibras monomodo podemos diferenciar tres, atendiendo a la dispersión:

- Estándar S-SMF.
- Dispersión desplazada DS-SMF.
- Dispersión desplazada no nula NZDSF

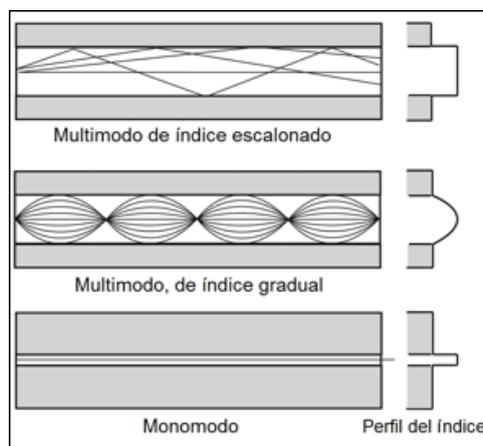


Figura 2.2: Tipo de fibras ópticas.

Atenuación y pérdidas en la fibra óptica

La atenuación de la fibra óptica es considerado el factor fundamental que limita el rendimiento de los sistemas de comunicación por fibra óptica. Las pérdidas reducen el promedio de potencia que llega al receptor.

La distancia de transmisión es una limitante inherente del sistema de fibra óptica, si consideramos que los receptores requieren una cantidad mínima de potencia para reconocer la señal de transmisión.

La Atenuación puede ser causada por varios factores los cuales pueden ser clasificados en dos categorías: intrínseca y extrínseca.

Atenuación intrínseca [9]: Ocurre debido a algo interno o propio de la fibra, y está causado por las impurezas del vidrio que se crean durante el proceso de fabricación. La más precisa metodología de fabricación no ha logrado eliminar todas las impurezas, a pesar que los adelantos tecnológicos han causado un decrecimiento dramático de la atenuación. Si la señal de luz golpea con una impureza, pueden ocurrir dos cosas: esparcirse o ser absorbido.

1.- El esparcimiento es la pérdida de la señal de luz en el núcleo debido a impurezas o cambios en el índice de refracción de la fibra. La luz es redireccionada por las propiedades moleculares de la fibra que da como resultado una fuga de señal dentro del cladding también

pueden deberse a pérdidas en las uniones, o reflexiones hacia atrás. La dispersión de Rayleigh representa mayoritariamente (cerca del 96%) la atenuación de una fibra óptica.

La luz viaja en el núcleo e interactúa con los átomos en el vidrio. La onda de luz colisiona con los átomos, y da como resultado un esparcimiento, la dispersión de Rayleigh es el resultado de estas colisiones elásticas entre la onda de luz y los átomos de la fibra. Si la dispersión de la luz mantiene un ángulo que soporta un viaje frontal dentro del núcleo, no ocurrirá atenuación, si la luz es dispersada con un ángulo que no soporta un viaje frontal continuo, la luz es desviada fuera del núcleo y ocurre una atenuación. Algo de luz es reflejada hacia la fuente de luz.

2.- La absorción es el segundo tipo de atenuación intrínseca. La luz es absorbida debido a las propiedades químicas o impurezas naturales en el vidrio. De manera similar a la dispersión, la absorción puede ser limitada mediante el control de las impurezas durante el proceso de fabricación. Este tipo de absorción representa entre el 3-5% de la atenuación de una fibra.

Atenuación extrínseca [9]: Este tipo de atenuación puede ser causada por dos mecanismos externos : macrodoblado y microdoblado. Ambos causan una reducción de la potencia óptica.

1.- Macrodoblado : La presencia de una curva en la fibra puede afectar al índice refractivo y al ángulo crítico del rayo de luz en esta área específica. Como resultado, la luz que viaja en el núcleo puede refractarse, la pérdida es reversible una vez que desaparece el doblado. Para prevenir esto todos los cables de fibra tienen un mínimo ángulo de curvatura. La regla práctica para un cable monomodo es el de tener una curvatura mínima de 10 veces el diámetro externo para cables sin revestimiento y 15 veces para cables con revestimiento.

2.- Microdoblado: Debido a un doblado a escala menor, generalmente debido a la presión sobre la fibra. Los microdoblados pueden ocasionarse debido a cambios en la temperatura, estrés durante el jalado del cable, o alguna fuerza de rotura. Los microdoblados son localizados y la curvatura no puede ser visto a simple vista en una inspección. [3]

2.2.1. Fibra dopada con Erbio (EFD).

El átomo de Erbio, en su estado fundamental contiene 68 electrones distribuidos en seis niveles de energía. A bajas temperaturas los electrones tienden a estar en su estado fundamental, a temperaturas mayores serán excitados a través de colisiones atómicas.

A diferencia de las fibras ópticas tradicionales, un láser de fibra es un láser en el que el medio de ganancia activo es una fibra óptica que contiene elementos de tierras raras, en las fibras láser se llevan a cabo procesos de absorción, emisión espontánea y estimulada de la radiación cuando son excitadas con fotones de determinada energía. Estas propiedades dan como resultado importantes aplicaciones de las fibras dopadas con tierras raras como amplificadores ópticos, láseres y sensores. Bajo condiciones normales todos los materiales absorben luz y emiten un poco de esta. El proceso de absorción puede entenderse o explicarse de la figura 2.10, consideramos que el átomo de Erbio tiene tres niveles de energía donde el primero corresponde al estado base o fundamental y el tercero al estado excitado. Si el fotón tiene una energía $E = h\nu$ de la luz incidente de frecuencia ν , cuenta con una diferencia de energía $E = E_3 - E_1$, entonces el fotón es absorbido por el átomo y este se encontrará en el estado excitado. La luz incidente es atenuada como resultado de muchos eventos semejantes de absorción que ocurren dentro del medio [14].

Los átomos excitados eventualmente retornan a su estado normal y emiten luz en el proceso. La emisión de luz puede ocurrir en dos procesos fundamentales conocidos como emisión espontánea y emisión estimulada. Estos dos procesos son especificados en la sección 2.5. En el caso de emisión espontánea, los fotones son emitidos en distintas direcciones con

una relación de fase distinta. La emisión estimulada, en cambio se inicia al hacer incidir un fotón contra el átomo excitado, generando un par de fotones con las mismas características que las del fotón incidente (fase, dirección y sentido).

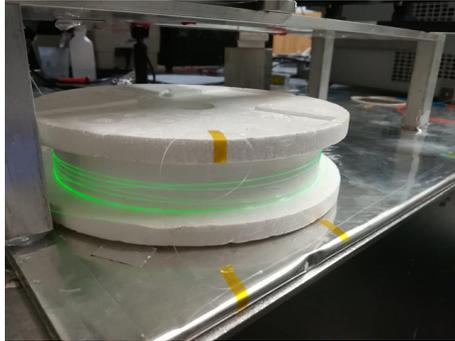


Figura 2.3: Fluorescencia de la fibra dopada de erbio

Una de las características principales de algunas tierras raras es la fluorescencia o luminiscencia cuando son usados como activadores de redes cristalinas de los óxidos lantánidos, silicatos u óxidos de los metales de transición, por esta razón son usadas en fibras de sílice. El principio en que se basa es el siguiente: la radiación electromagnética bombeada dentro de la fibra se propaga a lo largo de ésta y es absorbida por el material activo que se encuentra en el núcleo de la misma. Al absorber la radiación, los electrones del estado base de la tierra rara se excitan. Estos estados se relajan por emisión de fonones y fotones. A esta emisión, tanto radiactiva como no radiactiva se le llama **fluorescencia** además, de que es un fenómeno perjudicial para la amplificación [14].

2.3. Componentes ópticos

Los sistemas de comunicaciones de fibra óptica, así como también los amplificadores de fibra óptica dopada con Erblio son construidos típicamente con componentes necesarios para llevar a cabo su funcionamiento. Estos componentes, son componentes pasivos tales como aisladores, acopladores, multiplexor por división de longitud de onda (Wavelength División Multiplexors, WDM), circuladores ópticos, rejillas de Bragg, etc. Los componentes activos son láseres de bombeo, EDF (Erbium Doped Fiber), etc [6]. La mayoría de estos componentes tienen consigo una pieza de fibra pegado a ellos para tener mayor facilidad de acoplarlos a un sistema de fibra óptica.

Desde cualquier punto de vista podemos decir que las conexiones ópticas gobiernan la eficacia y la estabilidad con que unos equipos inyecten o extraigan señales ópticas, de acuerdo con las características de las fibras ópticas. Tal eficacia debe ser estable en el tiempo ante ambientes mecánicos y climáticos. Cada uno de estos componentes juega un papel importante en un sistema, ya que individualmente tienen funciones diferentes por lo que es de gran importancia tener el conocimiento acerca de cómo funciona cada uno de ellos. Hay que notar que la integración de un componente pasivo a un sistema puede generar inestabilidad considerable en la transmisión de una señal, por lo que es necesario tener en cuenta muchos aspectos en la forma en que se debe utilizar dicho componente.

2.3.1. Diodo láser de bombeo

El componente esencial es la fuente de bombeo, la cual tiene un diseño de un paquete tipo mariposa de 14 pines, como se muestra en la figura 2.4. La fuente diodo láser (LD, por las siglas en inglés) de bombeo utilizado en aplicaciones del EDFA debe ser monomodo transversal (para el acoplamiento eficiente en fibras monomodo) y generalmente son multimodo

longitudinal (láser Fabry-Perot). Hay varios tipos de diodo láser basados en las longitudes de onda necesarias para obtener una inversión de población a un estado excitado del Erblio, estas fuentes pertenecen a tres categorías principales:

- Diodo láser de bombeo de 1480 nm, hechos de fosfuro de indio-galioarsénico (InGaAsP) o múltiples pozos cuánticos en arseniuro de galio-indio (InGaAs)
- Diodo láser de bombeo de 980 nm, compuestos por un pozo cuántico forzado en arseniuro de galio-indio (InGaAs).
- Diodo láser de bombeo de 820 nm, son elaborados con Arseniuro de galioaluminio (AlGaAs).

De estos, los más utilizados hoy en día son el diodo láser de 1480 nm y 980 nm. El diodo láser de 1480 nm fue el primero en demostrar una fiabilidad aceptable para su uso en sistemas de telecomunicaciones. El láser de bombeo a 980 nm proporciona una figura de ruido inferior, comparado con el láser de bombeo a 1480 nm [6].

Cabe mencionar que se utilizan otras longitudes de bombeo dependiendo del material dopado en la fibra, por ejemplo las fibras dopadas de Tulio (Tm), muestran tres bandas de absorción a diferentes longitudes de onda para el estado base, por lo que es común utilizar fuentes de bombeo con longitudes de onda cercanas a 790, 1210 y 1630 nm [11].



Figura 2.4: Diodo láser de 980 nm

El láser se vende generalmente con una fibra monomodo integrada. El paquete herméticamente cerrado y la región de acoplamiento a la fibra proporcionan la protección ambiental y mecánica para el diodo láser.

En este trabajo el diodo láser de bombeo utilizado es el BL976-SAG300. Algunos parámetros característicos de dicho diodo es la longitud de onda $\lambda = 974$ nm, corriente de funcionamiento de 600 mA, y una potencia de salida de 330 mW.

2.3.2. Multiplexor de división de longitud de onda (WDM)

Los WDM's tienen la capacidad de combinar diferentes señales a diferentes longitudes de onda, y esto permite que en un amplificador de fibra dopada con Erblio se puedan inyectar junto con la señal de bombeo la señal a amplificar. Los WDM's tienen los mismos principios físicos que un acoplador de señal, nada más que en los WDM's existe la dependencia en longitud de onda.

Estos dispositivos suelen hacerse como acopladores de fibra fusionada o filtro de interferencia. Los acopladores de fibra fusionada son dos fibras idénticas fusionadas, mientras que

los acopladores de filtro de interferencia cuentan con fibras distintas para cada puerto, esto para obtener menos pérdidas de inserción/extracción [5].

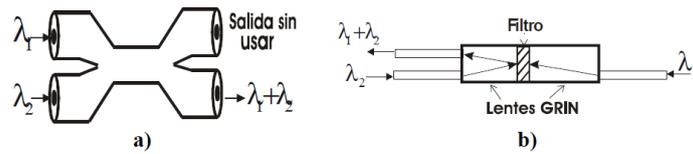


Figura 2.5: Diseños de WDM para combinar señales y bombeo: a) fibra fundida, b) filtro de interferencia [5].

2.3.3. Acopladores Ópticos.

Un acoplador de fibra óptica es un dispositivo que puede distribuir la señal óptica de una fibra entre dos o más fibras, además, puede ser utilizado de manera recíproca, es decir, combinar dos señales ópticas de dos o más fibras a una sola fibra óptica. La distribución de una señal puede ser simétrica (igual potencia por cada puerto) o asimétrica (distinto valor de potencia). La potencia se transfiere por uno de estos métodos [12]:

- A través del núcleo de la fibra mediante la unión de varios núcleos al primario.
- A través de un eje perpendicular a la fibra mediante la conversión de modos guiados por el núcleo en modos que escapan del núcleo y pueden pasar a otras fibras a través de una interacción superficial.

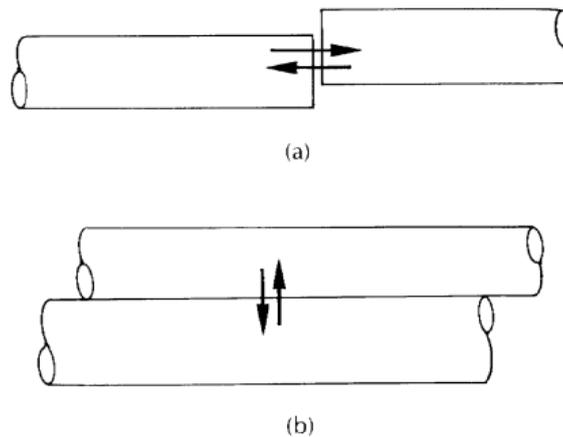


Figura 2.6: Tipos de acopladores: (a) Interacción por medio del núcleo; (b) Interacción superficial [12].

Además de estos acopladores surgieron otros tipos, que llevan el nombre de acopladores multipuerto y que pueden ser divididos en tres grupos que mencionamos a continuación [12]:

- Acopladores de tres y cuatro puertos que se usan para distribución y combinación de la potencia de la señal.
- Acopladores en estrella que se usan para distribución y combinación multipunto.
- Dispositivos multiplexores y demultiplexores de longitud de onda (WDM), que son una forma especializada de acoplador diseñada para permitir que en una fibra en la que se transmiten en paralelo un número de longitudes de onda, estas puedan combinarse o separarse.

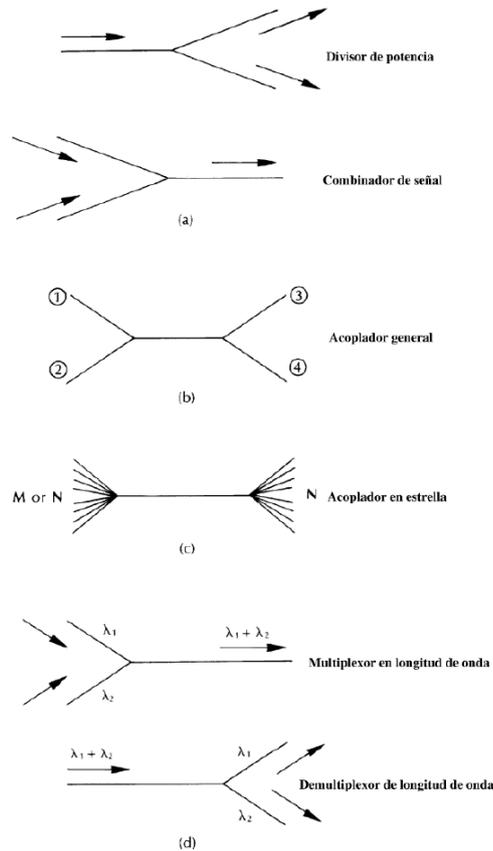


Figura 2.7: Tipos de acopladores y sus funciones: (a) De tres puertos; (b) De cuatro puertos; (c) En estrella; (d) multiplexor o demultiplexor de longitud de onda [12].

En el caso ideal estos dispositivos no generan pérdidas, ni generan ruido y deberían funcionar de manera independiente a la distribución de la luz en modos o a la polarización, pero nada de esto se cumple.

De hecho las pérdidas en los acopladores limitan el número de terminales que pueden conectarse a la fibra, mientras que el ruido generado disminuye la relación señal/ruido en el sistema.

2.3.4. Control de polarización

En fibra óptica monomodo, el estado de polarización de la señal que se transmite puede cambiar abruptamente debido a diferentes factores (torsión de la fibra, cambio de temperatura, entre otros). Sin embargo, esta misma propiedad se puede usar para manipular la polarización presente al interior de la fibra [21].

Las fibras ópticas monomodo se caracterizan por su pequeño diámetro de núcleo y apertura numérica, lo cual hace que el coeficiente de refracción del núcleo y de su material circundante sean similares y el ángulo crítico sea muy pequeño, y que mantiene una gran cantidad de potencia al interior del núcleo. Este tipo de fibra evita muchos de los problemas presentes en las fibras multimodo. Debido a que se transporta un único modo, no se presentan retrasos de diferentes modos, así como tampoco se presentan interferencias aleatorias entre los diferentes modos. Sin embargo, esta fibra también se ve sujeta a los efectos de las imperfecciones en la misma, los cambios de temperatura y los esfuerzos incontrolables producto de tensiones en la fibra [9].

Entonces, a menos de que se use una fibra que sea capaz de mantener la polarización, las magnitudes de la fase en cada eje principal pueden ser diferentes a las enviadas inicialmente, fácilmente cambiando un estado de polarización lineal a uno elíptico. Y dado que los esfuerzos internos o la temperatura pueden cambiar, el efecto sobre la polarización de la fibra se vuelve dependiente del tiempo. Sin embargo, es necesario tener en cuenta que, aunque la potencia entregada en cada uno de los ejes principales varía de forma aleatoria, la potencia total se mantiene constante.

Debido a la necesidad de controlar estados de polarización en fibras monomodo, se han planteado diferentes métodos para controlar la polarización. Usando una de las variables que afectan las magnitudes de la fase en cada eje principal se podrían generar cambios controlados de la polarización. Los manipuladores manuales se presentan como una forma simple y muy útil de controlar dichos estados. Su funcionamiento consiste en la creación de birrefringencia es decir, en desdoblar un rayo de luz incidente en dos rayos linealmente polarizados de manera perpendicular entre sí al interior de la fibra mediante un esfuerzo inducido. Entonces, dicha birrefringencia crearía un eje rápido en el cual la señal viajaría a una mayor velocidad, y dada la diferencia de velocidades (retardancia) se podría crear un estado arbitrario de polarización [21].

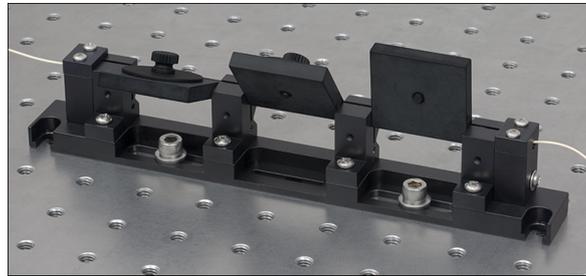


Figura 2.8: Control de polarización

2.3.5. Aisladores ópticos

El aislador óptico juega un rol importante en la estabilidad de sistemas ópticos de comunicaciones, al eliminar las reflexiones de cada dispositivo. Además, es usado en arreglos de fibra óptica para proteger a la fuente láser de haces de luz reflejada que desestabilizan su emisión. Los aisladores de fibra óptica insensibles a la polarización tienen una limitación importante; esta insensibilidad se refiere sólo al arreglo de prismas polarizadores, no toma en cuenta la birrefringencia residual de la fibra y/o la inducida al arquear o torcer la fibra. Cuando se desea estudiar el efecto del estado de polarización de la luz en el proceso de amplificación en un amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA), los aisladores ópticos en línea son esenciales [3].

La función de un aislador óptico es la de bloquear cualquier haz de luz que viaje en contra-propagación al sentido que lleva el haz principal. Los diseños tradicionales usan un rotador de Faraday y dos polarizadores, los dispositivos de fibra incluyen fibras monomodo en ambos extremos [3].

La siguiente figura muestra un esquema con el funcionamiento de este dispositivo. Como se observa la luz puede entrar al dispositivo tanto por la derecha como por la izquierda. La luz de entrada no está polarizada por lo que al encontrarse el primer polarizador sólo pasará la polarización vertical. Luego, el rotador de Faraday gira 45° a la derecha de la polarización de la luz que lo atraviesa independientemente de la polarización de ésta. El segundo polarizador transmite la luz cuya polarización esté 45° desplazada hacia la derecha respecto de la vertical. Como este es el caso la luz sale del aislador. Si se considera el caso de que la señal entre por la derecha del aislador óptico, como se ve esta no saldrá por el

otro extremo ya que el polarizador número 1 transmite la luz polarizada verticalmente y la señal llega a éste con polarización horizontal, por lo que queda bloqueada [17].

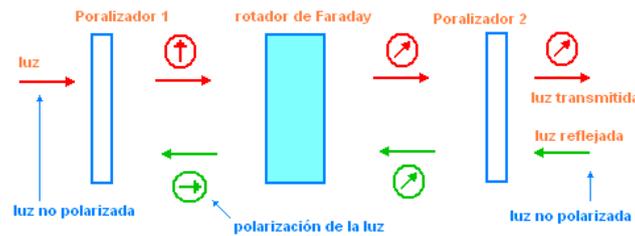


Figura 2.9: Esquema de un aislador óptico

2.4. Amplificadores de fibra dopada con Erblio (EDFA)

Los amplificadores hechos de fibra utilizan fibra dopada, normalmente de tierras raras, el Erblio es el más utilizado por que tiene la propiedad de emitir en la región de 1550 nm, longitud de onda en la cual la fibra presenta la mínima pérdida por transmisión. Estos amplificadores necesitan una fuente de potencia o bombeo externo con un láser de onda continua a una frecuencia óptica ligeramente superior a la que amplifican. Los EDFA's se construyen conectando a las fibras dopadas con tierras raras y de transmisión con otros componentes que son necesarios para la operación del amplificador. El EDFA puede servir para varias funciones en sistemas para comunicaciones de fibra óptica ; las aplicaciones más importantes son las siguientes [18]:

1.- La potencia de un transmisor de datos puede aumentarse con un EDFA de alta potencia antes de entrar en un tramo de fibra larga, o un dispositivo con grandes pérdidas, como un divisor de fibra óptica . Dichos divisores se usan ampliamente, por ejemplo, en sistemas de televisión por cable, en los que se usa un solo transmisor para enviar señales a muchas fibras.

2.- También se puede usar un amplificador de fibra frente a un receptor de datos, si la señal que llega es débil. A pesar de la introducción del ruido del amplificador, esto puede mejorar la relación señal / ruido y, por lo tanto, la velocidad de transmisión de datos posible, ya que el ruido del amplificador puede ser más débil que el ruido de entrada del receptor. Sin embargo, es más común usar fotodiodos de avalancha, que tienen amplificación de señal incorporada.

3.- Los EDFA en línea se utilizan entre tramos largos de fibra de transmisión pasiva. El uso de múltiples amplificadores en un enlace de fibra óptica largo tiene la ventaja de que las grandes pérdidas de transmisión pueden compensarse sin: (a) dejar que la potencia óptica baje a niveles demasiado bajos, lo que arruinaría la relación señal/ruido, y (b) sin transmitir potencias ópticas excesivas en otras ubicaciones, lo que causaría efectos no lineales perjudiciales debido a las inevitables no linealidades de las fibras. Muchos de estos EDFA's en línea funcionan incluso en condiciones difíciles, por ejemplo, en el fondo del océano, donde el mantenimiento sería difícilmente posible.

4.- Aunque los transmisores de datos normalmente no se basan en dispositivos dopados con Erblio, los EDFA's a menudo son parte del equipo para probar el hardware de transmisión. También se usan en el contexto de procesamiento de señales ópticas.

Estas funciones se pueden realizar en las bandas C y L de telecomunicaciones. Se han considerado otros tipos de amplificadores de fibra, por ejemplo, basados en Praseodimio, para otras bandas, pero ninguno puede competir con dispositivos basados en Erblio en términos de ganancia y eficiencia de ganancia.

2.5. Principio de operación del EDFA y su funcionamiento.

El desarrollo de los amplificadores de fibra dopada con Erblio (EDFA, erbium-doped fiber amplifiers) surgió por la necesidad de desarrollar un amplificador óptico para la región de menor atenuación para las fibras ópticas ($<0,25$ dB/Km entre 1530-1620 nm). Hoy en día, los EDFA son una parte fundamental para el desarrollo de láseres de fibra óptica y amplificadores de alta potencia para el estudio de fenómenos no lineales [15].

Para entender este fenómeno hay que hacer una breve introducción: la Mecánica Cuántica nos dice que un electrón dentro de un átomo no puede tener cualquier energía, sino sólo unas determinadas y concretas que forman una serie de “niveles energéticos”, característicos de cada átomo, como si se tratase de un edificio con sus respectivos pisos. Los electrones están normalmente en el “piso bajo” de ese edificio, es decir, en el llamado “nivel fundamental” o de mínima energía. Cuando al átomo llega radiación (luz) de la energía adecuada, los electrones podrán subir hasta los niveles superiores de su edificio energético. Transcurrido un cierto tiempo, los electrones caerán de nuevo al nivel fundamental dando lugar a la emisión de luz, cuya energía (y por tanto su “color”) depende de la estructura de niveles de cada átomo [6]. Este es el proceso normal de emisión de luz que en este contexto se denomina emisión espontánea.

El átomo de Erblio, en su estado fundamental contiene 68 electrones distribuidos en seis niveles de energía. A bajas temperaturas los electrones tienden a estar en su estado fundamental, a temperaturas mayores serán excitados a través de colisiones atómicas [7]. La forma más simple de entender un amplificador de fibra dopada con Erblio empieza considerando un sistema atómico puramente de tres niveles, como se muestra en la Figura (2.10). Esto permite representar la emisión de un fotón debido al decaimiento de un electrón donde la energía del fotón es igual a la pérdida de energía del electrón. Las ecuaciones de estado también pueden hacerse más complejas al considerar efectos tales como la absorción de estado excitado y el carácter tridimensional del problema.

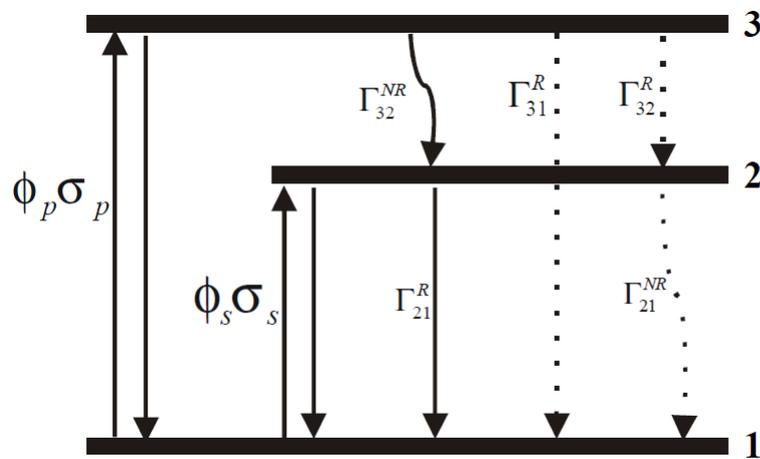


Figura 2.10: Sistema atómico de tres niveles [13].

Lo que significa que los iones pueden encontrarse en tres niveles de energía diferentes. El nivel fundamental de mínima energía está ocupado por la mayoría de los iones en ausencia de excitación. Los EDFA's se bombean ópticamente, (la longitud de onda de bombeo puede ser a 980 nm o 1480 nm), es decir que el bombeo que proporciona la energía para lograr la amplificación de la señal, se presenta como un haz luminoso, que se introduce en la fibra al igual que la señal [14].

De esta manera cuando se enciende el bombeo y algunos de los iones de Erblio en el estado fundamental absorbe uno de estos fotones, dicho ión es elevado al nivel excitado, esto se conoce como **absorción estimulada** [14].

El ión permanece un tiempo muy corto en el estado excitado y decae al nivel metaestable, esta transición del ión es un proceso no radiactivo, es decir, no emite ni un fotón. En el estado metaestable, el ión permanece durante un tiempo promedio de 10 ms, en el cual se pueden tener dos opciones de emisión [14].

1. La primera es que el ión sea estimulado por un fotón de señal y decae al estado base emitiendo un fotón con las mismas características que el fotón de la señal, a este proceso se le denomina **emisión estimulada** y con este proceso se obtiene la amplificación de la señal.
2. La otra forma de emisión es **emisión espontánea**, es decir, el decaimiento del ión del estado metastable al estado base es emitiendo un fotón (conservación de energía) en cualquier dirección y además, no es coherente con la señal incidente y al contrario que un fotón de señal es un proceso que degrada el desarrollo del amplificador, ya que este proceso va disminuyendo los iones que estén disponibles para los fotones de señal.

Este fotón va estimulando otros iones en el estado metaestable conforme se propaga a través de la EDF, obteniendo al final una señal de ruido sumado a la señal, este ruido es denominado como Emisión Espontánea Amplificada (Amplified Spontaneous Emission, **ASE**) [14].

Las poblaciones de los niveles son etiquetados como N_1 , N_2 , y N_3 . Este sistema de tres niveles está destinado a representar la parte de la estructura de nivel de energía del Er^{3+} que es relevante para el proceso de amplificación. Para obtener la amplificación, necesitamos una **inversión de población** entre los estados 1 y 2. Desde el estado 1, también llamado el estado fundamental, al menos la mitad de la población total de los iones de Erblio debe ser excitado al nivel 2 para tener una inversión de población [1].

Esto plantea el umbral de la potencia de bombeo necesario para la amplificación y es un inconveniente conocido en láseres de tres niveles y sistemas de amplificación. Uno puede tomar ventaja, en el caso del amplificador de fibra dopada con Erblio, del hecho de que los campos de luz están confinados en un núcleo de dimensiones muy pequeñas. La intensidad de la luz alcanzada es por lo tanto muy alta a distancias largas y la inversión de población se alcanza con una potencia de bombeo relativamente pequeña. Es decir, suponemos que el bombeo y la intensidad de la señal así como la distribución de iones de Erblio son constantes en las dimensiones transversales a más de un área efectiva de la sección transversal de la fibra [6].

Las ecuaciones de estado de los cambios de población se escriben como en [1]:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + (N_1 - N_3)\phi_p\sigma_p \quad (2.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 - (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s \quad (2.2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 - (N_1 - N_3)\phi_p\sigma_p + (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s \quad (2.3)$$

Donde la intensidad del flujo de luz incidente en la frecuencia correspondiente a la transición de 1 a 3 (en número de fotones por unidad de tiempo por unidad de área) se denota por ϕ_p y corresponde al bombeo. El flujo incidente en la frecuencia correspondiente a la transición de 1 a 2 (en forma de fotones por unidad de tiempo por unidad de área) se denota por ϕ_s y corresponde con el ámbito de la señal. El cambio en la población para cada nivel se debe a la absorción de los fotones del campo de luz incidente, a la emisión estimulada y espontánea, y de otras vías de transformación de la energía de un determinado nivel. En particular, se escribe como Γ_{32} la probabilidad de transición del nivel 3 al nivel

2. Esta es la suma de las probabilidades de transición no radiactiva y radiactiva, y en la práctica, para los casos más típicos, es sobre todo no radiactiva [1].

La probabilidad de transición del nivel 2 al nivel 1 es Γ_{21} . En el caso del ion de Erblio la transición del nivel 2 a nivel 1, se debe principalmente a las transiciones radiactivas. Esto se debe al hecho de que se trata del Er^{3+} , el cual no tiene estados intermedios entre los niveles 1 y 2 a los cuales los iones excitados en el nivel 2 se pueden relajar sin emitir fotones. Estas probabilidades de transición se define como en [13]:

$$\Gamma_{32} = \frac{1}{\tau_3} \quad (2.4)$$

$$\Gamma_{21} = \frac{1}{\tau_2} \quad (2.5)$$

donde τ_3, τ_2 es el tiempo de vida del nivel 3 y 2 respectivamente.

Denotamos la sección transversal de absorción de bombeo σ_p para la transición 1 a 3, y la sección transversal de emisión de señal σ_s con una transición de 2 a 1. Supongamos por el momento que la sección transversal de absorción y emisión son transiciones entre los estados no degenerados y son por tanto iguales [1].

En una situación de estado estacionario, las derivadas serán cero.

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = 0 \quad (2.6)$$

y además sabemos que el total de la población está dada por

$$N = N_1 + N_2 + N_3 \quad (2.7)$$

Si usamos la ecuación (2.1) y (2.6) podemos escribir la población del nivel 3 como:

$$N_3 = \frac{N_1}{1 + \frac{\Gamma_{32}}{\phi_p \sigma_p}} \quad (2.8)$$

Cuando Γ_{32} es grande (decaimiento rápido del nivel 3 al nivel 2) en comparación con la razón de bombeo efectiva en el nivel 3, $\phi_p \sigma_p$, N_3 está muy cerca de cero, de manera que la población está sobre todo en los niveles 1 y 2. Usando la ecuación (2.6) para sustituir N_3 en la ecuación (2.2) obtenemos:

$$N_2 = \frac{\frac{\phi_p \sigma_p}{\Gamma_{32}} + \phi_s \sigma_s}{\Gamma_{21} + \phi_s \sigma_s} N_1 \quad (2.9)$$

A continuación, se usa la ecuación (2.7) para obtener la población N_1, N_2 y la inversión de población $N_2 - N_1$:

$$N_2 - N_1 = \frac{(\phi_p \sigma_p - \Gamma_{21})N}{\Gamma_{21} + 2\phi_s \sigma_s + \phi_p \sigma_p} \quad (2.10)$$

La condición para la inversión de población, y por lo tanto para obtener ganancia en la transición de 2 a 1 (suponiendo que no haya pérdida de fondo), es que $N_2 > N_1$. El umbral corresponde a $N_1 = N_2$ y resulta en la siguiente expresión para el flujo requerido del bombeo como se consideró en [13]:

$$\phi_{th} = \frac{\Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{1}{\tau_2 \sigma_p} \quad (2.11)$$

Consideremos ahora que N_1, N_2 y N_3 son densidades de las poblaciones, en unidades de número de iones por unidad de volumen. Dos campos de luz viajan a través del medio, interactuando con los iones, y tienen una intensidad de I_s (el campo de señales) e I_p (el campo del bombeo). Los flujos de fotones están dados en [13]:

$$\phi_s = \frac{I_s}{h\nu_s} \quad (2.12)$$

$$\phi_p = \frac{I_p}{h\nu_p} \quad (2.13)$$

donde h es la constante de Planck y ν_s , ν_p son la frecuencia de los fotones de la señal o de bombeo respectivamente.

El umbral de la intensidad del bombeo se da entonces por la expresión dada en [13]:

$$I_{th} = \frac{h\nu_p\Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p\tau_2} \quad (2.14)$$

Esta ecuación es intuitivamente fácil de entender. Entre más grande sea σ_p , mayor es la probabilidad de que un fotón del bombeo sea absorbido, lo que disminuye el número de fotones del bombeo necesario para garantizar que se absorben lo suficiente para alcanzar el umbral. Además, si τ_2 es grande, la energía se queda más tiempo en el nivel 2, y como consecuencia, menos fotones del bombeo se necesitan por unidad de tiempo para mantener la energía en el nivel 2 [1].

Las condiciones para un bajo umbral de bombeo son [14]:

- 1- Absorción transversal.
- 2.- Tiempo de vida largo para el nivel metaestable.

Podemos estimar I_{th} para iones de Erblio. Consideraremos una $\lambda_p = 980$ nm, $\sigma_p = 2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ y $\tau_2 = 10$ ms. Con estos parámetros obtenemos $I_{th} \approx 10 \text{ kW/cm}^2$. Asumiendo que la intensidad de bombeo es distribuida uniformemente sobre un área efectiva A_{eff} de $5 \mu\text{m}$, obtenemos una potencia de umbral $P_{th} = I_{th}A_{eff} \approx 0.5$ mW, que corresponde a potencias muy bajas, en la práctica valores típicos de umbral necesarios para poder mantener la inversión de población son de algunos mW que es fácil de obtener usando diodos láser como fuente de bombeo [14].

2.5.1. Secciones eficaces

En el comportamiento del sistema láser desempeñan una importante función tanto la sección eficaz de emisión estimulada desde el primer estado excitado como la sección eficaz de absorción desde el estado fundamental. La probabilidad de que ocurra una transición de los electrones entre niveles de energía depende de la longitud de onda del fotón incidente, las secciones eficaces de emisión y absorción proporcionan el perfil de probabilidades de que se produzca absorción o emisión estimulada en función de la longitud de onda del fotón incidente. La región donde ambas secciones eficaces toman valores relevantes se extiende aproximadamente desde 1450 nm hasta 1650 nm. Aunque el perfil de las secciones eficaces varía con la composición del vidrio, la posición de los picos de dichos espectros apenas se modifica. Dichos picos se sitúan en torno a 1530nm [4].

El espectro de ganancia de esta transición viene dado por las secciones eficaces de absorción, emisión y por la inversión de población de átomos en los niveles de energía. En torno a los 1480 nm la absorción supera a la emisión lo que hace que esta zona de bombeo sea adecuada para conseguir poblar el estado excitado. Además, en esta longitud de onda puede considerarse inexistente el efecto de absorción desde el estado excitado. El inconveniente de utilizar esta banda como banda de bombeo es que no se puede conseguir una inversión de población completa debido a la existencia de emisión espontánea para esta longitud de onda. Este inconveniente desaparece si empleamos la banda de absorción de 980 nm al ser la emisión despreciable [4].

Si para provocar la inversión de población empleamos un láser de bombeo de 980 nm, el esquema es el correspondiente a uno de tres niveles como se ha descrito previamente. En el

caso de utilizar un láser que emita a 1480 nm, el sistema aparentemente responde a un sistema de dos niveles. En principio la amplificación no sería posible en un sistema de este tipo, sin embargo puede producirse dado que lo que tenemos en realidad son bandas de energías [6].

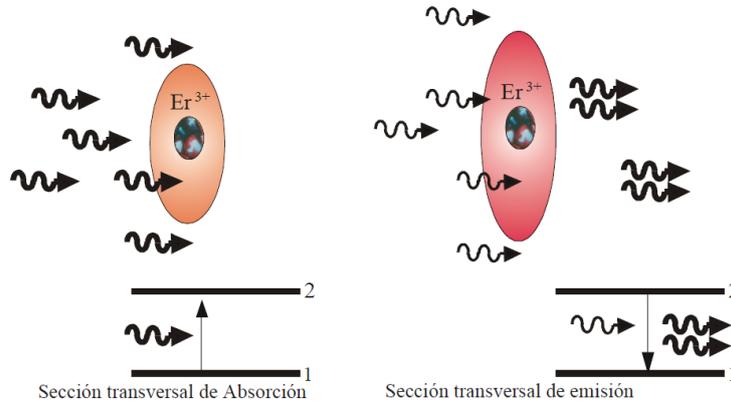


Figura 2.11: Secciones transversales de emisión y absorción [13].

La probabilidad de transición para la absorción de un fotón de energía $(E_2 - E_1)$ es proporcional a la sección transversal de absorción (σ^a) , y para la emisión de un fotón de la misma energía es proporcional a la sección transversal de emisión (σ^e) . La dimensión de la sección transversal es la del área. En otras palabras, si la luz con intensidad I es incidente sobre el material, la potencia absorbida y emitida puede ser expresada como en [13]:

$$P_{abs} = \sigma^a I \quad (2.15)$$

$$P_{emi} = \sigma^e I \quad (2.16)$$

2.5.2. Saturación de la ganancia

La absorción del bombeo a lo largo de la fibra, la saturación de la ganancia producida por la señal incidente y la auto-saturación de la misma debido al ruido ASE, son factores que afectan a la ganancia de un medio amplificador. La absorción del bombeo se puede contrarrestar aumentando la potencia de bombeo inyectada.

Cuando la potencia de señal introducida es elevada puede llegar el momento en que la tasa de emisión estimulada igual e incluso supere a la tasa de bombeo, produciéndose la saturación de la ganancia. Para evitar este efecto podemos recurrir al aumento de la potencia de bombeo o a la disminución del nivel de potencia de señal inyectada. En ese caso estaremos trabajando en régimen no saturado o de pequeña señal [4].

El ruido ASE aumenta linealmente con la ganancia y puede llegar el momento en que éste compita con la tasa de bombeo cuando trabajamos en régimen de alta ganancia e inversión de población completa. Esta competición se produce en zonas localizadas cerca del final o del inicio de la fibra, donde los ruidos de adelante y de atrás son mayores respectivamente. En estas zonas el medio inversor se reduce y la ganancia del amplificador se satura en ausencia de la señal de entrada [4].

2.5.3. Ruido de amplificación (ASE)

El ruido en amplificadores ópticos es, en esencia, un efecto de la emisión espontánea de los iones del láser, los iones del nivel metaestable van a bajar espontáneamente hasta el nivel fundamental. Como los iones tienen un tiempo de vida finito (tiempo promedio de 10 ms) en el caso del Erblio en Sílica, algunos de los iones retornan al estado fundamental del estado excitado, emitiendo un fotón [14].

Este fotón no tiene coherencia con respecto los fotones de la señal y por eso no contribuyen a su amplificación. En otras palabras, constituyen un ruido que no reproduce la información contenida en la señal. Los fotones emitidos espontáneamente pueden ser amplificados conforme se propaguen a través de la fibra y estimular la emisión de más fotones de los iones excitados, fotones que pertenecen al mismo modo del campo electromagnético como el fotón espontáneo original.

Este proceso, puede ocurrir a cualquier frecuencia dentro del espectro de fluorescencia de la transición del amplificador. Este proceso limita la amplificación del amplificador, debido a que un fotón espontáneo va estimulando iones en el estado excitado que en algún momento dado podría ser excitados por un fotón de señal. Puede dividirse en dos partes, dependiendo de la dirección de propagación: La ASE+, que es la que se propaga en la misma dirección que la señal, y la ASE-, es la que se propaga en dirección contraria. Esta señal puede medirse en los dos puntos del EDFA. Cuando no se introduce una señal al EDFA, la ganancia total es aprovechada por el ASE, este ruido es más intenso en ausencia de una señal de entrada. El espectro de ASE se muestra en la siguiente figura [14].

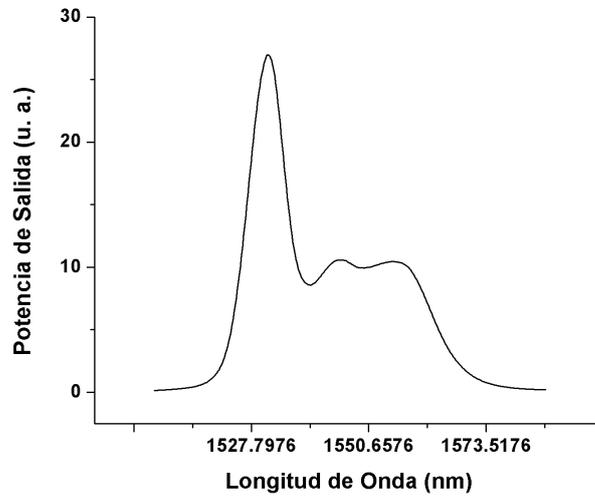


Figura 2.12: Espectro de ASE de un EDFA con una fibra dopada con Erblio ER30 de dos metros de longitud y 250 mW de bombeo.

Para calcular el ASE a la salida del amplificador, se necesita primero calcular la potencia de emisión espontánea en un punto dado de la fibra. Esta potencia es referida en algunos casos como la potencia equivalente de ruido. Para modelar el ASE se requiere que la sección transversal se encuentre en función de la frecuencia (o longitud de onda) [22]. Para una fibra monomodo transversal con dos polarizaciones independientes para un modo dado en cualquier frecuencia ν , la potencia de ruido en un ancho de banda $\Delta\nu$, correspondiente a emisión espontánea, dado en [22] es:

$$P_{ASE}^0 = 2h\nu\Delta\nu \quad (2.17)$$

la potencia total de ASE en un punto z a lo largo de la fibra es la suma de la potencia de ASE de las secciones de fibras anteriores más la suma de la potencia del ruido local P_{ASE}^0 . Esta potencia de ruido local estimulará la emisión de más fotones de iones en el estado excitado, proporcionalmente a el producto $\sigma^e(\nu)N_2$, donde $\sigma^e(\nu)$ es la sección transversal de emisión y $\sigma^a(\nu)$ es la sección transversal de absorción a cualquier frecuencia ν . La ecuación de propagación para la potencia de ASE total en una dirección está dada en [22].

$$\frac{dP_{ASE}(\nu)}{dz} = (N_2\sigma^e(\nu) - N_1\sigma^a(\nu))P_{ASE}(\nu) + P_{ASE}^0(\nu)N_2\sigma^e(\nu) \quad (2.18)$$

2.6. Bibliografía

- [1] Adrián Oswaldo Hernández Calvario. Tesis: *Diseño, caracterización e implementación de un EDFA*, Ensenada, Baja California. Octubre 2010.
- [2] Agrawal G. P. 1995. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press. Segunda edición. San Diego. 592 pp.
- [3] César Ayala, Diana Tentori. *CHARACTERIZATION OF A POLARIZATION INSENSITIVE OPTICAL FIBER ISOLATOR*, 2009. Vol. e-Gnosis / CONCIBE.
- [4] Daniel Leandro González. Tesis: *Multiplexación de sensores remotos mediante estructuras láser de fibra óptica*, noviembre 2010.
- [5] D. Marcuse, Bell Syst. Tech. J. 56, 703 (1997).
- [6] De la Peña, Luis. *Introducción a la mecánica cuántica* (3 edición), Fondo de Cultura Económica, 2006.
- [7] Greg Robson. *Capa electrónica 068 Erbio* Electron shell 068 Erbium.
- [8] Hernandez-Cordero, J.J.B Escalante-Garcia, and F. Nuñez-Orozco, *Programmable control system for Wavelength tuning and stabilization of optical fiber lasers*, Opt. engr. 44:044201 (2005).
- [9] Jim Hayes. *Diseño de la red de fibra óptica*, Copyright 2016, The Fiber Optic Association, Inc.
- [10] John M. Senior *Optical Fiber Communications*, Third edition published 2009.
- [11] Jackson, S.D & King, T.A *Theoretical Modeling of Tm-Doped Silica Fiber Lasers*. Journal of Lightwave Technology, 1999.
- [12] José Ramón Sendra Sendra, *Conexiones de fibra óptica: uniones y acopladores*, notas de clases IUMA.ULPGC.
- [13] J.L. Camas Anzuelo, *Tesis: Amplificadores de fibra dopada con erbio*.
- [14] Laura Patricia Márquez Cruz, Tesis: *Diseño de un Amplificador de Fibra Dopada con Erbio para Generación de Fenómenos no Lineales en Fibras Ópticas.*, 2016.
- [15] M. Bello-Jiménez, E.A. Kuzin y B. Ibarra-Escamilla. *Caracterización de un amplificador de fibra dopada con erbio a partir de sus parámetros experimentales*, REVISTA MEXICANA DE FÍSICA 53 (4) 289295, Agosto 2007.
- [16] P. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers Fundamentals and Technology*, (optics and photonics), Lucent Technologies, 1999.
- [17] Pablo Cabezudo Sánchez Valverde. *Caracterización de dispositivos avanzados de fibra óptica*, Grado en Ingeniería en Tecnologías de Telecomunicación, 18 de junio de 2018.
- [18] P. Martín-Ramos, J. Martín-Gil, P. Chamorro-Posada. *Amplificadores de fibra óptica dopada con Erbio e Iterbio (EDFAs y YEDFAs)*, Junio 2010.
- [19] Sara Reynolds *Artículo: Evolución de las redes ópticas*, Revista UTP, julio 2010.
- [20] Sánchez H. H. *Desarrollo de un Programa de Simulación de un Amplificador de Fibra Dopada con Erbio a Partir de sus Características Experimentales.*, Puebla, México, Instituto Nacional de Astrofísica, óptica y electrónica, 2003.

- [21] S.A. Cotrino, J.D. Jimenez. *Análisis de funcionamiento de controlador manual de polarización*, Departamento de Física, Universidad de los Andes, Bogotá D.C., Colombia.
- [22] W.L. Barnes, R.I. Laming,, E.J. Tarbox, P.R. Morkel. *Absorption and Emission Cross Section of Er³⁺ Doped Silica Fibers*, IEEE J. Quantum Electronic, vol. 27, no. 4, abril 1991.

Capítulo 3

Caracterización de un EDFA a partir de sus parámetros experimentales

3.1. Introducción

Un EDFA parece más complicado que un Semiconductor Optical Amplifiers (SOA), pero realmente es más sencillo, ya que todos los dispositivos están hechos con fibra óptica. Se precisan fuentes láser para bombear la fibra dopada con Erblio y aisladores para evitar que posibles reflexiones en dirección de contrapropagante puedan ser amplificadas: son dispositivos que funcionan en una única dirección. Por lo tanto, la caracterización de estos amplificadores es un proceso importante que nos permite conocer la ganancia del amplificador.

Existen diferentes métodos propuestos para caracterizar los EDFA, uno de estos métodos, también llamado método tradicional, se basa en la medición experimental de cada uno de los parámetros presentes en el EDFA para posteriormente dar solución a las ecuaciones de razón y propagación realizando simulaciones numéricas de la propagación del haz de señal en el amplificador [2, 3]. Sin embargo, a pesar de obtener buenos resultados con este método, existen limitantes debido a la complejidad para medir cada uno de los parámetros que intervienen en el proceso de amplificación. Otros métodos se basan en mediciones entre la potencia de entrada y salida del amplificador, de donde se puede derivar una expresión para estimar la ganancia del amplificador. Sin embargo la limitante de este método es que está restringido a una sola longitud de onda o a una potencia de bombeo determinada [7].

En este capítulo se implementa el método tradicional, en el cual mediante la manipulación de las ecuaciones de propagación y razón es posible reagrupar los parámetros de un EDFA en un nuevo grupo de parámetros, a los cuales les llamarán parámetros A, B, C, D, y sirven de base para la caracterización del amplificador [5]. Además, una característica importante de estos parámetros es que pueden ser medidos experimentalmente de manera sencilla empleando equipo convencional, estos parámetros experimentales se obtienen para la fibra dopada con Erblio ER30 de 2 m de longitud.

3.2. Reducción a un sistema de dos niveles

Los modelos de todo amplificador y láser se basan en las ecuaciones de razón y de propagación, las cuales se deducen de un sistema que reducimos a dos niveles. Cuando un fotón de bombeo es absorbido por un ión en el estado base, este se va directamente al nivel 3. Si asumimos que la relajación del ión en el nivel 3 al nivel 2 es rápido, para todos los propósitos prácticos, la población en el nivel 3 es cero y por consiguiente las ecuaciones de razón sólo envuelven los niveles 1 y 2, con el nivel 3 siendo participe nada más en el valor de la sección transversal de absorción de bombeo del nivel 1 al nivel 3 [1]. Longitudes de onda de bombeo en este caso son 980 nm, 800 nm, 650 nm y 540 nm.

Debido a la casi ausencia de iones en el nivel 3 podemos reducir el sistema de tres niveles a un sistema de dos niveles, es decir, $N_3 \approx 0$ y por consiguiente $\tau_{32} \approx 0$. En realidad, los niveles 1, 2 y 3 están compuestos por un gran número de niveles cercanos, cuyo conjunto constituye una banda de energía finita. Cabe mencionar que debido a la presencia de la matriz de Sílica, los niveles de energía del Erblio no corresponden a un valor único de energía, constituyendo bandas energéticas. El efecto producido por la matriz de Sílica se llama Stark Splitting en los diferentes niveles de energía. De esta manera, los iones no se distribuyen uniformemente en las bandas, es decir, los estados más poblados se encuentran en la parte baja de la banda, y la población decrece exponencialmente hacia su límite superior [4].

Una de las consecuencias del esparcimiento de los niveles en bandas energéticas es: transiciones entre dos niveles cualesquiera pueden ocurrir. Por consiguiente, las frecuencias de los fotones que pueden ser emitidos o absorbidos durante estas transiciones llevan cierta extensión espectral. Sin embargo, las probabilidades de todas estas transiciones, representadas por las secciones transversales, no son iguales para todas las frecuencias, es decir, $\sigma^a(\lambda) \neq \sigma^e(\lambda)$ [4].

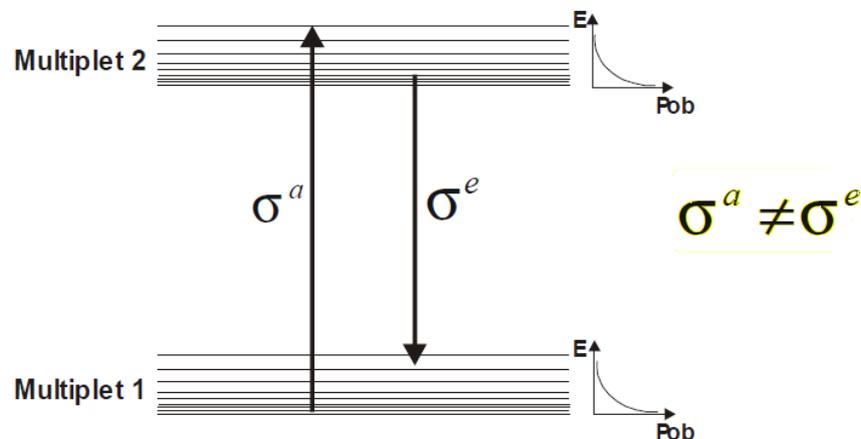


Figura 3.1: Esparcimiento de los estados base y metastable que sufre un ion en Sílica y distribución de la población en equilibrio térmico (ley de Boltzman) [4].

Si un fotón incide con una frecuencia determinada, las probabilidades de absorción o emisión, en general no son iguales. De todo esto resulta que las secciones transversales de emisión y de absorción del Erblio presentan espectros bastante extendidos, además, el espectro de absorción es ligeramente desplazado hacia energías más altas respecto al espectro de emisión. En el caso de utilizar un bombeo de 1480 nm, el sistema también es equivalente a un sistema de dos niveles, ya que los iones del estado base al ser excitados por un fotón a 1480 nm alcanzan el estado metaestable directamente sin llegar al estado excitado (nivel 3) [4].

Ahora bien, pasamos a describir las ecuaciones de razón de un sistema de dos niveles, basándonos en la figura (3.2).

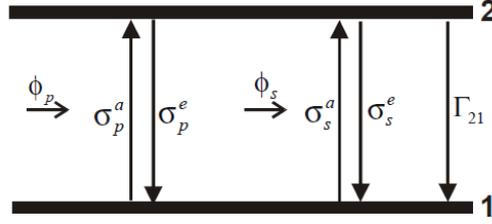


Figura 3.2: Reducción de los niveles de energía del EDFA .

Ahora se introducen las secciones transversales de absorción y de emisión, para el bombeo y la señal, debido a lo explicado anteriormente. Donde $\sigma_s^a, \sigma_s^e, \sigma_p^a, \sigma_p^e$ representan las secciones transversales: de absorción y de emisión de señal, de absorción y de emisión de bombeo respectivamente.

La sección transversal de emisión puede ser calculada en términos de la sección transversal de absorción a través de la relación de McCumber la cual esta dada por [4]:

$$\sigma^e(\nu) = \sigma^a(\nu) \exp\left(\frac{\epsilon - h\nu}{kT}\right) \quad (3.1)$$

donde ϵ representa la energía principal de la transición, k es la constante de Boltzman y T es la temperatura en Kelvin.

Teniendo en cuenta la operación y funcionamiento del EDFA que se describe en la sección 2.5 y habiendo reducido el sistema, podemos escribir ahora las ecuaciones de razón de tal manera que solo envuelvan los niveles 1 y 2, por el análisis de la figura 3.2 y dado en [1] las ecuaciones de razón son:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + (N_1\sigma_s^a - N_2\sigma_s^e)\phi_s - (N_2\sigma_p^e - N_1\sigma_p^a)\phi_p \quad (3.2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 + (N_2\sigma_s^e - N_1\sigma_s^a)\phi_s - (N_1\sigma_p^a - N_2\sigma_p^e)\phi_p \quad (3.3)$$

Para este caso de reducción del sistema la densidad total de población N esta dada en [1]:

$$N = N_1 + N_2 \quad (3.4)$$

Entonces tenemos que para el caso estacionario $N_1 + N_2 = 0$, entonces se tiene que:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} \quad (3.5)$$

si calculamos el nivel de población en el nivel 2, podemos conocer el nivel de población en el nivel 1. Usando la ecuación (3.5) podemos calcular N_2 , por ejemplo, en términos de la intensidad de señal y de bombeo usando las ecuaciones (3.2) y (3.3) obtenemos la siguiente ecuación:

$$N_2[\Gamma_{21} + \sigma_p^e\phi_p + \sigma_s^e\phi_s] - N_1[\sigma_s^a\phi_s + \sigma_p^a\phi_p] = 0 \quad (3.6)$$

Considerando la ecuación (3.4) tenemos que $N_1 = N - N_2$, entonces

$$N_2 = \frac{N[\sigma_s^a\phi_s + \sigma_p^a\phi_p] - N_2[\sigma_s^a\phi_s + \sigma_p^a\phi_p]}{\Gamma_{21} + \sigma_p^e\phi_p + \sigma_s^e\phi_s} \quad (3.7)$$

Haciendo algunos pasos aritméticos

$$N_2 = \frac{[\sigma_s^a\phi_s + \sigma_p^a\phi_p]N}{[\Gamma_{21} + \sigma_p^e\phi_p + \sigma_s^e\phi_s] \left[1 + \frac{\sigma_s^a\phi_s + \sigma_p^a\phi_p}{\Gamma_{21} + \sigma_p^e\phi_p + \sigma_s^e\phi_s}\right]} \quad (3.8)$$

sustituimos la igualdad de las ecuaciones de flujos de señal y bombeo $\phi_s = \frac{I_s}{h\nu_s}$, $\phi_p = \frac{I_p}{h\nu_p}$, además recordando que la densidad de población $N_2(z)$ es con respecto a la posición axial, por lo que las ecuaciones de propagación de los campos se pueden integrar a lo largo de toda la longitud de fibra, en función de la posición z , así que la ecuación de inversión de población tendrá la siguiente expresión:

$$N_2(z) = \frac{\frac{\tau\sigma_s^a}{h\nu_s}I_s(z) + \frac{\tau\sigma_p^a}{h\nu_p}I_p(z)}{\frac{\tau(\sigma_s^a + \sigma_s^e)}{h\nu_s}I_s(z) + \frac{\tau(\sigma_p^a + \sigma_p^e)}{h\nu_p}I_p(z) + 1} N \quad (3.9)$$

En general, supondremos que N es independiente de z . En el caso unidimensional, las intensidades del campo de luz se derivan de la potencia por la siguiente relación simplificada: $I = \frac{\Gamma P}{A}$, la ecuación se transforma en:

$$N_2(z) = \frac{\frac{\tau\sigma_s^a}{Ah\nu_s}\Gamma_s P_s(z) + \frac{\tau\sigma_p^a}{Ah\nu_p}\Gamma_p P_p(z)}{\frac{\tau(\sigma_s^a - \sigma_s^e)}{Ah\nu_s}\Gamma_s P_s(z) + \frac{\tau(\sigma_p^a - \sigma_p^e)}{Ah\nu_p}\Gamma_p P_p(z) + 1} N \quad (3.10)$$

donde Γ_s y Γ_p son los factores de traslape de señal y de bombeo respectivamente, lo que supone superposición entre los iones de Erblio y el modo del campo de luz, A es el área efectiva de la distribución de iones de Erblio, P_s y P_p son las potencias de la señal y de bombeo [4].

Consideremos ahora la evolución de los flujos de señal y de bombeo a lo largo de la fibra dopada con Erblio. Se considera que la señal y el bombeo se propagan en la misma dirección (forward pumping). Estas propagaciones están gobernadas por los efectos de absorción por parte de iones en el nivel 1, y la emisión estimulada de parte de los iones en el estado excitado. Por consiguiente, las ecuaciones de propagación de la señal y bombeo en este sistema están definidas por las siguientes expresiones dadas en [4]:

$$\frac{dI_s(z)}{dz} = (N_2\sigma_s^e - N_1\sigma_p^s)I_s(z) \quad (3.11)$$

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = (N_2\sigma_p^e - N_1\sigma_p^a)I_p(z) \quad (3.12)$$

La emisión estimulada del nivel 2 contribuye al crecimiento del campo, por lo que hay amplificación sólo si $\frac{dI_s}{dz} > 0$, es decir, según (3.11) $N_2\sigma_s^e > N_1\sigma_p^s$. Esta condición se conoce como inversión de población, y significa que se necesitan más iones en el estado metaestable que en el estado base para que la señal sea amplificada. En efecto, sólo en este caso habrá mas emisiones estimuladas que absorciones de fotones. La condición para inversión de población, $N_2 - N_1 > 0$, en presencia de un campo de señal pequeña, corresponde a una intensidad de bombeo que supera el valor umbral, ver [1]:

$$I_{th} = \frac{h\nu_p}{(\sigma_p^a - \sigma_p^e)\tau_2} \quad (3.13)$$

Considerando las ecuaciones de evolución de los flujos de señal y de bombeo a lo largo de la fibra dopada con Erblio y sabemos que las intensidades se puede ver en términos de potencia con $I = \frac{\Gamma P}{A}$, entonces estas ecuaciones se pueden expresar en términos de potencia, ver [4]:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = (N_2\sigma_s^e - N_1\sigma_p^s)\Gamma_s P_s \quad (3.14)$$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = u(N_2\sigma_p^e - N_1\sigma_p^a)\Gamma_p P_p \quad (3.15)$$

cabe mencionar que las pérdidas adicionales de la fibra no han sido tomados en cuenta tales como pérdidas por radiación y el ruido de emisión espontánea amplificada.

Para modelar nuestro amplificador hemos considerado una longitud de onda de bombeo de 980 nm. Para esta longitud de onda sabemos que se tienen tres niveles de energía tal como se muestra en la figura 2.10 de la sección 2.5 donde se analizó el funcionamiento de este sistema. La transición entre los niveles 1 y 3 son proporcionales al producto del flujo de bombeo ϕ_p y la sección transversal de bombeo σ_p . La transición entre los niveles 2 y 1 son proporcionales al producto del flujo de señal ϕ_s y la sección transversal de señal σ_s . Γ_{32} es la probabilidad de transición espontánea no radiactiva entre los niveles 3 y 2, y Γ_{21} es la probabilidad de transición espontánea radiactiva entre los niveles 2 y 1 [6].

Se sabe que por la ausencia de iones en el nivel excitado y una rápida relajación al nivel 2, la población del nivel 3 es considerada cero [2, 3] por lo tanto, aproximamos nuestro modelo a un sistema de dos niveles tal como se analizó en la sección 3.2 donde se obtiene la inversión de población (N_2/N), en función de las intensidades de señal, bombeo y ASE en la fibra se tiene la siguiente expresión, ver [5].

$$N_2(z) = \frac{\frac{\tau\sigma_s^a}{Ah\nu_s}\Gamma_s P_s(z) + \frac{\tau\sigma_p^a}{Ah\nu_p}\Gamma_p P_p(z) + \sum_j \frac{\tau\sigma_j^a\Gamma_j P_{ASE}(\nu_j)}{Ah\nu_j}}{\frac{\tau(\sigma_s^a - \sigma_s^e)}{Ah\nu_s}\Gamma_s P_s(z) + \frac{\tau(\sigma_p^a - \sigma_p^e)}{Ah\nu_p}\Gamma_p P_p(z) + \sum_j \frac{\tau(\sigma_j^a + \sigma_j^e)\Gamma_j P_{ASE}(\nu_j)}{Ah\nu_j} + 1} N \quad (3.16)$$

donde N es la densidad total de iones de Erblio, σ_s^a , σ_s^e , σ_p^a y σ_p^e , representan las secciones de cruce de absorción, emisión de señal y bombeo respectivamente. La parte del modo óptico que se traslapa con los iones de Erblio experimentará ganancia o atenuación, de tal forma que el parámetro de traslape también entra en las ecuaciones de propagación: $\Gamma_{s,p,j}$ son los factores de traslape entre los modos transversales de señal, bombeo, ASE y la distribución de iones de Erblio, A es el área efectiva de la distribución de iones de Erblio. $\nu_{s,p,j}$, son las frecuencias correspondientes a las longitudes de onda de señal, bombeo y ASE, h es la constante de Planck y τ , es el tiempo de vida de la transición del nivel 2 al 1 [5].

Los coeficientes para las pérdidas los expresamos como α_p , α_s , y α_j para bombeo, señal y ASE respectivamente, de esta manera las ecuaciones de propagación (3.14) y (3.15) son representadas de la siguiente forma de acuerdo a [5]:

$$\frac{dP_s}{dz} = \left(\frac{N_2}{N}(1 + \eta_s) - 1\right)N\sigma_s^a\Gamma_s P_s - \alpha_s P_s \quad (3.17)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = \left(\frac{N_2}{N}(1 + \eta_p) - 1\right)N\sigma_p^a\Gamma_p P_p - \alpha_p P_p \quad (3.18)$$

$$\frac{dP_{ASE}(\nu_j)}{dz} = \left[\frac{N_2}{N}(1 + \eta(\nu_j)) - 1\right]N\sigma_s^a\Gamma_s(\nu_j)P_{ASE}(\nu_j) + 2\frac{N_2}{N}\eta(\nu_j)N\sigma_s^a\Gamma_s(\nu_j)h\nu_j\Delta\nu_j - \alpha_j P_{ASE}(\nu_j) \quad (3.19)$$

De esta serie de ecuaciones la (3.16) representa la inversión de población de los iones de Erblio, en las ecs. (3.17) y (3.18) representa la emisión espontánea y la tercera ecuación (3.19) representa las pérdidas intrínsecas de la fibra. La manipulación de este sistema de ecuaciones permite hacer un reagrupamiento de los parámetros presentes en un EDFA, a los cuales se nombra parámetros A, B, C, D, dado en [5] y pueden obtenerse experimentalmente a partir de una fibra dopada con Erblio .

$$A(\lambda) = \frac{\tau\sigma_p^a}{ah\nu_p}\Gamma_p \quad (3.20)$$

$$B(\lambda) = N\sigma_p^a\Gamma_p \quad (3.21)$$

$$C(\lambda) = \frac{\tau\sigma_s^a}{ah\nu_s}\Gamma_s \quad (3.22)$$

$$D(\lambda) = N\sigma_s^a\Gamma_s \quad (3.23)$$

Usando estos parámetros las ecuaciones (3.16), (3.17) y (3.18) se reescriben de la siguiente forma:

$$N_2(z) = \frac{CP_s(z) + AP_p(z) + \sum_j C_j P_j}{(1 + \eta_s)CP_s(z) + (1 + \eta_p)AP_p(z) + \sum_j (1 + \eta(\nu_j))C_j P_j(z) + 1} N \quad (3.24)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = \left(\frac{N_2}{N}(1 + \eta_s) - 1\right)DP_s \quad (3.25)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = \left(\frac{N_2}{N}(1 + \eta_p) - 1\right)BP_p \quad (3.26)$$

$$\frac{dP_{ASE}(\nu_j)}{dz} = \left[\frac{N_2}{N}(1 + \eta(\nu_j)) - 1\right] D(\nu_j)P_{ASE}(\nu_j) + 2\frac{N_2}{N}\eta(\nu_j)D(\nu_j)h\nu_j\Delta\nu_j - \alpha_j P_{ASE}(\nu_j) \quad (3.27)$$

donde η es la relación entre los espectros de la sección de cruce de emisión y absorción; la cual se obtiene mediante la relación de McCumber mostrada en la ecuación (3.1). Con este sistema de ecuaciones junto con condiciones iniciales de señal y bombeo, se pueden resolver numéricamente para cada caso particular de un EDFA en donde podemos obtener resultados tales como la ganancia del EDFA. La medición de estos parámetros se obtiene considerando casos particulares para los haces de bombeo y señal. Estas consideraciones predicen por medio de las Ecs. (3.24), (3.25) y (3.26) regiones de igual atenuación para altas y bajas potencias de los haces de bombeo y señal.

Caso 1: No hay potencia de señal y baja potencia de bombeo.

Para estas condiciones la inversión de población es considerada cero. Esto nos permite expresar la propagación de la potencia de bombeo (3.26), despreciando el efecto de ASE, de la siguiente forma, ver [5]:

$$\frac{dP_p}{dz} = -(B + \alpha_p)P_p \quad (3.28)$$

Resolviendo la ecuación diferencial ordinaria por el método de separación de variables se tiene la solución:

$$P_p(z) = \exp(-(B + \alpha_p)z + C) \quad (3.29)$$

Usando la condición inicial $P(0) = P_p(0)$ se tiene:

$$P_p(z) = P_p(0)\exp(-(B + \alpha_p)z) \quad (3.30)$$

Ahora bien la solución muestra que midiendo la potencia de entrada vs la potencia de salida para una fibra de longitud z , se obtiene una gráfica cuya pendiente proporciona la información para determinar el parámetro $B + \alpha_p$, ya que la solución tiene forma de la ecuación de la recta.

Caso 2: No hay potencia de señal y alta potencia de bombeo.

Para esta condición particular la ecuación (3.24) de la inversión de población es la siguiente, ver [5]:

$$\frac{N_2}{N} \approx \frac{AP_p}{(AP_p + 1)}$$

por lo que la propagación del bombeo despreciando el efecto de ASE esta dado por:

$$\frac{dP_p}{dz} = \frac{-B}{A} - \alpha_p P_p \quad (3.31)$$

Resolvemos por el método de factor integrante

$$P_p(z) = C \exp(-\alpha_p z) + \frac{1}{\exp(\alpha_p z)} \int \exp^{\int \alpha_p dz} \left(\frac{B}{-A} dz \right) \quad (3.32)$$

Por lo tanto:

$$P_p(z) = C \exp(-\alpha_p z) - \frac{B}{A\alpha_p} \quad (3.33)$$

Usando la condición inicial $P(0) = P_p(0)$ se tiene:

$$\Delta P_p(z) = P_p(0) - P_p(z) = P_p(0)[1 - \exp(-\alpha_p z)] + \frac{B}{A\alpha_p}[1 - \exp(-\alpha_p z)] \quad (3.34)$$

La solución muestra que midiendo la potencia de entrada $P_p(0)$ vs $\Delta P_p(z) = (P_p(0) - P_p(z))$ se obtiene una recta cuya pendiente proporciona las pérdidas por longitud α_p , y la intersección con el eje de ΔP_p proporciona la razón B/A .

Caso 3: No hay potencia de bombeo y baja potencia de señal

Para estas condiciones, la inversión de población nuevamente tiende a cero, por lo que la ecuación (3.25) la expresamos de la siguiente forma, ver [5]:

$$\frac{dP_s}{dz} = -(D + \alpha_s)P_s \quad (3.35)$$

de manera análoga al caso 1 resolvemos por el método de separación de variables, y usando la condición inicial $P(0) = P_s(0)$ se tiene:

$$P_s(z) = P_p(0) \exp(-(D + \alpha_s)z) \quad (3.36)$$

Notamos que de igual forma que en el caso 1, si medimos $P_p(0)$ vs $P_s(z)$ para la región de bajas potencias de señal, se obtiene una gráfica cuya pendiente proporcionará información para determinar el parámetro $D + \alpha_s$.

Caso 4: No hay potencia de bombeo y alta potencia de señal

Para esta condición particular, la ecuación de inversión de población (3.24) se aproxima a la siguiente relación, ver [5]:

$$\frac{N_2}{N} = \frac{CP_s}{[(1 + \eta_s)CP_s + 1]}$$

de manera que la ecuación (3.25) la expresamos de la siguiente forma:

$$\frac{dP_s}{dz} = \left[\left(\frac{CP_s}{(1 + \eta_s)CP_s + 1} \right) (1 + \eta_s) - 1 \right] DP_s - \alpha_s P_s \quad (3.37)$$

de forma análoga al caso 2 resolvemos por el método de factor integrante y con la condición inicial $P(0) = P_s(0)$ se tiene que la solución es de la siguiente forma:

$$\Delta P_s(z) = P_s(0)[1 - \exp(-\alpha_s(z))] + \frac{1}{1 + \eta} \frac{D}{C\alpha_s} [1 - \exp(-\alpha_s(z))] \quad (3.38)$$

La solución muestra que la medición de $P_s(0)$ vs $\Delta P_s(z) = P_s(0) - P_s(z)$, proporciona información para determinar el parámetro α_s y la razón D/C .

Finalmente a partir de la medición de estos parámetros, es posible simular la propagación de las potencias ópticas presentes en un EDFA.

3.3. Resultados experimentales

Para la medición de los parámetros A, B, C y D empleamos la configuración mostrada en la figura 3.3, donde el haz de bombeo corresponde a una longitud de onda de 980 nm ($P_{p,in}$), el haz de señal corresponde a una longitud de onda de 1550 nm ($P_{s,in}$) y la fibra dopada con Erbio empleada en este experimento es la ER30 de 2 m de longitud.

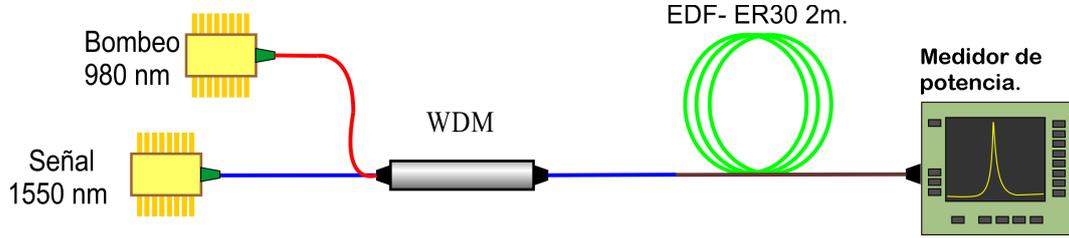


Figura 3.3: Configuración del sistema experimental para determinar los parámetros A, B, C y D [5].

Caso 1: La solución a la ecuación diferencial de propagación que modela este caso esta dada por:

$$P_p(z) = P_p(0) \exp(-(B + \alpha_p)z) \quad (3.39)$$

Esta solución muestra que midiendo la potencia de salida para una fibra de longitud z , se obtiene la gráfica (figura 3.4) cuya pendiente proporciona la información para determinar el parámetro $B + \alpha_p$, ya que la ecuación (3.39) es la ecuación de una recta con intersección nula.

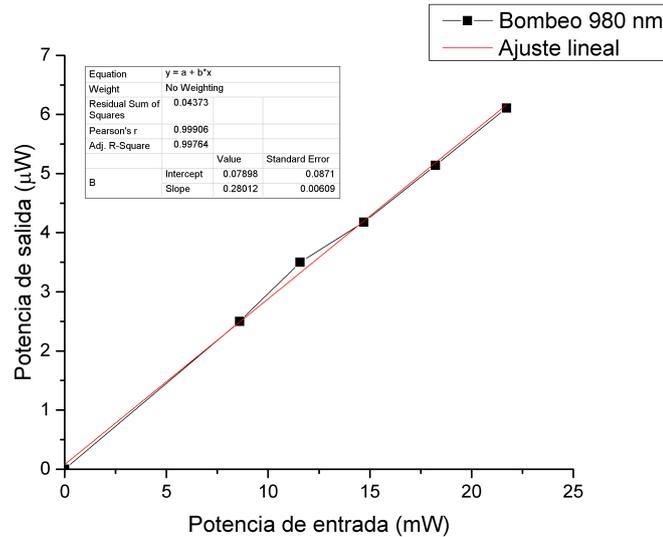


Figura 3.4: Atenuación de las potencias bajas de bombeo

Se gráfica la relación entre la potencia de entrada y potencia de salida, haciendo un ajuste lineal se tiene que la pendiente tiene el valor de 0.28012, relacionando este valor con la ecuación se tiene lo siguiente:

$$\frac{P_p(z)}{P_p(0)} = \exp[(-B + \alpha_p)z] = 0,28012 \quad (3.40)$$

Entonces se encuentra la siguiente ecuación.

$$B + \alpha_p = 0,0127 \quad (3.41)$$

Caso 2: La solución para este caso recordemos que esta dada de la siguiente forma

$$\Delta P_p(z) = P_p(0)[1 - \exp(-\alpha_p z)] + \frac{B}{A\alpha_p}[1 - \exp(-\alpha_p z)] \quad (3.42)$$

La solución tiene la forma de la ecuación de la recta con intersección no nula, se muestra que midiendo $P_p(0)$ vs $\Delta P_p(z) = (P_p(0) - P_p(z))$ tal como se observa en la figura (3.5), se obtiene una recta cuya pendiente proporciona las pérdidas por longitud, y la intersección con el eje de ΔP_p proporciona la razón B/A .

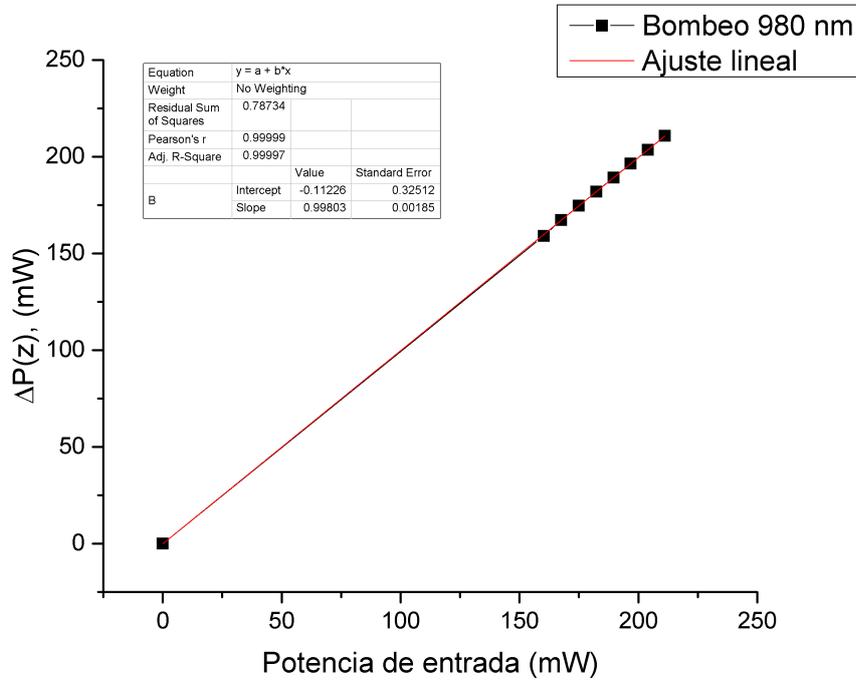


Figura 3.5: Atenuación de las potencias altas de bombeo

Al hacer un ajuste lineal nos da el valor de la pendiente igual a 0.99803 y el valor de la intersección es -0.11226. Por la ecuación (3.42) se tiene que

$$1 - \exp(-\alpha_p z) = 0,99803 \quad (3.43)$$

entonces se tiene que la pérdida por longitud es

$$\alpha_p = 0,0391 \quad (3.44)$$

Ahora bien sustituyendo este valor en la ecuación (3.41) se tiene que el parámetro

$$\mathbf{B=-0.0264}$$

La intersección corresponde a la siguiente ecuación

$$\frac{B}{A\alpha_p}[1 - \exp(-\alpha_p z)] = -0,11 \quad (3.45)$$

por lo tanto el valor del siguiente parámetro es

$$\frac{B}{A} = -4,6595E - 3 \quad (3.46)$$

$$\Rightarrow \mathbf{A=5.6658}$$

Caso 3: La solución considerando este caso esta dada por

$$P_s(z) = P_p(0)\exp(-(D + \alpha_s)z) \quad (3.47)$$

Similarmente al caso 1, midiendo $P_s(z)$ para la región de bajas potencias, se obtiene la siguiente gráfica.

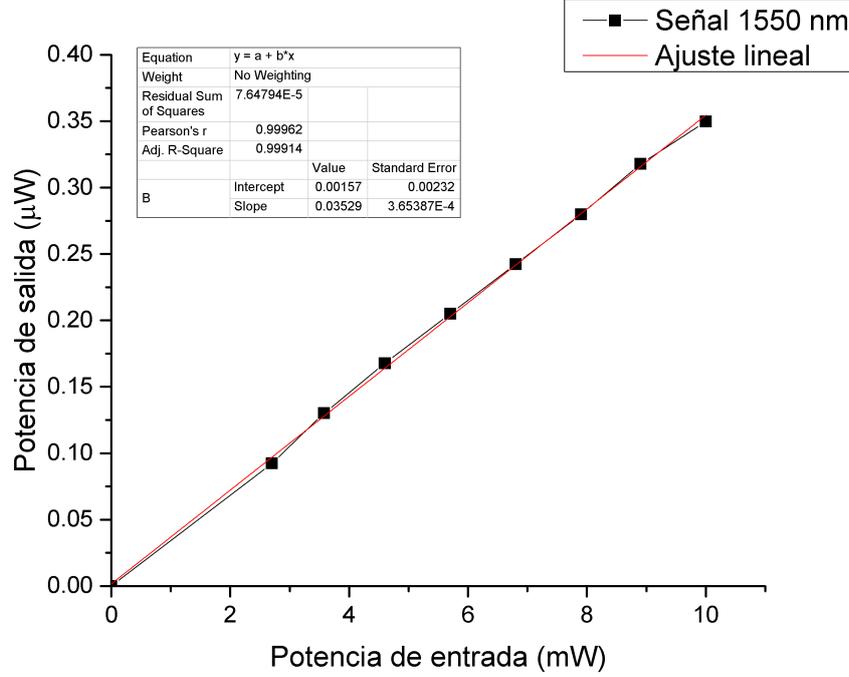


Figura 3.6: Atenuación de las potencias bajas de señal

Se hace un ajuste lineal donde obtenemos que el valor de la pendiente es 0.03529, es decir

$$\frac{P_s(z)}{P_s(0)} = \exp[(-D + \alpha_s)z] = 0,03529 \quad (3.48)$$

donde se tiene la siguiente igualdad:

$$D + \alpha_s = 0,01452 \quad (3.49)$$

Caso 4: Para este caso la solución se representa de la siguiente forma

$$\Delta P_s(z) = P_s(0)[1 - \exp(-\alpha_s(z))] + \frac{1}{1 + \eta} \frac{D}{C\alpha_s} [1 - \exp(-\alpha_s(z))] \quad (3.50)$$

De manera análoga al caso 2 con la medición de $\Delta P_s(z)$ se obtiene una recta cuya pendiente proporciona las pérdidas por longitud, y la intersección con el eje de ΔP_s proporciona la razón D/C .

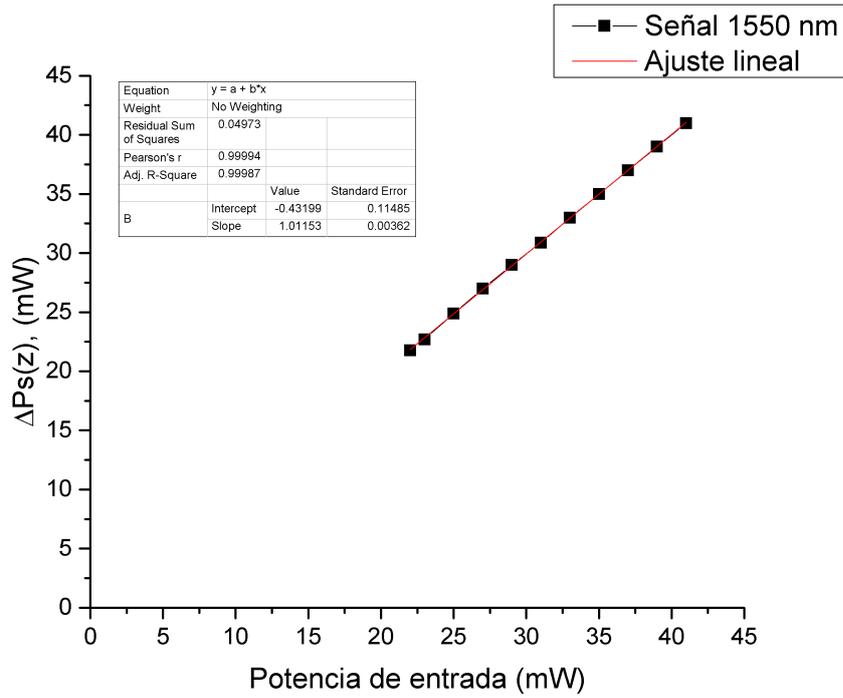


Figura 3.7: Atenuación de las potencias altas de señal

Si hacemos un ajuste lineal obtenemos el valor de la pendiente 1.01153 y el valor de la intersección -0.43199. Usando la ecuación (3.50) se tiene que

$$1 - \exp(-\alpha_s z) = 1,01153 \quad (3.51)$$

así que el valor de la pérdida por longitud es la siguiente:

$$\alpha_s = 0,08016 \quad (3.52)$$

Usando este valor en la ecuación (3.49) se tiene que el parámetro

$$\mathbf{D=-0.06564}$$

Para la intersección se tiene que la ecuación correspondiente es

$$\frac{1}{1 - \eta_s} \frac{D}{C\alpha_s} (1 - \exp(-\alpha_s z)) = -0,43199 \quad (3.53)$$

Así que el valor que encontramos para este parámetro es

$$\frac{D}{C} = -0,02504 \quad (3.54)$$

$$\Rightarrow \mathbf{C=-2.6214}$$

Finalmente los resultados obtenidos de los parámetros A,B,C y D junto con el conjunto de ecuaciones (3.24-3.27) nos permite estimar con mucha precisión la ganancia del amplificador.

3.4. Bibliografía

- [1] Adrián Oswaldo Hernández Calvario. Tesis: *Diseño, caracterización e implementación de un EDFA*, Ensenada, Baja California. Octubre 2010.
- [2] A. Bellemare, *Progress in Quantum Electronics* 27 (2003) 211.
- [3] C. Randy Giles y E. Desurvire, *Journal of Lightwave Technology* 9 (1991) 271.
- [4] J.L. Camas Anzuelo, *Tesis: Amplificadores de fibra dopada con erbio*.
- [5] M. Bello-Jiménez, E.A. Kuzin y B. Ibarra-Escamilla. *Caracterización de un amplificador de fibra dopada con erbio a partir de sus parámetros experimentales*, REVISTA MEXICANA DE FÍSICA 53 (4) 289295, Agosto 2007.
- [6] P.C. Becker, N.A. Olsson y J.R. Simpson, *Erbium-doped fiber amplifiers: fundamentals and technology*, (Ed. Academic Press, San Diego, CA, 1999) p. 131.
- [7] Sanjay Gupta y Li Qian, *Optical Fiber Technology* 11 (2005) 229.

Capítulo 4

Aplicaciones de un EDFA

4.1. Introducción

El amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA) tiene un espectro de longitud de onda en un rango de 1525 nm a 1565 nm llamado Banda C [13]. El EDFA se usa con éxito debido a una alta ganancia, baja pérdida de inserción, alta potencia de salida y ganancia independiente de la polarización. Es un componente ampliamente aplicado, por ejemplo, para la multiplexación por división de longitud de onda (WDM) en sistemas de comunicación óptica modernos, sistema de detección de fibra óptica, sistema de prueba de dispositivos ópticos e instrumentación óptica [8]. Los láseres de fibra óptica presentan numerosas características atractivas para la generación de pulsos por medio de técnicas por ejemplo: Mode-Locking o Q-Switching.

Por otro lado, los láseres pulsados tuvieron su comienzo en 1972 cuando un grupo de investigadores en el Instituto Tecnológico de Massachusetts (MIT por sus siglas en inglés Massachusetts Institute of Technology) consiguió desarrollar el primer absorbedor saturable en un láser de colorante [4], como su nombre lo indica este dispositivo absorbe la energía hasta llegar a su saturación, en ese momento se vuelve transparente dejando escapar toda la energía acumulada en forma de un pulso. Este proceso requiere varias vueltas de viaje redondo por parte de los pulsos dentro de una cavidad. Este pulso está formado por una suma de múltiples frecuencias que al superponerse bajo condiciones específicas (se explicarán en la siguiente sección 4.2.4) formarán un pulso, este proceso se le conoce como amarre de modos, esto refiriendonos a los modos longitudinales de la cavidad.

El amarre de modos puede ser activo o pasivo. El gran ancho de banda de ganancia de las fibras dopadas con tierras raras unido a su gran eficiencia de ganancia, permiten la generación de pulsos ultra cortos con potencias ópticas de bombeo reducidas. Asimismo, pueden soportar la adición de elementos ópticos en la cavidad que presentan pérdidas relativamente altas sin comprometer su funcionamiento. Los montajes de fibra óptica son compactos y pueden ser implementados con costos relativamente bajos, debido a que se basan en componentes ampliamente utilizados para comunicaciones ópticas.

Los láseres basados en fibra han experimentado grandes progresos en la última década y, se espera que en el futuro sustituyan gran cantidad de láseres convencionales debido a que pueden mostrar desempeños iguales o superiores a un costo más bajo. En la actualidad son empleados para aplicaciones de procesamiento de materiales, tanto para marcaje láser como para micro procesamiento de materiales, además son capaces de alcanzar las potencias ópticas necesarias para procesados de alta potencia como por ejemplo el corte. También están viendo incrementada su popularidad en el ámbito militar, médico y de sensores. Hoy en día los amplificadores de fibra dopada con Erblio y cavidad en anillo de operación pulsada son de mucha relevancia debido a sus ventajas por ser compactos, baratos, eficientes y estables. Así también siguen siendo muy prometedoras sus aplicaciones como fuente de bombeo para

la generación de radiación en terahertz. Otras de las aplicaciones de estos láseres son las tomografías ópticas coherentes, debido al gran ancho de banda y sus pulsos ultracortos [7]. Más recientemente se han utilizado en imaginología multifotónica del cerebro, pues dada su longitud de onda tiene una mayor profundidad de penetración. En este capítulo se expondrá la teoría básica de las técnicas usadas para la generación de pulsos tales como la modulación del ASE, amarre de modos activos, amarre de modos pasivos, Q-switch activo, y Q-switch pasivo.

4.2. Técnicas de generación de pulsos

4.2.1. Modulación del ASE

Una ventaja especialmente atractiva de los EDFA es su ancho de banda de alta ganancia, el cual normalmente es de decenas de nanómetros y por lo tanto, más que suficiente para ampliar los canales de datos con las mayores tasas de datos sin introducir efectos de la reducción de ganancia. Por ello una aplicación del EDFA es la generación de láser de longitud de onda múltiple a lo largo de su espectro. Hay muchas técnicas de generación de múltiples longitudes de onda tales como Fabry-Perot, rejilla de Bragg, interferómetro Sagnac, resonador de anillo, fibra no lineal alta, y LiNbO₃. La mayoría de estas técnicas son de alto costo y requieren muchos equipos.

Se muestra un arreglo con una configuración simple para la generación de un láser de longitud de onda múltiple en todo el espectro de banda C (aproximadamente 1530-1625 nm) del EDFA y se analizan los resultados [8].

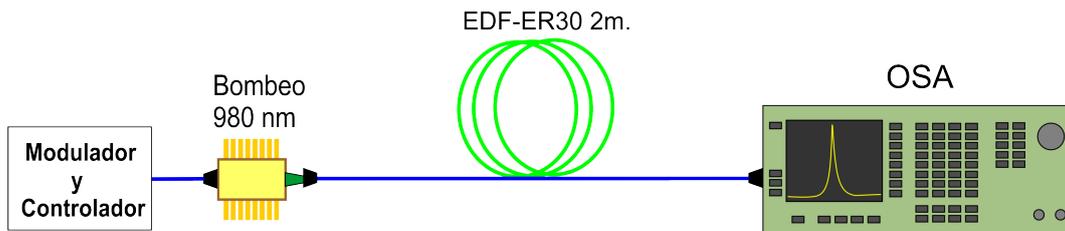


Figura 4.1: Arreglo experimental del EDFA.

El controlador y modulador están conectados a un láser de bombeo de 980 nm, este se conecta a una EDF ER30 de 2 metros que va al analizador de espectro óptico (OSA).

El controlador LD está impulsando la corriente de bombeo del diodo láser; y el modulador, es una señal de pulso modulada por el generador de impulsos para controlar la corriente en el diodo láser con una frecuencia de pulso que varía de 10 Hz a 100 Hz aumentando paso a paso la frecuencia de 10 Hz.

La potencia máxima del bombeo láser es de 120 mW, mientras que el generador de impulsos se configura para el ciclo de trabajo al 50 %.

4.2.2. Amarre de modos activo

Una de las principales técnicas utilizadas para generar pulsos cortos partiendo de diodos láser es el bloqueo de modos o Mode-Locking (Ho et al. 1978). Se trata de una técnica que se aplica también a láseres basados en otras tecnologías. Su base es el control de la relación de fase existente entre todos los modos presentes en la cavidad láser. Si estas relaciones de fase no son aleatorias, sino que quedan fijas (modos bloqueados) la intensidad de potencia óptica presenta un perfil pulsado. Según la técnica experimental utilizada para inducir el bloqueo de modos podemos diferenciar entre varios tipos de Mode Locking. Así encontramos Mode Locking Activo. Una cavidad láser opera en una variedad de longitudes de onda o modos oscilantes con un espectro de salida de señal de emisión que resulta contener un amplio rango de frecuencias. Las frecuencias de estos modos están dadas por $\nu = qc/2L$ (donde q es

un valor entero, c la velocidad de la luz en el medio y L la longitud de la cavidad láser, en el caso Fabry-Perot). De esta relación se puede ver que un láser operando en un régimen libre (free-running) no podrá generar pulsos ultracortos, ya que los modos no tienen la misma fase. Sin embargo, cuando a la cavidad se le añade un dispositivo para sincronizar las fases permite que el láser genere pulsos ultracortos. Si tenemos n cantidad de modos oscilando de manera senoidal dentro de la cavidad con la misma fase, se obtiene una sucesión periódica de pulsos con duración inversamente proporcional a n y la tasa de repetición $T = 2L/c$. Bajo estas condiciones, se dice que el láser opera en el régimen de amarre de modos.

Cuando el láser se encuentra operando en modo multimodo, cada uno de los modos compite en el proceso de amplificación. Cuando el láser opera en el régimen free-running hay muchos modos, pero si se modulan a la frecuencia de resonancia de la cavidad donde el número de modos es mucho más grande y el ancho espectral también, para sacar de operación en el régimen multimodo, la cavidad láser debe contener un dispositivo que promueva ciertos modos de manera periódica sobre otros, es decir, debe existir un modulador con periodo $c/2L$ donde la fase de los modos sea amarrada con la del resto.

El caso de modulación por amplitud (AM, Amplitud Modulation), se da al aplicar una señal de radio-frecuencia en la longitud L adoptándose a la separación de frecuencias intermodal $c/2L$, con la frecuencia angular $\omega/2\pi$ del dispositivo. Ver figura 4.2, donde el espejo $M1$ con reflexión al 100% y $M2$ típicamente con reflexión del 95.5% forman la cavidad de resonancia [10].

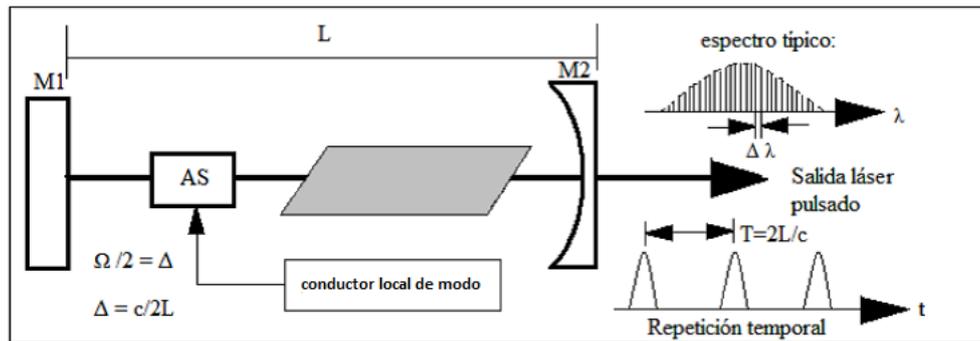


Figura 4.2: Amarre de modos activo por medio de un dispositivo electro-óptico o acusto-óptico con frecuencias y emisiones láser que dependen de la longitud de la cavidad y material saturable.

El principio de bloqueo de modo activo modulando las pérdidas del resonador (bloqueo de modo AM) es fácil de entender. La acción del modulador tiene dos efectos importantes diferentes [9]:

- Un pulso con el tiempo “correcto” puede pasar el modulador en momentos en que las pérdidas son mínimas. Se favorece así contra cualquier otra radiación que circule en el resonador. Como el pulso en el estado estacionario saturará la ganancia del láser de modo que su ganancia de ida y vuelta sea cero, otras radiaciones circulantes tendrán una ganancia de ida y vuelta negativa y, por lo tanto, se extinguirán tarde o temprano.
- Aún así, el pulso experimenta un poco de atenuación, lo que conduce efectivamente a un acortamiento del pulso en cada viaje redondo: la ganancia de ida y vuelta es ligeramente negativa para la estructura y ligeramente positiva para el centro del pulso.

Como resultado, los pulsos se acortan cada vez más, hasta que el acortamiento del pulso se compensa con otros efectos (por ejemplo, el estrechamiento de la ganancia o la dispersión cromática) que tienden a ampliar el pulso. La duración del pulso es típicamente en el rango de picosegundos y solo depende débilmente de parámetros tales como la intensidad de la

señal del modulador. Esta dependencia débil surge del hecho de que el efecto de acortamiento del pulso del modulador se vuelve rápidamente menos efectivo para duraciones de pulso más cortas, mientras que otros efectos que alargan el pulso (por ejemplo, el estrechamiento de la ganancia y la dispersión cromática) se vuelven más efectivos.

En comparación con el bloqueo de modo pasivo, el bloqueo de modo activo generalmente genera pulsos más largos. Una desventaja es la necesidad de un modulador óptico, el controlador electrónico y (en la mayoría de los casos) medios de sincronización. Por otro lado, el bloqueo de modo activo puede ser la solución natural cuando se requieren trenes de impulsos que están sincronizados con alguna señal electrónica, o cuando muchos láseres necesitan ser operados en sincronismo. Por lo tanto, el bloqueo de modo activo se utiliza a menudo en el contexto de las comunicaciones de fibra óptica.

4.2.3. Amarre de modos pasivo

Para que exista un amarre de modos, es indispensable la excitación de muchos modos de manera simultánea y un absorbedor saturable ó bien un absorbedor no lineal actuando como mecanismo de modulación. Considérese un medio que puede producir un número considerable de modos, en principio todos estos modos tienen una distribución de fase arbitraria. El amarre de modo consiste en que todas las oscilaciones tengan una relación entre sus fases, de tal manera que en determinado momento los modos se sumen de manera coherente y formen un pulso (figura 4.3) [2].

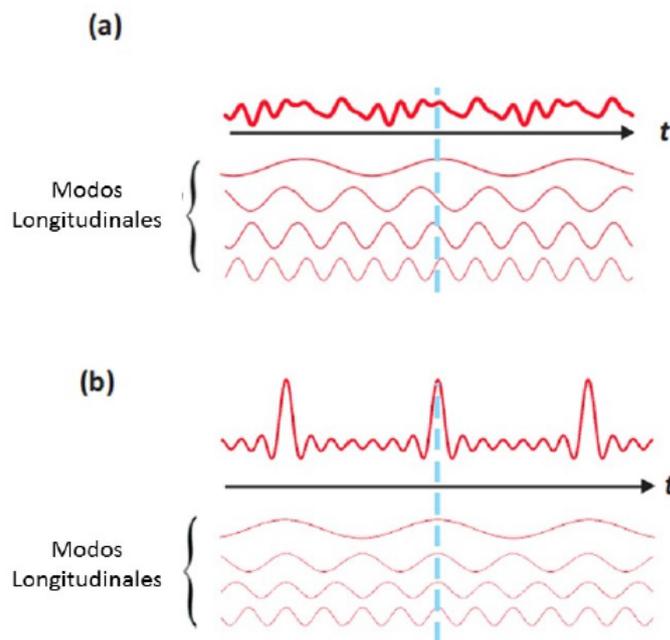


Figura 4.3: a) Muestra múltiples modos oscilando con una distribución de fases. b) Se muestran los modos amarrados.

El amarre de modos pasivo es generado por el mismo medio activo ó bien otro elemento óptico, como absorbedores saturables, los cuales son modulados por la luz misma. Debido a que el proceso de automodulación permite generar modulaciones, producidas por el mismo medio activo. El amarre se da en sólo una vuelta a la cavidad, generándose así los pulsos. Dentro del amarre de modos pasivo hay otra clasificación:

- Absorbedor saturable rápido.
- Absorbedor saturable lento.

- Lentes tipo Kerr.
- Amarre de pulso por pulsos añadidos APM (por sus siglas en inglés Additive Pulse Mode-locking).

Inicialmente el amarre de modos ocurre cuando el pulso experimenta una ganancia de energía, por vuelta y un acople en la fase de todos sus modos. En el caso de las tierras raras el tiempo de los estados metaestables es del orden de milisegundos, mientras que a la luz sólo le toma mucho menos tiempo recorrer una cavidad de fibra dopada, de pocos metros de largo. Esta diferencia es fundamental dado que el tiempo del estado metaestable debe ser mayor al de la emisión estimulada producido por el pulso en una vuelta para que este se pueda reproducir el pulso de manera estable. Es decir, los electrones dentro de la cavidad deben de encontrarse en un estado metaestable cuando el pulso recorre a la cavidad, entonces se puede dar la emisión estimulada del pulso.

Puesto que el tiempo de vida del estado metaestable es mucho mayor a el tiempo que tarda el pulso en recorrer la cavidad la condición siempre se satisface. Para una cavidad de un par de metros, el tiempo de viaje redondo de la luz debe ser del orden de picosegundos, por lo que la fibra dopada de tierras raras es ideal para la técnica de amarre de modos. Cabe aclarar que el tiempo de recorrido, depende de los materiales y la longitud de la cavidad. La duración del pulso es eventualmente limitado por en ancho de banda de ganancia de la fibra dopada.

Como ya se menciona el amarre de modos se genera por un absorbedor saturable (AS), el cual absorbe potencias bajas y satura para potencias altas con objeto de favorecer el modo pulsado y opera en el régimen no lineal pero su funcionamiento se da sin necesidad del control externo del dispositivo, haciendolo totalmente pasivo [12].

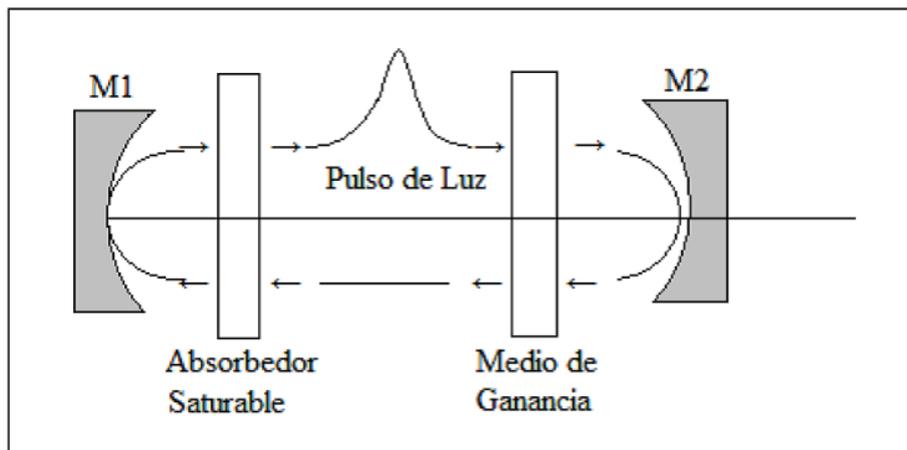


Figura 4.4: Cavidad resonante que incluye, el absorbedor saturable, el medio de ganancia y la generación del pulso.

Este proceso es simple y tiene que ver con las características de transmisión del AS, donde la razón de transmisión T varía de acuerdo al incremento de la intensidad dentro de la cavidad. La figura (4.4) ayuda a visualizar cual es el efecto que se tiene con respecto al absorbedor saturable y la ganancia dentro de la cavidad con respecto al incremento de la intensidad con las características de los espejos M1 y M2 similares al caso de amarre de modos activo.

Las principales características y datos que podemos obtener de este método de generación de pulsos son [3]:

Período temporal:

$$T_f = 2L/c$$

Ancho de pulso:

$$\tau_{pulso} = T_f/M$$

Período espacial:

$$2L$$

Longitud de pulso:

$$d_{pulso} = c\tau_{pulso}$$

Intensidad media:

$$I = MA^2$$

siendo A coeficiente complejo de la envolvente y M el número de modos en la cavidad.

4.2.3.1. Absorbedor saturable

Los primeros absorbentes saturables se hicieron en los años 70 y 80, el bloqueo de modo se logró sin inestabilidades de cambio de Q integrándolos en los láseres de tinte. En 1976, Rudlock y Bradley obtuvieron pulsos de 0.3 ps usando enfoque similar, pero solo 5 años después, Fork et al [1]. Alcanzó el primer láser (100 fs). Para obtener estos pulsos ultra cortos, implementaron un modo de láser de tinte bloqueado mediante la interacción de dos pulsos de propagación de contador sincronizados junto con un absorbente delgado saturable.

Las técnicas mode-locked pasivas son aquellas en las que se consigue el bloqueo de modos sin utilizar ninguna señal de radiofrecuencia externa. Para formar los pulsos, es necesario incluir un elemento que favorezca el encadenado de modos frente a la oscilación libre. Una forma de realizarlo es introducir un absorbente saturable (AS) en la cavidad [6].

Si no conseguimos ajustar adecuadamente estos parámetros, podemos conseguir Q-Switch pasivo, Q-switch ML o modos de operación ruidosos.

4.2.4. Q-switch activo

La técnica de emisión modulada por Q-switch se fundamenta en la conmutación del factor de calidad (factor Q) de la cavidad láser, desde un valor bajo hasta un valor alto produciéndose entonces la emisión de un pulso láser. Podemos distinguir dos tipos diferentes de Q-switch: el activo y el pasivo. En el Q-switch activo, la conmutación del factor Q se produce por la acción de algún elemento cuyo funcionamiento requiere energía proveniente del exterior de la cavidad (generalmente de tipo eléctrico).

El Q-switch es un atenuador variable de control desde el exterior. Esto puede ser un dispositivo mecánico como un obturador, rueda de helicóptero o girar un espejo/prisma a gran velocidad, de 20 a 60 mil r.p.m. dentro de la cavidad o de manera más común puede ser algún tipo de modulador como un acusto-óptico o un dispositivo electro-óptico. La reducción de las pérdidas (incremento de Q) se desencadena por un evento externo, por lo general una señal eléctrica. La tasa de repetición del pulso puede ser controlada externamente. Las desventajas de este enfoque, son que la conmutación es más lenta y la sincronización del pulso de salida tiene una alta incertidumbre por lo que ya es muy poco usada esta técnica.

Una técnica más moderna es el uso de un conmutador electro-óptico, este se ilustra en la Figura (4.5). El índice de refracción de un material electro-óptico cambia cuando este es expuesto a un campo eléctrico externo. En el efecto Pockels el índice de refracción

varia linealmente con el campo eléctrico aplicado, materiales como el Niobato de Litio para longitudes de onda cercanas al infrarrojo o el Teluro de cadmio para el infrarrojo, para el efecto Kerr el cambio para el índice de refracción es proporcional al cuadrado del campo eléctrico. Dado que el campo eléctrico debe ser conmutado rápidamente para que el Q-switch sea efectivo, es más usual usar el efecto Pockels para un material no-lineal para una longitud de onda de láser disponible. La ventaja de la conmutación electro-óptica, es la conmutación rápida (del orden de los 10 ns) y una alta razón de hold-off, lo cual permite que se construya una inversión de población varias veces el valor del umbral para alto Q-switch.

4.2.5. Q-switch pasivo

En el Q-switch pasivo, los cambios en el factor Q se producen por el comportamiento de algún componente de tipo pasivo, cuya acción no requiere de energía proveniente del exterior de la cavidad láser, siendo la energía óptica que contiene la cavidad láser la que determina el comportamiento de dicho elemento pasivo. En lo que se refiere a láseres de fibra óptica en régimen de conmutación Q-switch, existe una gama muy amplia de desarrollos, tanto en lo que se refiere a sistemas basados en Q-switch pasivo como activo. Los láseres de fibra óptica basados en Q-switch pasivo, generalmente incorporan un componente denominado absorbedor saturable [11]. Este componente se caracteriza porque su coeficiente de atenuación óptica varía en función de la potencia de luz existente en la cavidad láser.

El Q-switch pasivo es un absorbente saturable, un material cuya transmisión se incrementa cuando la luz supera un cierto umbral tal como semiconductores o cristales dopados con iones. El material puede ser un cristal de iones dopado, un tinte blanqueador o un dispositivo semiconductor pasivo. Al inicio, la pérdida de la absorción es alta, pero aún lo suficientemente baja como para permitir alguna emisión láser, como la potencia del láser aumenta, se satura la absorción es decir, reduce la pérdida del resonador por lo que la potencia puede aumentar más rápido.

Idealmente, esto pone al resonador en un estado de bajas pérdidas para permitir la extracción eficiente de la energía almacenada por el pulso láser. Después del pulso, el absorbedor se recupera de su gran pérdida de estado antes de la ganancia, de manera que el siguiente se retrasa hasta que la energía en el medio de ganancia se llene. La tasa de repetición del pulso puede ser controlada de manera indirecta, por ejemplo mediante la variación de la potencia del láser del bombeo de alimentación y la cantidad de absorción saturable en la cavidad [5].

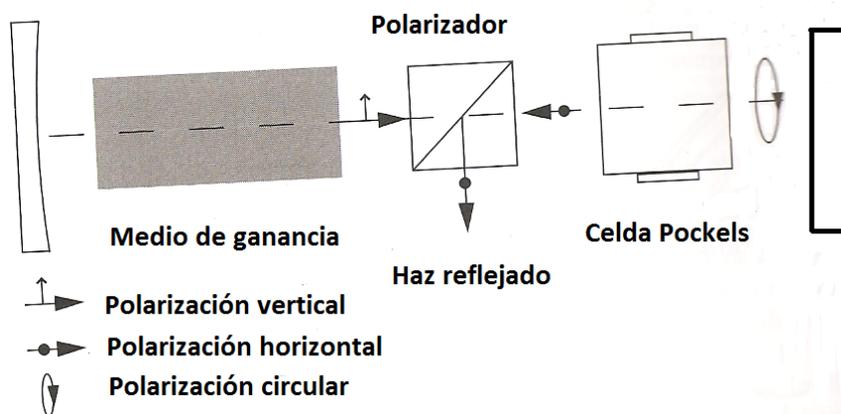


Figura 4.5: Dispositivo electro-óptico para generar Q-switch.

4.3. Bibliografía

- [1] Fork, R. L., Greene, B. I., and Shank, C. V. *Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking*. Applied Physics Letters. (1981)
- [2] Guillermo Eduardo Villanueva Ibañez: *Continuous wave and pulsed erbium-doped fiber lasers for microwave photonics applications*, Tesis de doctorado, Universidad Politecnica de Valencia, 2012.
- [3] Hernandez-Cordero, J.J.B Escalante-Garcia, and F. Nuñez-Orozco, *Programmable control system for Wavelength tuning and stabilization of optical fiber lasers*, Opt. engr. 44:044201 (2005).
- [4] Herman A. Haus: *Mode-Locked laser*, IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, 6, (2000)
- [5] J. Liempert, A. Liem, H. Zellmer, A. Tunnermann, *Electron. Lett.* 39, 645(2003).
- [6] K. Smith, N. Langford, W. Sibbett, and J. R. Taylor, *Passive mode locking of a continuous-wave dye laser in the rednear-infrared spectral region*, Opt. Lett. 10, 559-561 (1985)
- [7] L. N. Nelson, D. J. Jones, K. Tamura, H. A. Haus *Ultrashort-pulse fiber lasers*, *Applied Physics*, (1997).
- [8] Poramate Chunpang¹, Seckson Sukhasena *Tunable Multi Wavelength by Pulse Signal Modulation in Laser Pumping of EDFA*, Department of Physics, Faculty of Science, Mahasarakham University, Mahasarakham, Thailand, 2015.
- [9] R. Paschotta, article on *active mode locking* in the Encyclopedia of Laser Physics and Technology.
- [10] Shu-Min Zhang, Fu-Yun Lu, Jian Wang, *All-fiber actively Q-switched Er³⁺/Yb³⁺ co-doped ring laser*, Microwave and Optical Technol. Lett. 49, 2183 (2007).
- [11] V. N. Philippov, A. V. Kiryanov and S. Unger, *Advanced configuration of erbium fiber passively Q-switched laser with Co²⁺:ZnSe crystal as saturable absorber*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 16, pp. 57-59, Jan. 2004
- [12] Yanning Huo, Peter K. Cheo, George G. King, *Modeling and Experiments of Active Q-switched Er³⁺-Yb³⁺ co-doped clad-pumped Lasers*, IEEE J. Quant. Electron. 41, 573 (2005).
- [13] Yeh, C.H., Shih, F.Y., Wen, S., Chow, C.W. and Chi, S. *Optics Communications*, 282, 546-549.(2009).

Capítulo 5

Caracterización y resultados experimentales

5.1. Introducción

Al principio de este capítulo se tiene la caracterización del diodo láser EDFC-980 nm que se utiliza para armar el arreglo experimental con el cual obtendremos la modulación de la señal ASE, así como para la cavidad óptica en forma de anillo. La caracterización del láser de bombeo en función de la corriente, constituye un importante parámetro para la implementación de un amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA), ya que con ella se establece la potencia óptica necesaria para excitar los iones del Erblio. Se describe la caracterización y los resultados experimentales de la modulación del ASE del EDFA con diferentes frecuencias de modulación, además se implementan dos arreglos experimentales para la generación de pulsos a través de la técnica de amarre de modos pasivo usando como absorbedor saturable el grafeno.

5.2. Caracterización del láser de 980 nm

Una vez seleccionado el diodo de bombeo fue importante su caracterización para el uso adecuado de éste. Se sabe que hay una relación entre la corriente suministrada al diodo y la intensidad luminosa emitida por el diodo. Se midió múltiples veces la relación entre la corriente suministrada y la potencia óptica de salida, se obtuvo como resultado que la relación entre la corriente y la potencia óptica es lineal (figura 5.1). La longitud de onda de estos láseres son de 980 nm y tienen una potencia máxima de 330 mW.

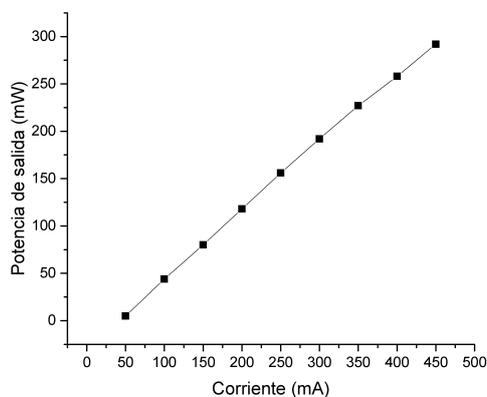


Figura 5.1: Caracterización del láser de 980 nm.

5.3. Resultados de la modulación del ASE

Para optimizar el experimento, también se tienen en cuenta los parámetros del prototipo, como el ancho espectral óptico, la frecuencia de pulso para la modulación y la potencia óptica. Analizaremos el resultado del arreglo experimental dado en la subsección 4.2.1 donde se presenta un EDFA con señal modulada en el bombeo del diodo láser. El espectro de salida del láser de múltiples longitudes de onda tiene un rango de 100 nm.

El resultado de la figura 5.2 es obtenido al modular con un ancho de pulso de 50 ms, y un periodo de 100 ms. Observamos que se tiene 3 múltiples longitudes de onda en todo el espectro del EDFA.

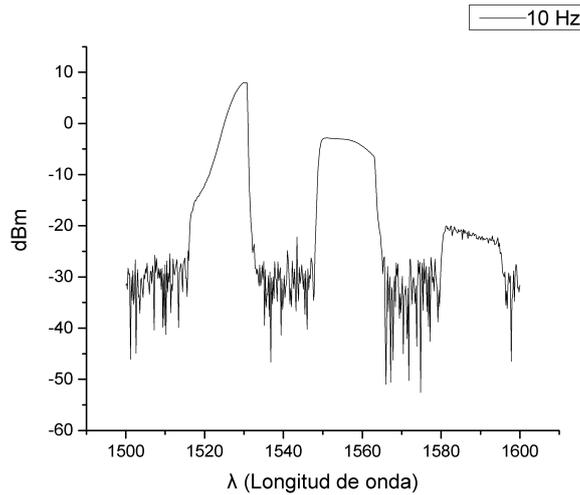


Figura 5.2: El espectro del EDFA con láser de bombeo de potencia de 120 mW y modulado a una frecuencia de 10 Hz.

En la figura 5.3, se modula el ASE con un ancho de pulso de 10 ms, y un período de 20 ms. Se observan 16 pulsos con diferentes longitudes de onda en el espectro de salida del láser.

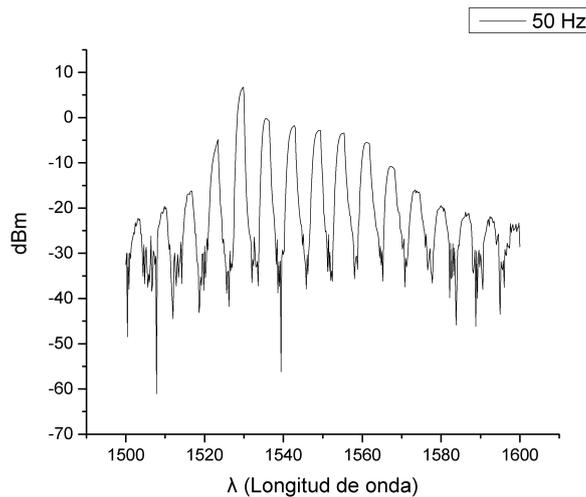


Figura 5.3: El espectro de EDFA con láser de bombeo de potencia de 120 mW y modulado a una frecuencia de 50 Hz.

Para nuestro último resultado el ASE se modula con un ancho de pulso de 5 ms, y un periodo de 10 ms. Obteniendo hasta 30 pulsos en todo el espectro del EDFA.

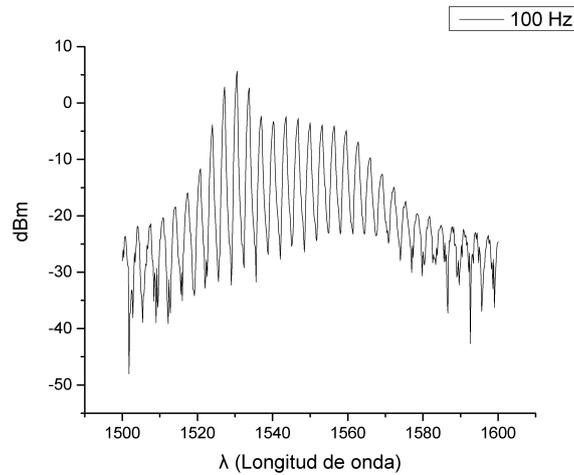


Figura 5.4: El espectro de EDFA con láser de bombeo de potencia de 120 mW y modulado a frecuencia de 100 Hz.

Finalmente después de la modulación de la señal se muestra el resultado del espaciamiento de la longitud de onda frente a la señal de pulso con modulación en el bombeo láser de 10 Hz a 100 Hz aumentando paso a paso la frecuencia en 10 Hz. Notando que es significativamente decreciente exponencialmente.

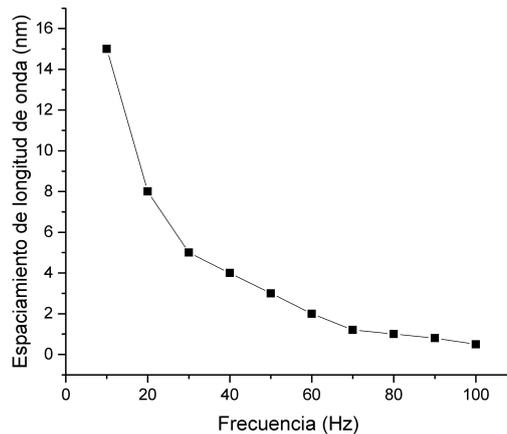


Figura 5.5: Espaciamiento de longitud de onda cuando varía la frecuencia.

Hemos mostrado las múltiples longitudes de onda que se pueden generar en un EDFA mediante la modulación del láser de bombeo tal como se muestra en el arreglo experimental de la figura 4.1. La potencia de salida del EDFA es aproximadamente 5.6 mW y el espaciamiento entre pulsos varía de 14 nm a 0.5 nm.

5.4. Técnica de generación de pulsos a través del amarre de modos pasivos

En esta sección se redacta el proceso de montaje y de optimización de un láser de fibra Mode-Locked pasivo basado en grafeno. El principal objetivo de este trabajo aparte de la tesis es analizar al grafeno como un elemento óptico, la trascendencia y comportamiento del grafeno en este tipo de montajes, así como aportar resultados experimentales que sirvan de guía para futuros montajes en el laboratorio y comprender la implicación de los parámetros sintonizables en el laboratorio tanto durante el ensamblado del arreglo y elaboración de las muestras como durante su emisión pulsada.

5.4.1. Principio físico de la técnica de amarre de modos.

El amarre de modos (Mode-Locking) es la técnica más utilizada hoy en día para generar pulsos ultracortos en un láser. En principio la fase entre los modos que pueden oscilar en una cavidad láser es totalmente aleatoria. Las técnicas de generación de pulsos Mode-Locking pasivas más utilizadas en fibra presentan menos dificultades en el diseño que los láseres convencionales, debido a que el ancho de banda de la ganancia en las fibras activas, suele ser superior que en los cristales dopados utilizados como medio activo en los láseres convencionales. En consecuencia, los láseres en fibra, permiten sintonizaciones más amplias de longitudes de onda además de la generación de pulsos más estrechos. Sin embargo, los láseres Mode-Locked pasivos generalmente no aprovechan todo el potencial del ancho de banda del medio activo debido a que se ven más perjudicados por efectos dispersivos y no linealidades.

Un láser de fibra en una cavidad de anillo soporta la oscilación de un conjunto de modos longitudinales resonantes con un espaciado en frecuencias entre ellas igual a:

$$\omega_i - \omega_{i-1} = \frac{\pi c}{L} = \omega_R \quad (5.1)$$

Siendo L la longitud óptica de la cavidad y c la velocidad de la luz en el vacío $f_R = \frac{\omega_R}{2\pi}$ se denomina frecuencia fundamental. Sumando todos los modos, se puede escribir el campo eléctrico a la salida del láser como en [1]:

$$E\vec{(t)} = \sum_{l=-n}^{+n} E_l \exp[i(\omega_0 + l\omega_R)t + \phi_l] \quad (5.2)$$

Siendo ω_0 la frecuencia de oscilación central, E_l y ϕ_l la amplitud y la fase del modo l respectivamente. Forzando un amarre de modos, es decir, haciendo que la totalidad de modos esté en fase o difieran en un múltiplo de 2π , obligamos a ϕ_l a ser constante. Para no complicar innecesariamente el desarrollo matemático de las ecuaciones y hacer más intuitiva la explicación, vamos a suponer $E_l = 1$ y $\phi_l = 0$. Con estos valores y con aritmética la ecuación (5.2) es de la forma siguiente:

$$E\vec{(t)} = \cos(\omega_0 t) \frac{\sin\left(\frac{N\omega_R t}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\omega_R t}{2}\right)} \quad (5.3)$$

Siendo $N=2n+1$ el número de modos oscilantes.

Se aprecia que la amplitud del campo eléctrico es una oscilación a frecuencia ω_0 modulada con una envolvente sinusoidal. Recordemos que la potencia es el flujo de energía y esta dado por el vector de Poynting:

$$P = \vec{S} = c\epsilon_0 E^2 \vec{k} \quad (5.4)$$

Esto nos dice que el flujo de energía es en la dirección de la propagación de señal. Haciendo una expansión de Taylor alrededor de cero se tiene que $\cos^2(\omega_0 t) \approx 1$, entonces la potencia esta dada por la siguiente ecuación.

$$P(t) \approx \frac{\sin^2\left(\frac{N\omega_R t}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\omega_R t}{2}\right)} \quad (5.5)$$

A partir de la ecuación (5.5) se puede deducir lo siguiente:

- El periodo de repetición de los pulsos es $T = 2\pi/\omega_R$.
- La potencia pico es N veces la potencia media.
- La amplitud pico es N veces la amplitud de un modo.
- La anchura del pulso, definida como el tiempo desde el pico al primer cero, es $\tau = 2\pi/\omega_R N$, decreciendo con N.

Tengamos en cuenta que para obtener pulsos son necesarias fibras monomodos transversales (SM) debido a la dispersión modal la cual se produce cuando los rayos viajan a lo largo de múltiples rutas y tienen múltiples longitudes de ruta, como los rayos no viajan a la misma velocidad, diferentes rayos llegarán al final de la fibra en diferentes momentos [12] causada por los diferentes modos o caminos que sigue un rayo de luz en una fibra multimodo. Esto da como resultado que los rayos recorran distancias diferentes y lleguen al otro extremo de la fibra en tiempos distintos provocándose el ensanchamiento y traslape de los pulsos de luz. Este fenómeno se da sólo en fibras multimodo, haciendo inviable la técnica de amarre de modos en una fibra multi-modo (MM). Para obtener pulsos suficientemente estrechos es necesario un medio activo con un ancho de banda de ganancia amplio, por lo cual hacemos la elección de la fibra dopada con Erblio (EDF) como medio activo para la cavidad.

Modos: Los láseres de fibra óptica con configuración en anillo tienen una función de transferencia propia, se generarán resonancias a determinadas longitudes de onda o modos longitudinales. Éste es un factor importante en el diseño de láseres de fibra, ya que la presencia de varios modos provoca inestabilidades al existir competencia entre ellos. Lo ideal es conseguir que el sistema sea monomodo, consiguiendo así mejores condiciones de estabilidad. El número de modos longitudinales viene definido por la siguiente expresión:

$$N = \frac{n * L}{\lambda} \quad (5.6)$$

- N: Número de modos longitudinales.
- n: Índice de refracción de la fibra.
- L: Longitud total del anillo.
- λ : Longitud de onda del láser.

5.4.2. Propiedades ópticas del grafeno

El grafeno es una capa atómica de átomos de carbono sp^2 conjugados dispuestos en una red hexagonal bidimensional. Los portadores de carga en el grafeno se mueven a una velocidad ultrarrápida que se comportan como partículas de Dirac sin masa, relativistas. Hasta ahora, la mayor parte de la atención en investigación se ha centrado en la estructura electrónica única del grafeno. Comparativamente, se ha dedicado menos esfuerzo a investigar las propiedades fotónicas y las aplicaciones del grafeno, aunque el grafeno muestra un gran potencial en dispositivos fotónicos ultrarrápidos debido a su dinámica de portadora ultrarrápida y gran absorción óptica de banda ancha. Como material de carbono de una

capa atómica, el grafeno exhibe una variedad de propiedades electrónicas y ópticas, que han inspirado una variedad de aplicaciones ópticas novedosas incluidos los láseres ultrarrápidos con bloqueo de modo, moduladores ópticos y fotodetectores [11].

Estudios realizados experimentalmente observan que los absorbedores saturables de una sola capa atómica de película de grafeno tiene procesos más rápidos de dispersión intra-banda portadora-portadora y portadora-fonón que el grafeno multicapa. En este estudio se demostro que las propiedades intrínsecas del grafeno monocapa permiten que actúe como un absorbedor saturable más efectivo para los láseres de fibra con bloqueo de modo en comparación con el grafeno multicapa.

La absorción del grafeno monocapa puede saturarse a una intensidad de excitación más baja en comparación con el grafeno multicapa. El grafeno monocapa tiene una modulación notablemente grande con profundidad del 65.9%, mientras que la profundidad de modulación del grafeno multicapa se reduce considerablemente debido a la absorción no saturable y la pérdida por dispersión. Los pulsos de láser ultrarrápidos de picosegundo pueden generarse utilizando grafeno monocapa como un absorbente saturable. Debido al tiempo de relajación ultrarrápido, mayor profundidad de modulación y menor pérdida de dispersión del grafeno monocapa, se desempeña mejor que el grafeno multicapa en términos de capacidad de modelado del pulso, estabilidad del pulso y energía de salida [8].

El grafeno ha sido considerado como un material extraordinario en el campo de la electrónica y en el área de la salud, debido a sus propiedades ópticas únicamente lineales y no lineales, además de tener excelentes propiedades térmicas, mecánicas y electrónicas. Además, debido a su estructura de banda sin interrupciones, el grafeno se ha considerado un material favorable para las aplicaciones optoelectrónicas de banda ancha, como el absorbedor saturable con tiempo de recuperación ultrarrápido. A diferencia de cualquier otro material en la Tierra, el grafeno tiene un intervalo de banda cero, lo que permite que los electrones emigren a la banda de conducción desocupada (y viceversa) libremente. En los últimos años, el grafeno ha atraído mucha atención en el campo de la detección. La naturaleza de absorber agua con facilidad del grafeno permite que se deposite uniformemente sobre diferentes sustratos [10].

El óxido de grafeno presenta tiempos de relajación de portadores y de AS comparables a los del grafeno. El grafeno es una lámina de un átomo de espesor de carbono enlazado covalentemente, a diferencia del grafeno, el óxido de grafeno (GO) presenta grupos funcionales que contienen oxígeno. El GO es soluble en agua permitiendo deposiciones más sencillas, rápidas y que requieren tecnologías de fabricación menos sofisticadas que con el grafeno. El tiempo de relajación de portadores es un parámetro de vital importancia para cumplir el objetivos del trabajo, este determinará la velocidad a la que las pérdidas saturables son capaces de responder a variaciones de la potencia incidente. En la AS rápida las pérdidas α de la cavidad reaccionan instantáneamente a los cambios de intensidad o potencia:

$$\alpha(P) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{P}{P_{sat}}} + \alpha_{ns} \quad (5.7)$$

Donde $\alpha(P)$ es el coeficiente de absorción, P es la potencia de luz, P_{sat} es la potencia de saturación, α_0 es la profundidad de modulación, y α_{ns} las pérdidas no saturables [3].

5.4.3. Proceso de fabricación del absorbedor saturable

Recientemente, los estudios basados en fibra óptica cónica (taper) han recibido mucha atención en comparación con las fibras convencionales [4]. Se encontró que los taper son más sensible en comparación con la fibra convencional debido a la forma de propagación de la luz en el núcleo del taper. Una fracción de la potencia óptica se propagaba fuera del núcleo del taper [9] es decir, el campo evanescente va más allá del límite físico de la fibra.

A continuación se describen las características de las procesadoras de vidrio que son utilizadas para obtener tapers y para conseguir empalmes con pérdidas mínimas.

- Procesadora de vidrio GPX-3000 Vytran

La serie GPX-3000 es una plataforma de procesamiento de vidrio versátil para la fabricación de empalmes, acopladores, conos (taper) y combinadores con fibras ópticas que van desde 125 micras a 1,5 mm. Todos los sistemas incorporan un conjunto de filamentos (horno) que proporciona una fuente de calor de alta temperatura estable para un control preciso de las condiciones de procesamiento de vidrio. Un sistema de control en tiempo real y potente lenguaje de programación macro nivel de la máquina permiten al usuario desarrollar rutinas orientadas a eventos únicos para el desarrollo del proceso rápido y flexible. Todo el sistema de comunicación de alto nivel es a través de una interfaz gráfica basada en PC fácil de usar que proporciona una fácil operación y almacenamiento de datos conveniente. Este nivel de control combina con la consistencia de la tecnología de fusión de filamentos.



Figura 5.6: Procesadora de vidrio GPX-3000.

- LZM-100 LAZER MASTER

El LZM-100 LAZER Master de AFL es un sistema de procesamiento y empalme de vidrio que utiliza una fuente de calor láser de CO₂ en lugar de electrodos, asegurando un rendimiento repetible y bajo mantenimiento, eliminando el mantenimiento y la inestabilidad de los electrodos o filamentos. El sistema de análisis óptico de alta resolución funciona en conjunción con el firmware incorporado para el empalme automático, el estrechamiento y otros procesos de conformación del vidrio.



Figura 5.7: Procesadora de vidrio GPX-3000.

Sabemos que el tiempo de relajación de los portadores en el grafeno es de unos pocos picosegundos, dominado por la dispersión del fonón portador, que ofrece grandes oportunidades para la manipulación de la luz ultrarrápida. Además, al ser atómicamente delgado, el grafeno se puede integrar con las guías de ondas ópticas para mejorar la interacción luz-grafeno. Recientemente, al integrar el grafeno con microfibras o guías de onda ópticas a microescala, se han demostrado fotodetectores de grafeno y moduladores ópticos con un tiempo de respuesta rápido. Por lo general, la fabricación de estas estructuras con deposición de grafeno requiere procesos de transferencia complicados. Además, la precisión del posicionamiento espacial y la localización del grafeno es limitada, aunque es altamente deseable para la funcionalidad óptica [11].

Las estrategias más comunes para hacer interactuar el grafeno con la luz guiada por una fibra son estructuras de sándwich o las fibras cónicas (tapers). En este trabajo se obtiene la generación pulsos en un láser de fibra dopada con Erblio basado en un dispositivo de taper con deposición de grafeno. Debido a la interacción del grafeno con el campo evanescente en el cono, este dispositivo posee las características de absorción saturable y efecto de polarización. Por lo tanto, este dispositivo no solo inicia la operación de amarre de modo basada en la absorción saturable, sino que también induce la evolución del filtrado espectral y la polarización no lineal para dar forma a los pulsos en DS [13].

Buscando aumentar la presencia del campo evanescente que podrá interactuar con el grafeno se pule el recubrimiento, en este trabajo se hacen pruebas con diferentes diámetros de la fibra hasta que se obtuvo mejores resultados en un taper de diámetro de aproximadamente $10\ \mu\text{m}$. En este experimento se utilizan fibras de sílice monomodo estándar (SMF-28) con núcleo y diámetro de revestimiento de $62.5\ \mu\text{m}$ y $125\ \mu\text{m}$, respectivamente. El estrechamiento de la fibra óptica se realiza utilizando la procesadora de vidrio Vytran (GPX 3000). Los extremos de la fibra se fijan al bloque de sujeción de la fibra con la sección que se va a afilar colocada sobre el calentador de filamento. Antes de eso, el recubrimiento polimérico de la fibra óptica se elimina mecánicamente, para una longitud de unos 3 cm y limpiamos con acetona.

El principio de funcionamiento de la máquina se basa en el calentamiento de la fibra óptica con el calentador de filamento, mientras que la fuerza de tracción se aplica mediante los bloques de sujeción. El área de la sección transversal de la fibra óptica se reduce en consecuencia a medida que se alarga. El software se utiliza para determinar los parámetros de conicidad. El lenguaje de programación que contiene esta maquina permite al usuario el desarrollo de este proceso.

Existen dos tipos de procesos:

- El primer proceso es a una sola etapa, la programación del equipo tiene incluido la opción del diseño del taper donde esta permitido hacer estrechamientos con una medida de cintura máxima a $10\ \mu\text{m}$.

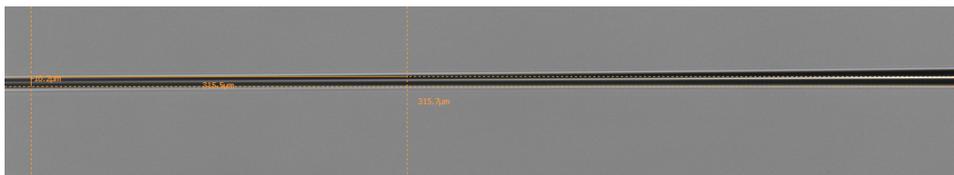


Figura 5.8: Adelgazamiento de la fibra con un diámetro de $10\ \mu\text{m}$.

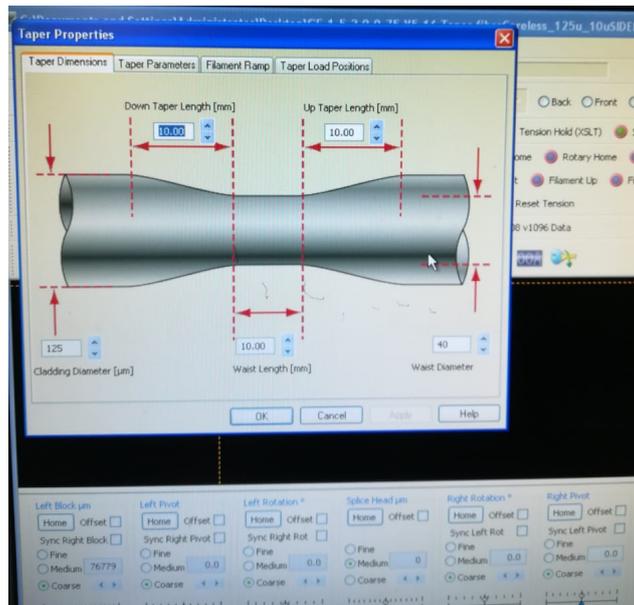


Figura 5.9: Proceso del taper en una sola etapa.

- El segundo proceso se puede dividir en cuatro etapas diferentes. Los parámetros de control de avance de etapa definen cuándo detener la etapa actual y pasar a la siguiente cuando esté disponible. En el caso de la última etapa, indicará cuándo finalizar el proceso de reducción gradual.

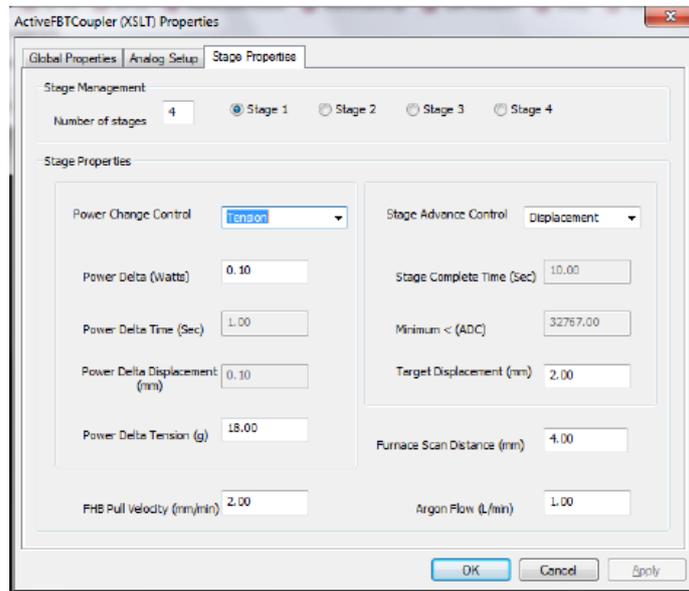


Figura 5.10: Proceso del taper por etapa.

Durante cada etapa, el usuario puede controlar la variación de potencia en función de la tensión, el desplazamiento, el tiempo o sin cambios. El área de “Control de avance de la etapa” determinará cómo se completará cada etapa. Esto puede basarse en el desplazamiento (típico de las aplicaciones cónicas) o en la potencia (es decir, medir la potencia de los detectores) como en el caso de los acopladores. Además, cada etapa puede tener su propio conjunto de parámetros de proceso, como la velocidad de extracción, la distancia de exploración del horno y la tasa de flujo de argón.

Además para determinar la cantidad de alargamiento total requerido para lograr un diámetro de fibra deseado para el cono, se puede usar el “Estimador de diámetro de taper” ejecutable para determinar el diámetro de fibra final para los parámetros de inicio específicos. Normalmente, uno determinaría el alargamiento total requerido para lograr un diámetro objetivo y subdividir ese valor en igual número de etapas. Por ejemplo; si se estima que el alargamiento total requerido es de 12.0 mm, se puede usar un proceso de 4 etapas con un alargamiento de 3.0 mm por etapa.

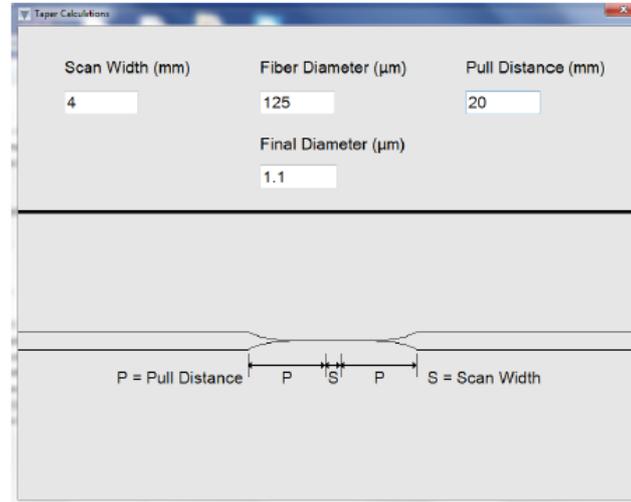


Figura 5.11: Estimador de diámetro de taper.

5.4.3.1. Deposición del grafeno sobre el adelgazamiento de la fibra

Se hacen pruebas con dos tipos de soluciones: la primer solución es de grafeno con agua desionizada, se prepara con una concentración de 1 mg / ml y se coloca dentro de un tubo de ensayo, después se introduce en ultrasonido por un tiempo de 2 horas para tener mejor dispersión de las partículas. La segunda solución consiste en una mezcla de polímero con un índice de refracción de 1.42 y partículas de grafeno. Los “tapers” que se hicieron fueron de diferentes diámetros desde los 5 μm a los 40 μm estos se colocan en portaobjetos de vidrio. Encima de esta superficie pulida se deposita la solución en el área cónica de la fibra óptica, con la finalidad de otorgar al dispositivo las características de AS necesarias para implementar el amarre de modos. Posteriormente, la fibra óptica cónica se templa a 70°C durante una hora y se deja a temperatura ambiente.



Figura 5.12: Deposición del grafeno sobre los taper.

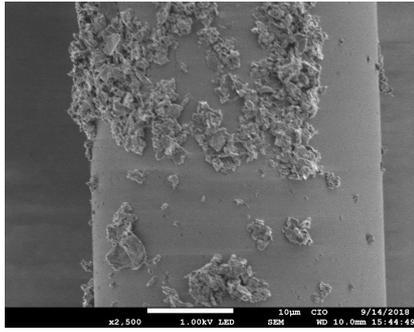


Figura 5.13: SEM: Cintura 10 μm .

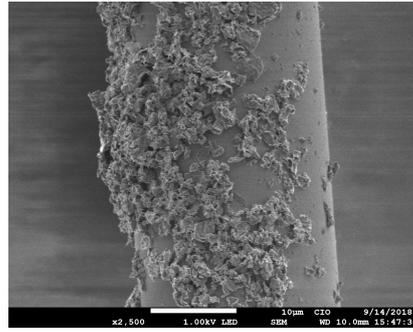


Figura 5.14: SEM: Cintura 10 μm esparcido.

5.4.4. Diseño de la cavidad

El funcionamiento de un láser se basa en la emisión estimulada sumada a un mecanismo de realimentación positiva. Cuando se dan las dos condiciones se produce la oscilación láser. Un láser consta de tres partes fundamentales: el bombeo, encargado de la estimulación del medio amplificador provocando la inversión de población y emisión estimulada, la cavidad que confina la luz de manera que esta atraviesa el medio amplificador varias veces, encargada de la realimentación, y un medio activo, un material con ganancia que genere más fotones de los que absorbe. La zona de emisión de la fibra dopada y la cavidad determinan la frecuencia óptica de trabajo del láser. Se presenta la siguiente configuración de cavidad en forma de anillo como se muestra en la siguiente figura (5.15).

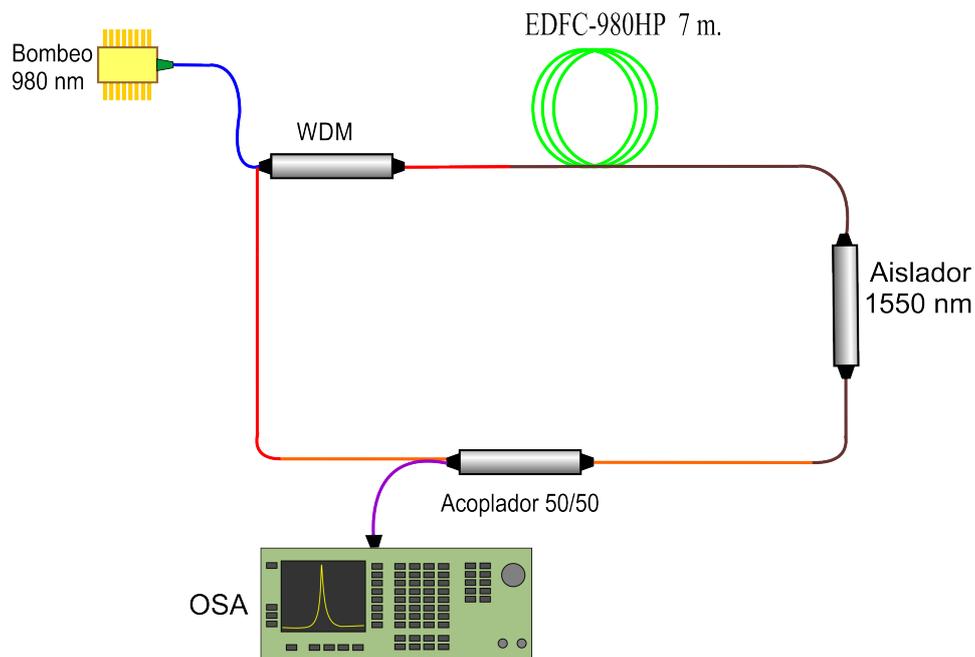


Figura 5.15: Arreglo experimental de una cavidad en anillo.

El sistema láser consiste en un diodo de bombeo que se introduce mediante un WDM a través de uno de sus puertos, el bombeo emite en 980 nm y se encarga de lograr la inversión de población y la emisión estimulada en la fibra dopada con Erblio, posteriormente se tiene la fibra dopada con Erblio (EDF) la cual tiene un espectro en torno a los 1520-1570 nm, después se coloca un aislador de 1550 nm para asegurarse que ninguna reflexión llegue al bombeo y que la señal dentro de la cavidad tenga solo una dirección, para hacer un análisis de la emisión láser se colocó un divisor de potencias 50/50 a la salida del anillo.

Uno de los puertos del acoplador, se conectó al analizador de espectros óptico (Optical Spectrum Analyzer, OSA) con el fin de monitorear los cambios en el espectro de emisión del láser. Sabemos que el espectro típico de este tipo de amplificadores es de un amplio rango espectral, en la siguiente figura podemos apreciar el comportamiento de la ganancia del sistema dependiendo de la potencia de bombeo subministrada a la cavidad.

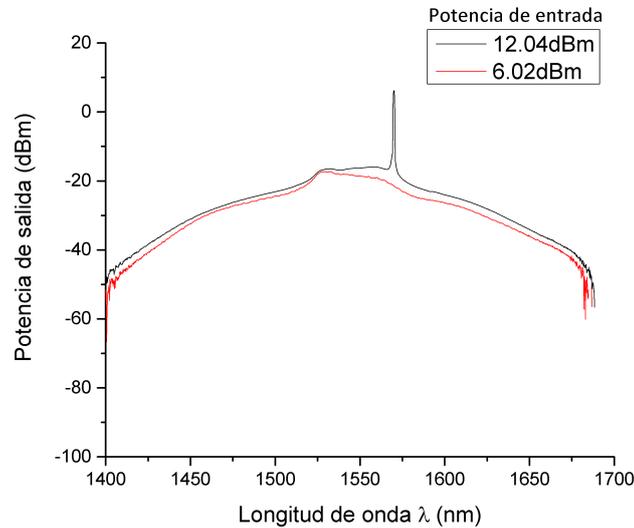


Figura 5.16: Espectro de longitud de onda de la cavidad láser.

En la figura se aprecia que el umbral de la potencia de bombeo para que el sistema presente emisión se encuentra a los 16 mW=12 dbm, lo cual indica que el sistema propuesto no requiere una alta potencia para lograr que la cavidad emita señal, la cual está centrada en 1555 nm.

Las técnicas mode-locked pasivas son aquellas en las que se consigue el amarre de modos sin utilizar ninguna señal RF externa. Para formar los pulsos, es necesario incluir un elemento que favorezca el amarre de modos frente a la oscilación libre. Una forma de realizarlo es introducir un absorbente saturable (AS) en una cavidad [6].

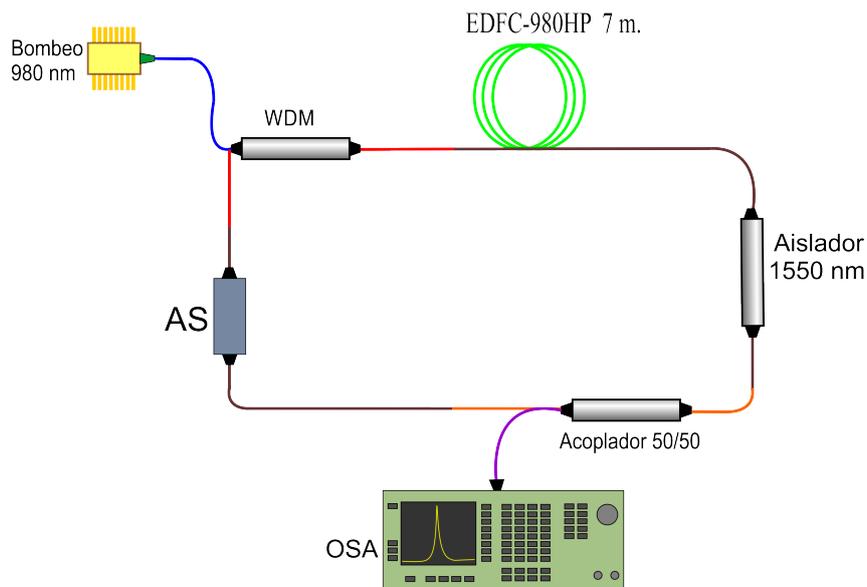


Figura 5.17: Cavidad en anillo con AS

Se muestra el esquema de la cavidad láser en anillo como se presenta en la figura (5.17) introduciendo un absorbedor saturable usando taper y partículas de grafeno sin ningún tipo de proceso de deposición, para que favorezca el amarre de modos. Es por ello que la construcción de la cavidad láser representa una parte del presente trabajo, puesto que hubo múltiples etapas y procesos involucrados con diferentes niveles de complejidad. El objetivo del trabajo fue diseñar y construir un láser capaz de generar un tren de pulsos centrados en el infrarrojo cercano a 1550 nm.

Medimos los espectro de esta cavidad por medio del OSA y podemos apreciar el comportamiento de la ganancia del sistema con diferentes potencias de bombeo.

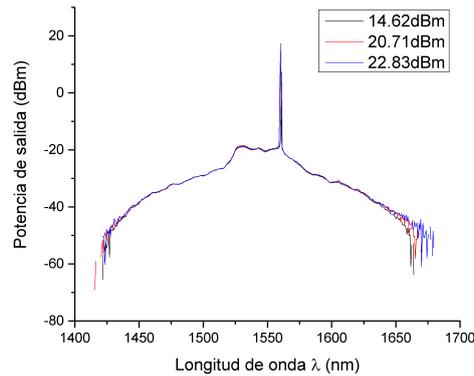


Figura 5.18: Arreglo experimental de una cavidad en anillo introduciendo taper limpio.

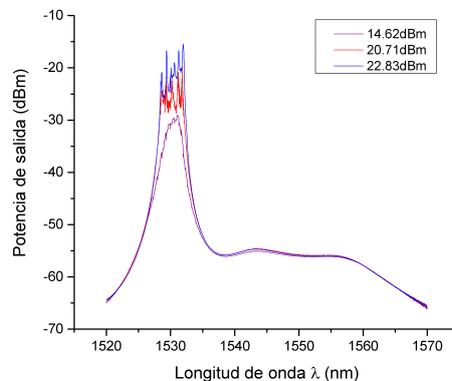


Figura 5.19: Arreglo experimental de una cavidad en anillo introduciendo taper con partículas de grafeno.

Observamos en la figura 5.18 que al introducir un taper en la cavidad no presenta cambio alguno en el espectro de longitud de onda con respecto a la cavidad láser, después de depositar grafeno sobre el taper se presenta un cambio notorio en la región del espectro y el pico central se recorre a 1530 nm, este recorrimiento de longitud de onda suponemos que es un efecto que se presenta al interactuar el campo evanescente con el grafeno. También la potencia de salida es mucho menor cuando se introduce las partículas de grafeno sobre el taper esto debido a que el grafeno es considerado un absorbedor.

Después de varias pruebas con este arreglo y de no obtener lo esperado del amarre de modos, se determina mejorar el arreglo experimental tomando en cuenta los estados de

polarización dentro de la cavidad y haciendo un cambio de la posición del AS con la finalidad de que reciba la mayor potencia de la señal, también se usa un método de deposición del grafeno sobre el taper por medio de calentamiento, para tener mejor adherencia entre ellos. A continuación se muestra el esquema de la cavidad láser en anillo y como se sabe esta clase de láser de fibra emplea fibras dopadas con Erblio como medio amplificador, bombeo óptico de 980 nm y una configuración en anillo como cavidad.

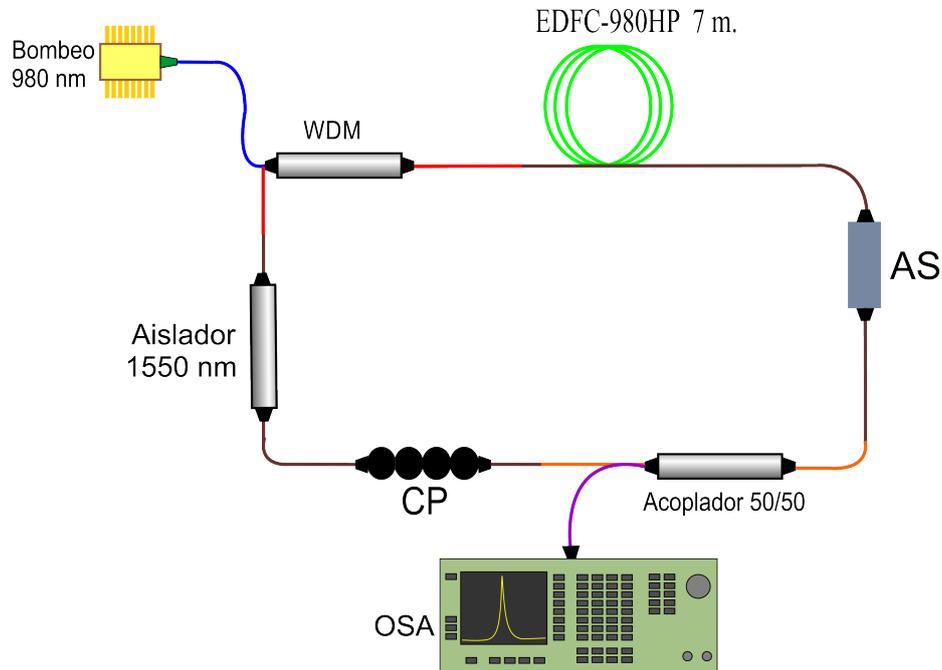


Figura 5.20: Arreglo experimental de una cavidad en anillo con absorbedor saturable.

El sistema láser consiste en un diodo de bombeo que se introduce mediante un WDM a través de uno de sus puertos, el bombeo emite en 980 nm y se encarga de lograr la inversión de población y la emisión estimulada en la fibra dopada con Erblio, se tiene la fibra dopada con Erblio (EDF) la cual tiene un espectro en el rango de 1520-1570 nm, esta señal se dirige a un absorbedor saturable que en nuestro caso usamos un taper con deposición de partículas de grafeno.

El acoplador puesto después del AS, se encargaría de obtener la señal de salida por un puerto y de mantener la realimentación del anillo por el otro, tengamos en cuenta que un acoplador 99/1, 90/10 sería ideal para nuestro arreglo ya que la mayor parte de la potencia estaría dentro de la cavidad y la otra parte serviría para monitorear la señal, en nuestro caso se contaba con un acoplador 50/50 el cual se usó para nuestro arreglo. También se colocó un control de polarización y finalmente como seguridad es recomendable emplear un aislador de 1550 nm para asegurarse que ninguna reflexión llegue al bombeo, el aislador se empalma con uno de los puertos del WDM para obtener una configuración en anillo y esta permita implementar la realimentación de forma sencilla sin necesidad de usar espejos.

Para el registro y análisis de la emisión láser se colocó un divisor de potencias 50/50 a la salida del anillo. Uno de los brazos del acoplador, se conectó al analizador de espectros óptico (Optical Spectrum Analyzer, OSA) con el fin de monitorear los cambios en el espectro de emisión del láser así como para poder observar los resultados tanto en el dominio del tiempo, mediante un detector óptico y un osciloscopio (OSC) de 3.5 GHz de frecuencia.

Para la optimización de este tipo de configuraciones es importante tener en cuenta la concentración de Erblio y la longitud del EDF. Cuanto mayor es la concentración más ga-

nancia y ancho de banda se obtiene y menor es el nivel de ruido [7]. También es importante los empalmes que se hacen para hacer la cavidad, ya que decide cuanta luz se obtiene a la salida y cuanta se realimenta. A mayor relación de acoplo en la realimentación mayor es la amplificación obtenida en el EDF (siempre que no superemos la ganancia de saturación) y por tanto mayor la señal de salida, pero un valor de acoplo demasiado pequeño de salida implica un nivel de señal muy pequeño también lo que podría suponer un nivel muy bajo de la relación señal/ruido.

Sabemos que dos pulsos sucesivos deben estar separados por un tiempo:

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{\nu} \quad (5.8)$$

donde τ es la frecuencia de separación entre dos consecutivos modos de oscilación, es decir la tasa de repetición de los modos. Podemos entender que la diferencia temporal de dos pulsos consecutivos como el tiempo que tarda un pulso en dar una vuelta completa en la cavidad.

5.5. Resultados Preliminares experimentales

El arreglo experimental está dado en la figura 5.20, los empalmes que se realizaron de los dispositivos para obtener este arreglo fueron hechos en la procesadora de vidrio LZM-100 y se verificó que las pérdidas que sufriera la cavidad fueran menores que 1 dB/km haciendo mediciones antes y después de cada empalme de los dispositivos ópticos. Físicamente el arreglo está ilustrado en la figura 5.21.

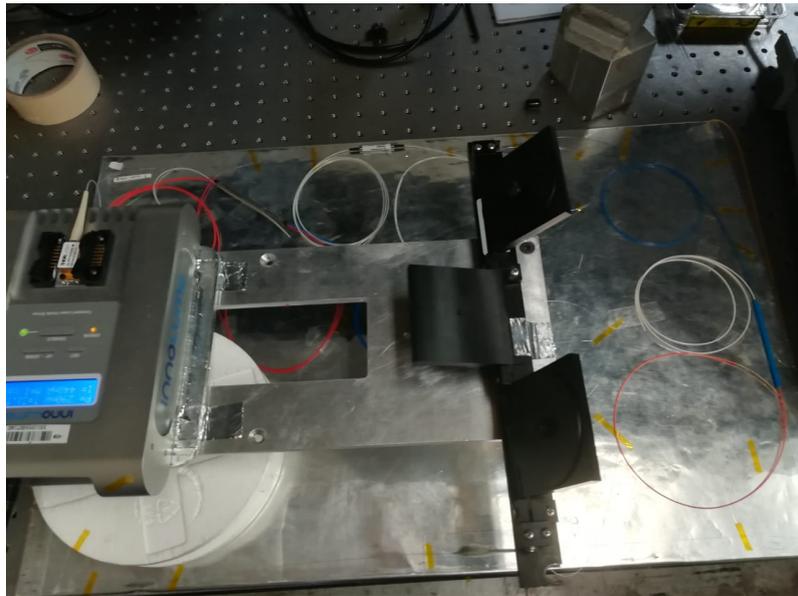
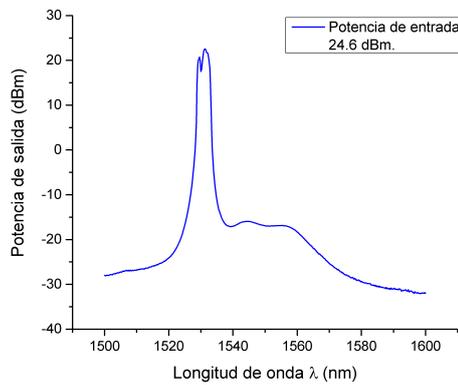


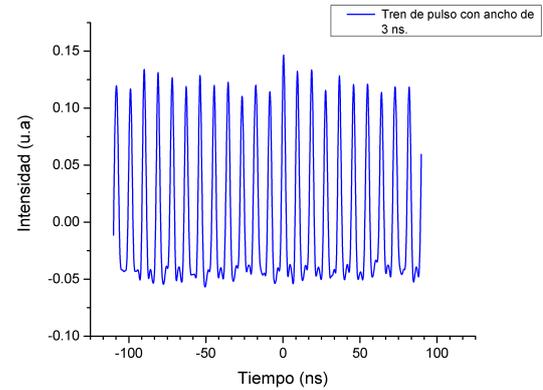
Figura 5.21: Arreglo experimental para obtener amarre de modos.

Cabe mencionar que se coloca un controlador de polarización (PC) para obtener una señal con polarización lineal. Las pérdidas para polarización transversal eléctrico (TE) son superiores a las pérdidas para polarización transversal magnético (TM) además, son máximas y mínimas respectivamente [5]. Las pérdidas dependientes de polarización (PDL) equivalen a la diferencia de atenuación entre ambas polarizaciones, la referencia [5] contiene una caracterización amplia de un dispositivo como el que vamos a utilizar en este arreglo.

Resultados del arreglo experimental (figura 5.20) con una longitud de 7 metros de EDFC-980HP y una potencia de entrada de 290 mW. Para este resultado se usó una deposición de solución de grafeno con agua desionizada 10 mg/ml sobre un taper de 10 μm de diámetro como absorbente saturable dentro de la cavidad, la potencia de salida promedio del láser fue de 15 mW. El espectro de longitud de onda que se observó en el OSA (Analizador de Espectro Óptico) se ilustra en la figura 5.22 a) y las demás gráficas son captadas en el osciloscopio.

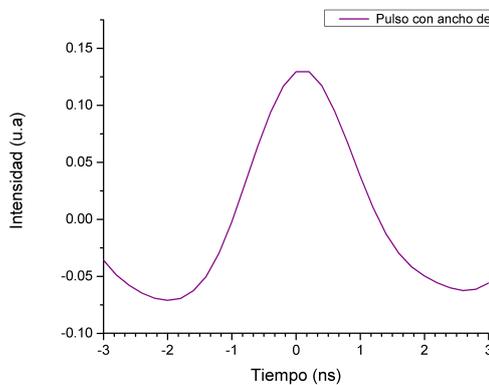


(a) Espectro de la longitud de onda

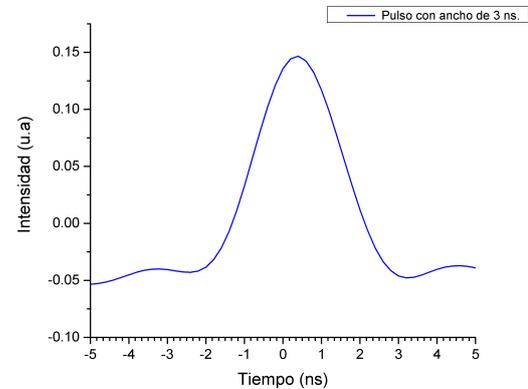


(b) Tren de pulsos por amarre de modos pasivo.

Figura 5.22: Resultados experimentales usando como AS grafeno y agua desionizada.



(a) Tren de pulsos con ancho de 2ns.

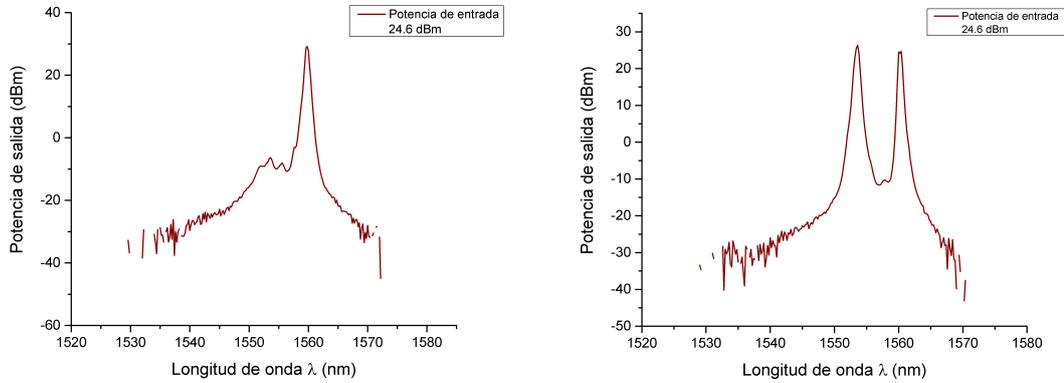


(b) Tren de pulsos con ancho de 3 ns

Figura 5.23: Trenes de pulsos por amarre de modos pasivo.

Se puede observar que cuando el sistema entra en modo de operación pulsada el espectro de longitud de onda figura (5.22 (a)) muestra un efecto estable, el pico máximo se encuentra alrededor de los 1530 nm. En la figura 5.23 a) y b) se pueden observar pulsos con anchos de 2 ns y 3 ns respectivamente, estos cambios de ancho de pulso que se aprecian son conforme la potencia de bombeo aumenta entonces el ancho del pulso es mayor. Esto es de esperarse pues se genera más potencia a la salida del láser al aumentar la energía de bombeo.

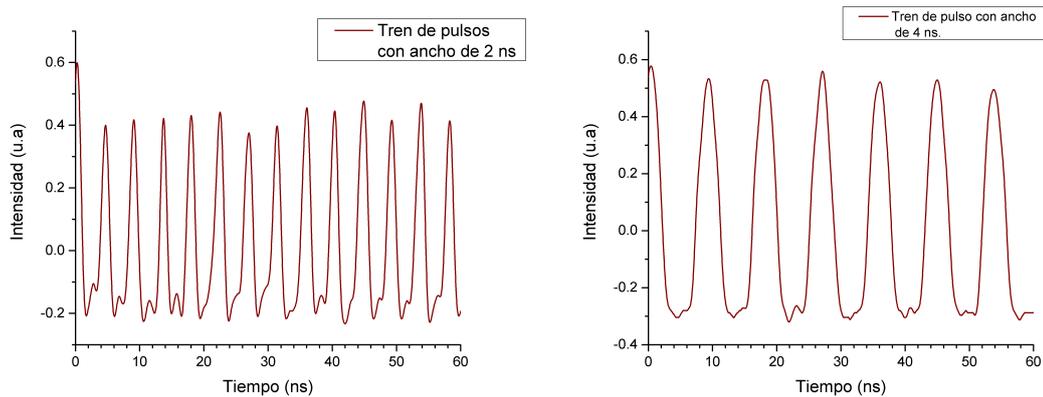
Resultados con una longitud de 7 metros de EDFC-980HP y una potencia de entrada de 290 mW. Para este resultado se usó una deposición de combinación de polímero el cual tiene un índice de refracción de 1.42 con grafeno a un taper de $10 \mu\text{m}$ de diámetro, como absorbente saturable dentro de la cavidad. El espectro de longitud de onda que se observó es la figura 5.24 y las gráficas de la figura 5.25 son captadas en el osciloscopio.



(a) Espectro de la longitud de onda

(b) Espectro de la longitud de onda.

Figura 5.24: Resultados experimentales usando como AS polímero-grafeno.



(a) Tren de pulsos con ancho de 2 ns.

(b) Tren de pulsos con ancho de 4 ns

Figura 5.25: Trenes de pulsos por amarre de modos pasivo.

Se puede ver que cuando el sistema entra en modo de operación pulsada el espectro muestra un efecto de modulación estable, el máximo se encuentra alrededor de los 1560 nm este resultado es por que se le agrego polímero al grafeno y debido a la influencia de hidrocarburos y cambios de temperatura del polímero se tiene un recorrimiento de longitud de onda en el espectro en comparación de solo el uso de grafeno. En la referencia [2] se presentan resultados de un estudio experimental de las características espectrales de una fibra óptica con recubrimiento de polímero mostrando recorrimiento en la longitud de onda. En la figura 5.24 se muestra el cambio que sufre el espectro de longitud de onda cuando se rota a diferentes ángulos el control de polarización. En la figura 5.25 se tiene los trenes de pulsos que se registran por el fenómeno del amarre de modos que provoca el absorbente saturable de grafeno con polímero. Los cambios de ancho de pulso como mencionamos anteriormente se debe a que la potencia de bombeo aumenta entonces el ancho del pulso crece.

Observamos que este experimento da como resultados amarre de modos y recordando las características principales de estos resultado son:

- Esta técnica empleada sirve para convertir la potencia fluctuante de salida de un láser en un tren de pulsos cortos y regularmente espaciados, los pulsos sucesivos deben estar separados por un tiempo: $\tau = 2\pi/\omega$ donde $\omega = \pi c/L$, entonces el espaciado entre pulsos esta dado por:

$$\tau = 2L/c \quad (5.9)$$

donde L es la longitud de la cavidad láser y c la velocidad de la luz.

- El intervalo entre los pulsos es igual al tiempo de tránsito de ida y vuelta de la luz en la cavidad láser, $2L/c$. En nuestro caso $L=7$ metros de longitud de fibra dopada con erbio (EDFC-980HP) y como se sabe $c = 3 \times 10^8$ m/s, entonces nuestro intervalo entre pulsos corresponde a 100 ns, tiempo que prueba que los resultados experimentales corresponden al resultado esperado.
- La duración de los pulsos individuales decrece con el número de modos de diferente frecuencia que contribuyen a formar el tren de pulsos.

Dichos resultados son preliminares, ya que se está trabajando en los problemas de adhesión del grafeno. Por esta razón es que no se completaron los datos y características de los pulsos es decir, las gráficas de ancho de pulso vs potencia de bombeo, razón de repetición etc. Esto debido a que no se obtuvo estabilidad.

Además se logro observar en las mediciones el efecto Q-Switched pasivo en donde se observa el tren de pulsos dentro de la envolvente. Q-switched es un método confiable y poderoso para la obtención de pulsos en la terminal del láser de fibra. El principio de operación consiste en acumular la mayor cantidad de la potencia de bombeo dentro de la cavidad, donde al evitar la cavidad resonante los iones comienzan a subir a niveles de energía superiores donde al no tener modo de relajarse solo obtenemos iones excitados. Cuando una gran cantidad de energía se ha almacenado en el medio de ganancia ahora es el momento en el que la cavidad resonante se completa obteniendo la oscilación y la liberación de la energía almacenada.



Figura 5.26: Efecto Q-Switched.

5.6. Bibliografía

- [1] Albert Peralta Amores, *Tesis doctoral: Graphene Based laser Dynamics and Applications* Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona , 07 de julio de 2017.
- [2] A. Treviño Santoyo, M.G. Shlyaginb, F.J. Mendieta J.b, V.V. Spirinb y L. Niño de Rivera, *Variación del espectro de transmitancia de una fibra óptica con recubrimiento de polímero por influencia de hidrocarburos y cambios de temperatura*, REVISTA MEXICANA DE FÍSICA 51 (6) 600604, DICIEMBRE 2005.
- [3] Grzegorz Sobon, Jaroslaw Sotor, Joanna Jagiello, Rafal Kozinski, Mariusz Zdrojek, Marcin Holdynski, Piotr Paletko, Jakub Boguslawski, Ludwika Lipinska, and Krzysztof M. Abramski, *Graphene Oxide vs. Reduced Graphene Oxide as saturable absorbers for Er-doped passively mode-locked fiber laser*. Optical Society of America, 2012.
- [4] H. Y. Lin, C. H. Huang, G. L. Cheng, N. K. Chen, and H. C. Chui, *Tapered optical fiber sensor based on localized surface plasmon resonance.*, Opt. Express 20, 21693701 (2012).
- [5] J. D. Zapata, D. Steinberg, L. A. M. Saito, R. E. P. de Oliveira, A. M. Crdenas and E. A. Thoroh de Souza. *Efficient graphene saturable absorbers on D-shaped optical fiber for ultrashort pulse generation* Article in Scientific Reports February 2016.
- [6] K. Tamura, H.A. Haus and E.P. Ippen *Self-starting additive pulse mode-locked erbium fiber ring laser*, Electron. Lett., n 28, pp. 2226-2228, 1992.
- [7] M. C. Paul, A. Dhar, S. Das, M. Pal, S. K. Bhadra, A. M. Markom, N.S. Rosli, A. Hamzah, H. Ahmad y S. W. Harun. *Enhanced ErbiumZirconiaYttriaAluminumCo-Doped Fiber Amplifier*. IEEE Photonics Journal, vol. 7, no. 5. Octubre 2009.
- [8] Qiaoliang Bao, Han Zhang, Zhenhua Ni, Yu Wang, Lakshminarayana Polavarapu, Ze-xiang Shen, Qing-Hua Xu, Dingyuan Tang. *Monolayer Graphene as a Saturable Absorber in a Mode-Locked Laser*, Tsinghua University Press and Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010.
- [9] S. Guo and S. Albin, *Transmission property and evanescent wave absorption of cladded multimode fiber tapers*, Opt. Express 11, 215223 (2003).
- [10] S. H. Girei, *Absorbance response of graphene oxide coated on tapered multimode optical fiber towards liquid ethanol*, J. Eur. Opt. Soc.-Rapid 10, 15019 (2015).
- [11] Shaoliang Yu, Chao Meng, Bigeng Chen. *Graphene decorated microfiber for ultrafast optical modulation*, Optics Express April 2015.
- [12] Wayne Tomasi *Advanced Electronic Communications Systems*, Pearson Education Limited 2014.
- [13] Z. Luo, Yizhong Huang; Jinzhang Wang; Huihui Cheng; Zhiping Cai; Chenchun Ye, *Multiwavelength Dissipative-Soliton Generation in Yb-Fiber Laser Using Graphene-Deposited Fiber-Taper*. IEEE Photonics Technol. Lett. vol. 24, n 17, 2012.

Capítulo 6

Conclusiones

6.1. Conclusiones generales

En esta tesis se presentaron los conceptos básicos, el análisis del principio y funcionamiento de los amplificadores de fibra dopado con Erblio (EDFA). Se caracterizó un EDFA a partir de sus parámetros experimentales para una fibra ER30 de 2 metros. De igual forma se realizaron aplicaciones del EDFA tales como mostrar experimentalmente las múltiples longitudes de onda que se generan en el EDFA mediante la modulación del láser de bombeo, obteniendo una potencia de salida aproximadamente de 5.6 mW. Podemos usar esta técnica en el futuro para investigar todos los filtros activos de paso de banda óptica por EDFA.

También se obtuvieron resultados satisfactorios del láser de amarre de modos pasivo usando grafeno como absorbedor saturable, obteniendo el funcionamiento esperado. Se sospecha que la deposición de grafeno a la superficie del dispositivo no se ha efectuado correctamente dado el comportamiento del sistema, las posibles causas son: que no se haya colocado con la precisión necesaria el taper a la capa de grafeno o porque la adherencia del grafeno a la superficie del taper sea insuficiente. Se tiene que encontrar una técnica de depósito del grafeno sobre la cintura del adelgazamiento de la fibra para obtener un funcionamiento más eficiente y lograr mayor estabilidad.

6.2. Trabajos futuros

Los métodos de deposición de grafeno requieren procesos complejos. El trabajo a futuro es encontrar métodos para la deposición de grafeno tanto alrededor como en el centro de las fibras, un método tentativo es la inyección de luz a través de éstas. Este método puede depositar selectivamente el número deseado de grafeno, y puede realizarse mediante un proceso y una configuración simple para lograr mayor estabilidad. También se planea mostrar un láser de fibra con bloqueo de modo pasivo utilizando un taper con depósito de grafeno como absorbedor saturable, obteniendo dichos resultados se caracterizarán los pulsos.

6.3. Productos obtenidos con el trabajo

- Estancia de investigación en el laboratorio de láseres y dispositivos de fibra óptica del Centro de Investigaciones en Óptica (CIO) por un período de tres meses bajo la dirección del Dr. Alejandro Martínez Ríos.
- Asistencia en el LXI Congreso Nacional de Física y participación con un poster titulado: Caracterización y aplicación de un amplificador de fibra óptica dopado con Erblio.