

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA, BAJA CALIFORNIA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA CON ORIENTACIÓN EN OPTOELECTRÓNICA**

**Estudio de la ganancia de señales polarizadas en un
amplificador de fibra dopada con erbio con birrefringencia
controlada**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Maestro en Ciencias

Presenta:

Ing. Luis Felipe Salcedo Flores

Ensenada, Baja California, México
2014

Tesis defendida por
Ing. Luis Felipe Salcedo Flores

y aprobada por el siguiente Comité

Dra. Diana Tentori Santa Cruz

Director del Comité

Dr. Alfonso García Weidner

Miembro del Comité

Dr. Benjamín Barón Sevilla

Miembro del Comité

Dr. Horacio Soto Ortiz

Miembro del Comité

Dr. Josué Álvarez Borrego

Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon
Coordinador
del Posgrado en Ciencias en Óptica

Dr. Jesús Favela Vara
Director de Estudios de Posgrado

Noviembre, 2014

Resumen de la tesis que presenta **Ing. Luis Felipe Salcedo Flores**, como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Estudio de la ganancia de señales polarizadas en un amplificador de fibra dopada con erbio con birrefringencia controlada

Resumen elaborado por:

Ing. Luis Felipe Salcedo Flores

Resumen

En la actualidad, gran parte de la transmisión de información se realiza por medio de fibra óptica debido a su alta velocidad, capacidad de transmisión, inmunidad a interferencia electromagnética en el rango de las radiofrecuencias y bajo costo por bitio; ya que en una sola fibra pueden manejarse en forma simultánea varios canales de información.

En los enlaces de fibra óptica, la atenuación juega un papel muy importante en la longitud de las líneas de transmisión, por lo que es necesario el uso de amplificadores colocados estratégicamente a lo largo del sistema para regenerar la señal que ha sido disminuida. Los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFAs) son un medio muy utilizado en la actualidad, sin embargo, presentan una ligera dependencia en la ganancia que puede llegar a ser significativa para tramos muy largos. Además, el empleo de fibras monomodo implica la existencia de un efecto de birrefringencia, el cual se ha demostrado es posible cancelar mediante el empleo de bobinados helicoidales dobles. En este trabajo, usando bobinados helicoidales dobles para controlar el efecto de la birrefringencia, se construye un EDFA para la amplificación de señales polarizadas y se evalúa su desempeño de amplificación.

Palabras clave: **EDFA, PDG, Birrefringencia.**

Abstract of the thesis presented by **Ing. Luis Felipe Salcedo Flores** as a partial requirement to obtain the Master in Science degree in Optics with orientation in Optoelectronics.

Study of polarized signals gain in an erbium doped fiber amplifier with controlled birefringence

Abstract by:

Ing. Luis Felipe Salcedo Flores

Abstract

Nowadays, most of the information transmission is realized through optical fiber due to its high speed, transmission capacity, immunity to electromagnetic interference in the radio frequency range and low cost per bit; since in a single fiber can handle simultaneously several channels of information.

In the optical fiber links, attenuation plays an important role in the length of the transmission lines, so it is necessary to use amplifiers strategically placed throughout the system to regenerate the signal that has been diminished. Erbium doped fiber amplifiers (EDFAs) are currently used, however, they exhibit a slight gain dependence that can be significant for long distances. Furthermore, using single mode fibers implies the existence of a birefringence effect, which has been demonstrated can be canceled by employing a double helical winding. In this work, using double helical windings to control the birefringence effect, an EDFA for the amplification of polarized signals is constructed and its performance has been evaluated.

Keywords: **EDFA, PDG, Birefringence.**

Dedicatorias

*A quienes guían y cuidan mis
pasos, a mi ejemplo a seguir.*

A mis padres.

Agradecimientos

A Dios por darme la fuerza necesaria para lograr mis metas y vivir cada experiencia.

A mi familia y amigos por el apoyo mostrado en todo momento.

A mi directora de tesis, Dra. Diana Tentori, gracias primeramente por permitirme ser parte de su grupo de trabajo, por compartir sus conocimientos, por su guía durante todo este trayecto y por su apoyo incondicional.

A los miembros del comité de tesis, Dr. Alfonso García Weidner, Dr. Benjamín Barón Sevilla, Dr. Horacio Soto Ortiz y Dr. Josué Álvarez Borrego, gracias por dedicar su tiempo a este proyecto y por sus valiosos consejos.

A Miguel Farfán, gracias por todas sus enseñanzas y consejos, por ser más que un maestro, un amigo dentro y fuera del laboratorio.

Un agradecimiento especial a Ramón Muraoka, técnico del departamento de electrónica y telecomunicaciones por su asesoría para el manejo del equipo de laboratorio.

Agradezco al personal académico del departamento de óptica por impartir sus clases con dedicación y transmitir sus conocimientos.

Al personal administrativo del departamento por su apoyo incondicional.

Gracias a Conacyt por otorgarme la beca para llevar a cabo mis estudios y por apoyar a tantos jóvenes que, como yo, emprenden el camino de la ciencia.

Tabla de Contenido

Resumen	ii
Abstract.....	iii
Dedicatorias.....	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras.....	ix
Lista de tablas	xi
Capítulo 1 Introducción.....	1
1.1 Transmisión de información	1
1.2 Formas de multiplexado	2
1.3 Hipótesis	3
1.4 Objetivos	4
1.4.1 Objetivos específicos.....	4
Capítulo 2 Control de la birrefringencia usando bobinados helicoidales	5
2.1 Polarización de la luz	5
2.1.1 Modelo trigonométrico	5
2.1.2 Vectores de Jones.....	7
2.1.3 Vectores de Stokes.....	8
2.1.4 Esfera de Poincaré	10
2.2 Retardadores homogéneos.....	11
2.2.1 Matrices de Jones.....	12
2.2.2 Matrices de Mueller	13
2.3 Birrefringencia en fibras ópticas monomodo	14
2.3.1 Birrefringencia inducida por curvatura	15

Tabla de Contenido (continuación)

2.3.2	Birrefringencia inducida por torsión	16
2.4	Birrefringencia de una fibra embobinada helicoidalmente	17
2.4.1	Hélice.....	18
2.4.2	Control de la birrefringencia usando bobinados helicoidales dobles	20
Capítulo 3	Amplificadores de fibra dopada con erbio.....	21
3.1	Arquitectura.....	21
3.1.1	Bombeo en copropagación.....	22
3.1.2	Bombeo en contrapropagación.....	22
3.1.3	Bombeo en doble dirección	22
3.2	Fibra de vidrio de sílice dopado con erbio.....	23
3.2.1	Diagrama de niveles energía.....	23
3.2.2	Procesos de emisión y absorción en un sistema de 3 niveles.....	25
3.2.3	Secciones transversales de emisión y absorción	26
3.2.4	Fluorescencia	28
3.2.5	Ecuaciones de flujo poblacional.....	29
3.3	Amplificación	31
3.3.1	Transparencia.....	31
3.3.2	Ganancia en un EDFA.....	31
3.3.3	Ganancia saturada	33
3.4	Amplificación de señales polarizadas.....	35
3.4.1	Ganancia dependiente de la polarización.....	35
3.4.2	Fusión de agujeros de polarización	36
3.4.3	Explicación teórica del fenómeno	36

Tabla de Contenido (continuación)

Capítulo 4	Amplificador para señales polarizadas	38
4.1	Antecedentes	38
4.1.1	Arreglo experimental para la medición de la PDG (Greer et al., 1994).....	38
4.1.2	Arreglo experimental para la medición de la PDG (Bruyere, 1995)	40
4.1.3	Arreglo experimental para la medición de la PDG (Mazurczyk, 1994).....	42
4.2	Arreglo experimental implementado.....	44
4.2.1	Doble bobinado helicoidal.....	45
4.2.2	Multiplexor/aislador con bobinados dobles	47
4.2.3	Cancelación del efecto de birrefringencia.....	49
4.2.4	Fibras dopadas con erbio	51
4.3	Medida del SOP de una señal amplificada.....	53
4.3.1	Control del estado de polarización del bombeo	53
4.3.2	Estado de Polarización de la Señal Amplificada vs Potencia de Bombeo ..	54
4.3.3	Filtro sintonizable.....	56
Capítulo 5	Amplificación de señales polarizadas	58
5.1	Espectros de fluorescencia y ganancia para señales polarizadas	58
5.2	Absorción por estados excitados (verificación de la ausencia del efecto).....	62
5.3	Ganancia espectral de una fibra dopada con erbio.....	63
5.4	Ganancia dependiente de la polarización (PDG)	68
5.5	Discusión de resultados	Error! Bookmark not defined.
Capítulo 6	Conclusiones.....	74
	Lista de Referencias	75

Lista de figuras

Figura 1. Elipse de polarización.....	6
Figura 2. Ejes de referencia de la esfera de Poincaré.....	10
Figura 3. Modelo desarrollado para la formación geométrica de una hélice.	18
Figura 4. Estructura básica de un amplificador de fibra dopada con erbio.	21
Figura 5. Configuración de bombeo en copropagación.	22
Figura 6. Configuración de bombeo en contrapropagación.	22
Figura 7. Configuración de bombeo en doble dirección.	23
Figura 8. Esquema de la estructura interna de una fibra de silice dopada con erbio. ...	23
Figura 9. Niveles de energía más bajos del Er^{3+}	24
Figura 10. Espectro de las secciones transversales de absorción del Er^{3+}	27
Figura 11. Espectro de emisión fluorescencia de una fibra dopada con erbio.....	28
Figura 12. Transiciones de absorción y emisión en un sistema de dos niveles.....	29
Figura 13. Cambio de intensidad en un amplificador óptico de longitud L.....	33
Figura 14. Curva de la ganancia típica de un EDFA.....	34
Figura 15. Diferencia de población contra densidad de potencia óptica de la señal.	34
Figura 16. Configuración experimental para medición de la PDG (Greer, 1994).....	38
Figura 17. Configuración experimental para medición de la PDG (Bruyere, 1995)	40
Figura 18. Dependencias de la PDG (Bruyere, 1995).	41
Figura 19. Configuración experimental para medición de la PDG (Mazurczyc, 1994)...	42
Figura 20. Arreglo experimental implementado.	44
Figura 21. Fibra óptica con microcurvatura.	45
Figura 22. Fibra óptica con macrocurvatura.	46
Figura 23. Doble bobinado helicoidal.	47
Figura 24. Diagrama de multiplexor.....	48
Figura 25. Esquema básico de un aislador óptico.	49
Figura 26. Arreglo experimental para la creación del marco de referencia.	49
Figura 27. Arreglo experimental para cancelación de birrefringencia.....	50
Figura 28. Marco de referencia y cancelación de birrefringencia para 1535 nm	51
Figura 29. Marco de referencia y cancelación de birrefringencia para 1550 nm	51
Figura 30. Espectros de emisión de fluorescencia para dos muestras de fibra.....	52

Lista de figuras (continuación)

Figura 31. Arreglo experimental para el análisis del SOP de entrada del bombeo.....	54
Figura 32. SOP de la señal de bombeo.....	54
Figura 33. Estados de polarización para una señal antes y después de amplificar.....	55
Figura 34. Localización del filtro pasabanda sintonizable en el arreglo experimental. ..	57
Figura 35. Fluorescencia de fibra Photonetics para diferentes potencias de bombeo...58	
Figura 36. Espectros de ganancia para una señal variando la potencia de bombeo.....	59
Figura 37. Fluorescencia de fibra Fibercore para diferentes potencias de bombeo.	60
Figura 38. Espectros de ganancia para una señal variando la potencia de bombeo.....	61
Figura 39. Ausencia de absorción por estados excitados (ESA).....	63
Figura 40. Cálculo de la ganancia.	64
Figura 41. Ganancia espectral Photonetics EDOS-103.....	65
Figura 42. Ganancia espectral Fibercore DF1500E	66
Figura 43. Curva de ganancia contra intensidad de bombeo	67
Figura 44. Espectros de ganancia para 4 señales de potencia distinta.....	68
Figura 45. Ganancia para dos señales con SOP lineales ortogonales (0° y 90°).....	70
Figura 46. Medición de la PDG.....	71

Lista de tablas

Tabla 1. Vectores de Jones.	8
Tabla 2. Parámetros y vectores de Stokes.	9
Tabla 3. Parámetros de Stokes para una señal antes y después de amplificar.....	55
Tabla 4. Valores de ganancia y potencia ASE al variar el bombeo (Photonetics).....	60
Tabla 5. Valores de ganancia y potencia ASE al variar el bombeo (Fibercore)	61
Tabla 6. Ganancia y potencia ASE para 4 señales de potencia distinta a 1550 nm.	68

Capítulo 1 Introducción

Los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFAs) se usan principalmente para regenerar la señal transmitida a través de una fibra óptica en enlaces de comunicación de larga distancia. Por sus cualidades, estos amplificadores ópticos son la herramienta adecuada para llevar a cabo la amplificación en enlaces multiplexados en longitud de onda. Sin embargo, con el fin de incrementar la capacidad del enlace, recientemente se ha sugerido el multiplexado en polarización (Sano, 2012). Para llevar esta propuesta a las redes de comunicación es necesario contar con amplificadores que operen con señales polarizadas.

1.1 Transmisión de información

Los sistemas de transmisión de fibra óptica utilizan enlaces de datos que funcionan enviando señales de luz de un punto de origen hasta un receptor a través de fibra óptica. La luz, que se propaga en forma de ondas electromagnéticas, es modulada para transmitir la información.

El proceso de comunicación mediante fibra óptica implica tres pasos importantes, la creación de la señal óptica mediante el uso de un transmisor; la transmisión de la señal a lo largo de la fibra, garantizando que la señal no sea demasiado débil ni distorsionada y la recepción de la señal, lo que consiste en la conversión de ésta en una señal eléctrica.

Los sistemas de comunicación de fibra óptica han revolucionado la industria de las telecomunicaciones, debido a sus ventajas sobre la transmisión eléctrica (menor atenuación e interferencia, mayor capacidad de transmisión, multiplexado espectral, etc.). La fibra óptica ha sustituido en gran medida a los cables de cobre en las redes del mundo. Sin embargo, el desarrollo de infraestructura en de las ciudades es relativamente difícil y los sistemas de fibra óptica son complicados y costosos de instalar y operar. Debido a estas dificultades, al principio, fueron instalados principalmente en aplicaciones de larga distancia, donde se podía utilizar su capacidad de transmisión al máximo, compensando el alto costo.

La distancia de transmisión de un sistema de comunicación de fibra óptica ha sido limitada, tradicionalmente, por la atenuación de la fibra. Estos problemas inicialmente fueron eliminados mediante el uso de repetidores optoelectrónicos. Estos repetidores convierten la señal óptica en una señal eléctrica y luego usan un transmisor para enviar la señal con mayor intensidad que la recibida. Sin embargo, estos elementos tienen un alto costo, además requieren ser instalados entre tramos cortos.

Una alternativa al uso de repetidores optoelectrónicos, es el uso de un amplificador óptico, lo que amplifica la señal óptica directamente, sin necesidad de convertirla al dominio electrónico. Estos dispositivos que usan fibra dopada, normalmente con tierras raras, necesitan de un bombeo externo con un láser de onda continua a una frecuencia óptica ligeramente superior a la que amplifican, típicamente a longitudes de onda de 980 o 1480 *nm* (se explica a detalle en sección 3.2.1), además de un multiplexor para unir la señal de datos con la señal de bombeo en la fibra dopada y producir la amplificación (detalle y datos técnicos en sección 4.2.2).

Antes de la llegada de los amplificadores ópticos era necesario colocar un amplificador por cada longitud de onda de señal transmitida. Los amplificadores ópticos hacen posible amplificar todas las señales al mismo tiempo debido a su espectro de emisión en una banda de longitudes de onda de aproximadamente 30 *nm*.

1.2 Formas de multiplexado

Se habla del multiplexado como una forma de transferir muchas señales sobre un mismo canal. Por lo general, en telecomunicaciones se utiliza el multiplexado por división de frecuencia (FDM) para las transmisiones electrónicas. Una técnica que utiliza la capacidad disponible de una fibra óptica mediante la adición de nuevos canales, cada canal con una longitud de onda diferente, es el multiplexado por división de longitud de onda (WDM). Dado que la luz de las diferentes longitudes de onda no se mezcla en la fibra, es posible transmitir simultáneamente señales en diferentes longitudes de onda a través de una sola fibra. Los primeros sistemas WDM aparecieron en 1985 y combinaban tan sólo dos señales. Los sistemas modernos pueden soportar hasta 160 señales y un

sistema de fibra de 10 *Gb/s* se puede expandir hasta una capacidad total 25.6 *Tb/s* sobre un solo par de fibras. (Naveen, 2007).

Otra técnica es la multiplexación por división de tiempo (TDM). Esta técnica permite la transmisión de señales digitales y consiste en ocupar un canal de transmisión (normalmente de gran capacidad) a partir de distintas fuentes. De esta manera, el ancho de banda total del medio de transmisión es asignado a cada canal durante una fracción del tiempo total (intervalo de tiempo). En el extremo receptor, se cuenta con un reloj que sincroniza la lectura de los datos en los intervalos de tiempo indicados.

Dado el progresivo aumento en la demanda de los servicios de telecomunicación, las grandes empresas se han visto en la necesidad de incrementar el ancho de banda (capacidad de transmisión) de los sistemas, sin embargo, el uso de nuevas tecnologías o bien, la instalación de más fibra óptica, produciría un alto costo derivado de la reingeniería total de las redes. Por tal motivo, se ha buscado una alternativa que permita introducir nuevos canales de transmisión de información sin perturbar a los ya existentes y una alternativa viable es el multiplexado por división de polarización, sin embargo, algunos estudios han revelado ciertos problemas al aplicar esta técnica, entre los cuales resalta el fenómeno de ganancia dependiente de polarización (PDG) (Mazurczyk y Zyskind, 1994; Bruyere, 1995; Greer, Lewis, y Macauley, 1994). Este efecto describe un régimen de amplificación diferente para dos señales con polarización ortogonal.

1.3 Hipótesis

En los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFAs), la ganancia depende del estado de polarización de la luz, ya que tienen un régimen de amplificación distinto para señales polarizadas ortogonalmente. Como consecuencia de esto, la componente de emisión espontánea (ASE) con polarización ortogonal a la señal de saturación se amplifica en un régimen de señal pequeña, degenerando la razón señal a ruido (SNR) del enlace.

1.4 Objetivos

El objetivo general del proyecto es analizar la capacidad de un EDFA para amplificar señales polarizadas. Básicamente, se propone construir un EDFA con control de polarización y estudiar su desempeño al variar la potencia de bombeo, usando distintas señales espectrales dentro de la banda C (banda clásica de la tercera ventana de telecomunicaciones, 1520 a 1560 *nm*).

1.4.1 Objetivos específicos

- Desarrollar la metodología para el control de polarización tanto de la señal como del bombeo.
- Determinar el intervalo de la potencia de bombeo en el que se obtiene un desempeño aceptable para distintas señales espectrales.
- Construir un EDFA con control de polarización e iniciar los experimentos para estudiar el desempeño del amplificador al variar la potencia de bombeo para un rango de señales espectrales.
- Realizar el estudio experimental del desempeño de la ganancia espectral del EDFA con control de polarización.
- Estudio teórico y experimental del efecto de la ganancia dependiente de la polarización (PDG).

Capítulo 2 Control de la birrefringencia usando bobinados helicoidales

2.1 Polarización de la luz

La luz puede ser representada como una onda transversal que se propaga en la dirección positiva del eje z . La trayectoria que describe el vector de campo eléctrico, proyectada sobre el plano xy se usa para determinar su estado de polarización, ya sea, lineal, circular o elíptico.

Generalmente la luz tiene una polarización elíptica pero existen casos particulares donde podemos obtener luz polarizada lineal o circularmente, dependiendo de la magnitud (amplitud) relativa de las componentes E_x y E_y del campo eléctrico y de su diferencia de fase.

2.1.1 Modelo trigonométrico

Una manera muy común de explicar la polarización en cada uno de sus estados, es mediante la utilización de la elipse de polarización, la cual puede verse considerando una curva que se genera en $z = 0$, a partir de la composición de dos campos eléctricos de la misma frecuencia pero con un cierto desfase δ entre ellos. Es decir:

$$E_x = E_{0x} \cos(\omega t + \delta_x), \quad (1)$$

$$E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \delta_y), \quad (2)$$

donde, mediante la eliminación del parámetro t (tiempo) podemos obtener la ecuación de la elipse de polarización considerando que la diferencia de fase entre las componentes x y y está dada por

$$\delta = \delta_y - \delta_x. \quad (3)$$

La ecuación de la elipse queda como sigue

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos(\delta) = \sin^2(\delta). \quad (4)$$

La Ec. (4) muestra que en cualquier instante de tiempo el lugar geométrico de los puntos descritos por el campo óptico, a medida que se propaga, es una elipse. La figura 1, muestra la geometría descrita por la Ec. (4).

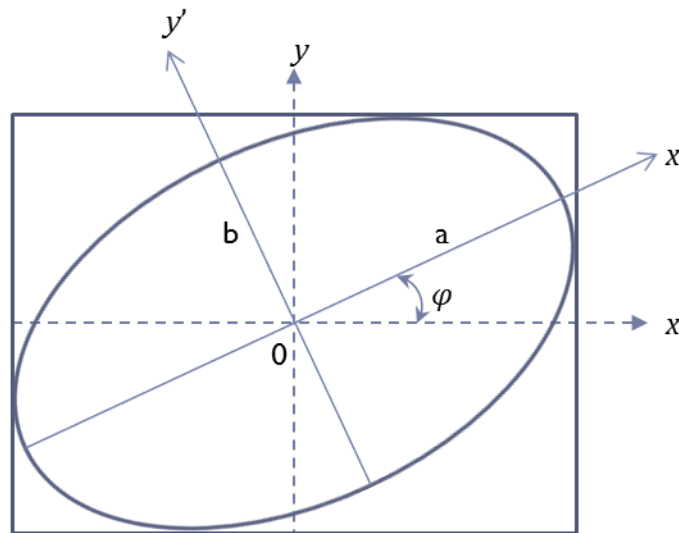


Figura 1. Elipse de polarización.

De aquí se puede observar que la elipse se encuentra rotada un ángulo φ , (ángulo azimutal o de rotación), inclinación determinada por la existencia del factor $2\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta$ en la ecuación de la elipse (4); la cual puede ser calculada por la relación entre los nuevos ejes x' y y' ,

$$E'_x = E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi, \quad (5)$$

$$E'_y = E_x \sin \varphi + E_y \cos \varphi, \quad (6)$$

de donde, mediante sustitución, se obtiene que el ángulo de rotación φ está dado por

$$\tan 2\varphi = \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos \delta}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2}. \quad (7)$$

Es posible definir algunos parámetros importantes de la elipse de polarización, tomando como base la Fig. 1, donde los ejes 'a' y 'b' de la elipse representan a las componentes E_{0x} y E_{0y} del vector de campo eléctrico. Estos se enumeran a continuación:

- Los ejes a y b son usualmente diferentes ($a > b$).
- La razón b/a (elipticidad) puede variar desde 0 hasta ± 1.0 , donde los límites denotan los casos de polarización lineal y circular respectivamente, [*ángulo de elipticidad*, $\omega = a \tan\left(\frac{b}{a}\right)$].
- El ángulo φ , medido desde el eje de referencia (rama positiva del eje x), define la inclinación de la elipse, conocida como ángulo azimutal.

Teniendo como base el análisis de la elipse de polarización, es posible definir el estado de polarización de la luz considerando los diferentes valores que puede tomar δ (diferencia de fase). Algunos casos de interés especial son, para el caso en que $\delta = 0, \pi$, se tiene luz polarizada linealmente. Si los ejes de la elipse coinciden con los ejes de coordenadas, cuando $\delta = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$, se tendrá luz polarizada circularmente siempre y cuando la amplitud de las componentes E_{0x} y E_{0y} sea igual ($E_{0x} = E_{0y}$).

2.1.2 Vectores de Jones

Para el análisis del estado de polarización de luz completamente polarizada, suelen utilizarse los vectores y matrices de Jones. El cálculo de Jones permite manejar la información de la amplitud de las componentes del campo propagante para desarrollar los cambios de polarización que posiblemente se presenten durante la transmisión en cierto medio. Los vectores de Jones indican la amplitud y la fase relativa del campo eléctrico en las direcciones x y y . Se representan como:

$$\begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = E_0 e^{i(kz - \omega t)} \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i\delta_x} \\ E_{0y} e^{i\delta_y} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

donde, $\begin{pmatrix} E_{0x}e^{i\delta_x} \\ E_{0y}e^{i\delta_y} \end{pmatrix}$, describe al vector de Jones que, dependiendo del valor de la amplitud será el representante de cada estado de polarización. El caso general (8) corresponde a una polarización elíptica, que incluye como casos particulares a las polarizaciones lineal y circular. La tabla 1 muestra cómo varía la relación de fase y amplitud para cada vector de polarización de Jones.

Tabla 1. Vectores de Jones

Estado de polarización (SOP)	Amplitud de las componentes	Diferencia de fase $\delta = \delta_y - \delta_x$	Vector de Jones
Polarización lineal horizontal	$E_{0x} = 1$ $E_{0y} = 0$	$\delta = \pi$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
Polarización lineal vertical	$E_{0x} = 0$ $E_{0y} = 1$	$\delta = \pi$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
Polarización lineal $\pm 45^\circ$	$E_{0x} = E_{0y} = E_0$ $E_{0x}^2 + E_{0y}^2 = 1$ $2E_0^2 = 1$ $E_0 = 1/\sqrt{2}$	$\delta_y = \delta_x$ $\delta = 0$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{pmatrix}$
Polarización circular (derecha-izquierda)	$E_{0x} = E_{0y} = E_0$	$\delta = \pi/2$ $\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i(\delta_x - \delta_x)} \\ e^{i(\delta_y - \delta_x)} \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}$

2.1.3 Vectores de Stokes

Otro método para representar los estados de polarización de la luz, aplicable a la luz total o parcialmente polarizada, se basa en los parámetros y vectores de Stokes. Partiendo de los parámetros de Stokes, podemos obtener el vector que representa cada estado trabajando en este caso con intensidades (en el cálculo de Jones se trabaja con amplitudes y fases) y bajo ciertas condiciones con diferencias de fase. En la ecuación (9) se definen los parámetros de Stokes en términos de las componentes x y y del campo eléctrico y de la diferencia de fase δ definida en la relación (3).

$$\left\{ \begin{array}{l} S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta \\ S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta \end{array} \right\}. \quad (9)$$

En la tabla 2 se presentan las condiciones que se deben cumplir para obtener el vector que representa a cada estado de polarización.

Tabla 2. Representación del SOP de la luz mediante parámetros y vectores de Stokes.

Estado de polarización (SOP)	Valor de los parámetros	Parámetros de Stokes	Vector de Stokes
Polarización lineal horizontal	$E_{0x} = 1$ $E_{0y} = 0$	$\left\{ \begin{array}{l} S_0 = E_{0x}^2 \\ S_1 = E_{0x}^2 \\ S_2 = 0 \\ S_3 = 0 \end{array} \right\}$	$S_{LH} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} E_{0x}^2$
Polarización lineal vertical	$E_{0x} = 0$ $E_{0y} = 1$	$\left\{ \begin{array}{l} S_0 = E_{0y}^2 \\ S_1 = -E_{0y}^2 \\ S_2 = 0 \\ S_3 = 0 \end{array} \right\}$	$S_{LV} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} E_{0y}^2$
Polarización lineal $+45^\circ$	$E_{0x} = E_{0y} = E_0$ $\delta = 0$	$\left\{ \begin{array}{l} S_0 = 2E_0^2 \\ S_1 = 0 \\ S_2 = 2E_0^2 \\ S_3 = 0 \end{array} \right\}$	$S_{L+45} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} 2E_0^2$
Polarización lineal -45°	$E_{0x} = E_{0y} = E_0$ $\delta = \pi$	$\left\{ \begin{array}{l} S_0 = 2E_0^2 \\ S_1 = 0 \\ S_2 = -2E_0^2 \\ S_3 = 0 \end{array} \right\}$	$S_{L-45} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix} 2E_0^2$
Polarización circular derecha	$E_{0x} = E_{0y} = E_0$ $\delta = \pi/2$	$\left\{ \begin{array}{l} S_0 = 2E_0^2 \\ S_1 = 0 \\ S_2 = 0 \\ S_3 = 2E_0^2 \end{array} \right\}$	$S_{C+} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} 2E_0^2$
Polarización circular izquierda	$E_{0x} = E_{0y} = E_0$ $\delta = 3\pi/2$	$\left\{ \begin{array}{l} S_0 = 2E_0^2 \\ S_1 = 0 \\ S_2 = 0 \\ S_3 = -2E_0^2 \end{array} \right\}$	$S_{C-} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} 2E_0^2$

Al representar el campo eléctrico usando los vectores de Stokes, es posible generar un mapeo de su evolución con la esfera de Poincaré, en donde los parámetros S_1 , S_2 y S_3 representan a cada uno de los ejes sobre los que se construye la esfera, siendo S_0 la intensidad del campo incidente.

2.1.4 Esfera de Poincaré

Al describir el campo eléctrico usando los vectores de Stokes, es posible trabajar con la esfera de Poincaré, la cual constituye un modelo adecuado para la representación de estados de polarización de la luz, y de su evolución en medios birrefringentes. Cada posible estado de polarización está representado por un punto en la esfera, con coordenadas 2φ y 2ω . Recíprocamente, cada punto de la esfera de longitud 2φ y latitud 2ω corresponde a un estado de polarización, cuya elipse tiene un ángulo azimutal φ y un ángulo de elipticidad ω . (Arnal Gil y Gil Perez, 1991)

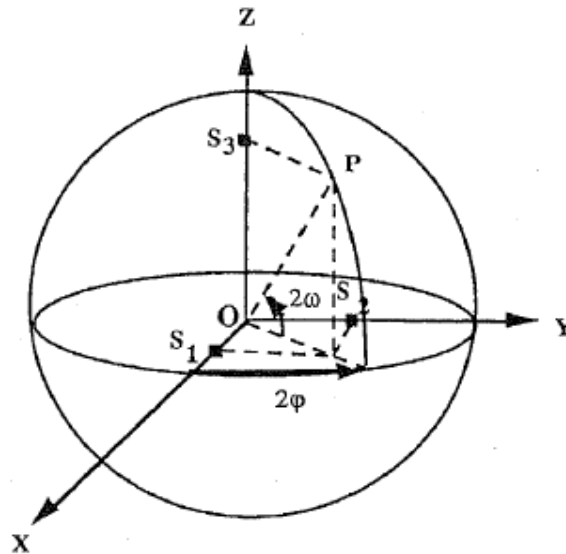


Figura 2. Ejes de referéncia de la esfera de Poincaré. Adaptado de “El modelo de la esfera de Poincaré: Representación de medios materiales”. (Arnal Gil y Gil Perez, 1991)

De acuerdo a lo anterior, los distintos estados de polarización quedan descritos del siguiente modo:

1. Los valores positivos de ω , representan estados de polarización elíptica dextrógira (en el sentido de las manecillas del reloj). En la esfera corresponden a puntos situados en el hemisferio superior.

2. Los valores negativos de ω , representan estados de polarización elíptica levógira (en contra del reloj). En la esfera corresponden a puntos situados en el hemisferio inferior.
3. Los puntos situados en el ecuador representan estados de polarización lineal.
4. Los puntos diametralmente opuestos corresponden a dos estados de polarización ortogonales. Por ejemplo, los puntos que están sobre la parte positiva del eje $0x$, representan estados de polarización horizontal, mientras que los puntos que están sobre la parte negativa del mismo eje, simbolizan estados de polarización vertical. Siguiendo la misma idea, los polos norte y sur representan a la polarización circular derecha e izquierda respectivamente. En ambos casos $|\omega| = 45^\circ$. Este mismo razonamiento se aplica a los estados de polarización elípticos.

2.2 Retardadores homogéneos

Para hablar sobre el retardo homogéneo es necesario conocer el concepto de anisotropía óptica. Se dice que un material es isótropo cuando sus propiedades no cambian para cualquier posición en la que sea observado, por otra parte, en un material anisótropo, sus propiedades físicas dependen de la dirección a lo largo de la cual se observan en el medio (Fuki, 1998). Como consecuencia de esto, dentro de un medio birrefringente la luz viaja a diferente velocidad dependiendo de su dirección de propagación.

Las fibras ópticas, debido a las deformaciones introducidas durante el estiramiento asociado a los procesos de fabricación (curvatura, torsión, etc.), presentan cierta anisotropía. Su núcleo no es perfectamente simétrico y por ende su índice de refracción efectivo tampoco lo será. Tienen a lo largo de un eje un valor máximo para el índice de refracción efectivo y un valor mínimo sobre el eje ortogonal, efecto conocido como birrefringencia.

La existencia de índices de refracción distintos en un mismo medio, propicia que una componente de polarización de la luz viaje más rápido (índice de refracción mínimo) que la otra (índice de refracción máximo), provocando un ensanchamiento en la señal (dispersión de modos de polarización).

Por el hecho de que la absorción en las fibras ópticas es prácticamente nula (para tramos cortos), al propagarse la luz a través de ellas su intensidad no se modifica, sólo se presenta un cambio en la diferencia de fase. Por lo general se representa a la birrefringencia como un tipo de retardo, ya sea lineal, circular o elíptico. Es decir, dado que la transformación es unitaria, se describe usando un operador de rotación.

Para la medición de la birrefringencia se suelen utilizar diferentes técnicas, como el método de barrido espectral (Tentori, Ayala-Díaz, y Treviño-Martínez, 2008), y es posible hacer una representación matemática mediante matrices, ya sea con cálculo de Jones o de Mueller (usando vectores de Stokes) para lo que se considera un retardo homogéneo. Los casos más simples, el retardo lineal y el circular, están incluidos en el caso general de retardo elíptico.

Para simplificar la representación de dichos elementos (retardadores homogéneos), es pertinente utilizar el concepto de eigenmodos de polarización, describiéndose como aquellos estados de polarización de la luz que no cambian cuando se propagan a través del elemento de polarización. (Huard, 1997).

2.2.1 Matrices de Jones

Para representar un retardo lineal se suele utilizar la matriz de Jones correspondiente a una placa retardadora:

$$M_{lin} = \begin{pmatrix} e^{i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta/2} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

donde δ es la diferencia de fase $\delta = \delta_y - \delta_x$. Mientras que un retardo homogéneo circular se representa con la matriz de Jones correspondiente a un rotador:

$$M_c = \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & \pm \text{sen} \frac{\delta}{2} \\ \mp \text{sen} \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

donde la diferencia de fase δ entre los eigenmodos circulares es igual al ángulo de rotación. El caso más general del retardo homogéneo (elíptico) se presenta de igual forma en matrices de Jones (12):

$$M_e = \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} \pm i \cos 2\omega \sin \frac{\delta}{2} & \pm \sin 2\omega \sin \frac{\delta}{2} \\ \mp \sin 2\omega \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \mp i \cos 2\omega \sin \frac{\delta}{2} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

donde la diferencia de fase δ es de nuevo el ángulo de retardo entre los eigenmodos de polarización.

2.2.2 Matrices de Mueller

Tanto las matrices de Jones como las de Mueller para retardo homogéneo lineal y circular corresponden a las matrices de una placa retardadora y un rotador, respectivamente. Las Ecs. (13) y (14) muestran las matrices de Mueller para este tipo de retardos,

$$M_{lin} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sen \delta \\ 0 & 0 & -\sen \delta & \cos \delta \end{bmatrix}; \quad (13)$$

$$M_c = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta & \sen \delta & 0 \\ 0 & -\sen \delta & \cos \delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (14)$$

El caso del retardo homogéneo elíptico se representa con la matriz de Mueller de la Ec. (15),

$$M_e = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - 2 \sen^2 2\omega \sen^2 \frac{\delta}{2} & \sen 2\omega \sen \delta & \sen 4\omega \sen^2 \frac{\delta}{2} \\ 0 & -\sen 2\omega \sen \delta & \cos \delta & \cos 2\omega \sen \delta \\ 0 & \sen 4\omega \sen^2 \frac{\delta}{2} & -\cos 2\omega \sen \delta & 1 - 2 \cos^2 2\omega \sen^2 \frac{\delta}{2} \end{bmatrix}. \quad (15)$$

2.3 Birrefringencia en fibras ópticas monomodo

El simple hecho de que una fibra óptica se base en el fenómeno de reflexión interna total para transmitir o guiar la luz de un punto a otro, hace que la birrefringencia producida sea muy sensible al perfil de su sección transversal, lo que se conoce como birrefringencia geométrica.

Cuando la luz se propaga en un material birrefringente se originan dos polarizaciones ortogonales entre sí, perpendiculares a la dirección de propagación, dando como resultado una dispersión temporal de la señal transmitida. Esta dispersión que afecta negativamente a una señal modulada, se traduce en tiempos de recepción de la señal mayores o menores que el tiempo promedio de recepción. Finalmente los retrasos se transforman en errores de la señal recibida (Farias, 2001). Dicho de otra forma, la birrefringencia en una fibra, produce un ensanchamiento del pulso debido al atraso y adelanto simultáneo de los modos ortogonales de polarización al interactuar con índices de refracción distintos (se adelanta para el eje rápido y se atrasa para el eje lento); fenómeno al que se denomina dispersión por modos de polarización (PMD, por sus siglas en inglés). La PMD puede aumentar si el cable que cubre a la fibra sufre esfuerzos o tensiones no recomendadas durante la instalación e incluso al momento de la fabricación, pues la simple asimetría del núcleo (su sección transversal no corresponde a un círculo perfecto) es capaz de producir dicho efecto, además, la señal puede sufrir una atenuación muy elevada.

En enlaces de comunicaciones coherentes, las fibras ópticas birrefringentes juegan un papel muy importante. Si se diseña una fibra con gran birrefringencia estructural (geométrica), con núcleo elíptico, con dos núcleos (fibras panda) u otras configuraciones, puede lograrse una relativa inmunidad a perturbaciones externas. En estos tipos de fibra, llamada de polarización mantenida, la señal óptica, inyectada con su polarización paralela a uno de los dos ejes específicos ortogonales, conserva su polarización a lo largo de una gran distancia de propagación (Muriel, 1988).

2.3.1 Birrefringencia inducida por curvatura

Aplicando la teoría de la elasticidad a una fibra curvada, se puede ver que el material en la región central que contiene al núcleo experimenta un esfuerzo principal en la dirección del eje x . Este esfuerzo es la fuente principal de una birrefringencia uniaxial negativa inducida al curvar la fibra. El hecho de que el modo híbrido HE_{11} (electromagnético) pueda ser considerado como transversal con una buena aproximación nos permite despreciar el efecto del índice de refracción n_z sobre la componente longitudinal y sólo tomar en cuenta el efecto de los índices de refracción n_x y n_y sobre las componentes transversales. Eso significa que podemos resolver el problema de la propagación de la luz en una fibra al igual que en la óptica clásica, considerando un medio anisótropo con dos ejes transversales principales: un eje extraordinario rápido y un eje ordinario lento (Lefevre, 1980). La birrefringencia lograda al curvar la fibra es pequeña, pero suficientemente importante como para cambiar el estado de polarización del campo eléctrico que se propaga.

Se ha demostrado que la birrefringencia inducida por curvatura es producida por los esfuerzos internos (Ulrich, Rashleigh, y Eickhoff, 1980) y tiene su origen en el esfuerzo de compresión lateral $-\sigma_x$ que se genera en la fibra arqueada. La componente del esfuerzo hasta ahora considerada dominante (Muskhelishvili, 1971) en una fibra curvada es $\sigma_z = \kappa \cdot Ex$; en donde $\kappa = 1/R$ es la curvatura y E es el módulo de Young.

A través del plano x, y , σ_z es un esfuerzo de tensión en las capas externas ($x > 0$) y de compresión en las capas internas ($x < 0$). Como consecuencia de esto, las capas externas ejercen una presión igual a $-\sigma_x$ en la dirección radial (R) de las capas internas. Esta presión toma su valor máximo en el eje de la fibra, produciendo una birrefringencia muy parecida a la inducida por una compresión lateral (Namihira, Kudo, y Mushiake, 1977).

Tomando al esfuerzo dominante σ_z como $\sigma_z = \kappa \cdot Ex$ se concluye que no puede existir un efecto inducido por un esfuerzo proporcional a κ porque σ_z es una función impar de x ; mientras que las funciones electromagnéticas que representan a los dos modos ortogonales linealmente polarizados HE_{11} son funciones pares. Esto hace que todas las

integrales con perturbaciones de primer orden se anulen (Ulrich y Simon, 1979). Debido a que no existe un efecto geométrico proporcional a κ , no resulta sorprendente que se reporte una dependencia de segundo orden para la birrefringencia $\beta_b \sim \kappa^2$ (Smith, 1979).

Para el cálculo del esfuerzo lateral a lo largo de la sección transversal para $z = 0$, se postula que la fibra es, desde el punto de vista elástico, homogénea e isótropa; además, se considera que en el límite de curvaturas débiles, $\kappa r \ll 1$; en donde $2r$ es el diámetro exterior de la fibra (Ulrich, Rashleigh, y Eickhoff, 1980).

Los experimentos realizados usando tres fibras de diámetros diferentes lograron confirmar la dependencia cuadrática de la birrefringencia con la curvatura de la fibra, más aún se demuestra que es igual al cuadrado del diámetro exterior de la fibra $2r$ (Ulrich, Rashleigh, y Eickhoff, 1980).

2.3.2 Birrefringencia inducida por torsión

En trabajos anteriores se ha logrado demostrar que para una torsión muy baja ($\sim 4 \text{ rad/m}$), la fibra puede ser representada como una concatenación de múltiples segmentos con la misma anisotropía, cuyos ejes de birrefringencia rotan de manera uniforme a lo largo de toda la fibra. Con base en esto, la matriz de birrefringencia se puede modelar como el producto de sólo dos operadores, el rotador elíptico que describe la anisotropía de la fibra y un rotador circular cuyo ángulo de rotación es igual al ángulo de torsión (Tentori, D., et al., 2009). Lo anterior no se cumple para ángulos de rotación más grandes, en donde existe también una contribución debida al efecto fotoelástico. La presencia del efecto fotoelástico ocasiona que el ángulo de retardo varíe linealmente con la torsión aplicada mientras que la elipticidad de la fibra permanece constante (Tentori, Garcia-Weidner, y Ayala-Díaz, 2012).

Para fibras estándar de comunicaciones SMF-28 o SMF28-e, la matriz de birrefringencia de una fibra torcida está formada por tres componentes: un rotador asociado al giro de los ejes de birrefringencia, un rotador de retardo fijo y un rotador elíptico cuyo ángulo de retardo depende de la torsión (Tentori, Garcia-Weidner, y Farfan-Sanchez, 2012).

Usando cálculo matricial la birrefringencia de una fibra torcida puede describirse como (Tentori, Garcia-Weidner, y Ayala-Díaz, 2012):

$$\mathbf{M}_T(\tau, \delta_\tau, \sigma, \theta, \beta) = \mathbf{R}(-\theta)[\mathbf{R}(\beta)\mathbf{R}(b\tau)\mathbf{M}_\tau(\delta_\tau, \sigma)]\mathbf{R}(\theta), \quad (16)$$

donde θ representa una rotación del eje rápido de birrefringencia de la fibra con respecto al eje x (referencia de laboratorio), β es un ángulo de rotación fijo entre el sistema de coordenadas y los ejes de birrefringencia, y $b\tau$ describe la rotación geométrica de los ejes principales debido a la torsión, siendo b , una constante con valor cercano a la unidad (Tentori y Garcia-Weidner, 2013). δ_τ representa el retardo entre los eigenmodos de polarización debido a la torsión aplicada (τ) y está dado por:

$$\delta_\tau = \delta_0 + c\tau, \quad (17)$$

donde δ_0 es el retardo entre los eigenmodos de polarización en ausencia de torsión y c es una constante menor que la unidad.

Para otras fibras monomodo (estándar, dopadas con tierras raras o fotónicas) la torsión introduce un cambio más complejo en la polarización de la luz que atraviesa un sistema. El modelo desarrollado para describir a la birrefringencia inducida por torsión contiene tres componentes dependientes de la torsión aplicada: una componente de birrefringencia lineal a 45° (birrefringencia de Jones), una birrefringencia residual elíptica con una componente lineal en 0° y una componente circular. En el arreglo experimental empleado para controlar la polarización, tanto en la etapa de creación del marco de referencia como en la cancelación de birrefringencia, torcer las fibras juega un papel sumamente importante ya que permite obtener el resultado deseado.

2.4 Birrefringencia de una fibra embobinada helicoidalmente

A continuación se presentan los modelos basados en el cálculo de Jones y Mueller para el estudio de la birrefringencia en fibras ópticas que han sido embobinadas de forma

helicoidal, los cuales concuerdan con los modelos empleados para la descripción de la birrefringencia en fibras torcidas.

2.4.1 Hélice

Para representar geoméricamente una hélice en términos de los parámetros usados para caracterizarla (Piskunov, 1996) se considera un cilindro totalmente recto de radio a cuyo eje central coincide con el eje $0z$ del marco de referencia. Sobre el cilindro se construye un triángulo rectángulo ABC , cuyo cateto AB concuerde con el perímetro de la base del cilindro y el vértice A coincide con el punto de intersección de la generatriz con el eje $0x$ del marco de referencia. De esta manera, al enrollar el triángulo sobre el cilindro, la hipotenusa describirá sobre éste una línea denominada hélice. El modelo descrito puede apreciarse en la figura 3.

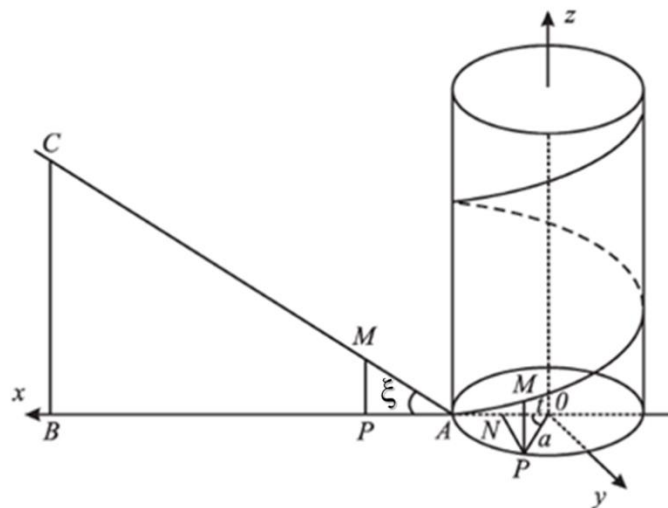


Figura 3. Modelo desarrollado para la formación geométrica de una hélice.

Para obtener las ecuaciones paramétricas de la hélice, es necesario tomar en cuenta los ángulos ξ y t descritos en la figura 1, de los cuales se desprende que:

$$x = a \cos t, \quad y = a \sin t, \quad z = PM = AP \tan \xi; \quad (18)$$

Se observa que AP es el arco de la circunferencia de radio a , que forma la base del cilindro correspondiente a un ángulo central t , por lo tanto $AP = at$, y si designamos $\tan \xi = m$, obtenemos las ecuaciones paramétricas de la hélice (Piskunov, 1996):

$$x = a \cos t, \quad y = a \sin t, \quad z = atm. \quad (19)$$

Los parámetros de esta ecuación, están en función de la longitud de arco de la curva y viceversa, es decir, si desplazamos las coordenadas (x, y, z) de un punto sobre la curva, la longitud de esta cambia y de igual forma, al variar dicha longitud, las coordenadas del punto en cuestión se desplazarán.

En un caso límite, la longitud del arco será igual a la longitud de la cuerda que se enreda sobre el cilindro, esto se cumple para una curva plana. Para el caso de una hélice, esta curva no es plana y la diferencia se determina por el ángulo existente entre los planos osculadores de la curva plana y de la hélice. El hecho de que la curva se posicione en otro plano, genera una torsión en la cuerda. Si en la curva plana se define el radio de curvatura R como (Piskunov, 1996):

$$R = a(1 - m^2), \quad (20)$$

dónde $m = \tan \xi$, es posible demostrar que la torsión de una hélice es una función del radio de curvatura R y se define como (Piskunov, 1996):

$$T = -\frac{m}{a(1 - m^2)}. \quad (21)$$

Entonces, en un bobinado helicoidal, se tienen dos contribuciones: curvatura y torsión, que se introducen en las contribuciones de birrefringencia.

Suponiendo que la birrefringencia residual de la fibra es elíptica (caso general de retardo homogéneo) de acuerdo con lo discutido en la sección 2.3.1, la curvatura añade una birrefringencia lineal a 0° , mientras que la torsión modifica las dos componentes de birrefringencia lineal (0° y 45°), así como la componente de birrefringencia circular (sección 2.3.2).

Por tanto, la matriz que describe la birrefringencia del bobinado helicoidal tiene la misma forma que la matriz de birrefringencia calculada para una fibra con birrefringencia residual elíptica torcida (Tentori y Garcia-Weidner, 2013).

2.4.2 Control de la birrefringencia usando bobinados helicoidales dobles

Haciendo una aproximación de primer orden, la Ec. [16] puede representar a la matriz de birrefringencia para una fibra embobinada helicoidalmente, entonces, se tiene que para dos bobinas helicoidales con giro opuesto se puede definir la matriz:

$$\mathbf{R}(\theta + b\tau + \beta)\mathbf{M}_\tau\mathbf{R}(-\theta)\mathbf{R}(\zeta - b\tau - \beta)\mathbf{M}_{-\tau}\mathbf{R}(-\zeta). \quad (27)$$

donde \mathbf{M}_τ , es similar a la matriz de retardo elíptico que describe la birrefringencia residual de la fibra sin torcer (recta), sólo que el ángulo de retardo depende linealmente de la torsión. Para bobinados con giro opuesto se tiene que:

$$\mathbf{M}_\tau \mathbf{M}_{-\tau} = \mathbf{I}. \quad (28)$$

Por lo tanto, si reorientamos una hélice con respecto a la otra, de forma que las matrices de rotación sean tales que:

$$\mathbf{R}(-\theta) \mathbf{R}(\zeta - b\tau - \beta) = \mathbf{I}, \quad (29)$$

el resultado indica que $\zeta - b\tau - \beta = -\theta$, por lo tanto, $\theta + b\tau + \beta = -\zeta$, con lo que el resultado matricial puede reducirse solamente a \mathbf{I} , es decir, el efecto de birrefringencia inducido por una de las bobinas es cancelado por la otra, mientras estén orientadas en la posición que describe el análisis presentado. Sin embargo, al girar una bobina con respecto a la otra, introducimos un cambio adicional en un tramo de fibra. Esto hace que el resultado no sea exactamente una matriz idéntica, lo cual, en la práctica se ve reflejado en una rotación en el ángulo azimutal del SOP lineal de salida.

Capítulo 3 Amplificadores de fibra dopada con erbio

3.1 Arquitectura

Además de la fibra contaminada con el elemento activo de amplificación (erbio), un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) incluye en su estructura a otros dispositivos, como se muestra en el esquema de la figura 4. La energía usada para amplificar la señal proviene de una fuente de luz de 980 o de 1480 *nm*, llamada fuente de bombeo. Para combinar la señal que se va a amplificar con el haz de bombeo, a la entrada de la fibra se usa un multiplexor de bombeo (WDM, Wavelength Division Multiplexer) que combina ambos haces de luz, insertándolos a la fibra amplificadora. Con el fin de evitar que se forme una cavidad láser, antes y después de la fibra dopada con erbio se usan aisladores de polarización. Estos dispositivos no permiten la contrapropagación de la luz. Las ventajas de utilizar este tipo de amplificadores son, entre otras cosas, alta ganancia interna (30-50 dB), bajas pérdidas por inserción (<2 dB), diafonía despreciable (perturbación entre canales) y se considera que su sensibilidad a la polarización es prácticamente nula (en enlaces cortos).

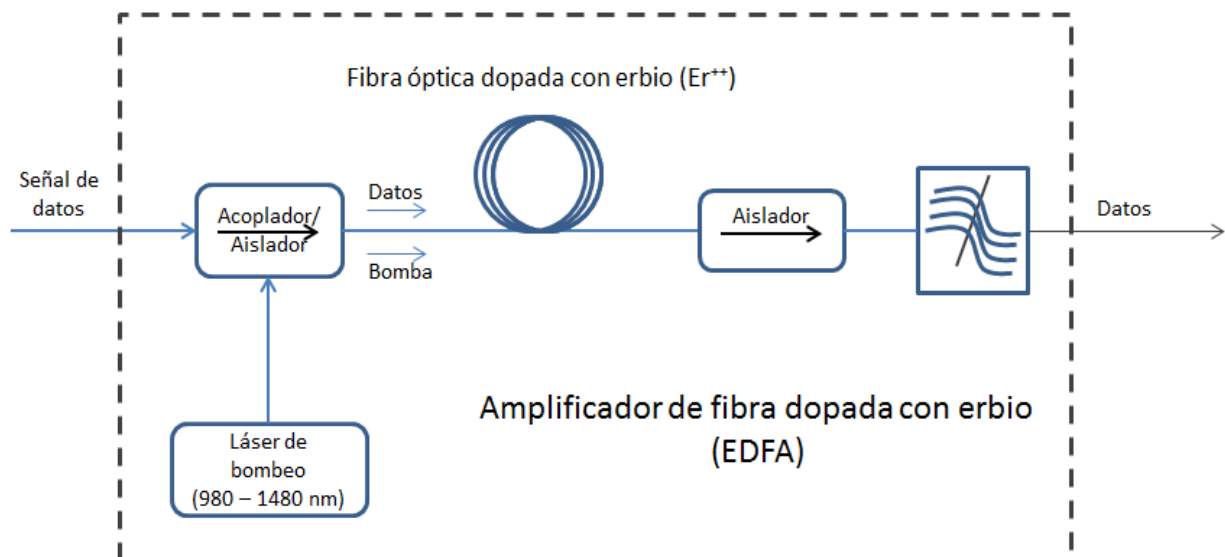


Figura 4. Estructura básica de un amplificador de fibra dopada con erbio.

Con base en el diagrama de la figura 4, se pueden enlistar tres tipos de configuraciones para su construcción dependiendo de la posición de la fuente de bombeo.

3.1.1 Bombeo en copropagación

En esta configuración, la señal de datos y el bombeo viajan en la misma dirección. Emplea un multiplexor en la entrada del sistema para acoplar las señales de bombeo y de datos e inyectarlas al mismo tiempo sobre la fibra dopada (ver figura 5).

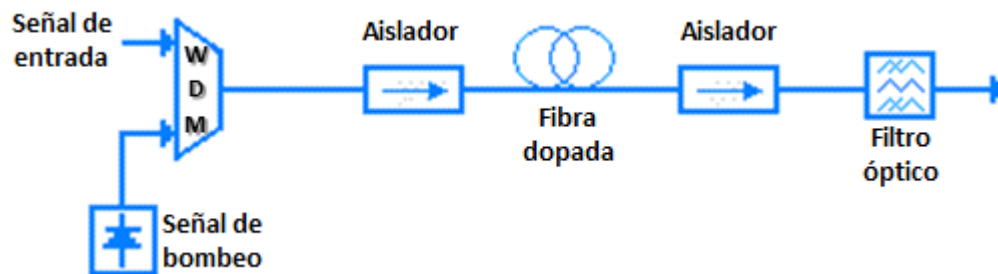


Figura 5. Configuración de bombeo en copropagación.

3.1.2 Bombeo en contrapropagación

A diferencia de la configuración anterior, la señal de bombeo se inyecta en sentido contrario a la propagación de la señal (ver figura 6). El aislador de entrada deberá funcionar como una barrera para el haz de bombeo, evitando que salga del amplificador. Esta configuración permite ganancias más altas aunque también puede generar más ruido. (Becker, Olsson, & Simpson, 1999)

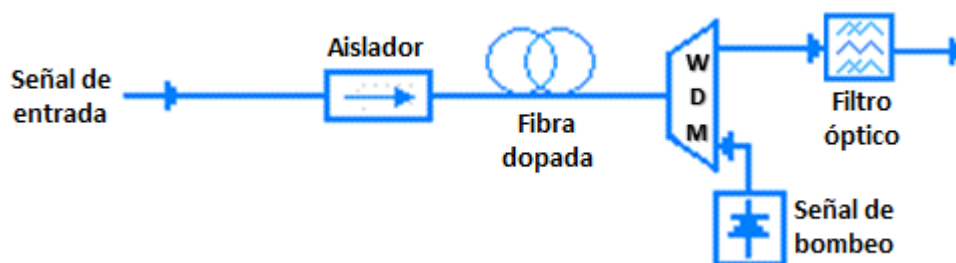


Figura 6. Configuración de bombeo en contrapropagación.

3.1.3 Bombeo en doble dirección

Para esta configuración se realiza una combinación de las dos anteriores. Se utiliza un doble bombeo por lo que también se le conoce como bombeo dual o bidireccional (ver figura 7). Con esta arquitectura, la ganancia puede llegar a duplicarse.

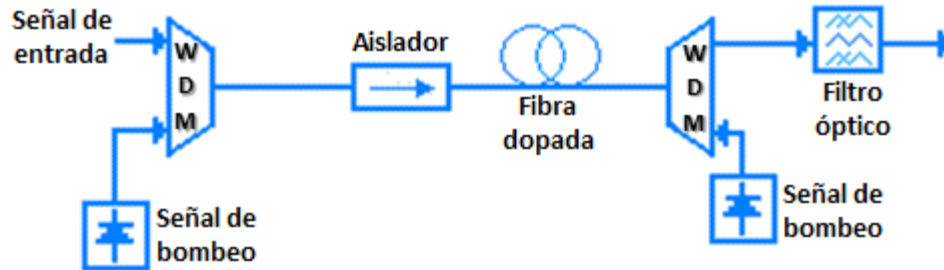


Figura 7. Configuración de bombeo en doble dirección.

3.2 Fibra de vidrio de sílice dopado con erbio

A continuación se presenta con detalle la forma de operación de una fibra de vidrio de sílice dopada con erbio, llegando hasta el proceso de amplificación del haz de luz incidente. La descripción se basa en el esquema de la estructura interna de dichas fibras que se muestra en la figura 8. A partir de los procesos básicos de absorción y emisión, se formula el desarrollo teórico que explica el comportamiento de los EDFA's.

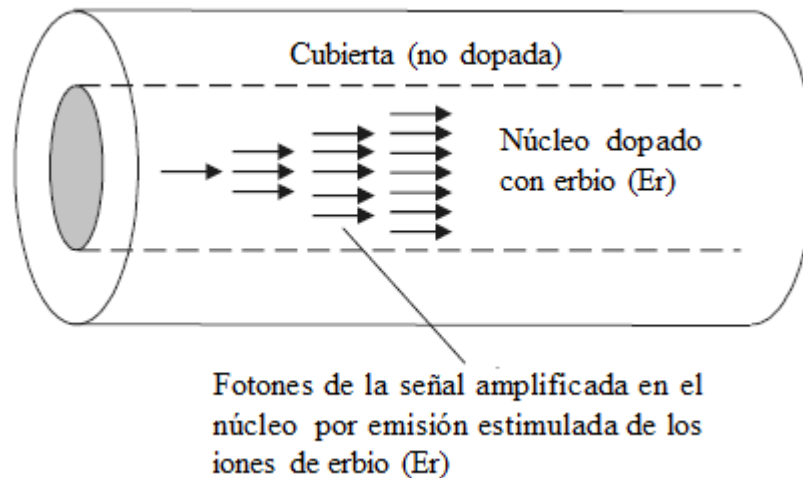


Figura 8. Esquema de la estructura interna de una fibra de vidrio de sílice dopada con erbio.

3.2.1 Diagrama de niveles energía

Para describir la forma en la que un amplificador de fibra con erbio reacciona al estímulo de la luz se hace uso de la teoría de láseres.

El bombeo necesario para excitar los átomos de erbio presentes en la fibra, es típicamente de 980 nm , aunque también se bombean a 1480 nm . Cuando se usa un bombeo de 980 nm la energía obtenida es suficiente para que el sistema se comporte como un láser de 3 niveles, en el cual, los electrones que se encuentran en estado basal, se excitarán de tal manera que alcanzan el tercer nivel (nivel de excitación), donde permanecen un tiempo muy corto ($\sim 10\ \mu\text{s}$), para decaer mediante una relajación fonónica al segundo nivel (nivel láser superior), liberando energía en forma de luz.

La figura 9, muestra el sistema de 3 niveles (estados electrónicos) responsables de la operación de un EDFA.

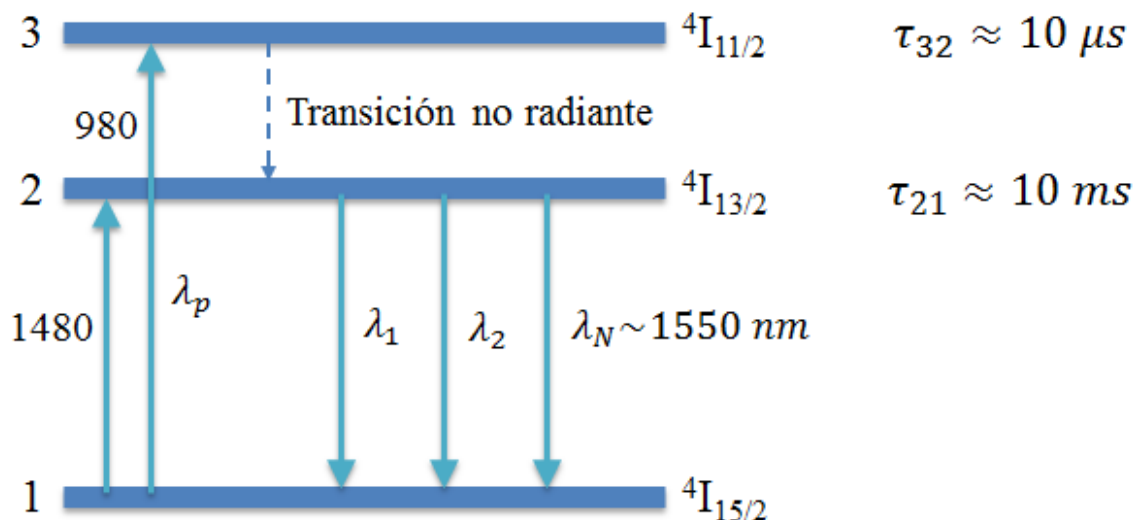


Figura 9. Se muestran los tres niveles de energía más bajos del Er^{3+} , con las transiciones generadas por el bombeo de 1480 y 980 nm , así como la transición de las señales en la banda de 1550 nm . (Quimby, 2006)

En la Fig. 9 se presenta el diagrama de niveles de energía de los estados electrónicos asociados al sistema vidrio de sílice: Er^{3+} . Se observa como el bombeo a 980 nm logra que los iones experimenten una transición hacia el nivel de mayor energía ($4I_{11/2}$), mientras que el bombeo de 1480 nm sólo permite una transición hasta el segundo nivel ($4I_{13/2}$), por lo que usando las mismas potencias, necesita de un tiempo mayor para que la acumulación de energía permita un efecto similar al obtenido con 980 nm . Los tiempos de decaimiento τ_{32} y τ_{21} son el tiempo aproximado que permanecen los iones en el nivel 3 y 2, respectivamente, antes de liberar su energía, ya sea en forma de calor o luz.

3.2.2 Procesos de emisión y absorción en un sistema de 3 niveles

En un sistema de tres niveles, existen tres tipos básicos de interacción: absorción, emisión espontánea y emisión estimulada.

La absorción se produce cuando los iones en estado basal toman un fotón incidente y son llevados a un nivel de energía superior ($\sim 10^{-15}$ s). Después de un tiempo ($\sim 10^{-12}$ s), los iones decaen al segundo nivel por medio de una relajación no radiante (transición fonónica). A partir de aquí, pueden ocurrir dos cosas, que el ion libere la energía restante para decaer al estado basal y produzca luz no coherente y no polarizada (emisión espontánea; 10^{-8} a 10^{-3} s), o bien, que otro fotón incida sobre él y se generen un par de fotones idénticos, es entonces cuando se dice que existe emisión estimulada. Por este motivo es necesario que exista un número mayor de iones en el nivel superior, aumentando la probabilidad de interacción de los fotones incidentes con los iones de dicho nivel; ya que si estuvieran en el nivel basal, los fotones serían absorbidos para salir de dicho estado y la emisión estimulada no sería el efecto dominante.

Con base en la figura 9, se puede señalar que la amplificación se da a través de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, la cual está centrada en 1550 nm . Esta región espectral de amplificación coincide con la longitud de onda para la que la fibra de vidrio de sílice presenta su atenuación mínima (tercera ventana de telecomunicaciones), haciendo que el EDFA se ajuste favorablemente a las necesidades de amplificación de los sistemas de comunicación de larga distancia. La eficiencia cuántica de la transición también es alta, debido a que los procesos de decaimiento no radiante son débiles sobre esta banda espectral (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$). Estas dos cualidades: alta eficiencia cuántica y rango espectral óptimo han hecho que el EDFA sea una componente importante de los sistemas de comunicación de fibra óptica (Quimby, 2006).

En el EDFA, se introduce una señal de baja potencia y se absorbe energía del bombeo, de forma tal que a la salida se tiene una versión de mayor potencia de la señal de entrada. Para obtener emisión estimulada, la energía de cada fotón de bombeo debe ser tal que permita la transición de uno de los iones de erbio desde el estado basal hasta el tercer

nivel y lo suficientemente alta como para lograr que se alcance la inversión de población; es decir, que el número de iones en el tercer nivel sea mayor que en el segundo.

El proceso de amplificación de un EDFA, tiene como base el proceso de emisión estimulada. Si bien es cierto que la amplificación es eficiente, desde el punto de vista atómico resulta un tanto difícil lograr dicho tipo de emisión.

3.2.3 Secciones transversales de emisión y absorción

Básicamente, la sección transversal de un ion representa la probabilidad de que ocurra una transición, ya sea absorción o emisión, entre dos niveles de energía. En nuestro caso, el sistema de la Fig. 9 puede simplificarse a un proceso entre 2 niveles despreciando la transición casi “automática” de $4^1I_{11/2} \rightarrow 4^1I_{13/2}$. Puede hablarse entonces de un bombeo directo hasta el nivel 2 ($4^1I_{13/2}$) como puede apreciarse en la Fig. 12. Y en cuanto a la probabilidad de absorción, una descripción alternativa consiste en imaginar un área de captura definida alrededor del ion en donde los fotones incidentes pueden ser capturados. En este caso la potencia absorbida será el producto de la sección transversal de absorción por la intensidad (potencia por unidad de área) de la luz incidente. Haciendo una equivalencia, se define similarmente la sección transversal de emisión que corresponde a la potencia de emisión estimulada. Tenemos entonces que la sección transversal $\sigma(\nu)$, puede describirse como un área límite que indica la capacidad de cada ion para absorber o emitir luz. Estos procesos o transiciones pueden relacionarse con los coeficientes de Einstein como se verá más adelante.

Tomando en cuenta que los iones pueden absorber la energía de un fotón para pasar a un nivel energético mayor, o bien, ser excitados para emitir luz de forma estimulada y decaer a un nivel de menor energía. Y que esto depende de la población de cada uno de los niveles entre los cuales ocurren las transiciones, entonces el cambio de la potencia de la luz de intensidad I que atraviesa el medio es:

$$\Delta P = (N_2\sigma_{em} - N_1\sigma_{abs})I, \quad (30)$$

donde N_1 y N_2 son las poblaciones de iones en los niveles 1 y 2, respectivamente, σ_{em} es la sección transversal de emisión y σ_{abs} es la sección transversal de absorción. La cantidad de potencia absorbida corresponde al negativo de la Ec. (30). Dado que la probabilidad de emisión y absorción son proporcionales a la intensidad de la luz, mientras más pequeña sea el área donde se concentra la luz, mayor es la probabilidad de absorción o emisión de luz (Becker, Olsson y Simpson, 1999). Esta cualidad favorece la eficiencia de operación de las fibras láser.

En un medio de ganancia, es importante conocer el espectro de absorción y emisión del material en la vecindad del estado metaestable. Esto facilita la elección de la banda de bombeo y permite conocer tanto la fluorescencia producida, que genera contribuciones de ruido a la salida, como la posibilidad de que existan otros fenómenos (conversión ascendente, absorción por estados excitados) que puedan alterar la eficiencia de su operación. La figura 10 muestra la respuesta espectral de una fibra de vidrio de sílice dopado con erbio en términos del espectro de la sección transversal de absorción.

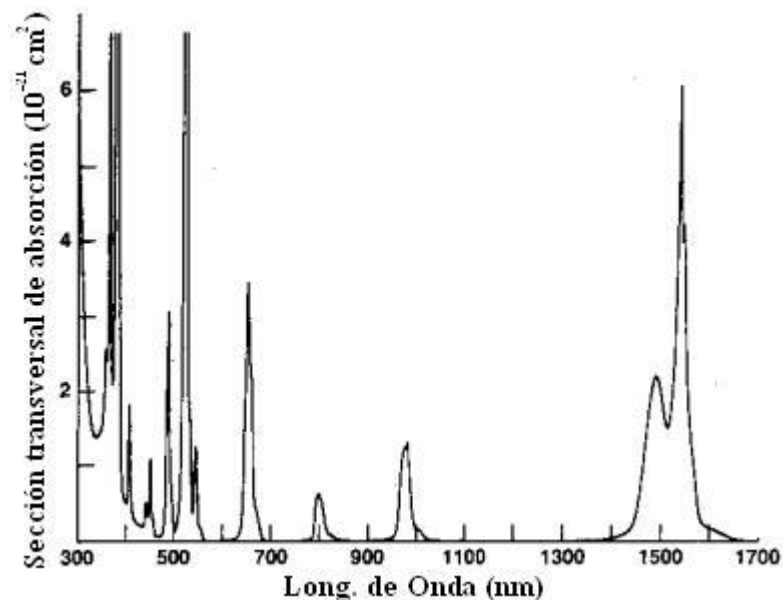


Figura 10. Espectro de las secciones transversales de absorción del Er^{3+} , añadido como impureza al vidrio de sílice. (Becker, Olsson y Simpson, 1999)

Para obtener el espectro de fluorescencia que se desea estudiar es necesario hacer que el material pase al estado de excitación adecuado. Ya antes se ha mencionado que para excitar el material se requiere una señal de bombeo. El espectro de emisión obtenido

incluye sólo longitudes de onda mayores que la de excitación (fotones de menor energía). Típicamente para el sistema Er^{3+} :sílice la señal de bombeo es de 980 nm. En ese caso, el espectro de fluorescencia que se observa se muestra en la Fig. 11.

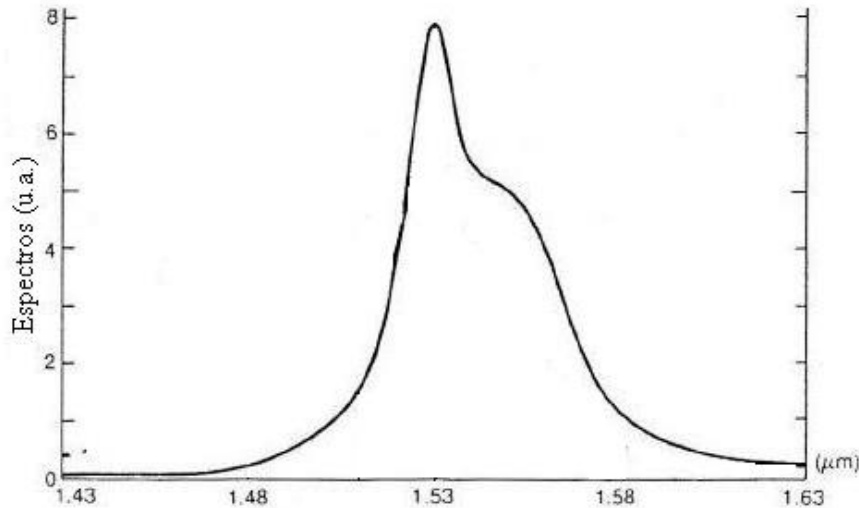


Figura 11. Espectro de emisión espontánea (fluorescencia) de una fibra dopada con erbio. (Becker, Olsson y Simpson, 1999)

3.2.4 Fluorescencia

Se puede definir la fluorescencia, como un proceso en el cual se absorbe energía a cierta longitud de onda, para después liberarla en otra diferente, por lo general de menor energía. La fluorescencia corresponde a uno de los casos de emisión luminiscente, la cual se refiere a la familia de procesos en los que moléculas susceptibles de ser excitadas, emiten luz (Paschotta, 2008). Este concepto no se refiere necesariamente a la incidencia de luz para excitar dichas moléculas, sino que puede presentarse por procesos como fricción o reacciones químicas. Cuando la emisión de luz se debe a la incidencia de fotones sobre el material, el proceso se conoce como fotoluminiscencia. La absorción de la energía de un fotón, la cual ocurre debido a la interacción del campo eléctrico de la onda incidente con las cargas en la molécula, es un fenómeno que sólo ocurre para longitudes de onda específicas de la luz incidente, conocidas como bandas de absorción. (Becker, Olsson y Simpson, 1999)

La fluorescencia se presenta como una emisión en direcciones no definidas (emisión espontánea) y longitudes de onda mayores a la de los fotones incidentes y dado que la

energía, es inversamente proporcional a la longitud de onda, ésta se verá disminuida. El hecho de obtener emisión espontánea, tiene como consecuencia adicional que la luz tenga un grado de polarización bajo.

3.2.5 Ecuaciones de flujo poblacional

Las ecuaciones de flujo de un sistema se construyen tomando en cuenta las transiciones que participan en la evolución poblacional de cada uno de los estados electrónicos involucrados. En general, estas transiciones pueden verse como ganancias y pérdidas; dicho de otra manera, son procesos en los que se suman o se restan iones a la ecuación que describe la población de cada nivel de energía. Entre ellos se tienen los tres tipos de transiciones posibles, cuya probabilidad de ocurrencia se describe ahora haciendo uso de los coeficientes A y B de Einstein: emisión espontánea (A_{21}), absorción (B_{12}) y emisión estimulada (B_{21}) (Iizuka, 2002). La figura 12 es un esquema que muestra las transiciones que se presentan entre los niveles 1 y 2 (${}^4I_{13/2} \leftrightarrow {}^4I_{15/2}$).

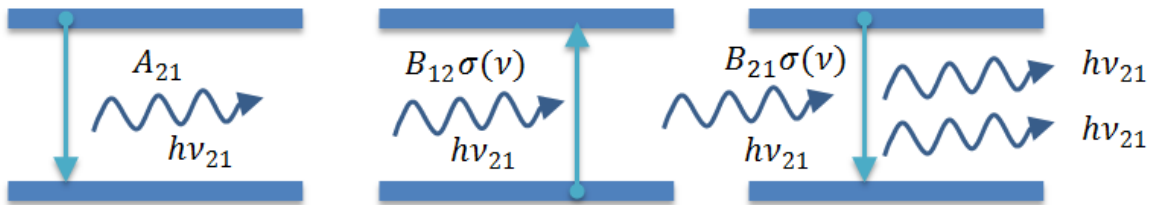


Figura 12. Transiciones correspondientes a la absorción y emisión en un sistema de dos niveles. A_{21} , emisión espontánea; $B_{21}\sigma(\nu)$, emisión estimulada y $B_{12}\sigma(\nu)$, absorción. $\sigma(\nu)$ es la densidad de flujo de fotones, por unidad de frecuencia, por unidad de volumen.

Con base en el sistema de 3 niveles presentado anteriormente y considerando que los iones bombeados al nivel 3 decaen de manera casi instantánea al nivel 2, supondremos que a un tiempo $t = 0$, se tiene en el nivel 2 una densidad N_2 de átomos idénticos. De estos iones, el valor promedio que decae espontáneamente al estado energético 1 es:

$$\frac{dN_2}{dt} = A_{21}N_2 = \frac{N_2}{\tau_{21}}. \quad (31)$$

Ahora consideramos la emisión estimulada, la cual es proporcional a la densidad de radiación presente en la vecindad del ion (sección eficaz), se da en respuesta a dicho

campo óptico y ocasiona que el ion transite de un nivel de mayor energía a uno de menor energía emitiendo un fotón idéntico al responsable de la transición (Iizuka, 2002). La densidad promedio de iones que se movilizan de manera estimulada al nivel 1 se describe como:

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}N_2\sigma(\nu) = -\frac{dN_1}{dt}. \quad (32)$$

Por último se describe la absorción como un proceso en el que un átomo que se encuentra en el nivel 1 absorbe un fotón incidente con la energía necesaria para pasar al nivel 2. La relación que describe este proceso es:

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}N_1\sigma(\nu) = -\frac{dN_1}{dt}. \quad (33)$$

Para la transición de bombeo, denotando como R_{13} al bombeo necesario para que los átomos que se encuentran en el nivel 1 pasen al nivel 3:

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}}, \quad (34)$$

dónde τ_{32} es el tiempo de vida de los iones excitados en el nivel 3 y N_3 la densidad de iones en dicho nivel.

Empleando las ecuaciones (31), (32) y (33), puede describirse el flujo poblacional de los niveles 2 y 1 de la siguiente manera:

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{\sigma_{21}I}{h\nu_{21}}[N_2 - N_1], \quad (35)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{\sigma_{21}I}{h\nu_{21}}[N_2 - N_1], \quad (36)$$

donde N_1 , N_2 y N_3 son las densidades de iones en los niveles 1, 2 y 3 respectivamente, τ_{ij} es el tiempo de decaimiento entre niveles y σ_{21} es la sección transversal eficaz de la transición entre los niveles 2 y 1.

3.3 Amplificación

3.3.1 Transparencia

En términos de ganancia, se habla de transparencia cuando decimos que la ganancia es igual a cero. Recordando el sistema de tres niveles para representar el funcionamiento de un EDFA, donde la emisión estimulada de luz se da durante la transición de los iones del nivel 2 al nivel 1, se puede definir el coeficiente de ganancia con la expresión:

$$\gamma(\lambda) = N_2\sigma_{em}(\lambda) - N_1\sigma_{abs}(\lambda), \quad (37)$$

dónde σ_{em} y σ_{abs} son las secciones transversales de emisión y absorción respectivamente. Si el bombeo es nulo, no hay inversión de población y la señal se absorbe. Es necesario suministrar bombeo para alcanzar la condición de transparencia ($\gamma = 0$) en la que la señal se transmite sin pérdida ni amplificación (Quimby, 2006).

Cuando la intensidad de bombeo es baja, casi la totalidad de los iones se encuentran en el estado base, es decir $N_1 \approx N$, por lo tanto $N_2 \approx 0$. En este punto, el coeficiente de ganancia es negativo ($\gamma(\lambda) \approx -N\sigma_{abs}(\lambda)$). Conforme I_p aumenta, también N_2 lo hace, mientras que N_1 disminuye, haciendo que la ganancia tienda a cero ($\gamma \rightarrow 0$) hasta alcanzar el estado de transparencia. En dicho punto el sistema continúa sin emisión láser. Después de haber alcanzado la condición de transparencia, si el bombeo es suficientemente fuerte y continuo, el coeficiente de ganancia será positivo.

3.3.2 Ganancia en un EDFA

La ganancia suele definirse como la relación entre la intensidad de salida y la de entrada ($G = \frac{I_{in}}{I_{out}}$), mientras que el coeficiente de ganancia indica un incremento fraccional de

intensidad para la luz que atraviesa un tramo de grueso diferencial dz (Quimby, 2006). Entonces, partiendo de la relación $dI = I\gamma dz$, para un coeficiente de ganancia con saturación homogénea se tiene:

$$\frac{dI}{I dz} = \frac{\gamma_0}{1 + I/I_{sat}}. \quad (38)$$

Para el caso en que la intensidad de la señal es muy pequeña en comparación con la intensidad de saturación ($I \ll I_{sat}$), la Ec. (38) se simplifica como:

$$\frac{dI}{I} = \gamma_0 dz. \quad (39)$$

Si γ_0 es positivo e independiente de z , es posible obtener una solución para $I_{(z)}$ integrando la Ec. 39 a lo largo de z ,

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = \int_0^z \gamma_0 dz \quad (40)$$

$$\ln I - \ln I_0 = \gamma_0 z \quad (41)$$

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = \gamma_0 z \quad (42)$$

$$I_{(z)} = I_0 e^{\gamma_0 z}. \quad (43)$$

Este resultado indica claramente que la ganancia para una señal pequeña crece de forma exponencial, puesto que:

$$G \equiv \frac{I_{out}}{I_{in}} = e^{\gamma_0 z}. \quad (44)$$

La Ec. (44) muestra la ganancia obtenida en un fragmento del amplificador, sin embargo, el resultado es el mismo cuando se hace el análisis en todo el amplificador, es decir, una

señal pequeña presenta un crecimiento exponencial a lo largo de todo el sistema (Quimby, 2006).

La figura 13 apoya la comprensión del cálculo y las consideraciones anteriores, mientras que la gráfica de la figura 14 muestra el comportamiento de la ganancia de la señal en un amplificador óptico para diferentes valores de potencia de bombeo.

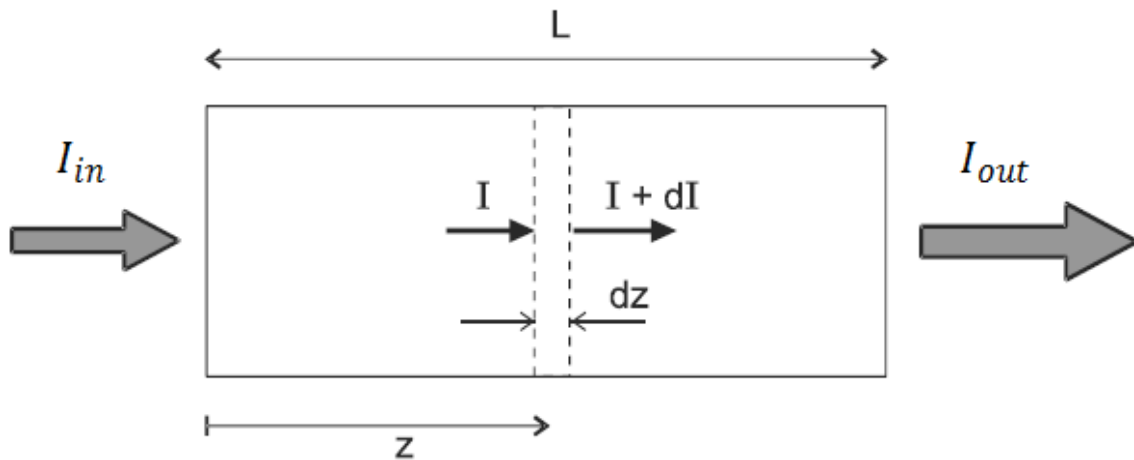


Figura 13. Intensidad de entrada I_{in} , e intensidad de salida I_{out} para un amplificador óptico de longitud L , mostrando el incremento de intensidad dI en un tramo pequeño dz . (Quimby, 2006)

3.3.3 Ganancia saturada

En la aproximación de señal pequeña la ganancia está determinada por la intensidad del bombeo (I_p) y no por la intensidad de la señal (I), ya que la razón de emisión estimulada debida a esta última es mucho menor que la razón de emisión espontánea debida al bombeo. Cuando I crece, ésta situación cambia.

Conforme la intensidad de la señal aumenta, se reduce el número de iones del nivel metaestable debido a la emisión estimulada, disminuyendo a su vez la ganancia. Este efecto se conoce como saturación de la ganancia y juega un papel de suma importancia en la operación de los láseres y amplificadores.

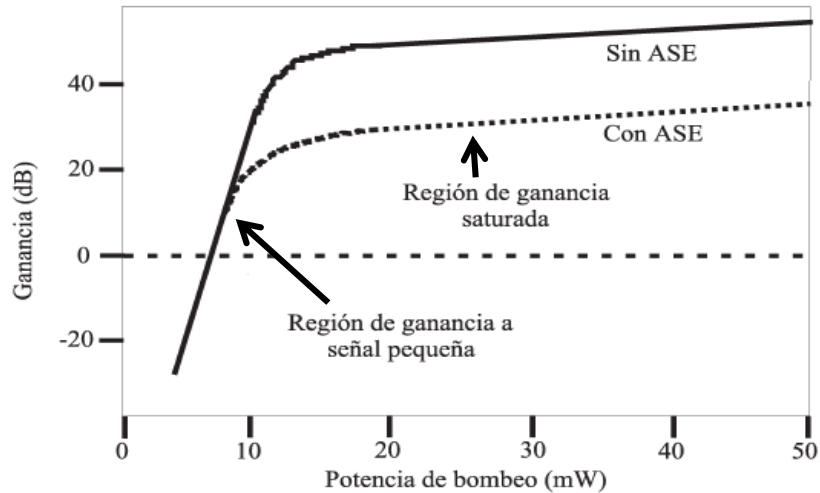


Figura 14. Curva de la ganancia típica de un EDFA. (Ayala, 2001)

Es conveniente caracterizar la saturación de la ganancia por medio de la intensidad de saturación I_{sat} , definida como la intensidad en la cual la ganancia se reduce por un factor de 2 de su valor para señal pequeña (Quimby, 2006). Este resultado puede verse partiendo nuevamente de la Ec. (38), la cual puede expresarse sustituyendo la Ec. (37), haciendo por simplicidad, $\gamma = (N_2 - N_1) = \Delta N_{max}$ y después de cierto análisis se tiene,

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{\Delta N_{max}}{N} \frac{1}{1 + I/I_{sat}}. \quad (45)$$

De la Ec. (45) resaltan dos cosas importantes. El factor de ganancia es proporcional a la diferencia de población. Con un incremento en la intensidad de la señal, la ganancia del amplificador se reducirá gradualmente hasta llegar a ser casi cero (ver figura 15) (Iizuka, 2002).

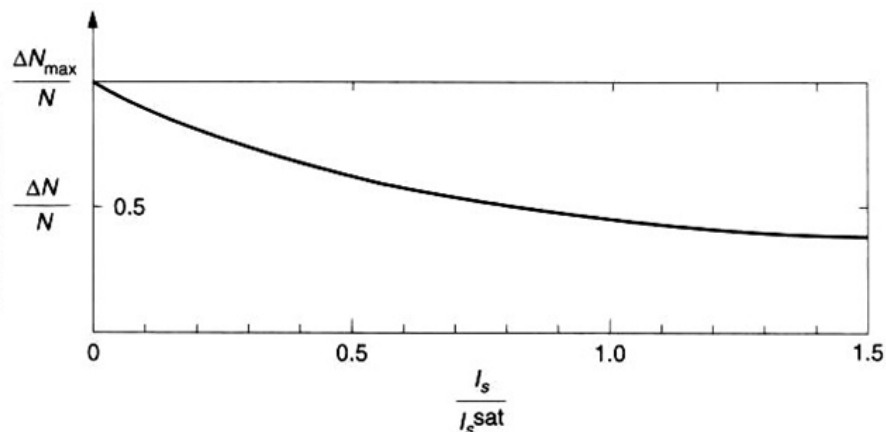


Figura 15. Diferencia de población contra densidad de potencia óptica de la señal. (Iizuka, 2002)

3.4 Amplificación de señales polarizadas

La polarización de la luz es un factor importante dentro de los amplificadores de fibra dopada. Hay tres efectos principales dependientes de la polarización: dispersión de modos de polarización, pérdidas dependientes de la polarización (PDL), que se originan principalmente en las componentes pasivas usadas en la línea de transmisión, pudiendo ser distintas para dos ejes de polarización ortogonales y la ganancia dependiente de la polarización (PDG); también llamada fusión de agujeros de polarización (PHB, polarization hole burning).

3.4.1 Ganancia dependiente de la polarización

En 1993, M.G. Taylor reportó el decremento del desempeño de EDFAs asociado a pérdidas dependientes del estado de polarización (4.8 dB en un sistema concatenado de 69 EDFAs) (Taylor, 1993). Es entonces cuando se empieza a estudiar el efecto del estado de polarización de la señal y del bombeo en el amplificador. Los estudios, realizados usando luz linealmente polarizada, demuestran que la ganancia depende de la orientación relativa del ángulo azimutal del estado de polarización de la señal con respecto al del bombeo. La ganancia, medida para una señal de prueba débil, con respecto al estado de polarización de una señal de saturación, es máxima para polarizaciones de prueba ortogonales a la señal (Mazurczyk y Zyskind, 1994). Para describir esta respuesta se supone que debido a que el campo de ligadura es diferente para cada ion, la orientación de los iones de erbio en la matriz vítrea debe ser azarosa (Mazurczyk y Zyskind, 1994), (Wysocki y Mazurczyk, 1996) y que el efecto observado se debe a la fusión de agujeros de polarización.

Formalmente la PDG se define como una diferencia entre la ganancia de dos señales polarizadas ortogonalmente y se relaciona con la anisotropía que presenta la sección transversal de emisión (y absorción) de los iones de erbio en la fibra (Mazurczyk y Zyskind, 1994). Se han realizado numerosos estudios acerca de las contribuciones de la señal y el bombeo en la existencia de la PDG, obteniéndose resultados muy similares. Bruyere (1995), Greer (93), Mazurczyk y Zyskind (1994), por mencionar algunos, han llevado a cabo pruebas en las que se introducen señales de prueba (simulando la emisión

ASE) en polarizaciones ortogonales y paralelas a la de la señal de saturación, llegando a una misma conclusión: dado que la ganancia máxima ocurre para polarizaciones de prueba perpendiculares, se considera que el ruido generado con una polarización ortogonal a la señal se amplificará en un régimen de mayor ganancia produciendo una degradación del enlace. Además, concuerdan en que disminuyendo el grado de polarización (DOP) a menos del 10 %, la PDG se reducirá sustancialmente. Sin embargo, experimentos posteriores realizados en CICESE usando una fibra embobinada helicoidalmente, bombeada con luz polarizada de 980 nm, no mostraron una amplificación mayor para el ruido (Tentori et al., 2001; Tentori et al. 1999).

3.4.2 Fusión de agujeros de polarización

El modelo de fusión de agujeros de polarización es usado ampliamente para describir los efectos observados en EDFAs en los que no se controla la evolución del estado de polarización a través de la fibra láser. El efecto puede resumirse de la siguiente manera. La señal con un estado de polarización dado, al atravesar el amplificador es amplificada en un régimen de saturación. La componente de la emisión ASE (emisión espontánea amplificada) polarizada en la dirección ortogonal a la señal, se amplifica en un régimen de señal pequeña, por lo que su ganancia es mayor que la de la señal (o de la componente de ASE polarizada paralela a la señal). Por tanto, el ruido ASE total crece más rápidamente de lo que se espera usando los modelos estándar que desprecian el efecto de ganancia dependiente de la polarización (PDG). Ya que se cree que la PDG se origina en los amplificadores, el efecto es acumulativo con el número de amplificadores, y el deterioro del sistema crece con la longitud de éste (Taylor, 1993).

3.4.3 Explicación teórica del fenómeno

El medio ambiente físico en el que residen los iones de erbio en el vidrio anfitrión, varía localmente, por lo que estos iones presentan cambios en sus niveles de energía, probabilidades de transición y orientaciones, que dependen del sitio en el que estén ubicados (Wang, Lin, y Ye, 1998). Además, se describe la sección transversal de emisión y absorción de los iones como un oscilador anisótropo (de sección transversal elíptica), idéntico para todos los iones a excepción de su orientación.

Se describe a cada ion usando un sistema de coordenadas en donde a cada eje se asocia una sección transversal diferente, proporcional a la probabilidad de emisión o absorción de luz en presencia de un campo eléctrico orientado en esa dirección. Al caracterizar la anisotropía de los osciladores iónicos, una de las dificultades consiste en determinar los valores de dichas secciones transversales polarizadas, que son parámetros microscópicos y no pueden medirse en forma directa, sin embargo es posible hacer una aproximación mediante la medición de los espectros de emisión y absorción de la muestra.

Según los estudios teóricos realizados por (Wang, et al., 1998), aun cuando la orientación de los iones es diferente para cada uno, su distribución en la matriz vítrea es isotrópica, es decir no existe una orientación preferente. La señal de saturación produce una desexcitación selectiva de la población invertida de iones, denominada fusión de agujeros de polarización (PHB, polarization hole burning); mientras que el estado de polarización del bombeo promueve la excitación selectiva de los iones dopantes, generando una distribución no aleatoria de orientaciones en la población de iones invertidos. Esto implica que la PDG incluye dos componentes, ya que tanto la señal como el bombeo contribuyen. De hecho depende de la orientación relativa del estado de polarización de la señal y el bombeo. La señal polarizada ortogonalmente al bombeo alcanza una ganancia máxima mientras que la polarizada paralelamente obtiene una ganancia mínima. Esto es resultado de que los iones de la población invertida inicial, que tienen su eje principal casi paralelo a la polarización del bombeo, dominan debido a la excitación selectiva generada por el bombeo polarizado.

Capítulo 4 Amplificador para señales polarizadas

Se describe la implementación del arreglo experimental utilizado para el estudio del comportamiento de señales polarizadas en un amplificador de fibra dopada con erbio, señalando con detalle la construcción del amplificador y las características de sus elementos. Además, se demuestra experimentalmente que el proceso se lleva a cabo sin que el SOP de la señal amplificada se modifique. Este nuevo arreglo, que permite cancelar el cambio en el estado de polarización de la señal (birrefringencia), toma como base las aportaciones previas realizadas por diferentes autores.

4.1 Antecedentes

Se presentan los arreglos propuestos por Greer et al. (1994), Bruyere (1995) y Mazurczyk et al. (1994) discutiendo su arquitectura en relación con sus medidas.

4.1.1 Arreglo experimental para la medición de la PDG (Greer et al., 1994)

La Fig. 16 muestra el diagrama del arreglo experimental del EDFA construido por Greer para llevar a cabo la medición de la ganancia dependiente de la polarización. Ellos trabajaron con una señal de alta potencia y simultáneamente con una señal de prueba débil (usaron dos diodos DFB para generar ambas señales). La señal de prueba se dividió usando un acoplador 50:50; el estado de polarización en uno de los caminos es paralelo al estado de polarización de la señal mientras que el otro es ortogonal a éste. Se utiliza un conmutador óptico para seleccionar el SOP requerido. La señal y la prueba se combinan utilizando un acoplador 90:10 antes de entrar al amplificador.

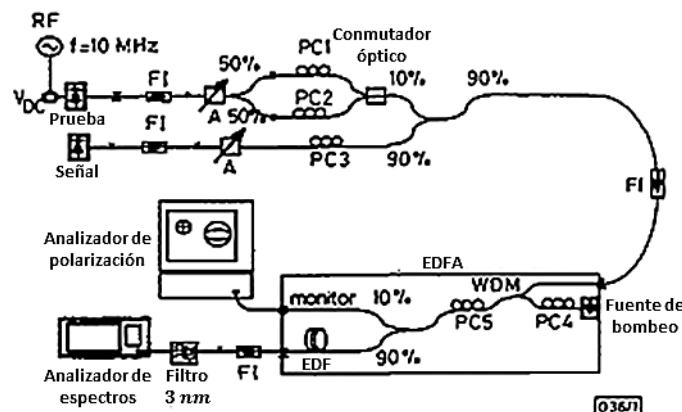


Figura 16. Configuración experimental para la medición de la PDG. (Greer, Lewis, y Macauley, 1994)

El amplificador está integrado por un WDM seguido de un acoplador 90:10 y un tramo de fibra de erbio. El 10% de la salida de este acoplador se usó para monitorear los estados de polarización de la prueba, la señal y el bombeo a la entrada de la fibra de erbio. Para controlar el estado de polarización de la prueba, la señal y el bombeo, incluyeron 5 controladores de polarización (PC).

4.1.1.1. Proceso experimental

Los controladores de polarización PC1 a PC4 son utilizados para fijar el estado de polarización de estas señales, entre sí. El controlador de polarización PC5 se usó para ajustar los estados de polarización de la prueba, la señal y el bombeo al marco de referencia de la fibra de erbio (Greer, et al. 1994).

La PDG representa la medición de la diferencia de ganancia para dos señales con polarizaciones ortogonales. El estudio se realiza suponiendo que la componente de emisión espontánea generada en el amplificador, con polarización ortogonal a la señal, se amplifica en el régimen de señal pequeña, mientras que la ganancia de la señal está saturada, lo que afecta la razón señal a ruido del sistema.

4.1.1.2. Observaciones

En el experimento realizado por Greer, se utiliza una señal de prueba simulando la componente de emisión espontánea. Cabe señalar que esta última no presenta una polarización definida y se propaga en todas direcciones; mientras que la señal de prueba usada en su experimento es monocromática, coherente, con un estado de polarización definido y genera por sí misma una componente de emisión espontánea adicional.

Otros detalles que pueden afectar el desempeño del amplificador y por ende, a las mediciones obtenidas son: 1) el uso de una gran cantidad de componentes, lo que contribuye de manera significativa a las pérdidas dependientes de la polarización (PDL), 2) el monitoreo del estado de polarización se realiza en el brazo de salida de menor potencia (10 %) de un acoplador 90:10, lo cual no garantiza que el SOP medido sea el

mismo que el de la señal que pasa por el brazo de salida de mayor potencia (90 %), que es el que entra a la fibra dopada con erbio.

4.1.2 Arreglo experimental para la medición de la PDG (Bruyere, 1995)

El arreglo experimental desarrollado por F. Bruyere en 1995, tiene como propósito presentar una medida de la PDG como función del grado de polarización (DOP) de la señal. Su construcción incluye un diodo láser sintonizable (TLS) que proporciona la señal de saturación y un diodo láser DFB de 1.56 μm que provee la señal de prueba (ver Fig. 17).

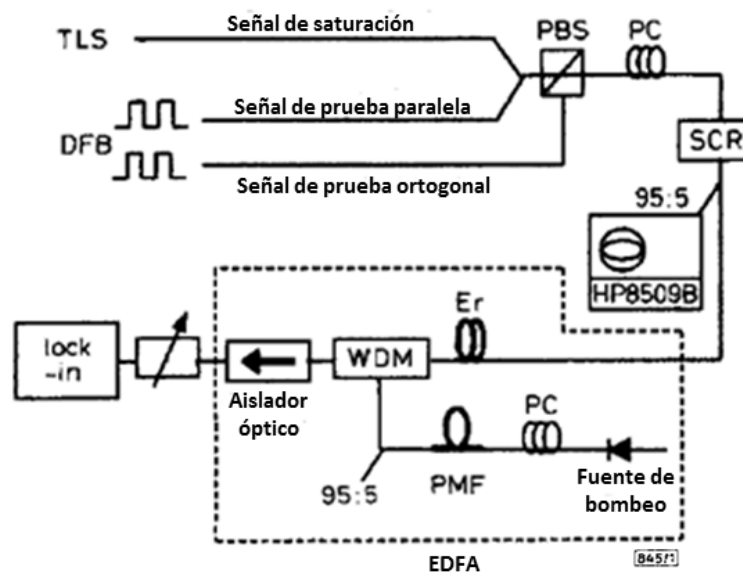


Figura 17. Configuración experimental para la medición de la PDG. (Bruyere, 1995)

Se usó un divisor de haz de polarización (PBS) para garantizar que el estado de polarización (SOP) de la señal de prueba fuera paralelo (o bien, ortogonal) al SOP de la señal de saturación. La configuración del bombeo es de contrapropagación y se utiliza un acoplador 95:5 para monitorear el SOP y el DOP del mismo. El diodo de bombeo es un láser multimodal Fabry-Perot.

4.1.2.1. Proceso experimental

La potencia de la señal de prueba a la entrada del EDFA se mantuvo a -30 dBm. La detección de las señales de prueba de amplitud modulada se realizó a 25 kHz, usando un amplificador síncrono (Bruyere, 1995). Se midió la diferencia de ganancia entre las

señales de prueba (perpendicular y paralela) apagando y encendiendo la señal de saturación, esto le permitió observar la compresión de la ganancia de la señal de prueba paralela (respecto a la perpendicular). Se utiliza un mezclador de polarización (SCR) para controlar el DOP de la señal y determinar la respuesta del EDFA, midiendo la dependencia de la PDG con la compresión de la ganancia para varios DOPs. Se eliminó la dependencia de la PDG con respecto al bombeo despolarizando la potencia de salida del láser de bombeo con un tramo de fibra que mantiene la polarización (PMF).

4.1.2.2. Observaciones

Al igual que en el arreglo presentado antes (Greer, et al., 1994), se comete el error de comparar la señal de prueba utilizada con la componente ASE generada por la señal de saturación, ya que estas dos no son semejantes.

De acuerdo con Mazurczyk y Zyskind (1994), el uso de un bombeo despolarizado disminuye considerablemente la PDG. Sin embargo, Bruyere (1995) no explica cómo es que lleva a cabo la despolarización de dicha señal. Además, se menciona que la PDF en un EDFA depende de la compresión de la ganancia y del grado de polarización de la señal (DOP), pero solo evalúa de manera indirecta el efecto del DOP introduciendo un mezclador de estados de polarización a la entrada del EDFA. En realidad no mide el DOP de las señales que está amplificando.

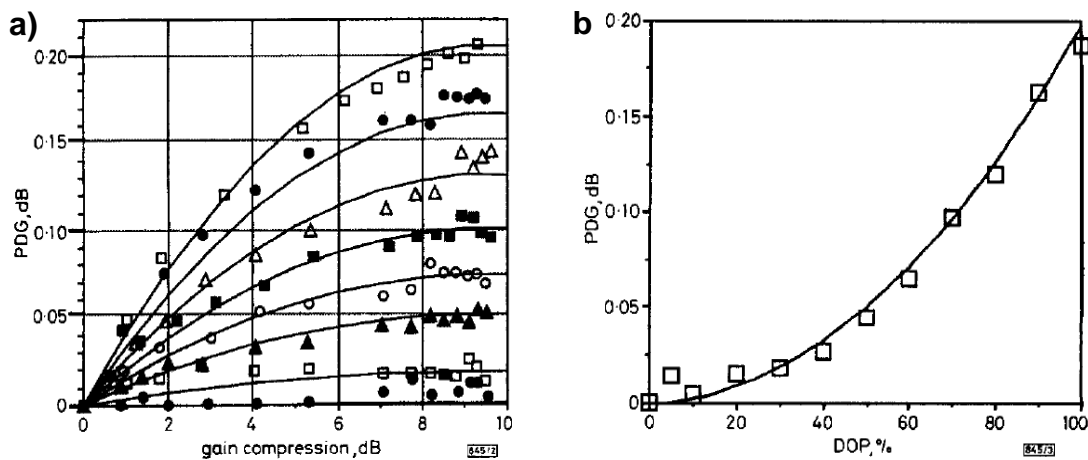


Figura 18. a) Medición de la PDG como función de la compresión de la ganancia para varios DOPs de entrada. **b)** Dependencia de la PDG con el grado de polarización de entrada para una compresión de la ganancia de 7.4 dB. (Bruyere, 1995)

4.1.3 Arreglo experimental para la medición de la PDG (Mazurczyk, 1994)

La Fig. 19 muestra el sistema utilizado por Mazurczyk para medir la PDG. Las fuentes para las señales de prueba y de saturación son láseres DFB con longitudes de onda de 1558.3 y 1558.8 nm, respectivamente. Están conectados con un acoplador 90/10 a través de un aislador, un atenuador y un controlador de polarización. El brazo del acoplador con el 90% de salida se conecta a la fibra dopada con erbio. El brazo del acoplador con el 10% de la salida, que contiene un polarizador y un medidor de potencia, se usa para establecer un ángulo de referencia arbitrario para la polarización.

El otro brazo del acoplador está conectado a la fibra dopada con erbio a través de un acoplador 100:1. El atenuador en la trayectoria de prueba se usa para mantener la potencia de la prueba 15 dB debajo de la de la señal. El amplificador se bombea en contrapropagación y la salida del WDM se usa para medir la potencia de la prueba amplificada.

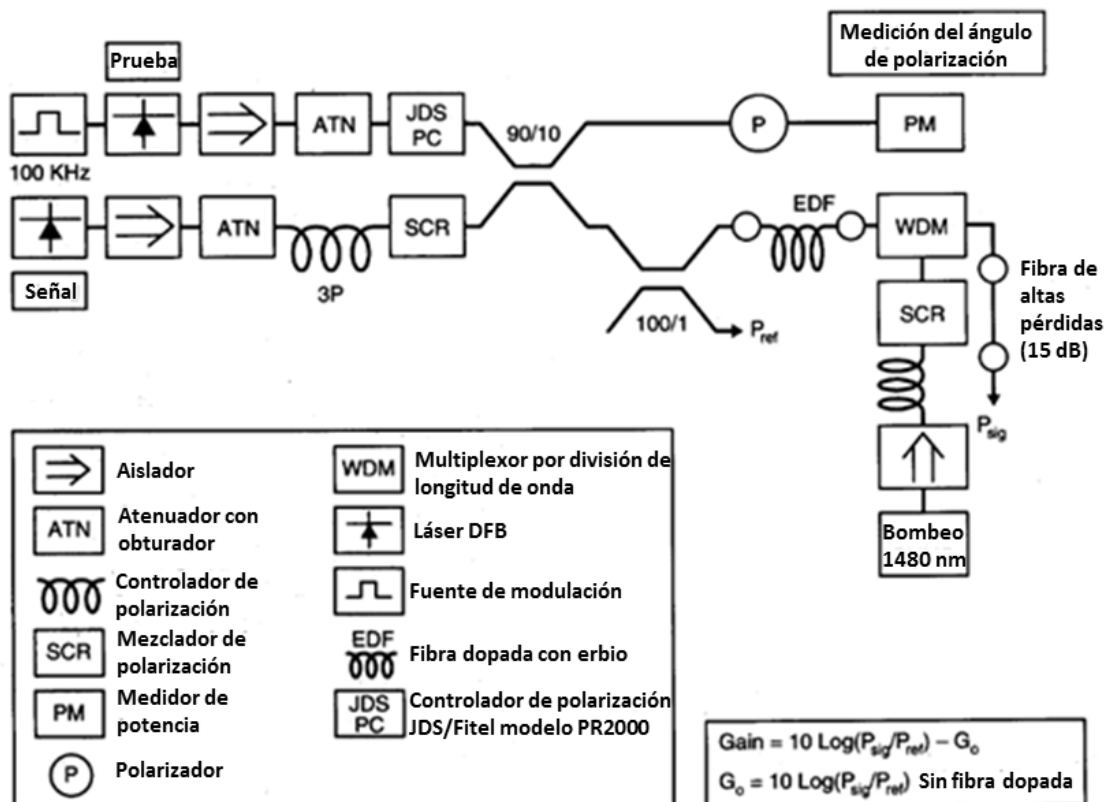


Figura 19. Configuración experimental para la medición de la PDG. (Mazurczyk y Zyskind, 1994)

4.1.3.1. Proceso experimental

Cuando el controlador de polarización (PC), ya sea para la prueba o la señal, se ajusta para producir extinción (SOP lineal) en el medidor de potencia, el ángulo de polarización se define arbitrariamente como cero. Los ángulos de polarización para la señal y la prueba, se etiquetan como θ y ϕ , respectivamente. La medida de la ganancia se hace manteniendo θ constante a 0° o 90° mientras que ϕ varía sobre un rango que incluye 0° y 90° . La prueba se modula a 100 kHz y se detecta con voltímetros AC después de su preamplificación eléctrica. El atenuador en la trayectoria de la señal se usa para controlar el grado de saturación del amplificador. La EDF tiene 17 m de largo y la potencia de bombeo es de 14 mW. Las medidas se hicieron con una compresión de 3 dB en la señal, para dar una ganancia de 19 dB.

4.1.3.2. Observaciones

A diferencia de otros autores, en este caso el concepto de PHB es tratado por separado y se mide de forma directa. Sin embargo, nuevamente se comete el error de comparar la componente ASE con las señales de prueba utilizadas.

A pesar de utilizar señales con grado de polarización cercano al 100%, en realidad se desconoce el SOP de la misma, lo cual es señalado por el mismo autor:

“Conforme la prueba y la señal progresan a lo largo de la fibra, sus polarizaciones cambian de un estado de polarización lineal, SOP, establecido en el acoplador, a un estado desconocido en la EDF, por lo que es posible que no se esté midiendo el efecto máximo.”

(Mazurczyk y Zyskind, 1994)

Adicionalmente, al tratar de describir por separado el concepto de PHB, las mediciones se hicieron despreciando los efectos producidos por el bombeo por lo que no se cuantifica el efecto total de la PDG en su amplificador.

4.2 Arreglo experimental implementado

El análisis de los experimentos anteriores, permite implementar un arreglo que hace posible llevar a cabo el estudio de un EDFA que opera con señales polarizadas sin necesidad de perturbar el proceso de amplificación al variar el estado de polarización lineal de entrada. En este arreglo se conoce en su totalidad el SOP de la señal y del bombeo, siendo para este último el mismo en todos los experimentos.

La Fig. 20 muestra el arreglo experimental implementado, el cual consta de un diodo láser sintonizable Hewlett Packard 8168C como fuente en un rango de 1480 a 1570 nm para la señal y un diodo láser para el bombeo con pico de emisión en 980 nm. Para el control del SOP de la señal, primeramente se genera un marco de referencia (se explica con detalle más adelante). Para lograrlo se utiliza un arreglo que consta de un controlador de polarización, un polarizador lineal (cristal de calcita) sobre una montura giratoria, y un analizador de polarización Agilent 8509C con sus respectivos acopladores. Para la verificación del SOP de la señal de bombeo que entrará directamente sobre la fibra dopada con erbio, se utiliza un analizador de polarización Thorlabs PA460 (ver Fig. 31). Los detalles de los componentes como es el caso del WDM y el doble bobinado para la cancelación del efecto de la birrefringencia se describen a continuación.

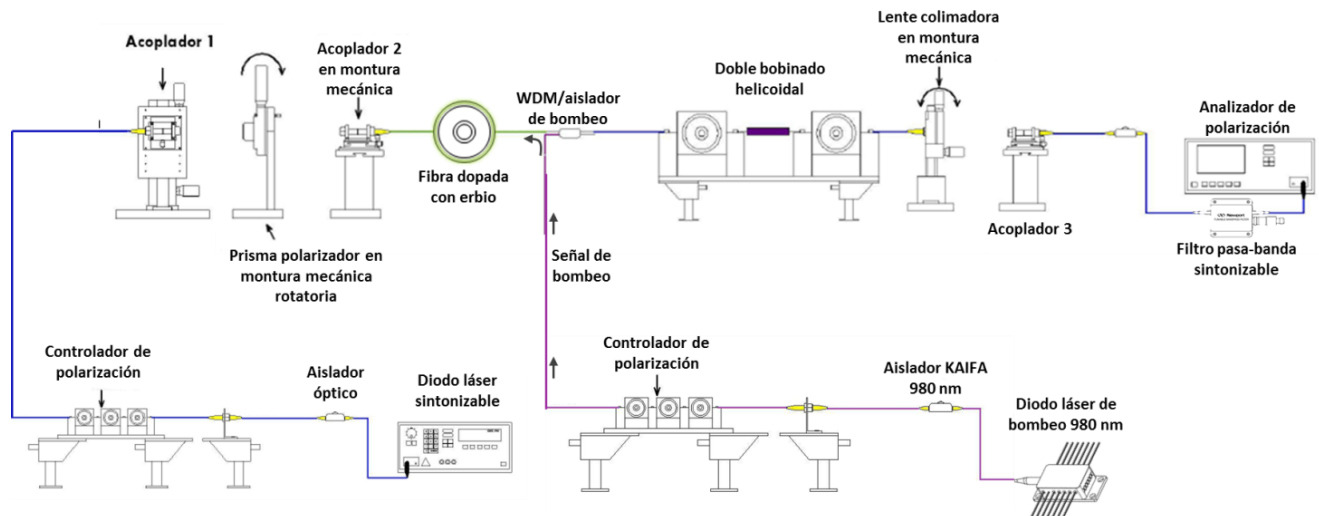


Figura 20. Arreglo experimental implementado.

4.2.1 Doble bobinado helicoidal

Dentro de lo necesario para la construcción de un arreglo experimental que permita observar el comportamiento de un amplificador de fibra dopada con erbio que opera con señales polarizadas, se encuentra un doble bobinado helicoidal. Por medio de éste se logra cancelar el efecto de la birrefringencia residual del multiplexor, confirmando que dicho efecto no es azaroso y que es posible predecir la evolución del SOP de la señal.

4.2.1.1. Pérdidas por curvatura

Cuando la fibra óptica se curva, se genera atenuación. Esta pérdida pasa desapercibida hasta que se sobrepasa una curvatura crítica. En las fibras ópticas monomodo se considera que este límite se alcanza para un radio de curvatura diez veces menor al diámetro del tubo que aloja al módulo de fibras (Barrera y Padilla, 2011).

Existen dos tipos de curvaturas que se presentan en la fibra óptica, microcurvatura y macrocurvatura. La primera se produce por fuerzas que inciden de forma lateral y se localizan a lo largo de toda la fibra (puede introducirse durante la fabricación o la instalación, figura 21).

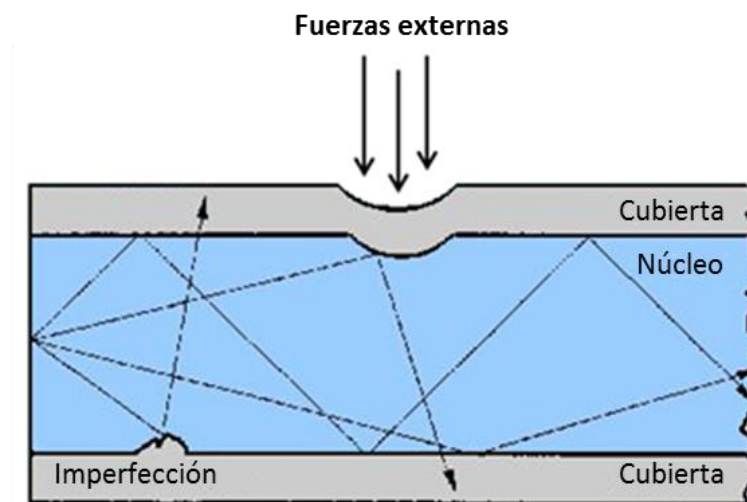


Figura 21. Fibra óptica con microcurvatura.

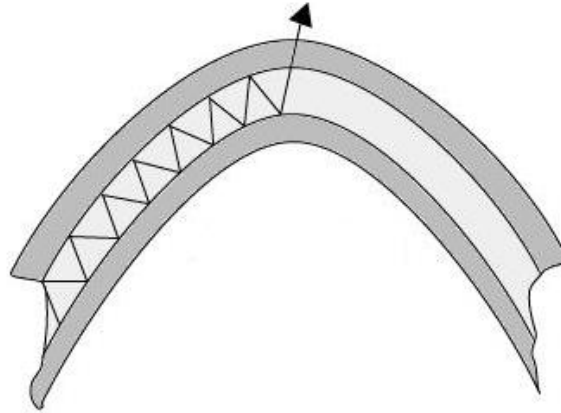


Figura 22. Fibra óptica con macrocurvatura. La luz se escapa del núcleo al sobrepasar el ángulo donde se cumple la condición de reflexión interna total.

Las macrocurvaturas se presentan cuando la fibra describe una curvatura con un radio menor a 4 ó 5 cm, lo que hace que la luz se escape del núcleo al verse superado el ángulo máximo necesario para tener reflexión interna total (Fig. 22).

Aun cuando la curvatura de una fibra produce pérdida de luz y por ende de potencia y de datos de la señal, los controladores de polarización siguen siendo muy utilizados para generar el estado de polarización de la luz que se desea.

Para poder acotar esta pérdida se han realizado estudios en los que se analiza su dependencia con respecto a diferentes parámetros, como la longitud de onda, el radio de curvatura, el número de vueltas, etc. Como resultado de ellos se han desarrollado modelos para describir la pérdida inducida por microdeformaciones en fibras monomodo (Marcuse, 1984) y estudios de la aplicación de curvaturas a fibras ópticas monomodo para demultiplexación por longitud de onda (Harris, Shrubshall, y Castle, 1988). Por lo general las pérdidas se deben a que al curvar la fibra los modos de mayor orden escapan por la cubierta.

4.2.1.2. Diseño del doble bobinado helicoidal

El diseño del arreglo mediante el cual es posible cancelar el efecto de la birrefringencia está basado en la modificación de la birrefringencia residual a través del efecto de birrefringencia inducido al bobinar helicoidalmente la fibra formando dos hélices de giro

opuesto. La componente de birrefringencia circular del primer bobinado helicoidal y el efecto de giro introducido por éste se contrarrestan con los inducidos por el segundo, que tiene el mismo diámetro, longitud y paso del primero, pero giro opuesto. Ambos bobinados se montan sobre una estructura similar a la usada en los controladores de polarización donde los soportes de las bobinas son móviles, de manera que es posible aplicar una torsión localizada a la fibra.

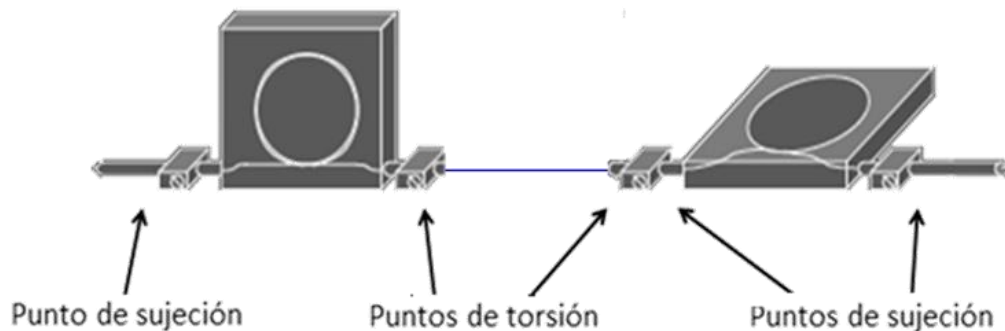


Figura 23. Esquema de la montura del doble bobinado helicoidal utilizado para la cancelación del efecto de la birrefringencia.

Este giro permite cambiar la orientación relativa de los ejes de simetría de los bobinados, consiguiendo así introducir un ángulo de magnitud variable entre sus ejes de birrefringencia para minimizar el efecto de la birrefringencia residual de las colas de fibra del multiplexor de bombeo sobre la señal, como se discutió en la Sección 2.4.2. La figura 23, muestra el esquema del doble bobinado helicoidal. Las bobinas utilizadas fueron de 5.6 cm de diámetro, disminuyendo el riesgo de fuga de luz. Es un método práctico, pues permite manipular el SOP en un arreglo sumamente compacto y con pérdidas bajas.

4.2.2 Multiplexor/aislador con bobinados dobles

Para que un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) realice su función adecuadamente, es necesario excitar los átomos del material dopante (Er^+) haciendo posible la emisión de luz (estimulada y espontánea) que permita amplificar nuestra señal. Por lo tanto es necesario que la señal de datos y la señal de bombeo se encuentren en un mismo punto. Esta situación es posible mediante la utilización de un multiplexor, específicamente un WDM (Wavelength Division Multiplexer), capaz de acoplar dos o más señales de longitud de onda diferente en un mismo brazo de fibra con pérdidas despreciables.

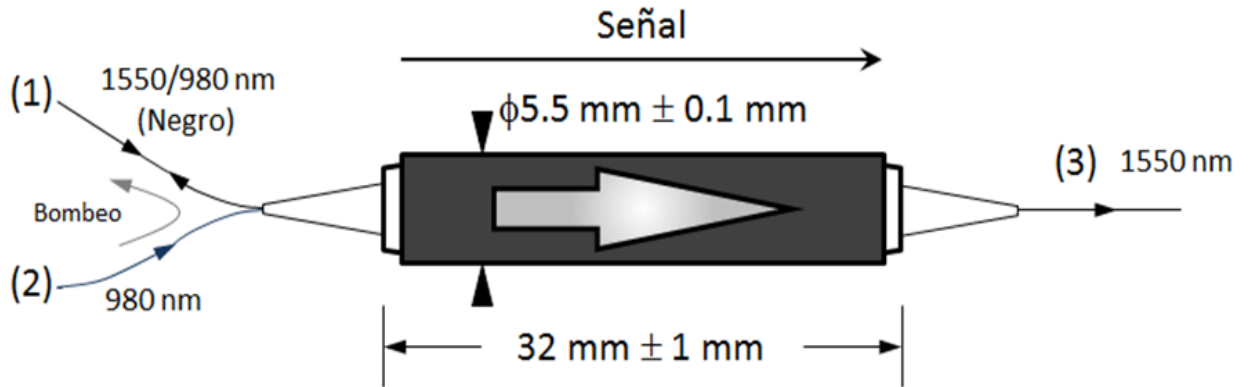


Figura 24. Diagrama de multiplexor. Los tres brazos que componen al WDM, están formados por fibras ópticas estándar. Corning Flexcor 1060 en (1) y (2) y Corning SMF-28 CPC6 en (3).

La configuración en contrapropagación usada en el amplificador, se basa en un dispositivo que realiza la función de “unir” la señal de bombeo con la señal de datos en la fibra dopada con erbio (multiplexar) y que a su vez impide que la primera se propague más allá de su frontera, es decir, que sólo permite el paso de la señal amplificada sin residuos del bombeo.

Para lograr dicho objetivo, se utiliza un multiplexor 2×1, que acopla la señal de datos con la señal de bombeo en contrapropagación. El esquema de la figura 24, muestra con detalle las características principales del multiplexor utilizado, de la desaparecida compañía E-TEK Dynamics (modelo IWDMC1121AA60), que a su vez funciona como un aislador, es decir, permite el paso de la luz en una sola dirección.

El funcionamiento de un aislador óptico está basado en un sistema de materiales con actividad óptica. Consta de un polarizador de entrada, un polarizador de salida y entre ellos un rotador de Faraday. Básicamente, el polarizador de entrada otorga un SOP definido a la entrada del rotador, que, como su nombre lo dice, induce una rotación en un ángulo θ con respecto al eje de propagación. El polarizador de salida está diseñado para permitir el paso del haz que sale del rotador. Si existiera una reflexión, este haz reflejado, deberá pasar nuevamente por el rotador, cambiando nuevamente su estado de polarización, con lo que se impide su paso a través del polarizador de entrada. La Fig. 25 muestra un diagrama esquemático del funcionamiento y los elementos que conforman a un aislador óptico.

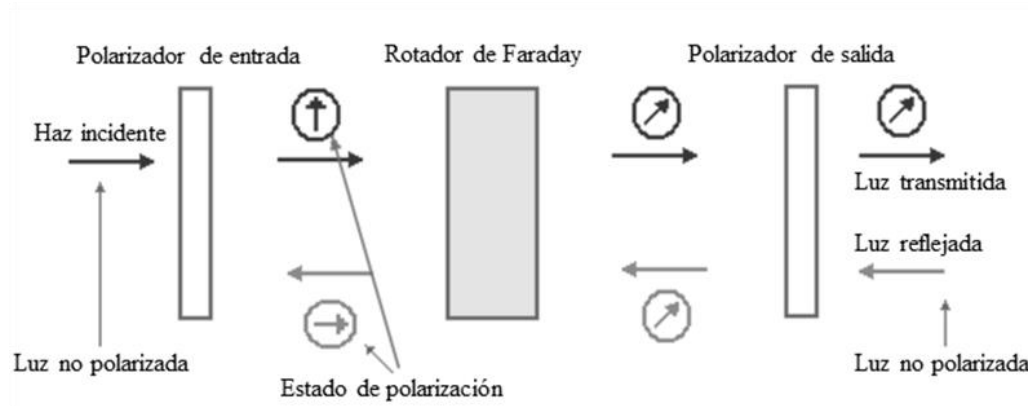


Figura 25. Esquema básico de un aislador óptico.

4.2.3 Cancelación del efecto de birrefringencia

Debido a la configuración de nuestro arreglo, para la cancelación del efecto de la birrefringencia en la señal se utilizó el arreglo del doble bobinado helicoidal, construido a la salida del multiplexor (brazo 3, figura 24). La posición de las bobinas se eligió estratégicamente, ya que de colocarse en el brazo (1) de entrada, la señal de bombeo se vería afectada por el movimiento del controlador; además el multiplexor también contribuye a la existencia de birrefringencia en la señal.

El procedimiento para cancelar el efecto de la birrefringencia es precedido de la creación de un marco de referencia, con lo cual se busca obtener el perfecto conocimiento del estado de polarización de la señal de entrada. Para lograrlo se utiliza un arreglo que consta de un controlador de polarización, un polarizador lineal (cristal de calcita) sobre una montura giratoria, un diodo láser sintonizable Hewlett Packard 8168C como fuente, un filtro pasabanda y un analizador de polarización Agilent 8509C con sus respectivos acopladores (ver figura 26).

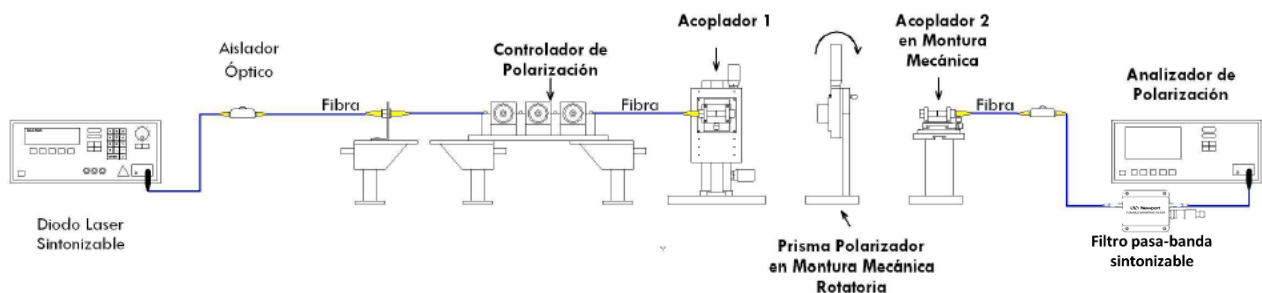


Figura 26. Arreglo experimental para la creación del marco de referencia.

El marco de referencia se genera produciendo primeramente un SOP circular en la esfera de Poincaré desplegada en el software del ordenador. Un SOP circular se localiza en uno de los dos polos de la esfera, cambiando sólo el sentido de giro para cada caso. Se sitúa el punto lo más exacto posible al centro del polo seleccionado para tener un SOP circular casi perfecto. Se coloca el polarizador lineal y se hace un barrido cada 60 grados para generar los tres primeros puntos que de ahora en adelante definirán el ecuador de la esfera. El procedimiento se repite hasta que el barrido ocurre sobre el ecuador, es decir se mantiene la polarización lineal de entrada.

Una vez generado el marco de referencia, lo siguiente es colocar los componentes restantes para completar el arreglo experimental, como son el multiplexor con el doble bobinado helicoidal a la salida (ver figura 27), la fibra dopada con erbio y la señal de bombeo en los brazos de entrada 1 y 2 del multiplexor respectivamente.

La cancelación del efecto de birrefringencia es un proceso similar a la creación del marco de referencia, sólo que en este caso se evalúa el SOP de la señal a la salida del amplificador. Primero, modificando la orientación relativa de los bobinados helicoidales, se genera un estado de polarización circular en cualquiera de los dos polos de la esfera de Poincaré. Una vez conseguido esto, se inserta el prisma polarizador para obtener un SOP lineal y se realiza un barrido de 180° grados de su ángulo azimutal, verificando que a lo largo de todo el barrido se mantenga la polarización lineal.

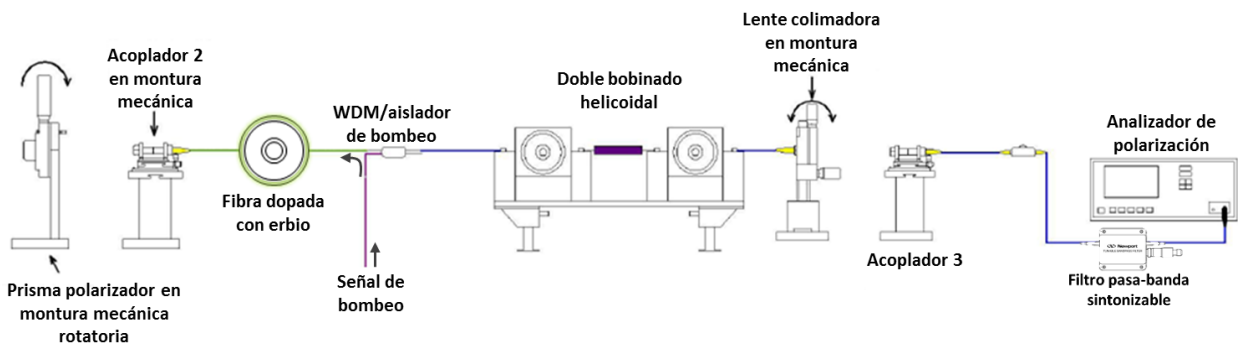


Figura 27. Arreglo experimental para cancelación de birrefringencia.

Las figuras 28 y 29 muestran los resultados de la creación del marco de referencia y la cancelación del efecto de la birrefringencia para longitudes de onda de 1535 y 1550 nm respectivamente. Cabe mencionar que para cada longitud de onda, este proceso se realizó manteniendo apagada la fuente de bombeo y una vez cancelado el efecto de la birrefringencia, se encendió dicha fuente para generar la amplificación.

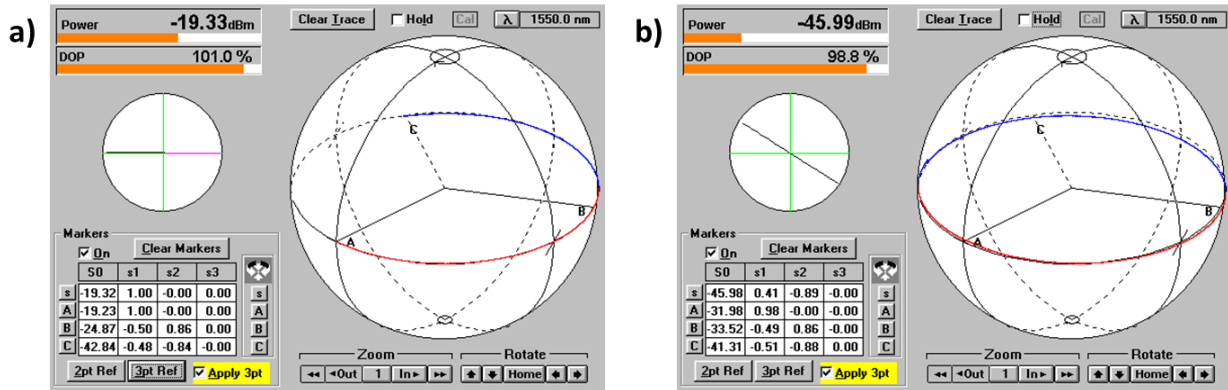


Figura 28. a) Definición del marco de referencia. **b)** Evolución del SOP de salida, después de la cancelación del efecto de la birrefringencia, para diferentes longitudes de onda. Las trayectorias se generan al variar el ángulo azimutal del polarizador lineal de entrada. Se definen para una longitud de onda de **1550 nm**.

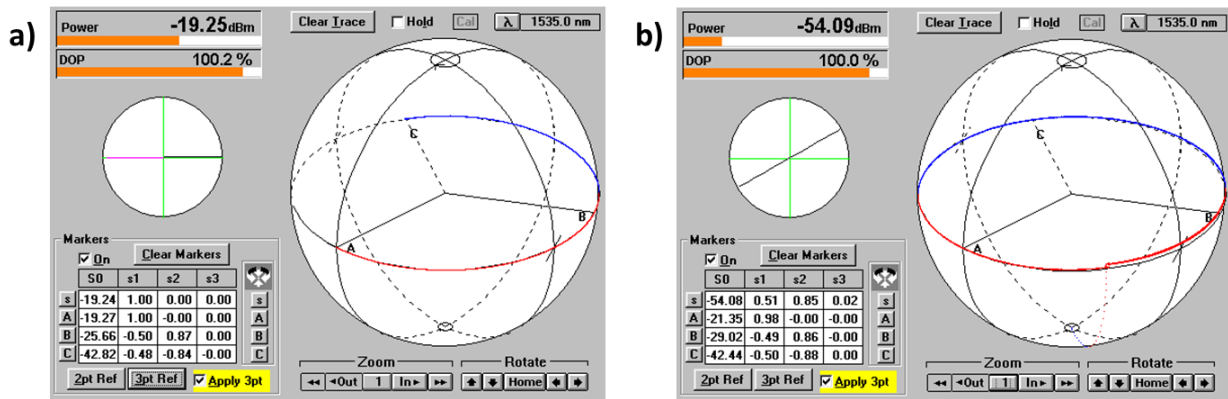


Figura 29. a) Definición del marco de referencia. **b)** Evolución del SOP de salida, después de la cancelación del efecto de la birrefringencia, para diferentes longitudes de onda. Las trayectorias se generan al variar el ángulo azimutal del polarizador lineal de entrada. Se definen para una longitud de onda de **1535 nm**.

4.2.4 Fibras dopadas con erbio

En esta sección se presentan las características de las fibras ópticas dopadas con erbio utilizadas como el elemento activo en los arreglos experimentales mostrados anteriormente. Entre ellas destacan datos como la atenuación y la concentración del dopante, que son de suma importancia durante el proceso de amplificación.

Se utilizaron dos muestras distintas de fibra dopada que presentan características similares. Una de ellas es la fibra Photonetics EDOS-103 de 16 m de longitud, con una concentración de alrededor de 80 ppm (partes por millón) y una atenuación de 1.85 dB/m a una longitud de onda de 1530 nm. La otra muestra es la fibra FIBERCORE DF1500E de 25 m de longitud. Es una fibra de germano-silicato que presenta una atenuación de 0.76 dB/m a 1535 nm y la concentración del elemento activo es de 40 a 45 ppm aproximadamente.

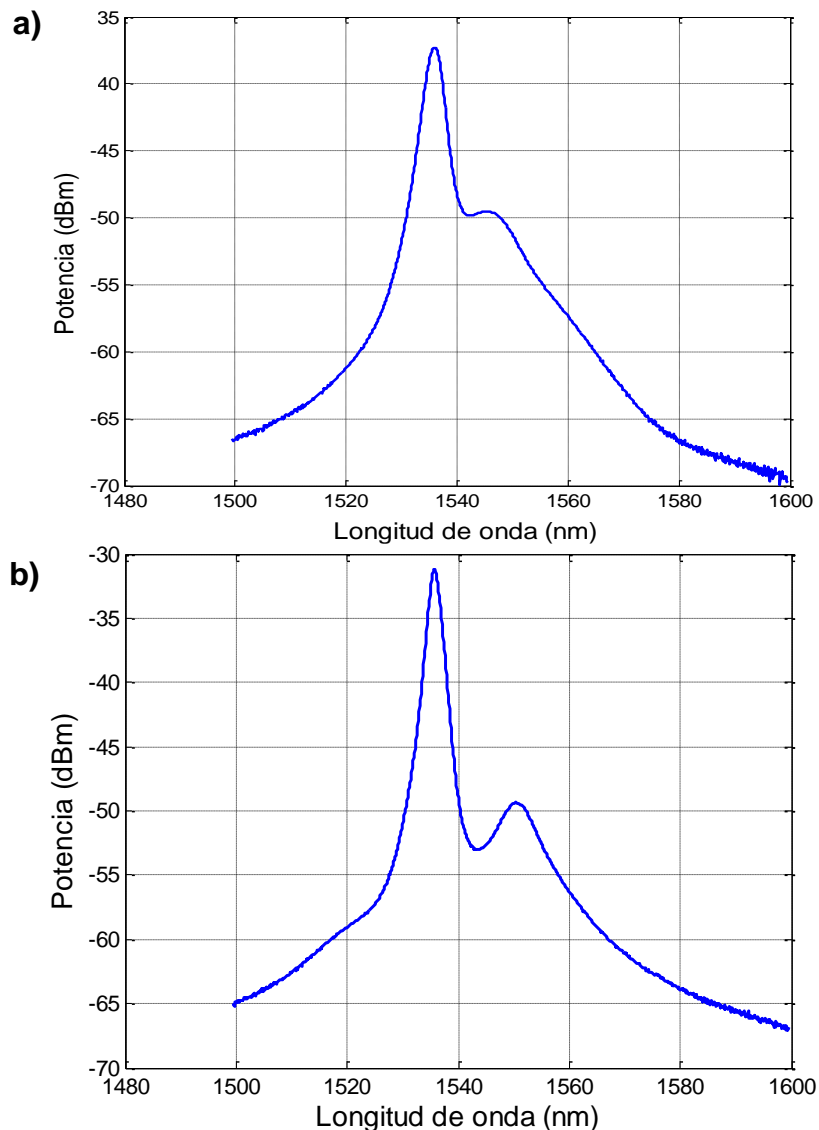


Figura 30. Espectros de emisión. **a)** Espectro de fluorescencia de fibra Photonetics EDOS-103 con una longitud de 16 m para una potencia de bombeo de 100 mW. **b)** Espectro de fluorescencia de fibra FIBERCORE DF-1500E con una longitud de 25 m para una potencia de bombeo de 100 mW.

Aun cuando las características de atenuación de ambas fibras son similares, su espectro de emisión tiene variaciones en cuanto a la potencia, lo cual se debe a la diferencia de longitud de aproximadamente 10 *m* entre una y otra. La Fig. 30 muestra el espectro de fluorescencia de ambas fibras.

4.3 Medida del SOP de una señal amplificada

Para generar la señal amplificada es necesario excitar a los iones de erbio. En el caso de las fibras dopadas con dicho material, esta excitación se realiza con luz, en nuestro caso, de 980 nm.

4.3.1 Control del estado de polarización del bombeo

El brazo de bombeo está compuesto por un diodo láser JDSU modelo S27-7402-460 con pico de emisión en 980 *nm*, el cuál es operado mediante un controlador ILX Lighthwave modelo LDC-3722B®. A la salida del diodo láser se cuenta con un aislador KAIFA de 980 *nm* (empalmado por fusión), seguido de un controlador de polarización cuya salida se conecta al brazo (2) de entrada (ver figura 24) del multiplexor.

Para la verificación del SOP de la señal de bombeo que entrará directamente sobre la fibra dopada con erbio, se utiliza un analizador de polarización Thorlabs PA460. Se generó una potencia aproximada de 21 *mW* por la inyección de 66 *mA* de corriente desde el controlador (según caracterización del diodo). En este punto se tomó la primera medición del SOP para definir el rango de trabajo. Mediante el controlador de polarización del brazo de bombeo, se logró un estado de polarización lineal horizontal (ver figura 32). Se aumentó la potencia de manera constante para verificar si el SOP permanecía constante, o bien, observar los cambios producidos por el aumento de potencia. El detector del polarímetro se saturó a los 70 *mW* aproximadamente (155 *mA*). El estado de polarización se mantuvo durante todo el rango de operación, es decir, no se vio afectado por la variación de la potencia. Por lo tanto basta con controlar la polarización del bombeo una sola vez justo antes de que entre en la fibra dopada con erbio (ver figura 31), ya que

esta parte del arreglo se mantiene fijo. El eliminar la necesidad de verificar el SOP del bombeo antes de cada medida hace que el sistema sea sumamente estable.

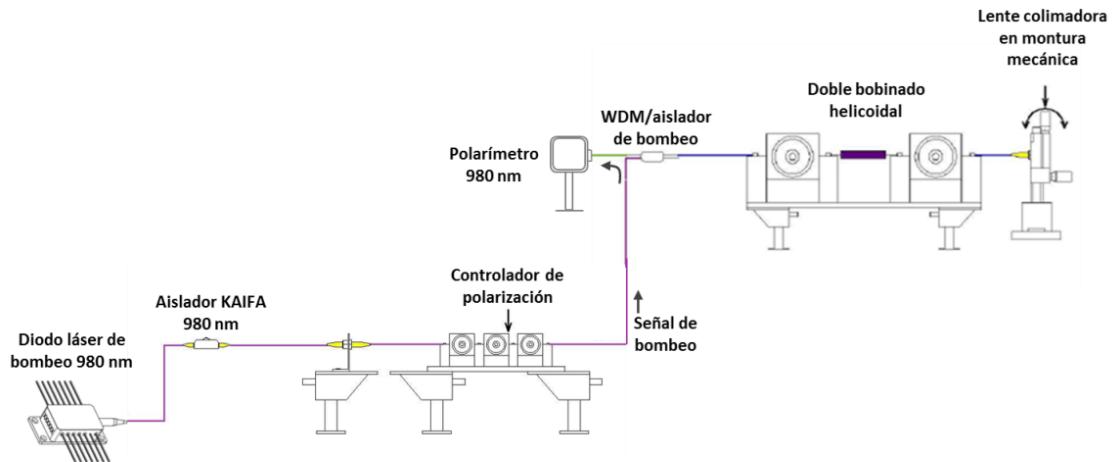


Figura 31. Diagrama esquemático del arreglo experimental para el análisis del SOP de entrada de la señal de bombeo.

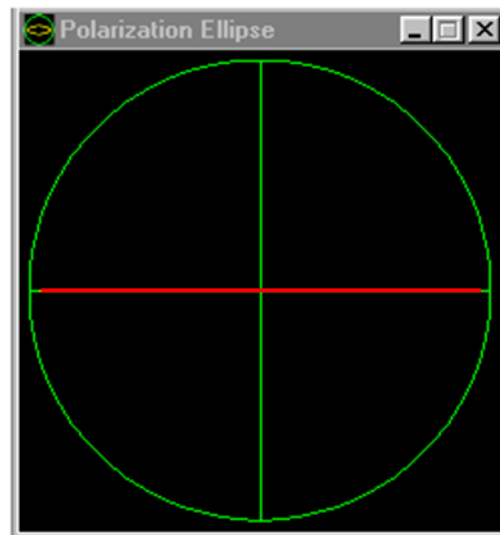


Figura 32. SOP de la señal de bombeo. La línea roja denota el estado de polarización lineal horizontal que una vez establecido no varía con aumentos de potencia.

4.3.2 Estado de Polarización de la Señal Amplificada vs Potencia de Bombeo

Utilizando un filtro sintonizable de la marca Newport, con banda de operación entre 1530 y 1565 nm y ancho de línea de $0.8 \pm 0.05 nm$ (ver figuras 20 y 34), se procedió a observar el comportamiento del SOP de la señal que ha sido amplificada.

Para esta prueba, primeramente se obtuvo el SOP de la señal antes de amplificar, a continuación se introdujo la señal de bombeo y se aumentó la potencia del mismo para observar su evolución en el interfaz gráfico del ordenador. En la figura 33, se muestra la comparación de los estados de polarización para la señal original y la señal amplificada. Claramente se observa que el SOP se mantiene al aplicar el bombeo. La prueba se realizó con una potencia de señal de -40 dBm con SOP de entrada lineal horizontal en 1550 nm y se amplificó con una potencia de bombeo de 24 mW cuyo SOP era paralelo a la señal de datos. De igual forma la Tabla 3, muestra los parámetros de Stokes obtenidos para la señal antes y después de amplificar. Es posible observar que el grado de polarización (DOP) se ve disminuido por la presencia de la emisión ASE de la fibra dopada con erbio.

Tabla 3. Parámetros de Stokes para el SOP de la señal antes y después de la amplificación

Parámetros	S1	S2	S3	DOP
SOPamplificación	0.325598	0.94524	2.25E-02	0.737104
SOPseñal	0.326178	0.944928	2.68E-02	0.998949

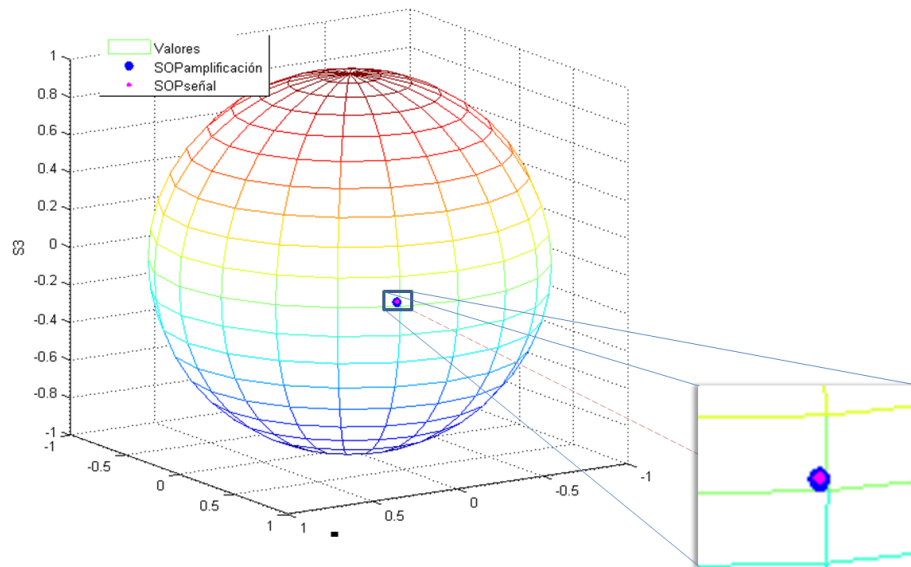


Figura 33. Estado de polarización para una señal de -40 dBm de potencia antes y después de amplificar.

En la imagen se observa un punto rosa superpuesto sobre un punto azul, que definen, respectivamente, al SOP de la señal antes y después de ser amplificada. Es posible observar la diferencia de tamaño existente entre los puntos. Este cambio se introdujo por

razones prácticas, puesto que, al no haber variación en el estado de polarización entre una señal y otra, los puntos se traslapan y no es posible distinguirlos sin modificar el gráfico.

4.3.3 Filtro sintonizable

Un filtro sintonizable permite seleccionar una región específica del espectro de una señal. En cuestiones de óptica, estos filtros se utilizan para seleccionar la longitud de onda que sea requerida con la precisión más alta posible, es decir, que su ancho de línea sea lo más angosto posible.

Para la realización de los experimentos propios de este trabajo, se utiliza un filtro pasabanda sintonizable de la marca NEWPORT TBF-1550-1.0. Su funcionamiento se basa en un filtro de interferencia Fabry-Perot de películas delgadas colocado entre dos colimadores de fibra óptica angulados, el cual selecciona la longitud de onda deseada ajustando el ángulo de inclinación del filtro con un micrómetro de alta precisión, obteniendo hasta 0.05 nm de resolución (Newport Co., 2014).

Algunas de sus características importantes son las bajas pérdidas por inserción (1.5 dB típico), ancho de banda angosto (0.8 nm), rango de sintonización de 1535 a 1565 nm, etc.

Otras aplicaciones de este filtro son la eliminación el ruido de bandas laterales en los amplificadores de fibra dopada con erbio y su implementación en sistemas de transmisión con láseres sintonizables.

En el arreglo experimental, el filtro sintonizable se localiza en la entrada del analizador de polarización (ver figura 34), lo que permite observar el SOP de la señal amplificada sin perturbaciones ocasionadas por la polarización de otras longitudes de onda del espectro de fluorescencia emitido (ASE).

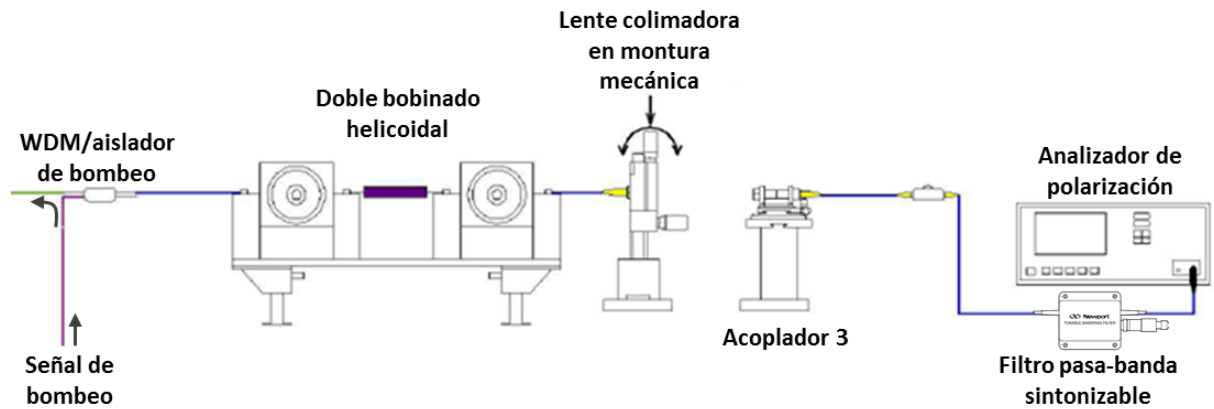


Figura 34. Localización del filtro pasabanda sintonizable en el arreglo experimental.

Además, el filtro no modifica el SOP de la señal ya que tanto el marco de referencia, como la cancelación del efecto de birrefringencia se han hecho en su presencia.

Capítulo 5 Amplificación de señales polarizadas

Se describen los experimentos llevados a cabo y los resultados obtenidos durante las mediciones de ganancia para señales polarizadas en el amplificador de fibra dopada con erbio construido. El amplificador se construyó con dos tipos de fibra dopada con erbio, Photonetics EDOS-103 y FIBERCORE DF1500E, los resultados se muestran para cada una de ellas.

5.1 Espectros de fluorescencia y ganancia para señales polarizadas

El estudio de la amplificación de señales polarizadas se inició usando la fibra Photonetics EDOS-103, con una longitud de 15 m. En la Fig. 35 se muestra su espectro de fluorescencia para potencias de bombeo que van de 24 a 100 mW. Puede observarse que al aumentar la potencia de bombeo de 85 a 100 mW el cambio en la potencia emitida es muy bajo. Además, fuera del pico máximo de emisión, la potencia es ligeramente mayor cuando el bombeo es más bajo.

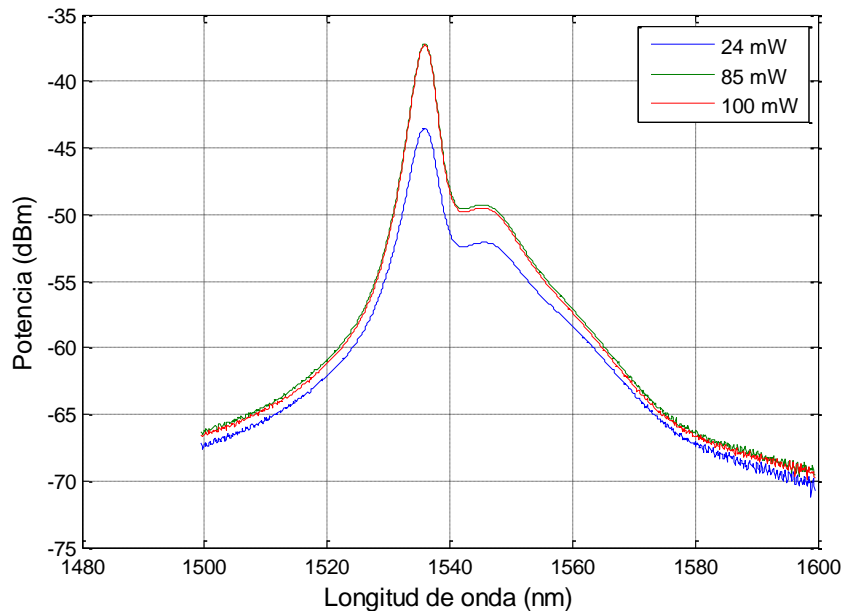


Figura 35. Espectros de fluorescencia (ruido ASE) de una muestra de fibra Photonetics EDOS-103 para diferentes potencias de bombeo. Se observa que para una potencia de 85 mW, fuera del pico de ~1530 nm, la emisión es superior a la generada con una potencia de 100 mW.

Este comportamiento nos lleva a pensar que la potencia de emisión de la componente ASE (ruido) a la longitud de onda de la señal tiene cierto límite y que en consecuencia no se amplificará más allá de dicho límite, haciendo que el SNR de alguna manera permanezca constante en ese punto, o bien, se incremente si la potencia de la señal también lo hace.

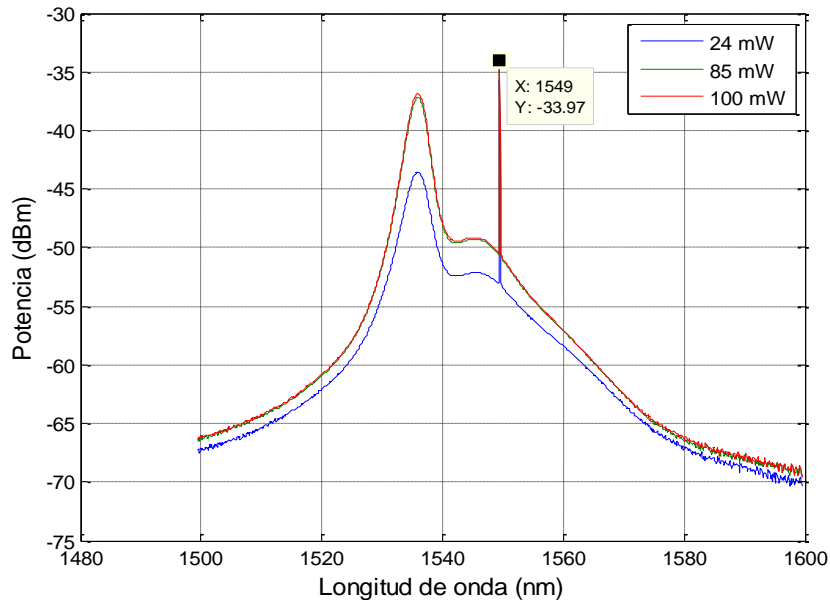


Figura 36. Espectros de ganancia para una señal de -40 dBm a 1550 nm y polarización lineal horizontal, amplificada variando la potencia de bombeo.

Lo siguiente fue realizar la misma comparación pero ahora en presencia de una señal de saturación, con la finalidad de observar si el comportamiento de la componente ASE se mantenía. Para esto se introdujo una señal con potencia fija de -40 dBm a 1550 nm y SOP lineal horizontal para observar el efecto de diferentes potencias de bombeo sobre la ganancia y se midieron de manera simultánea los cambios obtenidos en la componente de ruido (ASE) a la misma longitud de onda. En la Fig. 36, se comparan los resultados obtenidos para potencias de bombeo de 24, 85 y 100 mW. Se observa que la señal amplificada y el ruido crecen a la par, es decir, conforme se aumenta el bombeo, la ganancia de la señal y el nivel de fluorescencia se incrementan, sin embargo se observa un cierto límite en los niveles de ruido, lo cual también es apreciable en la Fig. 35, donde se presentan solo los espectros de emisión de la fibra dopada para las mismas potencias de bombeo empleadas en ausencia de la señal. Para apreciar el comportamiento de mejor manera, la tabla 4 muestra los valores obtenidos durante las mediciones.

Tabla 4. Valores de ganancia para una señal de -40 dBm a 1550 nm y potencia de la componente ASE a la misma longitud de onda para diferentes potencias de bombeo, con una señal de potencia y SOP fijos.

Potencia de bombeo (mW)	Ganancia (dB)	Potencia ASE (dBm)
24	4.19	-53.04
85	5.75	-50.62
100	5.94	-50.50

El experimento se repitió para la muestra de fibra Fibercore DF1500E, obteniéndose resultados similares. En las Figs. 37 y 38, se presentan los espectros de emisión de la fluorescencia y la señal amplificada respectivamente para una señal de -36 dBm a 1550 nm con SOP lineal horizontal.

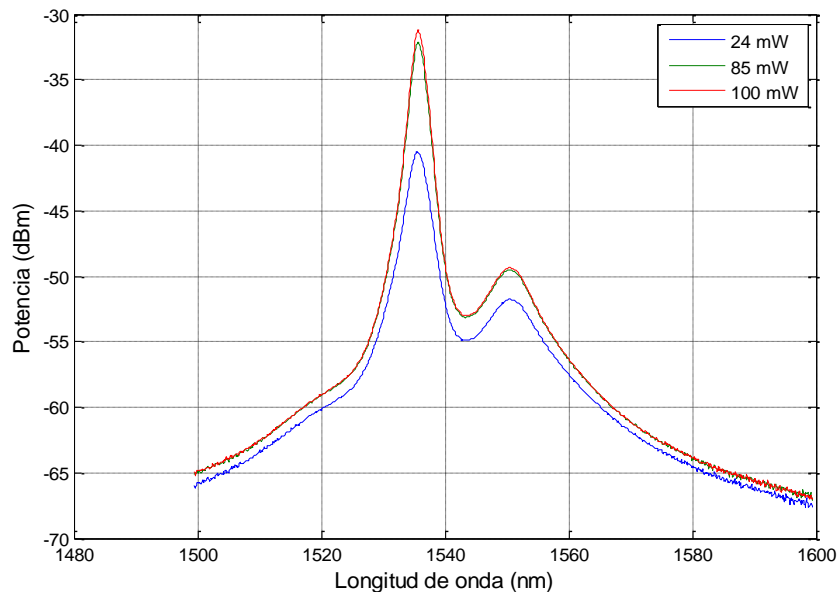


Figura 37. Espectros de fluorescencia (ruido ASE) de una muestra de fibra Fibercore DF1500E de 25 m de longitud para diferentes potencias de bombeo.

Las diferencias en el espectro de emisión se deben al tipo de fibra utilizada en cada prueba. Es notable que los picos de emisión en 1535 nm y 1550 nm son más pronunciados, lo que supone una mayor ganancia para la señal introducida, sin embargo en la Fig. 38 y la tabla 5, se aprecia lo contrario. Esto se explica considerando las

características de atenuación, concentración y longitud de cada muestra de fibra dopada con erbio (sección 4.2.4).

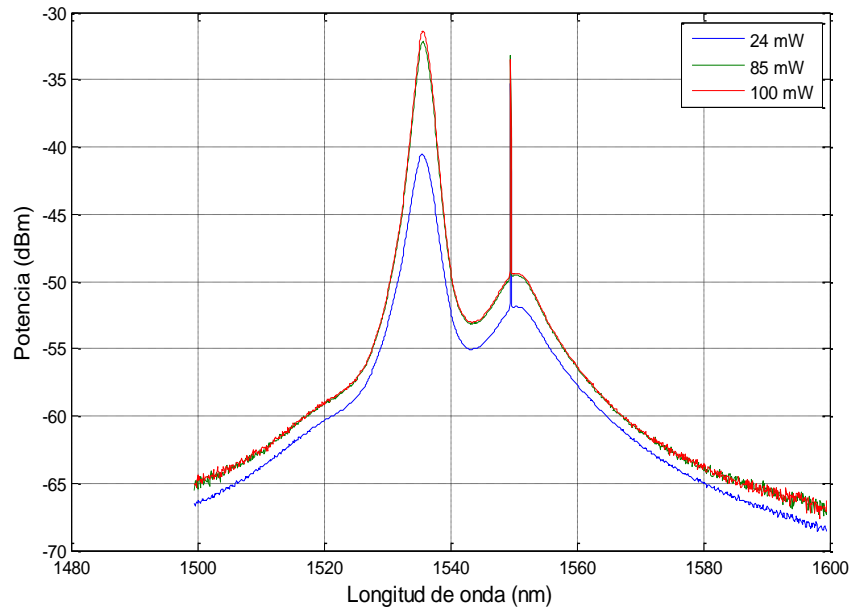


Figura 38. Espectros de ganancia para una señal de -36 dBm a 1550 nm y polarización lineal horizontal, amplificada variando la potencia de bombeo.

Tabla 5. Valores de ganancia para una señal de -36 dBm a 1550 nm y potencia de la componente ASE a la misma longitud de onda para diferentes potencias de bombeo, con una señal de potencia y SOP fijos.

Potencia de bombeo (mW)	Ganancia (dB)	Potencia ASE (dBm)
24	0.65	-51.70
85	2.71	-49.71
100	2.40	-49.60

En este caso es posible apreciar que para una potencia de bombeo de 85 mW , la ganancia es mayor que para un bombeo de 100 mW , esto es debido a la fuerte saturación del sistema, es decir, la señal utilizada genera una compresión de la ganancia alrededor de 6 dB y a esto se suma el efecto de saturación producido por una fuerte señal de bombeo (ver Fig. 43). Sin embargo, nuevamente se observa que la potencia de la componente ASE presenta un límite cercano a -49 dB , al igual que la ganancia de la señal, decrece cuando la potencia de bombeo se incrementa de 85 a 100 mW .

Los resultados obtenidos durante esta prueba, llevaron a suponer la existencia de un efecto conocido como absorción por estados excitados (ESA, por sus siglas en inglés),

en el cual, gran parte de los iones excitados por el bombeo, llegan a estados superiores al tercer nivel energético ($^4I_{11/2}$ del erbio) y no decaen al nivel metaestable ($^4I_{13/2}$ del erbio), limitando la inversión de población y con ello la ganancia del amplificador.

5.2 Absorción por estados excitados (verificación de la ausencia del efecto)

Primeramente, se realizó un experimento que permite descartar la existencia del efecto de ESA (excited state absorption) al bombear la fibra. La prueba consistió en medir la potencia del bombeo a la salida de la fibra dopada con erbio y compararla con la potencia de entrada, comprobando que la potencia absorbida era aprovechada en su totalidad.

El fenómeno de ESA puede presentarse cuando se bombea a 980 nm y se utiliza una energía de bombeo alta (Quimby, 1991). Para explicar dicho fenómeno supongamos que el nivel 3 se relaja principalmente al nivel 2, con una emisión no radiante de rapidez W_{32} . Conforme el haz de la señal se propaga a lo largo de la fibra dopada, se amplifica por emisión estimulada a través de la transición $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ con una rapidez W_{21} reduciendo la inversión de población, la cual es mantenida por el haz de bombeo mediante la excitación de los iones al nivel $^4I_{11/2}$ con una rapidez W_p . Siempre que $W_{21} \gg W_p$, no existe límite superior para la intensidad de la señal, debido a que la inversión de población puede ser restaurada por W_p (seguida por una relajación W_{32}) tan pronto como W_{21} la reduce. Sin embargo, si $W_p > W_{32}$, se presenta un cuello de botella y la rapidez con la que los iones pueden bombearse de nuevo hacia el nivel 2 está limitada por W_{32} y no por W_p , haciendo que la población del nivel $^4I_{11/2}$ sea alta y favorezca que ocurra ESA partiendo de este nivel. En este caso, un bombeo de mayor intensidad no permite incrementar la inversión de población, por lo contrario, la reduce y la ganancia se ve limitada. Cabe mencionar que el fenómeno de ESA no se puede revertir incluso si se utiliza una muestra de fibra más larga.

La Fig. 39, muestra los resultados obtenidos durante el experimento realizado para verificar que el fenómeno de ESA no estaba presente, lo cual fue posible comprobar, pues se observa que la potencia de salida tiene un comportamiento lineal en función de

la potencia de entrada para ambas fibras, aunque la pendiente es mayor para la muestra FIBERCORE DF1500E. Este comportamiento indica que sólo una parte de la potencia introducida en la fibra es aprovechada pero siempre manteniendo la misma relación absorción/pérdida. Por otra parte, no se observó emisión de fluorescencia en el visible.

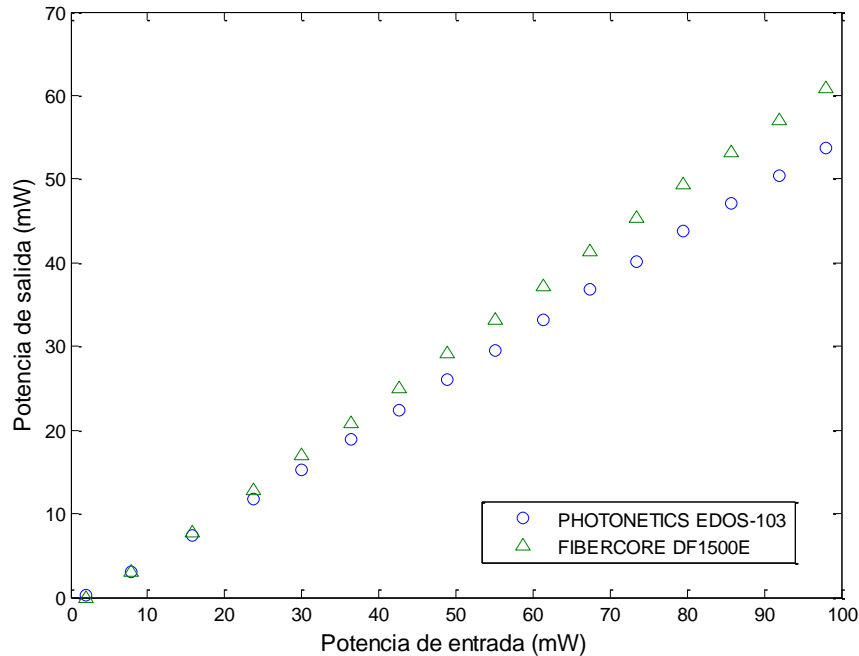


Figura 39. Respuesta de la potencia de salida para diferentes potencias de entrada (bombeo) en dos muestras de fibra dopada con erbio, PHOTONETICS EDOS-103 con una longitud de **15 m** y FIBERCORE DF1500E de **25 m**.

5.3 Ganancia espectral de una fibra dopada con erbio

De los estudios realizados anteriormente por otros autores, se ha concluido que la PDG presenta una dependencia lineal con la saturación del sistema, es decir, mientras mayor es la compresión de la ganancia, mayor será el efecto de PDG producido. Además, en el estudio para realizar la caracterización del efecto, se suele utilizar una señal saturada como medio para comparar la ganancia de dos señales de prueba débiles. Con ello se trata de demostrar que la componente ASE con polarización ortogonal a la señal de saturación (cuya ganancia está limitada), se amplificará en un régimen de señal pequeña, es decir, tendrá una ganancia mayor, degenerando el SNR del sistema. Por este motivo, se realizó la medición de la ganancia espectral del amplificador con la finalidad de conocer el punto de saturación del mismo, es decir, para encontrar la potencia de la señal

de entrada con la cual la ganancia del sistema se ve disminuida en un factor de dos (se reduce a la mitad), lo que en escala logarítmica es igual a -3 dB.

Para determinar la ganancia se empleó la técnica de interpolación, la cual consiste en utilizar el espectro a la salida del amplificador para medir la magnitud de la emisión para cada longitud de onda.

El procedimiento es el siguiente: Se toma la lectura del pico máximo y de los extremos inferiores del cono. Para obtener su valor promedio es necesario convertir las unidades de dBm a mW . Una vez hecha la conversión, las potencias de los extremos inferiores del cono se promedian y se restan a la potencia del pico máximo para obtener el valor de la señal amplificada libre de ruido. A continuación, dicho valor se transforma de nuevo a unidades logarítmicas (dBm) y se calcula la diferencia entre el valor de la señal de salida y el de entrada para obtener la medida de ganancia en unidades de dB.

La Fig. 40 muestra los puntos de medición del cono extraído del espectro a la salida del amplificador.

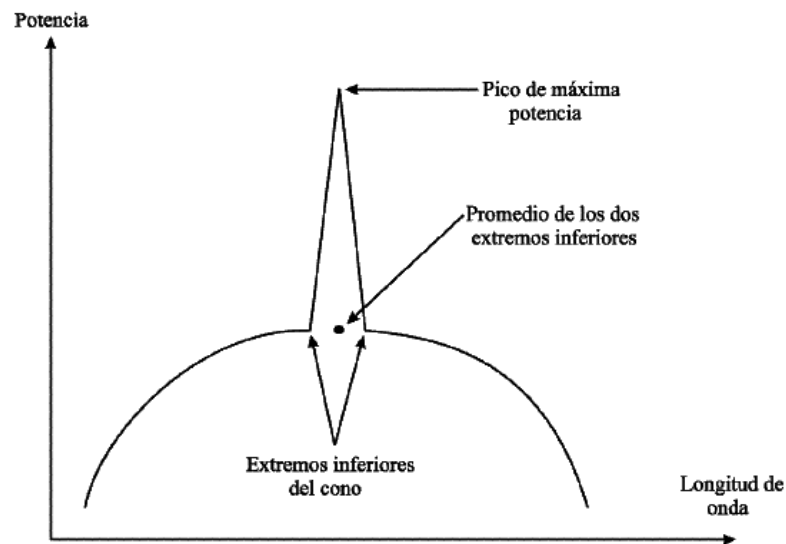


Figura 40. Puntos de interés y lectura de las potencias de la señal de salida para el cálculo de la ganancia.

Haciendo uso de esta técnica, se obtuvo la ganancia espectral de las dos muestras de fibra antes presentadas, en un rango de longitudes de onda de 1530 a 1560 nm , con intervalos de 5 nm para la Photonetics EDOS-103 y midiendo solamente las longitudes

de onda de interés para la Fibercore DF1500E, que en este caso corresponden a los picos de emisión de 1535 y 1550 nm además de otras mediciones en longitudes intercaladas para generar una curva que describa el espectro de mejor forma.

Las Figs. 41 y 42 muestran las curvas de ganancia espectral para las dos muestras de fibra.

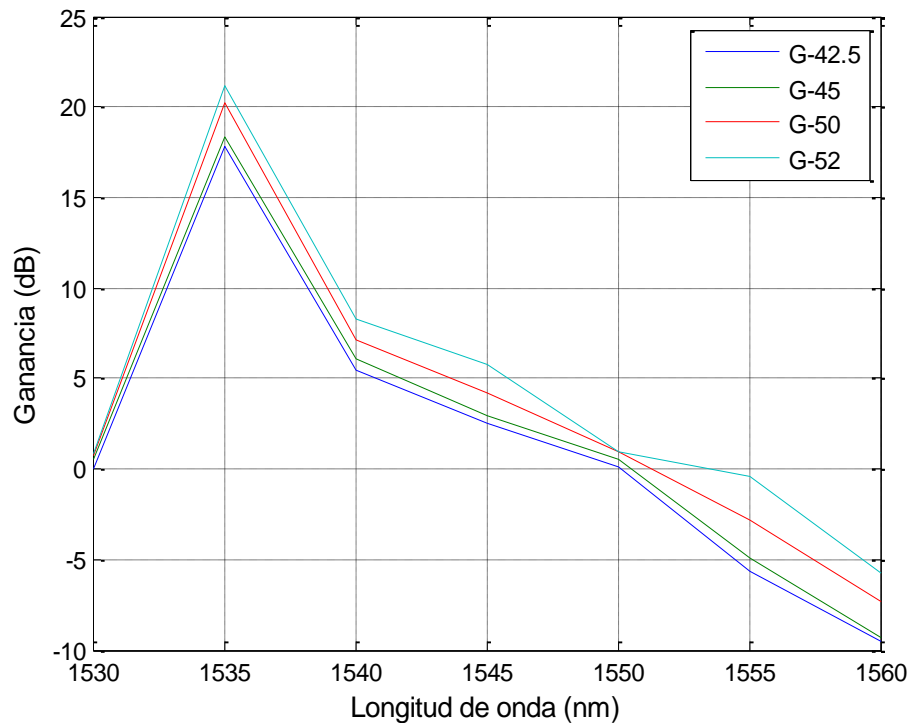


Figura 41. Curva de ganancia contra longitud de onda para cuatro señales con el mismo SOP y diferente potencia en un amplificador de fibra dopada con erbio construido con una muestra de fibra PHOTONETICS EDOS-103 de 15 m de longitud aplicando un bombeo de 24 mW . El máximo de ganancia se alcanza alrededor de los 1535 nm .

El resultado para cada muestra de fibra fue diferente. En la Fig. 41, correspondiente a la curva de ganancia de la fibra Photonetics, es fácil apreciar que la saturación se da para una señal de -42.5 dBm , puesto que entre esta y la señal introducida de menor potencia (-52 dBm) hay una diferencia de poco más de 3 dB.

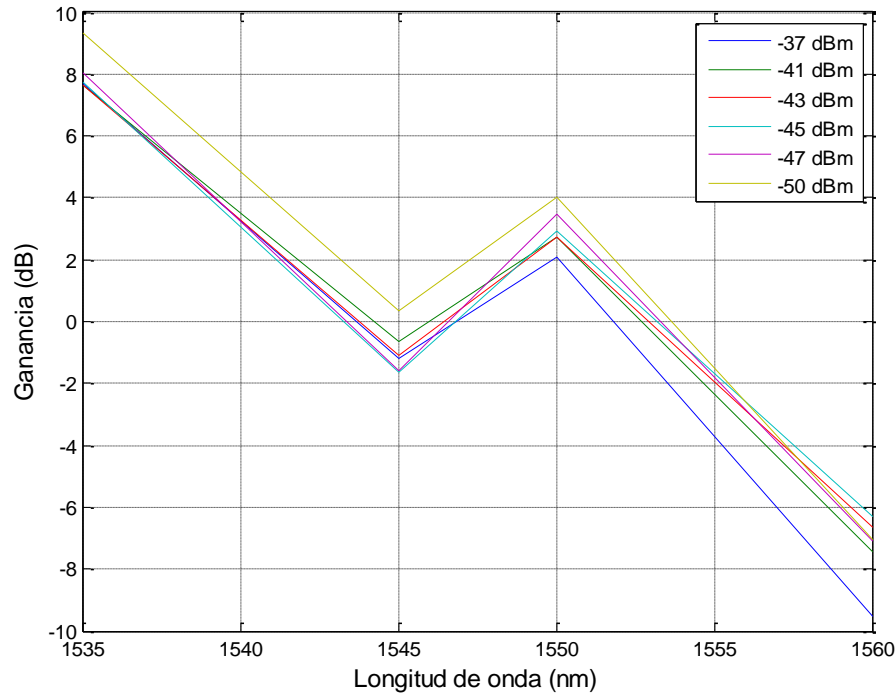


Figura 42. Curva de ganancia contra longitud de onda para cuatro señales con el mismo SOP y diferente potencia en un amplificador de fibra dopada con erbio construido con una muestra de fibra FIBERCORE DF1500E de 25 m de longitud aplicando un bombeo de 85 mW . El máximo de ganancia se alcanza alrededor de los 1535 nm .

En cambio, en la curva que se muestra en la Fig. 42, no se logra apreciar claramente la potencia de la señal de entrada que logra saturar el sistema, sin embargo la señal de menor potencia introducida fue de -50 dBm , es decir, 2 dB mayor que la utilizada para la otra fibra, lo que hace pensar que el amplificador obtiene una ganancia mayor para potencias de la señal de entrada más pequeñas, por lo tanto, tomando en cuenta que la disminución de la ganancia para las señales de -47 , -45 , -43 y -40 dBm con respecto a la señal de -50 dBm , son muy similares y que la ganancia para la señal de -37 dBm , decrece aún más, se ha determinado que la saturación ocurre para una señal con potencia aproximada de -41 dBm , la cual fue utilizada para los experimentos posteriores.

Este resultado se refuerza obteniendo una gráfica de ganancia contra bombeo para una señal de 1535 nm con una potencia de entrada de -40 dBm , donde se observa una ganancia máxima de 6.89 dB (ver Fig. 43).

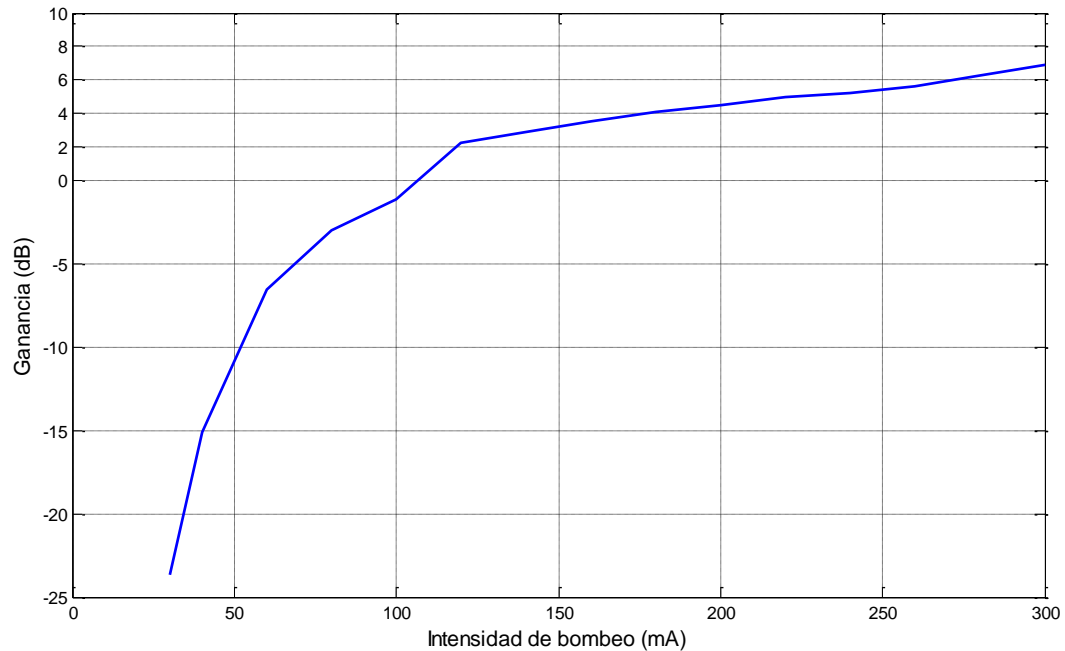


Figura 43. Curva de ganancia contra intensidad de bombeo para una señal de -40 dBm. El aumento de la ganancia decrece gradualmente conforme aumenta la intensidad del bombeo. La ganancia máxima (6.89 dB) corresponde a un bombeo de 300 mA (85 mW).

La curva de la Fig. 43, muestra la ganancia para la potencia de bombeo máxima posible en nuestro sistema, sin embargo la teoría predice que con un aumento en la potencia de bombeo, la ganancia disminuirá después de alcanzar su valor máximo (Becker, Olsson y Simpson, 1999). El efecto se explica de la siguiente manera: la señal de saturación excita un número determinado de iones que se encuentran en el nivel metaestable, un bombeo más alto, logra una inversión de población mayor. Los iones que no logran ser excitados por la señal de saturación decaen en forma de emisión espontánea, “robando” la ganancia de la señal (Becker, Olsson y Simpson, 1999).

Una vez obtenidas las potencias de la señal necesarias para saturar el amplificador construido con cada una de las fibras, se procedió a realizar los experimentos restantes.

Con la fibra Photonetics EDOS-103 se realizó una comparación entre los espectros de ganancia de cuatro señales de 1550 nm con SOP idéntico pero potencia distinta, aplicando una potencia de bombeo constante de 24 mW, con la finalidad de observar el comportamiento de la potencia de la componente ASE asociada a cada una de ellas. La figura 44 muestra la comparación entre los espectros de ganancia obtenidos.

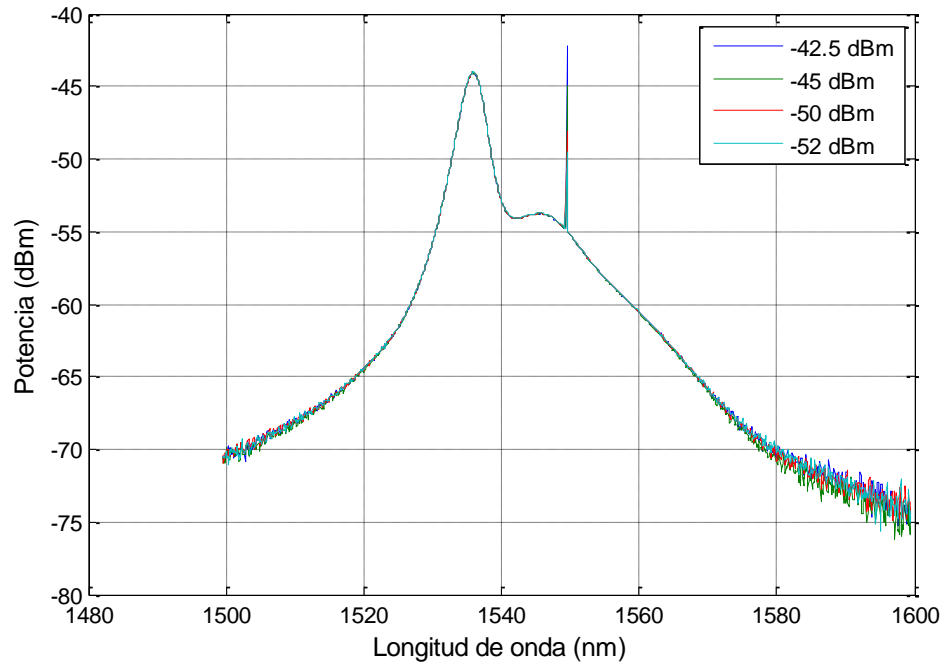


Figura 44. Espectros de ganancia para 4 señales de 1550 nm de potencia distinta, en una muestra de fibra dopada con erbio Photonetics EDOS-103 de 15 m , con una potencia de bombeo de 24 mW . Se observa como la figura de ruido (fluorescencia) es prácticamente igual para todas las señales.

De la Fig. 44, Puede observarse que la ganancia disminuye conforme aumenta la potencia de la señal, y el ruido también, aunque en menor medida (ver tabla 6). Es importante señalar que aun cuando se comparan los espectros de ganancia de señales pequeñas con una señal de saturación (-42 dBm), la potencia de la componente ASE es prácticamente la misma (ver tabla 6).

Tabla 6. Valores de ganancia y potencia de ruido asociado para señales de 1550 nm con distinta potencia.

Potencia de señal (dBm)	Ganancia (dB)	Potencia de Ruido (dBm)
-42.5	0.07	-54.96
-45.0	0.57	-54.94
-50.0	0.91	-54.94
-52.0	0.92	-54.92

5.4 Ganancia dependiente de la polarización (PDG)

La medición y análisis del efecto de la PDG en el amplificador de fibra dopada con erbio es la actividad más importante dentro del proceso práctico del trabajo realizado. A

continuación se presentan los resultados obtenidos para el amplificador implementado con los dos tipos de fibra antes mencionados.

En estudios anteriores, se ha considerado a la PDG como la diferencia de ganancia entre dos señales de prueba débiles ortogonales en presencia de una señal de saturación. En dichos trabajos, existen irregularidades (capítulo 4) que hacen dudar de su validez. En ninguno de ellos se logra controlar la evolución del SOP de la señal y de hecho, no se sabe con exactitud el estado de polarización de las señales que entran al amplificador.

El arreglo experimental construido hace posible conocer a la perfección el estado de polarización de la señal de entrada y estimar su evolución de manera precisa, además, el estudio se realiza sin necesidad de perturbar el proceso de amplificación al variar el estado de polarización lineal de entrada. El análisis se realizó tanto para la señal de saturación como para la componente ASE asociada a ella, a diferencia de los trabajos previos (Capítulo 4) donde las señales de prueba débiles eran utilizadas para simular a la componente de ruido.

Se habla del concepto de PHB, como una diferencia de ganancia producida por las diferentes polarizaciones que pueda tomar la señal de saturación, sin embargo, nunca se ha hecho una medición variando el SOP de entrada de dicha señal.

En este trabajo, se presenta la medición de ganancia de la señal de saturación para variando el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de la misma, con lo que se pretende observar la existencia de la PHB y el comportamiento de la figura de ruido asociado a cada una de las señales, asumiendo que cada polarización desexcita a un grupo determinado de iones en el nivel metaestable.

Anteriormente se dedujo que disminuyendo el grado de polarización tanto de la señal como del bombeo, a menos del 10%, se logra cancelar el efecto de la PDG casi en su totalidad. A pesar de la presencia de la emisión ASE, el grado de polarización (DOP) de la señal se mantuvo cercano al 100 % durante todo el experimento para observar el efecto máximo generado en nuestro amplificador. El DOP del bombeo, también se mantuvo en

el mismo rango con la finalidad de observar todas las contribuciones posibles de la PDG, es decir $PDG_{bombeo} + PHB_{señal}$.

La teoría predice que, para una señal con SOP ortogonal al del bombeo, se obtiene una PDG máxima (o ganancia máxima, sección 3.4.3). Por este motivo, el estado de polarización del bombeo se mantuvo fijo, y se midió el espectro de ganancia para la señal cuando su SOP era paralelo y perpendicular al del bombeo.

Para la muestra de fibra Photonetics, la prueba se llevó a cabo amplificando dos señales con la misma potencia, pero con estados de polarización ortogonales, esperando observar un régimen de amplificación distinto, como predice la teoría estudiada.

La Fig. 45 muestra la comparación entre las dos señales. El efecto de la PHB es notable para los espectros de la señal de saturación, pues existe una diferencia marcada entre la ganancia de las señales con polarizaciones ortogonales. Sin embargo, la potencia de la componente ASE es prácticamente igual para ambas.

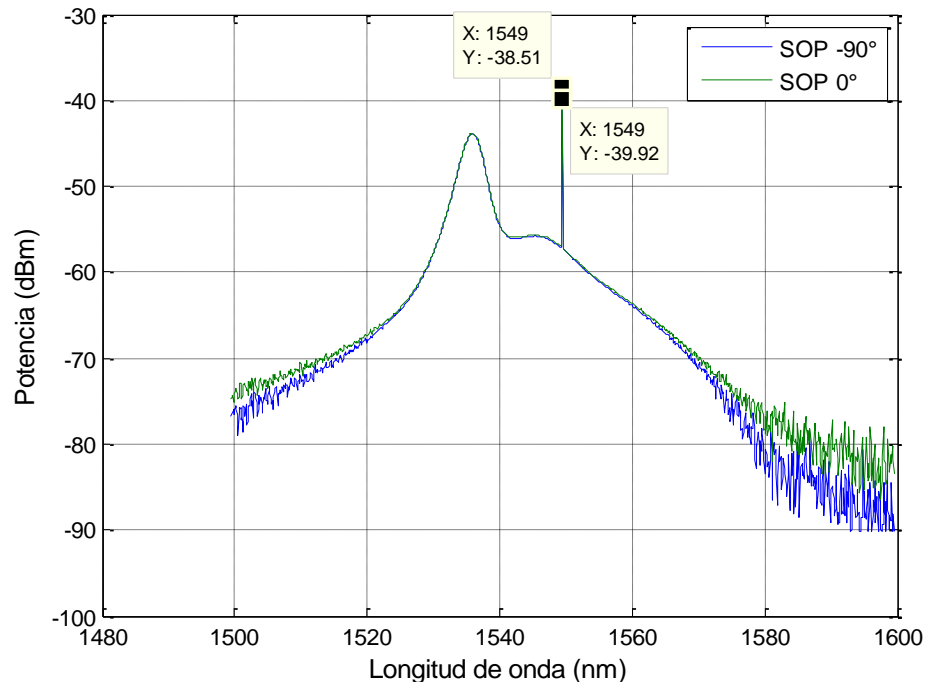
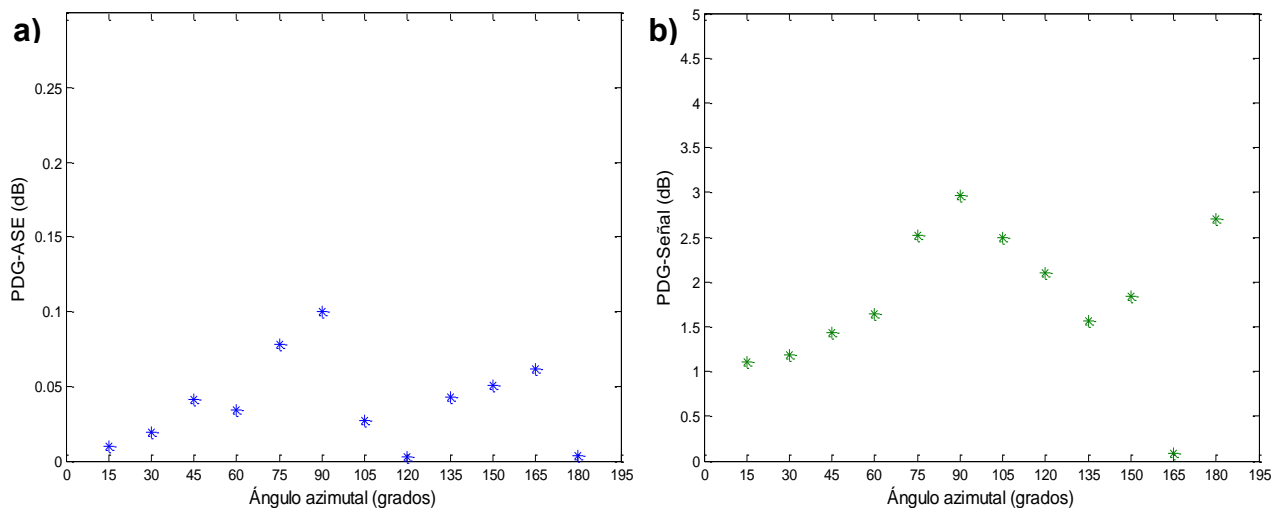


Figura 45. Ganancia espectral para dos señales de igual potencia con estados de polarización ortogonales. Para la señal con polarización a 0° se obtuvo una ganancia de 1.43 dB , mientras que para la señal polarizada a -90° la ganancia fue de 0.00 dB , es decir sólo se alcanzó la transparencia. La potencia de ruido no parece aumentar en demasía (-57.08 dBm para SOP a 0° y -57.22 dBm para SOP -90°).

Los resultados obtenidos para la muestra de fibra Photonetics, forzaron a realizar un experimento y análisis más profundo con la muestra Fibercore para observar el comportamiento de la ganancia.

Se analizó primeramente la ganancia de la señal. La comparación se llevó a cabo tomando como base la ganancia de la señal con SOP lineal horizontal. Se presentan variaciones notables en función del estado de polarización, con un máximo de 2.97 dB . Después se realizó el análisis directamente sobre la componente ASE relacionada con cada señal y se obtuvo que su variación fue mucho menor (alrededor de 0.1 dB máximo).



La Fig. 46 muestra los gráficos relacionados con las medidas obtenidas.

Figura 46. a) Medición de la PDG de la componente ASE en función de la variación del ángulo azimutal de la señal de entrada. **b)** Medición de la PDG para la señal de saturación en función del ángulo azimutal.

Es posible apreciar que, aun cuando la ganancia de la señal presenta cambios significativos debido a la variación del ángulo azimutal (2.97 dB), la variación de la componente ASE es mínima (0.1 dB máximo) por lo que la razón señal a ruido (SNR) del sistema prácticamente no se ve afectado por el efecto de la PDG. Contrario a lo previsto, en nuestro amplificador, el SNR tiene una dependencia más fuerte con la diferencia de ganancia de la señal de saturación debida a la polarización que con la PDG medida directamente en la componente ASE. El resultado total del efecto para nuestro amplificador (0.1 dB) incluyendo las contribuciones de la PDL, PDG del bombeo y PHB de la señal fue más bajo que el medido por (Mazurczyk y Zyskind, 1994) sólo para la PHB (0.12 dB), despreciando las contribuciones de la PDL y PDG del bombeo.

El efecto medido en un amplificador, resulta ser pequeño y prácticamente despreciable, pero en cambio, en un sistema concatenado, existe la posibilidad de que el efecto se sume en cada amplificador. Esto se ha visto en pruebas en las que no se lograba tener un control sobre la evolución del SOP de la señal. Sin embargo, en nuestro sistema, se podría pensar que la PDG debida al bombeo y a la señal (PHB) no causa un efecto degenerativo en el SNR de la señal, y las diferencias mínimas en la potencia de la componente ASE se deben a otro tipo de efectos tales como la PDL, ya que los dos corresponden a efectos de tipo estadístico (Bolshtyansky y Cowle, 2012).

5.5 Discusión de resultados

A manera de resumen, se enlistan las actividades desarrolladas para estudiar el desempeño de un amplificador de fibra dopada con erbio en presencia de señales polarizadas.

Se determinó la potencia de bombeo necesaria para lograr un desempeño de amplificación aceptable mediante la generación de una curva que permite observar la ganancia de la señal en función de la potencia de bombeo. A continuación se obtuvieron las curvas de ganancia espectral para dos muestras de fibra. Dichas curvas permitieron encontrar la potencia de la señal necesaria para saturar el sistema.

Se obtuvo el espectro de ganancia para cuatro señales de potencia distinta manteniendo fija la potencia del bombeo. La ganancia de la señal cambia como resultado de la saturación del sistema, sin embargo, la potencia de la componente ASE se mantiene prácticamente constante.

El estudio del fenómeno de ganancia dependiente de polarización (PDG), se realizó manteniendo fijo el estado de polarización del bombeo y variando el SOP de la señal de saturación de forma constante (cada 15°). Cabe mencionar, que no se han hecho experimentos similares anteriormente.

La PDG medida para la señal de saturación resulta ser el efecto dominante en relación a los resultados obtenidos para la PDG de la componente ASE, puesto que para la primera se tiene una diferencia de 2.97 dB y 1.43 dB para las muestras de fibra Fibercore y Photonetics respectivamente; mientras que la variación de la potencia ASE es de alrededor de 0.1 dB para ambas fibras. Es importante resaltar los valores obtenidos ya que, como se mencionó en el capítulo 4, los experimentos realizados por otros autores presentan deficiencias en cuanto a la implementación del arreglo y la ejecución de los mismos, lo cual perjudica la validez de sus resultados, sobre todo al hacer mención del deterioro de la razón señal a ruido debido a la PDG que presenta la componente de emisión espontánea (simulada en dichos estudios por señales monocromáticas).

Se encontró que la razón señal a ruido (SNR) del nuestro sistema depende fuertemente del estado de polarización de la señal de saturación, sin embargo no se ve disminuido debido a la diferencia de potencia de la componente de ruido ASE. De hecho, la variación registrada para esta última, puede deberse a efectos externos, los cuales no es posible controlar.

En nuestro amplificador, el efecto de la PDG para señales con SOP lineal, (visto de 0 a 90°) no degenera la razón señal a ruido del sistema. Sin embargo, su comportamiento hace necesario realizar un aplanado de ganancia similar al realizado en el multiplexado por división de longitud de onda, en este caso buscando obtener la misma ganancia para todas las señales con SOP distinto.

Además, para una de las muestras la PDG de la señal fue del doble (2.97 dB contra 1.43 dB) que para la otra; de hecho justamente para la fibra que tiene la mitad de concentración (Fibercore, 40 ppm) que la otra (Photonetics, 80 ppm). considero que este resultado nos indica que es probable que la concentración del dopante module la magnitud del efecto.

Capítulo 6 Conclusiones

Con base en lo propuesto y analizando los resultados obtenidos durante los experimentos realizados, se llegó a las siguientes conclusiones.

1. Se desarrolló la metodología para el control de la polarización tanto de la señal como del bombeo, construyendo un arreglo experimental que permite cancelar el efecto de la birrefringencia en la vecindad de los 1550 nm y a su vez predecir la evolución del SOP de la señal en su paso a través del amplificador.
2. El estado de polarización de la señal no se ve afectado por la presencia de un bombeo polarizado. El SOP permanece constante antes y después de la amplificación.
3. No se observó un crecimiento de la componente ASE que deteriorara la razón señal a ruido, para ninguna de las muestras de fibra estudiadas.
4. Existe una marcada dependencia de la ganancia debida a la orientación relativa del SOP de la señal con respecto al SOP del bombeo. La ganancia es máxima cuando se tienen estados de polarización ortogonales y tiene un valor mínimo cuando son paralelos.
5. Parte de los resultados obtenidos para esta tesis fueron aceptados y presentados en el marco del LVII Congreso Nacional de Física organizado por la Sociedad Mexicana de Física, con el trabajo titulado “Variación de la potencia de la fluorescencia amplificada con el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de la señal en un amplificador de fibra dopada con erbio”. Además, el trabajo con el nombre “Direct measurement of ASE PDG in an EDFA with controlled birefringence and full knowledge of the polarization state of both the input signal and the pump”, fue aceptado para su publicación en la Latin American Optics and Photonics (LAOP) Conference, auspiciada por la Optical Society (OSA).

Lista de Referencias

- Arnal Gil, P. M., y Gil Perez, J. (1991). El modelo de la esfera de Poincaré: Representación de medios materiales. *Zubía*(9), 9-17.
- Ayala, C. (2001). Evaluación de la potencia y el estado de polarización de señales amplificadas en EDFA's con control de polarización. Tesis de maestría. Centro de Investigación Científica y Estudios Superiores de Ensenada.
- Barrera, M., & Padilla, P. (2011, Abril 17). *Fundamentos de redes de datos*, (Google Inc.) Recuperado en Mayo de 2014, de <http://todoredes2011.blogspot.mx>
- Becker, P. C., Olsson, N., y Simpson, J. (1999). *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. Academic Press. pp. 460
- Bolshtyansky, M., & Cowle, G. (2012). Polarization hole burning in EDFA. *Optical Fiber Communication Conference*. Optical Society of America. 3
- Bruyere, F. (1995). Measurement of polarisation-dependent gain in EDFAs against input degree of polarisation and gain compression. *Electronics Letters*, 31(5), 401-403.
- Farias, H. Z. (2001). *Dispersion por modo de polarización (PMD) en redes troncales de fibra óptica*. Reporte de laboratorio. Universidad de Santiago de Chile, Santiago de Chile.
- Fuki, A. A., Kravtsov, Y. A., y Naida, O. N. (1998). *Geometrical optics of weakly anisotropic media*. CRC Press.
- Greer, E. J., Lewis, D. J., y Macauley, W. M. (6 de Enero de 1994). Polarisation dependent gain in erbium-doped fibre amplifiers. *Electronic Letters*, 30(1), 46-47.
- Harris, A. J., Shrubshall, P. A., y Castle, P. F. (1988). Wavelength demultiplexing using bends in a single-mode optical fiber. *Journal of Lighthwave Technology*, , 6(1), 80-86.
- Huard, S. (1997). Polarization of light. *Polarization of Light, by Serge Huard*. ISBN 0-471-96536-7. Wiley-VCH, 1, 348.
- Iizuka, K. (2002). *Elements of Photonics Vol. II For fiber and integrated optics*. New York: (Wiley series in Pure Applied Optics, Bahaa E.A. Saleh, ed.) Wiley-Interscience, John Wiley y Sons.
- Lefevre, H. C. (1980). Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers. *Electronic Letters*, 16(20), 778-720.

- Marcuse, D. (1984). Microdeformation losses of single-mode fibres. *Applied Optics*, 23(7), 1082-1091.
- Mazurczyk, V. J., y Zyskind, J. L. (1994). Polarization dependent gain in erbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 6, 616-618.
- Mireles Lozano, J. R. (2005). Caracterización de la fluorescencia de una fibra monomodal de vidrio de sílice activado con erbio aplicando modificaciones térmicas. Tesis de Centro de Investigación Científica y Estudios Superiores de Ensenada.
- Muriel, M. A. (1988). Propagación de pulsos por fibras ópticas. En J. M. Albella Martín, J. M. Martínez-Duart, y J. J. Jiménez Lidón, *Optoelectrónica y comunicaciones ópticas* (Vol. 7, pág. 123). Madrid, España.
- Muskhelishvili, N. I. (1971). Einige Grundaufgaben zur mathematischen Elastizitätstheorie. Munich: Carl Hanser Verlag.
- Namihira, Y., Kudo, M., y Mushiake, Y. (1977). Effect of mechanical stress on the transmission characteristics of optical fiber. *Electronics communications of Japan*, 20, 107-115.
- Newport Co. (2014.). *Tuneable Bandpass Fiber Optic Filter*. Recuperado el 16 de julio de 2014, de: <http://www.Newport.com>: www.newport.com
- Paschotta, R. (2008). *Encyclopedia of lasers physics and technology* (Vol. 1). Berlin: Wiley-VCH.
- Piskunov, N. (1996). *Cálculo diferencial e integral*. (N. Editores, Ed.) D.F., México: Limusa.
- Quimby, R. S. (1991). Output saturation in a 980-nm pumped erbium-doped fiber amplifier. *Applied Optics*, 30(18), 2546-2552.
- Quimby, R. S. (2006). *Photonics and Lasers. An introduction*. New Jersey: Wiley-Interscience.
- Rodríguez García, J. A. (2013). Cancelación del efecto de la birrefringencia residual en un multiplexor de bombeo 980/1550 nm de fibra óptica. *Cancelación del efecto de la birrefringencia residual en un multiplexor de bombeo 980/1550 nm de fibra óptica*, 52-56. Tesis de maestría. Centro de Investigación Científica y Estudios Superiores de Ensenada.
- Sano, A. (2012). Ultra-high capacity transmission technologies for optical transport networks beyond 100G". *Opto-Electronics and Communications Conference (OECC), 2012, 17th* (455-456). IEEE.
- Smith, A. M. (1979). Bend induced birefringence in single-mode optical fibers. *Communications Conference*. Amsterdam, The Netherlands.

- Taylor, M. G. (1993). Observation of new polarization dependence effect in long haul optically amplified system. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 5(10), 1244-1246.
- Tentori, D., y Garcia-Weidner, A. (2013). Jones birrefringence in twisted single-mode optical fibers. *Optics Express*, 21(26), 31725-31739.
- Tentori, D., Ayala-Díaz, C., y Treviño-Martínez, F. (2008). Evaluación de la birrefringencia de una fibra óptica monomodo usando el método de barrido espectral, estudio comparativo de dos metodologías. 1-3. Ensenada, Baja California, México.
- Tentori, D., Ayala-Díaz, C., Ledezma-Sillas, E., Tréviño-Martínez, F., y García-Weidner, A. (2009). Birrefringence matrix for a twisted single-mode fiber: Geométrical contribution. *Optics Communications*, 282(5), 830-834.
- Tentori, D., Ayala-Díaz, C., Treviño-Martínez, F., Carrillo-García, V. K., y Mendieta-Jiménez, F. (2001). Amplification of polarized signals using a helically wound erbium doped fiber amplifier. *Proc. SPIE(4419)*, 94-97.
- Tentori, D., Carrillo-García, V. K., May, M., Kuzin, E., Mendieta-Jiménez, F., y Soto, H. (1999). Polarization dependent performance of helically-wound EDFA's. *Proc. SPIE(3622)*, 138-142.
- Tentori, D., Garcia-Weidner, A., y Ayala-Díaz, C. (2012). Birefringence matrix for a twisted single-mode fiber: Photoelastic and geometrical contributions. *Optical Fiber Technology*, 18(1), 14-20.
- Tentori, D., Garcia-Weidner, A., y Farfan-Sanchez, M. (2012). Birrefringencia de Jones en Fibras Ópticas Torcidas. *Reunión Anual de Óptica*, (2-4).
- Ulrich, R., y Simon, A. (1979). Polarization optics of twisted single-mode fibers. *Applied Optics*, 18(13), 2241-2251.
- Ulrich, R., Rashleigh, S. C., y Eickhoff, W. (1980). Bending-induced birefringence in single-mode fibers. *Optics Letters*, 5(6), págs. 273-275.
- Wang, L. J., Lin, J. T., & Ye, P. (1998). Analysis of polarization-dependent gain in fiber amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(3), 413-418.
- Wysocki, P., y Mazurczyk, V. J. (1996). Polarization dependent gain in erbium-doped fiber amplifiers: computer model and approximate formulas. *J. Light. Technol.*, 14, 572-584.