

**Centro de Investigación Científica y de Educación  
Superior de Ensenada, Baja California**



---

**Maestría en Ciencias  
en Óptica con orientación en Óptica Física**

---

**Ganancia dependiente de la polarización en EDFAs**

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

Presenta:

**Adriana Rojas Sánchez**

Ensenada, Baja California, México  
2017

Tesis defendida por  
**Adriana Rojas Sánchez**

y aprobada por el siguiente Comité

---

**Dra. Diana Tentori Santa Cruz**  
Director de tesis

Miembros del comité  
**Dr. Josué Álvarez Borrego**

**Dra. Beatriz Cordero Esquivel**

**Dr. Alfonso García Weidner**

**Dr. Joel Santos Aguilar**

**Dr. Horacio Soto Ortiz**



---

**Dr. Pedro Negrete Regagnon**  
Coordinador del Posgrado en óptica

---

**Dra. Rufina Hernández Martínez**  
Directora de Estudios de Posgrado

*Adriana Rojas Sánchez © 2017*

*Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor y director de la tesis.*

Resumen de la tesis que presenta **Adriana Rojas Sánchez** como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física.

### **Ganancia dependiente de la polarización en EDFAs**

Resumen aprobado por:

---

Dra. Diana Tentori Santa Cruz  
**Director de tesis**

En este trabajo, para estudiar la ganancia dependiente de la polarización en un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA), se trabajó con dos señales de longitudes de onda muy cercanas. Se realiza el estudio usando un EDFA que opera con un bombeo polarizado y amplifica señales polarizadas. En el arreglo experimental, diseñado para la medición de la ganancia dependiente de la polarización (PDG), se cancelan los efectos de la birrefringencia sobre el estado de polarización de la señal amplificada utilizando pares de bobinas helicoidales enrolladas en sentidos opuestos. La señal que representa a la portadora de información tiene un estado de polarización definido y en la práctica es una señal de ganancia saturada. El ruido producido por emisión espontánea se supone que es no polarizado y que se amplifica en el régimen de señal pequeña. La señal de prueba que representa al ruido tiene una potencia considerablemente menor a la de la señal de saturación y su estado de polarización es en general distinto al de la señal de saturación. El EDFA se describe considerando al sistema de sílice:  $Er^{3+}$  como un sistema láser de dos niveles; ya que se considera que las transiciones entre los niveles  $3 \rightarrow 2$  son instantáneas. Los fenómenos de interés son la absorción, emisión espontánea y emisión estimulada. Bajo estas condiciones, cuando el bombeo y las señales están polarizadas, la ganancia presenta efectos dependientes de la polarización hasta ahora explicados usando el modelo de fusión de agujeros de polarización. Los resultados obtenidos no pueden ser explicados haciendo uso de dicho modelo.

**Palabras clave:** EDFA, señal amplificada, absorción, emisión, doble bobinado helicoidal.

Abstract of the thesis presented by **Adriana Rojas Sánchez** as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Optics with orientation in physical optics.

### **Gain dependent of the polarization in EDFAs**

Abstract approved by:

---

Dra. Diana Tentori Santa Cruz  
Thesis Director

In this work, the polarization performance of an erbium-doped fiber amplifier (EDFA) is studied using two signals at very close wavelengths. The EDFA operates with a polarized pump and amplifies polarized signals. In the experimental arrangement used for the measurement of the polarization-dependent gain (PDG), the effects of birefringence on the polarization state of the amplified signal were canceled by means of pairs of helical coils wound with opposite handedness. The carrier we want to amplify had a defined polarization state and in practice was a saturated gain signal. The noise produced by spontaneous emission is supposed to be non-polarized and is generally amplified in the small signal regime. Therefore, the power of the probe signal (corresponding to noise) was lower and its state of polarization was in general different from that of the saturating signal. The EDFA is described considering the silica:  $Er^{3+}$  system as a two level laser system; since the transitions between levels  $3 \rightarrow 2$  are considered to be instantaneous. The phenomena of interest are absorption, spontaneous emission and stimulated emission. Under this scope, when the pump and the signals are polarized, the gain behavior has been explained, until now, using the polarization hole burning (PHB) model. The results here obtained cannot be explained in terms of PHB.

**Keywords:** EDFA, señal amplificada, absorción, emisión, doble bobinado helicoidal.

## Dedicatoria

*A mi familia por su apoyo incondicional para  
alcanzar mis objetivos.*

## Agradecimientos

A mi directora de tesis, Dra. Diana Tentori Santa Cruz por brindarme su apoyo, su tiempo, paciencia, transmitirme su conocimiento y sobre todo por guiarme en la realización de este trabajo.

A los miembros de mi comité de tesis, Dr. Josué Álvarez Borrego, Dr. Beatriz Cordero Esquivel, Dr. Alfonso García Weidner, Dr. Joel Santos Aguilar, Dr. Horacio Soto Ortiz, por haber aceptado ser parte de este trabajo y por sus valiosos consejos.

A Miguel Farfán Sánchez, gracias por todo el apoyo prestado para la realización de este trabajo y sobre todo por la paciencia.

A Ramón Muraoka Espíritu, técnico del departamento de electrónica y telecomunicaciones por su asesoría para el manejo del equipo de laboratorio.

A Francisco García Lucatero y Daniel Miranda Granados por el apoyo técnico.

A Marco Antonio Cortez Herrera, por facilitarme un Software elaborado por él, para reducir el tiempo en el análisis de datos. Gracias por todo tu apoyo, tu paciencia y por impulsarme siempre a lograr mis objetivos.

A Luis Felipe, Alfredo, Karemy y Sandra por su amistad y apoyo durante este proceso.

A CICESE, por permitirme realizar mis estudios de maestría en un posgrado con calidad internacional.

A CONACYT, por brindarme una beca, para poder realizar mis estudios de maestría.

# Tabla de contenido

	Página
<b>Resumen en español</b> .....	ii
<b>Resumen en inglés</b> .....	iii
<b>Dedicatorias</b> .....	iv
<b>Agradecimientos</b> .....	v
<b>Lista de figuras</b> .....	x
<b>Lista de tablas</b> .....	xiv
<b>Capítulo 1. Introducción</b> .....	<b>1</b>
1.1 Antecedentes .....	1
1.2 Hipótesis.....	3
1.3 Objetivo .....	3
1.4 Metas.....	3
1.5 Estructura de la tesis .....	4
<b>Capítulo 2. Estados de polarización de la luz en fibras dopadas con erbio</b> .....	<b>5</b>
2.1 Luz polarizada.....	5
2.1.1 Modelo trigonométrico .....	6
2.1.2 Vectores de Jones.....	9
2.1.3 Vectores de Stokes .....	10
2.2 Esfera de Poincaré.....	11
2.3 Retardadores homogéneos.....	12
2.3.1 Matrices de Jones.....	12
2.3.2 Matrices de Mueller .....	13
2.4 Birrefringencia en fibras ópticas .....	14
2.4.1 Birrefringencia.....	14
2.4.2 Propagación en fibras ópticas .....	15
2.4.3 Birrefringencia residual .....	16
2.4.4 Medida de la birrefringencia en fibras ópticas dopadas con erbio.....	18
2.4.5 Longitud de batimiento .....	20
2.4.6 Eje rápido de birrefringencia en fibras ópticas dopadas con erbio.....	21
2.4.7 Birrefringencia de bobinados helicoidales .....	22
2.4.8 Doble bobinado helicoidal.....	25

<b>Capítulo 3. Amplificadores de fibra dopada con erbio .....</b>	<b>27</b>
3.1 Estructura atómica de los iones de tierras raras.....	27
3.2 Procesos de emisión y absorción .....	28
3.3 Descripción de un amplificador de fibra dopada con erbio .....	29
3.3.1 Ecuaciones de flujo poblacional del sistema $Er^{3+}$ :sílice .....	31
3.4 Ganancia para una señal pequeña .....	34
3.5 Régimen de saturación.....	36
3.6 Sección transversal de absorción y emisión.....	38
3.6.1 Anisotropía de absorción y emisión debida al estado de polarización del campo óptico .....	40
3.6.2 Efecto de la polarización de la señal y el bombeo .....	41
3.7 Arquitectura básica de un EDFA.....	42
3.7.1 Bombeo en copropagación .....	42
3.7.2 Bombeo en contrapropagación.....	43
3.7.3 Bombeo en doble dirección .....	44
<b>Capítulo 4. Caracterización del EDFA .....</b>	<b>45</b>
4.1 Generación de un marco de referencia .....	45
4.2 Medición del ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia .....	46
4.3 Medición de la longitud de batimiento utilizando barrido espectral .....	48
4.4 Potencia de saturación.....	51
4.4.1. Potencia de saturación de una fibra Photonetics EDOS-103 .....	52
4.4.2. Potencia de saturación de una fibra FIBERCORE DF1500E .....	53
4.5 Medición del grado de polarización (DOP) .....	54
4.6 Medición de la ganancia dependiente de polarización para una señal .....	61
<b>Capítulo 5. EDFA para señales polarizadas .....</b>	<b>63</b>
5.1 Medición de la ganancia dependiente de la polarización (PDG).....	63
5.1.1 Medición de la PDG (Greer et al., 1994).....	63
5.1.2 Medición de la PDG (Bruyere, 1995).....	65
5.1.3 Medición de la PDG (Mazurczyk y Zyskind, 1994).....	66
5.1.4 Discusión de los trabajos de (Greer, et al.), (Bruyere) y (Mazurczyk y Zyskind) .....	68
5.2 Medición simultánea de la ganancia dependiente de polarización de dos señales ortogonales ..	69
5.2.1 Arreglo propuesto para la medición de la PDG.....	70
5.2.1.1 Control del SOP usando dobles bobinados helicoidales .....	71

5.3.1.2 Generación de los SOP de la señal de prueba, la señal de referencia y el bombeo .....	72
<b>Capítulo 6. Discusión y Resultados.....</b>	<b>74</b>
6.1. PDG en un EDFA .....	74
6.1.1. PDG medida para la fibra Photonetics EDOS 103 .....	75
6.1.1.1 Error en la determinación de la PDG para la fibra Photonetics EDOS 103 .....	76
6.1.1.2 PDG promedio para la fibra Photonetics EDOS 103.....	77
6.1.2 PDG utilizando en el EDFA una fibra Fibercore DF1500E.....	80
6.1.2.1 Error en la determinación de la PDG para la fibra Fibercore DF1500E.....	80
6.1.2.2 PDG promedio para la fibra Photonetics EDOS 103.....	81
6.2 Discusión de resultados.....	86
6.2.1 Fusión de agujeros de polarización .....	87
6.2.2 Análisis de los resultados obtenidos para la fibra Photonetics EDOS 103 y Fibercore DF1500E .....	88
6.2.3 Perturbación del EDFA debida a vibraciones .....	89
6.3 Dependencia de la PDG con respecto a la orientación relativa de los estados de polarización del bombeo y la señal .....	89
6.3.1 PDG para la fibra Photonetics EDOS 103.....	89
6.3.2 PDG para la fibra Fibercore DF1500E.....	91
<b>Capítulo 7. Conclusiones .....</b>	<b>94</b>
<b>Literatura citada .....</b>	<b>95</b>
<b>Anexo A. Dispositivos ópticos.....</b>	<b>98</b>
A.1 Diodo láser de bombeo de 980 nm.....	98
A.2 Diodo láser de 1546 nm .....	98
A.3 Aislador para el diodo láser de bombeo .....	99
A.4 Aislador para diodo láser 1546 nm .....	99
A.5 Diseño del doble bobinado helicoidal.....	99
A.6 Multiplexor/aislador con bobinados dobles.....	100
A.7 Filtro sintonizable.....	100
A.8 Analizador de espectro óptico .....	101
A.9 Analizador de polarización.....	101
A.10 Fibras dopadas con erbio .....	102

**Anexo B. PDG de una señal de prueba y una señal de saturación..... 103**  
B.1 PDG Fibra Photonetics EDOS-103 .....103  
B.2 PDG Fibra Fibercore DF1500E .....104

## Lista de figuras

Figura		Página
1	Posibles estados de polarización de la luz, lineal, circular y elíptica.....	5
2	Convención de Nebraska. Polarización circular derecha y Polarización elíptica izquierda (García, 2016).....	6
3	Elipse de polarización.....	8
4	Representación de luz polarizada (esfera de Poincaré). .....	11
5	Comportamiento de la luz al atravesar un medio anisótropo.....	14
6	Propagación de la luz en una fibra óptica.....	15
7	a) Fibra óptica con núcleo circular. b) Fibra birrefringente debido a la geometría elíptica del núcleo. c) Fibra birrefringente debido a efecto fotoelástico.....	16
8	Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador lineal con estados de polarización lineales de entrada con $\psi=20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ y $80^\circ$ .....	17
9	Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador circular con estados de polarización lineales de entrada con $\psi=20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ y $80^\circ$ .....	17
10	Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador elíptico.....	18
11	Barrido espectral obtenido para una fibra dopada con erbio EDOS-103. El muestreo de la señal se realizó de 1511 a 1571 nm con pasos de 6 nm. Cada curva corresponde a diferente ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada (Treviño-Martínez et al., 2005).....	19
12	Representación gráfica del cálculo del segmento de arco entre dos longitudes de onda consecutivas en una trayectoria.....	20
13	El estado de polarización de la señal de entrada evoluciona siguiendo una trayectoria circular a lo largo de un retardador homogéneo. En la figura se muestran dos trayectorias, asociadas a dos estados de polarización de entrada lineales (Tentori et al., 2007).....	21
14	Parámetros geométricos utilizados para describir una hélice: r representa su radio, $\beta'$ es el ángulo de giro y p es el paso de hélice.....	23
15	Trayectoria correspondiente a una bobina helicoidal ( $\tau=0.2, b=1, \beta=10^\circ$ ) para estados de polarización lineales de entrada, con ángulos azimutales $\theta=20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ y $80^\circ$ .....	25
16	Espectro de sección transversal de absorción del $\text{Er}^{3+}$ dopado en vidrio de sílice.....	28
17	Transiciones correspondientes a la absorción y emisión en un sistema de dos niveles...	29
18	Sistema láser de tres niveles de energía. Los parámetros $\phi$ y $\sigma$ denotan el flujo de fotones y la sección transversal entre los niveles de energía. Los subíndices NR y R denotan las transiciones no radiantes y radiantes.....	30
19	Esquema de los niveles de energía más importantes del erbio y desdoblamiento producido por efecto Stark.....	31

20	Sistema láser de dos niveles: aproximación para el sistema láser de tres niveles del vidrio de sílice dopado con $\text{Er}^{3+}$ .....	33
21	Curva de la ganancia típica de un EDFA (Becker et al., 1999). .....	37
22	Esquema representativo de la sección transversal ( $\sigma$ ) a manera de área. ....	39
23	Estructura básica de un amplificador de fibra dopada con erbio. ....	42
24	Configuración de un EDFA operando en copropagación. ....	43
25	Configuración de un EDFA operando en contrapropagación. ....	43
26	Configuración de un EDFA operando en doble dirección. ....	44
27	Arreglo experimental para la creación del marco de referencia. ....	45
28	Puntos establecidos para la generación del marco de referencia. ....	46
29	Arreglo experimental para la medición del eje rápido de birrefringencia.....	46
30	Medición del ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia, barrido de $0^\circ$ a $180^\circ$ cada $0.5^\circ$ utilizando una fibra Photonetics EMF-28R de 14.5 m. ....	47
31	Medición del ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia, barrido de $0^\circ$ a $180^\circ$ cada $0.5^\circ$ usando una Fibra FIBERCORE DF1500E de 25m.....	47
32	Barrido espectral de 1540 a 1554 nm a un SOP lineal de entrada a $30^\circ$ para una fibra Fibercore DF1500E. ....	49
33	Trayectorias del barrido espectral para SOP lineales de entrada a $30^\circ$ , $60^\circ$ , $90^\circ$ , $120^\circ$ , $150^\circ$ y $180^\circ$ en una fibra Fibercore DF1500E. a) Trayectorias sobre la esfera de Poincaré y b) Trayectorias en el plano S2-S3. ....	50
34	Barrido espectral de 1540 a 1554 nm a un SOP lineal de entrada a $30^\circ$ para una fibra Photonetics EMF-28R. ....	50
35	Trayectorias del barrido espectral para SOP lineales de entrada a $30^\circ$ , $60^\circ$ , $90^\circ$ , $120^\circ$ , $150^\circ$ y $180^\circ$ en una fibra Photonetics EMF-28R. a) Trayectorias sobre la esfera de Poincaré y b) Trayectorias en el plano S2-S3. ....	51
36	Arreglo experimental utilizado para obtener la potencia de saturación de la EDF, se utiliza una configuración en copropagación de la señal de referencia y la señal de bombeo.....	52
37	Ganancia de saturación obtenida para una señal con una potencia de $-42.27$ dBm, centrada en 1544.6 nm, utilizando una EDF Photonetics EMF-28R de 14.5 m.....	53
38	Ganancia de saturación obtenida para una señal con una potencia de $-42.27$ dBm, centrada en 1544.6 nm, utilizando una EDF Fibercore DF1500E de 25 m.....	53
39	Arreglo experimental para la medición de SOPs de salida dependientes de la variación angular tanto del bombeo como de la señal.....	54
40	SOP's de salida normalizados para un bombeo fijo de 22 dBm con un SOP de entrada lineal a $0^\circ$ variando la señal de referencia cada $30^\circ$ .....	56
41	SOP's de salida normalizados para un bombeo fijo de 22 dBm con un SOP de entrada lineal a $60^\circ$ variando la señal de referencia cada $30^\circ$ .....	56
42	SOP's de salida normalizados para un bombeo fijo de 22 dBm con un SOP de entrada lineal a $90^\circ$ variando la señal de referencia cada $30^\circ$ .....	57

43	SOP's de salida normalizados para un bombeo fijo de 22 dBm con un SOP de entrada lineal a 120° variando la señal de referencia cada 30° .....	57
44	SOP's de salida normalizados para un bombeo fijo de 22 dBm con un SOP de entrada lineal a 0° variando la señal de referencia cada 30° .....	58
45	Trayectorias correspondientes a la variación del SOPs tanto del bombeo como de la señal.....	59
46	Grado de polarización utilizando SOPs lineales de entrada fijos para el bombeo variando el SOP lineal de entrada de la señal de referencia. ....	59
47	Señal de referencia sin bombeo con un SOP lineal de entrada de 0°, 30°,60°,90°,120° y 150° .....	60
48	Espectros de emisión ASE con una SOP lineal de entrada de 0°, 30°,60°,90°,120° y 150° con un bombeo de 22 dBm. ....	60
49	Espectros de una señal amplificada aplicando un bombeo con una SOP lineal de entrada de 0°, variando el SOP lineal de entrada de la señal cada 30° .....	61
50	Ganancia de una EDFA y potencia de salida (Salcedo,2014). ....	62
51	Ganancia en función del SOP de la señal de prueba, dejando fijo el SOP de bombeo.....	62
52	Configuración experimental para la medición de la PDG (Greer, Lewis, y Macauley, 1994). ....	64
53	Configuración experimental para la medición de la PDG (Bruyere, 1995).....	66
54	Arreglo experimental para la medición de la PDG. (Mazurczyk y Zyskind, 1994).....	67
55	a) Dependencia de la ganancia en función del ángulo de polarización $\varphi$ , para un bombeo altamente polarizado y ángulos de polarización de la señal linealmente polarizada orientados a 0° y 90°. b) Medida de ganancia para el bombeo despolarizado. ....	69
56	Arreglo experimental para la medición de los espectros de emisión ASE de dos señales amplificadas simultáneamente. CP1 y CP2 son controladores de polarización de 1550 nm y CP3 es un controlador de polarización de 980 nm. ....	70
57	Cancelación del efecto de la birrefringencia. SOPs lineales de entrada y salida del IWDM.....	71
58	Ganancia dependiente de polarización de una señal de prueba (GP) y una señal de saturación (GS), variando el ángulo azimutal del SOP lineal de la señal de bombeo (0°, 180° y 360°). El SOP lineal de la señal de saturación se mantuvo fijo a 90° y el ángulo azimutal de la señal de prueba varió como se muestra en el eje horizontal.....	74
59	Comparación de la PDG para una señal de prueba (GP, líneas punteadas) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS, líneas continuas) linealmente polarizada a 90°. Cada curva corresponde a un SOP de bombeo lineal orientado a 0°, 180° o 360°.....	76
60	PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 0°, 180° y 360°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.....	78

61	PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 60° y 240°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.....	79
62	PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 120° y 300°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180 y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.....	80
63	Comparación de la PDG para una señal de prueba (GP, líneas punteadas) y una señal de referencia (GS, líneas continuas) usando SOPs de bombeo a 0°, 180° y 360°.....	81
64	PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 0°, 180° y 360°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180 y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.....	82
65	PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 30° y 210°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.....	83
66	PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 60° y 240°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.....	83
67	PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 90° y 270°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.....	84
68	PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 120° y 300°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.....	85
69	PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 150° y 330°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.....	86
70	Configuración patillaje diodo laser de emisión $\lambda = 980 \text{ nm}$ . .....	98
71	Esquema de la montura del doble bobinado helicoidal para la cancelación del efecto de la birrefringencia. ....	99
72	Diagrama de multiplexor 2x1 en copropagación. Entrada (1) y (2) de fibra Hi1060 y salida de fibra SMF-28e+.....	100
73	Función de transmitancia del filtro sintonizable en función de la longitud de onda.....	101
74	Filtro sintonizable marca Newport con conectores de fibra óptica.....	101

## Lista de tablas

Tabla		Página
1	Casos particulares de vectores de Jones.....	9
2	Casos particulares de vectores de Stokes.....	10
3	Ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia y ángulo de elipticidad.....	48
4	SOP de salida obtenidos al variar el SOP de la señal de prueba y el SOP del bombeo.	55
5	Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 0 y 30°, variando el SOP de la señal de prueba de 180° a 360° en incrementos de 30 grados. ....	103
6	Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 60 y 90°, variando el SOP de la señal de prueba de 180° a 360° en incrementos de 30 grados. ....	103
7	Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 120 y 150°, variando el SOP de la señal de prueba de 180° a 360° en incrementos de 30 grados. ....	104
8	Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 0 y 30°, variando el SOP de la señal de prueba de 180° a 360° en incrementos de 30 grados. ....	104
9	Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 60 y 90°, variando el SOP de la señal de prueba de 180° a 360° en incrementos de 30 grados.....	105
10	Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 120 y 150°, variando el SOP de la señal de prueba de 180° a 360° en incrementos de 30 grados.....	105

# Capítulo 1. Introducción

---

## 1.1 Antecedentes

En 1993, M.G. Taylor reportó el decremento del desempeño de EDFAs asociándolo a pérdidas dependientes del estado de polarización (4.8 dB en un sistema concatenado de 69 EDFAs) (Taylor, 1993). A partir de este resultado se comenzó a estudiar el efecto del estado de polarización de la señal y del bombeo en el amplificador. Los estudios, realizados con 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.

La ganancia dependiente de la polarización (PDG) se define formalmente como la diferencia entre la ganancia de dos señales polarizadas ortogonalmente y se relaciona con la anisotropía que presentan las secciones transversales de emisión y absorción de los iones de erbio en la fibra (Mazurczyk y Zyskind, 1994). Varios investigadores (Bruyere, 1995), (Greer, 1993), (Mazurczyk y Zyskind, 1994), por mencionar algunos, han realizado estudios para determinar la dependencia de la PDG respecto a la señal y el bombeo. Éstos han llevado a cabo experimentos en los que se introducen señales de prueba (simulando la emisión ASE) con polarizaciones ortogonales y paralelas a la señal de saturación. Reportaron resultados similares y con base en ellos concluyeron que: 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, otros autores (Tentori et al., 2001; Tentori et al. 1999) mostraron experimentalmente que no se tiene una amplificación mayor para el ruido. Cabe señalar que actualmente tanto la señal como el bombeo se despolarizan antes de ingresar a un EDFA.

En un EDFA los efectos producidos por el uso de luz polarizada, se obtienen comparando el desempeño de la ganancia de dos señales con longitudes de onda iguales (o que difieren por muy poco) con estados de polarización ortogonales entre sí. Una de las señales tiene una potencia alta, ésta se denomina señal de

saturación y la otra es una señal pequeña, la cual es una señal no saturada. El material anfitrión (vidrio de sílice) es amorfo, debido a esto en cada región del núcleo de la fibra activa existe el mismo número de iones alineados en cualquier dirección que se seleccione.

Las secciones transversales de absorción y emisión de los iones se pueden modelar como elipsoides con los ejes mayores alineados al azar en todas las direcciones. Dicha distribución aleatoria produce un medio macroscópicamente isotrópico, mientras que un láser con un bombeo fuerte induce una distribución anisotrópica, causada por la excitación selectiva de iones que están más alineados con el vector del campo óptico del bombeo. Por lo tanto, se tiene que el cambio en la ganancia depende de la alineación de las polarizaciones de los haces de bombeo y de la señal.

Por otro lado, para dos señales con polarizaciones ortogonales entre sí, se considera que cada señal tiene poblaciones con el mismo número de átomos. Por lo que, si una señal es pequeña y la otra satura la ganancia, se tiene que a pesar de que las poblaciones de iones a las que tienen acceso son iguales, sus ganancias van a ser distintas. La señal de saturación (de mayor potencia) tiene una ganancia menor que la señal pequeña; a este efecto se le conoce como fusión de agujeros de polarización (Greer et. al., 1993), (Mazurczyk y Zyskind, 1994), (Becker et. al., 1999).

En CICESE del año 1996 a 2010 se analizó experimentalmente el comportamiento de amplificación de diversos EDFAs que operan con señales polarizadas. Sin embargo, no se controlaron los estados de polarización de la señal y el bombeo que alimentaban a la fibra dopada con erbio (EDF).

En el año 2014 Salcedo Flores utilizó un EDFA en el que se tiene un control completo de la birrefringencia, para medir la ganancia dependiente de la polarización a 1550 nm para cuatro potencias de señal pequeña, usando en todos los casos la misma orientación del ángulo azimutal del estado de polarización de entrada y el mismo estado de polarización (fijo, pero no evaluado) para el bombeo (Salcedo Flores, L. F., 2014). Actualmente es posible conocer el estado de polarización tanto del bombeo, como de la señal que ingresan a la fibra dopada con erbio y reorientarlos sin necesidad de modificar la estructura del EDFA (Salcedo, L. y D. Tentori, 2014).

Los dispositivos ópticos presentan cambios dependientes de la polarización distintos para cada longitud de onda y su birrefringencia, que también dependen de la longitud de onda, modifica el estado de polarización tanto de la señal (1530 - 1560 nm) como del bombeo (980 nm). En el año 2016 Tentori, D., et

al, desarrollaron una metodología para cancelar el efecto de la birrefringencia de un dispositivo de fibra óptica sobre el estado de polarización de la señal de salida (Tentori, D., et al, 2016).

## 1.2 Hipótesis

En amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFAs), la ganancia depende del estado de polarización de la luz.

Utilizando dobles bobinados helicoidales es posible cancelar el efecto de la birrefringencia provocado por dispositivos ópticos, es decir, manipulando dichos bobinados es posible obtener, a la salida de cada dispositivo, el estado de polarización (SOP) que la señal tiene a la entrada del mismo. Lo anterior permitirá un mejor control del SOP tanto del bombeo como de la señal.

## 1.3 Objetivo

El objetivo general del proyecto es el estudio de la dependencia de la ganancia en EDFAs de birrefringencia controlada, con respecto a los estados de polarización de entrada, tanto de la señal como del bombeo.

## 1.4 Metas

- Para estados de polarización lineales de entrada (tanto para el bombeo, como para la señal):
  - determinación simultánea de la ganancia a 1550 nm para una señal de saturación, una señal pequeña polarizada ortogonalmente y la emisión ASE,
  - determinación de la dependencia de las ganancias de la señal de saturación y señal pequeña con respecto a la orientación de sus ángulos azimutales.
  - determinación de su dependencia con respecto a la potencia.
- Proponer un marco teórico que explique los resultados obtenidos para la ganancia dependiente de la polarización de un EDFA.

## 1.5 Estructura de la tesis

La tesis está estructurada de la siguiente manera:

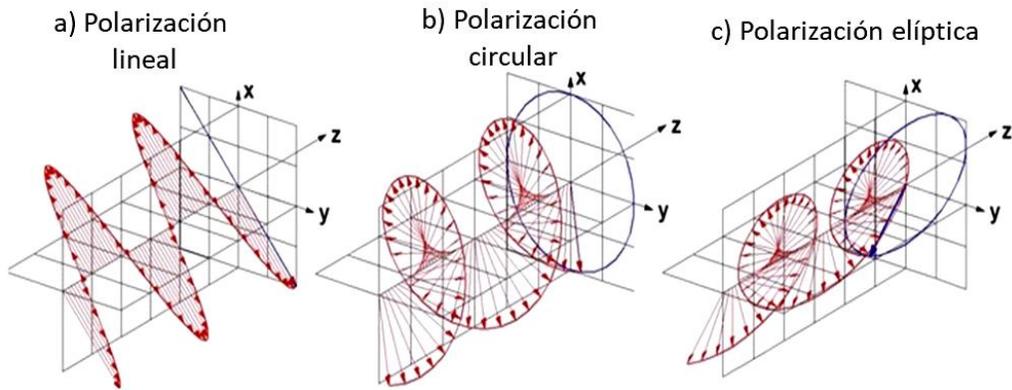
- En el capítulo 2 se abordarán conceptos básicos correspondientes a los estados de polarización y los formalismos utilizados para su descripción. Se muestran algunas simulaciones correspondientes a retardadores homogéneos. Además, se mencionan conceptos relacionados con la birrefringencia y la implementación de dobles bobinados helicoidales para la cancelación de su efecto.
- En el capítulo 3 se habla sobre la descripción de un EDFA a través de un sistema láser de tres niveles, así como las principales transiciones que intervienen en dicho sistema. Se muestra la arquitectura básica de un EDFA y las configuraciones en las que pueden operar la señal y el bombeo.
- En el capítulo 4 se presentan experimentos realizados para la caracterización de un EDFA y los resultados obtenidos con estos.
- En el capítulo 5 se presentan trabajos realizados por diferentes autores para la medición de la PDG y se muestra el arreglo propuesto en esta tesis para la medición de la misma.
- En el capítulo 6 se muestran los resultados obtenidos de la medición de la PDG para dos señales con SOPs ortogonales entre sí y se discuten los resultados.
- En el capítulo 7 se muestran las conclusiones obtenidas al analizar los resultados obtenidos.

## Capítulo 2. Estados de polarización de la luz en fibras dopadas con erbio

En este capítulo se muestran conceptos básicos correspondientes a la luz polarizada; se habla de los diferentes estados de polarización y de los formalismos utilizados para su descripción. Por otro lado, se incluyen simulaciones realizadas para retardadores homogéneos con diferentes ángulos azimutales de entrada. Además, se habla de la birrefringencia y de la forma de cancelar el efecto de la birrefringencia en sistemas ópticos.

### 2.1 Luz polarizada

La luz puede ser representada como una onda transversal que se propaga en la dirección positiva del eje  $z$ . La figura geométrica que describe la punta del vector del campo eléctrico proyectada sobre el plano  $xy$  se utiliza para establecer su estado de polarización, el cual puede ser lineal, circular o elíptico (Fig. 1).



**Figure 1.** Posibles estados de polarización de la luz, lineal, circular y elíptica.

Generalmente la luz tiene una polarización elíptica la cual depende de la amplitud de las componentes  $E_x$  y  $E_y$  del campo eléctrico y de su diferencia de fase. Dos casos particulares de ésta son las polarizaciones lineal y circular.

- Polarización lineal. En este caso la diferencia de fase  $\delta_p$  debe ser 0 o un múltiplo entero de  $\pi$ .

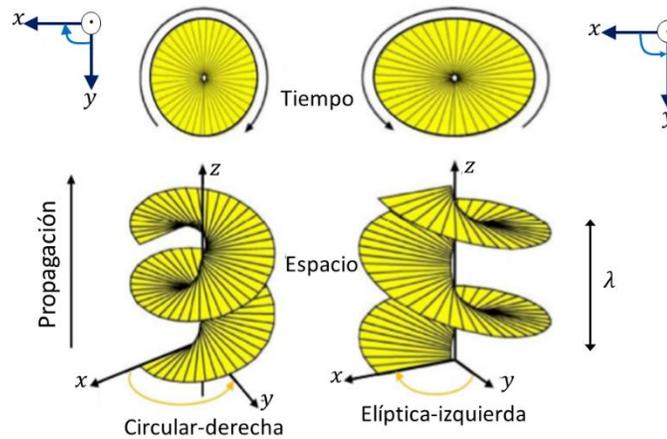
- Polarización circular. Se debe cumplir que las amplitudes de las componentes del campo eléctrico sean iguales ( $E_x = E_y$ ); además de que la diferencia de fase sea  $\delta_p = \pm\pi/2$  o en general que  $\delta_p = \pm(2m+1)\pi/2$ , con m en los enteros.
- Polarización elíptica. En este tipo de polarización las amplitudes de las componentes del campo eléctrico son distintas ( $E_x \neq E_y$ ) y la diferencia de fase es distinta de cero  $\delta_p \neq 0$ .

### 2.1.1 Modelo trigonométrico

Los estados de polarización de la luz en un medio anisótropo pueden describirse a través de la elipse de polarización (Hecht, 2002, p. 228).

Considerando una onda plana que se propaga en la dirección del eje z de un sistema de coordenadas cartesiano  $xyz$ . El vector de campo eléctrico de una onda plana monocromática, de acuerdo a la convención de Nebraska (Muller, 1969) está dado por

$$\vec{E}_T = \vec{E}_x + \vec{E}_y \quad (1)$$



**Figura 2.** Convención de Nebraska. Polarización circular derecha y Polarización elíptica izquierda (García, 2016).

La Ec. (1) por lo regular se reescribe en términos de números complejos para simplificar las operaciones matemáticas que se realizan para el análisis del campo eléctrico, ésta se expresa de la siguiente forma:

$$\vec{E}_{x,y}(z,t) = \text{Re} \left\{ \vec{E}_{0x,0y} e^{i(\omega t - kz + \delta_{x,y})} \right\}, \quad (2)$$

donde

$$\vec{E}_x = \hat{i}E_x = \hat{i}E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x), \quad (3)$$

$$\vec{E}_y = \hat{j}E_y = \hat{j}E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y), \quad (4)$$

y  $\delta_p$  es el retardo de fase de  $\vec{E}_y$  respecto a  $\vec{E}_x$ ,

$$\delta_p = \delta_y - \delta_x. \quad (5)$$

Utilizando las Ecs. (3) y (4) para seleccionar un punto cualquiera en el espacio, se puede obtener la ecuación paramétrica de la elipse de polarización

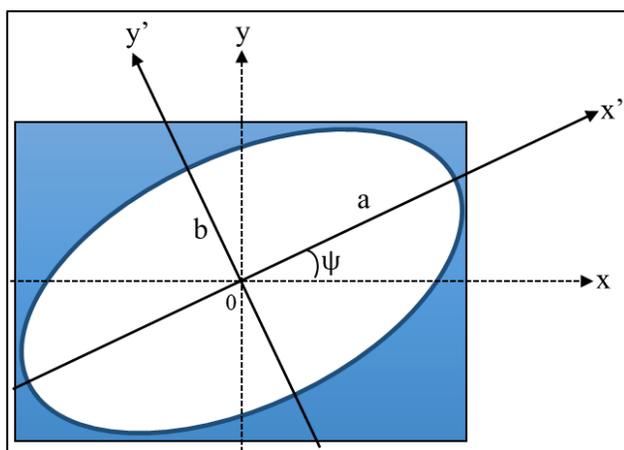
$$\left( \frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 + \left( \frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 - 2 \left( \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \right) \cos(\delta_p) = \sin^2(\delta_p). \quad (6)$$

La Ec. (6) 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. En la Fig. 3 se muestra la geometría descrita por la Ec. (6).

En la Fig. 3 se puede observar que la elipse se encuentra rotada un ángulo  $\psi$ , (ángulo azimutal o de rotación), cuya inclinación la determina el factor  $2 \left( \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \right) \cos(\delta_p)$  en la Ec. (6), que también puede ser calculado usando la relación entre los nuevos ejes  $x'$  y  $y'$ ,

$$\vec{E}_x' = E_x \cos(\psi) + E_y \sin(\psi), \quad (7)$$

$$\vec{E}_y' = E_x \sin(\psi) + E_y \cos(\psi), \quad (8)$$



**Figura 3.** Elipse de polarización.

Utilizando las Ecs. (7) y (8), se obtiene que el ángulo de rotación  $\psi$  está dado por

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos(\delta_p)}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \right). \quad (9)$$

Por otro lado, en la Fig. 3, los ejes  $a$  y  $b$  de la elipse representan a las componentes  $E_{0x}$  y  $E_{0y}$  del vector de campo eléctrico; usualmente se selecciona  $a > b$ . A partir de estos parámetros se definen tanto la elipticidad como el ángulo azimutal:

- La elipticidad es la razón entre los ejes  $\gamma = b/a$ , por lo que  $0 < \gamma < 1$ . Se tienen dos casos límite: la polarización lineal y la polarización circular. Así, el ángulo de elipticidad está dado por  $\epsilon = \arctan(b/a)$ .
- El ángulo azimutal ( $\psi$ ) es una razón entre las amplitudes de las componentes del campo eléctrico y define el grado de inclinación de la elipse<sup>1</sup>,  $-\frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}$ .

Teniendo como base el análisis de la elipse de polarización, es posible definir el estado de polarización de la luz considerando la diferencia de fase ( $\delta_p$ ). Para luz linealmente polarizada  $\delta_p = 0, \pi, \dots$ . En el caso de luz polarizada circularmente  $\delta_p = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \dots$ , y  $E_{0x} = E_{0y}$ .

<sup>1</sup> Indica la orientación del eje mayor de la elipse de polarización con respecto al eje horizontal del laboratorio.

### 2.1.2 Vectores de Jones

El formalismo de Jones se utiliza para representar a los estados de polarización de la luz a través de vectores y en él se describe a los componentes ópticos mediante matrices (Jones, R. Clark, 1941). Los elementos del vector de Jones están dados por la amplitud y la fase relativa del campo eléctrico en las direcciones  $x$  y  $y$ :

$$E = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} e^{i\delta_x} \\ E_{0y} e^{i\delta_y} \end{bmatrix}; \quad (10)$$

mientras que la matriz propuesta por R. Jones que representa a un polarizador óptico está dada por:

$$M = \begin{bmatrix} \cos^2(\psi_p) & \text{sen}(\psi_p)\cos(\psi_p) \\ \text{sen}(\psi_p)\cos(\psi_p) & \text{sen}^2(\psi_p) \end{bmatrix}, \quad (11)$$

donde  $\Psi_p$  es la inclinación del eje de transmisión del polarizador. Utilizando la notación propuesta por R. Jones, las componentes vectoriales de la onda de luz a la salida del medio óptico están dadas por:

$$E' = \begin{bmatrix} E_x' \\ E_y' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2(\psi_p) & \text{sen}(\psi_p)\cos(\psi_p) \\ \text{sen}(\psi_p)\cos(\psi_p) & \text{sen}^2(\psi_p) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}. \quad (12)$$

La tabla 1 muestra cómo varían la relación de fase y la amplitud para cada vector de polarización de Jones.

**Tabla 1.** Casos particulares de vectores de Jones.

Estado de Polarización (SOP)	Vector de Jones
Polarización lineal horizontal	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
Polarización lineal vertical	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
Polarización lineal $\pm 45^\circ$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{pmatrix}$
Polarización circular (derecha-izquierda)	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}$

### 2.1.3 Vectores de Stokes

Los parámetros de Stokes, propuestos por Sir George Stokes en 1852, describen el estado de polarización de la radiación electromagnética (Chandrasekhar, 2013). La ventaja de este método ante el presentado por R. Jones, es que permite la descripción de la radiación incoherente o parcialmente polarizada. Esto lo hace en términos de la intensidad total ( $I$ ), el grado de polarización (DOP) y los parámetros de forma de la elipse de polarización (Jones, et. al., 1941). El vector de Stokes está dado por:

$$V = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y} \cos(\delta_p) \\ 2E_{0x}E_{0y} \sin(\delta_p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_0 \cos(\epsilon_p) \cos(\psi) \\ S_0 \cos(\epsilon_p) \sin(\psi) \\ S_0 \sin(\psi) \end{bmatrix}. \quad (13)$$

La representación del campo eléctrico a través de los vectores de Stokes permite generar un mapeo de su evolución sobre la esfera de Poincaré, la cual tiene coordenadas ( $S_1$ ,  $S_2$  y  $S_3$ ). Puede notarse que el parámetro  $S_0$  representa a la intensidad del campo incidente.

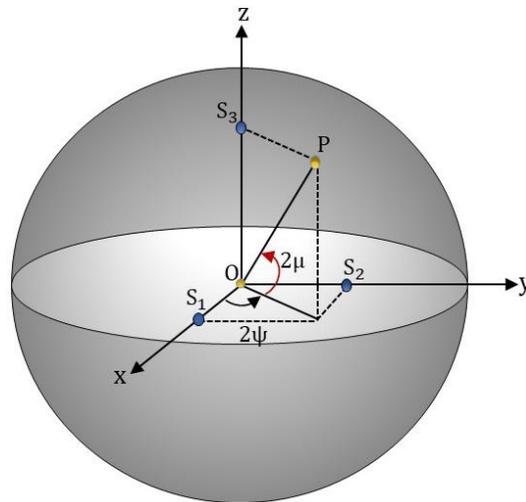
En la tabla 2 se presentan las condiciones que se deben cumplir para obtener el vector que representa a cada estado de polarización.

**Tabla 2.** Casos particulares de vectores de Stokes.

Estado de Polarización (SOP)	Vector de Stokes
Polarización lineal horizontal	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
Polarización lineal vertical	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
Polarización lineal $+45^\circ$	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Polarización lineal $-45^\circ$	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Polarización circular derecha	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
Polarización circular izquierda	$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$

## 2.2 Esfera de Poincaré

La esfera de Poincaré es un modelo que permite representar los estados de polarización de la luz y describir la acción de un retardador sobre luz polarizada. Esta herramienta es especialmente útil al analizar la evolución de la polarización de la luz en fibras ópticas, porque éstas en general se comportan como retardadores. En la Fig. 4 se muestra la representación de luz polarizada sobre la esfera de Poincaré.



**Figura 4.** Representación de luz polarizada (esfera de Poincaré).

Cada estado de polarización está representado por un punto en la esfera, con coordenadas  $2\epsilon$  y  $2\psi$  (Figura 4). Cada punto de longitud  $2\psi$  y latitud  $2\epsilon$  representa un estado de polarización cuya elipse de polarización tiene un ángulo azimutal  $\psi$  y un ángulo de elipticidad  $\epsilon$  (Gil, et. al., 1991). En la Fig. 4 se muestran los ejes de referencia y el sentido de los ángulos ( $2\psi$  y  $2\epsilon$ ) en la esfera de Poincaré.

Una vez definidos los ejes de referencia para el sistema (esfera de Poincaré), los distintos estados de polarización quedan descritos de la siguiente manera:

- Los valores para la elipticidad positiva,  $\mu > 0$ ; es decir, los puntos en el hemisferio norte, representan estados de polarización elípticos derechos.
- Los puntos en el hemisferio sur ( $\mu < 0$ ), representan estados de polarización elípticos izquierdos.
- Los puntos situados en el ecuador representan estados de polarización lineal.

- Puntos diametralmente opuestos corresponden a dos estados de polarización ortogonales; por ejemplo, los estados de polarización circular derecho y circular izquierdo.

## 2.3 Retardadores homogéneos

Un retardador de onda es un dispositivo óptico capaz de introducir un desfase entre las dos componentes del haz que vibran en direcciones perpendiculares de polarización ( $E_x$  y  $E_y$ ) alineadas con los ejes rápido y lento del dispositivo ( $\epsilon_x$  y  $\epsilon_y$ ). La onda luminosa resultante generalmente tiene un estado de polarización elíptico (García, 1999).

Idealmente, los retardadores no polarizan, ni inducen un cambio de intensidad en el haz de luz, simplemente cambian su estado de polarización. Por lo que, los retardadores permiten modificar la polarización del haz en forma controlada. En general se emplean como retardadores las láminas plano paralelas de cristales uniaxiales como el cuarzo.

Los retardadores se utilizan para representar la birrefringencia que se encuentra presente en una fibra óptica sin atenuación (Treviño-Martínez et al., 2005). La birrefringencia de una fibra se describe usando aquellas matrices de retardo que mejor siguen la evolución del estado de polarización a lo largo de la fibra óptica. Se utilizan las matrices de Jones o Mueller para representar las matrices de retardo. Para los retardadores homogéneos, se utiliza 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).

### 2.3.1 Matrices de Jones

El formalismo de Jones permite la representación de retardos lineales, circulares y elípticos. Esto se hace a través de matrices de Jones que corresponden a una placa retardadora (Salcedo Flores, 2014):

$$M_{\text{lineal}} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) + i\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) & 0 \\ 0 & \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) - i\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}, \quad (14)$$

$$M_{\text{circular}} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) & \text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ -\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$M_{\text{elíptica}} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) + i\cos(2\mu)\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) & \text{sen}(2\mu)\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ -\text{sen}(2\mu)\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) - i\cos(2\mu)\text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}, \quad (16)$$

donde la diferencia de fase  $\delta$ , indica el ángulo de retardo entre los eigenmodos de polarización.

### 2.3.2 Matrices de Mueller

Las matrices de Mueller al igual que las matrices de Jones permiten representar a placas retardadoras. Un retardo homogéneo lineal se representa usando la matriz de una placa retardadora, un retardador homogéneo circular se representa con la matriz un rotador. Para un retardo homogéneo elíptico, se ha definido una matriz equivalente al retardo presente en una placa retardadora con estas características. Matemáticamente están dadas por:

$$M_{\text{lineal}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\delta) & \text{sen}(\delta) \\ 0 & 0 & -\text{sen}(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix}, \quad (17)$$

$$M_{\text{circular}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\delta) & \text{sen}(\delta) & 0 \\ 0 & -\text{sen}(\delta) & \cos(\delta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (18)$$

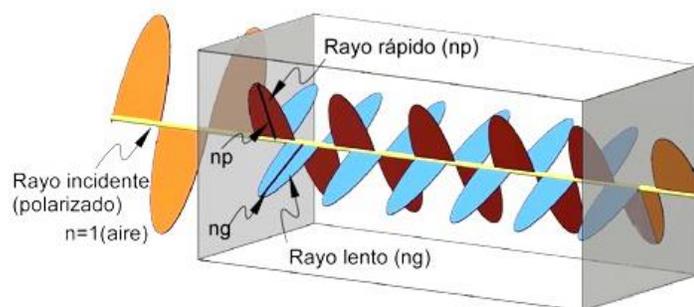
$$M_{\text{elíptica}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - 2\text{sen}^2(2\mu)\text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right) & \text{sen}(\delta)\text{sen}(2\mu) & \text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\text{sen}(4\mu) \\ 0 & -2\text{cos}(\mu)\text{sen}(\delta)\text{sen}(\mu) & \text{cos}(\delta) & \text{sen}(\delta)\text{cos}(2\mu) \\ 0 & -\text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\text{sen}(4\mu) & -\text{sen}(\delta)\text{cos}(2\mu) & 1 - 2\text{cos}^2(2\mu)\text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}. \quad (19)$$

## 2.4 Birrefringencia en fibras ópticas

### 2.4.1 Birrefringencia

Existen diferentes criterios para clasificar materiales, siendo uno su isotropía. Se dice que un material es isótropo cuando sus propiedades no cambian para cualquier posición y dirección en la que estos sean observados, en caso contrario se dice que es un material anisótropo (Fuki, 1998).

La birrefringencia, o doble refracción, es un fenómeno complejo que se presenta en algunos materiales anisótropos; como la calcita, cristales no cúbicos y en algunos plásticos sometidos a tensión como el celofán. En estos materiales la velocidad de la luz depende del plano de polarización y de su dirección de propagación a través del material. Cuando un rayo de luz incide sobre estos materiales, puede separarse en dos rayos denominados rayo rápido y rayo lento, la inclinación de esta dirección se denotara como  $\psi_F$  y  $\psi_S$ , respectivamente. Estos rayos están polarizados ortogonalmente entre sí y son perpendiculares a la dirección de propagación. Cabe señalar que dentro de un medio birrefringente la luz viaja a diferente velocidad dependiendo de su dirección de propagación (Tipler, *et. al.*, 2005).

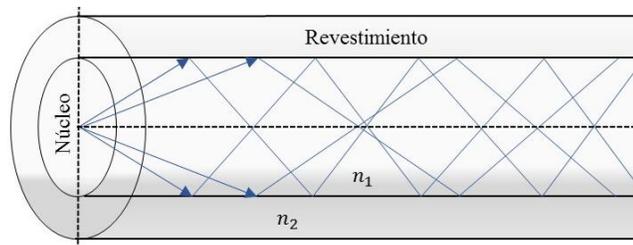


**Figura 5.** Comportamiento de la luz al atravesar un medio anisótropo.

## 2.4.2 Propagación en fibras ópticas

Las fibras ópticas se definen como guías de onda dieléctricas con geometría cilíndrica, éstas constan de dos materiales diferentes con geometría cilíndrica, y son concéntricos. La condición fundamental para que la fibra confine la luz es que el índice de refracción del material del cilindro interior (núcleo) sea mayor que el índice de refracción del cilindro exterior (revestimiento o cubierta); la luz queda confinada en el núcleo debido a reflexión interna total (Saleh, *et. al.*, 1991).

En una fibra óptica la luz puede propagarse en uno o varios modos (propagación monomodal o multimodal, respectivamente); cada uno de dichos modos viaja a una velocidad distinta.



**Figura 6.** Propagación de la luz en una fibra óptica.

La propagación de la luz depende de varios parámetros importantes, uno de ellos es la apertura numérica (NA), la cual determina el cono de aceptación de luz de la fibra, y equivalentemente, el cono de divergencia que exhibe el haz de luz cuando ésta sale de la fibra. Uno de los principales parámetros en la propagación de la luz en la fibra es la constante de propagación ( $\beta$ ), que indica la rapidez con que cambia la fase por unidad de longitud y está dada por (Saleh, *et. al.*, 1991):

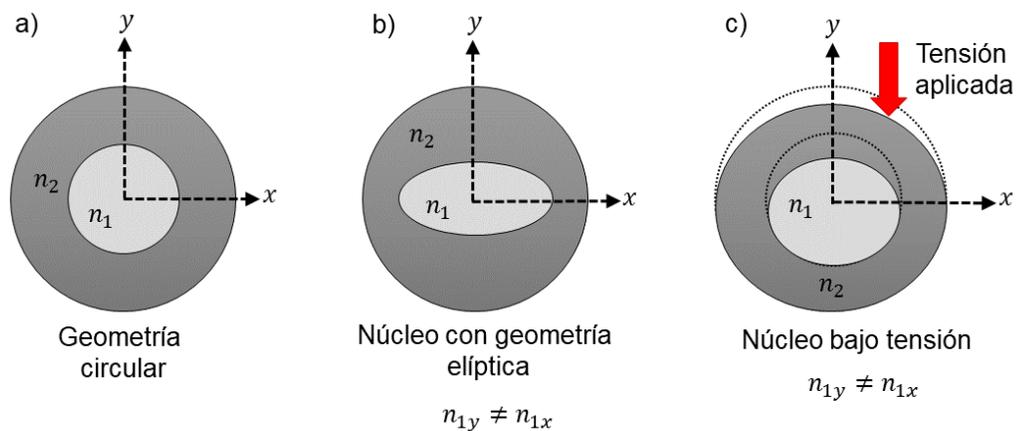
$$\beta \approx n_1 k_0 \left( 1 - \frac{(l-2m)^2}{M} \Delta \right); \quad (20)$$

donde  $M$  es el número de modos,  $n_1$  el índice de refracción del núcleo,  $k_0$  es la constante de propagación en el vacío,  $\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$ , los parámetros  $l$  y  $m$  etiquetan a los modos  $LP_{lm}$ .

### 2.4.3 Birrefringencia residual

En fibras ópticas la birrefringencia es producida por la pérdida de simetría en la distribución del índice de refracción del núcleo de la fibra, lo que induce anisotropía en el material. La anisotropía se genera durante los procesos de fabricación y tendido de las fibras, los cuales pueden causar curvaturas y tensiones.

Otra causa de la birrefringencia es la pérdida de la simetría circular de la misma (su sección transversal no corresponde a un círculo); ésta se debe a contracciones y dilataciones de la fibra producidas por cambios de temperatura, vibraciones, ondas acústicas, etc., por lo que en general tiene un carácter aleatorio a lo largo de la longitud de la fibra óptica. A la birrefringencia generada por el proceso de fabricación se le conoce como birrefringencia residual. La producida por campos externos se denomina birrefringencia inducida. La Fig. 7 muestra algunas geometrías del núcleo de una fibra.



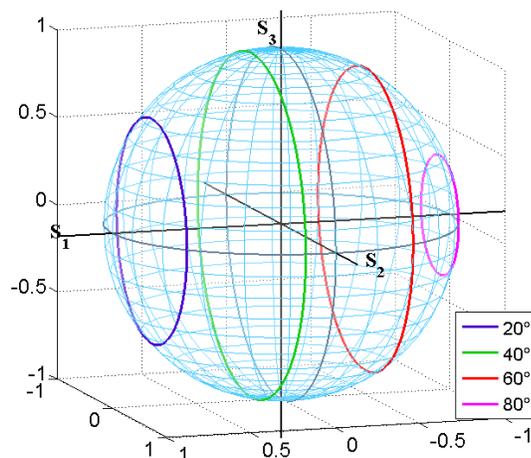
**Figura 7.** a) Fibra óptica con núcleo circular. b) Fibra birrefringente debido a la geometría elíptica del núcleo. c) Fibra birrefringente debido a efecto fotoelástico.

En las Fig. 7b) y 7c) se tiene un cambio en la velocidad con la que se propaga la luz a lo largo del eje de la fibra óptica, en estos casos las componentes del índice de refracción en el eje x y y son distintos. La birrefringencia introduce un cambio en la fase ( $\delta$ ) entre las dos componentes del índice de refracción, esta relación está dada por la siguiente expresión:

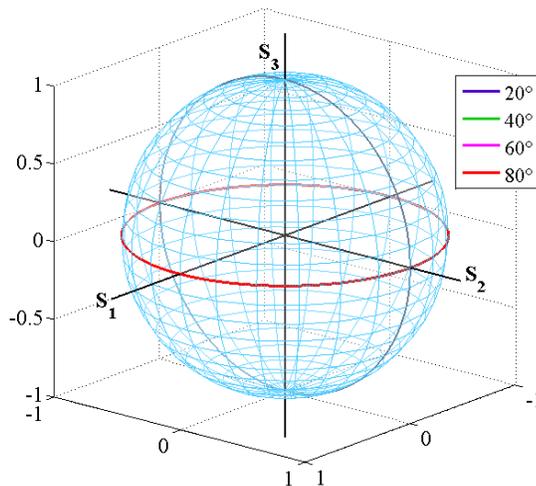
$$\delta = \frac{2\pi s}{\lambda} \Delta n; \quad (20)$$

donde  $s$  denota la longitud de la fibra,  $\lambda$  es la longitud de onda del haz incidente y  $\Delta n = |n_{1x} - n_{1y}|$ .

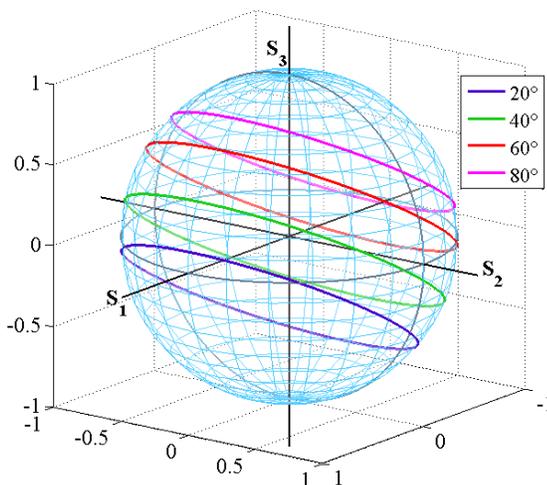
En las Figs 8, 9 y 10, se muestran las trayectorias correspondientes a la evolución de un SOP lineal de entrada; en retardadores lineales con ángulos azimutales  $\psi = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$  y  $80^\circ$ , en un retardador circular y a un retardador elíptico, respectivamente.



**Figura 8.** Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador lineal con estados de polarización lineales de entrada con  $\psi = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$  y  $80^\circ$ .



**Figura 9.** Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador circular con estados de polarización lineales de entrada con  $\psi = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$  y  $80^\circ$ .



**Figura 10.** Trayectoria que describe la evolución del estado de polarización para un retardador elíptico.

En las Figs. 8 y 10 puede observarse que, para cada ángulo azimutal de entrada, la trayectoria descrita por el estado de polarización de salida es un círculo, cuya posición depende del valor del ángulo azimutal de entrada. Sin embargo, todas estas trayectorias evolucionan alrededor de un eje de simetría común, que en el caso del retardador lineal, interseca a la esfera de Poincaré en dos puntos ubicados en el ecuador, que corresponden a los eigenmodos de polarización del retardador, los cuales indican el valor del ángulo azimutal del retardador. Para el retardador elíptico, los eigenmodos son elípticos. Están ubicados, usando coordenadas esféricas en  $(1, 2\psi, 2\mu)$ . El radio unitario corresponde a la superficie de la esfera de Poincaré.

Se puede observar en la Fig. 9 que no importa el valor que tome  $\psi$ , la trayectoria circular siempre es la misma y se ubica en el ecuador de la esfera; es decir, el estado de polarización de salida es siempre lineal; al variar el retardo entre eigenmodos sólo cambia el valor de su ángulo azimutal. En este caso el eje de simetría corta a la esfera de Poincaré en los polos, indicando que los eigenmodos de polarización son las polarizaciones circular derecha y circular izquierda.

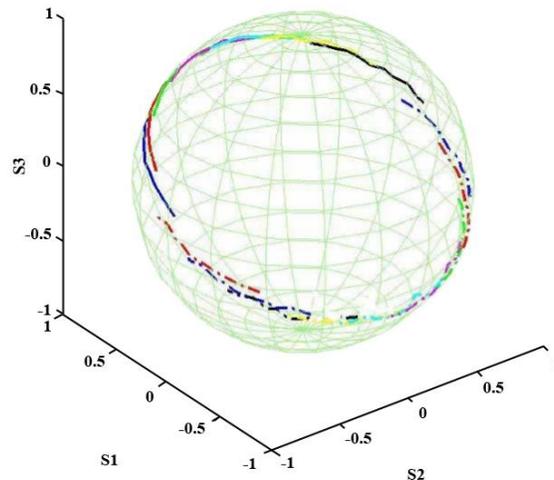
#### 2.4.4 Medida de la birrefringencia en fibras ópticas dopadas con erbio

La birrefringencia de las fibras monomodo se caracteriza por lo general en términos de la longitud de batimiento de la polarización, pero esta información no permite determinar el valor de todos los parámetros requeridos para describir la matriz de birrefringencia de la muestra. Otros autores sugieren

caracterizar a la birrefringencia de estas fibras usando una técnica polarimétrica, basada en las propiedades geométricas de la esfera de Poincaré y el método de barrido espectral (Tentori et al., 2008; Gutiérrez Beltrán, 2007, p. 2-4). La técnica de barrido espectral consiste en variar la longitud de onda y dejar fija la longitud de la fibra, la variación de la longitud de onda describe una trayectoria circular (ver Fig. 11).

En la Fig. 11 se muestran resultados obtenidos aplicando la técnica de barrido espectral. Se observan trazos que semejan la trayectoria seguida por la evolución de los estados de polarización sobre la esfera de Poincaré. En este caso los resultados indican que su birrefringencia corresponde a la de un retardador elíptico (ver Sección 4.2.1).

Para una descripción más completa de la birrefringencia residual, Tentori et al. (2007), realizan un análisis usando luz monocromática de la trayectoria del SOP de salida sobre la esfera de Poincaré, basado en suponer que corresponde a la de un retardador homogéneo.

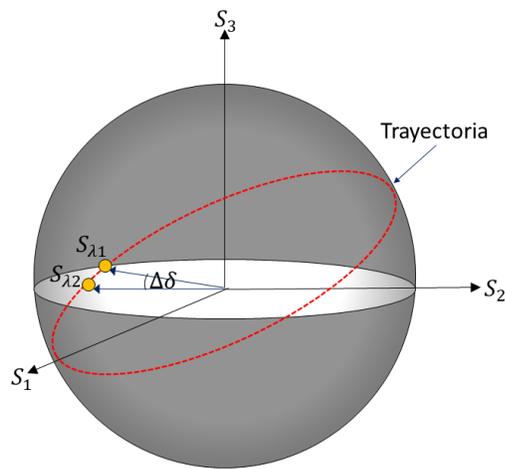


**Figura 11.** Barrido espectral obtenido para una fibra dopada con erbio EDOS-103. El muestreo de la señal se realizó de 1511 a 1571  $nm$  con pasos de 6  $nm$ . Cada curva corresponde a diferente ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada (Treviño-Martínez et al., 2005).

### 2.4.5 Longitud de batimiento

En una fibra óptica el SOP inicial de la luz no se conserva, este cambia cuando la luz se propaga hasta que el SOP evoluciona  $2\pi$ , es decir, el SOP de la luz regresa a su estado original. Al segmento de fibra en que ocurre esto, se le denomina longitud de batimiento ( $L_B$ ) y corresponde al factor  $s=L_B$  de la Ec. (20).

Para determinar la longitud de batimiento se utilizan los parámetros de Stokes correspondientes a dos longitudes de onda  $S_{\lambda_1}$  y  $S_{\lambda_2}$ , el ángulo que se forma entre estos puntos es igual al arco que describe la evolución del estado de polarización. En la Fig. 12 se muestra geoméricamente lo antes mencionado.



**Figura 12.** Representación gráfica del cálculo del segmento de arco entre dos longitudes de onda consecutivas en una trayectoria.

Suponiendo que la dispersión de la birrefringencia es despreciable, se puede sustituir en la Ec. 21 el cambio de fase por los valores medidos para el barrido espectral:

$$\Delta\delta = \delta(\lambda_2) - \delta(\lambda_1), \quad (22)$$

obteniéndose:

$$L_B = \left| \frac{2\pi s \lambda}{\Delta\delta} \left[ \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right] \right|. \quad (23)$$

donde  $L_B$  es la longitud de batimiento.

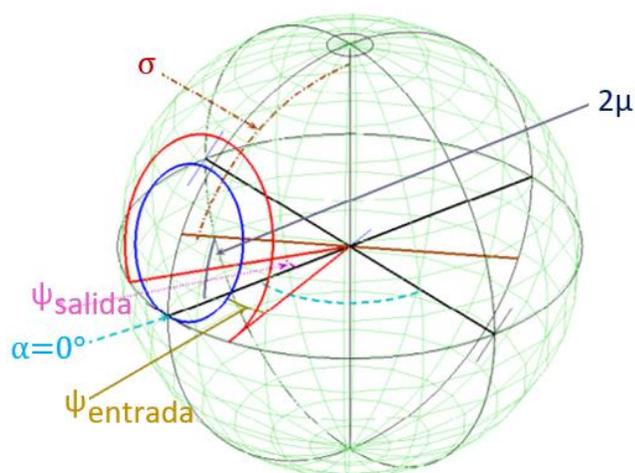
### 2.4.6 Eje rápido de birrefringencia en fibras ópticas dopadas con erbio

En trabajos recientes se demostró que se puede caracterizar la birrefringencia de fibras ópticas dopadas con erbio modelando el tipo de birrefringencia residual como la matriz de un retardador homogéneo (Tentori et al., 2007). Cuando se varía en forma continua el ángulo azimutal del SOP lineal de entrada ( $\psi_{\text{entrada}}$ ), el SOP de salida describe un círculo, cuyo eje de giro e inclinación con respecto al plano del ecuador dependen de los parámetros del retardador (ángulo azimutal, ángulo de elipticidad, longitud). De esta trayectoria circular, puede verse que en los puntos en los que este círculo mayor cruza al ecuador ( $S_3 = 0$ ), el SOP de salida  $S_{\text{salida}}$  de una señal con SOP lineal de entrada  $S_{\text{entrada}}$ , es también lineal (ver Fig. 13).

Los ángulos azimutales del SOP lineal correspondientes a estos puntos de cruce tienen una posición simétrica con respecto al eje de simetría por lo que si el ángulo azimutal de éste es cero,  $\psi_{\text{primercruce}} = -\psi_{\text{segundocruce}}$ ; donde  $2\psi = \arctan\left(\frac{S_2}{S_1}\right)$ .

Para una orientación arbitraria del eje rápido de la fibra, conociendo el ángulo de entrada en el cual ocurre el primer cruce y haciendo uso de las propiedades geométricas de la esfera de Poincaré (esfera doble en la que los ángulos del espacio real se usan multiplicados por dos) se deduce que el ángulo azimutal del eje rápido está dado por la siguiente ecuación.

$$\alpha = \psi_{\text{entrada}} + \frac{(\psi_{\text{salida}} - \psi_{\text{entrada}})}{2}. \quad (24)$$



**Figura 13.** El estado de polarización de la señal de entrada evoluciona siguiendo una trayectoria circular a lo largo de un retardador homogéneo. En la figura se muestran dos trayectorias, asociadas a dos estados de polarización de entrada lineales (Tentori et al., 2007).

Con el valor de ángulo azimutal calculado para el primer eigenmodo, se determina el SOP de salida para el que el ángulo azimutal coincida con dicho eigenmodo. Por otro lado, el ángulo de elevación  $\sigma$  que forma la trayectoria circular de la evolución del estado de polarización se mide con respecto al eje que pasa por los polos de la esfera y está dado por la siguiente ecuación:

$$\sigma = \arctan\left(\frac{S_3}{S_1 - 1}\right), \quad (25)$$

mientras que el ángulo de elipticidad  $\mu$  se mide con respecto al plano del ecuador y se determina por:

$$\mu = \frac{1}{2} \arcsen(S_3). \quad (26)$$

La relación entre el ángulo de elevación y el ángulo de elipticidad mantienen la siguiente relación:

$$\left(\frac{\pi}{2} - \sigma\right) = 2\mu. \quad (27)$$

#### 2.4.7 Birrefringencia de bobinados helicoidales

Las bobinas helicoidales se utilizan para la construcción de dispositivos compactos de fibras insensibles a la polarización.

Algunos sistemas de fibra contruidos con fibras monomodo estándar, como sensores interferométricos de fibra óptica y sistemas de comunicación coherentes, se basan en el análisis del estado de polarización del haz de luz de salida. Sin embargo, debido a su birrefringencia residual y/o inducida, el estado de polarización de la luz se modifica conforme se propaga a través de la fibra monomodo. El que el SOP de entrada no se conserve ha hecho que el diseño de sistemas de fibra, en muchos casos, incluya las propiedades de polarización de los componentes usados en su arquitectura (Wada et al., 2011; Ip et al., 2008). Para evitar esta imposición, una alternativa consiste en usar bobinados helicoidales sencillos, en los que la birrefringencia es uniforme a lo largo de la fibra, ya que el perfil geométrico del bobinado induce una birrefringencia dominante, o bien, bobinados helicoidales dobles, que permiten cancelar el efecto de la birrefringencia.

Las propiedades de polarización de una bobina helicoidal incluyen la birrefringencia inducida por la deformación de la fibra y una contribución geométrica debida a la trayectoria fuera del plano descrita por el haz de luz que se desplaza a lo largo de la fibra (hélice) (Tentori et al., 2016). Cuando la bobina se construye con fibra dopada con erbio, la birrefringencia inducida presenta cambios más fuertes que los observados en bobinas helicoidales construidas con fibras estándar (A. Eyal et al., 1997; Tentori, 2001). Por tanto, es importante determinar las componentes lineales y circulares de su birrefringencia.

Una hélice es una curva uniforme fuera del plano, caracterizada por su curvatura y torsión. Es la curva descrita por la hipotenusa de un triángulo de ángulo recto enrollado alrededor de un cilindro circular (recto), cuando el cateto envuelto se superpone con la base del cilindro (ver Fig. 14).

En un sistema de coordenadas cartesianas, la hélice se define mediante las siguientes ecuaciones

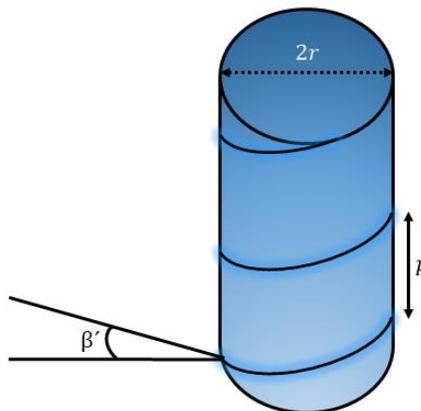
$$x = r \cos(\beta'), \quad (28)$$

$$y = r \sin(\beta'), \quad (29)$$

$$z = \frac{p\beta'}{2\pi}, \quad (30)$$

donde  $r$  es el radio de la base circular,  $\beta'$  es el ángulo de giro mostrado en la Fig. 14 y  $p$  es la longitud de paso de la hélice. Otro parámetro importante es la curvatura helicoidal ( $\kappa$ ), la cual describe la rapidez con que el vector tangente está cambiando su dirección,

$$\kappa = \frac{r^2}{(r^2 + p^2)}. \quad (31)$$



**Figura 14.** Parámetros geométricos utilizados para describir una hélice:  $r$  representa su radio,  $\beta'$  es el ángulo de giro y  $p$  es el paso de hélice.

Por otro lado, el producto vectorial del vector tangente con la normal, produce un vector unitario cuya velocidad de rotación en el punto dado mide la torsión de la hélice (Tentori, 2016),

$$\tau = \frac{p^2}{(r^2 + p^2)}. \quad (32)$$

$\tau$  indica la no planicidad de la curva. Se ha demostrado (Tentori, 2016), que debido a las contribuciones geométricas y a la deformación, la birrefringencia de la bobina helicoidal dada por la matriz

$$\mathbf{M}_H = \mathbf{R}(-\theta)\mathbf{R}(b\tau + \beta)\mathbf{M}(\epsilon, \delta)\mathbf{R}(\theta), \quad (33)$$

puede convertirse en la birrefringencia dominante. En la Ec. (33),  $\theta$  es el ángulo azimutal de la bobina helicoidal,  $b\tau$  corresponde al giro de los ejes de birrefringencia debido a la torsión  $\tau$  de la hélice,  $b$  es una constante ( $\approx 1$ ),  $\beta$  es el ángulo de rotación topológica del marco de referencia. Las matrices de rotación  $\mathbf{R}(\theta)$  y  $\mathbf{R}(b\tau + \beta)$  tienen la misma estructura, pero ángulo de rotación diferente. Utilizando una notación matricial  $3 \times 3$ , las matrices de la Ec. (33) se pueden escribir como (Tang, 2001)

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \text{sen}(\theta) & 0 \\ -\text{sen}(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (34)$$

$$\mathbf{R}(b\tau + \beta) = \begin{bmatrix} \cos(b\tau + \beta) & \text{sen}(b\tau + \beta) & 0 \\ -\text{sen}(b\tau + \beta) & \cos(b\tau + \beta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (35)$$

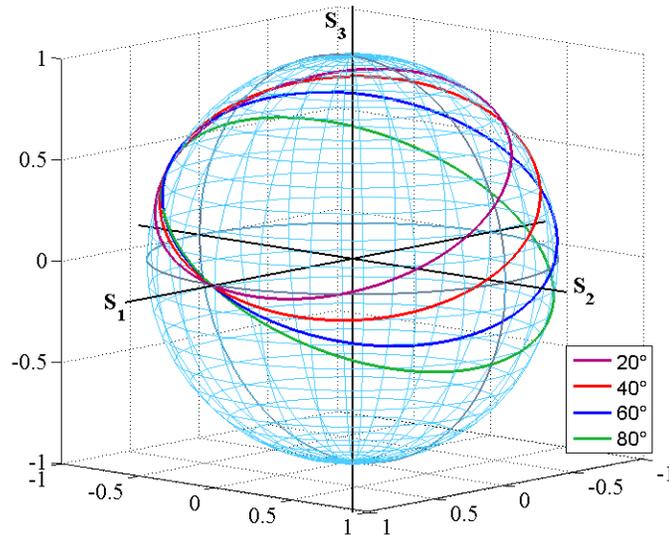
Por otro lado,  $\mathbf{M}(\epsilon, \delta)$  es la matriz de birrefringencia de un retardador elíptico con ángulo de birrefringencia elíptica  $\epsilon$ , y ángulo de retardo  $\delta$ , linealmente proporcional a  $\tau$  (Tentori, 2012).

$$\mathbf{M}_{\text{elíptica}} = \begin{bmatrix} 1 - 2\text{sen}^2(2\mu)\text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right) & \text{sen}(\delta)\text{sen}(2\mu) & \text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\text{sen}(4\mu) \\ -2\cos(\mu)\text{sen}(\delta)\text{sen}(\mu) & \cos(\delta) & \text{sen}(\delta)\cos(2\mu) \\ -\text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\text{sen}(4\mu) & -\text{sen}(\delta)\cos(2\mu) & 1 - 2\cos^2(2\mu)\text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}. \quad (36)$$

Suponiendo un estado de polarización lineal de entrada dado por el siguiente vector

$$S_{\text{entrada}}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) \\ \text{sen}(\theta) \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (37)$$

en la Fig. 15 se muestra la evolución de la trayectoria en la esfera de Poincaré correspondiente a una bobina helicoidal con un estado de polarización lineal de entrada.



**Figura 15.** Trayectoria correspondiente a una bobina helicoidal ( $\tau=0.2$ ,  $b=1$ ,  $\beta=10^\circ$ ) para estados de polarización lineales de entrada, con ángulos azimutales  $\theta = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$  y  $80^\circ$ .

#### 2.4.8 Doble bobinado helicoidal

Cuando se utilizan dos bobinas helicoidales de fibra, siendo la segunda idéntica a la primera, pero con giro opuesto, la descripción matricial de ésta combinación está dada por el producto

$$\mathbf{M}_{2B} = \mathbf{M}_{H1} \mathbf{M}_{H2} = \mathbf{R}(-\theta_1) \mathbf{R}(b_1 \tau + \tau_0 + \beta) \mathbf{M}(\epsilon, \delta) \mathbf{R}(\theta_1) \mathbf{R}(-\theta_2) \mathbf{R}(-b_2 \tau + \tau_0 - \beta) \mathbf{M}(\epsilon, -\delta) \mathbf{R}(\theta_2), \quad (38)$$

donde los subíndices 1 son 2 indican los parámetros correspondientes a las bobinas 1 y 2, respectivamente. Las constantes  $b_1$  y  $b_2$  tienen valores distintos, ya que la mayoría de las fibras reales presentan una torsión residual ( $\tau_0$ ), y su comportamiento para los giros a la derecha es diferente que a la izquierda.

Variando la alineación relativa de la bobina 2 con respecto a la bobina 1, es posible obtener

$$\mathbf{R}(\theta_1)\mathbf{R}(-\theta_2)\mathbf{R}(-b_2\tau+\tau_0-\beta)=\mathbf{1}, \quad (39)$$

donde  $\theta_1 - \theta_2 - b_2\tau+\tau_0-\beta=0$ .

El producto de los retardadores elípticos enrollados en direcciones opuestas también se reduce a una matriz unitaria

$$\mathbf{M}(\varepsilon, \delta)\mathbf{M}(\varepsilon, -\delta)=\mathbf{1}, \quad (40)$$

Sustituyendo las Ecs. (40) y (39) en la Ec. (38) ésta se reduce a la siguiente expresión

$$\mathbf{R}(-\theta_1)\mathbf{R}(b_1\tau+\tau_0+\beta)\mathbf{R}(\theta_2)\approx\mathbf{1}, \quad (41)$$

donde  $\theta_2 - \theta_1 + b_1\tau+\tau_0+\beta=0$ .

De acuerdo con la descripción de la matriz anterior, el sistema formado por dos bobinas helicoidales con sentido de giro opuesto puede usarse para anular la dependencia de polarización introducida por las colas de fibra. Puesto que, según el Teorema de Equivalencia de Poincaré (que establece que cualquier elemento óptico que no contenga componentes que absorban puede describirse usando un modelo óptico equivalente que consiste en un retardador lineal y un rotador solamente) (Weidner,1992), es evidente que el uso de diferentes orientaciones relativas entre las bobinas helicoidales permite obtener cualquier estado específico de polarización.

## Capítulo 3. Amplificadores de fibra dopada con erbio

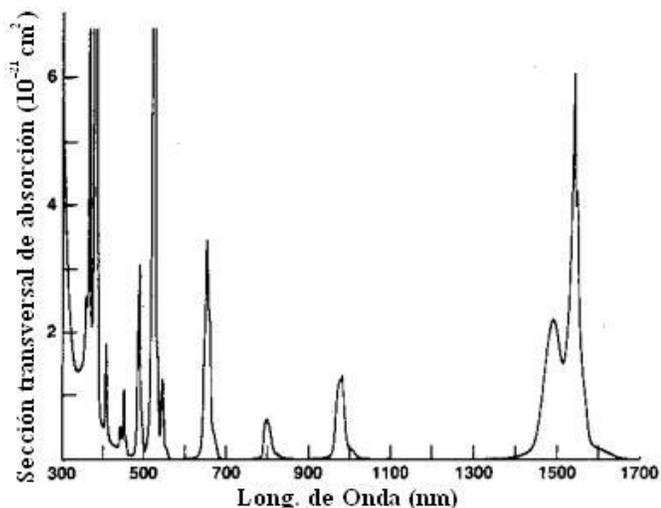
---

Las características de amplificación y laseo de los dispositivos de fibra óptica dopada con erbio (EDF, Erbium Doped Fiber) dependen predominantemente de las combinaciones ion-matriz vítrea utilizadas. La teoría proporciona una base conceptual útil para entender las características que distinguen a las transiciones de los iones de tierras raras que participan en los procesos de absorción y emisión de luz, pero debido a la complejidad del sistema  $\text{Er}^{3+}$ :sílice los parámetros que las describen dependen de cada caso particular, por lo que no es posible obtener cálculos precisos utilizando sólo modelos teóricos. La información básica relacionada con sus características de operación se obtiene a través de la espectroscopia óptica. Sustituyendo esta información en los modelos teóricos pertinentes es posible predecir el desempeño de un láser, un amplificador o una fuente superluminiscente.

### 3.1 Estructura atómica de los iones de tierras raras

En 1900 J. Becquerel fue el primero en observar el espectro óptico de las tierras raras. Sus estudios le permitieron calcular la estructura atómica de los lantánidos (número atómico entre 57 y 71).

Los cambios en la estructura atómica de los lantánidos pueden describirse utilizando el modelo atómico de Bohr. Este modelo considera que el núcleo atómico se encuentra rodeado por orbitales con electrones, los cuales se completan gradualmente de acuerdo al principio de Aufbau (Kuhn, H., 2012). En el caso de los elementos correspondientes al grupo de lantánidos, los orbitales de los subniveles 5s y 5p ( $5s^2 5p^6$ ) se llenan antes que el subnivel 4f. Esto hace que los electrones del subnivel 4f sean los responsables de las transiciones ópticas.



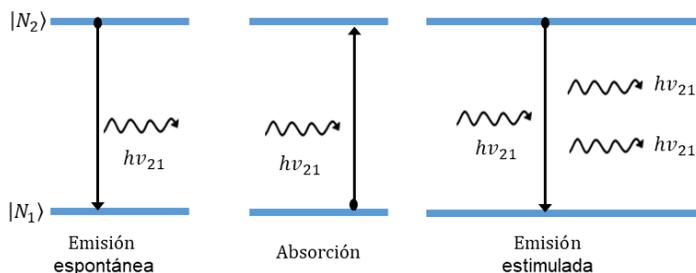
**Figura 16.** Espectro de sección transversal de absorción del  $\text{Er}^{3+}$  dopado en vidrio de sílice (Becker et al., 1999).

Por otro lado, el radio de los orbitales atómicos aumenta conforme estos se alejan del núcleo atómico, es decir, los orbitales más alejados del núcleo poseen mayor radio. Por lo tanto, el subnivel 4f no tiene un radio mayor que los subniveles 5s y 5p, así que se encuentra limitado por ellos.

La ionización de los lantánidos involucra el desprendimiento de los dos electrones de la capa 6s y posteriormente de un electrón; ya sea del orbital 4f o del 5d. La coraza electrostática de los electrones 4f, generada por los electrones de las capas externas  $5s^2 5p^6$ , es responsable de que las transiciones ópticas de los lantánidos; cuando se encuentran en un ambiente sólido ya sea cristalino o vítreo, se comporten como las transiciones de un átomo libre. Se piensa que el efecto de pantalla ejercido por los electrones de los estados 5s y 5p sobre los electrones del estado 4f, es responsable de que las longitudes de onda de sus espectros ópticos de emisión y absorción sean poco sensibles a la composición del medio anfitrión (W. J. Miniscalco, 2001).

### 3.2 Procesos de emisión y absorción

Los procesos de emisión espontánea, emisión amplificada y absorción son fenómenos que se presentan en las transiciones entre niveles de energía. En la Fig. 17 se ilustran estas transiciones en un sistema de dos niveles de energía.



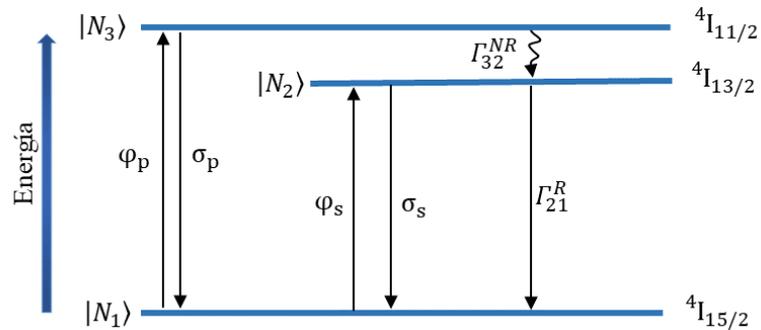
**Figura 17.** Transiciones correspondientes a la absorción y emisión en un sistema de dos niveles.

Si un átomo se encuentra en un estado de energía  $E_2$ , a un tiempo  $t=0$ ; existe una probabilidad finita de que experimente una transición al estado  $E_1$ , emitiendo un fotón de energía  $h\nu = E_2 - E_1$ . Cuando este decaimiento se lleva a cabo en ausencia de un campo externo, se le denomina emisión espontánea, término postulado por Einstein en analogía al decaimiento radioactivo (Garbuny, 1965). Por su naturaleza, las transiciones espontáneas únicamente ocurren desde niveles de mayor energía, hacia niveles de menor energía.

La emisión estimulada, al igual que la emisión espontánea, ocurre de un nivel energético mayor a uno menor, en respuesta, y de forma proporcional, a la energía del campo externo aplicado. Es decir, un átomo que se encuentra en el estado energético  $E_2$  a un tiempo  $t = 0$ , emite un fotón al recibir el estímulo del campo óptico. En el caso de la emisión estimulada, el fotón emitido adquiere las características físicas del fotón incidente: frecuencia, polarización, dirección de propagación, fase. Lo anterior no ocurre en el caso de la emisión espontánea. En el proceso de absorción un átomo que se encuentra en el estado  $E_1$  absorbe un fotón incidente, adquiriendo la energía suficiente para trasladarse al nivel  $E_2$ . La probabilidad de que se presente absorción en un sistema en equilibrio, donde el proceso de bombeo mantiene poblado el nivel superior, es la escala que determina el rango de valores para los otros dos tipos de transiciones.

### 3.3 Descripción de un amplificador de fibra dopada con erbio

Un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) se describe considerando el sistema de sílice:Er<sup>3+</sup> como un sistema láser de tres niveles de energía (Fig. 19) (Becker, P.C., et al., 1999); donde los fenómenos de interés en un EDFA en estado excitado son: emisión espontánea, emisión estimulada y absorción.



**Figura 18.** Sistema láser de tres niveles de energía. Los parámetros  $\varphi$  y  $\sigma$  denotan el flujo de fotones y la sección transversal entre los niveles de energía. Los subíndices NR y R denotan las transiciones no radiantes y radiantes.

En la Fig. 18, el parámetro  $N_1$  denota al estado base,  $N_3$  al estado de bombeo y  $N_2$  a un estado intermedio al que a menudo se le denomina estado metaestable. Para obtener amplificación es necesario que en el sistema ocurra una inversión de población entre los estados  $N_1$  y  $N_2$ .

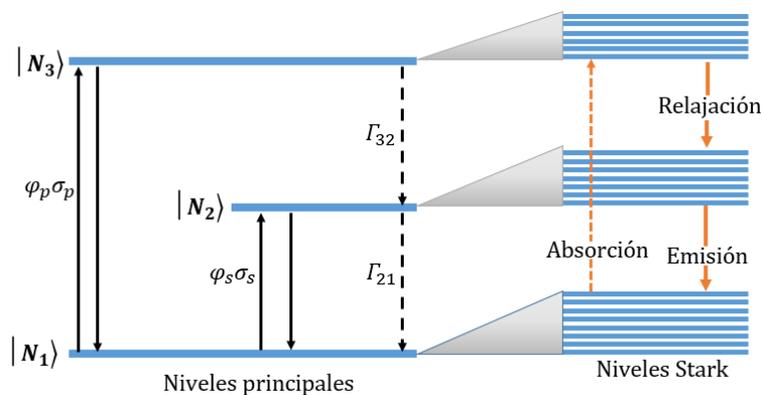
La cantidad de iones que son excitados del nivel  $N_1$  hacia el nivel  $N_3$  es proporcional al flujo de fotones del bombeo óptico  $\varphi_p$  por la sección transversal de bombeo  $\sigma_p$ , posteriormente los iones excitados al nivel  $N_3$  decaen mediante una transición no radiante hacia el nivel  $N_2$ . En el nivel  $N_2$ , los iones excitados tienden a desencadenar transiciones radiantes hacia el nivel  $N_1$  (estado base) que se conocen como emisión espontánea y emisión estimulada.

La intensidad de flujo incidente correspondiente a la transición entre los niveles  $1 \rightarrow 2$ , se denota como  $\varphi_s$  y corresponde al campo de la señal. El estado  $N_2$  es el nivel superior de la transición de amplificación y el estado  $N_1$  es el nivel inferior.

La emisión ASE se amplifica durante el trayecto de la fibra óptica; como resultado, se obtiene un espectro con un ancho de banda que está definido por las características del material dopante de la fibra y del bombeo óptico aplicado.

Sin pérdida de generalidad, en un sistema láser de tres niveles sólo se consideran los niveles energéticos más importantes, y ya que la transición desde el nivel 3 es fonónica, es mucho más rápida que el resto de las transiciones ópticas discutidas.

La EDF experimenta un desdoblamiento en múltiples subniveles debido a la interacción con campos eléctricos externos (campo cristalino del medio). Los átomos cercanos que conforman la red anfitriona, inducen un campo eléctrico que interacciona con los iones de erbio, dando lugar a la aparición de multipletes. Este desdoblamiento de los niveles degenerados de energía, inducido por el campo eléctrico, es conocido como efecto Stark (ver Fig. 19). Los cambios en las transiciones que producen absorción y emisión de fotones en la EDF dan lugar a las bandas de absorción y emisión.



**Figura 19.** Esquema de los niveles de energía más importantes del erbio y desdoblamiento producido por efecto Stark.

En la Fig. 19 el nivel  $N_1$  se desdobla en ocho subniveles debido al efecto Stark; el nivel  $N_2$  se desdobla en siete subniveles y es considerado como un nivel metaestable debido a que su tiempo de vida es largo ( $10^{-2}$ s); el nivel  $N_3$  se desdobla en seis subniveles, éste es el nivel de bombeo óptico, que como se mencionó, tiene un tiempo de vida corto ( $10^{-6}$ s).

### 3.3.1 Ecuaciones de flujo poblacional del sistema $\text{Er}^{3+}$ :sílice

Las ecuaciones de flujo poblacional describen la densidad fraccional de población asociada a cada uno de los niveles del sistema láser (donde la densidad de población es el número de iones por unidad de volumen), por lo que, considerando que los iones sólo ocupan los niveles 1, 2 y 3, la densidad total de iones es igual a la suma de las densidades de dichos niveles poblacionales (Becker, P.C., et al., 1999).

$$N = N_1 + N_2 + N_3. \quad (42)$$

Como puede apreciarse, las ecuaciones de flujo poblacional se construyen considerando sólo las transiciones más importantes entre los estados electrónicos principales. Estas transiciones, corresponden a los procesos de emisión espontánea ( $\Gamma_{21}$ ), absorción estimulada ( $\varphi_p\sigma_p$ ) y emisión estimulada ( $\varphi_s\sigma_s$ ).

El cambio en la población para cada nivel se debe: a la absorción de fotones del campo incidente, a la emisión espontánea, a la emisión estimulada y a otras trayectorias posibles (no incluidas en la Fig. 18), que permiten que la energía escape hacia algún nivel de energía particular. En la figura 18, se denota como  $\Gamma_{32}$  a la probabilidad de transición del estado  $N_3$  al estado  $N_2$ . Como se mencionó, esta transición es no radiante (no es una transición óptica).  $\Gamma_{21}$  es la probabilidad de transición del estado  $N_2$  al estado  $N_1$ ; i.e.,  $\Gamma_{21} = 1/\tau_2$ , donde  $\tau_2$  es el tiempo de vida del estado  $N_2$ . Denotando a la sección transversal para la transición  $1 \rightarrow 3$  como  $\sigma_p$  y a la sección transversal de emisión para la transición  $2 \rightarrow 1$  por  $\sigma_s$ , las ecuaciones de flujo para los cambios de población son:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + (N_1 - N_3)\varphi_p\sigma_p, \quad (43)$$

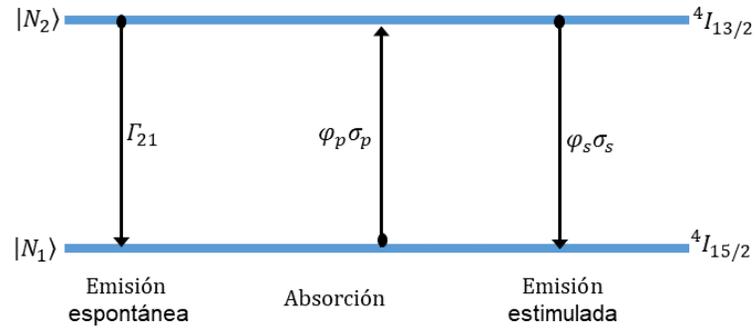
$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 - (N_2 - N_1)\varphi_s\sigma_s, \quad (44)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 - (N_1 - N_3)\varphi_p\sigma_p + (N_2 - N_1)\varphi_s\sigma_s. \quad (45)$$

(ver sección 3.6). Además, se considera que los niveles están en condición de equilibrio, por lo que

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = 0. \quad (46)$$

Tomando en cuenta que el tiempo de vida del nivel  $N_3$  es relativamente corto ( $10^{-6}$ s), puede suponerse que la población fraccional de iones que llega a este nivel decae instantáneamente al nivel  $N_2$ , por lo que  $N_3 \approx 0$ . Siguiendo esta hipótesis, el sistema láser de tres niveles para el vidrio de sílice dopado con erbio puede aproximarse a un sistema láser de dos niveles (ver Fig. 20).



**Figura 20.** Sistema láser de dos niveles: aproximación para el sistema láser de tres niveles del vidrio de sílice dopado con  $Er^{3+}$ .

Por lo que, las ecuaciones que describen el sistema reducido a dos niveles, son las siguientes:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + N_1\sigma_s^{(a)}\varphi_s - N_2\sigma_s^{(e)}\varphi_s - N_2\sigma_p^{(e)}\varphi_p + N_1\sigma_p^{(a)}\varphi_p, \quad (47)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 + N_2\sigma_s^{(e)}\varphi_s - N_1\sigma_s^{(a)}\varphi_s - N_1\sigma_p^{(a)}\varphi_p + N_2\sigma_p^{(e)}\varphi_p; \quad (48)$$

ya que  $N_{i=1,2,3}$  es la densidad de población en el  $i$ -ésimo nivel y  $N$  es la densidad de población total.

Se considera que los dos campos de luz con intensidades  $I_s$  (campo de la señal) e  $I_p$  (campo del bombeo), viajan a través del medio interactuando con los iones.

Si se supone que la señal se propaga solamente a lo largo de la dirección  $z$  (eje de la fibra), el problema es unidimensional. En este caso las intensidades del campo de luz se obtienen de las potencias de los campos de luz utilizando la siguiente relación

$$I(z) = \frac{P(z)\Lambda}{A_{ef}}, \quad (49)$$

donde  $\Lambda$  representa el traslape entre los iones de erbio y el modo del campo de luz,  $P(z)$  es la potencia del campo en el punto  $z$ , y  $A_{ef}$  es la sección transversal efectiva de la distribución de los iones de erbio. La Ec. (49) establece que se toma a la intensidad del campo en el punto  $z$  como su valor promedio sobre la sección transversal correspondiente a dicho punto. En dicha relación se supone que los haces de bombeo

y de la señal viajan en la misma dirección (se copropagan). Los dos campos de luz con intensidades  $I_s$  (campo de la señal) e  $I_p$  (campo del bombeo), viajan a través del medio interactuando con los iones.

Los campos se atenuarán o amplificarán después de una longitud infinitesimal  $dz$  a causa de los efectos combinados de la absorción de energía por iones en el estado base ( $N_1$ ) y de la emisión estimulada por iones en estados excitados ( $N_2$  y  $N_3$ ),

$$\frac{d\varphi_s}{dz} = (N_2 - N_1)\sigma_s\varphi_s, \quad (50)$$

$$\frac{d\varphi_p}{dz} = (N_3 - N_1)\sigma_p\varphi_p, \quad (51)$$

donde  $\varphi_s = I_s/h\nu_s$  es el flujo de la señal y  $\varphi_p = I_p/h\nu_p$  es el flujo del bombeo ambos expresados en términos del número de fotones por unidad de tiempo, por unidad de área. Por lo que, normalizando el crecimiento (o decaimiento) de la intensidad está dado por (Ayala, 2010).

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{\frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p} - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_s I_s N; \quad (52)$$

mientras que la atenuación de la intensidad de bombeo normalizado está dada por

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{\Gamma_{21} + \frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_p I_p N. \quad (53)$$

### 3.4 Ganancia para una señal pequeña

La condición para obtener ganancia para el campo de la señal en cada tramo de la fibra de longitud  $dz$  se determina a partir de la Ec. (52) y ésta es:

$$I_p \geq I_u = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_2}, \quad (54)$$

donde  $I_u$  es la intensidad de bombeo de umbral para obtener ganancia a la longitud de onda de la señal. Bajo estas condiciones, la intensidad de saturación  $I_{sat}(z)$  se define como

$$I_{sat}(z) = \frac{1 + I_p'(z)}{2\eta}, \quad (55)$$

donde  $I_p' = I_p/I_u$  es la intensidad "normalizada" y  $\eta = h\nu_p\sigma_s/h\nu_s$ .

Reescribiendo las ecuaciones de propagación en términos de las intensidades normalizadas se tiene que

$$\frac{dI_s'(z)}{dz} = \frac{1}{1 + \frac{I_s'(z)}{I_{sat}(z)}} \left( \frac{I_p'(z) - 1}{I_p'(z) + 1} \right) \sigma_s I_s'(z) N, \quad (56)$$

$$\frac{dI_p'(z)}{dz} = \frac{1 + \eta I_s'(z)}{1 + 2\eta I_s'(z) + I_p'(z)} \sigma_p I_p'(z) N. \quad (57)$$

Las Ecs. 56 y 57 describen el comportamiento de los amplificadores de fibra activada con erbio. La ecuación de propagación de la señal conduce a una ganancia en cada tramo de la fibra de longitud  $dz$  sólo si  $I_p \geq I_u$ , ésta es la condición de umbral esperada. Cuando la intensidad de bombeo es menor que la de umbral, la señal se atenúa; cuando es mayor, la señal se amplifica. Bajo condiciones de ganancia para señal pequeña,  $I_s \ll I_{sat}$ , y suponiendo por sencillez que el bombeo es constante a lo largo de  $z$ , se tiene que integrando la ecuación de propagación de la señal

$$I_s'(z) = I_s'(0) e^{(\alpha_p z)}, \quad (58)$$

donde se define al coeficiente de ganancia  $\alpha_p$  como

$$\alpha_p = \frac{I_p' - 1}{I_p' + 1} \sigma_s N. \quad (59)$$

Por tanto, cuando la intensidad de bombeo es muy alta (varias veces superior a la del umbral), la distribución de población de los iones presenta una inversión total y la Ec. (59) se reduce a:

$$\alpha_p = \sigma_s N. \quad (60)$$

Entonces, cuando se trabaja con un bombeo alto y una señal pequeña, la ganancia por unidad de longitud está determinada por la cantidad de erbio y por la sección transversal de emisión a la longitud de onda de la señal.

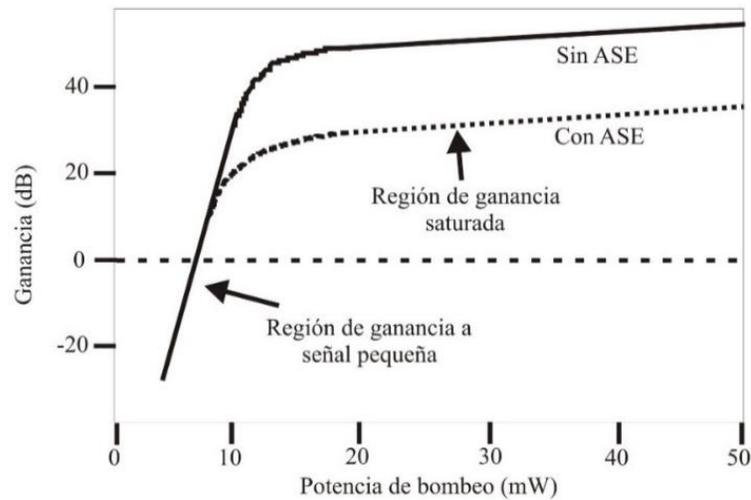
### 3.5 Régimen de saturación

La Ec. (59) no es válida para valores altos de la señal, i.e, cuando  $I'_s$  tiene un valor comparable a  $I_{sat}$ . En este caso el amplificador entra en lo que se conoce como régimen de saturación y el crecimiento de la señal se amortigua con un factor de saturación  $1/(1 + I'_s/I_{sat})$ . Si  $I'_s/I_{sat} \gg 1$ , el crecimiento de la señal se puede aproximar por

$$\frac{dI'_s}{dz} = I_{sat} \left( \frac{I'_p - 1}{I'_p + 1} \right) \sigma_s N, \quad (61)$$

de modo que ahora su crecimiento es lineal. En la Fig. 21 se muestran los dos regímenes de crecimiento de la señal; se grafica la ganancia de la señal como función de la potencia de bombeo. La ganancia de la señal después de una longitud  $L$  de fibra, en dB, está dada por

$$G = 10 \log \left( \frac{I_s(z=L)}{I_s(z=0)} \right). \quad (62)$$



**Figura 21.** Curva de la ganancia típica de un EDFA (Becker et al., 1999).

Además, la Fig. 21 también muestra la ganancia obtenida cuando se modela a la fibra con el efecto añadido de amplificación de la emisión espontánea. En dicho caso el ruido ASE empieza a tener una contribución importante en el proceso de deterioro de la ganancia de 20 dB.

La caracterización de las fibras dopadas con tierras raras y en particular, de las fibras dopadas con erbio (EDF) es fundamental para optimizar los dispositivos fotónicos construidos con éstas, tal es el caso de amplificadores y láseres. El modelado preciso de estos dispositivos requiere de un conocimiento detallado de los parámetros de la fibra dopada ((Desurvire, 1989), (Morkel, et al., 1989)). Sin embargo, se demostró (Saleh, et al., 1990) que, en la mayoría de los casos, la descripción completa de un amplificador de fibra dopada con tierras raras puede obtenerse usando tan sólo el coeficiente de absorción lineal  $\alpha$  y la potencia intrínseca de saturación  $P_{\text{sat}}$  definida como:

$$P_{\text{sat}} = \frac{Ah\nu}{\chi(\sigma_e + \sigma_a)\tau}; \quad (63)$$

donde  $A$  es el área del núcleo de la fibra,  $\chi$  es el factor de confinamiento,  $h\nu$  es la energía del fotón,  $\tau$  es el tiempo de vida del estado excitado. Los parámetros  $\sigma_a$  y  $\sigma_e$ , son las secciones transversales de absorción y emisión, respectivamente.

La mayoría de los métodos de caracterización de la  $P_{\text{sat}}$  se basan en medidas de transmisión no lineal las cuales son destructivas y tardadas. Además, se encuentran limitadas por las dificultades para determinar

la potencia de entrada acoplada a la fibra dopada con erbio. Para señales débiles, las medidas de transmisión saturada también son problemáticas. Por otro lado, un método no destructivo para determinar la potencia de saturación consiste en amplificar una señal de referencia centrada en 1550 nm utilizando una fuente de bombeo con longitud de onda de 980 nm. La relación entre la potencia de entrada y de salida de la fibra permite evaluar el rendimiento del amplificador dado por la ganancia.

La potencia de saturación determinada experimentalmente está definida como la potencia de la señal de salida para la que la ganancia se ha limitado (comprimido) por 3dB (Becker, P.C., et al., 1999). En el capítulo 5, se presenta la metodología seguida para realizar dicha medida.

### 3.6 Sección transversal de absorción y emisión

El concepto de secciones transversales ( $\sigma$ ) permite cuantificar experimentalmente la habilidad de un ion para absorber o emitir. La sección transversal de una transición particular entre dos niveles energéticos de un ion, representa la probabilidad de que dicha transición ocurra. Dados dos estados energéticos  $E_1$  y  $E_2$  ( $E_1 < E_2$ ), la probabilidad de que ocurra una transición inducida por la absorción de un fotón de energía ( $E_2 - E_1$ ) es proporcional a la sección transversal  $\sigma_{12}$ , para el caso de la emisión de un fotón, es proporcional a la sección transversal de emisión  $\sigma_{21}$ . Las dimensiones de las secciones transversales se cuantifican en unidades de área.

La potencia óptica absorbida, por ion, al iluminar un material con un haz de frecuencia  $\nu$ ,  $P_{abs}$  se da en términos de la sección eficaz  $\sigma$

$$P_{abs} = \sigma_{12} I, \quad (64)$$

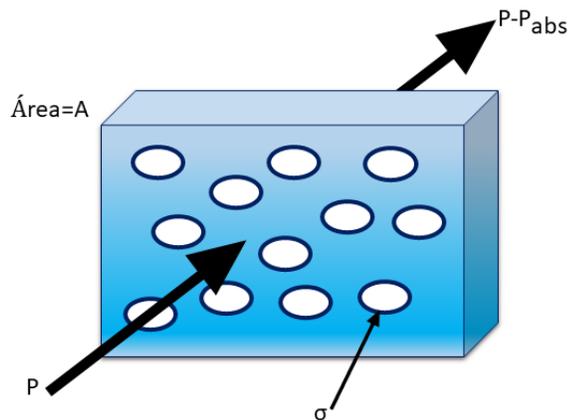
donde  $I$  es la intensidad de la luz incidente. Dividiendo esta cantidad entre la energía del fotón,  $h\nu$ , se obtiene la rapidez de absorción (número de fotones por unidad de tiempo),

$$N_{abs} = \sigma_{12} \frac{I}{h\nu} = \sigma_{12} \Phi(\nu), \quad (65)$$

donde  $\Phi(\nu)$  es el flujo de fotones por unidad de área por unidad de tiempo. De manera similar, la potencia de luz estimulada emitida, por ion, debida a la intensidad incidente  $I$  está dada por

$$P_{em} = \sigma_{21} I \quad (66)$$

Así, la sección transversal de absorción se considera como el área que puede interceptar un flujo de luz atrapando los fotones que fluyen a través de él (Fig. 22). A la probabilidad de emisión se le da una interpretación análoga.



**Figura 22.** Esquema representativo de la sección transversal ( $\sigma$ ) a manera de área.

Suponiendo que se tiene una colección idéntica de iones con poblaciones  $N_1$  y  $N_2$ , en el nivel inferior y el superior, respectivamente; el cambio total de la potencia en un haz de intensidad  $I$  atravesando dicha colección de iones está dada por

$$\Delta P = P_{em} - P_{abs} = (N_2 \sigma_{21} - N_1 \sigma_{12}) I \quad (67)$$

Nótese que tanto la probabilidad de emisión como de absorción, son proporcionales a la intensidad de luz, no a la potencia. Así, entre menor sea el área en la que se concentra la luz, mayor es la probabilidad de que ocurra una transición.

En el caso de estados no degenerados, las secciones transversales de emisión y absorción entre los niveles  $E_1$  y  $E_2$  son iguales,  $\sigma_{12} = \sigma_{21}$ . Sin embargo, esta relación no es válida en el caso de tierras raras inmersas en una matriz vítrea. Esto se debe a que al tratar con los iones de  $Er^{3+}$ , los estados fundamental y excitado

involucrados no son singletes, son los multipletes  ${}^4I_{15/2}$  y  ${}^4I_{13/2}$ ; que son una colección de subniveles (8 y 7 subniveles, respectivamente) cuyo desdoblamiento Stark es producto del campo eléctrico de la red anfitriona. Así, al usar las secciones transversales de absorción y emisión determinadas experimentalmente, éstas incluyen: la multiplicidad de los niveles, su distribución de población y el gran número de transiciones posibles (56); de tal forma que  $\sigma_{12}(\nu) \neq \sigma_{21}(\nu)$ .

En general, los perfiles espectrales de las secciones transversales de emisión y absorción entre dos multipletes son diferentes, debido a que éstas dependen de la distribución de población desde la que se genera la transición.

Las secciones transversales se calculan experimentalmente a partir del espectro de fluorescencia (a una temperatura fija). La extracción apropiada de sus valores permite, a través del modelado teórico, predecir el desempeño de un amplificador, láser o fuente superluminiscente, construido con la fibra que se caracterizó.

### **3.6.1 Anisotropía de absorción y emisión debida al estado de polarización del campo óptico**

La importancia física de la polarización y anisotropía de la fluorescencia, radican en los mecanismos mediante los cuales los fluoróforos emiten luz con una polarización diferente de la que fue absorbida. Una hipótesis usada para describir tales mecanismos se basa en suponer que el dipolo de transición de emisión está alineado a lo largo de un eje que es diferente del eje a lo largo del cual la luz polarizada fue absorbida. La emisión de fluorescencia polarizada se obtiene típicamente usando cristales o incrustando los iones en cristales líquidos o en polímeros estirados (Kliger et al., 1990). En estos casos, la estructura del material huésped contiene moléculas (iones) en una orientación particular. Otra forma de producir una fluorescencia polarizada se basa en la fotoselección. En este caso, las moléculas del fluoróforo se pueden incrustar en un medio isotrópico, (iones de erbio en un huésped de vidrio), y los iones orientados aleatoriamente son excitados selectivamente por el haz de bombeo polarizado. Sólo aquellos iones para los cuales la orientación de uno de los ejes de simetría está cerca del vector de polarización del haz de bombeo se excitan y cuando la emisión de radiación es rápida, la fluorescencia emitida mantiene la polarización del fotón absorbido (Kliger et al., 1990).

### 3.6.2 Efecto de la polarización de la señal y el bombeo

En un EDFA las secciones transversales de absorción y emisión de los iones se pueden modelar como elipsoides con los ejes mayores alineados al azar en todas las direcciones (Harada, K., 1995). Dicha distribución aleatoria produce un medio macroscópicamente isótropo, mientras que un láser con un bombeo fuerte induce una distribución anisotrópica, causada por la excitación selectiva de iones que están cercanamente alineados con el vector del campo óptico del bombeo. Por tanto, la dependencia con respecto al estado de polarización del bombeo se debe a la excitación selectiva de dichos iones por la absorción de un bombeo polarizado.

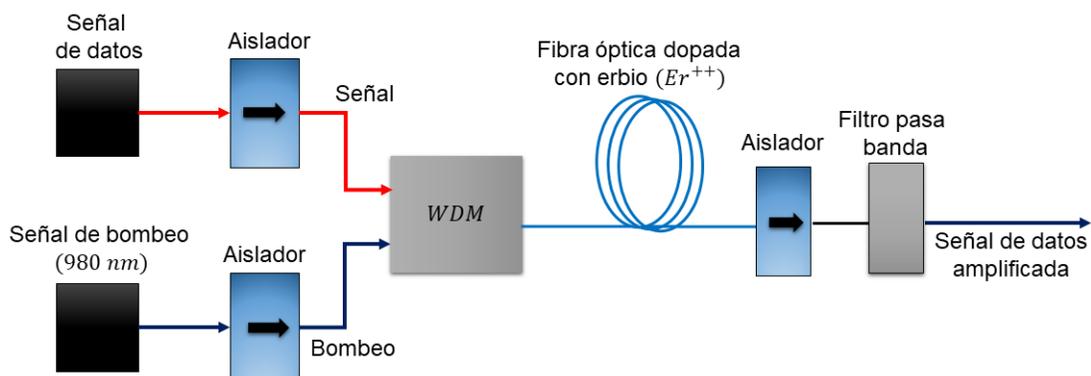
Por otro parte, cuando el efecto del estado de polarización de la señal se observa en su ganancia, se habla de la ganancia dependiente de la polarización (PDG, Polarization Dependent Gain). Ésta también se debe a las orientaciones azarosas de los iones de erbio en la matriz de vidrio y además a la desexcitación selectiva de dichos iones por una señal polarizada (emisión estimulada).

Otro efecto debido al estado de polarización de la señal es la fusión de agujeros de polarización (PHB, Polarization Hole Burning). Este fenómeno se presenta cuando se amplifican simultáneamente dos señales monocromáticas de longitudes de onda muy cercanas, polarizadas ortogonalmente. Si a la entrada del medio amplificador una de ellas tiene una potencia mucho menor que la otra, y a la salida, la señal pequeña presenta una ganancia mayor, se dice que esto se debe al fenómeno de fusión de agujeros de polarización (Hall, et al, 1983; Hall y Weber, 1983). En 1994 Mazurczyk y Zyskind explicaron los resultados de amplificación que obtuvieron en términos de la fusión de agujeros de polarización. Con base en dichos resultados se piensa que en un EDFA el ruido (emisión ASE) se amplifica más que la señal, y que ésta es la causa del deterioro observado en los enlaces de comunicación.

Se considera que los efectos debidos a la polarización se acumulan de forma determinista (Bruyere y Audouin, 1994; Lichtman, 1995; Fugihara et al, 2002; Shtaif y Mecozzo, 2004; Zhou et al, 2005). Esto ha conducido a que en los enlaces de comunicación actuales que hacen uso de EDFAs, se despolaricen tanto el bombeo como la señal antes del proceso de amplificación.

### 3.7 Arquitectura básica de un EDFA

La arquitectura del EDFA además de utilizar una fibra dopada con erbio incluye varios dispositivos necesarios para la amplificación de la señal. En la Fig. 23 se muestra la estructura básica de un EDFA.



**Figure 23.** Estructura básica de un amplificador de fibra dopada con erbio.

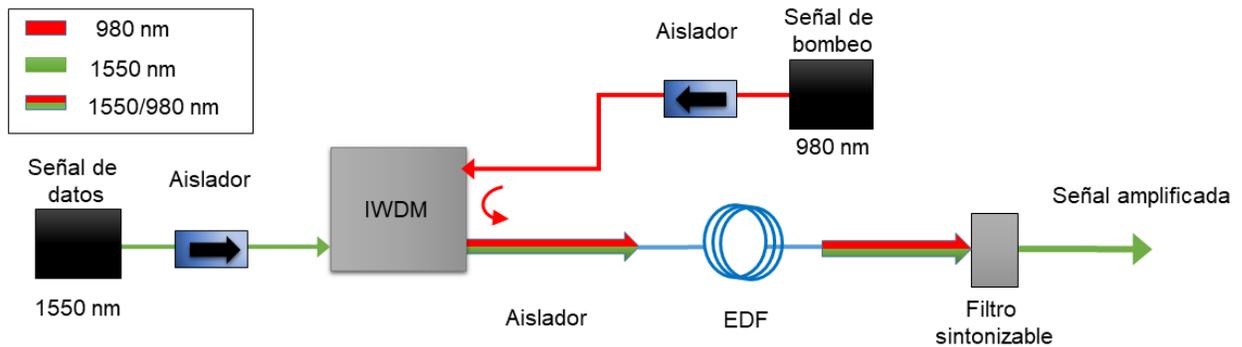
En la Fig. 23 se observa que para el EDFA se requieren dos señales; una de datos y otra de bombeo. Por lo regular, para generar estas señales se utilizan dos diodos láser centrados en  $1550\text{ nm}$  y  $980\text{ nm}$ , respectivamente. Debido a que se pueden formar cavidades láser por la propagación de las señales, se colocaron aisladores después de los diodos y a la salida de la EDF. Ahora, para combinar la señal de datos y la señal de bombeo a la entrada de la fibra se utiliza un multiplexor por división de longitud de onda (WDM, Wavelength Division Multiplexing), posteriormente se insertan a la fibra amplificadora (fibra dopada con erbio). Finalmente se utiliza un filtro pasa banda para obtener a la salida solamente la señal de datos amplificada.

Por otro lado, la señal de bombeo puede inyectarse en distintas configuraciones con la señal de datos, estas son: copropagación, contrapropagación y doble dirección.

#### 3.7.1 Bombeo en copropagación

El bombeo en copropagación se basa en propagar la señal de datos y la señal de bombeo en la misma dirección. En la Fig. 24 se muestra la configuración de copropagación. Se emplea un acoplador WDM en la

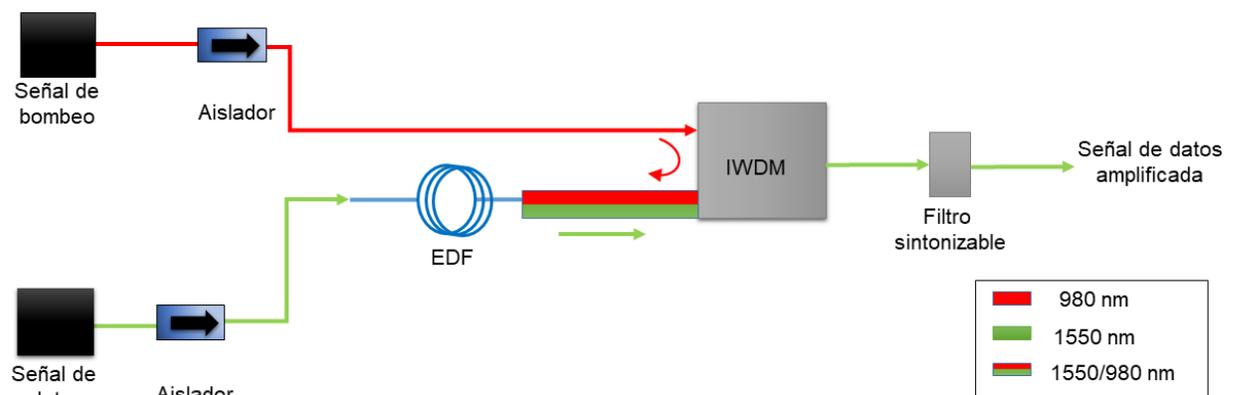
entrada del sistema para acoplar las señales de bombeo y de datos e inyectarlas al mismo tiempo sobre la fibra dopada.



**Figura 24.** Configuración de un EDFA operando en copropagación.

### 3.7.2 Bombeo en contrapropagación

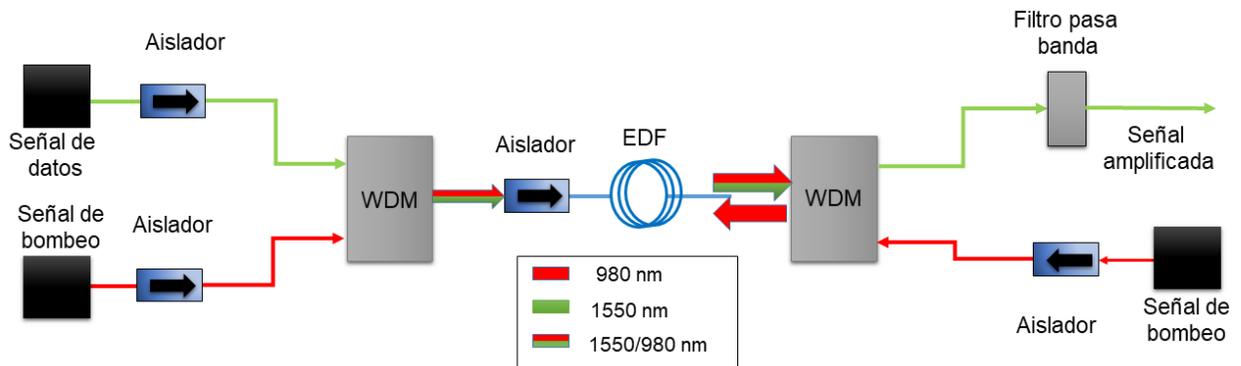
En el caso del bombeo en contrapropagación la señal de bombeo se inyecta en sentido contrario a la propagación de la señal. En la Fig. 25 se muestra la configuración en contrapropagación. Esta configuración permite ganancias más altas, aunque también puede generar más ruido (Becker, Olsson, & Simpson, 1999).



**Figura 25.** Configuración de un EDFA operando en contrapropagación.

### 3.7.3 Bombeo en doble dirección

La configuración del bombeo en doble dirección utiliza una combinación de las dos anteriores, es decir, se utiliza un doble bombeo por lo que también se le conoce como bombeo dual o bidireccional. Usando esta arquitectura la ganancia puede llegar a duplicarse. En la Fig. 26 se muestra la configuración de un bombeo en doble dirección.



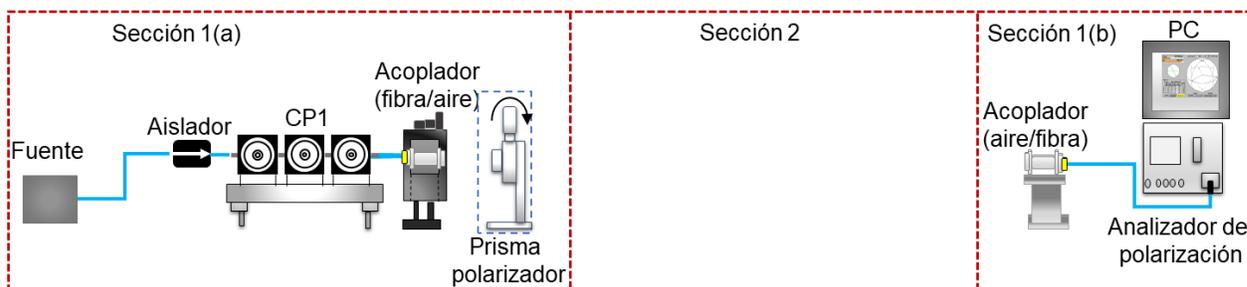
**Figura 26.** Configuración de un EDFA operando en doble dirección.

## Capítulo 4. Caracterización del EDFA

En este capítulo se muestra inicialmente cómo generar un marco de referencia para la realización de diversos experimentos de esta tesis. Posteriormente se muestran diferentes experimentos utilizados para conocer parámetros de las EDF tales como: el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia, ángulo de elipticidad y la longitud de batimiento. Además, se muestra la medición de la PDG y el grado de polarización (DOP) para una señal, variando tanto el SOP de bombeo como el de la señal.

### 4.1 Generación de un marco de referencia

Para tener control sobre el SOP de las señales que intervienen en un sistema óptico, es necesario generar un marco de referencia. En particular, para generar el marco de referencia que se utiliza en los diferentes experimentos de esta tesis, se utiliza un arreglo formado por un controlador de polarización, un prisma polarizador (cristal de calcita) sobre una montura motorizada, una fuente (diodo láser sintonizable Hewlett Packard 8168C o diodo láser QPHOTONICS QDFBLD-1500-50) y un analizador de polarización Agilent 8509C. En la Fig. 27 se muestra el arreglo experimental para la generación del marco de referencia, la sección 2 es la zona donde se agregan los dispositivos ópticos para la realización de los diferentes experimentos (Cortez, 2014).



**Figura 27.** Arreglo experimental para la creación del marco de referencia.

El SOP de la señal se fija utilizando un software asociado al analizador de polarización y se observa gráficamente como un punto sobre una esfera de Poincaré. El marco de referencia se genera a partir de un estado de polarización circular de entrada, que se obtiene retirando del arreglo (Fig. 27) el prisma

polarizador y moviendo las bobinas del controlador de polarización hasta llegar a uno de los polos de la esfera de Poincaré. Posteriormente se alinea de nuevo el prisma polarizador con lo que el estado de polarización cambia a lineal. Usando estados de polarización lineales se crean tres puntos de referencia en  $0^\circ$ ,  $60^\circ$  y  $120^\circ$  (ver Fig. 28); la creación de los tres puntos de referencia se repitió por lo menos tres veces.

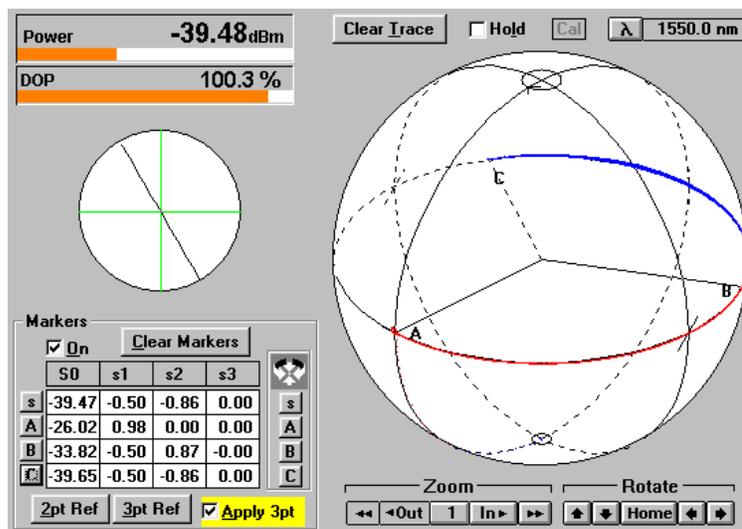


Figura 28. Puntos establecidos para la generación del marco de referencia.

## 4.2 Medición del ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia

En la generación del marco de referencia necesario para la medición del ángulo azimutal, se utilizó un diodo láser centrado en 1546 nm como fuente. Para realizar dicha medición se agregó en la sección 2 del marco de referencia (Fig. 27) la muestra de fibra (EDF) y esta se acopló por aire tanto al prisma como al acoplador aire/fibra de la sección 1b) (Ver Fig. 29).

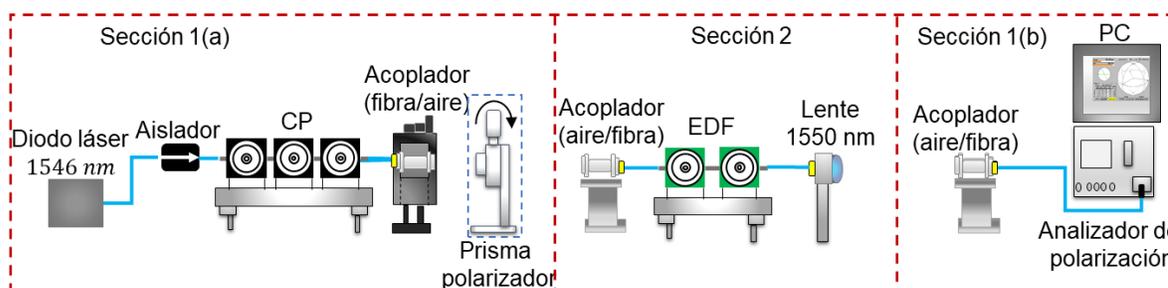
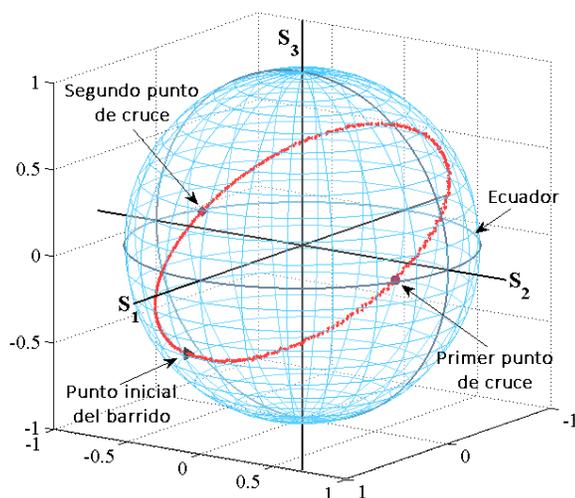
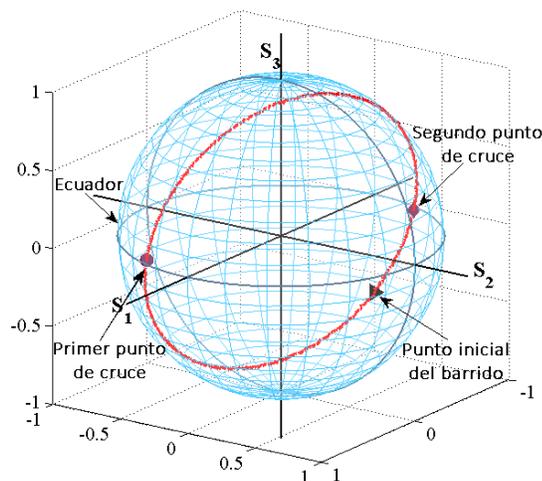


Figura 29. Arreglo experimental para la medición del eje rápido de birrefringencia.

La medición del ángulo azimutal consistió en realizar un barrido angular del SOP lineal de entrada en la EDF de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  en incrementos de  $0.5^\circ$ . Se midieron dos muestras de fibra; una FIBERCORE DF1500E de 25m y una Photonetics EDOS-103 de 14.5 m. En las Figs. 30 y 31 se muestran las trayectorias circulares obtenidas del barrido angular realizado. En la esfera de Poincaré se tiene que las coordenadas correspondientes al ángulo de elipticidad ( $2\mu$ ) y azimutal ( $2\psi$ ) representan el doble del ángulo correspondiente.



**Figura 30.** Medición del ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia, barrido de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  cada  $0.5^\circ$  utilizando una fibra Photonetics EDOS-103 de 14.5 m.



**Figura 31.** Medición del ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia, barrido de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  cada  $0.5^\circ$  usando una Fibra FIBERCORE DF1500E de 25m

Los resultados mostrados en las Figs. 30 y 31, permitieron la medición del ángulo de elipticidad. En la tabla 3 se muestran los resultados correspondientes a las muestras de fibra medidas.

**Tabla 3.** Ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia y ángulo de elipticidad.

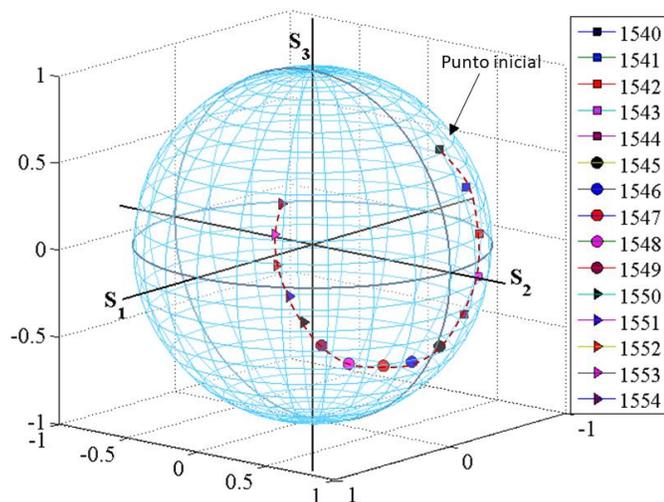
Fibra	Ángulo de entrada	Ángulo de salida (primer punto de cruce)	Ángulo azimutal ( $\alpha$ )	Elipticidad ( $\mu$ )
Fibercore DF1500E	72°	-11.87°	30.06°	36.62°
Photonetics EDOS-103	45.5°	33.83°	39.66°	11.59°

En la tabla 3 los valores del ángulo de entrada, ángulo de salida, ángulo azimutal y el ángulo de elipticidad se reportan en coordenadas reales.

### 4.3 Medición de la longitud de batimiento utilizando barrido espectral

La medición de la longitud de batimiento para las muestras de fibra Fibercore DF1500E y Photonetics EDOS-103 se realizó utilizando un arreglo similar al mostrado en la Fig. 29, únicamente se cambió el diodo láser por un láser sintonizable Hewlett Packard 8168C.

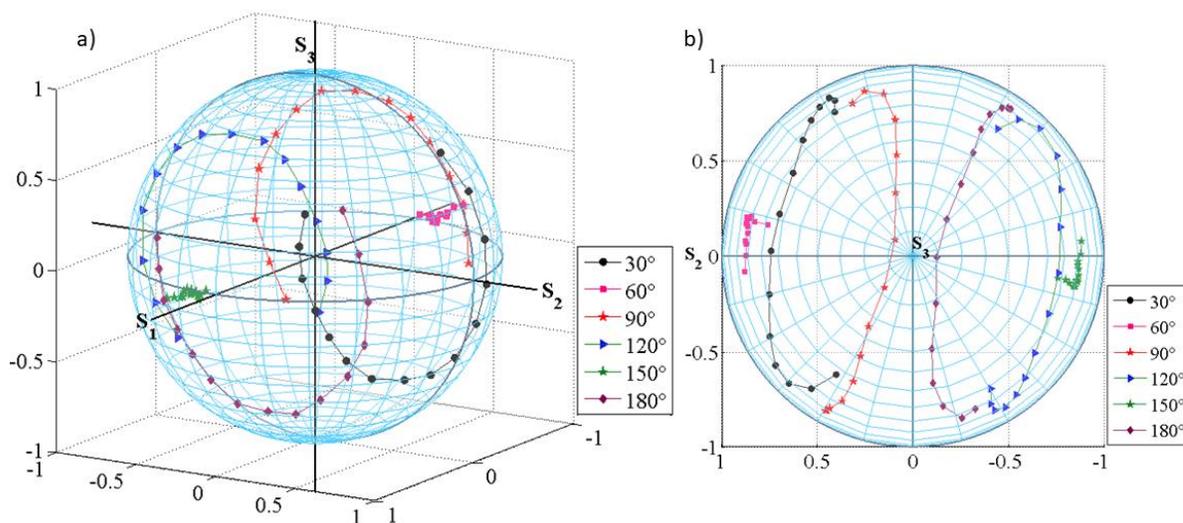
La medición de la longitud de batimiento se realizó utilizando la técnica de barrido espectral. Se seleccionó un ángulo de entrada fijo y se midieron los parámetros de Stokes variando la longitud de onda en el láser sintonizable de 1540 a 1554 nm en intervalos de 1 nm. El marco de referencia se generó utilizando el láser sintonizable a una longitud de onda de 1545 nm. En la Fig. 32 se muestra la evolución de la trayectoria sobre la esfera de Poincaré del barrido espectral en la fibra Fibercore DF1500E para un ángulo fijo a 30°.



**Figura 32.** Barrido espectral de 1540 a 1554  $nm$  a un SOP lineal de entrada a  $30^\circ$  para una fibra Fibercore DF1500E.

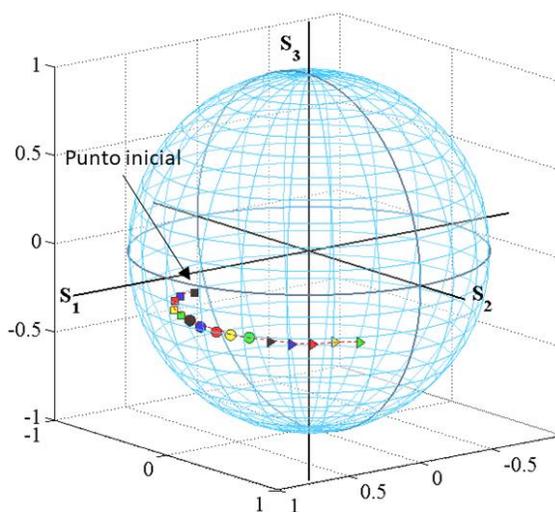
En la Fig. 32 se puede observar que la trayectoria formada por el barrido espectral es un segmento de círculo. También se realizó la medición para ángulos azimutales del SOP lineal de entrada a  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  y  $180^\circ$ . En la Fig. 33 se muestran las trayectorias seguidas por el barrido espectral para cada uno de los ángulos antes mencionados.

En la Fig. 33 a) se puede observar que para los SOPs lineales a  $30^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  y  $180^\circ$  las trayectorias que sigue el barrido espectral son segmentos de arco. Mientras que, para los ángulos de  $60^\circ$  y  $150^\circ$  se observa que el estado de polarización de salida no tiene una variación significativa, es decir, los estados de polarización de salida se encuentran muy cercanos entre sí. Esto se debe a que estos ángulos azimutales se encuentran muy cerca de sus eigenmodos.



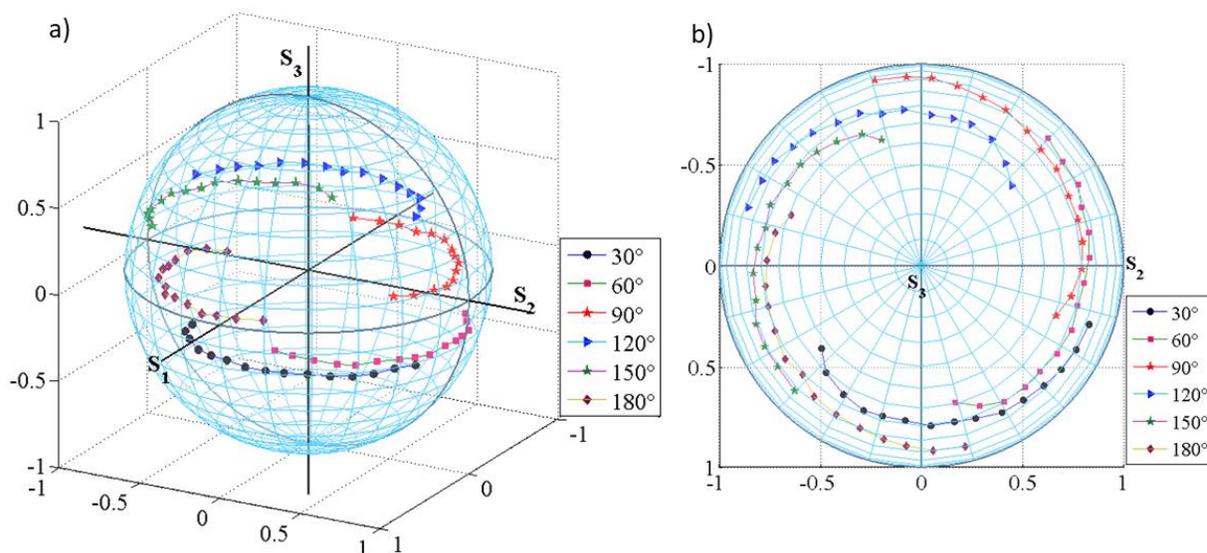
**Figura 33.** Trayectorias del barrido espectral para SOP lineales de entrada a  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  y  $180^\circ$  en una fibra Fibercore DF1500E. a) Trayectorias sobre la esfera de Poincaré y b) Trayectorias en el plano S2-S3.

Se realizó un barrido espectral similar al descrito para la fibra Fibercore, utilizando la fibra Photonetics EDOS-103. En la Fig. 34 se muestra la trayectoria formado por el barrido espectral para un ángulo azimutal fijo a  $30^\circ$ .



**Figura 34.** Barrido espectral de 1540 a 1554 nm a un SOP lineal de entrada a  $30^\circ$  para una fibra Photonetics EDOS-103.

En la Fig. 35 se muestran las trayectorias del barrido espectral para ángulos azimutales a  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  y  $180^\circ$ . En la Fig. 35 a) se muestran las trayectorias sobre la esfera de Poincaré y se puede observar que éstas son segmentos de círculo en todos los casos. Mientras que en la Fig. 35 b) se muestran las trayectorias en el plano  $S_2$ - $S_3$ , en este plano se puede observar como el segmento de círculo formado por todas las mediciones se encuentran alrededor de  $S_3$ .



**Figura 35.** Trayectorias del barrido espectral para SOP lineales de entrada a  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  y  $180^\circ$  en una fibra Photonetics EDOS-103. a) Trayectorias sobre la esfera de Poincaré y b) Trayectorias en el plano  $S_2$ - $S_3$ .

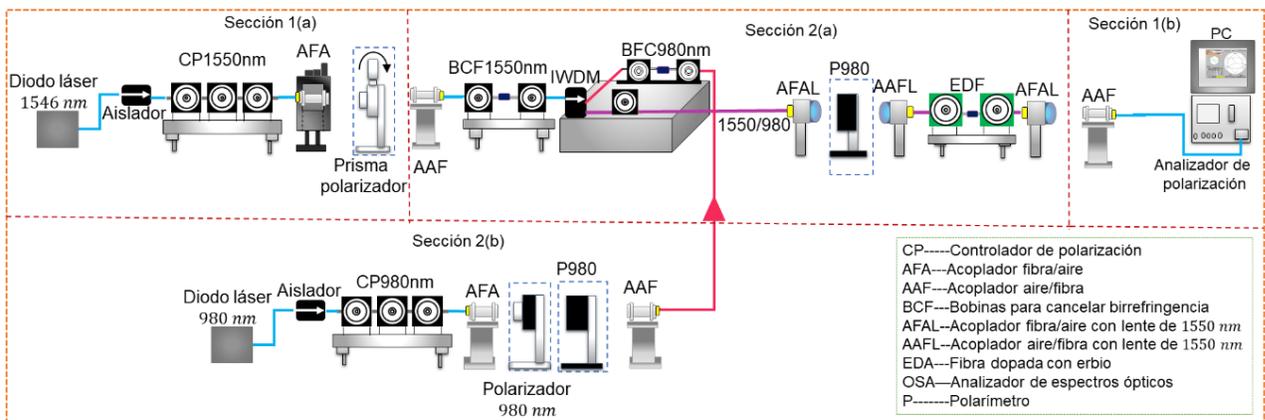
Utilizando los parámetros de Stokes obtenidos en el barrido espectral para 1540 y 1541 nm se obtuvo que la longitud de batimiento es de 0.3 m para la fibra Fibercore y de 0.4m para la fibra Photonetics.

#### 4.4 Potencia de saturación

Un método no destructivo para determinar la potencia de saturación consiste en amplificar una señal de referencia, en este experimento centrada en 1546 nm; se utilizó una fuente de bombeo con longitud de onda de 980 nm. La relación entre la potencia de entrada y de salida de la fibra permite evaluar el rendimiento del amplificador dado por la ganancia.

La potencia de saturación determinada experimentalmente está definida como la potencia de la señal de salida para la que la ganancia se ha reducido (comprimido) por 3dB (Becker et. al., 1999). En la Fig. 36 se muestra el arreglo experimental para medir la potencia de saturación de un EDFA, donde la señal de referencia y la correspondiente al bombeo se propagan en la misma dirección, es decir, en copropagación.

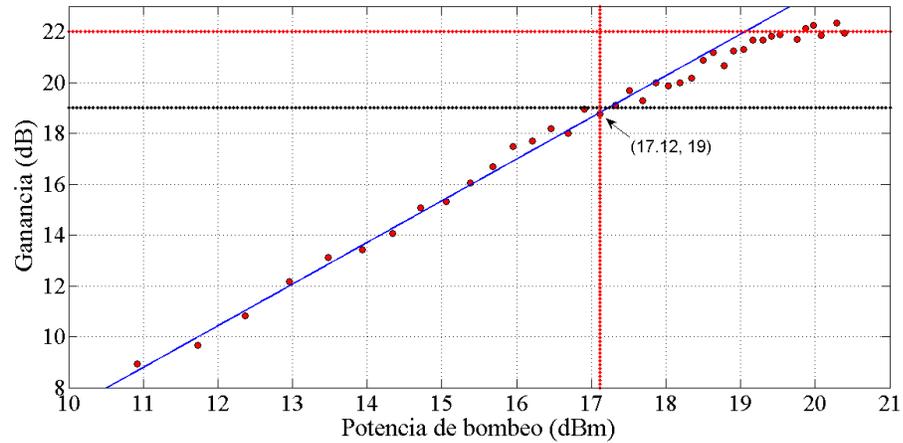
Para las siguientes mediciones se cancela el efecto de la birrefringencia en el IWDM (Isolator Wavelength Division Multiplexing), para esto se realizó un doble bobinado helicoidal tanto con el brazo de 1500 nm como con el brazo de 980 nm. Los bobinados helicoidales constan de dos bobinas enrolladas en sentidos contrarios; en el caso del brazo de 1550 nm las bobinas tienen un diámetro de 6 cm y para el brazo de 980 nm tienen un diámetro de 3 cm. Para lograr obtener el SOP inicial de la señal de referencia y el SOP inicial de la señal de bombeo, se manipulan dichas bobinas hasta obtener a la salida del acoplador WDM un SOP final igual al SOP inicial, tanto de la señal como del bombeo.



**Figura 36.** Arreglo experimental utilizado para obtener la potencia de saturación de la EDF, se utiliza una configuración en copropagación de la señal de referencia y la señal de bombeo.

#### 4.4.1. Potencia de saturación de una fibra Photonetics EDOS-103

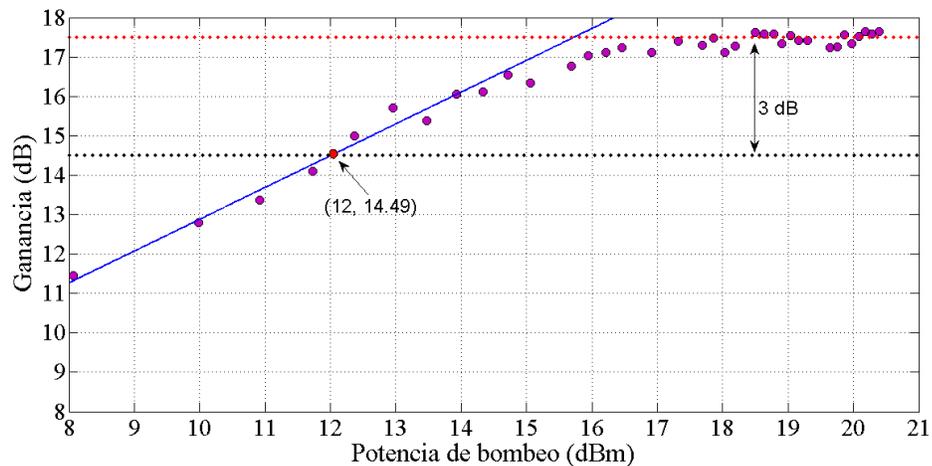
En la Fig. 37 se muestran los resultados obtenidos al variar la potencia de bombeo en el EDFA utilizando una fibra Photonetics EDOS-103. Se puede observar que la ganancia inicialmente crece linealmente al aumentar el bombeo, posteriormente el aumento de la ganancia deja de ser lineal hasta que la ganancia no muestra un crecimiento significativo al aumentar la potencia de bombeo. Así la potencia de saturación a 3 dB por debajo de la ganancia máxima es de 17.12 dBm.



**Figura 37.** Ganancia de saturación obtenida para una señal con una potencia de  $-42.27$  dBm, centrada en  $1544.6$  nm, utilizando una EDF Photonetics EDOS-103 de 14.5 m.

#### 4.4.2. Potencia de saturación de una fibra FIBERCORE DF1500E

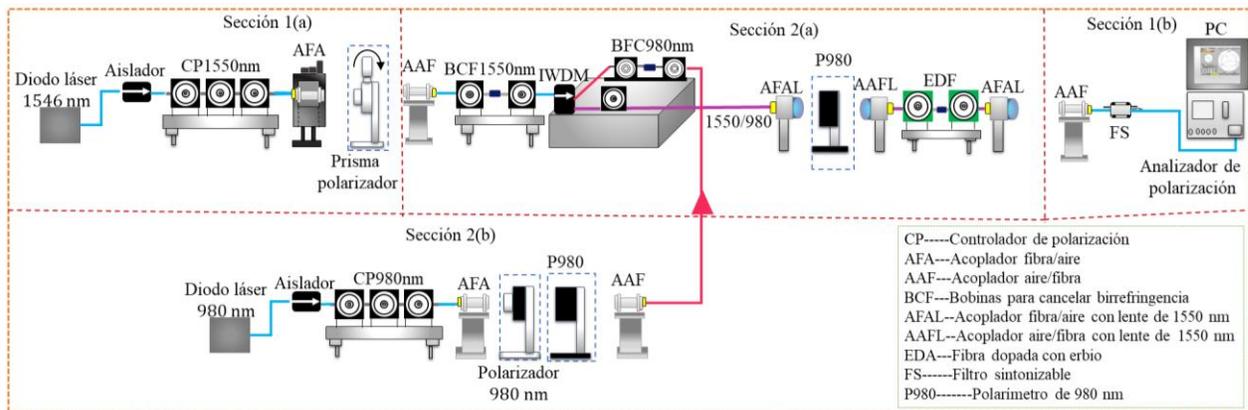
La potencia de saturación para una fibra FIBERCORE DF1500E se obtuvo amplificando una señal de referencia centrada en  $1546$  nm con una potencia pico de  $-51.86$  dBm, utilizando una fuente de bombeo de  $980$  nm, aplicando diferentes potencias de entrada. De acuerdo con los resultados mostrados en la Fig. 38 se tiene que la potencia de saturación para la fibra Fibercore DF1500E es de  $12$  dBm.



**Figura 38.** Ganancia de saturación obtenida para una señal con una potencia de  $-42.27$  dBm, centrada en  $1544.6$  nm, utilizando una EDF Fibercore DF1500E de 25 m.

## 4.5 Medición del grado de polarización (DOP)

Para determinar el DOP de la señal de prueba, se agregó al arreglo mostrado en la Fig. 36 un filtro pasa banda modelo Newport TBF-15501.0, el cual únicamente dejar pasar esta longitud de onda central a 1544.6 nm. Se utilizó en el EDFA una muestra de fibra Fibercore DF1500E, se amplificó una señal de referencia de -44.79 dBm con un bombeo de 22 dBm, es decir, operando en el régimen de saturación. En la Fig. 39 se muestra el arreglo experimental utilizado para medir el grado de polarización (DOP).



**Figura 39.** Arreglo experimental para la medición de SOPs de salida dependientes de la variación angular tanto del bombeo como de la señal.

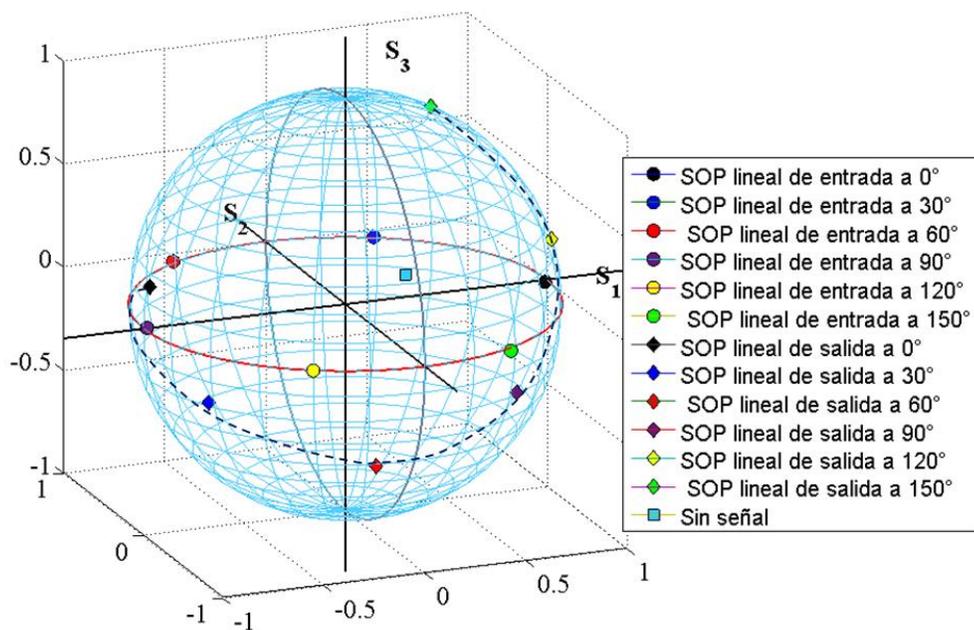
Se realizó la variación angular tanto del SOP de la señal de referencia como de la señal de prueba. Utilizando el analizador de polarización se obtuvieron los parámetros de Stokes y la potencia de salida.

En la tabla 4 se muestran los SOPs de salida obtenidos al variar tanto el SOP lineal de la señal de entrada como el SOP del bombeo y la potencia de salida obtenida para cada caso. El análisis de los datos se realizó normalizando los parámetros de Stokes haciendo que

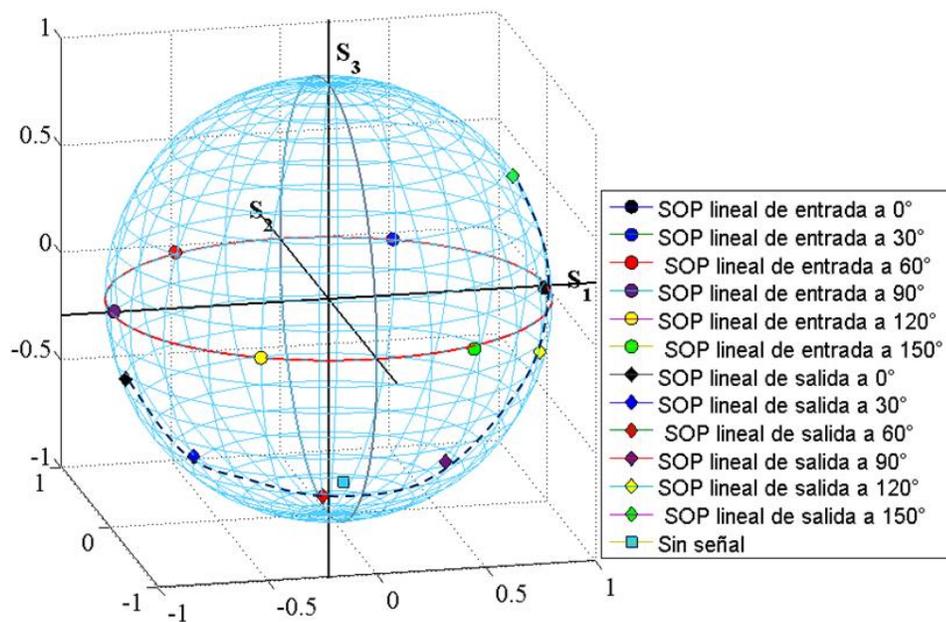
$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 1. \quad (68)$$

**Tabla 4.** SOP de salida obtenidos al variar el SOP de la señal de prueba y el SOP del bombeo.

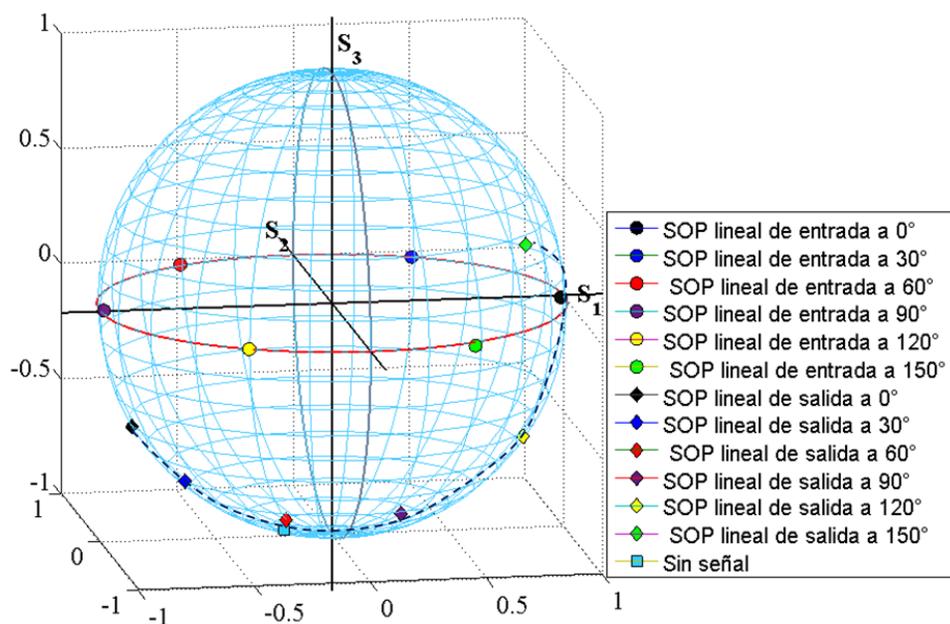
SOP de bombeo, (potencia fija)	SOP de la señal de entrada	SOP de salida a 1544.6 nm	Potencia de salida dBm	
<b>SOP lineal a 0°</b>	Sin señal	Elíptico	-16.431	
	0°	Elíptico	-17.21	
	30°	Elíptico	-17.42	
	60°	Elíptico	-17.74	
	90°	Elíptico	-17.90	
	120°	Elíptico	-17.90	
	150°	Elíptico	-17.51	
	<b>SOP lineal a 60°</b>	Sin señal	Elíptico	-22.07
	0°	Elíptico	-20.01	
	30°	Elíptico	-21.07	
	60°	Elíptico	-21.65	
	90°	Elíptico	-21.44	
	120°	Elíptico	-20.24	
	150°	Elíptico	-18.43	
	<b>SOP lineal a 90°</b>	Sin señal	Elíptico	-26.60
		0°	Elíptico	-22.70
30°		Elíptico	-23.57	
60°		Elíptico	-23.97	
90°		Elíptico	-23.47	
120°		Elíptico	-21.47	
150°		Elíptico	-18.33	
<b>SOP lineal a 120°</b>		Sin señal	Elíptico	-24.91
		0°	Elíptico	-21.98
	30°	Elíptico	-22.72	
	60°	Elíptico	-22.95	
	90°	Elíptico	-22.23	
	120°	Elíptico	-20.12	
	150°	Elíptico	-17.69	
	<b>SOP lineal a 150°</b>	Sin señal	Elíptico	-18.36
		0°	Elíptico	-19.07
30°		Elíptico	-19.67	
60°		Elíptico	-19.81	
90°		Elíptico	-19.29	
120°		Elíptico	-18.18	
150°		Elíptico	-17.32	



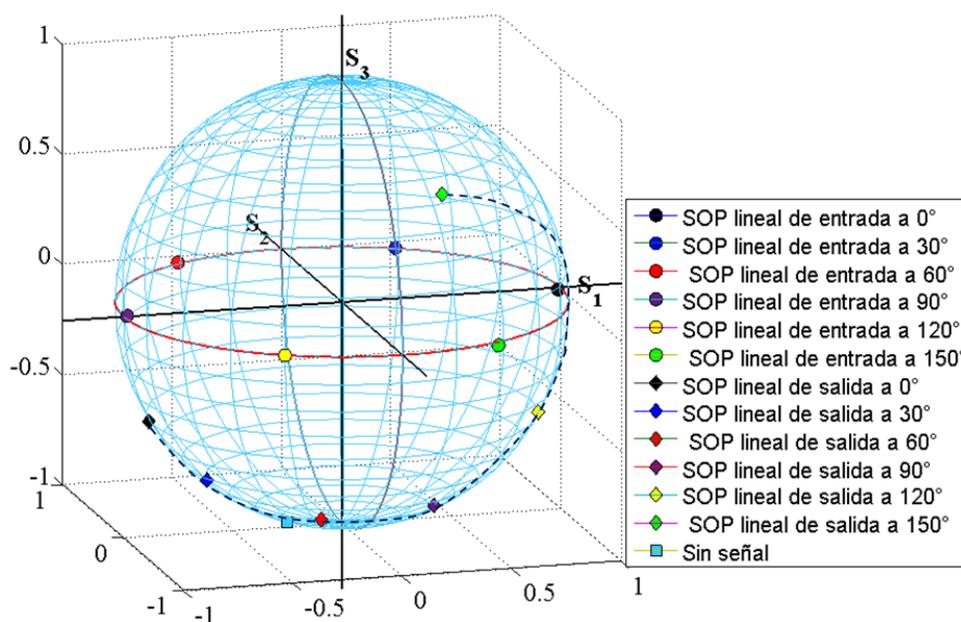
**Figura 40.** SOP's de salida normalizados para un bombeo fijo de 22 dBm con un SOP de entrada lineal a  $0^\circ$  variando la señal de referencia cada  $30^\circ$ .



**Figura 41.** SOP's de salida normalizados para un bombeo fijo de 22 dBm con un SOP de entrada lineal a  $60^\circ$  variando la señal de referencia cada  $30^\circ$ .

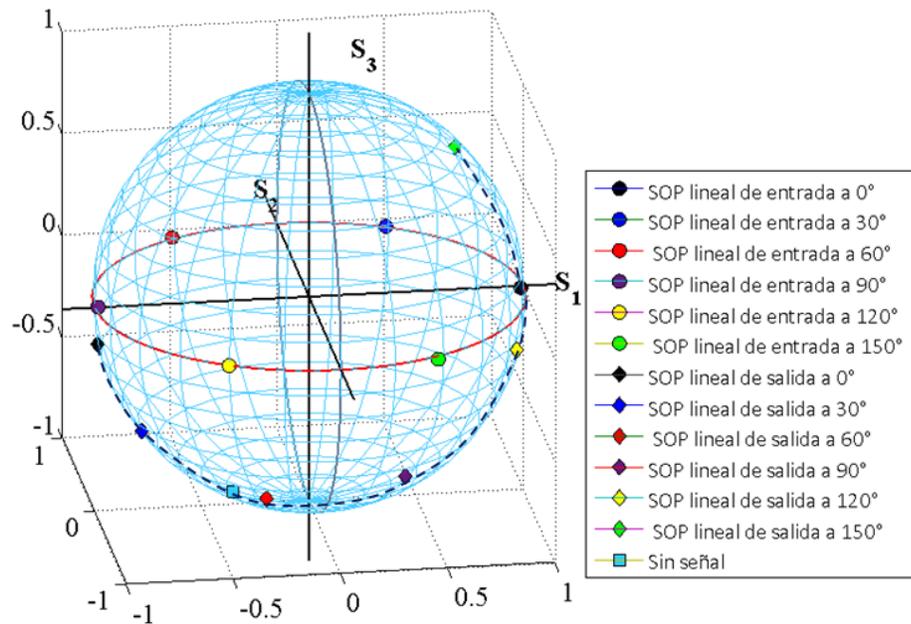


**Figura 42.** SOP's de salida normalizados para un bombeo fijo de 22 dBm con un SOP de entrada lineal a  $90^\circ$  variando la señal de referencia cada  $30^\circ$ .



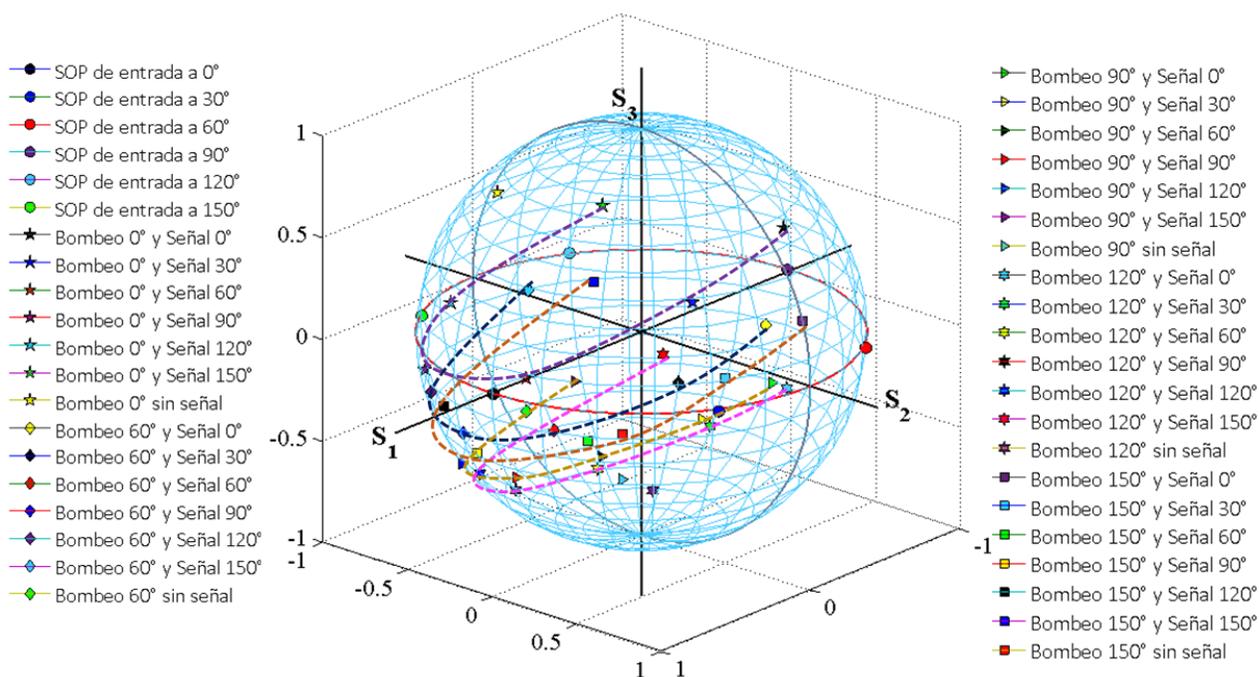
**Figura 43.** SOP's de salida normalizados para un bombeo fijo de 22 dBm con un SOP de entrada lineal a  $120^\circ$  variando la señal de referencia cada  $30^\circ$ .

En las Figs. 40-44 se grafican los SOPs lineales de salida de la señal utilizando los parámetros de Stokes normalizados sobre la esfera de Poincaré. En todas las gráficas se agregó como referencia el SOP de entrada de la señal a  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  y  $150^\circ$ , con un SOP de bombeo a  $0^\circ$ . Las trayectorias obtenidas para los diferentes SOPs de bombeo se muestran simultáneamente en la Fig. 45.



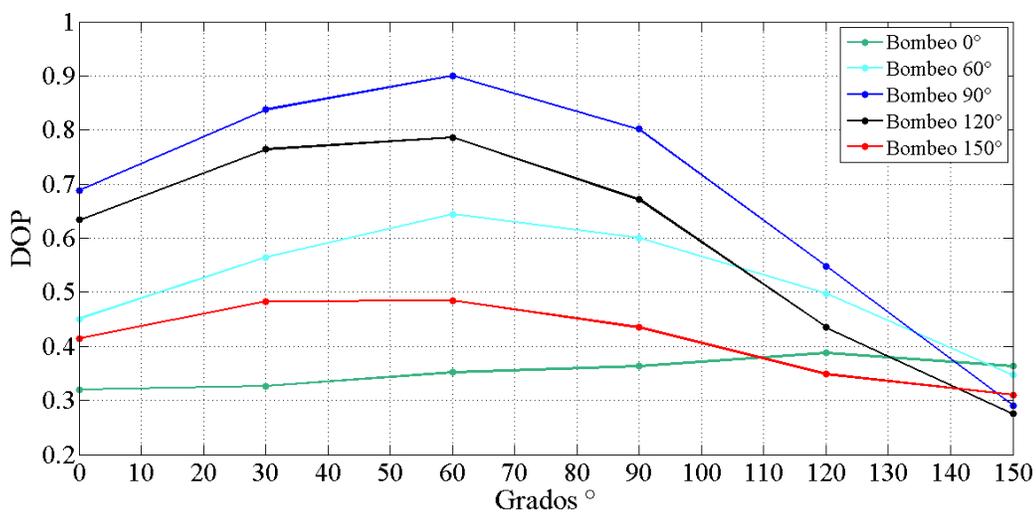
**Figura 44.** SOP's de salida normalizados para un bombeo fijo de 22 dBm con un SOP de entrada lineal a  $0^\circ$  variando la señal de referencia cada  $30^\circ$ .

En la Fig. 45 se muestran las trayectorias mostradas de las Figs 40 a 44.



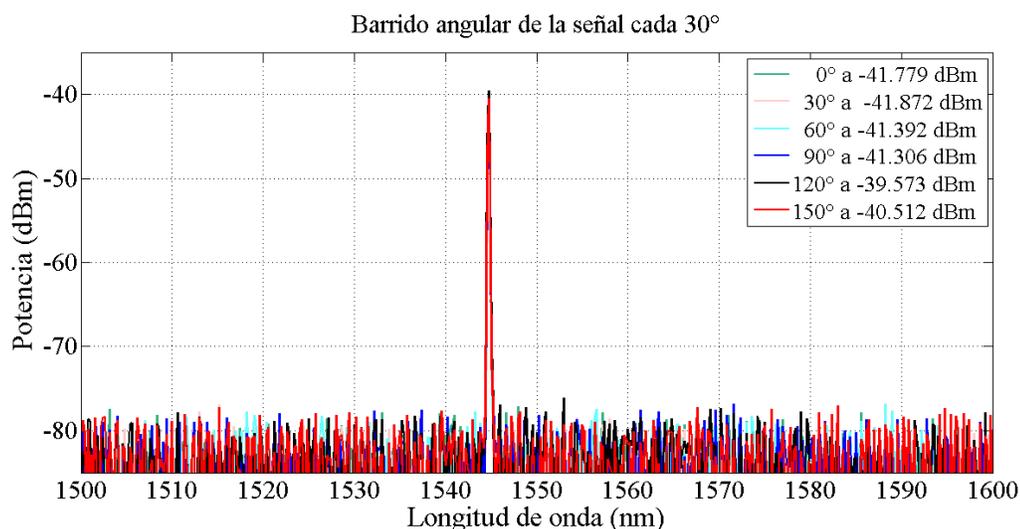
**Figura 45.** Trayectorias correspondientes a la variación del SOPs tanto del bombeo como de la señal.

En la Fig. 46 se muestra la variación del DOP en función del ángulo azimutal del SOP de la señal de referencia. En este caso no se normaliza el vector de Stokes.



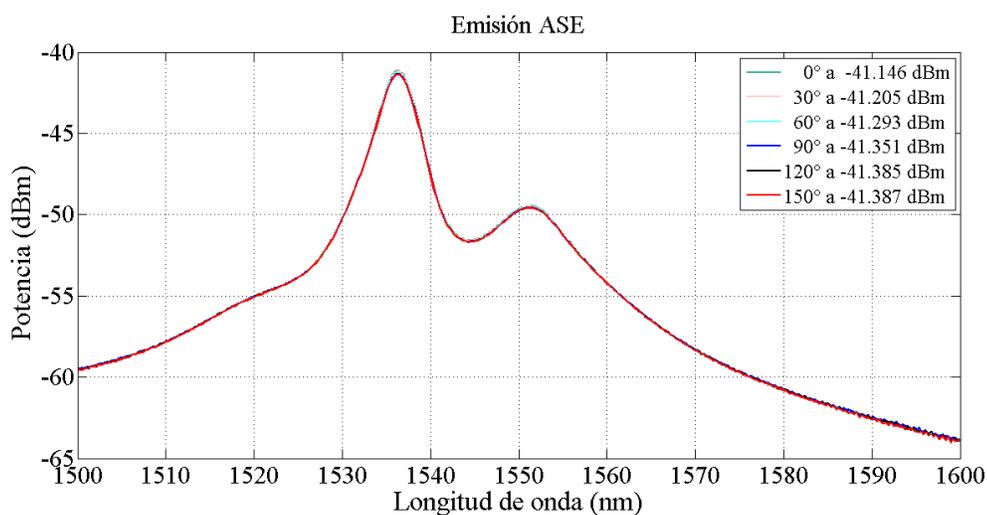
**Figura 46.** Grado de polarización utilizando SOPs lineales de entrada fijos para el bombeo variando el SOP lineal de entrada de la señal de referencia.

Posteriormente, con el analizador de espectros ópticos (OSA) se obtuvieron los espectros correspondientes a los datos mostrados en la tabla 4. Para esto se retiró el filtro sintonizable del arreglo mostrado en la Fig. 39. En las Figs. 47, 48 y 49 se muestra la señal sin bombeo, los espectros de fluorescencia obtenidos al aplicar el bombeo y las señales amplificadas, respectivamente. Se varió el SOP de entrada de la señal de prueba a  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  y  $150^\circ$ .



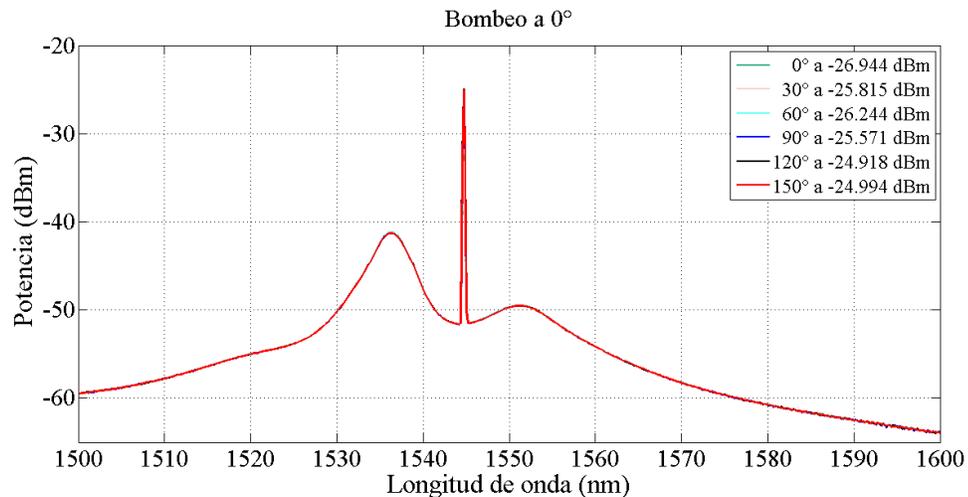
**Figura 47.** Señal de referencia sin bombeo con un SOP lineal de entrada de  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  y  $150^\circ$ .

En la Fig. 48 se muestran los espectros de emisión ASE para el bombeo variando de  $0^\circ$  a  $150^\circ$ , en incrementos de  $30^\circ$ .



**Figura 48.** Espectros de emisión ASE con una SOP lineal de entrada de  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  y  $150^\circ$  con un bombeo de  $22 \text{ dBm}$ .

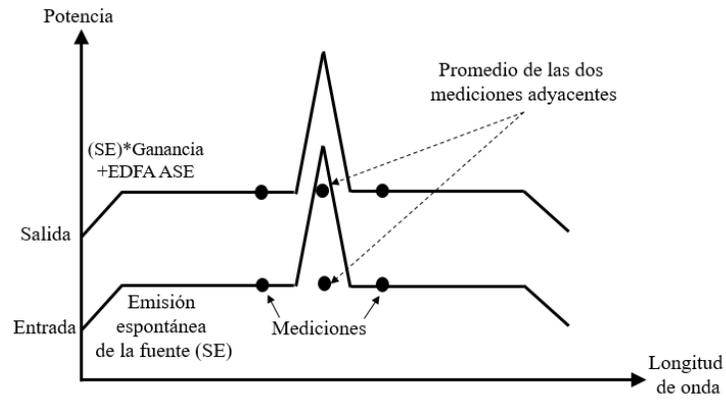
En los datos de los recuadros de las Figs. 47 y 48, se pueden observar los cambios en potencia de los picos de la señal de referencia y de los espectros de fluorescencia, al variar la orientación del ángulo azimutal del bombeo linealmente polarizado. En la Fig. 49 se muestran los espectros correspondientes a un bombeo fijo a  $0^\circ$ . También se midieron los espectros de salida para los SOPs de bombeo fijos a  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  y  $150^\circ$ , los resultados obtenidos muestran el mismo comportamiento; ni los picos de las señales, ni la emisión ASE obtenidos para los diferentes SOPs de la señal de referencia muestran una diferencia significativa.



**Figura 49.** Espectros de una señal amplificada aplicando un bombeo con una SOP lineal de entrada de  $0^\circ$ , variando el SOP lineal de entrada de la señal cada  $30^\circ$ .

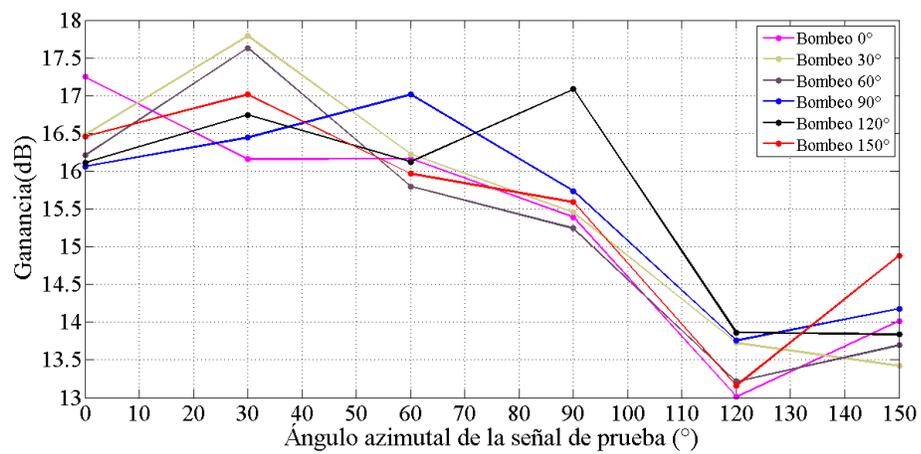
#### 4.6 Medición de la ganancia dependiente de polarización para una señal

Para calcular el valor de la ganancia se utilizó el método de interpolación lineal. Éste consiste en determinar el valor medio entre dos potencias de ruido separadas espectralmente  $\pm 0.4 \text{ nm}$  de la longitud de onda de la señal de referencia amplificada (ver Fig. 50) (Agilent Technologies & Salcedo Flores. L. F., 2014). Para obtener el valor de la potencia de la señal de referencia libre de ruido, el valor medio se resta al valor de la potencia de la señal amplificada (potencias en dBm). Para obtener la ganancia del sistema, se resta la potencia de la señal de entrada (señal de referencia sin amplificar) a la potencia de la señal de salida (señal libre de ruido).



**Figura 50.** Ganancia de una EDFA y potencia de salida (Salcedo, 2014).

En la Fig. 51 se muestra la ganancia en función del ángulo azimutal de la señal de prueba, dejando fijo el SOPs de bombeo (de  $0^\circ$  a  $150^\circ$  con incrementos de  $30^\circ$ ).



**Figura 51.** Ganancia en función del SOP de la señal de prueba, dejando fijo el SOP de bombeo.

## Capítulo 5. EDFA para señales polarizadas

---

En este capítulo se muestran trabajos realizados por diferentes autores para la medición de la PDG, en los cuales utilizan dos señales con SOPs ortogonales entre sí. Se discuten algunas consideraciones que no se tomaron en estos trabajos. Posteriormente, se propone un arreglo experimental para la medición de PDG, dicho experimento es de birrefringencia controlada.

### 5.1 Medición de la ganancia dependiente de la polarización (PDG)

En este capítulo se presentan los arreglos propuestos por Greer et al. (1994), Bruyere (1995) y Mazurczyk y Zyskind (1994), discutiéndose su arquitectura en relación con el tipo de medidas que reportan.

#### 5.1.1 Medición de la PDG (Greer et al., 1994)

En 1993 Taylor et al., reportaron un incremento en la figura de ruido promedio en un sistema de largo alcance (3100 km) que incorporaba 69 EDFAs. Esto dió inicio a una serie de estudios sobre la dependencia con respecto a la polarización de la ganancia y la figura de ruido, entre los que el trabajo de E. J. Greer fue pionero. Cabe mencionar que debido a la geometría cilíndrica circular de las fibras ópticas y a que el vidrio es un medio amorfo, inicialmente se consideró que la ganancia en los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA) debía ser independiente de la polarización.

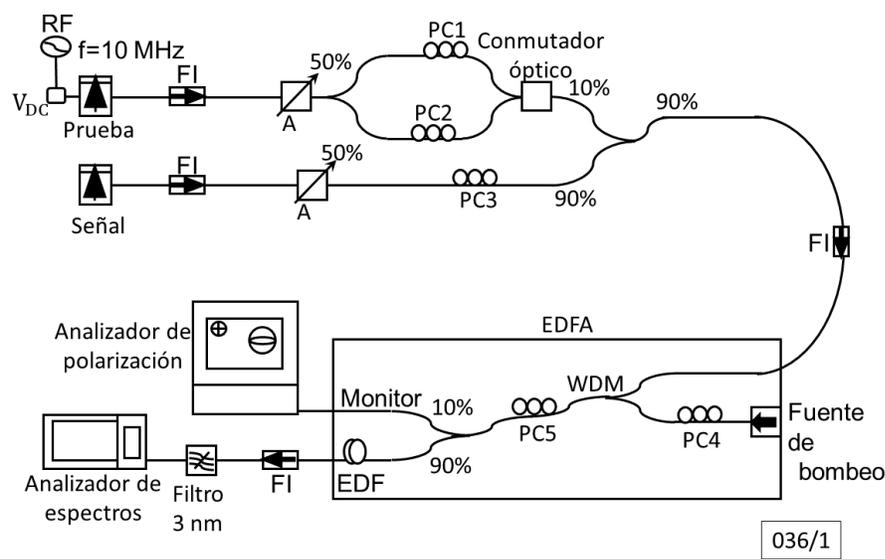
Se propuso que la dependencia de la polarización en estos sistemas se debía a la naturaleza anisótropa de las secciones de emisión estimulada y de absorción, lo cual había sido reportado para vidrios dopados con tierras raras (Feofilov, P. P., 1961). Se indicó que el efecto medido era extremadamente pequeño para un solo amplificador (0.1 dB, Becker et al., 1999), pero en sistemas de largo alcance podía producir una degradación severa de la señal. Se supuso que a medida que la señal se propaga a través del sistema, satura preferentemente al amplificador cuando el estado de polarización (SOP) de la señal y el bombeo son los mismos, y permite que se acumule más ruido en el estado ortogonal. A lo largo del sistema hay un exceso de acumulación de ruido que reduce la relación señal-ruido y, por lo tanto, degrada el rendimiento

del sistema. Se propuso que son dos los factores que contribuyen a la ganancia dependiente de la polarización (PDG), uno que depende de la señal y el otro, del bombeo.

Desde entonces se ha considerado que la PDG debida a la señal ocasiona que el ruido ortogonalmente polarizado tiene más ganancia que la señal, cuando la señal opera en saturación y el ruido ortogonalmente polarizado no se encuentra saturado. Y que esto da como resultado una degradación de la señal.

Greer et al., determinaron experimentalmente la PDG introduciendo simultáneamente en un EDFA una señal de referencia de potencia alta y una señal de prueba de potencia baja. Para ambas señales se utilizaron diodos láser DFB que funcionaban alrededor de 1558 nm. La señal de prueba se dividió usando un acoplador 50:50; el SOP en uno de los caminos es paralelo al SOP de la señal de bombeo, mientras que el otro es ortogonal a éste. Se utiliza un conmutador óptico para seleccionar el SOP requerido. Se utilizó un acoplador 90:10 para combinar la señal de referencia y la señal de prueba antes de entrar al amplificador.

El amplificador está integrado por un acoplador WDM seguido de un acoplador 90:10 y una fibra dopada con 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 SOP de la señal de prueba, la señal y el bombeo, incluyeron 5 controladores de polarización (PC). La señal de prueba se moduló directamente a 10 MHz y se detectó a la salida del EDFA usando un analizador de espectro (OSA). En la Fig. 52 se muestra el arreglo experimental utilizado para la medición de la PDG.



**Figura 52.** Configuración experimental para la medición de la PDG (Greer et al., 1994).

En la Fig. 52 los controladores de polarización PC1 a PC4 son utilizados para fijar el SOP de estas señales, entre sí. Mientras que el controlador de polarización PC5 se utilizó para ajustar los estados de polarización de la señal de prueba, la señal de referencia y el bombeo al marco de referencia de la fibra dopada con erbio (Greer, et al. 1994).

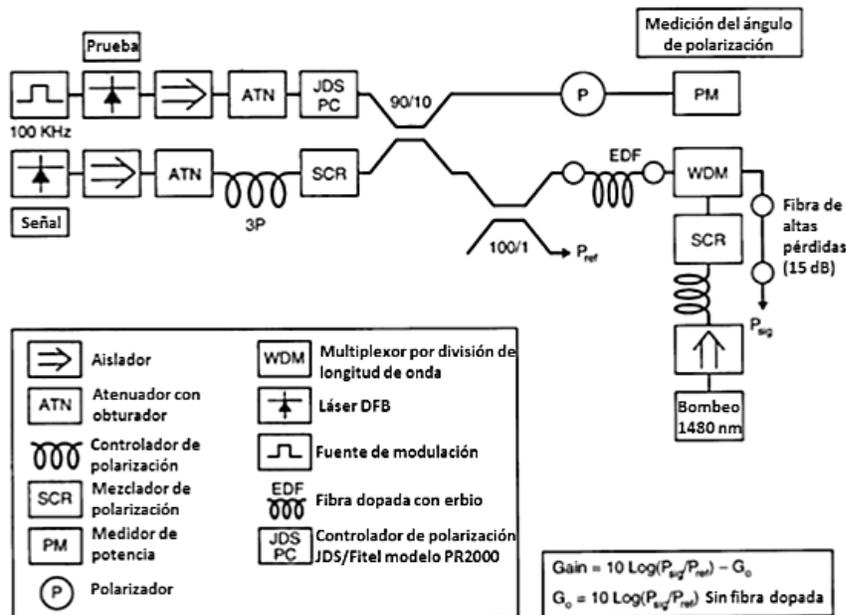
La PDG representa la medición de la diferencia de ganancia para dos señales con polarizaciones ortogonales. El estudio se realiza suponiendo que la componente de emisión espontánea generada en el amplificador, con polarización ortogonal a la señal, se amplifica en el régimen de señal pequeña; mientras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

### **5.1.2 Medición de la PDG (Bruyere, 1995)**

La medición de la PDG en un EDFA realizada por Bruyere, se basa en que la PDG en EDFAs depende de la compresión de la ganancia y del grado de polarización (DOP) de la señal de entrada. La caracterización del DOP de la señal de entrada es importante en los EDFAs para el modelado preciso de sistemas amplificadores ópticos de sistemas de comunicación de largo alcance.

En la Fig. 53 se muestra el arreglo experimental utilizado para medir la PDG. En dicho experimento se utilizó una fuente sintonizable de luz láser (TLS) para proporcionar la señal de saturación y un diodo láser DFB de 1560 nm (diodo multimodal Fabry-Perot), el cual generó la señal de prueba. Se utilizó un divisor de haz de polarización (PBS) para asegurar que el SOP de la señal de prueba fuera paralelo (o bien ortogonal) al SOP de la señal de saturación desde la entrada del EDFA. Se utilizó una configuración del bombeo en contrapropagación y se utilizaron dos acopladores 95: 5, uno para el canal del bombeo y otro en la entrada del EDFA, para monitorear tanto la potencia, como el SOP y el DOP, usando un analizador de polarización HP8509B.





**Figura 54.** Arreglo experimental para la medición de la PDG (Mazurczyk y Zyskind, 1994).

La Fig. 54 muestra el arreglo experimental utilizado por Mazurczyk y Zyskind para medir la PDG. En dicho experimento se utilizan dos fuentes, una para la señal de prueba y otra para la señal de saturación. Estas son generadas por 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 de salida de 90% del acoplador se conecta a la fibra dopada con erbio a través de un acoplador 100/1. El brazo de salida de 10% del acoplador, que contiene un polarizador y un medidor de potencia; se utiliza para establecer un ángulo de referencia arbitrario para el estado de polarización.

El otro brazo del acoplador está conectado a la fibra dopada con erbio a través de un acoplador de 100:1. El atenuador en la trayectoria de la señal de prueba se utiliza para mantener la potencia 15 dB por debajo de la señal de referencia. La señal de prueba se modula a 100 kHz y se detecta con voltímetros AC después de la preamplificación eléctrica. El atenuador en la trayectoria de señal se utiliza para controlar el grado de saturación del amplificador. El amplificador se bombea en contrapropagación y la salida del acoplador WDM se usa para medir la potencia de la señal de prueba amplificada. Utilizaron una EDF de 17 metros de largo y una potencia de bombeo de 14 mW.

Cuando el controlador de polarización (PC) para la señal de prueba o para la señal de saturación se ajustan para producir potencia cero (esto se usa para indicar que el SOP es lineal) en el medidor de potencia, el

ángulo de polarización se define arbitrariamente como cero. Los ángulos de polarización para la señal y la sonda se representan con  $\theta$  y  $\phi$ , respectivamente. La medición de la ganancia se realiza manteniendo  $\theta$  constante a  $0^\circ$  o  $90^\circ$  y variando  $\phi$  en un intervalo que incluye  $0^\circ$  y  $90^\circ$ . Las medidas se hicieron con una compresión de 3 dB en la señal y una ganancia de 19 dB.

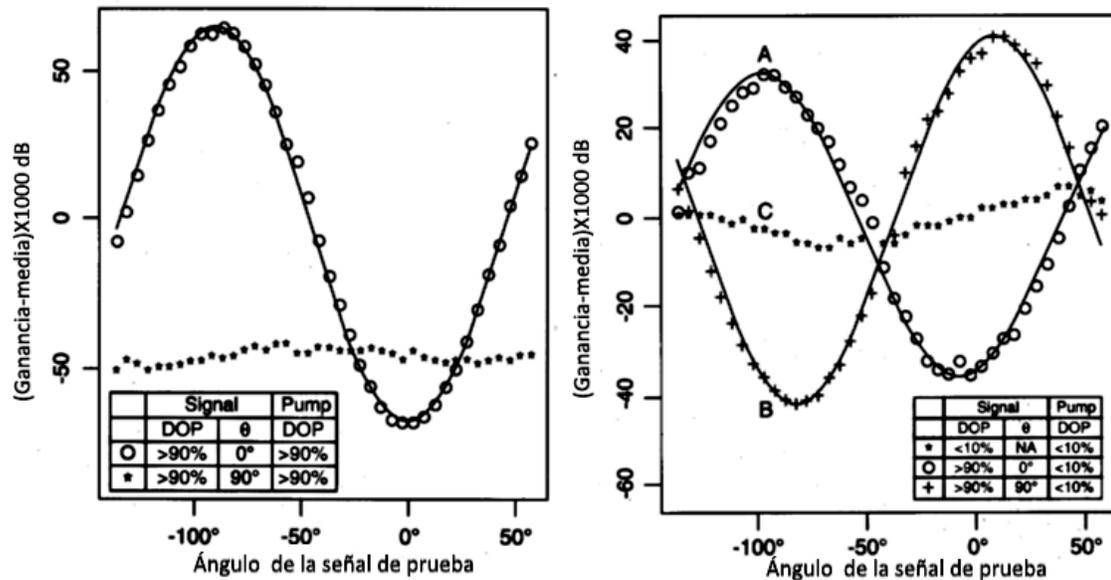
#### **5.1.4 Discusión de los trabajos de (Greer, et al.), (Bruyere) y (Mazurczyk y Zyskind)**

En los trabajos realizados por (Greer, et al., 1994), (Bruyere, 1995) y (Mazurczyk y Zyskind 1994), la medición de la PDG se lleva a cabo utilizando dos señales; una es una señal saturada y la otra una señal de prueba. Se compara la señal de prueba utilizada, con la componente ASE generada por la señal de saturación; lo cual no es correcto ya que estas dos señales no son semejantes. La emisión fluorescente, que da origen a la señal ASE, 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 SOP definido y genera por sí misma una componente de emisión espontánea adicional.

Greer midió la PDG en función de la potencia de la señal saturada, utilizando para el monitoreo del SOP la luz del brazo de salida de menor potencia (10 %) de un acoplador 90:10. No existe en su arreglo un procedimiento o un dispositivo de control que garantice 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.

Bruyere estudió los cambios en la PDG en función del grado de polarización (DOP) y de la compresión de la ganancia. Midió este efecto introduciendo un mezclador de estados de polarización a la entrada del EDFA, para reducir el DOP de las señales que se estaban amplificando. Y trabajó bajo diferentes condiciones de compresión de la ganancia. La información reportada no permite asociar sus resultados de ganancia dependiente de la polarización a los obtenidos para estados de polarización bien definidos.

Mazurczyk y Zyskind, 1994, midieron la PDG en función del ángulo azimutal de la señal de prueba. Ellos utilizaron señales con un grado de polarización cercano al 100% para generar SOPs lineales con un ángulo azimutal conocido (ortogonal al eje del polarizador). En la Fig. 55 se muestran los resultados obtenidos.



**Figura 55.** a) Dependencia de la ganancia en función del ángulo de polarización  $\varphi$ , para un bombeo altamente polarizado y ángulos de polarización de la señal linealmente polarizada orientados a  $0^\circ$  y  $90^\circ$ . b) Medida de ganancia para el bombeo despolarizado (Mazurczyk y Zyskind, 1994).

Una contribución que no se considera en los trabajos antes mencionados es la de la birrefringencia producida por los diferentes componentes ópticos de los sistemas utilizados. Además, Greer et al. y Mazurczyk y Zyskind no discuten en su análisis la dependencia de la PDG con respecto al bombeo aplicado.

## 5.2 Medición simultánea de la ganancia dependiente de polarización de dos señales ortogonales

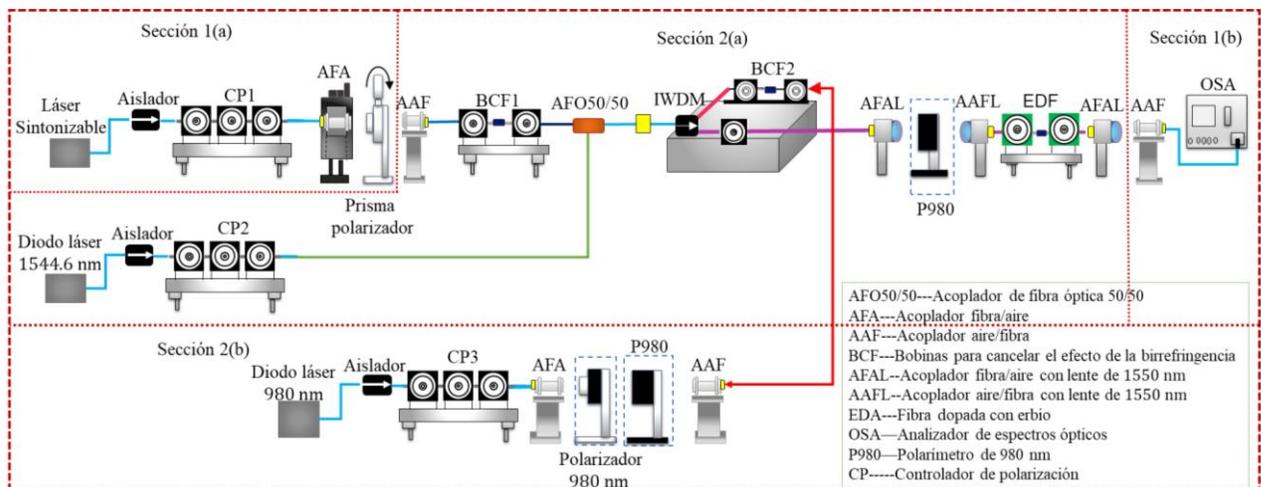
Como se mencionó en la sección 5.1, en los trabajos antes mencionados los autores no consideraron la influencia del efecto de la birrefringencia sobre sus experimentos. Por otro lado, en el año 2014 Salcedo Flores utilizó un EDFA en el que se tiene un control completo del efecto de la birrefringencia sobre el SOP tanto de la señal, como del bombeo y obtuvo que la PDG tiene cualidades distintas a las reportadas por (Greer et. al., 1993) y (Bruyere, 1995) al estudiar la ganancia dependiente de la polarización y la fusión de agujeros de polarización. Sin embargo, en su trabajo ninguna de las señales operó en saturación y sólo se usó una orientación para el SOP del bombeo.

En esta tesis se propuso un experimento para medir la PDG motivado por los trabajos antes mencionados. Al igual que en los trabajos de Greer et al., Bruyere y Mazurczyk y Zyskind, se utilizó una señal de referencia de potencia alta y otra, como señal de prueba (señal pequeña). Las señales se amplificaron simultáneamente usando un bombeo con un SOP lineal de entrada, cuya orientación se modificó manteniendo una potencia fija. En este trabajo, al igual que en el de Salcedo Flores, se canceló el efecto de la birrefringencia introducido por cada dispositivo en el sistema propuesto, utilizando la metodología desarrollada por Tentori et al. (2016).

A continuación, se describe el arreglo experimental propuesto en esta tesis donde se tiene un control estricto del SOP tanto de la señal de referencia, como de la señal de prueba y del bombeo.

### 5.2.1 Arreglo propuesto para la medición de la PDG

Las señales se obtienen utilizando un diodo láser centrado en 1544.6 nm (señal de prueba) y un láser sintonizable centrado en 1546.2 nm (señal de referencia). Las potencias de la señal de referencia y la señal de prueba antes de ser bombeadas son de -40 dBm y -50 dBm, respectivamente. Se utilizó una fuente de bombeo centrada en 980 nm, con una potencia de 19.3 dBm. En la Fig. 56 se muestra el arreglo experimental utilizado para la medición simultánea de la ganancia de ambas señales.



**Figura 56.** Arreglo experimental para la medición de los espectros de emisión ASE de dos señales amplificadas simultáneamente. CP1 y CP2 son controladores de polarización de 1550 nm y CP3 es un controlador de polarización de 980 nm.

Para la realización del experimento, se generó el marco de referencia utilizando la señal de prueba. En el arreglo mostrado en la Fig. 56, se utilizó un acoplador 50/50 (brazos 2X1) para introducir simultáneamente a la EDF las señales proporcionadas por el láser sintonizable y el diodo láser (señal de prueba y señal de referencia, respectivamente). La salida del acoplador 50/50 se conectó a un acoplador IWDM con configuración en copropagación.

La medición de la ganancia dependiente de la polarización se realizó siguiendo el procedimiento propuesto en el trabajo de Mazurczyk y Zyskind (1994). Para esto se estableció el SOP de la señal de prueba en  $0^\circ$ , con un SOP lineal horizontal, y el SOP de la señal de referencia con un SOP lineal vertical; es decir, inicialmente el SOP de la señal de prueba es ortogonal al de la señal de referencia. El SOP del bombeo se alineó con el de la señal de prueba. Para evaluar la PDG se varió el ángulo azimutal de la señal de prueba (y el del bombeo) de  $0$  a  $360^\circ$ , con incrementos de  $30^\circ$ , midiendo el espectro de emisión ASE ( $1500 - 1600$  nm) de las señales en presencia de bombeo y sin bombeo. El espectro muestra la potencia pico de ambas señales lo que permite cuantificar la ganancia al variar el ángulo azimutal de la señal de prueba.

El experimento se realizó dos veces, utilizando dos fibras dopadas con erbio, con diferentes concentraciones de erbio y ganancias similares, por lo que tienen diferentes largos. Se utilizó una fibra fibercore DF1500E de 25 m y una Photonetics EDOS-103 de 14.5 m.

### 5.2.1.1 Control del SOP usando dobles bobinados helicoidales

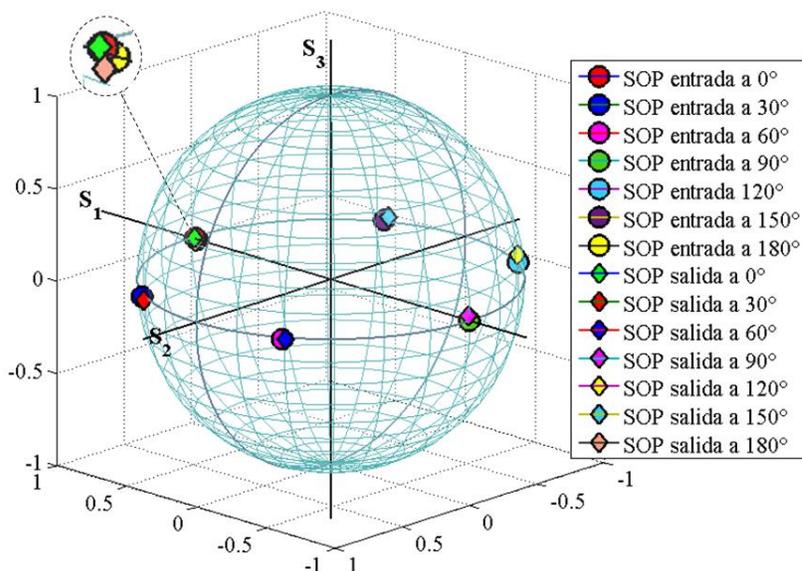


Figura 57. Cancelación del efecto de la birrefringencia. SOPs lineales de entrada y salida del acoplador IWDM.

En el arreglo propuesto para mantener este SOP hasta la salida del acoplador IWDM fue necesario cancelar el efecto de la birrefringencia después del prisma polarizador. Con este fin se utilizó un doble bobinado helicoidal (D. Tentori et al., 2016), construido con la otra punta de entrada del acoplador 50/50. Posteriormente se manipularon las bobinas hasta obtener un SOP lineal horizontal, con el prisma polarizador a  $0^\circ$ . Cabe mencionar que se cuidó que, al cancelar el efecto de la birrefringencia, la trayectoria que seguía la señal sobre la esfera de Poincaré al girar el prisma, fuera similar a la observada al generar el marco de referencia, es decir, que se conservara en el ecuador, girando en sentido positivo. En la Fig. 57 se muestran los SOPs lineales de entrada y de salida medidos de  $0^\circ$  a  $180^\circ$ , usando incrementos de  $30^\circ$ .

### **5.3.1.2 Generación de los SOP de la señal de prueba, la señal de referencia y el bombeo**

En este experimento el control del SOP de la señal de prueba, la señal de referencia y el bombeo es sumamente importante. Para generar el SOP de la señal de referencia se apagaron la señal de prueba y el bombeo. Se utilizó un controlador de polarización construido con un brazo del acoplador 50/50; sus bobinas se manipularon hasta obtener un SOP lineal vertical.

En el caso de la señal de prueba se apagaron la señal de referencia y el bombeo. El marco de referencia se creó con la señal de prueba, la cual tenía un SOP lineal después del prisma polarizador.

Finalmente, para obtener el SOP de la señal correspondiente al bombeo se apagaron ambas señales, utilizando el controlador de polarización colocado después del diodo láser de 980 y con un polarímetro para 980 nm, se estableció para ese punto un SOP circular. Posteriormente se colocó una placa polarizadora con lo que se obtuvo un SOP lineal horizontal. Para que este SOP lineal se mantuviera en la salida del acoplador IWDM, al igual que en el SOP de la señal de prueba, se utilizó un doble bobinado helicoidal y se realizó un procedimiento similar.

Se realizó la alineación del sistema (ver Fig. 56) para una longitud de onda fuera de la banda de absorción (1310 nm) para evitar que la alineación fuera afectada por dicho fenómeno. La alineación se realizó componente a componente maximizando la potencia de salida tanto del bombeo como de las señales. Para conocer la potencia máxima que se podría obtener a la salida de cada dispositivo se consideró la potencia que entraba y la atenuación que sufría la señal por cada dispositivo. Finalmente se corroboró la alineación del sistema para 1550 nm. Una de las causas de pérdidas de potencia fueron los acoplamientos

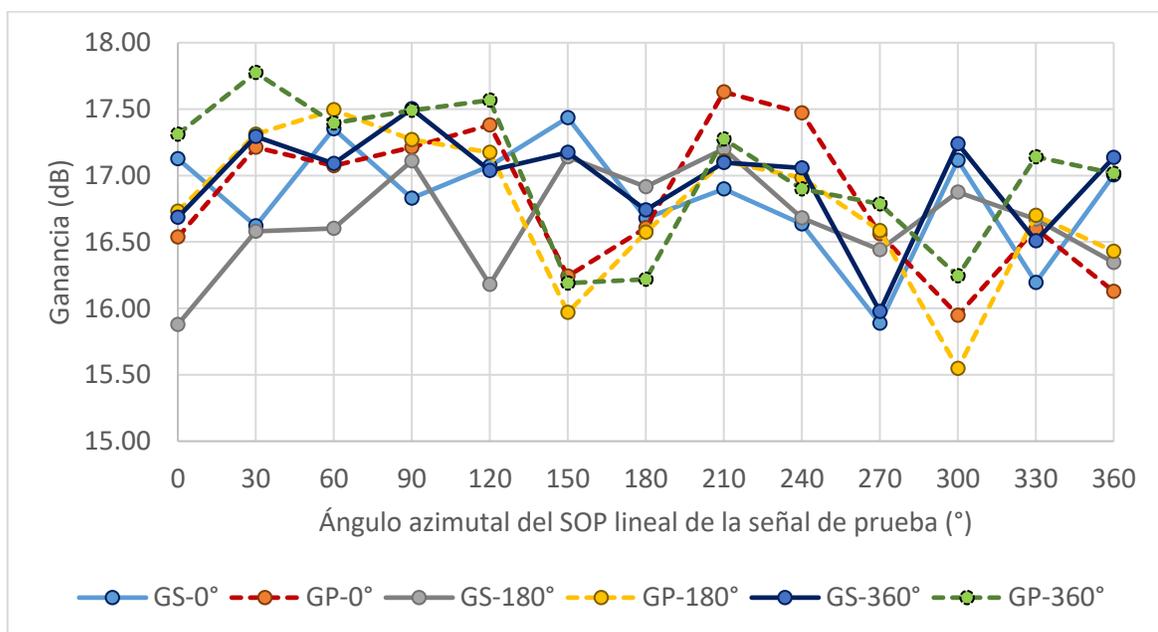
por aire debido a que los conectores de la EDF son PC/APC, es decir, uno de sus conectores no tiene caras de entrada perpendiculares al eje óptico del arreglo, lo que ocasiona que al variar la longitud de onda se presenten cambios tanto en el acoplamiento debidos a los coeficientes de Fresnel (potencia y SOP).

## Capítulo 6. Discusión y Resultados

En este capítulo se muestran los resultados obtenidos al medir simultáneamente la ganancia de dos señales con SOPs que inicialmente son ortogonales entre sí. Una de las señales operó en el régimen de saturación y la otra era una señal pequeña. Las medidas se realizaron utilizando el arreglo mostrado en la Fig. 56. Los resultados obtenidos con el arreglo propuesto se comparan con los reportados por (Greer, et al., 1994), (Bruyere, 1995) y (Mazurczyk y Zyskind 1994).

### 6.1. PDG en un EDFA

La medición de la ganancia dependiente de la polarización (PDG, Polarization Dependent Gain) se realizó incluyendo en el EDFA (ver Fig. 56) una fibra dopada con erbio (EDF, Erbium Doped Fiber) bobinada helicoidalmente. Las muestras de fibra utilizadas fueron las caracterizadas en el capítulo 4. A la entrada de la EDF se utilizó luz linealmente polarizada, tanto para el bombeo como para las señales. Manteniendo un SOP lineal fijo para el bombeo ( $0^\circ$ ,  $180^\circ$  y  $360^\circ$ ), se varió el ángulo azimutal del SOP de la señal de prueba de  $0^\circ$  a  $360^\circ$ , con incrementos de  $30^\circ$ ;<sup>2</sup> y para la señal de saturación se usó un ángulo azimutal fijo a  $90^\circ$ .



**Figura 58.** Ganancia dependiente de polarización de una señal de prueba (GP) y una señal de saturación (GS), variando el ángulo azimutal del SOP lineal de la señal de bombeo ( $0^\circ$ ,  $180^\circ$  y  $360^\circ$ ). El SOP lineal de la señal de saturación se mantuvo fijo a  $90^\circ$  y el ángulo azimutal de la señal de prueba varió como se muestra en el eje horizontal.

<sup>2</sup> Los ángulos que se reportan son reales, en este capítulo no se presentan ángulos dobles trazados sobre la esfera de Poincaré.

En la Fig. 58 se muestran los resultados obtenidos para una muestra de fibra Photonetics EDOS-103. Se puede observar que en el intervalo de  $0^\circ$  a  $120^\circ$  del SOP de la señal pequeña, las ganancias de las señales de saturación (GS- $0^\circ$ , GS- $180^\circ$  y GS- $360^\circ$ ) presentan un comportamiento discordante, mientras que de  $150^\circ$  a  $330^\circ$ , las variaciones muestran aumentos y decrementos afines. Estas mismas tendencias se observaron en las mediciones correspondientes a las señales pequeñas.

Ya que  $0^\circ$ ,  $180^\circ$  y  $360^\circ$  corresponden a la misma orientación del ángulo azimutal del estado de polarización lineal de bombeo, el comportamiento observado al variar el estado de polarización de la señal de prueba debiera ser similar en los tres casos. Esto ocurre sólo en el intervalo de  $180^\circ$  a  $360^\circ$ .

El comportamiento discordante, que también se observa para la ganancia de la señal de saturación, se atribuye a las vibraciones producidas por la montura motorizada del prisma polarizador. Se piensa que después de haber accionado esa montura por un tiempo prolongado (medidas de  $0^\circ$  a  $150^\circ$ ), el ruido de fondo introducido era uniforme. En las secciones 6.1.1 y 6.1.2 se muestran los resultados obtenidos utilizando las muestras de fibra Photonetics EDOS-103 y Fibercore DF1500E, respectivamente.

### **6.1.1. PDG medida para la fibra Photonetics EDOS 103**

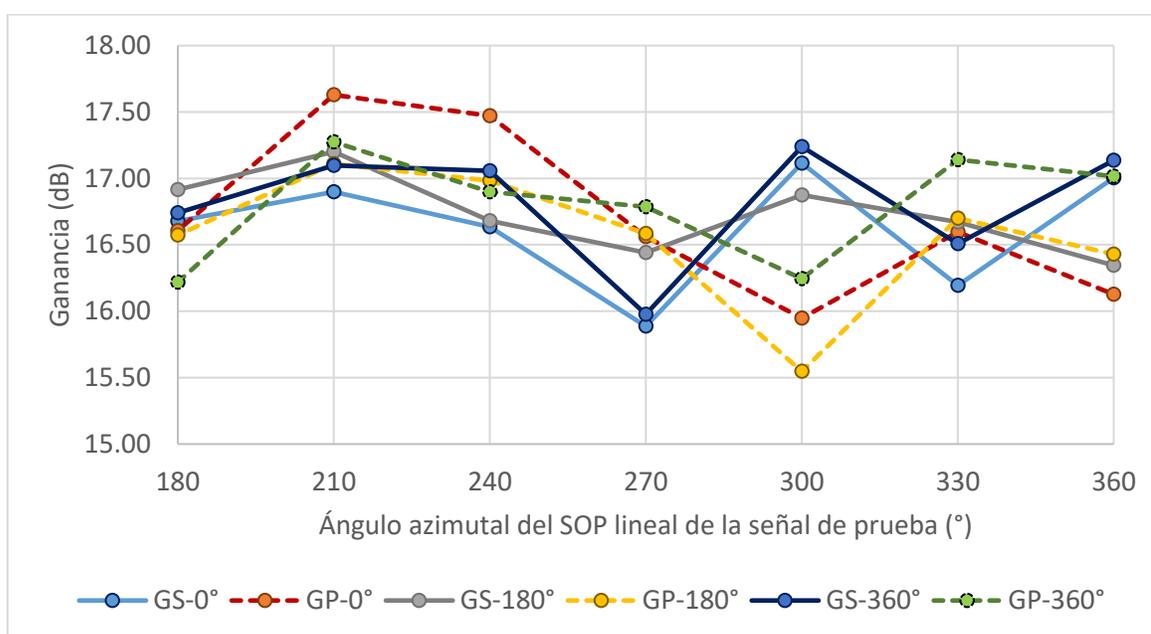
En esta sección se muestran los resultados obtenidos para la PDG, utilizando en el EDFA (Fig. 56) la muestra de fibra Photonetics EDOS 103. Los resultados reportados son promedios de las mediciones obtenidas para SOPs lineales de bombeo colineales. Se tienen tres mediciones para el SOP lineal de bombeo a  $0^\circ$  ( $0^\circ$ ,  $180^\circ$  y  $360^\circ$ ) y dos mediciones de los SOP de bombeo lineal a  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  y  $120^\circ$  (añadiendo  $240^\circ$ ,  $270^\circ$  y  $300^\circ$ , respectivamente). Las mediciones son reportadas considerando su error estándar, en el intervalo de  $180^\circ$  a  $360^\circ$  del SOP lineal de la señal de prueba con incrementos de  $30^\circ$ .

Para esta muestra también se realizaron mediciones para los SOPs de bombeo lineales a  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  y  $150^\circ$  grados; estas mediciones no se reportan debido a que los resultados obtenidos para  $180^\circ$  y  $360^\circ$  no coinciden. Ambas corresponden a un SOP lineal horizontal, por lo que dentro del error experimental debieran ser iguales.

Es importante recordar que las mediciones se realizaron dejando fijo el ángulo azimutal del SOP lineal de entrada de la señal de saturación a  $90^\circ$ .

### 6.1.1.1 Error en la determinación de la PDG para la fibra Photonetics EDOS 103

En la Fig. 59 se muestra la comparación de las ganancias obtenidas para ángulos azimutales de la señal pequeña ubicados entre 180° y 360° (Fig. 58). Las líneas continuas corresponden a la señal de saturación; mientras que las punteadas corresponden a la señal de prueba. Se puede observar que GS-0°, GS-180° y GS-360° presentan cambios en la misma dirección en el intervalo de 180° a 360° grados. GS-0° y GS-360° siguen prácticamente la misma trayectoria. GS-180° es también el mismo ángulo azimutal, aunque en este caso puede haber una contribución de error debida a la alineación del polarizador (polarizador 980 nm (ver Fig. 56). Por otro lado, GP-0°, GP-180° y GP-360° presentan tendencias similares entre 180° y 360°.



**Figura 59.** Comparación de la PDG para una señal de prueba (GP, líneas punteadas) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS, líneas continuas) linealmente polarizada a 90°. Cada curva corresponde a un SOP de bombeo lineal orientado a 0°, 180° o 360°.

Se calculó el error estándar de la PDG tanto de la señal saturada como de la señal de prueba, utilizando los SOPs de bombeo lineales a 0°, 180° y 360°. Para esto inicialmente se convirtieron los valores de la PDG a unidades lineales y con esto se determinó el error estándar.

$$SE = \frac{s}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^n (X_i - \hat{X})^2}{n(n-1)}}. \quad (69)$$

donde  $s$  es la desviación estándar,  $n$  es el número de muestras,  $\hat{X}$  la media de la muestra y  $X_i$  es la muestra  $i$ -ésima (Urdan, 2005).

Posteriormente se sumó y restó el error estándar a la PDG en unidades lineales y los resultados se convirtieron en unidades logarítmicas (dB).

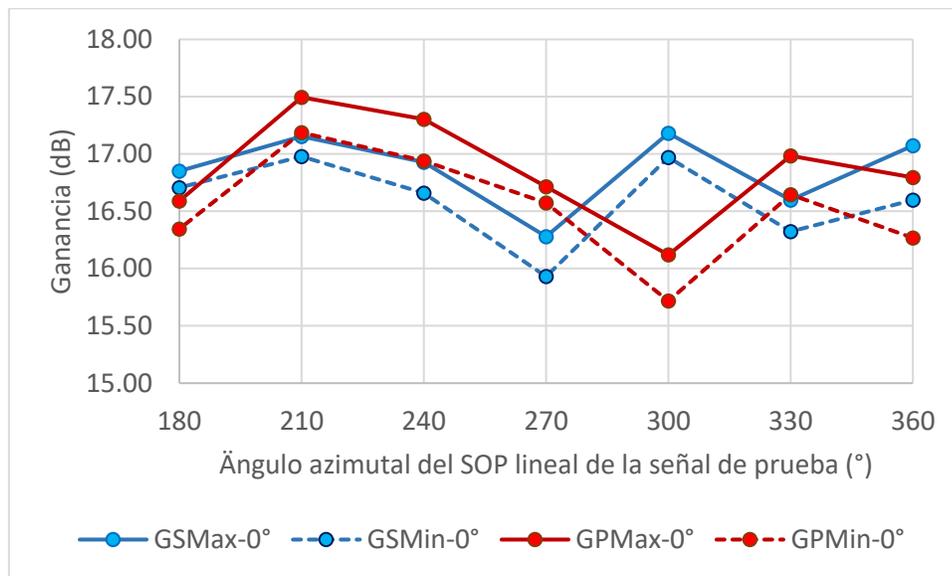
$$PDGES = (PDG \pm SE)[dB] = 10 * \log(PDG_{ul} \pm SE_{ul}), \quad (70)$$

los sub-índices  $ul$  se usan para indicar unidades lineales.

Con base en la Ec. (70) se tiene que la PDG es máxima ( $GSM_{max}$  y  $GP_{max}$ ) cuando el error estándar es positivo y es mínima ( $GPM_{min}$  y  $GPM_{min}$ ) cuando el error estándar es negativo.

#### 6.1.1.2 PDG promedio para la fibra Photonetics EDOS 103

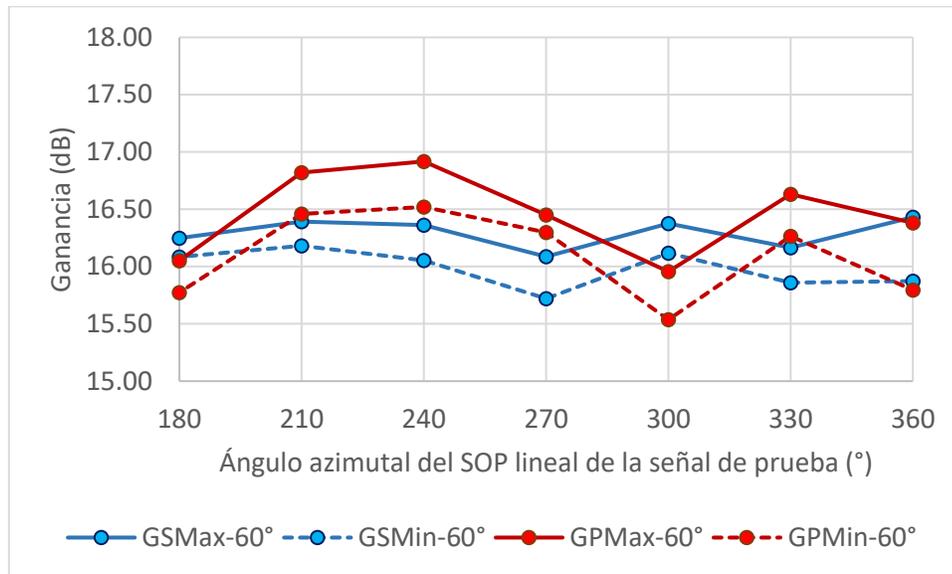
En la Fig. 60 se muestra la PDG para un SOP de bombeo lineal horizontal. Los resultados mostrados son el promedio de tres mediciones correspondientes a la misma orientación ( $0^\circ$ ,  $180^\circ$  y  $360^\circ$ ). La línea azul corresponde a la medición de la PDG de la señal de saturación (GS), mientras que la línea roja corresponde a la medición de la señal de prueba (GP). Las líneas punteadas muestran la trayectoria de la ganancia mínima de ambas señales ( $GP_{min}$  y  $GS_{min}$ ) y las líneas continuas corresponden a la trayectoria de la ganancia máxima de éstas ( $GP_{max}$  y  $GS_{max}$ ). Las mediciones se realizaron variando el SOP lineal de la señal de prueba de  $180^\circ$  a  $360^\circ$ , usando incrementos de  $30^\circ$ ; y manteniendo fijo ( $90^\circ$ ) el ángulo azimutal del SOP lineal de entrada de la señal de saturación.



**Figura 60.** PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 0°, 180° y 360°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.

En la Fig. 60 se observa que la diferencia entre GS y GP para 180°, 210°, 240° y 330° es menor a 0.1 dB y existe traslape para 360°, por lo que puede considerarse que todas ellas coinciden dentro del error experimental. Sólo son distintos los valores de ganancia medidos para 270° y 300°.

Para 270° la ganancia de la señal de prueba es ~0.5 dB mayor que la de la señal de saturación. Cabe hacer notar que 90° y 270° corresponden a estados de polarización colineales. Por otra parte, para 300° la diferencia entre ambas ganancias es notoria (~1 dB); aunque en este caso la ganancia de la señal de saturación es mayor que la de la señal de prueba. El cambio entre sus ángulos azimutales es de 30°.



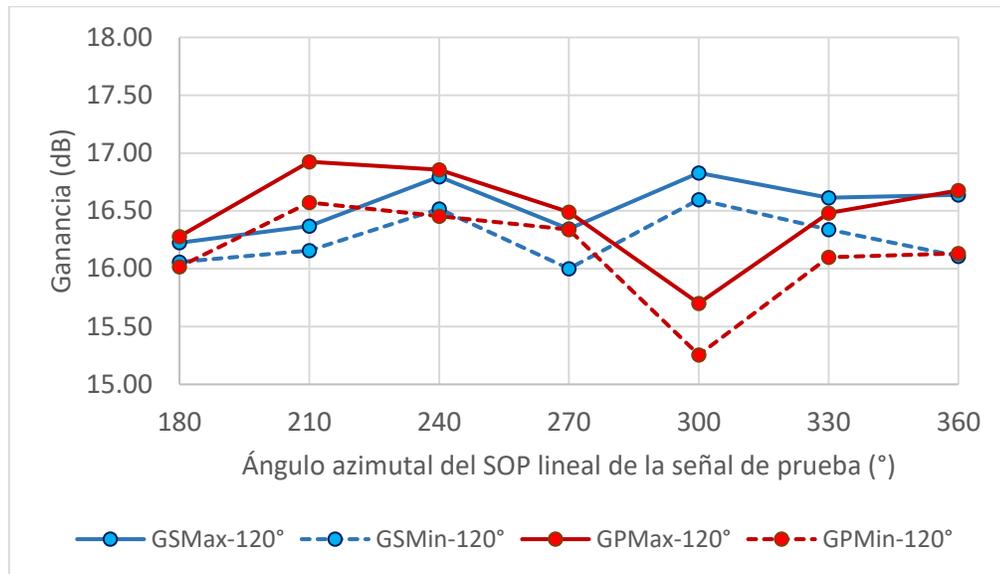
**Figura 61.** PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 60° y 240°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.

Los resultados obtenidos para la PDG promedio de los SOPs de bombeo lineales a 60° y 240° se grafican en la Fig. 61. Puede observarse que GP-60 y GS-60 tienen tendencias muy similares entre 180° y 270°, y entre 330° y 360°. Además, dentro del error experimental, difieren sólo para los SOPs de la señal de prueba de 240°, 270° y 300°.

Para los primeros dos valores, la señal de prueba tiene una ganancia mayor que la señal de saturación, mientras que para 300° la ganancia de la señal de saturación es mayor (~0.5 dB).

La Fig. 62 muestra la PDG promedio de los SOPs lineales de bombeo a 120° y 300°. Puede observarse que para 0°, 240°, 270°, 330° y 360 grados GS-120° y GP-120° coinciden dentro del error experimental. En particular en 180° y 360° las ganancias de la señal de prueba y la señal saturada son exactamente iguales.

En el punto correspondiente a 210 grados GP-120° > GS-120°. Además, al igual que para los SOPs de bombeo a 0° y 60° GS > GP.



**Figura 62.** PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 120° y 300°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.

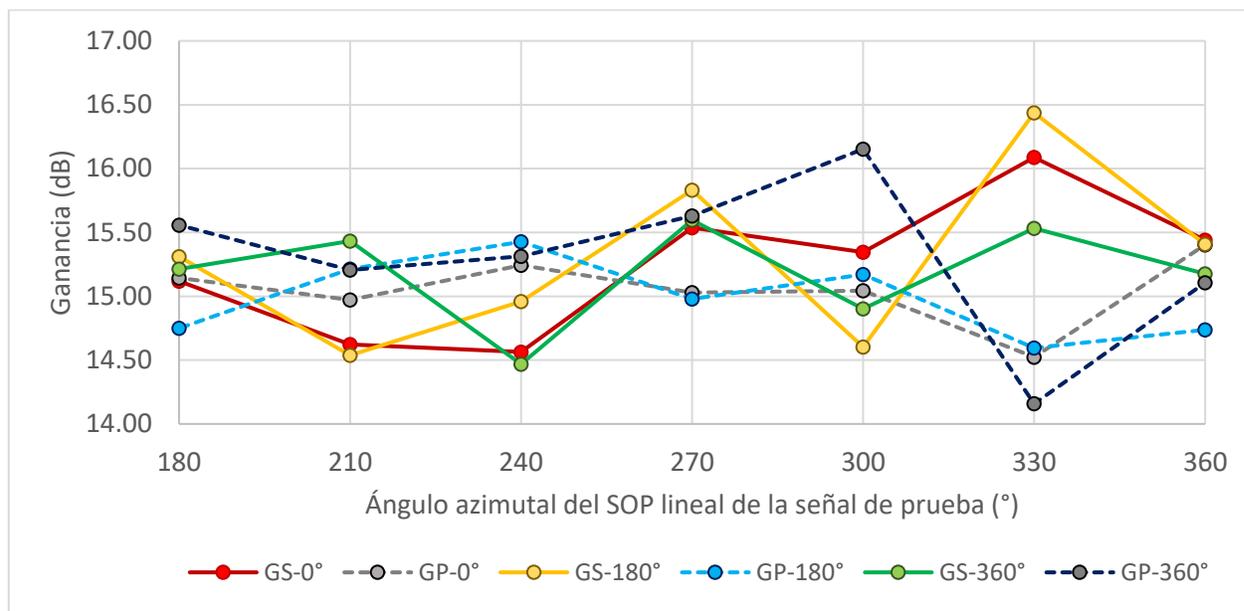
### 6.1.2 PDG utilizando en el EDFA una fibra Fibercore DF1500E

En esta sección se reportan los resultados correspondientes a la PDG utilizando en el EDFA (Fig. 56) una muestra de fibra Fibercore DF1500E. Al igual que en la sección 6.1.1.1 se determina el error estándar de las mediciones considerando tres mediciones para un SOP de bombeo horizontal. Posteriormente se muestran los resultados obtenidos con su respectivo error estándar para los SOPs lineales de bombeo a 0°, 30°, 60°, 90°, 120° y 150°. Los resultados mostrados son promedios de las mediciones obtenidas al cambiar la orientación del polarizador usado para generar el SOP lineal de bombeo. Las curvas promedio corresponden a SOPs de entrada colineales. Se tienen tres orientaciones para 0° (0°, 180° y 360°) y dos para los SOPs lineales a 30°, 60°, 90°, 120° y 150 grados (además de 210°, 240°, 270°, 300° y 330°, respectivamente).

#### 6.1.2.1 Error en la determinación de la PDG para la fibra Fibercore DF1500E

En esta sección se muestran los resultados obtenidos al remplazar en el experimento propuesto, la muestra de fibra Photonetics por la fibra Fibercore. En la Fig. 63 se puede observar que las ganancias de

las señales de saturación GS-0° y GS-180° muestran las mismas tendencias para estados de polarización con ángulos azimutales entre 180° y 360°; mientras que con GS-360° hay concordancia sólo entre 240° y 360°. Para las señales de prueba los cambios muestran tendencias afines entre 180° y 360°, salvo para GP-180° entre 180° y 210°, donde se observa una tendencia opuesta a la de GP-0° y GP-360°; y para GP-360° entre 240° y 270°, donde se obtuvo un comportamiento distinto al de GP-0° y GP-180°. Puede notarse que entre 210° y 330°, la coincidencia entre las curvas asociadas a GP-0° y GP-180° es muy alta; mientras que para las señales de saturación las curvas coinciden de 180° a 360°, mostrando valores muy similares sólo para 180° y 210°, para GS-0° y GS-180°. El mayor cambio se obtuvo para el ángulo de 300°. Las diferencias observadas son en todos los casos (incluyendo 300°) menores de 1 dB, por lo que, al igual que para la fibra Photonetics, se calcularon los valores promedio y errores (error estándar) para cada ángulo azimutal de la señal de prueba. El error estándar se calculó siguiendo la sección 6.1.1.2.



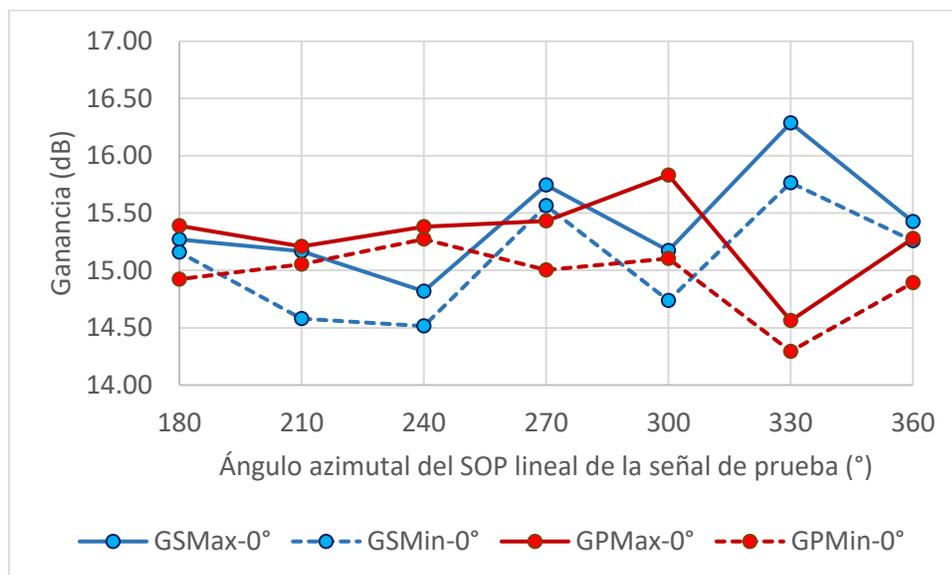
**Figura 63.** Comparación de la PDG para una señal de prueba (GP, líneas punteadas) y una señal de referencia (GS, líneas continuas) usando SOPs de bombeo a 0°, 180° y 360°.

### 6.1.2.2 PDG promedio para la fibra Photonetics EDOS 103

En las Figs. 64 a 69 se muestra la PDG promedio de los SOPs de bombeo lineales a 0°, 30°, 60°, 90°, 120° y 150°. Para todos los SOPs lineales de bombeo se tomaron dos mediciones excepto para el SOP lineal de bombeo a 0°, en este caso se tomaron tres. Al igual que en la sección 6.1.1.2 se reportaron los datos

considerando el error estándar, por lo que, para cada SOP de bombeo lineal se grafica la PDG máxima y mínima tanto para la señal de prueba (GPMax y GPMin) como para la señal de saturación (GSMax y GSMin).

Las líneas punteadas muestran las trayectorias de la ganancia mínima de la señal de prueba (GPMin) y la ganancia mínima de la señal de saturación (GSMin). Las líneas continuas muestran los datos correspondientes a la ganancia máxima de la señal de prueba (GPMax) y la ganancia máxima de la señal de saturación (GSMax).

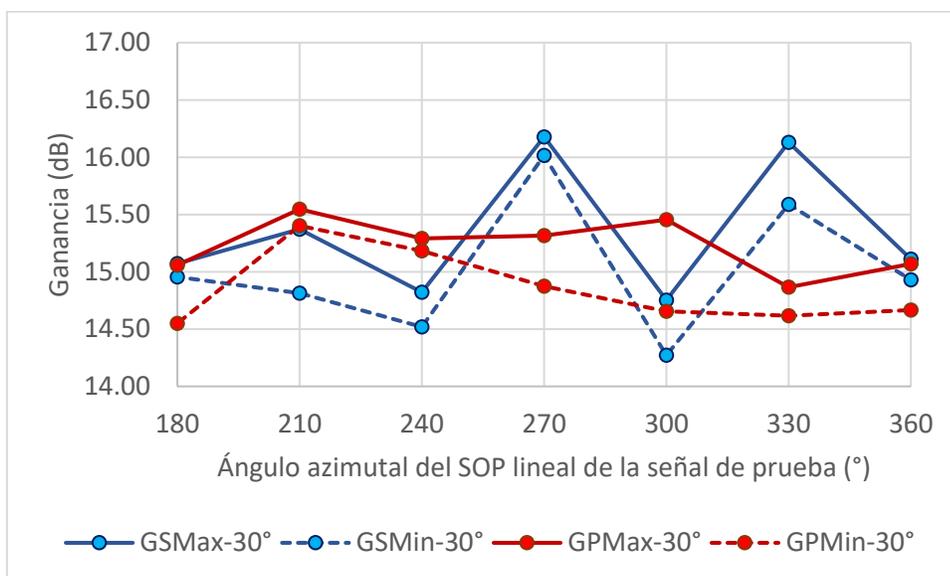


**Figura 64.** PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 0°, 180° y 360°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.

En la Fig. 64 se muestra la PDG promedio resultante de las mediciones de los SOPs de bombeo lineales a 0°, 180° y 360 grados. Se observa que las mediciones correspondientes a 240°, 270° y 330 grados de GS y GP no coinciden dentro del error experimental. La diferencia entre GS-0° y GP-0° en 330° es de ~1.2 dB, además en este punto GS > GP, al igual que en 270 grados. Para 240° GP > GS, y la diferencia prácticamente se anula (dentro del error experimental) para 270°. En general, para los ángulos restantes se puede considerar, dentro del error experimental, que GS-0° y GP-0° son iguales.

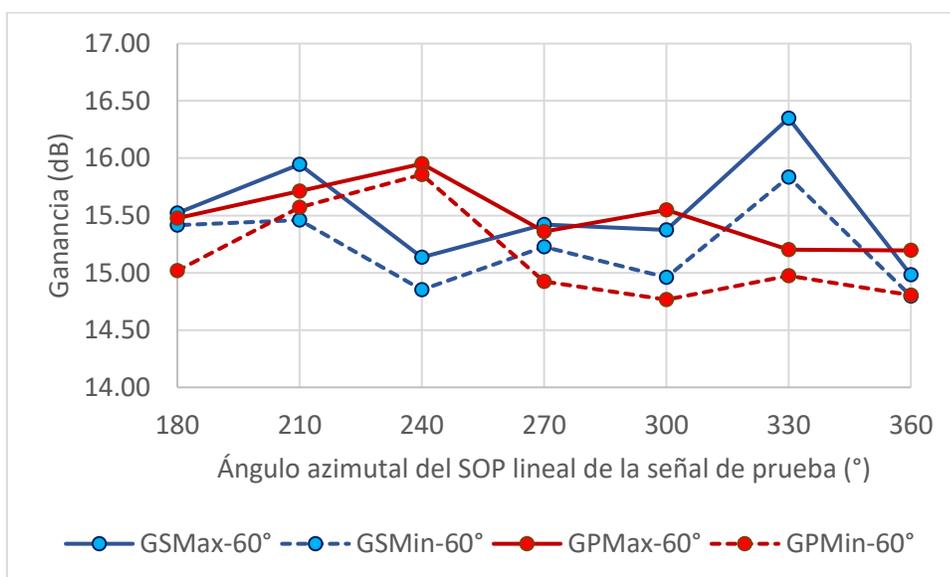
En la Fig. 65 se reporta la PDG promedio de los SOPs de bombeo lineales a 30° y 210°. De acuerdo con los resultados obtenidos, GS-30° y GP-30° en 180°, 210°, 300° y 360° coinciden dentro del error experimental. Sólo difieren en 240°, 270° y 330°.

Al igual que en la Fig. 64, la mayor diferencia se obtuvo para  $330^\circ$ . Para dicha orientación y para  $270^\circ$  grados la ganancia de la señal saturada es mayor que la ganancia de la señal de prueba ( $GS-30^\circ > GP-30^\circ$ ). El resultado obtenido para  $GS-30^\circ$  y  $GP-30^\circ$  en  $240^\circ$  es opuesto ( $GP-30^\circ > GS-30^\circ$ ), la señal de prueba se amplificó más que la señal de saturación.



**Figura 65.** PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a  $30^\circ$  y  $210^\circ$ , para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre  $180^\circ$  y  $360^\circ$  y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a  $90^\circ$ .

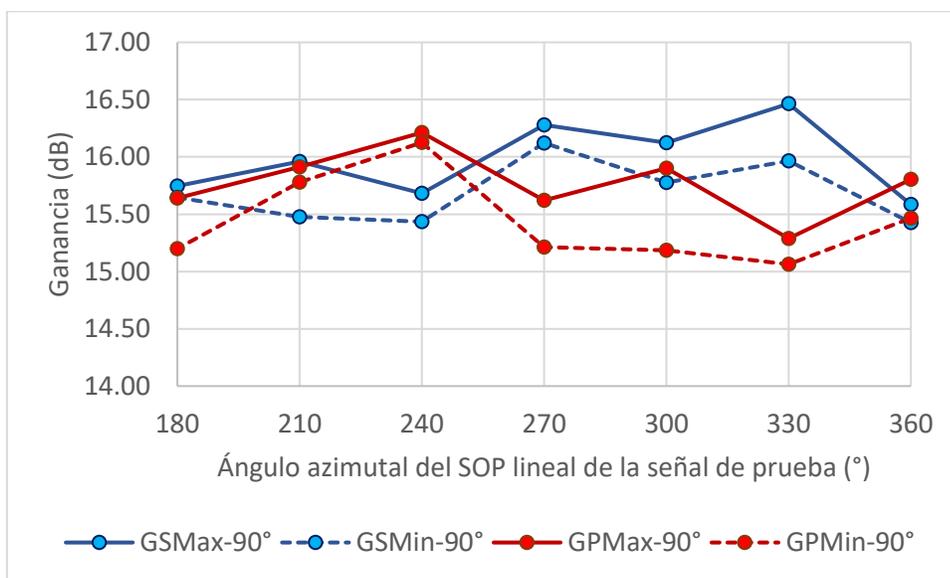
En la Fig. 66 se muestra la PDG promedio cuando el SOP lineal de bombeo estuvo orientado a  $60^\circ$  y  $240^\circ$ .



**Figura 66.** PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a  $60^\circ$  y  $240^\circ$ , para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre  $180^\circ$  y  $360^\circ$  y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a  $90^\circ$ .

A partir de los resultados mostrados en la Fig. 66, se tiene que GP-60° y GS-60° tuvieron valores diferentes sólo para 240° y 330°. Al igual que para los SOPs de bombeo a 0° y 30 grados GS-60° y GP-60° muestran una diferencia muy notoria en 330°; en este caso es de ~0.5 dB. Por otro lado, la relación de ganancia se invierte en 240 grados, donde GP-60° > GS-60°. En los ángulos restantes, GS-60° y GP-60° coinciden dentro del error experimental.

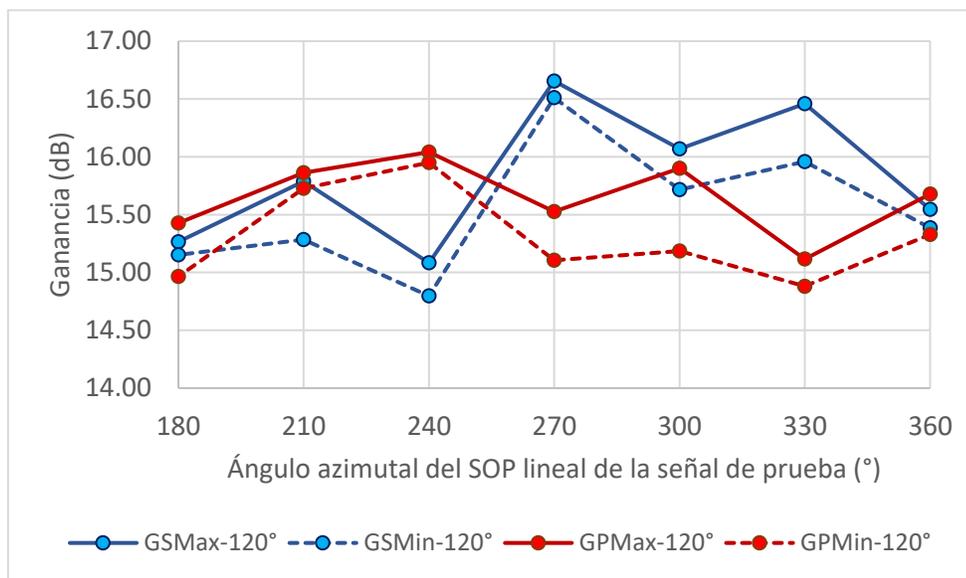
La PDG promedio de los SOPs de bombeo lineal a 90° y 270° se muestra en la Fig. 67. De acuerdo con estos resultados, GS-90° y GP-90° coincidieron dentro del error experimental en 180°, 210°, 300° y 360°. En estos puntos las bandas de error de GS-90° y GP-90° se traslapan. GS-90° > GP-90° en los SOPs lineales de la señal de prueba orientados a 270° y 330 grados; mientras que en 240 grados se obtuvo el comportamiento opuesto, GP-90 > GS-90. De acuerdo con los resultados mostrados, las ganancias de la señal pequeña y la señal de saturación presentaron una tendencia similar a la observada cuando el ángulo azimutal del SOP de bombeo fue de 30°.



**Figura 67.** PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 90 y 270°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180 y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.

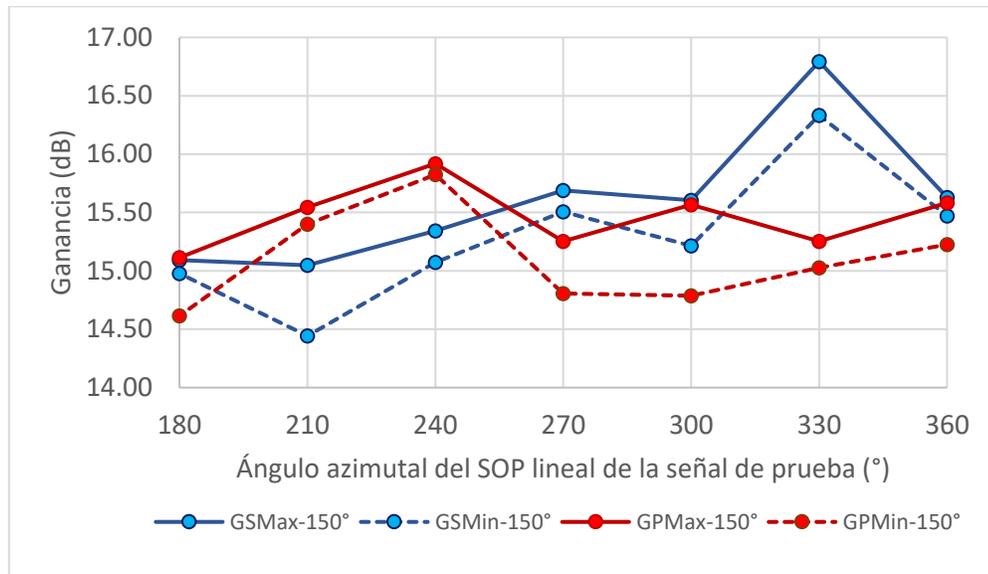
En la Fig. 68 se muestra la PDG promedio resultante de los SOPs de bombeo orientados a 120° y 300 grados. Las curvas de ganancia GS-120° y GP-120° tienen una tendencia similar a la observada en las Figs. 65 y 67 para los SOPs lineales de bombeo orientados a 30° y 90 grados, respectivamente. Aunque también coincide con lo presentado en la Fig. 65 (bombeo a 0°) en el sentido de que hay tres orientaciones de la

señal de prueba para las que los valores de ganancia difieren. Al igual que para los SOPs de bombeo mencionados, GS-120° y GP-120° son aproximadamente iguales en 180°, 210°, 300° y 360°; es decir, en estos puntos la diferencia entre ellas se encuentra dentro del error experimental. Las ganancias medidas difieren sólo para los SOPs de la señal de prueba a 240°, 270° y 330 grados. En 240° se observa que GP-120° > GS-120°. La condición anterior se invierte (GS-120° > GP-120°) en 270° y 330 grados.



**Figura 68.** PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 120° y 300°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.

Finalmente, la PDG promedio correspondiente a los SOPs lineales de bombeo a 150° y 330° se muestra en la Fig. 69.



**Figura 69.** PDG promedio de SOPs lineales de bombeo a 150° y 330°, para una señal de prueba (GP) linealmente polarizada para valores de su ángulo azimutal entre 180° y 360° y una señal de saturación (GS) linealmente polarizada a 90°.

De los resultados presentados en la Fig. 69 se puede observar que en los puntos correspondientes a los SOPs de la señal de prueba a 210°, 240°, 270° y 330 grados GP-150° y GS-150° difieren por encima del margen de error. Para los ángulos restantes GS-150° y GP-150° son aproximadamente iguales. Por otro lado, al igual que para los SOPs de bombeo orientados a 0°, 30°, 60°, 90° y 120 grados, se observa que  $GS > GP$  cuando el SOP de la señal de prueba estuvo orientado a 330° y  $GP < GS$  en 240°.

En el anexo B se muestran los valores de la PDG mostrados de la Figs 61-69 para los diferentes SOPs de bombeo.

## 6.2 Discusión de resultados

En esta sección se analizarán y discutirán los resultados obtenidos en la sección 6.1, comparándolos con los resultados reportados en los trabajos realizados por Greer, et al. (1994), Bruyere (1995) y Mazurczyk y Zyskind (1994).

### 6.2.1 Fusión de agujeros de polarización

En un EDFA, los efectos producidos por el uso de luz polarizada se han explicado comparando el desempeño de la ganancia de dos señales con longitudes de onda casi iguales (difieren en menos de 1 nm) con estados de polarización ortogonales entre sí. Una de las señales tiene una potencia alta, a ésta se le denomina señal de saturación y la otra es una señal pequeña, la cual es una señal no saturada. Siguiendo la nomenclatura usada por Mazurczyk y Zyskind, a la señal no saturada en este trabajo se le denomina señal de prueba.

Se considera que el material anfitrión (vidrio de sílice) del núcleo de la fibra dopada con erbio es amorfo, debido a lo cual en cada región del núcleo de la fibra activa se supone que existe el mismo número de iones alineados en cualquier dirección que se seleccione.

Las secciones transversales de absorción y emisión de los iones se pueden modelar como elipsoides con los ejes mayores alineados al azar en todas direcciones. Dicha distribución aleatoria produce un medio macroscópicamente isótropo, que se modifica cuando un láser con una potencia alta se usa para bombearlo, induciendo una distribución anisótropa. La anisotropía es generada por la excitación selectiva de iones que están alineados con el vector del campo óptico del bombeo. Por lo tanto, se ha propuesto que el cambio en la ganancia (PDG) depende de la orientación relativa de las polarizaciones de los haces de bombeo y de la señal.

Por otro lado, debido a la aleatoriedad de las orientaciones de los iones de erbio, para dos señales con polarizaciones ortogonales entre sí, se considera que cada señal tiene acceso a poblaciones con el mismo número de átomos. Por este motivo, si una señal es pequeña y la otra satura la ganancia, a pesar de que las poblaciones de iones a las que tienen acceso sean iguales, sus ganancias van a ser distintas. La señal de saturación (de mayor potencia) tiene una ganancia menor que la de la señal pequeña; a este efecto se le conoce como fusión de agujeros de polarización (Greer et. al., 1993), (Mazurczyk y Zyskind, 1994), (Becker et. al., 1999) y se le denota como PHB por sus siglas en inglés (Polarization Hole Burning).

Cabe señalar que en los artículos elaborados por Greer et. al. (1993), Mazurczyk y Zyskind (1994) y Bruyere (1995), la señal de prueba, de potencia menor, se usa para estudiar la amplificación del ruido; mientras que la señal de saturación representa a la señal portadora de datos. Como resultado de estos trabajos se menciona que debido a la PHB la señal de prueba muestra una mayor ganancia comparada con la señal de

saturación, lo que se traduce en un deterioro de la razón señal a ruido del EDFA, cuando opera con luz polarizada.

### **6.2.2 Análisis de los resultados obtenidos para la fibra Photonetics EDOS 103 y Fibercore DF1500E**

El estudio de la ganancia dependiente de polarización se realizó fijando el SOP de bombeo y variando el ángulo azimutal del SOP de la señal de prueba de 180 a 360° usando incrementos de 30°.

Teóricamente la ganancia debiera ser igual para los ángulos azimutales a 0°, 180° y 360°. Estos corresponden al mismo punto sobre la esfera de Poincaré; análogamente esto ocurre para las parejas de ángulos de 30° y 210°, 60° y 240°, 90° y 270°, 120° y 300°, 150° y 330°. Cabe señalar que en el experimento realizado se utilizó una placa polarizadora colocada sobre una montura rotatoria de giro manual para fijar el SOP del bombeo y un prisma polarizador colocado sobre una montura rotatoria motorizada para establecer el SOP de la señal de prueba.

Con base en los resultados mostrados para la fibra Photonetics EDOS-103 (Fig. 59), GP-0°, GP-180° y GP-360° presentan una diferencia mínima al variar la orientación del SOP de bombeo. Esto nos indica que la alineación de la placa polarizadora con el arreglo de fibra óptica construido se conservó durante las mediciones. Dicho dispositivo no introdujo cambios substanciales en las mediciones. Análogamente, para la muestra de fibra Fibercore DF1500E (Fig. 64) GP-0°, GP-180° y GP-360° también presentan una desviación mínima, exceptuando GP-360° en 300°.

Las mediciones reportadas incluyen también los promedios de las parejas de orientaciones colineales antes mencionadas. La repetición de las medidas se hizo con el fin de tener una visión más amplia de las posibles fuentes de error en la medición de la PDG y se usó para seleccionar las orientaciones con una reproducibilidad adecuada. Para ambas muestras se calculó el error estándar utilizando las tres mediciones efectuadas para un mismo ángulo azimutal (SOP lineal de bombeo orientado a 0°).

### **6.2.3 Perturbación del EDFA debida a vibraciones**

Ya que en este trabajo las ganancias medidas para la señal de prueba y la señal de saturación no presentan una diferencia notoria para la mayoría de los SOPs de bombeo, los cambios observados se atribuyen a que el prisma polarizador se colocó sobre una base rotatoria automatizada, que genera vibraciones al rotar el prisma.

Se piensa que las vibraciones llegaron a la EDF perturbando su operación. Esta hipótesis se basa en que se sabe que la presencia de vibraciones modifica el espectro de emisión ASE y ocasiona que se presenten cambios en la amplificación (Su, et al., 1993).

En nuestro caso, aparentemente las vibraciones introducidas alcanzan un nivel de equilibrio después de aplicar seis incrementos a la posición de la montura rotatoria que sostiene al prisma polarizador. Para las rotaciones subsecuentes las vibraciones presentes ya no generaron resultados estocásticos.

## **6.3 Dependencia de la PDG con respecto a la orientación relativa de los estados de polarización del bombeo y la señal**

### **6.3.1 PDG para la fibra Photonetics EDOS 103**

Con base en los resultados observados en las Figs. 60 a 62, se reconoce que la ganancia de la señal de prueba (GP) y la ganancia de la señal de saturación (GS) muestran tendencias similares para los SOPs lineales de bombeo orientados a  $0^\circ$  y  $60^\circ$ , excepto por la medición de la PDG en el ángulo de la señal de prueba orientado a  $240^\circ$ . En la Fig. 62 tanto a  $240^\circ$  como a  $270^\circ$  la ganancia de la señal de prueba es mayor que la de la señal de saturación, por lo que pudiera suponerse que existió PHB. Sin embargo, a  $270^\circ$  ambas señales son colineales, por lo que para amplificarse tuvieron acceso al mismo grupo de iones de erbio. La fusión de agujeros de polarización sólo pudiera haber ocurrido para  $240^\circ$ ; aunque de ser así, la diferencia debería anularse para  $270^\circ$  e incrementarse para  $210^\circ$  y  $180^\circ$ . Por lo contrario, puede observarse que la divergencia entre las ganancias se suaviza hacia  $180^\circ$ , donde debiera ocurrir un cambio máximo. Esto nos lleva a concluir que el cambio observado no puede ser resultado de la presencia de PHB. Cabe señalar que,

dado que las longitudes de onda son muy cercanas, esta respuesta no puede explicarse en términos de cambios en la dispersión de la birrefringencia de la EDF percibida por ambas señales.

Para el SOP lineal de bombeo orientado a  $120^\circ$  se pudo observar que GS y GP difieren por encima del margen de error sólo para los SOP de la señal de prueba orientados a  $210^\circ$  y  $300^\circ$ . A  $210^\circ$   $GP > GS$ , pero en  $180^\circ$  ambas ganancias coinciden, por lo que en este caso tampoco es posible asociar la diferencia en ganancias a la presencia de PHB.

Para los SOPs de bombeo de  $0^\circ$ ,  $60^\circ$  y  $120^\circ$  grados, la mayor diferencia entre GS y GP se presentó para el punto correspondiente a  $330^\circ$  del eje horizontal, aunque en estos casos  $GS > GP$ , contrariamente a lo que predice la fusión de agujeros de polarización. Para los SOP de bombeo a  $0^\circ$  y  $120^\circ$  el cambio fue de  $\sim 1$  dB y para el SOP de bombeo a  $60^\circ$  dicha diferencia fue de  $\sim 0.5$  dB.

Para los SOP de bombeo a  $60^\circ$  y  $120^\circ$ , la PDG se encuentra entre 15 y 17 dB. Para el SOP de bombeo a  $0^\circ$  la PDG está entre 15.7 y 17.5 dB.

Resumiendo, los resultados obtenidos al usar un bombeo polarizado para amplificar en forma simultánea una señal de saturación y una señal pequeña, también polarizadas, no concuerdan con la idea de que los cambios observados para la ganancia se deben a la fusión de agujeros de polarización (Greer, et al., 1994; Bruyere, 1995 y Mazurczyk y Zyskind, 1994). En la mayor parte de las mediciones reportadas para cada SOP lineal de bombeo las ganancias de ambas señales coinciden, dentro del error experimental. Únicamente en dos de las orientaciones del SOP de la señal pequeña, para cada SOP lineal del bombeo, se encontró que la ganancia de la señal pequeña fue mayor que la de la señal de saturación, resultado concuerda con el modelo de fusión de agujeros de polarización. Estos casos fueron:  $240^\circ$  para un SOP de bombeo a  $60^\circ$  y de  $210^\circ$  para el SOP de bombeo a  $120^\circ$ . Pero para los mismos bombeos, el cambio en las ganancias fue despreciable para  $180^\circ$  y  $360^\circ$  que corresponden a los casos extremos (orientaciones ortogonales de los SOPs de las señales). Por otra parte es importante hacer notar que a  $270^\circ$ , para los SOPs lineales de bombeo orientados a  $0^\circ$  y a  $60^\circ$ , la ganancia de la señal pequeña también fue mayor que la de la señal de saturación, pero en este caso los SOPs de la señal pequeña y la señal de saturación (alineada a  $90^\circ$ ) son colineales, por lo que el resultado no puede explicarse en términos del fenómeno de fusión de agujeros de polarización.

### 6.3.2 PDG para la fibra Fibercore DF1500E

De acuerdo con los resultados mostrados para GS y GP en las Figs. 64, 65, 66 y 67 (SOPs de bombeo a 0°, 30°, 90° y 120°), el comportamiento de ambas ganancias presentó tendencias similares. Únicamente los SOPs de bombeo a 60° y 150 grados mostraron un comportamiento global diferente.

Para los SOPs de bombeo de 0°, 30°, 90° y 120°, se observó que en los puntos correspondientes a 240° y 300°,  $GP > GS$ , lo que correspondería a la presencia de PHB si esta diferencia se incrementara para 180° y 360°, donde los estados de polarización de la señal de prueba y la señal de saturación son ortogonales. Sin embargo, como se mencionó en el párrafo anterior, para dichas orientaciones de la señal de prueba los valores de las ganancias coincidieron.

Para todos los SOPs de bombeo se cumple que cuando el SOP de entrada de la señal de prueba es de 330°,  $GS > GP$ . No existe un modelo que explique este comportamiento.

Además, para todos los SOPs de bombeo excepto 60°, se encontró que  $GS > GP$  para 270°. Dado que para esta orientación azimutal del SOP lineal de entrada de la señal de prueba, la orientación del SOP de la señal de saturación (90°) es colineal, tampoco existe un modelo que se haya propuesto para explicar este resultado.

Es interesante notar que el comportamiento observado para 270° y 330°, se presentó en ambas fibras.

Cabe mencionar que, aunque las curvas medidas para las PDG son similares para todos los SOPs de bombeo, el valor de la ganancia dependiente de la polarización exhibió diferentes rangos para cada SOP de bombeo. Para los SOPs de bombeo a 0° y 30°, GS y GP se encontró entre 14.2 y 16.3 dB, mientras que para los SOPs de bombeo a 60°, 90° y 120° estuvo entre 14.8 y 16.8 dB. Para el SOP de bombeo a 150 grados GS y GP se encontraron entre 14.5 y 16.8 dB.

Con base en lo antes mencionado se tiene que al igual que en la muestra de fibra Photonetics EDOS-103 los resultados obtenidos no son consistentes con el modelo de fusión de agujeros de polarización. Para ambas muestras de fibra GS y GP tienen valores muy próximos, la diferencia entre GS y GP estuvo dentro del error experimental para la mayor parte de las orientaciones de la señal de prueba, para todos los SOPs de bombeo reportados.

Siguiendo el análisis de la PDG elaborado por Mazurczyk y Zyskind (1994), debe notarse que dichos autores no especificaron el SOP del bombeo con el que realizaron las mediciones y reportaron sus resultados en un intervalo de  $-150^\circ$  a  $50^\circ$  sin mencionar el porqué de dicha selección. La señal de referencia dentro del intervalo usado presenta una respuesta simétrica, aunque el eje de simetría no se encuentra precisamente en  $0^\circ$ . Hubiera sido deseable que explicaran por qué eligieron dicho intervalo para llevar a cabo las mediciones, en vez de realizarlas de  $0^\circ$  a  $180^\circ$  o de  $0^\circ$  a  $360^\circ$ .

En este trabajo las mediciones se efectuaron de  $0^\circ$  a  $360^\circ$ , aunque en el análisis únicamente se utilizan las correspondientes al intervalo de  $180^\circ$  a  $360^\circ$ , para evitar los resultados estocásticos generados por las vibraciones. Considerando por separado los valores calculados para las ganancias de las señales de prueba y de referencia, se encontró que las GS para las parejas de SOPs de bombeo presentan una tendencia similar entre ellas.

Finalmente, a partir de los resultados obtenidos, consideramos que otro factor que afecta las mediciones es la temperatura. Las ganancias para los SOPs a  $0^\circ$  y  $360^\circ$  deberían de ser iguales, ya que estas mediciones son para el mismo punto, pero como se observa en las Figs. 63 y 82 estas mediciones difieren en algunos puntos por más 0.7 dB. Las mediciones se tomaron con una diferencia de tiempo (aproximadamente 4.5 horas entre ellas), durante este intervalo de tiempo la temperatura pudo presentar una variación que influyó en las mediciones. En trabajos anteriores se reporta que, ocurre un aumento o decremento en la potencia y el perfil de los picos de la fluorescencia cuando se varía la temperatura (Mireles. J. 2005). Además, se observó que una muestra de fibra de más de 2 m de longitud tenía una mayor sensibilidad a la temperatura que una muestra de 20 cm; es decir, el perfil espectral de la muestra de mayor longitud se deforma más que el de la muestra de menor longitud.

Kagi et. al., mostraron que la variación de la temperatura en EDFs influye en el valor de la ganancia. Este comportamiento se ha explicado por el cambio en la inversión de la población saturada, causada por el cambio en la distribución térmica de las poblaciones en los niveles inferior y superior (Kagi et. al., 1991).

La diferencia entre los resultados obtenidos y los reportados por Greer et. al. (1993), Mazurczyk y Zyskind (1994) y Bruyere (1995), probablemente se deba a que en este experimento, a diferencia de los realizados por los autores antes mencionados, se cancela el efecto de la birrefringencia introducido por cada dispositivo sobre el sistema utilizado. En los trabajos antes mencionados los autores no explican la dependencia de la PDG en función del bombeo, mientras que en este trabajo tanto el SOP de la señal de referencia, el de la señal de prueba y el del bombeo están bien definidos al entrar a la EDF.

Para poder desarrollar un modelo que explique el comportamiento observado es necesario primeramente tener un mejor control de la temperatura durante el proceso de medición, con el fin de mejorar la reproducibilidad.

## Capítulo 7. Conclusiones

---

Con el arreglo diseñado para este trabajo se realizó la medición simultánea de la ganancia de dos señales una de prueba (potencia baja) y otra que se opera en el régimen de saturación. En este experimento, los SOPs de las señales son ortogonales entre cuando el ángulo azimutal de la señal de prueba es igual a  $180^\circ$  o a  $360^\circ$ .

El uso de dobles bobinados helicoidales permite la cancelación del efecto de la birrefringencia en el sistema propuesto, lo que brinda un mejor control sobre el SOP tanto de la señal de prueba como de la señal de saturación y del bombeo.

Con base en los resultados obtenidos se concluye lo siguiente:

La ganancia no presentó una preferencia por alguna las señales; es decir, los valores calculados no coincidieron con el comportamiento que predice el modelo de fusión de agujeros de polarización.

Tanto la señal de saturación como la señal de prueba para la mayoría de los SOPs de bombeo coinciden en el máximo de ganancia. Para la muestra de fibra Photonetics en  $300^\circ$  y para la muestra de fibra Fibercore en  $330^\circ$ .

La diferencia máxima entre las señales se obtuvo para  $300^\circ$  y  $330^\circ$ , para la fibra Photonetics y la fibra Fibercore, respectivamente. En estos casos los valores medidos para la PDG no concuerdan con el modelo de fusión de agujeros de polarización.

En general, con el arreglo propuesto se obtuvo que GS y GP tienen valores aproximadamente iguales, su diferencia se encuentra dentro del error experimental calculado considerando errores estándar.

Para mejorar los resultados obtenidos, es recomendable realizar las mediciones teniendo un control más estricto de la temperatura, quizá realizar varias mediciones para el mismo SOP de bombeo en diferentes días a la misma hora. También sería recomendable realizar más de dos mediciones para cada SOP de la señal de prueba, esto para contrarrestar el ruido de fondo producido por la montura mecánica del prisma polarizador.

## Literatura citada

---

- Ayala Díaz, C. (2010) "Efecto del Control de la Birrefringencia en Amplificadores de Fibra Dopada con Erbio." Tesis de Doctorado en Ciencias UABC/Fac. Ingeniería-Ensenada, Baja California.
- Becker, P. M., Olsson, A. A., & Simpson, J. R. 1999. Erbium-doped fiber amplifiers: fundamentals and technology. Academic press.
- Bruyere, F., & Audouin, O. (1994). Penalties in long-haul optical amplifier systems due to polarization dependent loss and gain. *IEEE photonics technology letters*, 6(5), 654-656.
- Bruyere, F. (1995). Measurement of polarisation-dependent gain in EDFAs against input degree of polarisation and gain compression. *Electronics Letters*, 31(5), 401-403.
- Chandrasekhar, S. (2013). The equation of transfer. Fowler R.H., Kapitza P., Mott N.F., & Bullard E.C (Eds). Radiative transfer. Pp. 25
- Cortez Herrera, M. A. (2015). Efecto de la anisotropía de la fibra dopada con erbio sobre la estabilidad espectral, en potencia y en polarización, de la emisión de una fuente superluminiscente de doble paso. Tesis de Maestría en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Eyal, N. Friedman and M. Tur, 10th Meeting on Optical Engineering in Israel, International Society for Optics and Photonics (1997) 415-422.
- Feofilov, P. P., The physical basis of polarized emission. Consultants Bureau 1961.
- Fughihara, M. C., Kalinowski, H. J., Müller, M., Fabris, J. L., & Arellano, W. (2015). PDG Characterization of an EDFA Developed for CATV Application DOI: 10.14209/jcis. 2002.2. *Journal of Communication and Information Systems*, 17(2).
- Fuki, A. A., Kravtsov, Y. A., y Naida, O. N. (1998). Geometrical optics of weakly anisotropic media. CRC Press.
- García, J. R., Virgós, J. M., & Rovira, J. M. V. (1999). Fundamentos de óptica ondulatoria. Universidad de Oviedo.
- García, W.A. (2016). Notas del curso óptica de cristales. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Gil, P. M. A., & Pérez, J. G. (1991). El modelo de la esfera de Poincaré: representación de medios materiales. *Zubía*, (9), 9-17.
- Greer, E. J., Lewis, D. J., y Macauley, W. M. (1994). Polarisation dependent gain in erbium-doped fibre amplifiers. *Electronic Letters*, 30(1), 46-47.
- Hecht, E. (2002). *Optics* (4th ed.), San Francisco, California. Publishing as Addison Wesley. p. 22.
- Hentschel, C., Leckel, E., & Instruments, B. (1995). Complete analysis of erbium-doped fiber amplifiers. Technical Paper, HP 8153A Lightwave Multimeter.

- Hall, D. W., Haas, R., Krupke, W., & Weber, M. (1983). Spectral and polarization hole burning in neodymium glass lasers. *IEEE Journal of quantum electronics*, 19(11), 1704-1717.
- Hall, D. W., & Weber, M. J. (1983). Polarized fluorescence line narrowing measurements of Nd laser glasses: Evidence of stimulated emission cross section anisotropy. *Applied Physics Letters*, 42(2), 157-159.
- Ip, E., Lau, A. P. T., Barros, D. J., & Kahn, J. M. (2008). Coherent detection in optical fiber systems. *Optics express*, 16(2), 753-791.
- Jones, R.C. (1941). A new calculus for the treatment of optical systems, I. Description and Discussion of the Calculus. *Journal of the Optical Society of America*, 31(7), 488-493.
- Kagi, N., Oyobe, A., & Nakamura, K. (1991). Temperature dependence of the gain in erbium-doped fibers. *Journal of lightwave technology*, 9(2), 261-265.
- Ledesma Sillas, J.E. (2008). Medida del estado de polarización de señales amplificadas usando un edfa con un bobinado helicoidal. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California. Cap. 4. Pp. 23.
- Lichtman, E. (1995). Limitations imposed by polarization-dependent gain and loss on all-optical ultralong communication systems. *Journal of lightwave technology*, 13(5), 906-913.
- Mazurczyk, V. J., & Zyskind, J. L. (1994). Polarization dependent gain in erbium doped-fiber amplifiers. *IEEE photonics technology letters*, 6(5), 616-618.
- Mazzali, C., H. L. Fragnito, E. Palange, & D. C. Dini. (1996). "Fast method for obtaining erbium-doped fibre intrinsic parameters." *Electronics Letters* 32 (10): 921-922.
- Mireles, J. R. (2005). Caracterización de la fluorescencia de una fibra monomodal de vidrio de sílice activado con erbio aplicando modificaciones térmicas. Tesis de Maestría en Ingeniería Física Industrial. Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas UANL.
- Muller, Rolf H. (1969). Definitions and conventions in ellipsometry. *Surface Science* 16: 14-33.
- Salcedo Flores. L. F. (2014). Estudio de la ganancia de señales polarizadas en un amplificador de fibra dopada con erbio con birrefringencia controlada, Tesis de Maestría en Ciencias. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California.
- Salcedo, L. F., & Tentori, D. (2014, November). 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. In *Latin America Optics and Photonics Conference* (pp. LTu4A-21). Optical Society of America.
- Saleh, B. E., Teich, M. C., & Saleh, B. E. (1991). *Fundamentals of photonics* (Vol. 22). New York: Wiley.
- Shtaif, M., & Mecozzi, A. (2004). Polarization-dependent loss and its effect on the signal-to-noise ratio in fiber-optic systems. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(2), 671-673.
- Su, S. F., Olshansky, R., Smith, D. A., & Baran, J. E. (1993). Flattening of erbium-doped fibre amplifier gain spectrum using an acousto-optic tunable filter. *Electronics Letters*, 29(5), 477-478.
- Tang, S. T., & Kwok, H. S. (2001).  $3 \times 3$  Matrix for unitary optical systems. *JOSA A*, 18(9), 2138-2145.

- Taylor, M. G. (1993). Observation of new polarization dependence effect in long haul optically amplified system. *IEEE photonics technology letters*, 5(10), 1244-1246.
- 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., & 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., & Ledezma-Sillas, E. (2016). Birefringence description of a helical fiber-coil. *Revista Mexicana de Física*, 62(5), 489-495.
- Tentori, D., Garcia-Weidner, A., & Rodriguez-Garcia, J. A. (2016). Use of fiber helical coils to obtain polarization insensitive fiber devices. *Optical Fiber Technology*, 31, 13-19.
- Tentori, D., Trevino-Martinez, F., Ayala-Diaz, C., & Mendieta-Jimenez, F. J. (2001, July). Spectral birefringence characterization of helically wound monomode erbium-doped fibers. In *ITCom 2001: International Symposium on the Convergence of IT and Communications* (pp. 467-476). International Society for Optics and Photonics.
- Tipler, P. A., & Mosca, G. (2005). *Física para la ciencia y la tecnología* (Vol. 2). Reverté, pág. 1074.
- Treviño-Martinez, F., Tentori, D., Ayala-Díaz, C., and Mendieta-Jiménez, F. (2005) Birefringence assessment of single-mode optical fibers. *Optics express*, 13(7), 2556-2563.
- Urduan, T. C. (2005). *Statistics in plain English*. Taylor & Francis. (2da. edición), pág .8, 16 & 49.
- Wada, K., Narui, H., Yamamoto, D., Matsuyama, T., & Horinaka, H. (2011). Balanced polarization maintaining fiber Sagnac interferometer vibration sensor. *Optics express*, 19(22), 21467-21474.
- Weidner, A. G. "The Poincaré sphere: isolated and real trajectories describing the state of polarization." *Journal of optics*, 23, 3-12 (1992).
- Wysocki, P., & Mazurczyk, V. (1996). Polarization dependent gain in erbium-doped fiber amplifiers: computer model and approximate formulas. *Journal of lightwave technology*, 14(4), 572-584.
- Yun, S. H., Lee, B. W., Kim, H. K., & Kim, B. Y. (1999). Dynamic erbium-doped fiber amplifier based on active gain flattening with fiber acoustooptic tunable filters. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(10), 1229-1231.
- Zhou, X., Magill, P., & Birk, M. (2005). Model for polarization-dependent gain due to pump depletion in a WDM system with forward-pumped Raman amplification. *Journal of lightwave technology*, 23(3), 1056-1062.

## Anexo A. Dispositivos ópticos

### A.1 Diodo láser de bombeo de 980 nm

El diodo de bombeo es un diodo empaquetado tipo mariposa marca JDSU, modelo JDSU-S27-7402-460. Tiene un rango de operación entre 100 mW – 460 mW con pico de emisión  $\lambda = 979.7$  nm, cuenta con una rejilla de Bragg en fibra para su estabilización interna, empaquetado físico de 14 pins, enfriador termoeléctrico integrado, termistor para control de temperatura y sensor de monitoreo. Para su operación se fija a una montura ILX LIGTHWAVE modelo LDM-4980C10, la cual es conectada a un dispositivo controlador. Para su alimentación se usó un controlador ILX LIGTHWAVE modelo LDC-3722B que controla, a través de su temperatura, la estabilidad de su emisión.

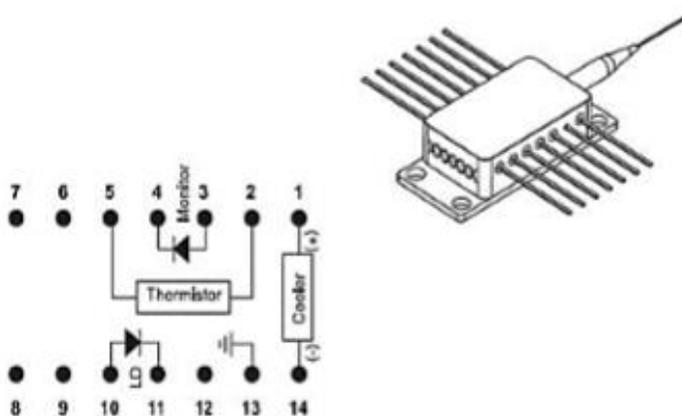


Figura 70. Configuración patillaje diodo laser de emisión  $\lambda = 980$  nm.

En este modelo en particular, la emisión de salida es dirigida hacia el arreglo experimental a través de una fibra óptica con conector tipo FC.

### A.2 Diodo láser de 1546 nm

Este es un diodo tipo mariposa marca QPHOFONICS, modelo QDFBLD-1550-50. Emite una potencia máxima de 45 mW con pico de emisión  $\lambda = 1546$  nm, cuenta con una rejilla de Bragg en fibra para su estabilización interna, empaquetado físico de 14 pins, enfriador termoeléctrico integrado, termistor para control de temperatura y sensor de monitoreo. Al igual que el diodo de 980 nm, para su operación se fija a una montura ILX LIGTHWAVE modelo LDM-4980C10, la cual es conectada a un dispositivo controlador. Para su alimentación se usó un controlador ILX LIGTHWAVE modelo LDC-3722B que controla, a través de su temperatura, la estabilidad de su emisión.

### A.3 Aislador para el diodo láser de bombeo

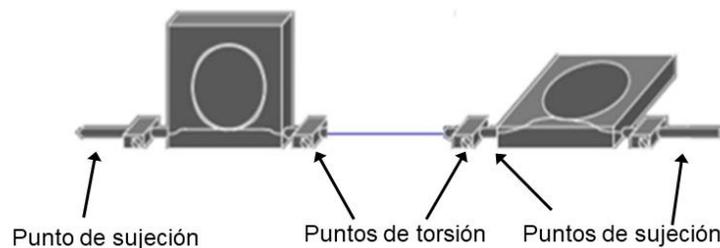
Es un aislador fabricado por el grupo KAIFA, modelo ISL-A-98-SANN. Sus principales parámetros son: aislamiento insensible a la polarización a  $\lambda = 980 \text{ nm}$ , pérdidas por inserción menores a 0.76 dB, pérdidas dependientes de la polarización menores a 0.2 dB y un factor de extinción de 34 dB. Tiene como característica principal estar empalmado directamente al diodo de bombeo para 980 *nm* y su extremo de salida tiene un conector tipo FC.

### A.4 Aislador para diodo láser 1546 nm

Es un aislador fabricado por E-TEK, modelo PIFI-1550-IL-AO. Los parámetros de dicho aislador son: aislamiento insensible a la polarización a  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ , pérdidas por inserción menores a 2.76 dB y un factor de extinción de 39 dB. Al igual que el aislador de bombeo está empalmado directamente al diodo de 1550 nm y su extremo de salida tiene un conector tipo FC.

### A.5 Diseño del doble bobinado helicoidal

La cancelación del efecto de birrefringencia se realiza modificando la birrefringencia residual a través del efecto de birrefringencia inducida. Esto se logra al bobinar helicoidalmente la fibra formando dos hélices con sentido de giro opuesto. Así, 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 (Tentori, D., et al, 2016). Las dos bobinas tienen el mismo diámetro y longitud, solamente giro opuesto. Las bobinas 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. En la Fig. 71 se muestra el bobinado helicoidal de la fibra.



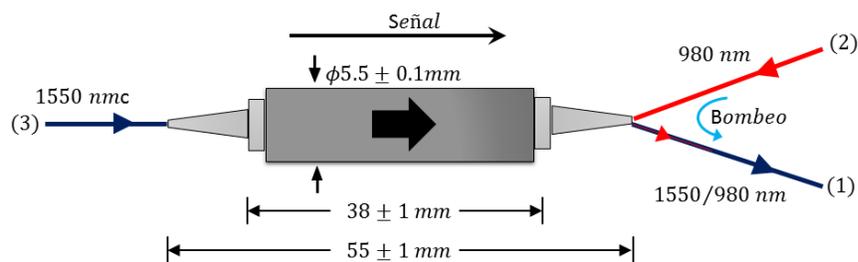
**Figura 71.** Esquema de la montura del doble bobinado helicoidal para la cancelación del efecto de la birrefringencia.

El giro de la fibra permite manipular la orientación relativa de los ejes de simetría de las bobinas, así es posible introducir un ángulo de magnitud variable entre sus ejes de birrefringencia y con esto es posible minimizar el efecto de la birrefringencia residual de la señal que llega a ella.

## A.6 Multiplexor/aislador con bobinados dobles

Un acoplador WDM (Wavelength Division Multiplexing) permite acoplar dos o más señales de longitud de onda diferente en un mismo brazo de fibra con pérdidas despreciables. En el caso de un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA), éste permite combinar la señal de datos que desea amplificarse, con la señal de bombeo.

El acoplador/aislador IWDM utilizado para obtener el espectro de emisión en los experimentos realizados al bombear la fibra óptica con un haz láser a 980 nm, es un dispositivo marca OPTOSUN  $2 \times 1$ , modelo IWDML8025164 tiene tres brazos de fibra óptica con conector tipo FC; el brazo (1) acepta longitudes de onda centradas en 1550 nm y 980 nm, el brazo (2) longitudes de onda centradas en 980 nm y el brazo (3) longitudes de onda centradas en 1550 nm. El acoplador WDM tiene integrado un aislador óptico para evitar retroalimentación proveniente del brazo 3 hacia el resto de los brazos (1 y 2) y presenta pérdidas dependientes de polarización menores a 0.1 dB. En la Fig. 72 se muestra el esquema de un acoplador WDM en contrapropagación.

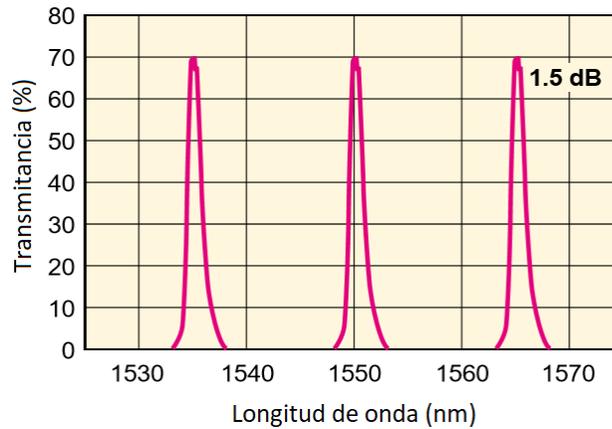


**Figura 72.** Diagrama de multiplexor 2x1 en copropagación. Entrada (1) y (2) de fibra Hi1060 y salida de fibra SMF-28e+.

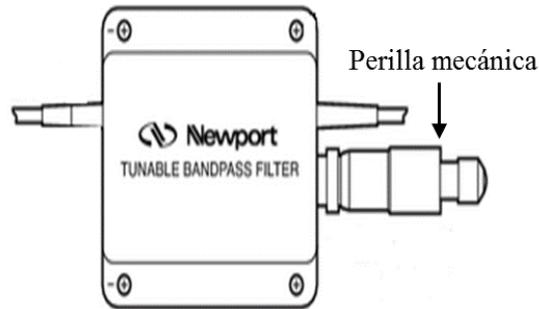
## A.7 Filtro sintonizable

Se utiliza un filtro sintonizable marca Newport TBF-1550-1.0 para los arreglos experimentales, el cual tiene las siguientes características: 0.8 nm de fineza de línea, rango de operación en la banda C de comunicaciones (1535 nm a 1565 nm), pérdidas por inserción de 1.5 dB y conectores de fibra óptica para su fácil manipulación (ver Fig. 74). El ancho de banda de la función de transferencia es de 0.9 nm y el rango

espectral libre de 15 nm. En la Fig. 73 se muestra la transmitancia del filtro sintonizable en función de la longitud de onda.



**Figure 73.** Función de transmitancia del filtro sintonizable en función de la longitud de onda.



**Figure 74.** Filtro sintonizable marca Newport con conectores de fibra óptica.

En la Fig. 74 se observa una perilla mecánica la cual permite seleccionar una longitud de onda específica.

## A.8 Analizador de espectro óptico

Se utiliza un analizador de espectros ópticos marca Advantage, modelo Q8384, el cual permite obtener los espectros de emisión. El rango de operación espectral de este aparato va de 700 nm a 1700 nm, su sensibilidad es de  $-87$  dBm y su resolución de ancho de banda de 10 pm.

## A.9 Analizador de polarización

Se detallan las características principales del instrumento utilizado para analizar el estado de polarización de las diferentes señales tratadas en este trabajo de tesis. El instrumento marca Agilent modelo 8509C tiene un banda de operación entre 1280 nm y 1640 nm (cobertura en las banda de comunicaciones S, C y L), resolución de lectura de la longitud de onda 0.1 pm, exactitud de longitud de onda relativa 1 pm,

modo de operación para referencia externa del estado de polarización, interfaz por computadora para facilitar la adquisición de datos, despliegue numérico de la información en formato de vectores de Stokes normalizado.

### **A.10 Fibras dopadas con erbio**

Se emplearán dos fibras dopadas con erbio distintas con características similares. Estas son una fibra Photonetics EDOS-103 de 14.5 m de longitud y una fibra FIBERCORE DF1500 de 25 m de longitud. Sus principales características son: la fibra Photonetics EDOS-103 tiene una concentración de aproximadamente 80 ppm (partes por millón) y una atenuación de 0.16 dB/m a una longitud de onda de 980 nm. La fibra FIBERCORE DF1500E es una fibra de germano-silicato que presenta una atenuación de 0.095 dB/m a 980 nm y la concentración del elemento activo es de 40 a 45 ppm aproximadamente.

## Anexo B. PDG de una señal de prueba y una señal de saturación

### B.1 PDG Fibra Photonetics EDOS-103

En las tablas 5-7 se muestran, a modo de resumen, los valores de la ganancia de la señal de referencia y la señal de prueba de las Figs. 60 a 62.

**Tabla 5.** Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 0 y 30°, variando el SOP de la señal de prueba de 180 a 360° en incrementos de 30 grados.

Ángulo azimutal de SP	GSM <sub>Max-0°</sub> (dB)	GSM <sub>Min-0°</sub> (dB)	GPM <sub>Max-0°</sub> (dB)	GPM <sub>Min-0°</sub> (dB)	GSM <sub>Max-30°</sub> (dB)	GSM <sub>Min-30°</sub> (dB)	GPM <sub>Max-30°</sub> (dB)	GPM <sub>Min-30°</sub> (dB)
180	16.85	16.71	16.59	16.35	16.57	16.42	16.04	15.76
210	17.15	16.98	17.50	17.19	16.89	16.70	17.16	16.82
240	16.93	16.66	17.30	16.94	16.84	16.57	17.24	16.87
270	16.28	15.93	16.72	16.57	15.78	15.39	16.09	15.93
300	17.18	16.97	16.12	15.72	16.81	16.57	16.08	15.67
330	16.60	16.32	16.98	16.65	16.29	15.99	16.55	16.18
360	17.07	16.60	16.80	16.27	16.34	15.77	16.76	16.22

**Tabla 6.** Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 60 y 90°, variando el SOP de la señal de prueba de 180 a 360° en incrementos de 30 grados.

Ángulo azimutal de SP	GSM <sub>Max-60°</sub> (dB)	GSM <sub>Min-60°</sub> (dB)	GPM <sub>Max-60°</sub> (dB)	GPM <sub>Min-60°</sub> (dB)	GSM <sub>Max-90°</sub> (dB)	GSM <sub>Min-90°</sub> (dB)	GPM <sub>Max-90°</sub> (dB)	GPM <sub>Min-90°</sub> (dB)
180	16.08	39.04	16.05	15.77	16.41	16.25	15.92	15.64
210	16.18	46.17	16.82	16.46	16.17	15.95	16.81	16.44
240	16.05	47.04	16.92	16.52	16.51	16.21	16.99	16.60
270	15.72	43.41	16.45	16.30	15.74	15.34	16.03	15.87
300	16.12	37.60	15.96	15.54	16.44	16.19	15.91	15.49
330	15.86	44.18	16.63	16.26	16.05	15.74	16.29	15.89
360	15.87	40.71	16.38	15.79	16.69	16.17	16.45	15.87

**Tabla 7.** Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 120 y 150°, variando el SOP de la señal de prueba de 180 a 360° en incrementos de 30 grados.

Ángulo azimutal de SP	GSM <sub>Max-120°</sub> (dB)	GSM <sub>Min-120°</sub> (dB)	GP <sub>Max-120°</sub> (dB)	GP <sub>Min-120°</sub> (dB)	GSM <sub>Max-150°</sub> (dB)	GSM <sub>Min-150°</sub> (dB)	GP <sub>Max-150°</sub> (dB)	GP <sub>Min-150°</sub> (dB)
180	17.10	16.96	16.18	15.91	16.22	16.06	16.28	16.02
210	16.99	16.81	17.38	17.07	16.37	16.16	16.93	16.57
240	17.19	16.93	16.91	16.52	16.80	16.52	16.86	16.45
270	16.56	16.23	16.64	16.49	16.34	16.00	16.49	16.34
300	17.41	17.21	16.23	15.84	16.83	16.60	15.70	15.26
330	16.91	16.66	16.65	16.29	16.61	16.34	16.48	16.10
360	17.36	16.92	16.94	16.42	16.64	16.11	16.68	16.13

## B.2 PDG Fibra Fibercore DF1500E

En las tablas 8-10 se muestran, a modo de resumen, los valores de la ganancia de la señal de referencia y la señal de prueba de las Figs. 64 a 69.

**Tabla 8.** Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 0 y 30°, variando el SOP de la señal de prueba de 180 a 360° en incrementos de 30 grados.

Ángulo azimutal de SP	GSM <sub>Max-0°</sub> (dB)	GSM <sub>Min-0°</sub> (dB)	GP <sub>Max-0°</sub> (dB)	GP <sub>Min-0°</sub> (dB)	GSM <sub>Max-30°</sub> (dB)	GSM <sub>Min-30°</sub> (dB)	GP <sub>Max-30°</sub> (dB)	GP <sub>Min-30°</sub> (dB)
180	15.27	15.16	15.39	14.92	15.07	14.96	15.06	14.55
210	15.17	14.58	15.21	15.05	15.37	14.81	15.55	15.40
240	14.82	14.51	15.38	15.27	14.82	14.52	15.29	15.18
270	15.75	15.57	15.43	15.00	16.18	16.02	15.32	14.88
300	15.17	14.74	15.83	15.11	14.75	14.27	15.46	14.66
330	16.29	15.77	14.56	14.29	16.13	15.59	14.87	14.62
360	15.42	15.26	15.28	14.89	15.11	14.93	15.07	14.67

**Tabla 9.** Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 60 y 90°, variando el SOP de la señal de prueba de 180 a 360° en incrementos de 30 grados.

Ángulo azimutal de SP	GSMa-60° (dB)	GSMi-60° (dB)	GPMa-60° (dB)	GPMi-60° (dB)	GSMa-90° (dB)	GSMi-90° (dB)	GPMa-90° (dB)	GPMi-90° (dB)
180	15.52	15.41	15.48	15.02	15.75	15.65	15.64	15.20
210	15.94	15.46	15.71	15.57	15.96	15.48	15.91	15.78
240	15.13	14.85	15.95	15.86	15.68	15.44	16.21	16.13
270	15.42	15.23	15.36	14.92	16.28	16.12	15.62	15.21
300	15.37	14.96	15.55	14.77	16.12	15.78	15.90	15.18
330	16.35	15.84	15.20	14.97	16.46	15.97	15.29	15.06
360	14.98	14.80	15.19	14.80	15.59	15.43	15.80	15.47

**Tabla 10.** Ganancia dependiente de la polarización máxima y mínima de la señal de saturación (GS) y la señal de prueba (GP), para los SOPs lineales de bombeo a 120 y 150°, variando el SOP de la señal de prueba de 180 a 360° en incrementos de 30 grados.

Ángulo azimutal de SP	GSMa-120° (dB)	GSMi-120° (dB)	GPMa-120° (dB)	GPMi-120° (dB)	GSMa-150° (dB)	GSMi-150° (dB)	GPMa-150° (dB)	GPMi-150° (dB)
180	15.26	15.15	15.43	14.97	15.09	14.98	15.11	14.61
210	15.79	15.28	15.86	15.73	15.05	14.44	15.55	15.40
240	15.08	14.80	16.04	15.95	15.34	15.07	15.92	15.82
270	16.66	16.51	15.53	15.11	15.69	15.51	15.25	14.81
300	16.07	15.72	15.90	15.19	15.61	15.21	15.57	14.79
330	16.46	15.96	15.12	14.88	16.79	16.33	15.25	15.03
360	15.55	15.38	15.68	15.33	15.63	15.47	15.58	15.23