

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA
FACULTAD DE INGENIERÍA ENSENADA



PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN CIENCIAS E INGENIERÍA

EFFECTO DEL CONTROL DE LA BIRREFRINGENCIA EN
AMPLIFICADORES DE FIBRA ÓPTICA (EDFAs)

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta:

CÉSAR AYALA DÍAZ

Ensenada, Baja California, México.

Agosto de 2010

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA

FACULTAD DE INGENIERÍA
UNIDAD ENSENADA

**Efecto del control de la birrefringencia en amplificadores de fibra
óptica (EDFAs)**

TESIS

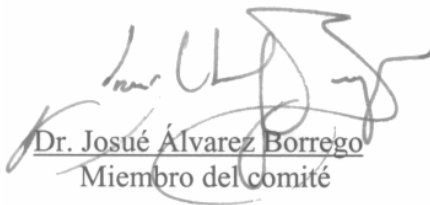
Que para obtener el grado de doctorado en ciencias presenta:

César Ayala Díaz

Aprobada por:



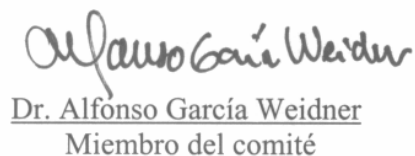
Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Director de tesis



Dr. Josué Álvarez Borrego
Miembro del comité



Dr. Roberto Machorro Mejía
Miembro del comité



Dr. Alfonso García Weidner
Miembro del comité



Dr. Juan C. Tapía Mercado
Miembro del comité

Ensenada Baja California, México. Junio 2010

DEDICATORIA

A *Dios* por darme la paciencia, la fortaleza, la sabiduría y la salud para concluir este proyecto.

A mi esposa *Blanca Edith*, por todo su amor, cariño y paciencia que siempre he recibido. Este logro también es tuyo.

A mis padres, *Luis* y *Ramona* por todo el apoyo que he recibido de ellos, gracias por darme la vida y poder gozar de estos frutos.

A mi perrito French Poodle *Toby* por ser tan bello y hermoso, gracias *Dios* por poner a este ser tan maravilloso a nuestro lado.

AGRADECIMIENTOS

A la *Dra. Diana Tentori* por su paciencia, sus enseñanzas y por permitirme trabajar a su lado durante todo este tiempo. Gracias por su amistad y la confianza que deposito en mí.

A mi comité de tesis: *Dr. Josué Álvarez Borrego, Dr. Roberto Machorro Mejía, Dr. Alfonso García Weidner y Dr. Juan Tapia Mercado*, gracias por su tiempo y dedicación para mejorar este trabajo.

Un reconocimiento especial al *Dr. Juan Iván Nieto Hipólito* por todo su apoyo al frente de la coordinación del postgrado y al *Dr. Oscar Roberto López Bonilla* por su dedicada labor al frente de la dirección de la Facultad de Ingeniería Ensenada, mil gracias!

A mis amigos ciclistas del CICESE-UABC por su amistad y buenos momentos que hemos pasado juntos: *Amelia Portillo y Raúl Yépiz, Arturo Ocampo y Alona, César Almeda, Ulises Cruz y Teresa Frías, Ramón Muraoka y Urania Ceseña, Miguel Farfán, Raúl Rangel, Manolote* y a todos aquellos que escapan de mi memoria en este momento, gracias!!!

A todos y cada uno de los miembros del equipo de la *International Networkers Team* en Ensenada, gracias por todo su apoyo, por ese crecimiento personal invaluable, por una transformación del ser humano a fondo, rompiendo paradigmas y rumbo a la abundancia eterna en todos los aspectos de la vida. SI!!!!

A mis amigos y compañeros del CBTis41 que de alguna u otra forma me impulsaron a seguir adelante y no desfallecer: *Marcial Castro, Raymundo Mirón, Eliseo Estudillo, Benjamín Juárez, Ramiro Moreno, Sandy y Leslie Vallejo, Doña Mary Molina, Silvia Olivares, Chavita Martínez y Sergio Beltrán, Luz Acosta y Laura Chanes*, gracias por ser parte de esta aventura.

A la Universidad Autónoma de Baja California y a la Facultad de Ingeniería Ensenada gracias por aceptarme para llevar a cabo mis estudios de postgrado.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por todas las facilidades otorgadas para llevar a cabo los experimentos relacionados con este trabajo de investigación así como de sus instalaciones de computo, muchas gracias!

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la beca de manutención otorgada durante todo el tiempo que se desarrollo el presente trabajo, gracias.

CONTENIDO

	Página
I. INTRODUCCIÓN	1
I.1 Objetivo	3
I.2 Organización de la tesis	3
I.3 Directora de tesis	5
II. ÓPTICA DE POLARIZACIÓN DE FIBRAS ÓPTICAS	6
II.1 Introducción	6
II.2 Modelo trigonométrico de la luz. Elipse de polarización	6
II.3 Cálculo de Jones	10
II.4 Calculo diferencial de Jones: Matrices N	14
II.5 Birrefringencia lineal y circular	16
II.6 Esfera de Poincaré	18
II.7 Vectores de Stokes y matrices de Mueller	19
III. IDENTIFICACIÓN DE LA ANISOTROPÍA A TRAVÉS DEL MAPA COMPLEJO DE POLARIZACIÓN	25
III.1 Introducción	25
III.2 Representación basada en el plano complejo	25
III.3 Retardo lineal	27
III.3.1 Polarización circular de entrada	28
III.3.2 Polarización lineal de entrada	29
III.3.3 Polarización elíptica de entrada	33

	Página
III.4 Retardo circular	34
III.4.1 Polarización circular de entrada	34
III.4.2 Polarización lineal de entrada	35
III.4.3 Polarización elíptica de entrada	35
III.5 Retardo elíptico	35
III.5.1 Polarización circular de entrada	36
III.5.2 Polarización lineal de entrada	39
III.6 Representación basada en la esfera de Poincaré	44
III.6.1 Retardador lineal	45
III.6.2 Retardador circular	46
III.6.3 Retardador elíptico	47
IV. CANCELACIÓN DE LA BIRREFRINGENCIA EN UN AISLADOR ÓPTICO	50
IV.1 Introducción	50
IV.2 Flexión en una fibra óptica	50
IV.3 Arreglo experimental utilizando bobinas con diferentes diámetros	51
IV.4 Evaluación para los distintos diámetros	53
IV.5 Control de la birrefringencia en las colas de fibra óptica	63
IV.6 Arreglo experimental para cancelar la birrefringencia en un aislador óptico	66
IV.7 Discusión de resultados	67

	Página
V. AMPLIFICACIÓN DE SEÑALES POLARIZADAS Y CONSERVACIÓN DEL ESTADO DE POLARIZACIÓN	71
V.1 Introducción	71
V.2 Ecuaciones de población para el sistema SiO ₂ :Er ³⁺ en un sistema de tres niveles	71
V.3 Ganancia para señal pequeña	75
V.4 Régimen de saturación	78
V.5 Medio amplificador	80
V.6 Amplificación de señales polarizadas	81
V.7 Fusión de agujeros de polarización	81
V.8 Secciones transversales de emisión y absorción	82
V.9 Construcción del doble bobinado helicoidal y cancelación de su birrefringencia	83
V.10 Arreglo experimental de un EDFA para señales polarizadas	87
V.11 Discusión de resultados	89
VI. CONCLUSIONES	95
Bibliografía	97

LISTA DE FIGURAS

Figura		Página
1	Diferentes formas de la elipse como función de la diferencia de fase ϕ .	8
2	Parámetros de un estado de polarización elíptico.	9
3	Medio birrefringente de caras plano-paralelas, con origen de coordenadas en la superficie por donde entra la luz.	15
4	a) Ejemplo de un material isótropo, b) y uno anisótropo.	17
5	Ejemplo de molécula quiral.	17
6	Esfera de Poincaré. Se muestran los distintos estados de polarización.	18
7	Trazado del arco para localizar el punto donde se encuentra un estado de polarización resultante.	19
8	Esfera de Poincaré en la que se representa un estado de polarización \mathbf{S} en coordenadas cartesianas mediante los parámetros de Stokes (S_1, S_2, S_3) y en coordenadas esféricas por medio de los ángulos azimutales (α) y de elipticidad (ε).	22
9	Estados de polarización representados en el plano complejo.	27
10	Retardador lineal iluminado con luz polarizada circularmente. Para una muestra con el eje rápido de birrefringencia a un ángulo $\alpha < 45^\circ$ los centros de las trayectorias circulares son positivas, mientras que para $\alpha > 45^\circ$ son negativos.	28
11	Muestra con el eje rápido de birrefringencia a un ángulo $\alpha = 0^\circ$ y ángulo azimutal variable φ de la señal lineal de entrada. Cuando $\varphi \rightarrow 90^\circ$ o 270° , el radio tiende a infinito.	30
12	Muestra con el eje rápido de birrefringencia a un ángulo $\alpha = 30^\circ$ y orientación variable de la señal lineal de entrada (ángulo azimutal $0 < \varphi < 180^\circ$).	31
13	Retardador lineal iluminado con una polarización lineal de entrada ($\varphi = 0$). Diferentes orientaciones de la muestra fueron consideradas. Los círculos del lado derecho corresponden a $\alpha < 45^\circ$ y los del lado izquierdo a $\alpha > 45^\circ$.	32

Figura		Página
14	Retardador lineal con orientación variable del eje rápido de birrefringencia, $0^\circ < \alpha < 180^\circ$. La señal de entrada ha sido fijada a una polarización lineal ($\varphi = 30^\circ$).	32
15	Retardador elíptico alineado con el marco de referencia del laboratorio ($\alpha = 0^\circ$). Cada uno de los círculos tiene diferente ángulo de elipticidad ($0^\circ < \varepsilon < 90^\circ$). La señal de entrada está circularmente polarizada a la izquierda.	37
16	Retardador elíptico con ángulo de elipticidad $\varepsilon = 22.5^\circ$. La señal de entrada está polarizada circularmente a la izquierda. Estas trayectorias fueron calculadas variando el ángulo azimutal α de la muestra de 0 a 180° .	38
17	Es una ampliación de la figura 15, que ayuda a visualizar la evoluta (líneas punteadas) y la envolvente (eje real) de esta familia de círculos. La evoluta es una parábola cuyo foco coincide con el estado de polarización de entrada.	38
18	Retardadores elípticos alineados con el marco de referencia del laboratorio iluminados con una polarización lineal horizontal de entrada ($\alpha = \varphi = 0^\circ$). El ángulo de elipticidad del retardador varía de 0 a 90° .	40
19	Retardador elíptico con ángulo de elipticidad $\varepsilon = 22.5^\circ$, alineado con el marco de referencia del laboratorio e iluminado con una señal de entrada polarizada linealmente. El ángulo azimutal φ de la polarización lineal de entrada varía de 0 a 90° .	41
20	Retardador elíptico con un ángulo de elipticidad $\varepsilon = 22.5^\circ$ iluminado con una polarización lineal de entrada y $\alpha = 30^\circ$. El ángulo azimutal φ de la señal de entrada polarizada linealmente varía de 0 a 90° .	41
21	Retardador elíptico con un ángulo de elipticidad $\varepsilon = 22.5^\circ$ iluminado con una polarización lineal de entrada y $\alpha = 120^\circ$. El ángulo azimutal φ de la señal de entrada polarizada linealmente varía de 0 a 90° .	42

Figura		Página
22	Retardador elíptico con un ángulo de elipticidad $\varepsilon = 22.5^\circ$ iluminado con una señal de entrada polarizada linealmente con ángulo azimutal $\varphi = 0^\circ$. Estas trayectorias corresponden a diferentes valores del ángulo azimutal (α) del eje rápido de birrefringencia de la muestra (0 a 90°). Los centros de las trayectorias circulares están localizados a lo largo de una curva asintótica a una línea recta de pendiente igual a $\tan 2\varepsilon$.	43
23	Es una ampliación de la figura 21, que muestra a detalle que la evoluta de esta familia de círculos corresponde a las dos ramas de una hipérbola alineada con el eje imaginario.	43
24	Trayectorias descritas por el estado de polarización de la luz al propagarse por un retardador lineal. Cada círculo corresponde a la evolución de una señal de entrada linealmente polarizada, con un ángulo azimutal diferente. a) $\varphi = 5$ a 45° ; b) $\varphi = 55$ a 85° . Los eigenmodos se localizan sobre el ecuador.	46
25	Trayectoria que describe el vector de Stokes de una señal de entrada linealmente polarizada conforme se propaga a través de un retardador circular. Los eigenmodos se localizan en los polos.	47
26	Evolución del estado de polarización de una señal de entrada linealmente polarizada que se propaga por una fibra con retardo elíptico caracterizado por el ángulo $\sigma = 10^\circ$, para $\varphi = 5$ a 45° .	48
27	Diferentes trayectorias para un ángulo azimutal $\varphi = 10^\circ$; la elipticidad (σ) varía de 0 a 40° en pasos de 10° . Cada trayectoria tiene un eigenmodo diferente dependiendo del valor del ángulo de elipticidad.	49
28	Arreglo óptico utilizado para la medir la evolución del SOP en tres diferentes fibras, con diferente diámetro del bobinado.	52
29	Fibra estándar desnuda. Cada círculo mayor se genera al variar el ángulo azimutal del estado de polarización de entrada y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).	53
30	Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Cada círculo mayor se genera al variar el ángulo azimutal del estado de polarización de entrada y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).	54

Figura		Página
31	Fibra estándar con chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Cada círculo mayor se genera al variar el ángulo azimutal del estado de polarización de entrada y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).	54
32	Fibra estándar desnuda. Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.	55
33	Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.	55
34	Fibra estándar con chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.	56
35	Fibra estándar desnuda. Cada círculo mayor se genera al variar el ángulo azimutal del estado de polarización de entrada y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).	56
36	Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Cada círculo mayor se genera al variar 360° el ángulo azimutal del SOP_{in} y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).	57
37	Fibra con cubierta de chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Cada círculo mayor se genera al variar 360° el ángulo azimutal del SOP_{in} y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).	57
38	Fibra estándar desnuda. Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.	58
39	Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.	58

Figura	Página	
40	Fibra estándar con chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.	59
41	Fibra estándar desnuda. Cada círculo mayor se genera al variar el ángulo azimutal del SOP_{in} y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).	60
42	Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Cada círculo mayor se genera al variar 360° el ángulo azimutal del SOP_{in} y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).	60
43	Fibra con cubierta de chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Cada círculo mayor se genera al variar 360° el ángulo azimutal del SOP_{in} y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm).	61
44	Fibra estándar desnuda. Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.	61
45	Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.	62
46	Fibra estándar con chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.	62
47	Aislador óptico modificado.	65
48	Arreglo experimental utilizado para cancelar la birrefringencia del aislador óptico.	66
49	Longitud de onda a 1510 nm. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360°.	67

Figura		Página
50	Longitud de onda a 1550 nm. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360°.	68
51	Longitud de onda a 1553 nm. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360°.	68
52	Longitud de onda a 1570 nm. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360°.	69
53	Sistema de tres niveles de energía.	72
54	Curva de la ganancia típica de un EDFA.	79
55	Transiciones entre dos niveles de energía: a) Emisión espontánea, b) Emisión estimulada, c) Absorción.	80
56	Colección de átomos distribuida en toda una rebanada delgada con una sección transversal de absorción.	83
57	Arreglo experimental para cancelar la birrefringencia de un doble bobinado helicoidal.	84
58	Trayectoria del SOP de salida cuando se realiza un barrido del ángulo azimutal de polarizador (ecuador). El punto azul muy cercano al polo sur, representa un SOP circular izquierdo, que corresponde al SOP de salida asociado a la polarización circular derecha de entrada.	84
59	Trayectoria del SOP de salida cuando se realiza un barrido del ángulo azimutal de polarizador (círculo mayor). El punto rojo alejado del polo norte, representa un SOP elíptico de rotación derecha.	85
60	Arreglo experimental para cancelar la birrefringencia utilizando anillos de Lefevre en un doble bobinado helicoidal.	86
61	SOP de salida del bobinado helicoidal utilizando los anillos de Lefevre para $\lambda=1550\text{nm}$.	86
62	SOP de salida del bobinado helicoidal utilizando los anillos de Lefevre para $\lambda=1565\text{nm}$.	87

Figura		Página
63	Arreglo experimental para llevar a cabo la amplificación de señales polarizadas.	88
64	a) SOP de entrada al amplificador, b) SOP de salida en el EDFA a una potencia de bombeo de 25 mW.	89
65	a) SOP de salida en el EDFA para una potencia de bombeo de 50 mW, b) SOP de salida en el EDFA a una potencia de bombeo de 50 mW, con ajuste a los anillos de Lefevre.	90
66	Variación de los parámetros de Stokes ($\lambda = 1550$ nm), conforme la potencia de bombeo se incrementa. 1, representa la potencia de la señal de entrada, 2, la potencia de bombeo a 5 mW, 3, la potencia de bombeo a 10 mW y así sucesivamente hasta 11, que es la potencia de bombeo a 50 mW.	91
67	Espectro de emisión ASE y señal amplificada para una potencia de bombeo de 50 mW. La señal amplificada tiene una longitud de onda de 1550 nm.	91
68	a) SOP de entrada al amplificador, b) SOP de salida en el EDFA a una potencia de bombeo de 25 mW.	92
69	a) SOP de salida en el EDFA para una potencia de bombeo de 50 mW, b) SOP de salida en el EDFA a una potencia de bombeo de 50 mW, con ajuste a los anillos de Lefevre.	93
70	Variación de los parámetros de Stokes ($\lambda = 1565$ nm), conforme la potencia de bombeo se incrementa. 1, representa la potencia de la señal de entrada, 2, la potencia de bombeo a 5 mW, 3, la potencia de bombeo a 10 mW y así sucesivamente hasta 11, que es la potencia de bombeo a 50 mW.	93
71	Espectro de fluorescencia generado por el amplificador para una potencia de bombeo de 50 mW y una señal amplificada de 1565nm.	94

LISTA DE TABLAS

Tabla		Página
I	Matrices de Jones para diferentes elementos ópticos.	13
II	Matrices de Mueller para describir la birrefringencia de fibras monomodo.	23
III	Vectores de Stokes a la salida de la muestra de fibra.	24

INTRODUCCIÓN

La investigación y desarrollo de los amplificadores de fibra óptica se debe, en gran parte, a sus aplicaciones en telecomunicaciones. Los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFAs)¹ se caracterizan por su alta ganancia y bajo ruido, comportamiento lineal en el régimen de pequeña señal, inmunidad al cruce de señales en operaciones multicanal, gran ancho de banda óptico; compatibilidad inherente con la fibra del sistema de transmisión. Los EDFAs facilitan la transmisión de información incluyendo voz (conversaciones telefónicas), video (canales de TV) y datos (redes de computadoras); además estos amplificadores se pueden utilizar en aplicaciones de sensores ópticos.

Un EDFA es un dispositivo que permite amplificar señales ópticas directamente de señales ópticas, sin necesidad de cambiar las señales ópticas a eléctricas. Esta amplificación se debe a impurezas de erbio adicionadas en el núcleo de sílice que hacen posible la amplificación por emisión estimulada. Un circuito amplificador sencillo consiste de una fibra dopada con erbio, un acoplador dicróico para multiplexar la señal de entrada y el bombeo del diodo láser, además de aisladores para evitar que reflexiones indeseadas o el retroesparcimiento favorezcan la formación de una cavidad láser. Sistemas más sofisticados incluyen filtros de bombeo para remover, o regresar el bombeo no usado a la salida de la fibra, filtros supresores de emisión espontánea amplificada (ASE)² y de aplanamiento del espectro de ganancia.

Los EDFAs han incrementado la capacidad de transportación de información a distancias largas por medio de cables de fibra óptica. Estas distancias son ya de miles de kilómetros; sin embargo el desempeño de estos sistemas de transmisión por amplificación

¹ EDFA por sus siglas en inglés “*Erbium Doped Fiber Amplifier*”.

² ASE por sus siglas en inglés “*Amplified Spontaneous Emission*”.

óptica puede verse afectado por el promedio de la figura de ruido de los EDFAs. En 1993 Taylor reportó un incremento en el promedio de la figura de ruido en una línea de comunicación de larga distancia. Este cambio que deterioró el desempeño del sistema de transmisión fue atribuido a pérdidas dependientes de la polarización (PDL)³. Este efecto decrementa la ganancia del sistema para una señal polarizada. Posteriormente en 1994 Mazurczyk y Zyskind demostraron que una parte importante de este deterioro se origina en los amplificadores de fibra de erbio a través de la ganancia dependiente de la polarización (PDG)⁴. En cada EDFA se presenta el fenómeno de fusión de agujeros de polarización (PHB)⁵ que da como resultado una ganancia baja para señales de saturación y una ganancia alta para el ruido. Cuando varios EDFAs se encadenan, el nivel de la emisión espontánea amplificada (ASE) aumenta notablemente al final de la cadena, conduciendo a una degradación de la razón señal a ruido y de la ganancia del sistema. La influencia de la birrefringencia de la fibra no ha sido considerada en relación con estos fenómenos.

El origen de la ganancia dependiente de la polarización (PDG) en EDFAs ha sido identificado como la fusión de agujeros de polarización (PHB). Esta se debe a una desexcitación selectiva de los iones de erbio, que depende del estado de polarización (SOP)⁶ de la señal. En este modelo se supone además, que en la fibra, la orientación de los iones de erbio es azarosa y debido a que el medio anfitrión es amorfo, la birrefringencia de la fibra varía de forma azarosa. En cada tramo diferencial de fibra, los iones excitados sensibles a un cierto estado de polarización de la señal, son los que preferentemente contribuyen a la amplificación. En presencia de una señal de saturación, la luz con la misma longitud de onda pero con un estado de polarización ortogonal al de la señal (parte del ruido) tiene acceso a una población de iones excitados para los que la ganancia no está saturada, por lo que el ruido se amplifica más que la señal [Wysocki y Mazurczyk, 1996]. Para evitar este deterioro en el desempeño de un sistema amplificado de larga distancia, se recomienda despolarizar el bombeo y/o la señal a la entrada del amplificador como la opción más viable [Taylor M.G., 1994; Bruyere F. *et. al.*, 1994; Pua H.Y. *et. al.*, 2000; Sun

³ **PDL** por sus siglas en inglés “*Polarization Dependent Loss*”.

⁴ **PDG** por sus siglas en inglés “*Polarization Dependent Gain*”.

⁵ **PHB** por sus siglas en inglés “*Polarization Hole Burning*”.

⁶ **SOP** por sus siglas en inglés “*State of Optical Polarization*”.

F.G. *et. al.*, 2004 y Liu J. *et. al.*, 2006]. Pero cuando un EDFA se desea utilizar en sensores interferométricos de fibra óptica es conveniente preservar el estado de polarización de la señal de entrada y que la amplifique de manera preferente. Para lograr esto, se consideraron trabajos hechos anteriormente donde se propone el uso de estructuras helicoidales para el control de la birrefringencia de la fibra dopada y cuyos resultados mostraron que era posible obtener señales amplificadas con un alto grado de polarización [César Ayala, tesis de maestría, CICESE, 2001]. Posteriormente se comprobó que es posible cancelar la birrefringencia residual de una fibra estándar de comunicaciones con un segundo bobinado (embobinado de manera contraria al primer bobinado helicoidal [Fernández L. y Tentori D., 2005]). En el caso de una fibra dopada con erbio esto permitiría tener la misma polarización que a la entrada del amplificador.

I.1. Objetivo

Construir un EDFA con un doble bobinado helicoidal cancelando el efecto de la birrefringencia inducida, de tal forma que sea capaz de preservar el estado de polarización a la salida de la señal amplificada.

I.2. Organización de la tesis

En el capítulo II se presentan las bases matemáticas para la descripción de la luz polarizada. Se explican los dos modelos más utilizados: el cálculo de Jones y el cálculo de Mueller; mostrándose, para ambos modelos, las distintas representaciones matriciales de los retardadores homogéneos: lineal, circular y elíptico.

Para cumplir con el objetivo de este trabajo es necesario evaluar la birrefringencia del doble bobinado de fibra dopada con erbio y la del EDFA. Esto puede llevarse a cabo usando la metodología de identificación de la birrefringencia aplicada a fibras ópticas que desarrollamos en CICESE [Treviño *et. al.*, 2005]. Esta está basada en el uso de estados de polarización lineales y cálculo de Mueller. Al revisar la literatura científica se encontró que la metodología basada en el cálculo de Jones se había planteado sólo de manera muy general. En el capítulo III se presenta una metodología de identificación de la

birrefringencia aplicada a fibras ópticas, basada en métodos gráficos: mapa complejo de polarización y esfera de Poincaré. Se hace uso del mapa complejo de polarización de Jones para, a través de un mapeo en dos dimensiones, determinar si se trata de un elemento óptico que presenta alguno de los tres tipos de retardo homogéneo. Esta misma idea se describe para un mapeo basado en la esfera de Poincaré.

En el capítulo IV se presenta el trabajo previo a la construcción de un EDFA insensible al SOP de entrada. Se evaluó el efecto del diámetro en los bobinados, utilizando para ello tres diferentes medidas y tres diferentes fibras estándar que se diferenciaron por su tipo de cubierta. Se embobinaron helicoidalmente minimizando el paso entre espiras con la finalidad de reducir el efecto de la torsión. En general, se observó que la medida de menor diámetro presentó la mejor estabilidad del control de la birrefringencia cuando se hizo el barrido espectral. Otro aspecto importante fue lograr cancelar la birrefringencia del aislador óptico que se ubica a la salida del EDFA. Se hizo un barrido espectral para conocer a que longitudes de onda era posible cancelar el efecto de la birrefringencia sobre el estado de polarización de la señal de entrada, logrando buenos resultados para cuatro longitudes de onda.

Una vez cancelada la birrefringencia del aislador óptico a la salida del EDFA, se implementó un doble bobinado helicoidal utilizando fibra dopada con erbio y se buscó cancelar el efecto de la birrefringencia de ambos sobre el estado de polarización de la señal de entrada. El procedimiento seguido y los resultados obtenidos se exponen en el capítulo V. En una primera aproximación se utilizaron bobinas con un diámetro de 14.8 cm (valor usado en los trabajos anteriores). No fue posible mantener estable la cancelación de la birrefringencia, que se logró sólo para 1565 nm (fuera de la banda C). Entonces se optó por utilizar radios de curvatura más pequeños, apoyándonos en la estructura de un controlador con anillos de Lefevre. Los resultados fueron mejores, consiguiendo cancelar la birrefringencia del bobinado de fibra dopada con erbio para dos longitudes de onda: 1550 y 1565 nm. Se implementó un EDFA en el que se canceló el efecto de la birrefringencia del aislador óptico y del doble bobinado de la fibra activa. Tanto la ganancia como el grado de polarización fueron mejores para la señal de 1550 nm.

Las conclusiones se presentan en el capítulo VI.

I.3. Directora de tesis

La *Dra. Diana Tentori Santa Cruz*, tiene más de 30 años de experiencia trabajando en el Departamento de Óptica, de la División de Física Aplicada del CICESE en Ensenada, B.C. Sus áreas de interés han sido el trazado de rayos, polarización óptica, fibras ópticas dopadas con tierras raras y sus aplicaciones. Ha dirigido un sin número de tesis de licenciatura, maestría y doctorado, así mismo posee una larga lista de publicaciones de artículos científicos arbitrados y en congresos. Actualmente es Investigador Titular C en el CICESE y pertenece al Sistema Nacional de Investigadores nivel II.

ÓPTICA DE POLARIZACIÓN DE FIBRAS ÓPTICAS

II.1 Introducción

El fenómeno de la luz puede ser explicado usando la noción de campos electromagnéticos propagándose como ondas a través de diferentes medios [Huard, 1997]. Por definición, este campo espacio-temporal es un vector, formado por el acoplamiento del campo eléctrico $\mathbf{E}(r,t)$ y el campo magnético $\mathbf{H}(r,t)$. Sin embargo, no siempre es necesario recurrir al aspecto vectorial de la luz y una aproximación puramente escalar de las ondas luminosas es con frecuencia suficiente. La teoría geométrica de propagación de la luz, por ejemplo, ignora esta naturaleza vectorial. Lo mismo sucede con los fenómenos de interferencia y difracción cuya explicación no requiere, en la mayoría de los casos, ninguna intervención de esta propiedad de la luz. El comportamiento vectorial de la luz se estudia dentro de la óptica de polarización usando los modelos que a continuación se describen.

II.2 Modelo trigonométrico de la luz. Elipse de polarización

Para ondas planas que se propagan por un medio infinito y homogéneo, la ecuación de Maxwell: $\text{div}\mathbf{D} = 0$, asegura que los vectores \mathbf{D} (vector de inducción eléctrica) y \mathbf{k} (vector de onda) son perpendiculares [Huard, 1997]. Si el eje Oz es la dirección de propagación de la onda, $\mathbf{k} = \hat{k}|\mathbf{k}| = \hat{k}k$ (\hat{k} = vector unitario en la dirección z). Por tanto, en notación compleja el vector de inducción eléctrica, \mathbf{D} , se representa como:

$$\mathbf{D}(z,t) = \mathbf{D}_0 \exp[-i(\omega t - kz)], \quad (1)$$

donde $k = nk_0 = n\omega/c$, n es el índice de refracción como es visto por la onda en la dirección de propagación, y \mathbf{D}_0 es un vector complejo, ubicado en la onda plana, que caracteriza el

estado de polarización. En un sistema de referencia ortonormal, Oxy , de vectores unitarios \mathbf{x} y \mathbf{y} , \mathbf{D}_0 se describe como:

$$\mathbf{D}_0 = A_x e^{i\phi_x} \mathbf{x} + A_y e^{i\phi_y} \mathbf{y}. \quad (2)$$

En la ecuación 2, las constantes A_x y A_y son reales y positivas y las fases, ϕ_x y ϕ_y , tienen valores módulo- 2π . En la onda plana, las componentes cartesianas del vector $\mathbf{D}(z,t)$ son:

$$\begin{aligned} D_x(z,t) &= A_x \cos(\omega t - kz - \phi_x) \\ D_y(z,t) &= A_y \cos(\omega t - kz - \phi_y). \end{aligned} \quad (3)$$

La evolución temporal del vector $\mathbf{D}(z,t)$ describe el estado de polarización de la onda óptica. El vector complejo, \mathbf{D}_0 , describe completamente este estado. Si se le asocia un punto N a la extremidad del vector $\mathbf{D}(z,t)$, para una onda plana que evoluciona en el tiempo, usualmente N describirá una elipse. Tal elipse es llamada elipse de Lissajous (compuesta de dos vibraciones con la misma frecuencia, pero diferentes fases y amplitudes). Puede considerarse que el estado de polarización más general es el estado de polarización elíptico; ya que las polarizaciones circulares y lineales pueden describirse como casos particulares de éste.

A fin de estudiar las características de un estado de polarización elíptico en el plano $z = 0$ y manejar términos más simples, consideraremos que $X = D_x$ y $Y = D_y$. Removiendo la parte temporal en ambos sistemas de ecuaciones (3), obtenemos la siguiente relación:

$$\frac{X^2}{A_x^2} + \frac{Y^2}{A_y^2} - \frac{2 \cos \phi XY}{A_x A_y} = \sin^2 \phi, \quad (4)$$

donde $\phi = \phi_y - \phi_x$ es el desplazamiento de fase entre las vibraciones ortogonales, $D_x(t)$ y $D_y(t)$. Este valor se toma convencionalmente entre $-\pi$ y $+\pi$. Por lo general los ejes de esta elipse, Ox' y Oy' , no son los mismos que los del sistema de referencia del laboratorio, Ox y Oy , debido a la presencia de los términos cruzados XY en la ecuación 4. El sistema de ecuaciones (Ecuación 3) muestra claramente que la elipse está circunscrita en un rectángulo de lados $2A_x$ y $2A_y$. En la figura 1 se muestran las formas exactas de la polarización elíptica de la luz para diferentes valores del desplazamiento de fase ϕ .

En cualquier plano, la forma de la elipse está determinada por la ecuación paramétrica (Ecuación 3). Cuando la onda plana está ubicada en $z = 0$, las ecuaciones que la describen son:

$$\begin{aligned} X(t) &= A_x \cos(\omega t) \\ Y(t) &= A_y \cos(\omega t - \phi) \end{aligned} \quad (5)$$

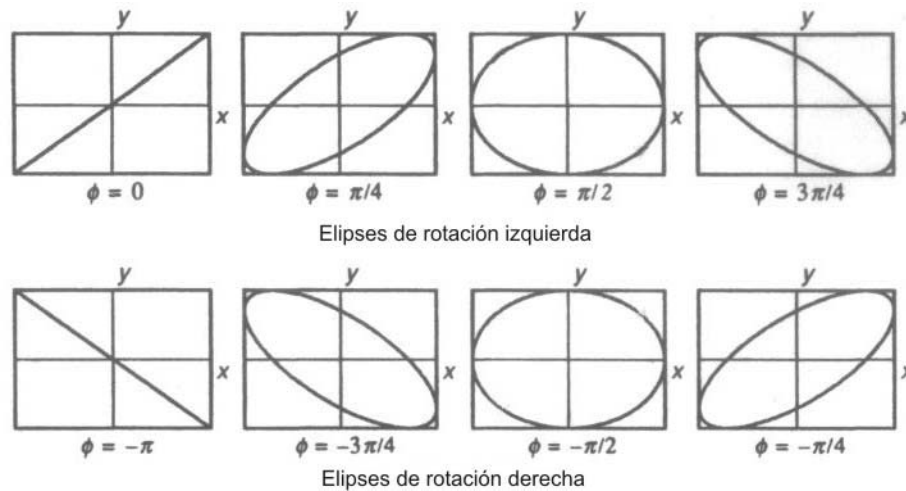


Figura 1. Diferentes formas de la elipse como función de la diferencia de fase ϕ .

La forma de la elipse depende del valor y del signo del ángulo de fase ϕ . La convención de la dirección generalmente usada depende de la dirección de observación, la cual es usualmente la dirección $-z$. Si ϕ toma valores entre 0 y π , N rotará en el sentido contrario a las manecillas del reloj; la elipse de polarización rotará a la izquierda. Cuando ϕ toma valores entre $-\pi$ y 0 , N rotará en el sentido a las manecillas del reloj; la elipse de polarización rotará a la derecha. En el sistema de referencia Oxy , es posible determinar los ejes de la elipse mediante un cambio en el sistema de referencia, $Oxy \rightarrow Ox'y'$ por una rotación de un ángulo $\alpha = (Ox, Ox')$ (módulo- 2π) alrededor del eje Oz o a través de una reducción en la expresión cuadrática en la ecuación 4. Con el uso del cambio de sistema de referencia caracterizado por la matriz de rotación:

$$R(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \text{sen } \alpha \\ -\text{sen } \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}, \quad (6)$$

y sustituyendo las expresiones de X y Y de la ecuación 4 se obtiene un ángulo α tal que:

$$\tan 2\alpha = \frac{2A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \cos \phi. \quad (7)$$

Esta expresión proporciona el valor módulo- $\pi/2$ del ángulo α , produciendo cuatro posibilidades (correspondientes a los dos ejes de la elipse). En el nuevo sistema de referencia de la elipse, $Ox' y'$ la ecuación está dada por:

$$\frac{X'^2}{a^2} + \frac{Y'^2}{b^2} = 1. \quad (8)$$

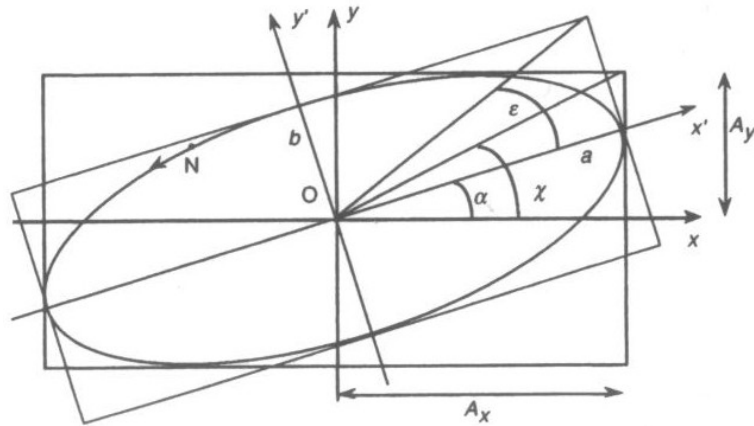


Figura 2. Parámetros de un estado de polarización elíptico.

Los ángulos α y ϵ caracterizan la orientación y elipticidad de la elipse. Se observa (Figura 2) que los valores de a y b son la mitad de la longitud del eje mayor y menor respectivamente. Las siguientes ecuaciones establecen los valores de a y b :

$$\begin{aligned} a^2 &= A_x^2 \cos^2 \alpha + A_y^2 \sin^2 \alpha + 2A_x A_y \cos \alpha \sin \alpha \cos \phi \\ b^2 &= A_x^2 \sin^2 \alpha + A_y^2 \cos^2 \alpha - 2A_x A_y \cos \alpha \sin \alpha \cos \phi. \\ ab &= \pm A_x A_y \sin \phi \end{aligned} \quad (9)$$

El signo \pm en la última ecuación toma en cuenta el signo del cambio de fase ϕ porque las amplitudes, A_x , A_y , a , b , son todas positivas. La expresión en (9) muestra que la intensidad del campo asociado con la onda electromagnética se conserva aún con el cambio de ejes, por lo que:

$$a^2 + b^2 = A_x^2 + A_y^2. \quad (10)$$

Dependiendo de los valores relativos de las amplitudes A_x y A_y de las componentes ortogonales del campo o del valor del desplazamiento de fase ϕ , la elipse puede aparecer como un círculo o un segmento recto.

II.3 Cálculo de Jones

Es una técnica matemática inventada por R.C. Jones en 1941 para describir tanto el estado de polarización de la luz, como la birrefringencia de un material y calcular la evolución del estado de polarización cuando pasa a través de dispositivos ópticos birrefringentes [Hecht, 1986]. En comparación con otros formalismos (i.e. Stokes), éste sólo es aplicable a ondas polarizadas. En este caso la forma más natural de representar el haz es en términos del vector eléctrico mismo. Escrito en forma de columna este *vector de Jones* es:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{bmatrix}; \quad (11)$$

donde $E_x(t)$ y $E_y(t)$ son las componentes escalares instantáneas de \mathbf{E} . Si conocemos \mathbf{E} es posible conocer todo acerca del estado de polarización; y si conservamos la información de fase, podemos manejar ondas coherentes. De esta manera la ecuación 11 se reescribe como:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_{0x}e^{i\phi_x} \\ E_{0y}e^{i\phi_y} \end{bmatrix}; \quad (12)$$

donde ϕ_x y ϕ_y son las fases apropiadas. Los estados de polarización lineal horizontal y vertical están dados por:

$$\mathbf{E}_h = \begin{bmatrix} E_{0x}e^{i\phi_x} \\ 0 \end{bmatrix} \text{ y } \mathbf{E}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ E_{0y}e^{i\phi_y} \end{bmatrix}, \quad (13)$$

respectivamente. La suma de dos haces coherentes, está formada por una suma de las componentes correspondientes. Ya que $\mathbf{E} = \mathbf{E}_h + \mathbf{E}_v$, cuando por ejemplo $E_{0x} = E_{0y}$ y $\phi_x = \phi_y$, \mathbf{E} está dado por:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_{0x}e^{i\phi_x} \\ E_{0x}e^{i\phi_x} \end{bmatrix} \quad (14)$$

y después de factorizar, por

$$\mathbf{E} = E_{0x} e^{i\phi_x} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (15)$$

el cual es un estado de polarización lineal a $+45^\circ$. En este caso las amplitudes son iguales y la diferencia de fase es cero. Hay casos en los que se desconocen las amplitudes y fases exactas. En tales casos se puede normalizar la irradiancia a la unidad, perdiendo así algo de información pero ganando expresiones mucho más simples. Esto se hace dividiendo ambos elementos en el vector por la misma cantidad escalar de tal forma que la suma de los cuadrados de las componentes sea uno. Por ejemplo, dividiendo ambos términos de la ecuación 14 entre $\sqrt{2}E_{0x}e^{i\phi_x}$ se obtiene:

$$\mathbf{E}_{45} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Similarmente, para polarización lineal horizontal y vertical se obtiene:

$$\mathbf{E}_h = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{y} \quad \mathbf{E}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (17)$$

Para la luz circular derecha $E_{0x} = E_{0y}$, y la componente y adelanta a la componente x en 90° . Como se está utilizando la forma $(kz - \omega t)$ tendremos que añadir $-\pi/2$ a ϕ_y , entonces

$$\mathbf{E}_R = \begin{bmatrix} E_{0x} e^{i\phi_x} \\ E_{0x} e^{i(\phi_x - \pi/2)} \end{bmatrix}. \quad (18)$$

Dividiendo ambas componentes entre $E_{0x}e^{i\phi_x}$ se obtiene:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ e^{-\pi/2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \quad (19)$$

por lo tanto, los vectores de Jones normalizados para luz circular derecha e izquierda son:

$$\mathbf{E}_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \quad \text{y} \quad \mathbf{E}_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}. \quad (20)$$

La suma de \mathbf{E}_R y \mathbf{E}_L es:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1+1 \\ -i+i \end{bmatrix} = \frac{2}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Este es un estado de polarización lineal horizontal que tiene una amplitud que es el doble de la de cualquiera de las dos componentes. El vector de Jones para luz elíptica se puede obtener del mismo modo usado para llegar a \mathbf{E}_R y \mathbf{E}_L ; donde ahora E_{0x} puede ser diferente de E_{0y} , y la diferencia de fase no necesita ser 90° . En esencia, para estados elípticos verticales y horizontales solamente tenemos que estirar la forma circular para formar una elipse multiplicando cualquiera de las dos componentes por un escalar; entonces:

$$\frac{1}{\sqrt{5}} \begin{bmatrix} 2 \\ -i \end{bmatrix}, \quad (22)$$

describe una forma posible de luz elíptica horizontal, con sentido derecho.

Para describir a un haz incidente polarizado, representado por su vector de Jones \mathbf{E}_i , que pasa a través de un elemento óptico, emergiendo como un nuevo vector \mathbf{E}_o que corresponde a la onda de salida, Jones propuso el uso de álgebra matricial. La propiedad del elemento óptico que ha transformado a \mathbf{E}_i en \mathbf{E}_o , se puede describir matemáticamente usando una matriz de 2×2 . Si \mathbf{M} es la matriz de transformación del elemento óptico en cuestión:

$$\mathbf{E}_o = \mathbf{M}\mathbf{E}_i, \quad (23)$$

donde

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix}, \quad (24)$$

y los vectores columna se deben tratar como cualquier otra matriz. Por lo tanto, la ecuación 23 se puede reescribir como:

$$\begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix}, \quad (25)$$

la cual, después de desarrollarla da como resultado:

$$E_{ox} = a_{11}E_{ix} + a_{12}E_{iy}, \quad (26)$$

$$E_{oy} = a_{21}E_{ix} + a_{22}E_{iy}. \quad (27)$$

En la tabla I se muestra una breve lista de las matrices de Jones para varios elementos ópticos. Para apreciar como se usan las matrices de Jones, se examina un

ejemplo; se supone que \mathbf{E}_i representa un estado de polarización lineal a $+45^\circ$ que pasa a través de una lámina de $\lambda/4$ cuyo eje rápido es vertical. El estado de polarización de la onda emergente se encuentra como sigue, donde por conveniencia eliminamos los factores constantes de amplitud:

$$\begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (28)$$

y entonces,

$$\mathbf{E}_o = \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}. \quad (29)$$

Tabla I. Matrices de Jones para diferentes elementos ópticos.

Elemento óptico lineal	Matriz de Jones	Elemento óptico circular	Matriz de Jones
Polarizador lineal horizontal	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$	Lámina $\lambda/4$ eje rápido vertical	$e^{i\pi/4} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix}$
Polarizador lineal vertical	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	Lámina $\lambda/4$ eje rápido horizontal	$e^{i\pi/4} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix}$
Polarizador lineal $+45^\circ$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$	Polarizador circular derecho	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{bmatrix}$
Polarizador lineal -45°	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$	Polarizador circular izquierdo	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{bmatrix}$

La ecuación 29 indica que el haz es circular derecho. Si la onda pasa a través de una serie de elementos ópticos representados por las matrices $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \dots, \mathbf{M}_n$, entonces:

$$\mathbf{E}_o = \mathbf{M}_n \cdots \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1 \mathbf{E}_i. \quad (30)$$

Las matrices no conmutan; se deben aplicar en el orden apropiado. La onda que sale del primer elemento óptico en la serie es $\mathbf{M}_1 \mathbf{E}_i$; después de pasar a través del segundo elemento queda $\mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1 \mathbf{E}_i$ y así sucesivamente. Para ilustrar este proceso, regresemos a la onda considerada antes, es decir, un estado de polarización lineal a $+45^\circ$, pero que ahora se hace pasar a través de dos láminas de $\lambda/4$ ambas con ejes rápidos verticales. Entonces descartando de nuevo los factores de amplitud,

$$\mathbf{E}_o = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (31)$$

de donde

$$\mathbf{E}_o = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \quad (32)$$

y finalmente

$$\mathbf{E}_o = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}. \quad (33)$$

El haz transmitido es un estado de polarización lineal a -45° , que esencialmente se ha girado a un ángulo de 90° con la lámina de media onda.

II.4 Calculo diferencial de Jones: Matrices N

La matriz \mathbf{M} de la ecuación 23 puede escribirse en términos más simples usando las matrices $\mathbf{S}(\omega)$ como [Jones, 1948]:

$$\mathbf{S}(\omega) = \begin{bmatrix} \cos \omega & -\text{sen } \omega \\ \text{sen } \omega & \cos \omega \end{bmatrix} \quad (34)$$

y la matriz \mathbf{M}' :

$$\mathbf{M}' = \begin{bmatrix} M_{x'} & 0 \\ 0 & M_{y'} \end{bmatrix}. \quad (35)$$

Entonces reescribiendo a \mathbf{M} como:

$$\mathbf{M} = \mathbf{S}(\omega)\mathbf{M}'\mathbf{S}(-\omega) \quad (36)$$

y sustituyendo esta relación en la ecuación 23 se tiene que:

$$\mathbf{E}_o = \mathbf{S}(\omega)\mathbf{M}'\mathbf{S}(-\omega)\mathbf{E}_i. \quad (37)$$

Esta notación permite representar el efecto de una placa retardadora o de un polarizador parcial como operador matricial que opera sobre el vector que describe la intensidad y la polarización de la luz incidente. El operador matricial está compuesto por dos tipos de matrices, la primera de ellas, \mathbf{M}' , que describe el elemento óptico sin considerar su orientación y la segunda, \mathbf{S} , que describe la orientación. El ángulo ω es el ángulo azimutal que el eje de polarización de la componente birrefringente forma con la rama positiva del eje x .

Para contrastar el procedimiento utilizado anteriormente, con el que se presenta ahora, se debe enfatizar que este cálculo no pretende describir el estado de polarización en cada punto del sistema óptico, sino sólo en algunos puntos del sistema; específicamente, en los espacios que separan a las unidades designadas como elementos del sistema óptico. Esta limitación se presenta de manera natural debido al tipo de descripción utilizada, basada en operadores matriciales que asignan una sola matriz para describir el comportamiento global de un elemento óptico, la cual no provee información sobre el comportamiento en el interior de cada uno de estos elementos. Una aproximación más detallada, que permite determinar como evoluciona el campo eléctrico en cada punto a lo largo de la trayectoria es la matriz \mathbf{N} , la cual contiene la información de cada sección del medio birrefringente a lo largo de la trayectoria del rayo.

Se supone que el medio birrefringente tiene caras plano-paralelas y que es homogéneo transversalmente en cada capa con superficies planas, paralelas a la superficie externas al cristal (Figura 3). El origen de coordenadas se encuentra en la superficie en la que entra la luz y la rama del eje z se extiende hacia el interior del cristal.

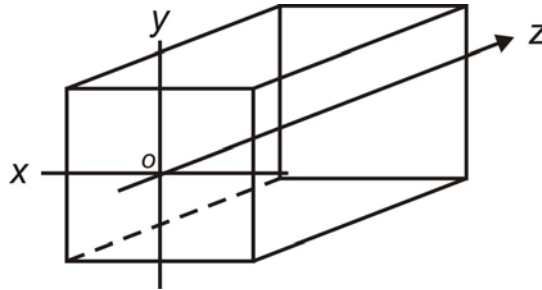


Figura 3. Medio birrefringente de caras plano-paralelas, con origen de coordenadas en la superficie por donde entra la luz.

Considere que la matriz $\mathbf{M}_{z,z'}$ describe las propiedades ópticas de una capa delgada del cristal, cuyas superficies tienen coordenadas z y z' . Entonces, por definición:

$$\mathbf{E}_{z'} = \mathbf{M}_{z,z'} \mathbf{E}_z . \quad (38)$$

La matriz \mathbf{N} en la coordenada z se define como:

$$\mathbf{N}_z = \lim_{z' \rightarrow z} \frac{\mathbf{M}_{z,z'} - 1}{z' - z} . \quad (39)$$

Sea \mathbf{M}_z la matriz que representa la parte del cristal colocada entre la superficie en la que la luz entra y la superficie paralela a una profundidad z :

$$\mathbf{E}_z = \mathbf{M}_z \mathbf{E}_0, \quad (40)$$

en donde \mathbf{E}_0 es el vector eléctrico de la luz que entra al cristal:

$$\mathbf{E}_0 = A_0 \exp[i\omega t - 2\pi(k + in)z/\lambda], \quad (41)$$

donde A_0 es la amplitud de la onda plana a la entrada del medio birrefringente. La matriz $\mathbf{M}_{z,z'}$ puede reescribirse entonces:

$$\mathbf{M}_{z,z'} = \mathbf{M}_z \mathbf{M}_z^{-1}. \quad (42)$$

Sustituyendo la ecuación 42 en la ecuación 39 se obtiene:

$$\mathbf{N}_z = \lim_{z'=z} \frac{\mathbf{M}_{z'} - \mathbf{M}_z}{z' - z} \mathbf{M}_z^{-1} = \left(\frac{d\mathbf{M}_z}{dz} \right) \mathbf{M}_z^{-1} \quad \text{o} \quad \mathbf{N} = \left(\frac{d\mathbf{M}}{dz} \right) \mathbf{M}^{-1}, \quad (43)$$

donde el subíndice z se ha omitido debido a que ya no se necesita. Debe recordarse sin embargo, que tanto \mathbf{M} como \mathbf{N} son funciones de z . La ecuación 43 representa la definición de la matriz \mathbf{N} . Escribiendo la ecuación 43 de la forma:

$$\left(\frac{d\mathbf{M}}{dz} \right) = \mathbf{N} \mathbf{M}, \quad (44)$$

resulta evidente que \mathbf{N} es el operador que determina $d\mathbf{M}/dz$ a partir de \mathbf{M} .

II.5 Birrefringencia lineal y circular

Para entender que es la birrefringencia es conveniente saber de donde proviene, que es lo que la produce; para ello se menciona primero que es la isotropía y la anisotropía [Ernesto Ledezma, Tesis de maestría, CICESE, 2008]. Un material isótropo tiene la propiedad de dejar pasar la luz con la misma velocidad sin importar la orientación en la que incida (Figura 4a). Un material anisótropo presenta un índice de refracción diferente dependiendo de la orientación de incidencia de la luz (Figura 4b). Algunos cristales son birrefringentes, es decir, presentan doble refracción. La birrefringencia corresponde a los modos propios de polarización (lineales, circulares o elípticos). En cristales anisótropos, la luz se refracta en dos haces que avanzan por el cristal a velocidades diferentes.

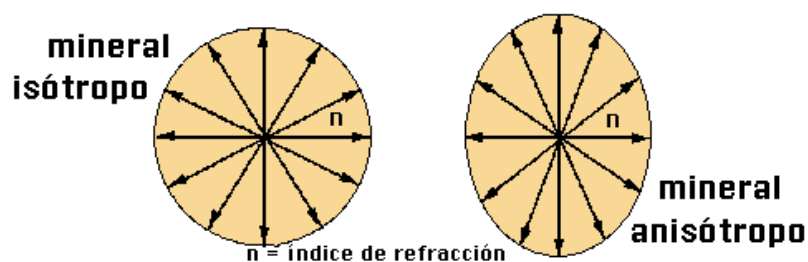


Figura 4. a) Ejemplo de un materia isótropo, b) y uno anisótropo.

Si el haz que incide sobre el cristal es no polarizado, el cristal lo separa en dos haces con polarizaciones, direcciones de propagación y velocidades diferentes. El haz o componente que viaja en la dirección del eje óptico es llamado rayo ordinario; el índice asociado a esta dirección es el índice de refracción ordinario (n_o). Al haz cuyo estado de polarización forma un ángulo recto con respecto al del ordinario se le denomina rayo extraordinario y de forma análoga el índice asociado a este rayo es el índice extraordinario (n_e). A la propiedad de estos cristales de presentar doble índice de refracción se le conoce como birrefringencia y su magnitud está dada por la diferencia entre los índices de refracción, $\Delta n = n_e - n_o$.

Por otra parte, la quiralidad es la propiedad de ciertas moléculas de poder existir bajo dos formas que son imágenes especulares una de la otra, es decir, una es la imagen de espejo de la otra (Figura 5).

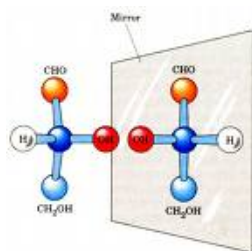


Figura 5. Ejemplo de molécula quiral.

Dicha propiedad hace que estos medios posean actividad óptica; en otras palabras, pueden girar el plano en el que vibra la luz polarizada. Dependiendo del medio o molécula, pueden girar el plano de polarización a la derecha o a la izquierda. El valor del índice de refracción depende de la dirección de giro, para denotar el índice de refracción de la polarización circular izquierda, se usa n_L ; para la polarización circular derecha, n_R . La magnitud de la birrefringencia circular está dada por: $\Delta n = n_L - n_R$.

II.6 Esfera de Poincaré

Es una superficie esférica de radio unitario en donde cada punto representa un estado de polarización distinto [Shurcliff y Ballard, 1964], cualquier problema que involucre el efecto de un retardador sobre un haz de luz polarizada puede resolverse “mapeándolo” sobre esta esfera-doble. El proceso es simple porque el mapeo se efectúa siempre a lo largo de un arco de círculo. En la figura 6 se muestra como ubicar los diferentes estados de polarización sobre la esfera. Los polos norte y sur corresponden a la polarización derecha e izquierda respectivamente. Cada punto sobre el ecuador representa un estado de polarización lineal.

Cada punto corresponde a una dirección de vibración distinta. Quizás el punto más importante es el punto H ubicado sobre el ecuador; el cual representa luz linealmente polarizada en dirección horizontal. La latitud y la longitud se definen a partir de este punto. El punto V , diametralmente opuesto al punto H , representa a la luz linealmente polarizada en dirección vertical. Dos puntos cualesquiera, diametralmente opuestos, representan un par ortogonal de estados de polarización.

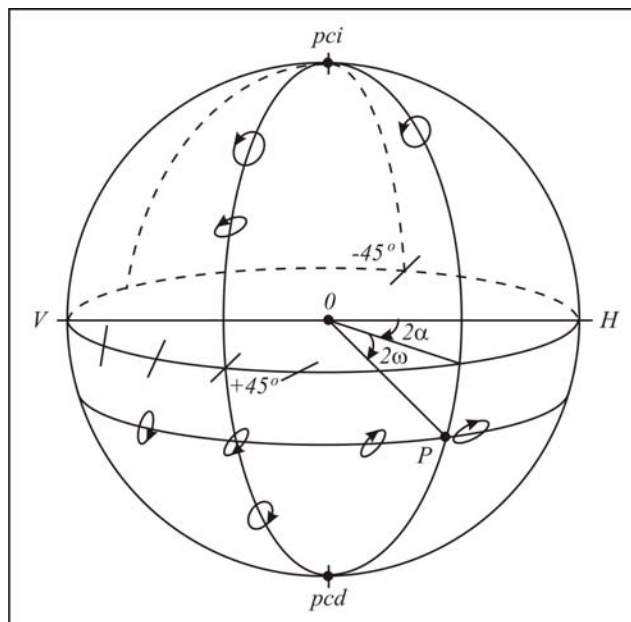


Figura 6. Esfera de Poincaré. Se muestran los distintos estados de polarización.

La esfera de Poincaré es una herramienta muy adecuada para tratar con retardadores, proporciona un método sencillo para determinar el efecto de cualquier retardador sobre cualquier haz de luz monocromática completamente polarizada. Se marca

el punto P que corresponde al estado de polarización del haz incidente. Se marca el punto R que designa la orientación del eje rápido del retardador y se traza el arco correspondiente. El eje del arco es el radio-vector que va del centro de la esfera al punto R y el punto de partida del arco es el punto P_1 . La longitud del arco, en grados, es igual al doble del retardo δ del retardador.

Para un retardo positivo, el arco siempre se dibuja en el sentido de las manecillas del reloj para un observador colocado fuera de la esfera, sobre el eje definido por el radio-vector que pasa por el punto R (Figura 7). El punto final del arco es la respuesta: designa el estado de polarización de la luz que emerge del retardador. El método se aplica a cualquier caso, el retardador puede ser lineal, circular o elíptico y la polarización del haz incidente puede tener cualquier estado. La simplicidad del método es fabulosa, no es necesario tomar en cuenta amplitudes, fases e intensidades, ya que todo lo que se necesita saber está incorporado a la esfera. De hecho podría considerarse a la esfera como una computadora analógica, concebida de manera tan ingeniosa por Poincaré que el proceso completo se reduce a marcar dos puntos y dibujar un arco.

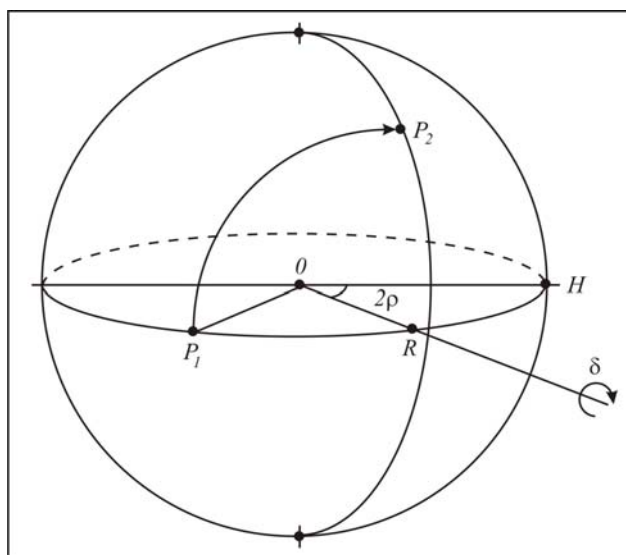


Figura 7. Trazado del arco para localizar el punto donde se encuentra un estado de polarización resultante.

II.7 Vectores de Stokes y matrices de Mueller

En la óptica de polarización clásica se describe al estado de polarización de la luz considerando que se trabaja con una onda plana [Jones, 1941]. Cuando la onda de luz está

completamente polarizada, esta descripción puede realizarse usando vectores de Jones o la representación trigonométrica. Esta última se basa en el uso de la trayectoria descrita por la punta del vector de campo eléctrico sobre un plano perpendicular a la dirección de propagación de la onda plana. En el caso más general, la curva descrita es una elipse. Esta se define en términos del ángulo de elipticidad y del ángulo azimutal del eje mayor de la elipse con respecto al eje x del sistema de referencia. Cuando la onda de luz está parcialmente polarizada; i.e. parte de la señal está polarizada y otra parte despolarizada, se representa usando vectores de Stokes, $\mathbf{S} = [S_0 \ S_1 \ S_2 \ S_3]^t$, donde t indica trasposición.

El vector de Stokes se crea a partir de las componentes del campo eléctrico (E_{0x} y E_{0y}) de la señal y del desfase ϕ , entre dichas componentes

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2, \quad (45.a)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2, \quad (45.b)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi, \quad (45.c)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi, \quad (45.d)$$

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2, \quad (46)$$

donde, S_0 representa la intensidad total de la luz, la cual está normalizada ($S_0 = I = 1$); S_1 representa la tendencia hacia una polarización lineal horizontal ($S_1 = 1$), vertical ($S_1 = -1$); S_2 representa la tendencia hacia una polarización lineal a $\pm 45^\circ$; S_3 representa la tendencia hacia polarizaciones circulares derechas o izquierdas [Kliger *et al.*, 1990]. Otro parámetro útil para describir a la luz parcialmente polarizada es el grado de polarización (DOP), el cual se define de la siguiente manera,

$$DOP = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad 0 < DOP < 1. \quad (47)$$

Los vectores de Stokes para los estados de polarización principales se presentan a continuación,

Luz no polarizada

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (48.a)$$

$$\text{Polarización horizontal} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (48.b)$$

$$\text{Polarización vertical} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (48.c)$$

$$\text{Polarización lineal a } +45^\circ \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (48.d)$$

$$\text{Polarización lineal a } -45^\circ \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (48.e)$$

$$\text{Polarización circular derecha} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (48.f)$$

$$\text{Polarización circular izquierda} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}. \quad (48.g)$$

Para representar el estado de polarización de la luz en la esfera de Poincaré mediante los parámetros de Stokes (S_0, S_1, S_2, S_3), los tres últimos elementos se toman como coordenadas cartesianas; mientras que S_0 representa el radio de la esfera, por lo que se trabaja con una esfera unitaria (Figura 8). Una forma alternativa de representar un estado de polarización en la esfera de Poincaré es mediante los parámetros de la elipse de polarización, específicamente, el ángulo azimutal y el de elipticidad; i.e. usando coordenadas esféricas y ángulos dobles,

$$\tan(2\alpha) = \frac{S_2}{S_1}, \quad (49)$$

$$\text{sen}(2\varepsilon) = \frac{S_3}{S_0}. \quad (50)$$

Los parámetros de Stokes pueden relacionarse también con el ángulo de elipticidad ε y el ángulo azimutal α usando las siguientes ecuaciones,

$$S_1 = \cos(2\varepsilon)\cos(2\alpha), \quad (51)$$

$$S_2 = \cos(2\varepsilon)\text{sen}(2\alpha), \quad (52)$$

$$S_3 = \text{sen}(2\varepsilon). \quad (53)$$

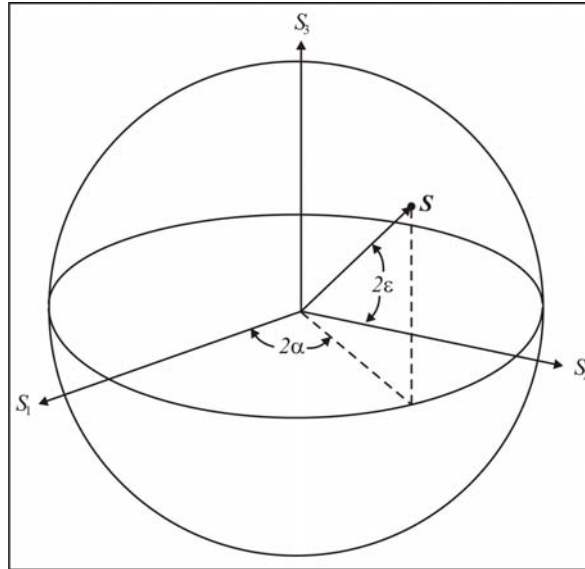


Figura 8. Esfera de Poincaré en la que se representa un estado de polarización \mathbf{S} en coordenadas cartesianas mediante los parámetros de Stokes (S_1, S_2, S_3) y en coordenadas esféricas por medio de los ángulos azimutales (α) y de elipticidad (ε).

Cuando el estado de polarización de la luz se expresa en términos de parámetros de Stokes, el efecto que un medio birrefringente tiene sobre el campo eléctrico está dado por las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} S_0' &= m_{00}S_0 + m_{01}S_1 + m_{02}S_2 + m_{03}S_3 \\ S_1' &= m_{10}S_0 + m_{11}S_1 + m_{12}S_2 + m_{13}S_3 \\ S_2' &= m_{20}S_0 + m_{21}S_1 + m_{22}S_2 + m_{23}S_3 \\ S_3' &= m_{30}S_0 + m_{31}S_1 + m_{32}S_2 + m_{33}S_3 \end{aligned} \quad (54)$$

las cuales se escriben en términos de matrices como:

$$\mathbf{S}_{out} = \begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{01} & m_{02} & m_{03} & m_{04} \\ m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}, \quad (55)$$

Tabla II. Matrices de Mueller para describir la birrefringencia de fibras monomodo.

Retardo lineal	$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \text{sen } \delta \\ 0 & 0 & -\text{sen } \delta & \cos \delta \end{bmatrix}.$ <p>Ángulo azimutal cero, con retardo lineal δ</p>	(56)
Retardo circular (derecho e izquierdo)	$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\delta & \pm \text{sen } 2\delta & 0 \\ 0 & \mp \text{sen } 2\delta & \cos 2\delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$ <p>Retardo circular δ</p>	(57)
Retardo elíptico	$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - 2\cos^2 \sigma \text{sen}^2 \delta & -\cos \sigma \text{sen } 2\delta & -\text{sen } 2\sigma \text{sen}^2 \delta \\ 0 & \cos \sigma \text{sen } 2\delta & \cos 2\delta & \text{sen } \sigma \text{sen } 2\delta \\ 0 & -\text{sen } 2\sigma \text{sen}^2 \delta & -\text{sen } \sigma \text{sen } 2\delta & 1 - 2\text{sen}^2 \sigma \text{sen}^2 \delta \end{bmatrix}.$ <p>Ángulo azimutal cero, ángulo de elipticidad σ y el retardo total δ</p>	(58)

o bien como:

$$\mathbf{S}_{out} = \mathbf{M}\mathbf{S}_{in}. \quad (59)$$

Al realizar la operación indicada en la ecuación 59, usando las matrices de la Tabla II para birrefringencia lineal, circular o elíptica, se obtiene el vector de Stokes de salida \mathbf{S}_{out} . Las relaciones que describen al vector de Stokes de salida para cada retardador se dan en la Tabla III.

Tabla III. Vectores de Stokes a la salida de la muestra de fibra.

<p>Retardo lineal (φ es el ángulo azimutal y δ es el ángulo de retardo)</p>	$\mathbf{S}_{out} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi \\ \cos \delta \sin 2\varphi \\ -\sin \delta \sin 2\varphi \end{bmatrix} \quad (60)$
<p>Retardo circular derecho e izquierdo (δ es el retardo total)</p>	$\mathbf{S}_{out} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos(2\varphi \mp 2\delta) \\ \sin(2\varphi \mp 2\delta) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (61)$
<p>Retardo elíptico (σ es el ángulo de elipticidad y δ es el retardo total)</p>	$\mathbf{S}_{out} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi(1 - 2 \sin^2 2\sigma \sin^2 \delta) - \sin 2\varphi \sin 2\sigma \sin 2\delta \\ \cos 2\varphi \sin 2\sigma \sin 2\delta + \sin 2\varphi \cos 2\delta \\ -\cos 2\varphi \sin 4\sigma \sin^2 \delta - \sin 2\varphi \cos 2\sigma \sin 2\delta \end{bmatrix} \quad (62)$

IDENTIFICACIÓN DE LA ANISOTROPÍA A TRAVÉS DE MÉTODOS GRÁFICOS

III.1 Introducción

El fenómeno de la birrefringencia consiste en la presencia de dos índices de refracción en un mismo material (cristales, fibras ópticas, etc.) para un cierto ángulo de incidencia de la luz. Su presencia provoca que una de las componentes del campo eléctrico viaje mas rápido que la otra, introduciendo un desfase entre ellas, por lo que conforme el haz luminoso avanza tiende a dispersarse. En el caso de una fibra óptica esto nos lleva a perder información si ésta es enviada a través de la fase. Para identificar el tipo de birrefringencia se han propuesto diversos métodos, entre los que se encuentra el análisis gráfico de la evolución del estado de polarización sobre la esfera de Poincaré [Treviño *et al.*, 2005]. En este capítulo se compara este análisis tridimensional con un método equivalente, basado en el formalismo de Jones y el plano complejo de polarización [Ayala *et al.*, 2007; Ayala *et al.*, 2009].

III.2 Representación basada en el plano complejo

En el plano complejo, los estados de polarización se representan usando las partes real e imaginaria del cociente de las componentes E_y y E_x del vector de campo eléctrico. El plano complejo de polarización es similar a un plano cartesiano donde el *eje x* es sustituido por el *eje u* cuyos valores son la parte real del cociente, mientras que el *eje y* es reemplazado por el *eje v* cuyos valores están representados por la parte imaginaria del mismo número [Kliger *et al.*, 1990].

Los puntos que definen al vector de campo eléctrico en el plano complejo se determinan factorizando la dependencia temporal de la ecuación:

$$\mathbf{E} = A_x e^{i(\omega t - \phi_x)} \mathbf{i} + A_y e^{i(\omega t - \phi_y)} \mathbf{j}. \quad (63)$$

En notación compleja el vector de luz es:

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j} = A_x e^{-i\phi_x} \mathbf{i} + A_y e^{-i\phi_y} \mathbf{j}. \quad (64)$$

La razón compleja de los elementos del vector de Jones suprime la amplitud absoluta y la información de fase de la onda, dejando sólo la descripción del estado de polarización:

$$E_y/E_x = (A_y/A_x) \cdot e^{i\Delta}, \quad (65)$$

donde $\Delta = \phi_y - \phi_x$.

Transformando la ecuación 65 en su equivalente trigonométrico se encuentra que:

$$E_y/E_x = (A_y/A_x) \cos \Delta + i(A_y/A_x) \sin \Delta = u + iv, \quad (66)$$

donde $u = (A_y/A_x) \cos \Delta$ y $v = (A_y/A_x) \sin \Delta$. El estado de polarización descrito de esta manera puede mapearse en un plano complejo definido por los ejes coordenados u y v , como se muestra en la figura 9.

En este caso se analizan los tres tipos de retardo (lineal, circular y elíptico) suponiendo que el estado de polarización de entrada puede ser lineal o circular. En estas condiciones los vectores de Jones están dados por:

$$\mathbf{V}_L = \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{bmatrix}, \quad (67)$$

$$\mathbf{V}_C = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix}. \quad (68)$$

De acuerdo con el cálculo de Jones el estado de polarización de salida está dado por:

$$\mathbf{V}_{SAL} = \mathbf{M}\mathbf{V}_{ENT}, \quad (69)$$

donde \mathbf{M} representa la matriz de birrefringencia del material y \mathbf{V}_{ENT} el vector de Jones del estado de polarización de entrada.

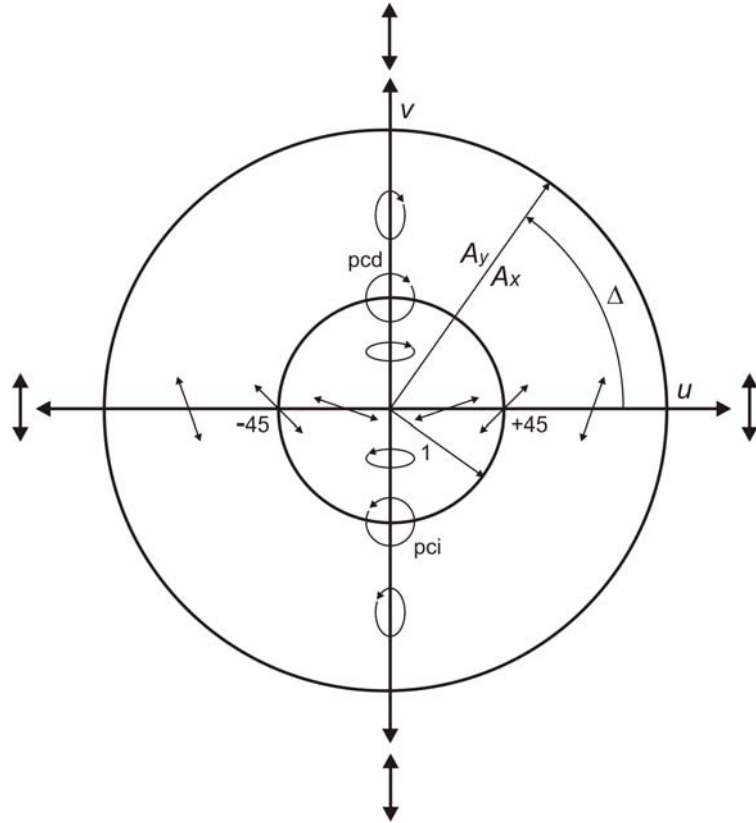


Figura 9. Estados de polarización representados en el plano complejo.

III.3 Retardo lineal

Este análisis se centra en el estudio de fibras ópticas monomodales. Debido a sus dimensiones y geometría, la alineación del eje de birrefringencia con el marco de referencia usado para medir el estado de polarización no es simple. Por lo tanto, para medir la birrefringencia del medio se usa una matriz de Jones en la cual el eje rápido de birrefringencia no está alineado con el eje x del sistema de referencia. En este caso, la matriz de birrefringencia de un retardador lineal es:

$$\mathbf{M}_L = \begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + i \operatorname{sen} \frac{\delta}{2} \cos 2\alpha & i \operatorname{sen} \frac{\delta}{2} \operatorname{sen} 2\alpha \\ i \operatorname{sen} \frac{\delta}{2} \operatorname{sen} 2\alpha & \cos \frac{\delta}{2} - i \operatorname{sen} \frac{\delta}{2} \cos 2\alpha \end{bmatrix}, \quad (70)$$

donde δ es el ángulo de retardo entre los eigenmodos de polarización y α es el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia.

III.3.1 Polarización circular de entrada

De las ecuaciones 68, 69 y 70 el estado de polarización de salida para un retardador lineal iluminado con polarización circular es:

$$\mathbf{V}_{LC} = \begin{bmatrix} \cos(\delta/2) \mp \sin 2\alpha \sin(\delta/2) + i \sin(\delta/2) \cos 2\alpha \\ \pm \sin(\delta/2) \cos 2\alpha + i [\sin 2\alpha \sin(\delta/2) \pm \cos(\delta/2)] \end{bmatrix}. \quad (71)$$

Usando las ecuaciones 66 y 71 las coordenadas del plano complejo de la señal de salida son:

$$u_{LC} = \pm \frac{\sin \delta \cos 2\alpha}{1 - \sin \delta \sin 2\alpha},$$

$$v_{LC} = \pm \frac{\cos \delta}{1 - \sin \delta \sin 2\alpha}. \quad (72)$$

Usando estas ecuaciones (Ecuación 72) se calcula las trayectorias descritas por la evolución del estado de polarización cuando el ángulo de retardo δ , entre los eigenmodos de polarización, varía de 0 a 360° (Figura 10).

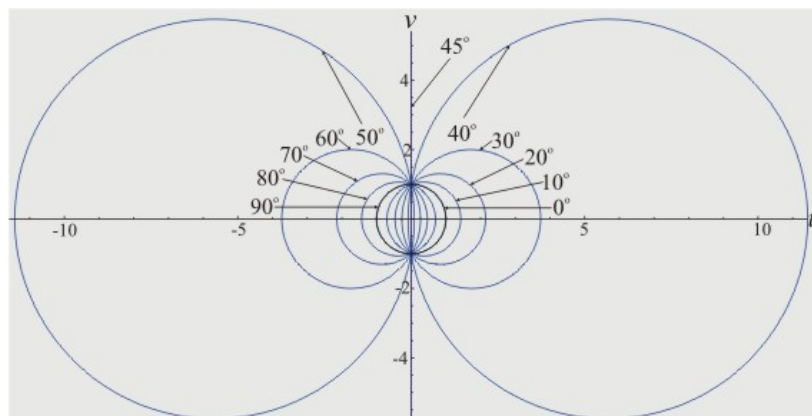


Figura 10. Retardador lineal iluminado con luz polarizada circularmente. Para una muestra con el eje rápido de birrefringencia a un ángulo $\alpha < 45^\circ$ los centros de las trayectorias circulares son positivas, mientras que para $\alpha > 45^\circ$ son negativos.

El radio de curvatura de la familia de círculos resultante satisface:

$$r_{LC} = \frac{1}{\cos 2\alpha}, \quad (73)$$

y cada círculo está centrado en un punto (h,k) localizado sobre el eje u ,

$$(h,k)_{LC} = (\tan 2\alpha, 0). \quad (74)$$

En este caso, las coordenadas del centro del círculo coinciden con uno de los eigenmodos de polarización de la muestra. En la figura 10 cada círculo corresponde a un valor diferente del ángulo azimutal α del eje rápido de birrefringencia de la muestra. Usando las ecuaciones 72 a la 74 podemos verificar que para $\alpha = 0$, la trayectoria circular está centrada en el origen y tiene un radio unitario; en contraste, cuando α se aproxima a $\pm 45^\circ$ (estado de polarización vertical) el valor del radio tiende a infinito. Para una polarización circular de entrada el radio y la posición de la trayectoria circular sobre el plano complejo son determinadas por el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia.

III.3.2 Polarización lineal de entrada

Las trayectorias descritas por la evolución del estado de polarización cuando la señal de entrada está linealmente polarizada son calculadas haciendo uso de las ecuaciones 67, 69 y 70. El vector de salida resultante es:

$$\mathbf{V}_{LL} = \begin{bmatrix} \cos(\delta/2)\cos\varphi + i\sin(\delta/2)\cos(\varphi - 2\alpha) \\ \cos(\delta/2)\sin\varphi - i\sin(\delta/2)\sin(\varphi - 2\alpha) \end{bmatrix}; \quad (75)$$

por lo tanto, las coordenadas en el plano complejo son:

$$u_{LL} = \frac{\sin^2(\delta/2)\sin[2(2\alpha - \varphi)] + \cos^2(\delta/2)\sin 2\varphi}{2[\cos^2(\delta/2)\cos^2\varphi + \sin^2(\delta/2)\cos^2(2\alpha - \varphi)]}, \quad (76)$$

$$v_{LL} = \frac{\sin\delta\sin[2(\alpha - \varphi)]}{2[\cos^2(\delta/2)\cos^2\varphi + \sin^2(\delta/2)\cos^2(2\alpha - \varphi)]}.$$

Usando las expresiones de la ecuación 76 para describir la evolución del estado de polarización de la señal lineal de entrada, obtenemos de nuevo una familia de círculos (Figuras 11 y 12). En este caso sus radios están relacionados al valor azimutal α del eje rápido de birrefringencia del material y al ángulo azimutal φ de la polarización lineal de entrada,

$$r_{LL} = \frac{\text{sen}[2(\alpha - \varphi)]}{2 \cos \varphi \cos(2\alpha - \varphi)}, \quad (77)$$

y sus centros de curvatura son localizados en

$$(h, k)_{LL} = \left(\frac{\text{sen } 2\alpha}{2 \cos \varphi \cos(2\alpha - \varphi)}, 0 \right). \quad (78)$$

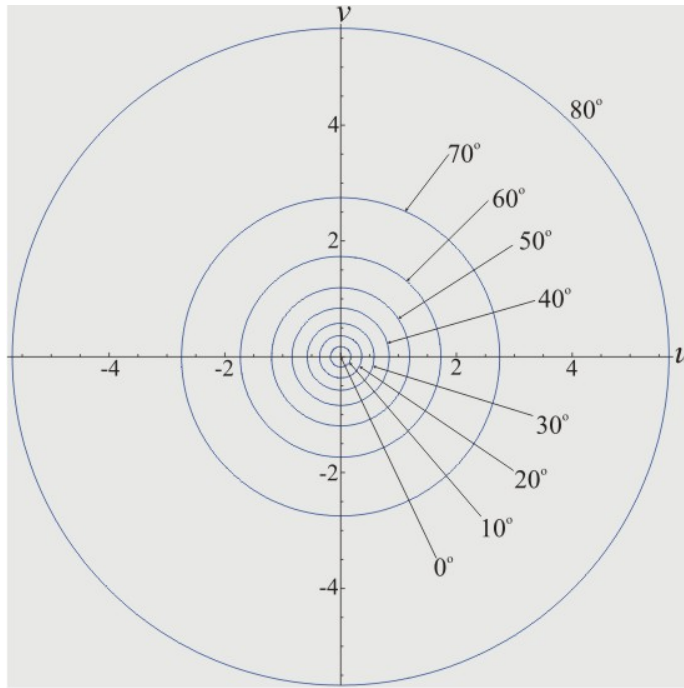


Figura 11. Muestra con el eje rápido de birrefringencia a un ángulo $\alpha = 0^\circ$ y ángulo azimutal variable φ de la señal lineal de entrada. Cuando $\varphi \rightarrow 90^\circ$ o 270° , el radio tiende a infinito.

La ecuación 78 indica que los centros de estos círculos se ubican sobre el eje u . Este eje corresponde a los vectores eléctricos con estado de polarización lineal y a los eigenmodos de polarización del retardador lineal. Sin embargo, en general la ecuación 78 no corresponde a algún eigenmodo de la muestra.

Para entender como modifica la evolución del estado de polarización la presencia de un retardador lineal cuya orientación relativa con respecto al sistema de referencia queda fijo cuando el ángulo azimutal de la polarización lineal de entrada varía, calculamos las trayectorias para $\alpha = 0^\circ$. Los resultados se muestran en la figura 11. Podemos notar que cuando $\varphi = 0^\circ$ o 180° , $r = 0$, la trayectoria está representada por un punto localizado en el origen de coordenadas; uno de los eigenmodos de este medio anisótropo.

En la figura 11, las trayectorias son círculos centrados en el origen. Los valores de sus radios dependen del valor del ángulo azimutal del estado de polarización lineal. Usando la ecuación 77 se puede demostrar que en este caso $r = \tan \varphi$, por lo tanto, cuando φ se aproxima a $\pm 90^\circ$, el radio tiende a infinito.

Cuando el eje rápido de birrefringencia no está alineado con el eje x del sistema de referencia, el centro de este círculo no está localizado en el origen de coordenadas (Ecuación 78); un ejemplo se muestra en la figura 12 para $\alpha = 30^\circ$ y $0 < \varphi < 180^\circ$.

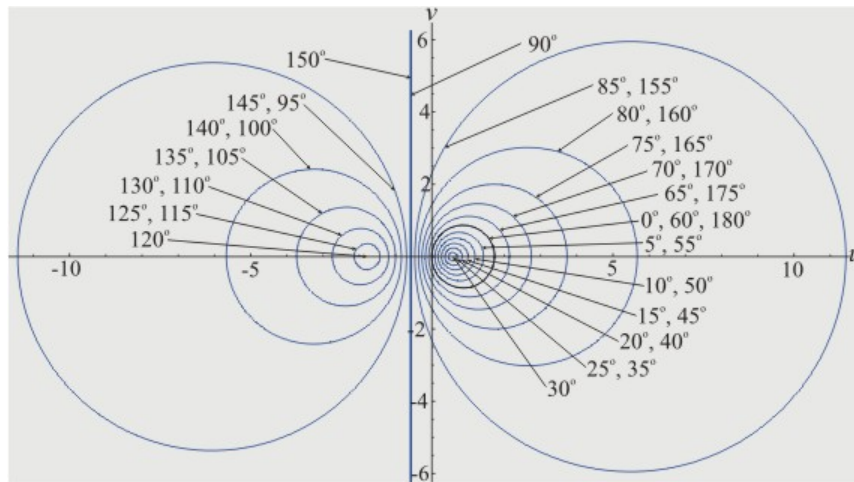


Figura 12. Muestra con el eje rápido de birrefringencia a un ángulo $\alpha = 30^\circ$ y orientación variable de la señal lineal de entrada (ángulo azimutal $0 < \varphi < 180^\circ$).

Una condición práctica diferente corresponde al caso en el cual la orientación del retardador lineal varía con respecto al marco de referencia y el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada a la muestra queda fijo. En la figura 13, se muestra una familia de círculos calculados para $\varphi = 0$ y varios valores de α en un rango de 0 a 90° . Como podemos ver la contribución es simétrica. Las trayectorias en el lado derecho ($u > 0$) corresponden a $\alpha < 45^\circ$ y las del lado izquierdo a $\alpha > 45^\circ$. Esta simetría se pierde cuando $\varphi \neq 0$.

En la figura 14 se presentan las trayectorias calculadas para $\varphi = 30^\circ$ cuando $0^\circ < \alpha < 180^\circ$.

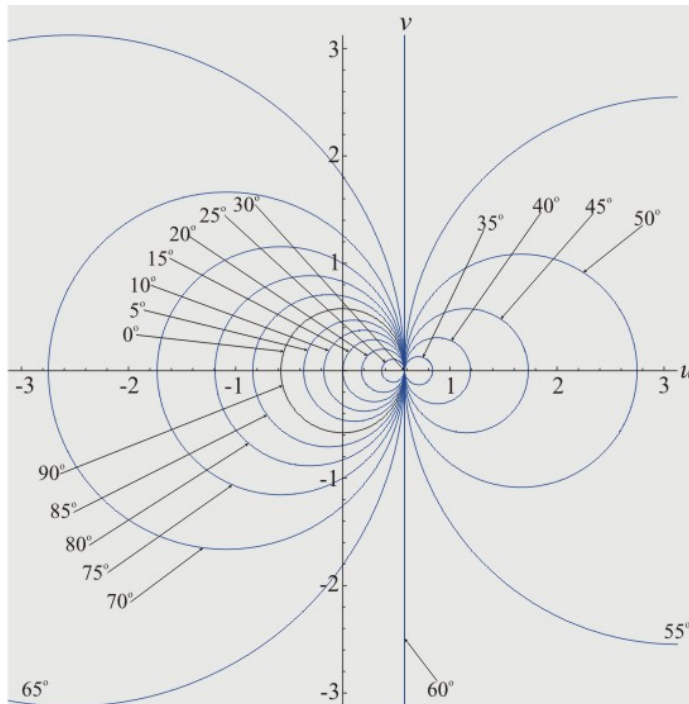


Figura 13. Retardador lineal iluminado con una polarización lineal de entrada ($\varphi = 0$). Diferentes orientaciones de la muestra fueron consideradas. Los círculos del lado derecho corresponden a $\alpha < 45^\circ$ y los del lado izquierdo a $\alpha > 45^\circ$.

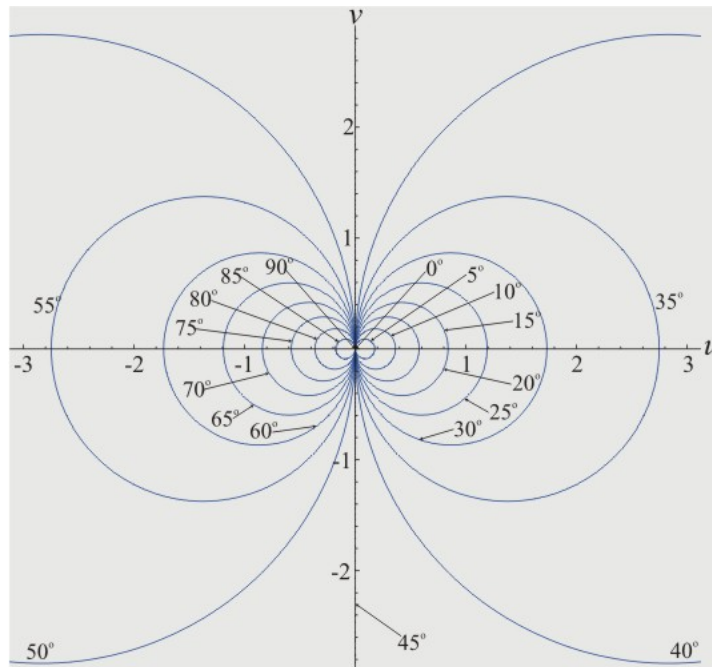


Figura 14. Retardador lineal con orientación variable del eje rápido de birrefringencia, $0^\circ < \alpha < 180^\circ$. La señal de entrada ha sido fijada a una polarización lineal ($\varphi = 30^\circ$).

III.3.3 Polarización elíptica de entrada

La esfera de Poincaré es una herramienta particularmente útil para describir el desempeño de un medio anisótropo no absorbente, tal como el que se describe en esta sección. Usando esta representación es fácil describir la evolución del estado de polarización de la luz cuando se propaga a través de un retardador homogéneo, usando las propiedades de simetría de esta esfera. La trayectoria circular resultante representa en cada punto de la trayectoria de la luz, la posición, la forma y la dirección de la elipse descrita por el vector de luz. La representación alternativa del plano complejo que se presenta en esta sección es una proyección estereográfica de la esfera de Poincaré; en este modelo se mapean círculos dentro de la esfera como círculos en el plano complejo. Haciendo uso de esto, para cualquier retardador lineal homogéneo en particular (orientación específica con respecto al sistema de referencia) y un estado de polarización de entrada, hay solamente una trayectoria circular que describe la evolución del estado de polarización de la luz. Estos círculos incluyen todos los estados de polarización a través de los cuales la señal de luz puede evolucionar y cualquiera de estos estados puede ser usado como el estado de polarización de entrada o de salida.

Para ejemplificar lo anterior, consideremos la trayectoria de la figura 11, con radio unitario, que incluye polarizaciones circular izquierda y derecha. En esta figura el eje rápido de birrefringencia del retardador lineal está alineado con el eje x del sistema de referencia ($\alpha = 0^\circ$) y el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada es $\varphi = \pm 45^\circ$. Podemos observar que esta trayectoria circular está también ilustrada en la figura 10, correspondiendo a un retardador lineal con ángulo azimutal cero y polarización circular de entrada. Este estado de polarización de entrada evoluciona llegando a ser un estado de polarización lineal con ángulo azimutal $\varphi = \pm 45^\circ$. Esta propiedad geométrica, ampliamente usada en la representación de la esfera de Poincaré, puede también ser aplicada a la proyección estereográfica para incluir cualquier polarización elíptica inicial localizada en esta trayectoria circular. Para cualquiera de los estados de polarización elíptica que coincida con esta trayectoria circular, este círculo describe su evolución a lo largo del retardador lineal para esta orientación específica de la muestra con respecto al sistema de referencia.

La figura 11, indica que variando el radio de la trayectoria circular cualquier polarización elíptica puede ser considerada como uno de los estados de polarización de entrada.

Cuando el ángulo azimutal del retardador lineal no está alineado con el con eje horizontal del sistema de referencia ($\alpha \neq 0^\circ$), la misma propiedad puede ser aplicada. Usando las ecuaciones 77 y 78 y la orientación de la muestra (ángulo azimutal α), la trayectoria circular que incluye el estado de polarización elíptico específico en el cual estamos interesados, puede ser seleccionado variando el valor de φ . En particular para el caso que se discute usando las ecuaciones 77 y 78 se puede demostrar que las ecuaciones 73 y 74 dan lugar a las mismas trayectorias cuando $\varphi = \alpha \pm 45^\circ$.

El uso de trayectorias circulares obtenidas para una polarización circular de entrada no permite que cualquier estado de polarización elíptico sea considerado. Para una orientación específica de la muestra hay solamente una trayectoria circular que incluye a los estados de polarización circular a la derecha o a la izquierda.

III.4 Retardo circular

La matriz de birrefringencia de un rotador circular es:

$$\mathbf{M}_C = \begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & \mp \text{sen} \frac{\delta}{2} \\ \pm \text{sen} \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{bmatrix}, \quad (79)$$

donde δ es el ángulo de retardo entre los eigenmodos de polarización. El signo superior corresponde a un rotador izquierdo y el signo inferior a un rotador derecho.

III.4.1 Polarización circular de entrada

El estado de polarización de salida se obtiene de las ecuaciones 68, 69 y 79

$$\mathbf{V}_{CC} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} - i \text{sen} \frac{\delta}{2} \\ \pm \text{sen} \frac{\delta}{2} \pm i \cos \frac{\delta}{2} \end{bmatrix}, \quad (80)$$

y usando la ecuación 80, se puede demostrar que de acuerdo con la óptica de polarización:

$$\begin{aligned}
 u_{CC} &= 0, \\
 v_{CC} &= \pm 1;
 \end{aligned}
 \tag{81}$$

entonces las polarizaciones circular derecha e izquierda son los eigenmodos de un rotador circular. La ecuación 81 nos dice que los eigenmodos de polarización se propagan a lo largo de la muestra manteniendo el mismo estado de polarización.

III.4.2 Polarización lineal de entrada

En este caso usando las ecuaciones 67, 69 y 79 obtenemos el estado de polarización de salida

$$\mathbf{V}_{CL} = \begin{bmatrix} \cos \varphi \cos \frac{\delta}{2} \mp \sin \varphi \sin \frac{\delta}{2} \\ \pm \cos \varphi \sin \frac{\delta}{2} + \sin \varphi \cos \frac{\delta}{2} \end{bmatrix},
 \tag{82}$$

y de las relaciones 66 y 82

$$\begin{aligned}
 u_{CL} &= \tan \left(\varphi \pm \frac{\delta}{2} \right), \\
 v_{CL} &= 0.
 \end{aligned}
 \tag{83}$$

En este caso las trayectorias siguen el eje real para cualquier valor del ángulo azimutal de la polarización lineal de entrada; entonces su posición a lo largo del eje u está dado por la ecuación 83. Para un incremento fijo del ángulo azimutal de la polarización lineal de entrada, la localización sobre el eje real del estado de polarización de salida no presenta un desplazamiento uniforme.

III.4.3. Polarización elíptica de entrada

Las relaciones analíticas y localización de los estados elípticos invariantes ya han sido reportados para esta representación del plano complejo [Azzam R. y Bashara N., 1973]. Esas trayectorias no corresponden a las discutidas aquí debido a que ellos no incluyen estados de polarización lineal y circular.

III.5 Retardo elíptico

La matriz de birrefringencia de un retardador elíptico está dado por:

$$\mathbf{M}_E = \begin{bmatrix} \cos(\delta/2) + i \sin(\delta/2) \cos 2\varepsilon \cos 2\alpha & \sin(\delta/2) (\sin 2\varepsilon + i \cos 2\varepsilon \sin 2\alpha) \\ -\sin(\delta/2) (\sin 2\varepsilon - i \cos 2\varepsilon \sin 2\alpha) & \cos(\delta/2) - i \sin(\delta/2) \cos 2\varepsilon \cos 2\alpha \end{bmatrix}, \quad (84)$$

donde δ es el retardo entre los eigenmodos de polarización, ε es el ángulo de elipticidad y α es el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia.

III.5.1 Polarización circular de entrada

El estado de polarización de salida obtenido usando las ecuaciones 68, 69 y 84 es:

$$\mathbf{v}_{EC} = \begin{bmatrix} \cos(\delta/2) + i \sin(\delta/2) \cos 2\varepsilon \cos 2\alpha \mp i \sin(\delta/2) (\sin 2\varepsilon + i \cos 2\varepsilon \sin 2\alpha) \\ -\sin(\delta/2) (\sin 2\varepsilon - i \cos 2\varepsilon \sin 2\alpha) \mp i [\cos(\delta/2) - i \sin(\delta/2) \cos 2\varepsilon \cos 2\alpha] \end{bmatrix}. \quad (85)$$

En este caso los valores determinados para u y v son:

$$u_{EC} = \mp \frac{2 \cos 2\varepsilon \sin(\delta/2) (\cos 2\alpha \cos(\delta/2) + \sin 2\alpha \sin 2\varepsilon \sin(\delta/2))}{1 \pm 2 \cos 2\varepsilon \sin(\delta/2) [\sin 2\alpha \cos(\delta/2) - \cos 2\alpha \sin 2\varepsilon \sin(\delta/2)]}, \quad (86)$$

$$v_{EC} = \mp \frac{1 - 2 \cos^2 2\varepsilon \sin^2(\delta/2)}{1 \pm 2 \cos 2\varepsilon \sin(\delta/2) [\sin 2\alpha \cos(\delta/2) - \cos 2\alpha \sin 2\varepsilon \sin(\delta/2)]}.$$

Para observar como se modifica la trayectoria cuando el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia α (orientación de la muestra) o cuando el ángulo de elipticidad ε , asociado con la birrefringencia de la muestra, tiene un valor diferente, consideramos que sólo uno de estos valores se altera. El radio de curvatura y los centros de esta familia de círculos satisfacen:

$$r_{EC} = \frac{1}{\tan 2\varepsilon - \cos 2\alpha} \quad (87)$$

y

$$(h, k)_{EC} = \left(\frac{\sin 2\alpha \cos 2\varepsilon}{\cos 2\alpha \cos 2\varepsilon - \sin 2\varepsilon}, \frac{\sin 2\varepsilon}{\cos 2\alpha \cos 2\varepsilon - \sin 2\varepsilon} \right). \quad (88)$$

Se puede observar en la ecuación 87 que para una señal circular de entrada el denominador es nulo cuando el eje rápido de birrefringencia de la muestra está alineado con el marco de referencia ($\alpha = 0^\circ$) y el ángulo de elipticidad de la muestra es $\varepsilon = 22.5^\circ$. En este caso, el radio de la trayectoria circular es infinito, esto incluye el estado de polarización vertical. La figura 15 muestra las trayectorias obtenidas para un retardador elíptico con $0^\circ <$

$\varepsilon < 90^\circ$; podemos observar que los centros de estas circunferencias se localizan sobre el eje imaginario v .

De acuerdo con la ecuación 87, cuando la muestra está alineada con el marco de referencia, la singularidad obtenida para $\varepsilon = 22.5^\circ$ cambia a una posición diferente (Figura 16). En este caso, para $\alpha = 90^\circ$ el diámetro del círculo es unitario y su centro está localizado sobre el eje v . Así, cuando α se incrementa de 0 a 90° el radio decrece; mientras que de 90 a 180° , el valor del radio se incrementa. Los centros de simetría de estas circunferencias tienen coordenadas negativas en u para $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ y llegan a ser positivas para $90^\circ < \alpha < 180^\circ$. Para esta familia de círculos la evoluta está localizada fuera de los ejes coordenados, no como una línea recta, sino como una parábola con el estado de polarización de entrada $(0,-1)$ localizado en su foco (se muestra con líneas punteadas en las figuras 16 y 17).

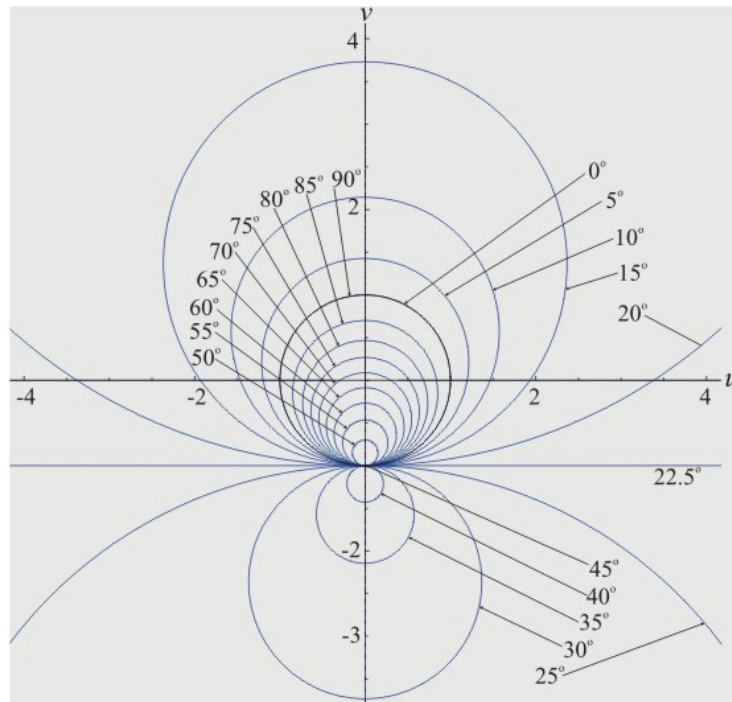


Figura 15. Retardador elíptico alineado con el marco de referencia del laboratorio ($\alpha = 0^\circ$). Cada uno de los círculos tiene diferente ángulo de elipticidad ($0^\circ < \varepsilon < 90^\circ$). La señal de entrada está circularmente polarizada a la izquierda.

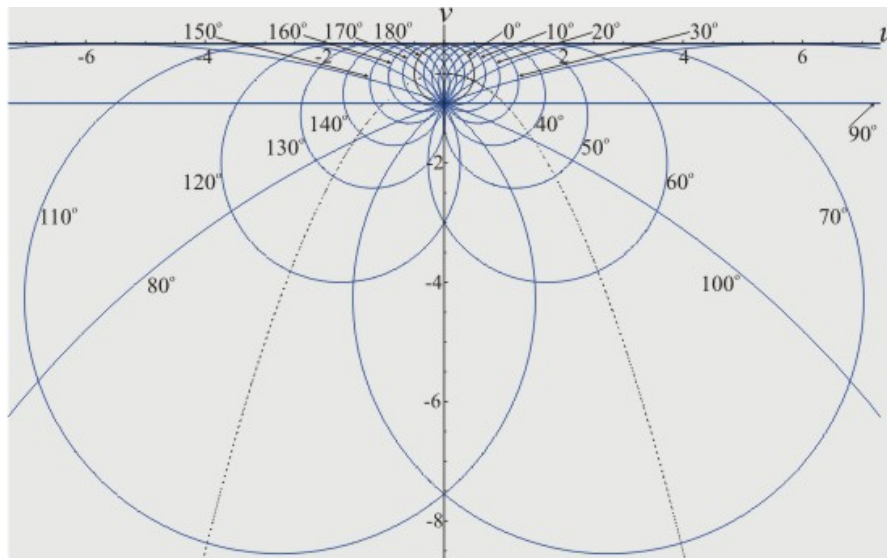


Figura 16. Retardador elíptico con ángulo de elipticidad $\varepsilon = 22.5^\circ$. La señal de entrada está polarizada circularmente a la izquierda. Estas trayectorias fueron calculadas variando el ángulo azimutal α de la muestra de 0 a 180° .

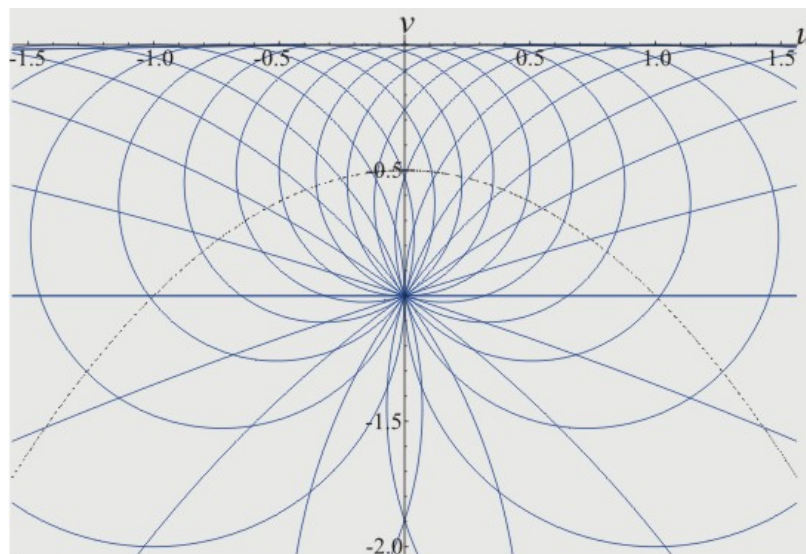


Figura 17. Es una ampliación de la figura 15, que ayuda a visualizar la evoluta (líneas punteadas) y la envolvente (eje real) de esta familia de círculos. La evoluta es una parábola cuyo foco coincide con el estado de polarización de entrada.

Otra característica interesante de esta familia de círculos es que para cualquier $\alpha \neq 0^\circ$, el eje real se comporta como una envolvente, que es también la directriz de la parábola asociada a la evoluta. Todos estos círculos están ubicados debajo del eje real y cada uno de ellos es tangente al eje real (Figuras 16 y 17). Los estados de polarización por arriba del eje

real están incluidos en las trayectorias, teniendo una polarización circular derecha a la entrada del medio. Es importante indicar que cada uno de estos círculos corresponde a un retardador diferente (distinto ángulo de elipticidad ε).

III.5.2 Polarización lineal de entrada

Aplicando las ecuaciones 67, 69 y 84 a un retardador elíptico y suponiendo una polarización lineal de entrada, obtenemos la siguiente polarización de salida:

$$\mathbf{v}_{EL} = \begin{bmatrix} [\cos(\delta/2) + i \sin(\delta/2) \cos 2\varepsilon \cos 2\alpha] \cos \varphi + \sin(\delta/2) (\sin 2\varepsilon + i \cos 2\varepsilon \sin 2\alpha) \sin \varphi \\ -\sin(\delta/2) (\sin 2\varepsilon - i \cos 2\varepsilon \sin 2\alpha) \cos \varphi + [\cos(\delta/2) - i \sin(\delta/2) \cos 2\varepsilon \cos 2\alpha] \sin \varphi \end{bmatrix}. \quad (89)$$

Cuando se utiliza una señal de entrada lineal tenemos un parámetro adicional, el ángulo azimutal de la polarización lineal de entrada φ . De la ecuación 89 y la relación 66 se puede demostrar que:

$$u_{EL} = \frac{\cos^2(\delta/2) \left[\frac{1}{2} \sin 2\varphi \cos(\delta/2) - \cos 2\varphi \sin 2\varepsilon \sin(\delta/2) \right] + \frac{1}{2} \sin^2(\delta/2) [\cos^2 2\varepsilon \sin[2(\alpha - \varphi)] - \sin 2\varphi \sin^2 2\varepsilon]}{\cos^2(2\alpha - \varphi) \cos^2 2\varepsilon \sin^2(\delta/2) + [\cos \varphi \cos(\delta/2) + \sin \varphi \sin 2\varepsilon \sin(\delta/2)]^2}, \quad (90)$$

$$v_{EL} = \frac{\cos 2\varepsilon \{ \sin[2(\alpha - \varphi)] \cos(\delta/2) + \cos[2(\alpha - \varphi)] \sin 2\varepsilon \sin(\delta/2) \} \sin(\delta/2)}{\cos^2(2\alpha - \varphi) \cos^2 2\varepsilon \sin^2(\delta/2) + [\cos \varphi \cos(\delta/2) + \sin \varphi \sin 2\varepsilon \sin(\delta/2)]^2}.$$

El radio de curvatura y los centros de esta familia de círculos están dados por:

$$r_{EL} = \frac{\sqrt{1 - \{ \cos 2\varepsilon \cos[2(\alpha - \varphi)] \}^2}}{2 \cos \varphi \cos 2\varepsilon \cos(2\alpha - \varphi)}, \quad (91)$$

$$(h, k)_{EL} = \frac{1}{2 \cos \varphi \cos(2\alpha - \varphi)} (\sin 2\alpha, \tan 2\varepsilon). \quad (92)$$

Para entender el rol de varios de los parámetros, se han simulado las trayectorias descritas por la evolución del estado de polarización de una señal de entrada lineal modificando un parámetro a la vez.

Caso I: Cuando el eje rápido de birrefringencia de la muestra está alineado con el sistema de referencia y la polarización lineal de entrada es horizontal, las trayectorias descritas por la evolución del estado de polarización de la señal son círculos centrados sobre el eje imaginario (Figura 18). Usando la ecuación 91 se puede demostrar que en este caso el radio del círculo depende solamente del valor del ángulo de elipticidad de la muestra, $r = \frac{1}{2} \tan 2\varepsilon$. Por lo tanto, la trayectoria del radio es igual a cero cuando $\varepsilon = 0^\circ$

(birrefringencia lineal); para $0 \leq \varepsilon \leq 45^\circ$ crece con ε y se va a infinito cuando $\varepsilon = 45^\circ$ (birrefringencia circular).

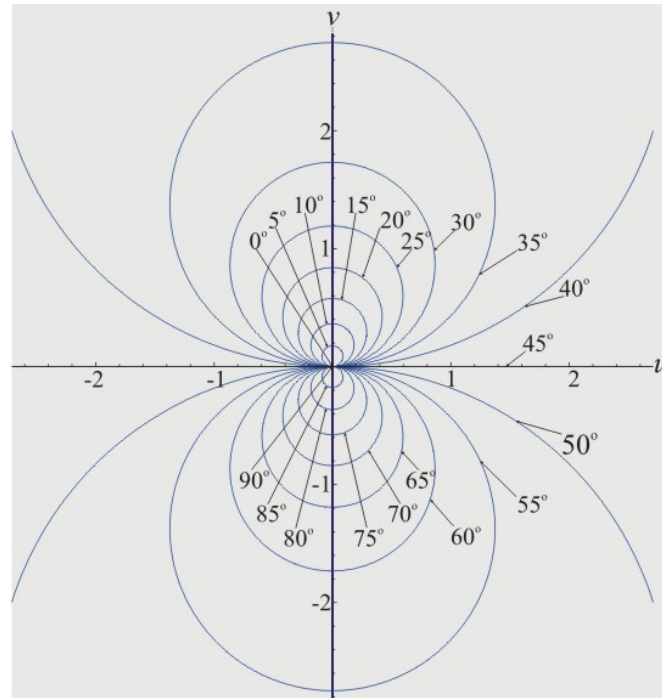


Figura 18. Retardadores elípticos alineados con el marco de referencia del laboratorio iluminados con una polarización lineal horizontal de entrada ($\alpha = \varphi = 0^\circ$). El ángulo de elipticidad del retardador varía de 0 a 90° .

Caso 2: Si se conserva la muestra alineada con el sistema de referencia ($\alpha = 0^\circ$) permitiendo que el ángulo azimutal de la polarización lineal de entrada cambie, los centros de simetría de las trayectorias resultantes permanecen sobre el eje imaginario, pero entonces el estado de polarización de entrada se desplaza a lo largo del eje real y, la distribución de estas trayectorias es diferente (Figura 19). Cuando la orientación de la señal de entrada φ cambia, los radios de los círculos crecen con este ángulo y para $\varphi = 90^\circ$ (polarización vertical) el valor del radio se va a infinito.

Caso 3: Si los ejes de birrefringencia de la muestra ya no están alineados con el sistema de referencia, los centros de curvatura están localizados sobre una línea recta que pasa a través del origen. En la figura 20, cuando $\varepsilon = 22.5^\circ$ y $\alpha = 30^\circ$, el lugar de los centros de la familia de círculos (evoluta) obtenida para $0 < \varphi < 90^\circ$ (línea punteada) forma una línea recta con una pendiente a 45° (igual a $\tan 2\varepsilon$).

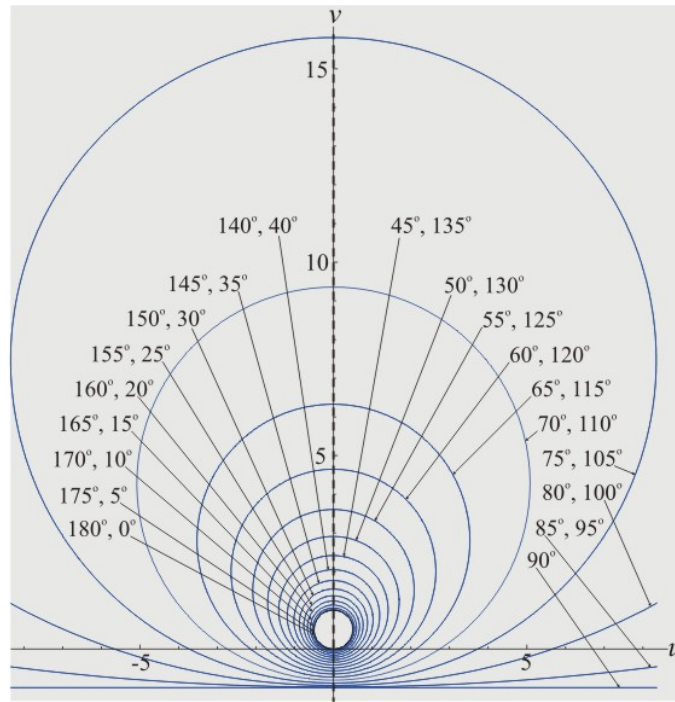


Figura 19. Retardador elíptico con ángulo de elipticidad $\varepsilon = 22.5^\circ$, alineado con el marco de referencia del laboratorio e iluminado con una señal de entrada polarizada linealmente. El ángulo azimutal φ de la polarización lineal de entrada varía de 0 a 90° .

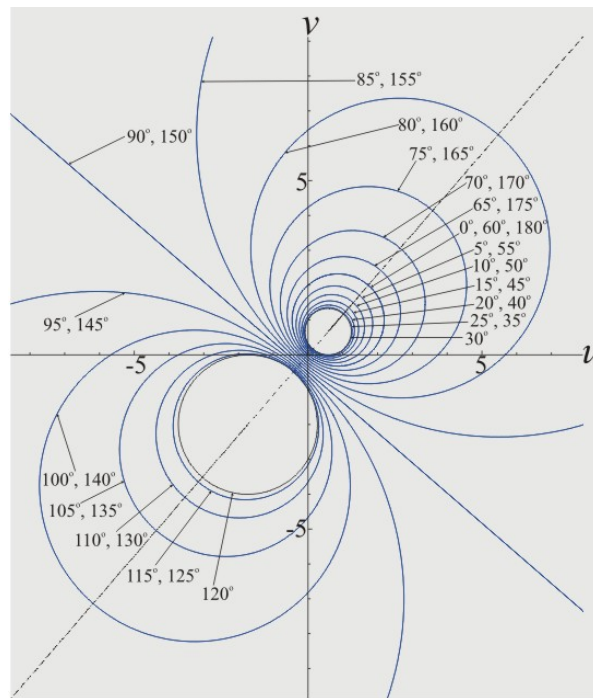


Figura 20. Retardador elíptico con un ángulo de elipticidad $\varepsilon = 22.5^\circ$ iluminado con una polarización lineal de entrada y $\alpha = 30^\circ$. El ángulo azimutal φ de la señal de entrada polarizada linealmente varía de 0 a 90° .

La figura 21 muestra la comparación de los resultados anteriores con los obtenidos para $\alpha = 120^\circ$. Es evidente que la pendiente de la evoluta se modifica cuando el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia es mayor de 90° . En este caso la figura presenta una rotación de 90° en el sentido de las manecillas del reloj. Debemos notar que bajo estas condiciones, el valor del radio se va a infinito para $\varphi = 90^\circ$.

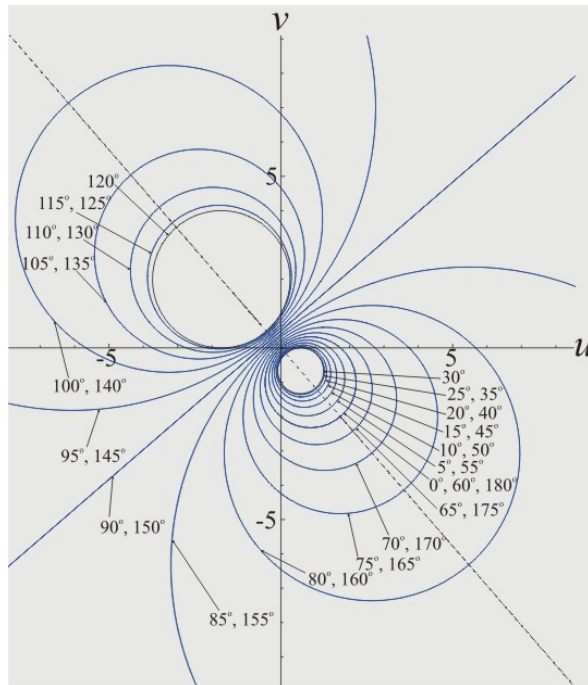


Figura 21. Retardador elíptico con un ángulo de elipticidad $\varepsilon = 22.5^\circ$ iluminado con una polarización lineal de entrada y $\alpha = 120^\circ$. El ángulo azimutal φ de la señal de entrada polarizada linealmente varía de 0 a 90° .

Caso 4: Para un retardo específico, el ángulo de elipticidad queda fijo si mantenemos constante el ángulo azimutal de la polarización lineal de entrada y variamos la orientación de la muestra (α); la evoluta de la nueva familia de círculos es una hipérbola asintótica para dos líneas rectas cruzando el origen. El valor absoluto de las pendientes de estas líneas rectas es igual a $\tan 2\varepsilon$. En la figura 22, $\varepsilon = 22.5^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ y $0 < \alpha < 180^\circ$. Bajo estas condiciones experimentales, la envolvente de esta familia de círculos es una Lemniscata de Bernoulli. La figura 23 muestra una ampliación de esta envolvente en la cual su eje está alineado con el eje imaginario.

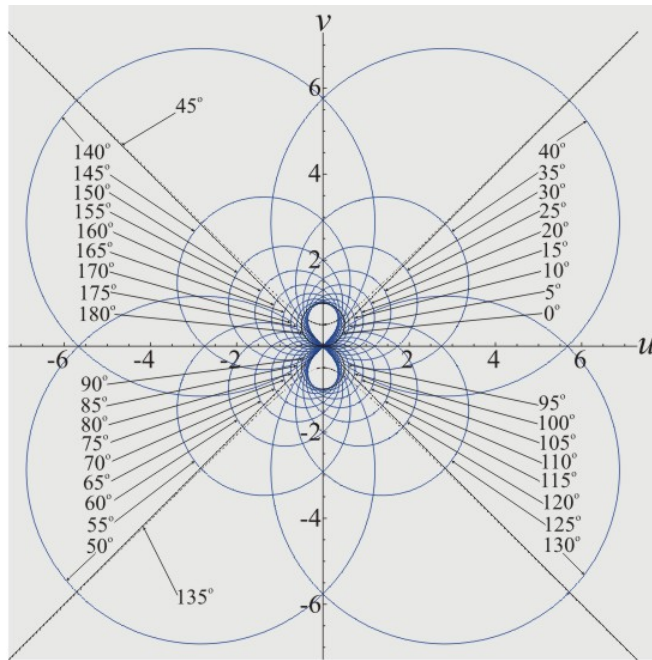


Figura 22. Retardador elíptico con un ángulo de elipticidad $\varepsilon = 22.5^\circ$ iluminado con una señal de entrada polarizada linealmente con ángulo azimutal $\varphi = 0^\circ$. Estas trayectorias corresponden a diferentes valores del ángulo azimutal (α) del eje rápido de birrefringencia de la muestra (0 a 90°). Los centros de las trayectorias circulares están localizados a lo largo de una curva asintótica a una línea recta de pendiente igual a $\tan 2\varepsilon$.

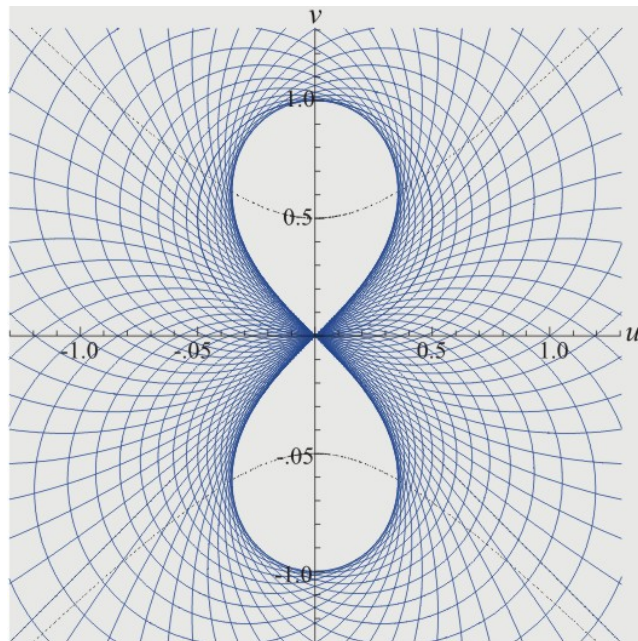


Figura 23. Es una ampliación de la figura 21, que muestra a detalle que la evoluta de esta familia de círculos corresponde a las dos ramas de una hipérbola alineada con el eje imaginario. También se puede observar que su envolvente es una Lemniscata de Bernoulli.

Los estados de polarización dentro de la Lemniscata de Bernoulli [Simmons, 2002] son estados de polarización elípticos localizados cerca de los eigenmodos de polarización de esta muestra, que no pueden ser alcanzados cuando la trayectoria incluye un estado de polarización lineal.

Una desventaja de este método gráfico es que para cualquier retardador homogéneo existen condiciones prácticas para las que no están definidos algunos estados de polarización (cuando su valor es infinito). Sin embargo esta condición puede ser modificada cambiando la orientación de la muestra o el estado de polarización de entrada. Las principales ventajas de esta representación gráfica son: que se realiza sobre un plano, que puede ser aplicada a sistemas coherentes (dispositivos) ya que hace uso del formalismo de Jones, que el análisis de cambios en la vecindad de los modos de polarización circulares es más simple y que está basada en estados de polarización, evitando las limitaciones prácticas introducidas por un mal acoplamiento, que presentan los métodos polarimétricos basados en medidas de intensidad; donde además se requiere del conocimiento *a priori* de la birrefringencia de la muestra. También se debe mencionar que esta representación conserva las propiedades de simetría de otras representaciones gráficas, que permite simplificar el análisis de medios y dispositivos birrefringentes.

III.6 Representación basada en la esfera de Poincaré

Si la fibra se comporta como un medio anisótropo homogéneo, libre de absorción, el vector de Stokes de salida es el resultado de la multiplicación de un vector de Stokes de entrada, que representa la señal de entrada, por la matriz de un medio birrefringente, que representa al medio retardador (Ecuaciones 56 - 58). De acuerdo con las expresiones calculadas para los vectores de Stokes de salida (Ecuaciones 59 - 61), conforme la luz se propaga a lo largo de la fibra, el estado de polarización cambia. El cambio depende de la birrefringencia de la muestra, de su orientación y del estado de polarización de la señal de entrada. Para entender este comportamiento se analiza el desfase (ángulo de retardo) entre sus modos propios de polarización, el cual está dado por:

$$\delta = \frac{2\pi \cdot l}{\lambda} \Delta n, \quad (93)$$

donde l es la longitud de fibra que ha atravesado la señal, λ la longitud de onda de la señal y Δn es la birrefringencia de la fibra (diferencia entre los índices de refracción de los eigenmodos de polarización).

A partir de la ecuación 93, la evolución del estado de polarización puede analizarse variando la longitud l de la fibra, o para evitar la destrucción de la muestra, variando la longitud de onda. Cabe recordar que en este caso se supone que la dispersión de la birrefringencia es despreciable (Δn no depende de λ , o bien su cambio es pequeño en la banda espectral de trabajo). A continuación se analiza gráficamente este comportamiento sobre la esfera de Poincaré, para cada vector de Stokes de salida [Treviño *et. al.*, 2005].

III.6.1 Retardador lineal

El desfase δ entre los eigenmodos de polarización, cambia al variar la longitud de la fibra. Podemos observar en la ecuación 59 que dicho desfase sólo afecta las componentes S_2 y S_3 y que $S_2^2 + S_3^2 = \sin^2 2\varphi$. Se obtienen por tanto trayectorias circulares de radio $|\sin 2\varphi|$. El radio máximo es unitario; el cual corresponde a un círculo mayor, ya que la esfera tiene radio unitario. La posición de estas trayectorias circulares depende del valor del ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada. Para la relación calculada estos círculos son perpendiculares al eje S_1 , debido a que la matriz de la ecuación 56 describe a un medio anisótropo lineal con su eje de birrefringencia rápido alineado con el eje x del sistema de referencia.

En la figura 24 se muestran las trayectorias calculadas para el vector de Stokes de salida (Ecuación 59), de una señal lineal de entrada que se ha propagado a través de un retardador lineal de ángulo azimutal cero. En la figura 24a se presentan señales de entrada con diferentes ángulos azimutales (φ) que van de 5° a 45° , con pasos de 10° . Se puede notar que cuando $\varphi = \pm 45^\circ$ la trayectoria circular corresponde a un círculo mayor y que la trayectoria circular de menor radio se obtiene para $\varphi = 0^\circ$ o $\pm 90^\circ$. El radio menor es igual a cero; es decir, la evolución está descrita por sólo un punto sobre la esfera de Poincaré. Los dos casos que satisfacen esta condición corresponden a los modos propios (eigenmodos) de polarización. En la figura 24 puede verse que los eigenmodos que describen a este

retardador lineal son estados de polarización lineales; específicamente los definidos por las ecuaciones 48.b y 48.c.

En la figura 24b se presentan las trayectorias calculadas para señales de entrada con ángulos azimutales que van de $\varphi = 55^\circ$ a 85° , en pasos de 10° . En ambos casos se observa que todas las trayectorias circulares están centradas alrededor del mismo eje de simetría, una línea recta que intersecta a la esfera de Poincaré en los puntos que corresponden a los eigenmodos del retardador; los cuales para un retardador lineal se sitúan sobre el ecuador.

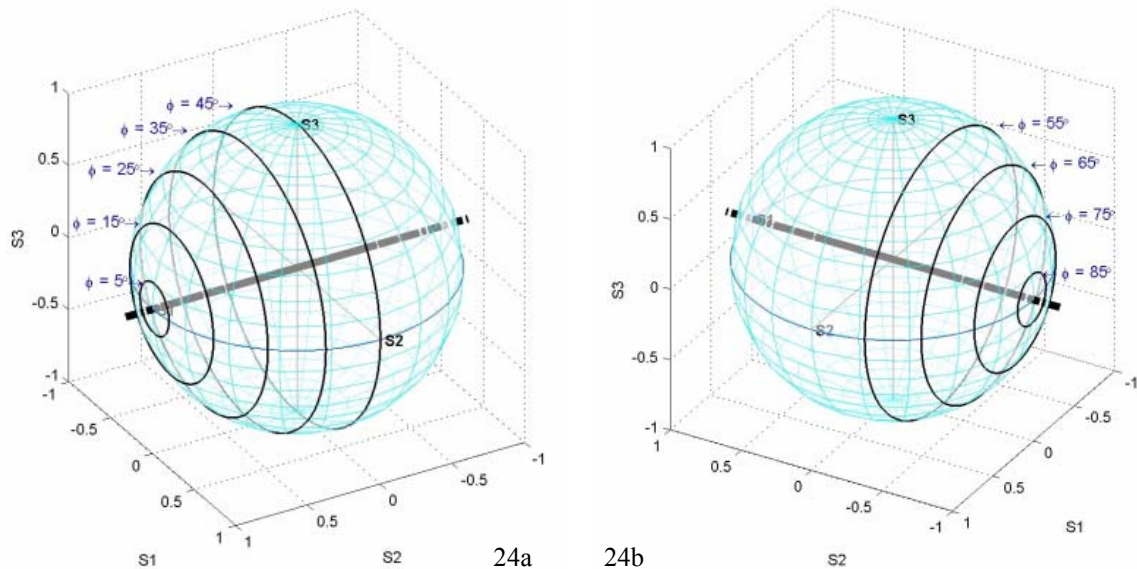


Figura 24. Trayectorias descritas por el estado de polarización de la luz al propagarse por un retardador lineal. Cada círculo corresponde a la evolución de una señal de entrada linealmente polarizada, con un ángulo azimutal diferente. a) $\varphi = 5$ a 45° ; b) $\varphi = 55$ a 85° . Los eigenmodos se localizan sobre el ecuador.

III.6.2 Retardador circular

La figura 25 muestra que para un retardador circular y una señal de entrada linealmente polarizada, el retardo experimentado por las componentes de la señal a lo largo de la fibra está representado por θ . La ecuación 60 nos indica que el valor del ángulo azimutal φ de la señal no interviene en el comportamiento de la trayectoria. Para cualquier valor de φ el resultado será un círculo situado sobre el ecuador, pues la curva se describe sobre los ejes S_1 y S_2 . Resulta evidente que se trata de un círculo mayor; i.e., un círculo de radio unitario. En este caso el eje de simetría cruza por los polos de la esfera, que corresponden a los

estados de polarización circular derecho (Ecuación 48.f) y circular izquierdo (Ecuación 48.g).

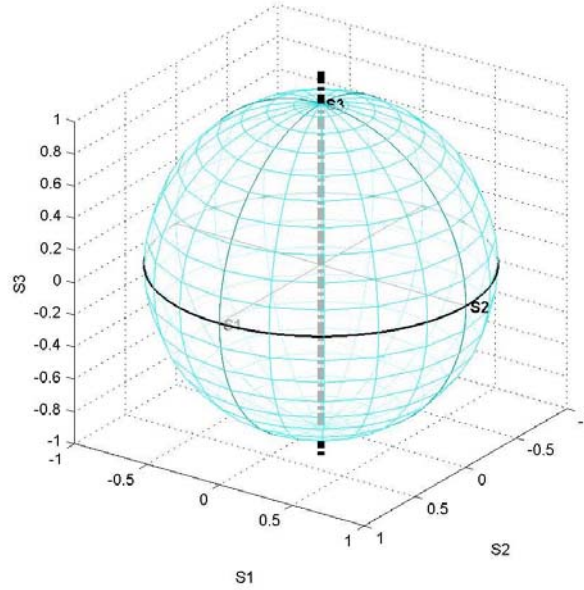


Figura 25. Trayectoria que describe el vector de Stokes de una señal de entrada linealmente polarizada conforme se propaga a través de un retardador circular. Los eigenmodos se localizan en los polos.

III.6.3 Retardador elíptico

Este tipo de retardador es particularmente importante, ya que la fibra dopada con erbio se comporta como un retardador de este tipo. Al igual que los dos retardadores anteriores, al viajar a lo largo de la fibra, el retardo δ entre los eigenmodos de polarización describe trayectorias circulares. De acuerdo con la ecuación 61 los parámetros de Stokes S_1 , S_2 y S_3 dependen de δ ; para facilitar el análisis es necesario reorientar el sistema de coordenadas. Introduciendo un giro $(\pi/2+\sigma)$ sobre el eje S_2 , el vector de Stokes toma la siguiente forma:

$$\mathbf{S}'_{out} = \begin{bmatrix} \cos 2\varphi \cos 2\omega \\ \cos 2\varphi \sin 2\omega \sin 2\delta + \sin 2\varphi \cos 2\delta \\ \cos 2\varphi \sin 2\omega \cos 2\delta - \sin 2\varphi \sin 2\delta \end{bmatrix}. \quad (94)$$

En la expresión de la ecuación 94 el desfase sólo afecta a las componentes S_2' y S_3' . En este caso $S_2'^2 + S_3'^2 = r^2$; donde r^2 no depende del retardo δ , por lo que las trayectorias son circulares. Además puede verificarse que el radio de dichas trayectorias satisface:

$$r = \sqrt{\cos^2 2\varphi \sin^2 2\sigma + \sin^2 2\varphi}. \quad (95)$$

La ecuación 95 indica que el radio depende sólo del valor del ángulo azimutal φ , puesto que el ángulo σ es un parámetro constante en la fibra, asociado a la elipticidad de su birrefringencia. El radio mínimo se obtiene para un estado de polarización lineal horizontal ($\varphi = 0^\circ$) y el radio máximo para $\varphi = \pm 45^\circ$.

El resultado obtenido al calcular la evolución del estado de polarización de una señal lineal de entrada para una muestra con un ángulo de elipticidad $\sigma = 10^\circ$ se presenta en la figura 26. Se muestran las trayectorias obtenidas para diferentes ángulos azimutales (φ) del estado de polarización de la señal de entrada (5 a 45°).

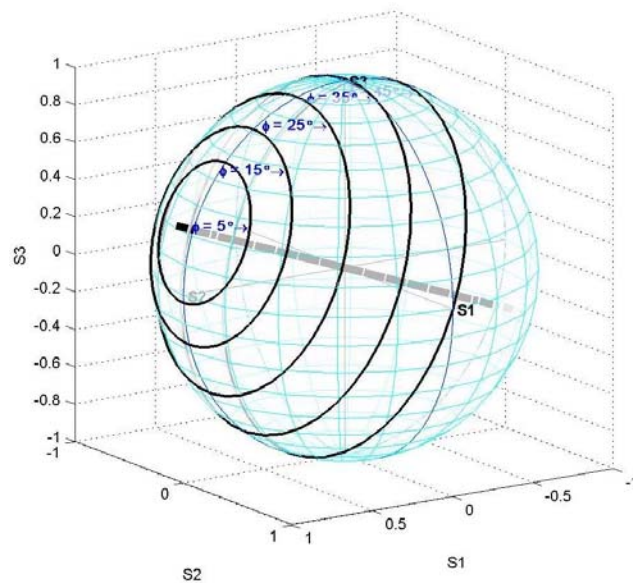


Figura 26. Evolución del estado de polarización de una señal de entrada linealmente polarizada que se propaga por una fibra con retardo elíptico caracterizado por el ángulo $\sigma = 10^\circ$, para $\varphi = 5$ a 45° .

Las trayectorias cambian su posición en la esfera dependiendo del valor del ángulo azimutal (φ) del estado de polarización de entrada; pero todas presentan simetría de revolución alrededor del mismo eje, que interseca a la esfera en los puntos que corresponden a los modos propios de polarización. La posición de los eigenmodos depende, a través del ángulo σ , de la elipticidad de la anisotropía de la muestra (Figura 27) y a través del ángulo azimutal α , de la orientación de la muestra con respecto al sistema de referencia. Ya que en este caso el ángulo azimutal del eje rápido de birrefringencia está alineado con el

eje x del sistema de referencia, los eigenmodos corresponden a los casos para los que $\varphi = 0$ ó $\pm 90^\circ$.

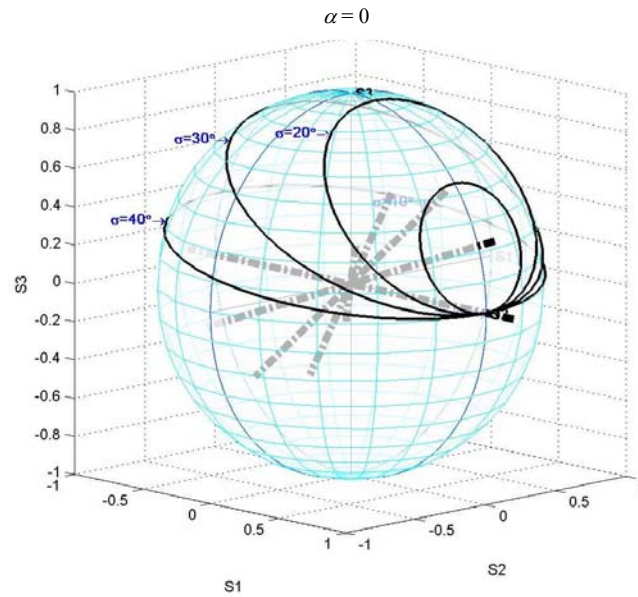


Figura 27. Diferentes trayectorias para un ángulo azimutal $\varphi = 10^\circ$; la elipticidad (σ) varía de 0 a 40° en pasos de 10° . Cada trayectoria tiene un eigenmodo diferente dependiendo del valor del ángulo de elipticidad.

CANCELACIÓN DE LA BIRREFRINGENCIA EN UN AISLADOR ÓPTICO

IV.1 Introducción

Uno de los dispositivos importantes en la construcción de un EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) es el aislador óptico. Si se desea construir y caracterizar un EDFA insensible al estado de polarización es importante cancelar la birrefringencia que generan en el aislador óptico las colas de fibra. En este trabajo esta cancelación se efectúa embobinando helicoidalmente estas colas de fibra óptica. En este capítulo se presenta el análisis experimental del efecto que producen diferentes curvaturas en los bobinados y se explica el procedimiento seguido para cancelar la birrefringencia de este dispositivo [Ayala *et. al.*, 2008; Ayala y Tentori, 2009].

IV.2 Flexión en una fibra óptica

La flexión de una fibra óptica sobre un plano genera esfuerzos internos, lo que provoca que uno de los modos viaje más lento y otro más rápido, induciendo por lo tanto una birrefringencia lineal. Algunos autores proponen que existe una pérdida de luz en el modo fundamental debido a dos causas: pérdidas por transición y pérdidas por flexión pura. Las pérdidas por transición se deben al cambio abrupto en índices de refracción en las fronteras internas y externas de la guía óptica: acoplamiento de luz al modo fundamental y fuga de modos del núcleo cuando hay un cambio en la curvatura del eje de la fibra (al pasar de recta a curva y viceversa). La pérdida por flexión pura resulta de la pérdida continua del guiado en la parte exterior del campo evanescente del modo fundamental. Esta pérdida de guiado se debe a que la velocidad de fase de la parte externa del campo evanescente llega a ser

igual a la velocidad de la luz en la cubierta. A menor radio de curvatura, mayor es la fracción del campo evanescente afectado y por lo tanto mayor será el porcentaje de pérdida de luz debida a la flexión. Sin embargo, no toda la luz que sale del modo fundamental por las causas antes mencionadas es una pérdida permanente; en algunos casos reingresa por el acoplamiento del modo de fuga del núcleo y los modos en la cubierta al modo fundamental [Harris y Castle, 1986].

La teoría relacionada con la pérdida por flexión pura sugiere que está fuertemente ligada a la longitud de onda de la luz, así como al radio. Estos efectos se han aplicado en sensores de fibra y demultiplexaje en longitud de onda. La pérdida por flexión pura es uno de los factores más importantes a ser considerado para determinar los límites más bajos en la diferencia de índices de refracción en una fibra óptica monomodo. La expresión analítica que describe la pérdida por flexión pura (α_B) para un modo de propagación HE₁₁ en una fibra con perfil de índice arbitrario es [Sakai, 1979]:

$$\alpha_B = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{A_e^2}{P} \frac{\exp\left(\frac{-4\Delta\omega^3}{3a\nu^2} R\right)}{\omega\left(\frac{\omega R}{a} + \frac{\nu^2}{2\Delta\omega}\right)^{1/2}}, \quad (96)$$

donde Δ es la diferencia de índices de refracción, a es el radio del núcleo, ν es la frecuencia normalizada y ω es el parámetro de decaimiento normalizado en la cubierta. R , A_e y P denotan: el radio de curvatura, el coeficiente de amplitud de los campos eléctricos en la cubierta y la potencia de propagación del modo, respectivamente.

IV.3 Arreglo experimental utilizando bobinas con diferentes diámetros

Las medidas usadas para determinar el valor adecuado para el diámetro del bobinado helicoidal se realizaron haciendo un barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador, utilizando una fuente de luz láser sintonizable Nanotronics Photonetics Mod. 3645HE1550. Esta fuente de luz opera de 1520 a 1570 nm. El arreglo de medida incluye además: un analizador de polarización Agilent 8509C (con el cual se recolectan los datos y así mismo nos muestra el comportamiento de la evolución del SOP sobre la esfera de

Poincaré), un controlador de polarización, un aislador óptico (para evitar reflexiones que se pudieran formar en las uniones mecánicas) y cuatro monturas de traslación que nos permiten sujetar, alinear y mantener la fibra recta sobre el arreglo óptico (Figura 28).

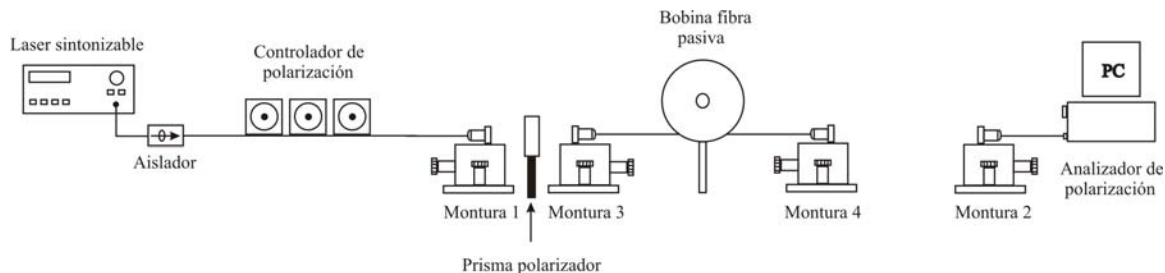


Figura 28. Arreglo óptico utilizado para la medir la evolución del SOP en tres diferentes fibras, con diferente diámetro del bobinado.

Antes de realizar las medidas se crea un marco de referencia para cada longitud de onda utilizada ($\lambda=1530, 1540, 1550, 1560$ y 1570 nm). Este procedimiento consiste en fijar un SOP de entrada circular derecho a la salida de la montura 1, ajustando para ello los anillos de Lefevre del controlador de polarización; enseguida se ajusta el prisma polarizador para los tres ángulos azimutales que nos solicita el analizador de polarización ($0^\circ, 60^\circ$ y 120°). Este procedimiento se debe repetir al menos dos veces ya que en la primera ocasión el marco de referencia no se ha definido. En este trabajo este procedimiento se repitió tres veces. Una vez creado el marco de referencia, ningún tramo de fibra óptica o monturas mecánicas deberán moverse ya que esto es suficiente para alterar el marco de referencia generado.

Las muestras utilizadas fueron tres tipos de fibras pasivas que se distinguen por el tipo de chaqueta exterior que poseen: fibra óptica estándar desnuda (longitud ~ 1.53 m), fibra estándar con chaqueta de Kevlar (diámetro externo, 3 mm; longitud ~ 1.17 m) y fibra estándar cableada (chaqueta de 0.9 mm, longitud de ~ 95 cm). Cada una de estas fibras fue enrollada sobre hormas cilíndricas de diferente diámetro (7.3, 5.2 y 3.2 cm). Una vez que se instala la muestra, se tiene el cuidado de no introducir torsión al sujetar los extremos de la fibra a las monturas. Dado que parte del arreglo se encuentra automatizado [Alejandro Gutiérrez, Tesis de maestría en ciencias, CICESE, 2007] sólo resta ejecutar la interfaz gráfica y proporcionar los parámetros iniciales, del resto se encarga el analizador de polarización. Al realizar el barrido del ángulo azimutal de entrada, es posible guardar los

parámetros de Stokes de cada uno de los puntos graficados sobre la esfera de Poincaré y posteriormente desplegarlos con otro software.

IV.4 Evaluación para los distintos diámetros

Las figuras 29, 30 y 31 muestran que los ángulos de inclinación del eje de simetría del círculo mayor generado cuando se realiza un barrido completo del ángulo azimutal de entrada, varían ligeramente al cambiar la longitud de onda de la señal. Esto nos indica que el retardo introducido en cada caso se modifica sólo ligeramente al variar la longitud de onda de la señal.

A) Bobinas con diámetro de 7.3 cm

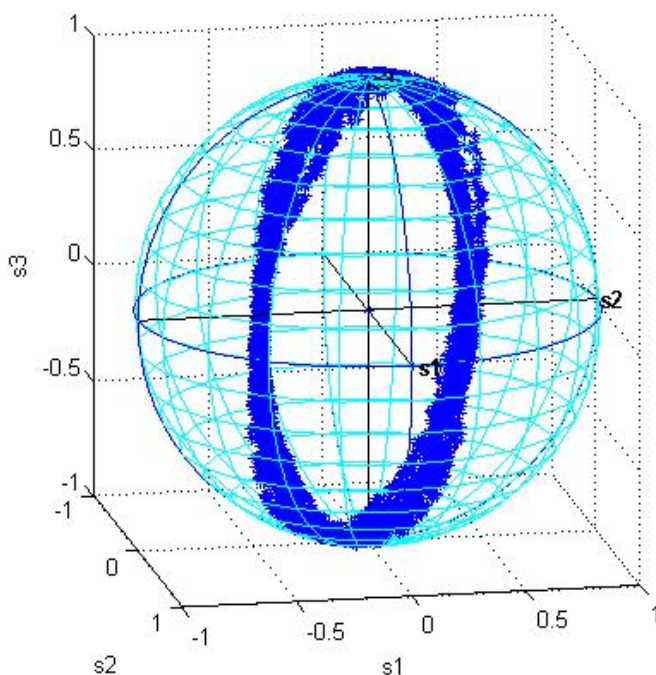


Figura 29. Fibra estándar desnuda. Cada círculo mayor se genera al variar el ángulo azimutal del estado de polarización de entrada y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).

En cada esfera se muestra la superposición de los círculos mayores asociados a las longitudes de onda utilizadas (1530 a 1570 nm en pasos de 10 nm).

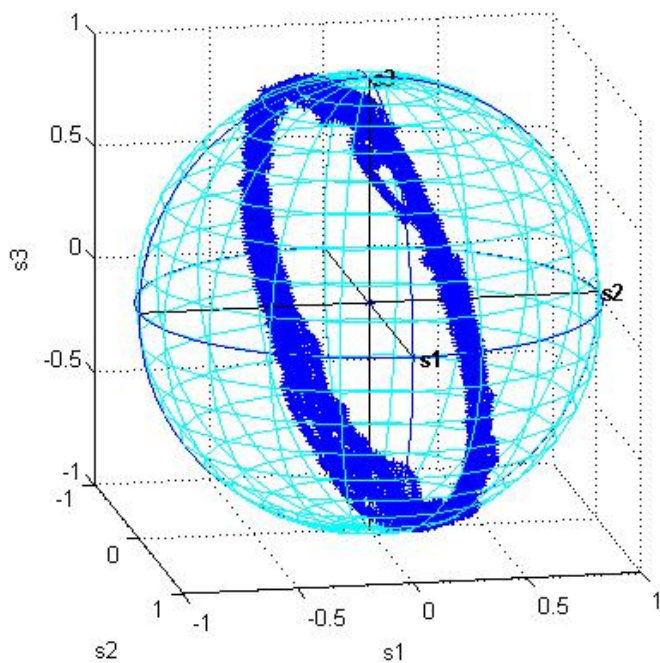


Figura 30. Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Cada círculo mayor se genera al variar el ángulo azimutal del estado de polarización de entrada y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).

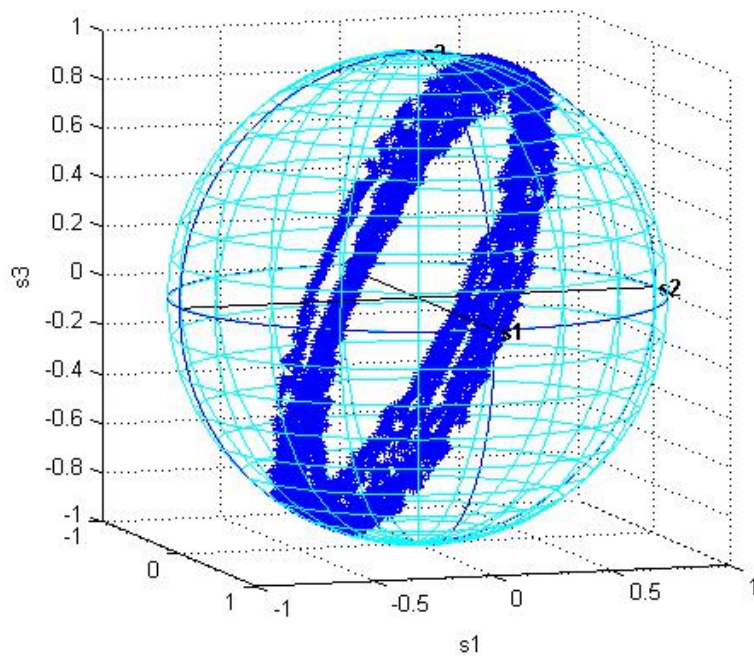


Figura 31. Fibra estándar con chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Cada círculo mayor se genera al variar el ángulo azimutal del estado de polarización de entrada y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).

Los resultados medidos para señales con diferentes longitudes de onda permiten analizar la dispersión espectral asociada a cada ángulo azimutal de entrada (Figuras 32, 33 y 34). La mayor dispersión se obtuvo para la fibra con chaqueta de 3mm y la menor, para la fibra desnuda.

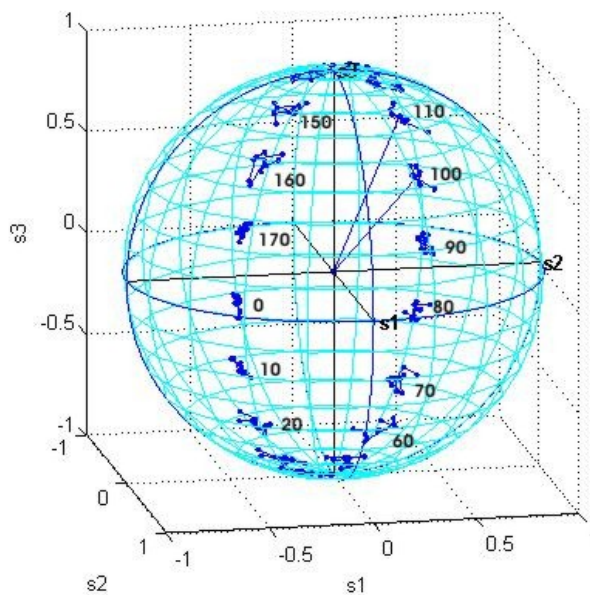


Figura 32. Fibra estándar desnuda. Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.

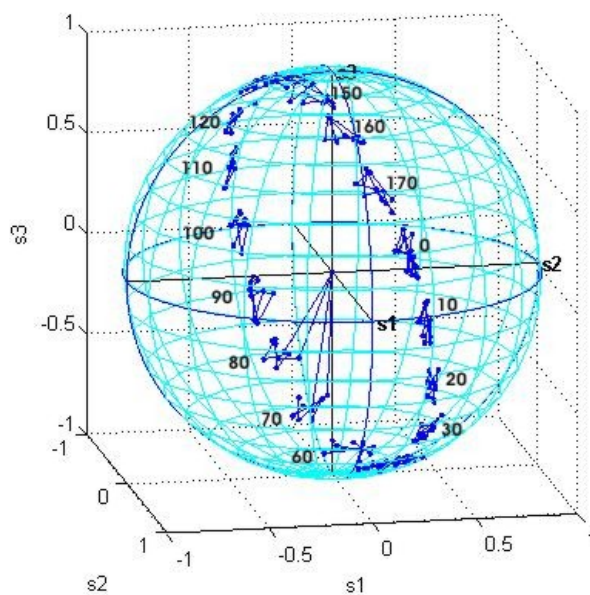


Figura 33. Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.

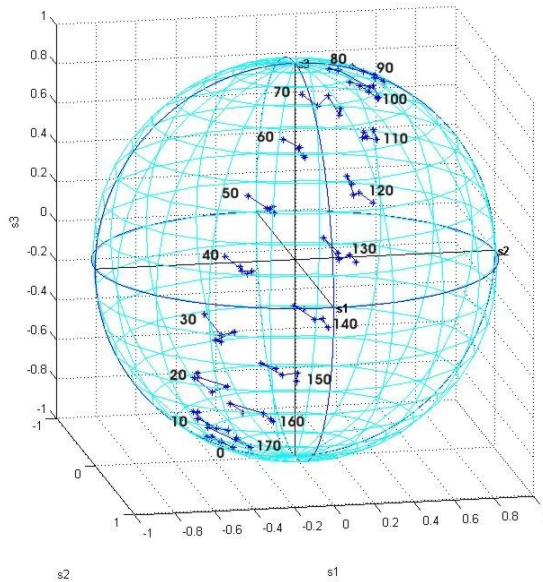


Figura 34. Fibra estándar con chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.

B) Bobinas con diámetro de 5.2 cm

Los círculos mayores en este caso presentan mayor variación para la fibra desnuda y con chaqueta de Kevlar (0.9 mm)(Figuras 35 y 37) y el cambio es un poco menor para la fibra con chaqueta de 3 mm (Figura 36).

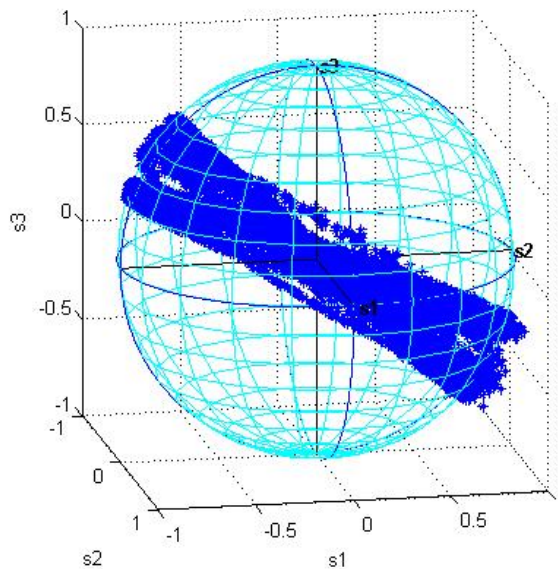


Figura 35. Fibra estándar desnuda. Cada círculo mayor se genera al variar el ángulo azimutal del estado de polarización de entrada y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).

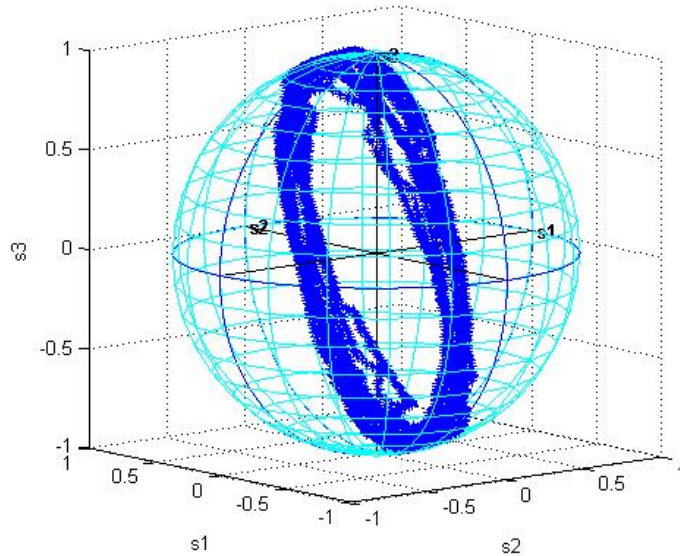


Figura 36. Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Cada círculo mayor se genera al variar 360° el ángulo azimutal del SOP_{in} y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).

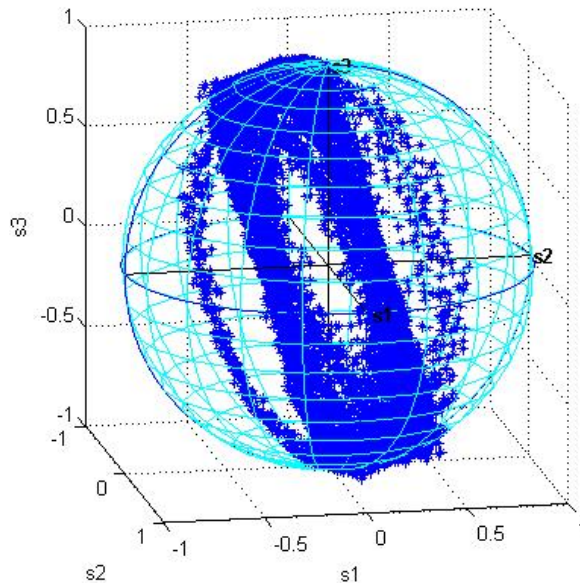


Figura 37. Fibra con cubierta de chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Cada círculo mayor se genera al variar 360° el ángulo azimutal del SOP_{in} y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).

Por otra parte, es interesante notar que para este diámetro del bobinado el ángulo de inclinación del eje de simetría de los círculos mayores presenta una mayor variación; en especial para la fibra con chaqueta de 0.9 mm es difícil asignar una orientación preferente a este eje, debido a la dispersión.

La misma información se presenta de manera más detallada en las figuras 38 a la 40. Para cada ángulo azimutal (0 a 170°) del estado de polarización de entrada (SOP_{in}) se muestran, en la esfera de Poincaré, los estados de polarización de salida medidos.

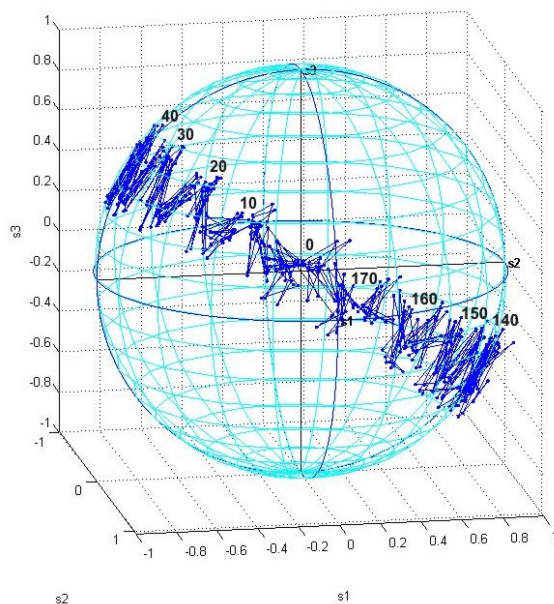


Figura 38. Fibra estándar desnuda. Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.

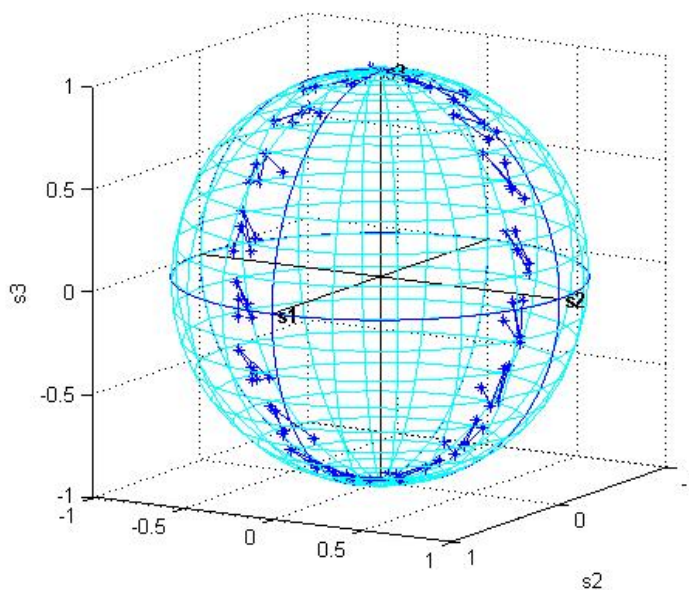


Figura 39. Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.

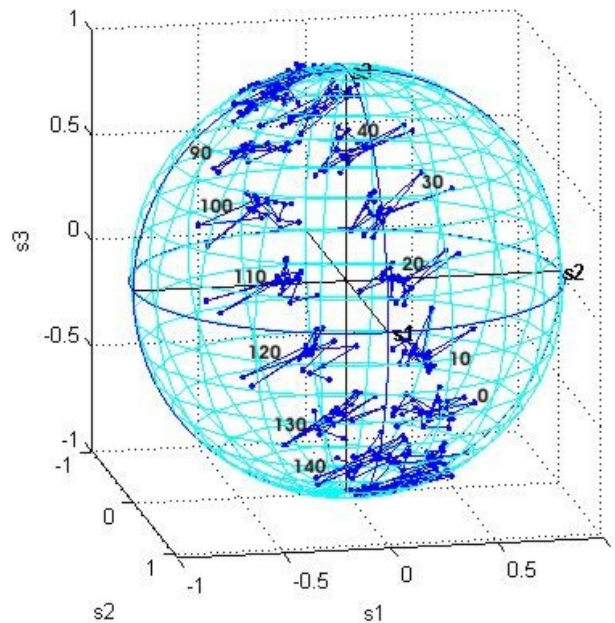


Figura 40. Fibra estándar con chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.

Los SOP_{out} medidos para cada longitud de onda de la señal se unen usando una línea continua (1530 a 1570 nm, paso 10 nm). Puede observarse que la dispersión es muy fuerte para la fibra desnuda y la fibra con chaqueta de 0.9 mm. La muestra que presenta una menor dispersión corresponde de nuevo al bobinado de la fibra con chaqueta de 3 mm (Figura 39).

C) Bobinas con diámetro de 3.2 cm

En este último caso, los ejes de simetría de los círculos mayores presentan una mayor desalineación; en especial para la fibra desnuda y con chaqueta de 3 mm. Los ángulos de inclinación son de nuevo diferentes en los tres casos (Figuras 41, 42 y 43).

La fibra utilizada es la misma (fibra estándar de telecomunicaciones), sólo varía su cableado. Estos resultados nos indican que el fenómeno dominante se debe a la fibra misma, no a su cableado.

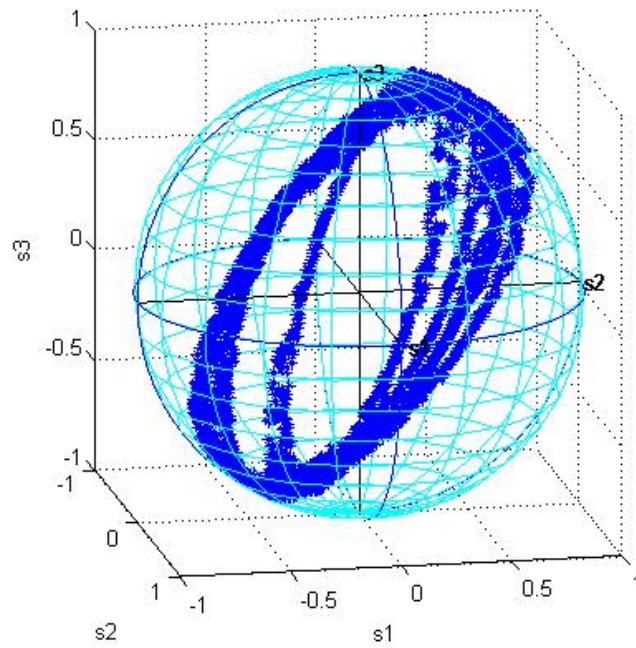


Figura 41. Fibra estándar desnuda. Cada círculo mayor se genera al variar el ángulo azimutal del SOP_{in} y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).

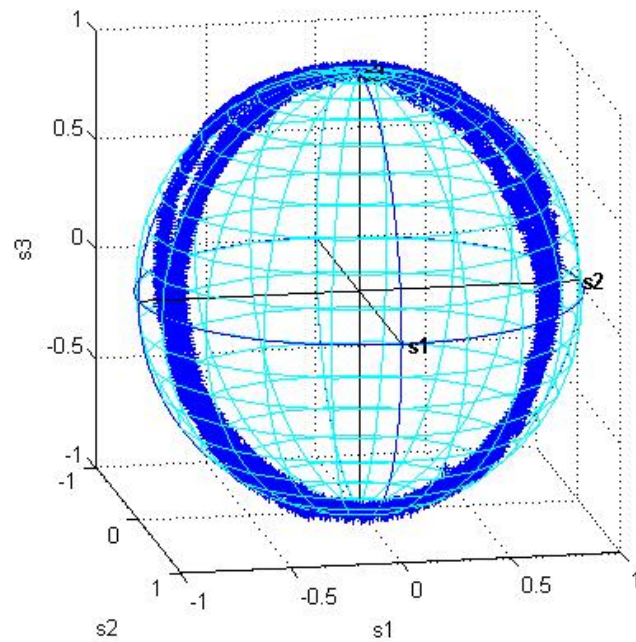


Figura 42. Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Cada círculo mayor se genera al variar 360° el ángulo azimutal del SOP_{in} y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).

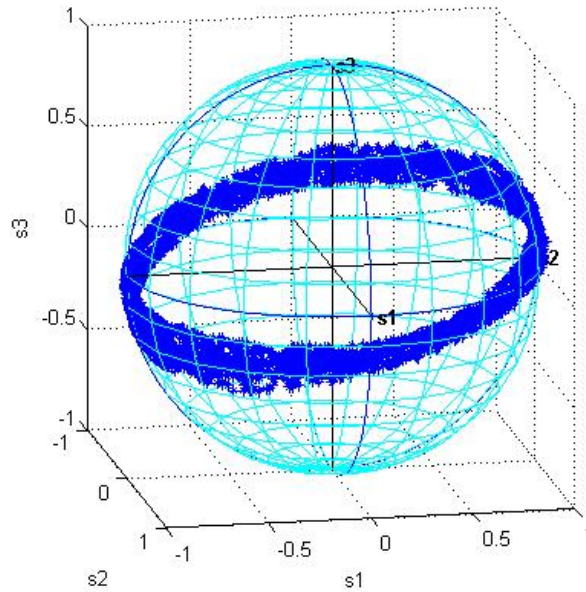


Figura 43. Fibra con cubierta de chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Cada círculo mayor se genera al variar 360° el ángulo azimutal del SOP_{in} y corresponde a una longitud de onda distinta (1530 a 1570 nm, paso 10 nm).

Resulta interesante notar que para este radio de curvatura la dispersión de la birrefringencia no es tan fuerte como para los otros dos diámetros utilizados (Figuras 44, 45 y 46). Algo deseable sería que esta dispersión se redujera a cero, esto es, que todas las longitudes de onda convergieran en un sólo punto para cada ángulo azimutal de entrada.

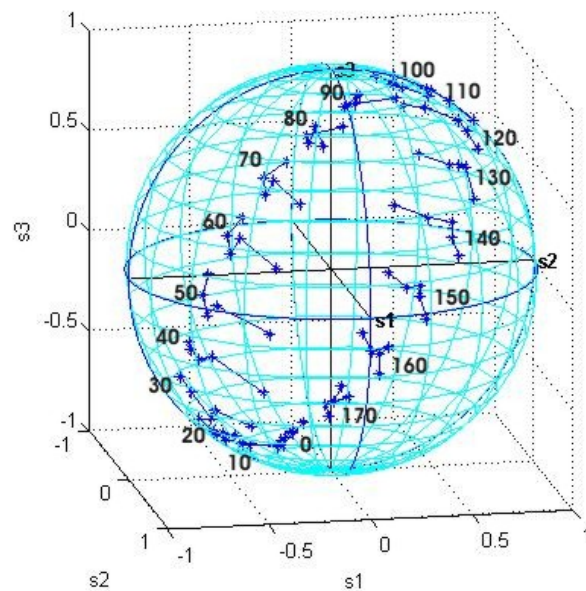


Figura 44. Fibra estándar desnuda. Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.

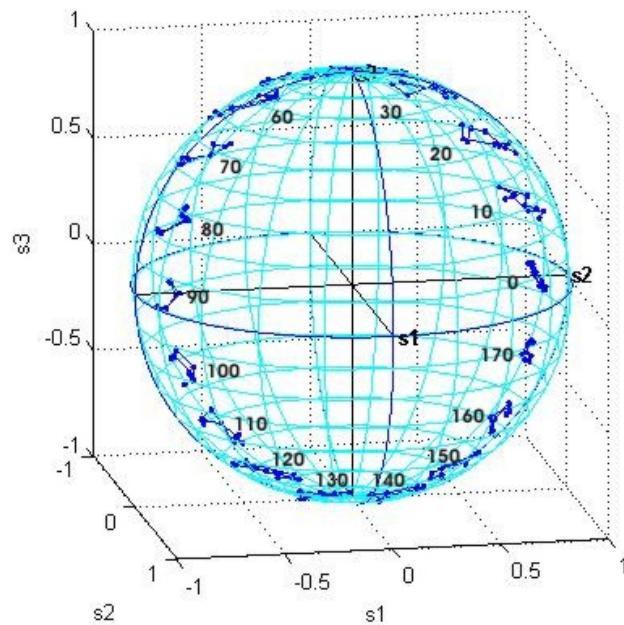


Figura 45. Fibra estándar cableada (chaqueta de 3 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.

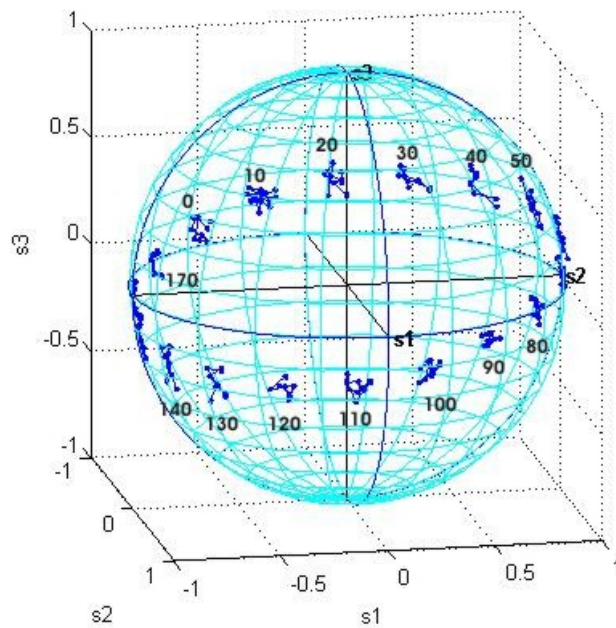


Figura 46. Fibra estándar con chaqueta de Kevlar (0.9 mm). Variación espectral (1530 a 1570 nm) del estado de polarización de salida asociado a estados de polarización lineales de entrada con una separación de 10° entre ángulos azimutales.

Entre los tres diámetros utilizados se puede establecer que hay bobinados que muestran mejores resultados que otros, como es el caso de la fibra desnuda con un diámetro de 7.3 cm y la fibra con chaqueta de Kevlar (0.9 mm) con un diámetro de 3.2 cm.

La tendencia a la miniaturización y la necesidad de desarrollar elementos controladores de polarización por fibra nos sugiere que la bobina con diámetro de 3.2 cm es la mejor opción. Además, cabe señalar que las puntas del aislador de polarización tienen chaqueta de Kevlar. Debe recordarse sin embargo, que al trabajar con diámetros pequeños existe un límite para el que se alcanza la condición de fuga de modos debida a una flexión excesiva (Ecuación 96).

De acuerdo con los resultados obtenidos, los diámetros de 3.2 cm y 7.3 cm son los que presentaron una menor dispersión del retardo espectral asociado a cada tipo de muestra. En contraparte, la bobina de 5.2 cm presenta los peores resultados.

IV.5 Control de la birrefringencia en las colas de fibra óptica

La función de un aislador óptico es la de bloquear cualquier haz de luz que viaje en contra-propagación al sentido que lleva el haz principal. Los diseños tradicionales usan un rotador de Faraday y dos polarizadores [Tang *et al.*, 2008] y los dispositivos de fibra incluyen fibras monomodo en ambos extremos [Zhang y Lu, 1998]. La fibra monomodo puede estar desnuda o tener un recubrimiento de Kevlar. Estas colas de fibra tienen longitudes superiores a 1 m por lo que es necesario enrollarlas para construir un dispositivo compacto. Por lo tanto, se propuso enrollar helicoidalmente la fibra [Ayala y Tentori, 2009]. Al usar esta arquitectura, la deformación introducida es uniforme a lo largo de la fibra [Ross, 1984]. La birrefringencia residual de la fibra óptica [Treviño *et al.*, 2005; Tentori *et al.*, 2007] se modifica de la siguiente manera: la curvatura induce una birrefringencia lineal adicional [Ulrich *et al.*, 1980] y la torsión genera un efecto foto-elástico que se traduce en una birrefringencia circular [Jones, 1948; Aben, 1986; Tsao, 1992], un efecto geométrico [Tentori *et al.*, 2009] y una rotación topológica del marco de referencia [Tentori *et al.*, 2001] que se traducen en la rotación de la esfera de Poincaré. La matriz de birrefringencia de cada una de estas puntas de fibra tiene la forma:

$$\mathbf{M}_{(E)} = \mathbf{M}(\kappa\tau L) \cdot \mathbf{M}_f \quad (97)$$

donde

$$\mathbf{M}(\kappa\tau L) = \begin{pmatrix} \cos 2\kappa\tau L & \sin 2\kappa\tau L & 0 \\ -\sin 2\kappa\tau L & \cos 2\kappa\tau L & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (98)$$

τ es la torsión de la fibra, L su longitud, κ es una constante y τL el ángulo total de torsión;

$$\mathbf{M}_f = \begin{pmatrix} 1 - 2\cos^2 2\sigma \sin^2 \delta & -\cos \sigma \sin 2\delta & -\sin 2\sigma \sin^2 \delta \\ \cos \sigma \sin 2\delta & \cos 2\delta & \sin \sigma \sin 2\delta \\ -\sin 2\sigma \sin^2 \delta & -\sin \sigma \sin 2\delta & 1 - 2\sin^2 \sigma \sin^2 \delta \end{pmatrix}, \quad (99)$$

con $\sigma = \pi/2 - 2\varepsilon$, donde ε es el ángulo de elipticidad de la anisotropía elíptica de la fibra [Kliger *et. al.*, 1990]; δ es el ángulo de retardo entre eigenmodos de polarización.

$$\delta = \delta' \cdot L = \sqrt{(\delta_l)^2 + (\delta_c + \tau)^2} \cdot L. \quad (100)$$

En la ecuación 100, δ' es la razón de retardo entre eigenmodos de polarización, δ_l es la componente lineal de la razón de retardo y δ_c es la componente circular [Tsao, 1992]. Por lo que para la fibra embobinada helicoidalmente

$$\mathbf{M}_{(E)} = \mathbf{M}[(a+b)\tau L] \cdot \mathbf{M}_f. \quad (101)$$

En la ecuación anterior el coeficiente a se debe al efecto foto-elástico ($a \sim 0.07$ [Kliger *et. al.*, 1990]) y el coeficiente b al giro topológico ($b = 2\pi(1-\cos\xi)/l$; ξ es el ángulo complementario al ángulo de paso de la hélice y l es la longitud de cada espira [Tentori *et al.*, 2001]). Para el aislador con las dos colas de fibra embobinadas helicoidalmente, la matriz de birrefringencia es:

$$\mathbf{M}_{\text{aislador}} = \{ \mathbf{M}[(a+b)\tau L] \cdot \mathbf{M}_f \} \cdot \mathbf{M}_{pF} \cdot \{ \mathbf{M}[(a+b)\tau L] \cdot \mathbf{M}_f \}, \quad (102)$$

donde \mathbf{M}_{pF} es la matriz de birrefringencia del sistema de prismas birrefringentes del rotador de Faraday que evitan la propagación de ondas reflejadas. En un aislador óptico insensible al estado de polarización $\mathbf{M}_{pF} = \mathbf{1}$. Podemos notar que si el ángulo de paso es $\theta \approx 0$ (curva

arqueada en un plano), $B = \text{sen}\theta \approx 0$. Por lo que usando espiras consecutivas, el valor de B es casi nulo, al igual que el valor de la torsión (τ)

$$\tau = \frac{B}{r^2 + B^2}, \quad (103)$$

donde r es el radio de curvatura del cilindro del bobinado. Puede conseguirse que la birrefringencia dominante sea la birrefringencia inducida por flexión utilizando un radio pequeño para las hélices. En la sección anterior analizamos el desempeño de hélices de varios diámetros (7.3, 5.2 y 3.2 cm) de fibra monomodo desnuda, con chaqueta de 3 mm y con chaqueta de 0.9 mm. Ya que la birrefringencia inducida es mayor para radios de curvatura pequeños [Ulrich *et al.*, 1980] se seleccionó un diámetro de 2.3 cm con el fin de usar como estructura para el aislador la de un controlador de polarización de anillos de Lefevre (Figura 47).



Figura 47. Aislador óptico modificado.

Considerando que la birrefringencia inducida por flexión es el efecto dominante y que el efecto de la torsión es muy pequeño, al variar el eje de simetría de un bobinado con respecto al del otro podemos conseguir que el modo rápido del primer bobinado se acople al modo lento del segundo, cancelando la birrefringencia inducida. Desafortunadamente la dispersión de la birrefringencia en el tramo torcido impide que esta corrección se lleve a cabo simultáneamente sobre toda la banda espectral.

IV.6 Arreglo experimental para cancelar la birrefringencia en un aislador óptico

El arreglo experimental utilizado se muestra en la figura 48 y consta de una fuente láser sintonizable Tunic-OM, un aislador óptico marca E-TEK modelo PIFI-1550-IL-AO para evitar reflexiones en los puntos de unión mecánica, un controlador de polarización para fijar el estado de polarización circular de entrada, un prisma polarizador de calcita tipo Glan Thompson, cuatro monturas mecánicas con traslación x - y - z y un analizador de polarización Agilent 8509C. Se fija la fuente láser sintonizable a una longitud de onda dentro de la banda de telecomunicaciones (1500 a 1580nm); luego se ajusta el controlador de polarización a un estado de polarización circular a la entrada del prisma polarizador y posteriormente se fija el marco de referencia al menos en tres ocasiones. Con esta acción nos aseguramos de indicarle al analizador de polarización cuales son los ejes de referencia del sistema de laboratorio.

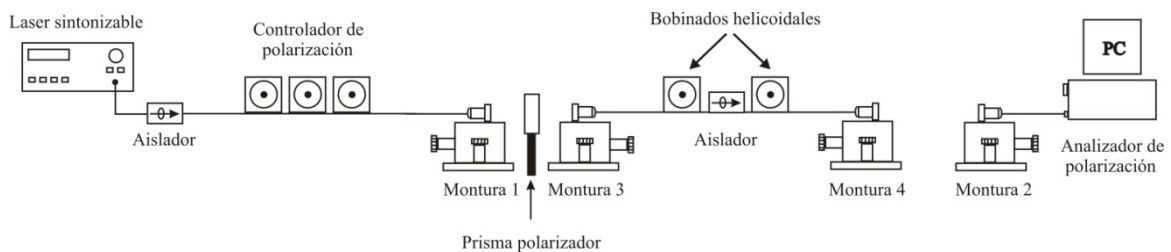


Figura 48. Arreglo experimental utilizado para cancelar la birrefringencia del aislador óptico.

Una vez hechos los ajustes se procede a colocar la estructura del aislador óptico con el par de bobinados helicoidales que se construyeron previamente dentro del arreglo experimental. Se hace incidir luz polarizada horizontalmente y se observa, sobre la esfera de Poincaré, el estado de polarización de salida con el analizador de polarización. Como es de esperarse éste no coincide con el estado de polarización a la entrada. Entonces debemos girar el par de bobinas del aislador óptico hasta lograr que coincida el estado de polarización circular de entrada con el de salida. Una vez que se logra esto, se realiza un barrido del ángulo azimutal del prisma polarizador para comprobar que la trayectoria descrita en la esfera viaja sobre el ecuador. Una prueba adicional se hace utilizando un estado de polarización circular derecho y para ello retiramos el prisma polarizador de

nuestro arreglo y éste se debe mantener sin cambios a la salida del aislador óptico. De esta manera comprobamos que con el ajuste realizado a las bobinas helicoidales del aislador óptico, éste es transparente al estado de polarización de entrada para la longitud de onda que se esté trabajando en el momento. El proceso se repitió para toda la banda seleccionada en pasos de 10 nm primeramente y posteriormente se hizo otro barrido espectral para una banda específica de 1545 a 1555 nm (pasos de 1 nm).

IV.7 Discusión de resultados

Los resultados obtenidos nos indican que para $\lambda = 1510, 1550, 1553$ y 1570 nm se presentaron los mejores resultados; ya que en estos casos fue posible ajustar las bobinas helicoidales hasta lograr que el aislador fuera transparente tanto para un estado de polarización circular, como para estados de polarización lineales.

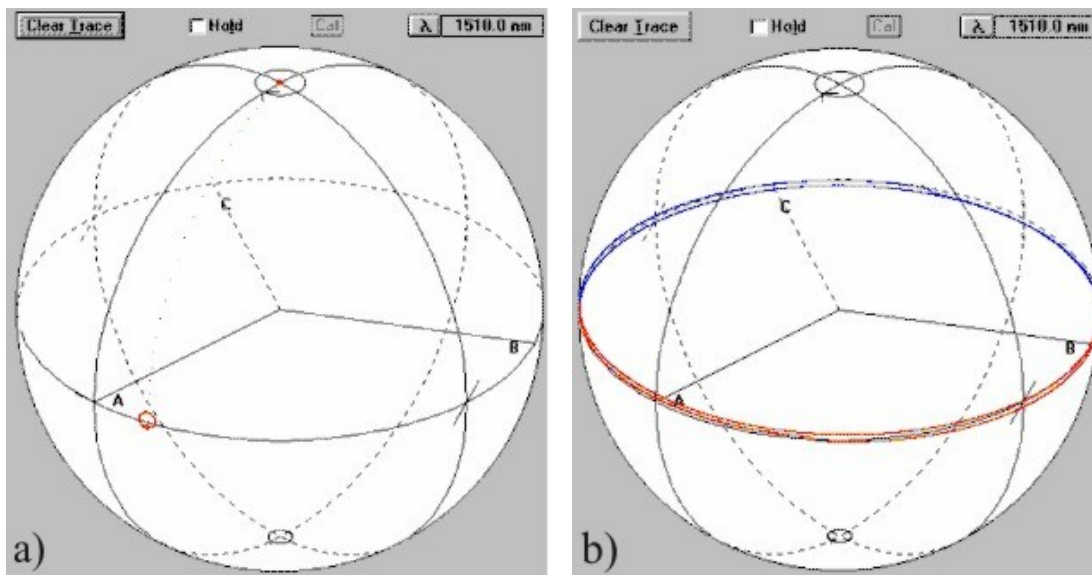


Figura 49. Longitud de onda a 1510 nm. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360°.

En las figuras 49a y 49b, tenemos el resultado para $\lambda = 1510$ nm. La figura 48a muestra el estado de polarización circular derecho a la salida y a la vez se muestra la posición del estado de polarización lineal a la salida, una vez que se introduce el prisma polarizador al arreglo. En este caso el estado de polarización lineal debió estar ubicado en el cruce donde se observa la A. Aún así, este resultado es bueno ya que es posible

determinar el ángulo de corrimiento y corregirlo, debido a que es el mismo para cualquier ángulo azimutal de entrada.

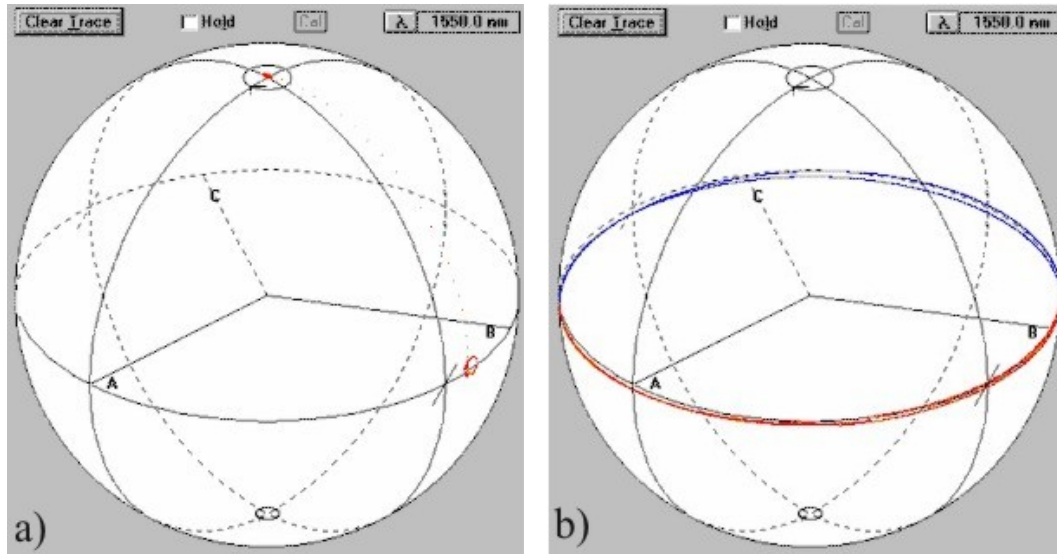


Figura 50. Longitud de onda a 1550 nm. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360°.

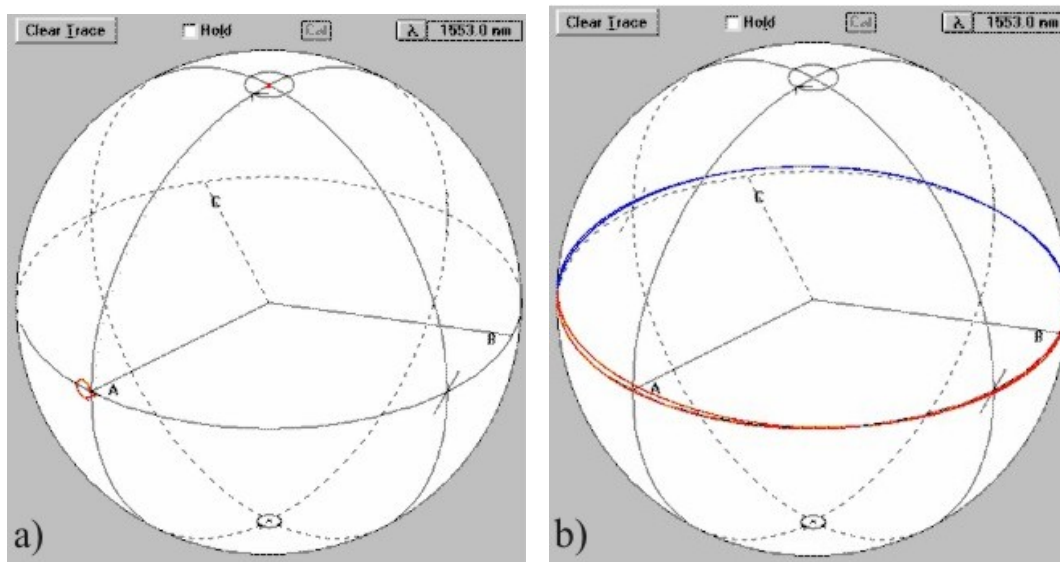


Figura 51. Longitud de onda a 1553 nm. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360°.

Por otra parte, para $\lambda = 1550 \text{ nm}$ el estado de polarización lineal de salida se ubicó a un ángulo azimutal más distante que el caso anterior, mientras que el estado de polarización

circular derecho se mantuvo. Las figuras 50a y 50b muestran los resultados para esta longitud de onda.

Para $\lambda = 1553$ nm, los resultados fueron excelentes ya que para ambos estados de polarización (circular y lineal) se logró que se conservaran tal como habían ingresado al aislador óptico. Los resultados se muestran en las figuras 51a y 51b.

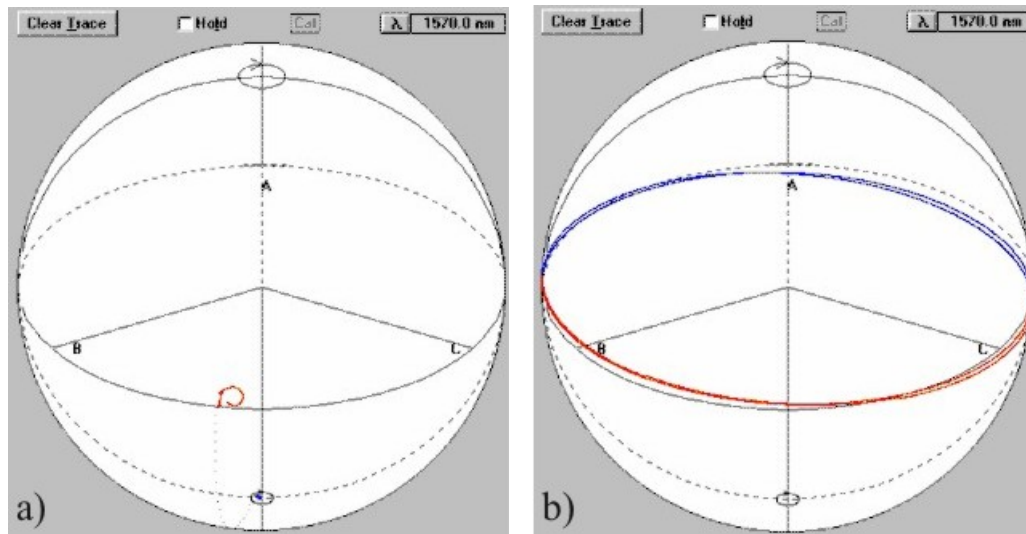


Figura 52. Longitud de onda a 1570 nm. a) Polarización circular y lineal a la salida del aislador. b) Barrido del ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador 360°.

La señal con $\lambda = 1570$ nm resultó ser un caso muy especial, ya que para un estado de polarización circular derecho de entrada sólo se logró generar un estado de polarización circular izquierdo de salida (polo sur), como se aprecia en la figura 52a. Considero que esta limitación se debe a que la longitud de la cola de fibra limita nuestra capacidad para generar cualquier estado de polarización a la salida. Resulta interesante notar que este mismo cambio de fase se obtuvo para la polarización lineal. Para la señal de salida se obtuvo un desfase de casi 180° para la esfera (90° en el espacio real) con respecto al ángulo azimutal de entrada del prisma polarizador. En la figura 52b se observa el resultado del barrido del ángulo azimutal de entrada de polarizador; cabe señalar que respecto a los otros tres casos, éste es el que presenta desviaciones más amplias sobre algunos puntos del plano del ecuador.

Los resultados de este trabajo se aplican al estudio de la amplificación de señales polarizadas en amplificadores de fibra dopada con erbio en el siguiente capítulo.

AMPLIFICACIÓN DE SEÑALES POLARIZADAS Y CONSERVACIÓN DEL ESTADO DE POLARIZACIÓN

V.1 Introducción

Existe mucha investigación relacionada con EDFAs, pero la mayor parte no hace referencia al uso de señales polarizadas. Quizás esto se deba a lo complicado que resulta el manejo de señales polarizadas en fibras ópticas, ya que cualquier cambio en la posición de cualquiera de los elementos del sistema óptico, especialmente de las fibras, es garantía de un cambio en el estado de polarización de la señal. Para poder llevar a cabo la amplificación de señales polarizadas se propuso el uso de estructuras helicoidales con la finalidad de tener un control de la birrefringencia inducida en la fibra. En las próximas secciones se detallan los modelos comúnmente usados para describir la amplificación en una fibra dopada con erbio, las modificaciones aceptadas para estos modelos cuando se trabaja con luz polarizada y se presentan tanto el arreglo experimental como los resultados obtenidos.

V.2 Ecuaciones de población para el sistema $\text{SiO}_2:\text{Er}^{3+}$ en un sistema de tres niveles

La manera más simple de describir un amplificador de fibra de erbio consiste en considerar que el sistema sílice:erbio es un sistema de tres niveles atómicos [Becker *et. al.*, 1999]. La mayor parte de las características importantes de un amplificador pueden obtenerse a partir de un modelo simple y de sus hipótesis implícitas, si se considera un sistema de tres niveles como el que se muestra en la figura 53, con un estado base denotado por N_1 , un estado de bombeo denotado por N_3 y un estado intermedio N_2 . Por lo general, en un buen amplificador, el estado N_2 tiene un tiempo de vida más largo por lo que a menudo se le

denomina estado metaestable. El estado N_2 es el nivel superior de la transición de amplificación y el estado N_1 es el nivel inferior. Este sistema de tres niveles representa la parte de la estructura de niveles de energía del Er^{3+} que es relevante para el proceso de amplificación. Para obtener amplificación necesitamos una *inversión de población* entre los estados N_1 y N_2 . Ya que el estado N_1 es el estado base, al menos la mitad de la población total de los iones de erbio debe ser excitada al estado N_2 para alcanzar la inversión de población.

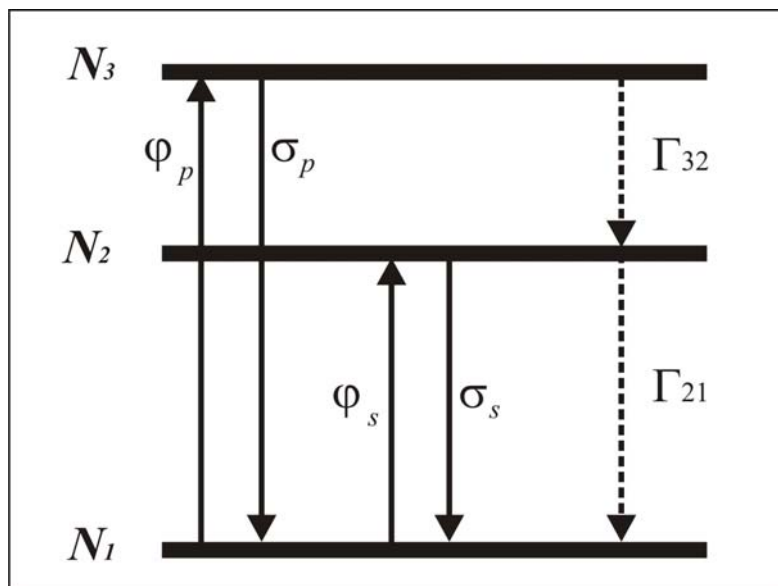


Figura 53. Sistema de tres niveles de energía.

Para el caso de los amplificadores de fibra de erbio, se hace uso de campos de luz que están confinados en un núcleo de dimensiones muy pequeñas. Las intensidades de luz alcanzadas son por tanto altas y la inversión de población se alcanza con potencias de bombeo relativamente bajas. La intensidad de flujo incidente (en número de fotones por unidad de tiempo, por unidad de área) de la luz cuya frecuencia corresponde a la transición $1 \rightarrow 3$, se denota como φ_p y corresponde al *bombeo*. La intensidad de flujo incidente (en número de fotones por unidad de tiempo, por unidad de área) a una frecuencia que corresponde a la transición $1 \rightarrow 2$, se denota como φ_s y corresponde al *campo de la señal*.

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 que permiten que la energía escape hacia algún nivel de energía particular.

Específicamente, denotaremos como Γ_{32} a la probabilidad de transición del estado N_3 al estado N_2 . Esta transición es no radiante. Γ_{21} es la probabilidad de transición del estado N_2 al estado N_1 . Se define a $\Gamma_{21} = 1/\tau_2$, donde τ_2 es el tiempo de vida del estado N_2 . Denotamos a la sección transversal⁷ para la transición $1 \rightarrow 3$ como $\varphi_p \sigma_p$ y a la sección transversal de emisión para la transición $2 \rightarrow 1$ por $\varphi_s \sigma_s$. Las ecuaciones de flujo para los cambios de población son:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + (N_1 - N_3)\varphi_p \sigma_p, \quad (104)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 - (N_2 - N_1)\varphi_s \sigma_s, \quad (105)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 - (N_1 - N_3)\varphi_p \sigma_p + (N_2 - N_1)\varphi_s \sigma_s. \quad (106)$$

En una situación de equilibrio, los cambios en el tiempo son nulos:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = 0, \quad (107)$$

y la población total está dada por:

$$N = N_1 + N_2 + N_3. \quad (108)$$

Utilizando la ecuación 104, podemos escribir la población del estado N_3 como:

$$N_3 = \frac{1}{1 + \Gamma_{32} / \varphi_p \sigma_p} N_1. \quad (109)$$

Cuando Γ_{32} es grande (hay un decaimiento rápido del estado N_3 al estado N_2) comparada con la velocidad efectiva de bombeo ($\varphi_p \sigma_p$) hacia el nivel 3, N_3 es casi cero; de forma tal que la población se encuentra predominantemente en los estados N_1 y N_2 . Utilizando la ecuación 109 para sustituir N_3 en la ecuación 105, obtenemos:

$$N_2 = \frac{\varphi_p \sigma_p + \varphi_s \sigma_s}{\Gamma_{21} + \varphi_s \sigma_s} N_1. \quad (110)$$

Usando la ecuación 108 pueden deducirse los valores de las poblaciones N_1 y N_2 , y entonces, la inversión de población $N_2 - N_1$ puede describirse usando:

⁷ Este concepto se presenta en sección V.8.

$$N_2 - N_1 = \frac{\varphi_p \sigma_p - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\varphi_s \sigma_s + \varphi_p \sigma_p} N. \quad (111)$$

La condición para inversión de población y por tanto, para extraer ganancia de la transición 2→1 (suponiendo que no hay pérdidas de fondo), es que $N_2 \geq N_1$. El umbral corresponde a $N_2 = N_1$ y da como resultado la siguiente expresión para el bombeo requerido:

$$\varphi_u = \frac{\Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{1}{\tau_2 \sigma_p}. \quad (112)$$

En una situación en la que la intensidad de la señal es muy pequeña y la razón de decaimiento Γ_{32} es grande comparada con la velocidad con la que se da la transición inducida por el campo de bombeo, $\varphi_p \sigma_p$, podemos reescribir a la inversión de población como:

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{\varphi_p' - 1}{\varphi_p' + 1}, \quad (113)$$

donde:

$$\varphi_p' = \frac{\varphi_p}{\varphi_u}. \quad (114)$$

Por abajo del umbral de bombeo la inversión es negativa; sobre el umbral de bombeo es positiva. Cuando la inversión es negativa, existen más transiciones de absorción que de emisión a la longitud de onda de la señal y la señal ve una ganancia negativa; *i.e.*, se tiene atenuación. Por lo contrario, cuando la inversión es positiva, la señal experimenta una ganancia positiva conforme viaja a través del medio excitado. La intensidad de bombeo, en unidades de energía por unidad de área por unidad de volumen, se expresa como $I_p = h \nu_p \sigma_p$. Entonces, la intensidad de bombeo de umbral está dada por:

$$I_u = \frac{h \nu_p \Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{h \nu_p}{\sigma_p \tau_2}. \quad (115)$$

Mientras mayor es σ_p , mayor es la probabilidad de que un fotón de bombeo sea absorbido, lo cual decrementa el número de fotones de bombeo necesarios para garantizar que un número apreciable de ellos sea absorbido para alcanzar el umbral. Además, mientras

mayor sea τ_2 , más tiempo permanece la energía almacenada en el estado N_2 , y como resultado, se requieren menos fotones de bombeo, por unidad de tiempo, para mantener dicha energía en el nivel láser superior. Las condiciones para contar con un umbral de bombeo bajo son: a) una sección transversal de absorción grande y b) un tiempo de vida largo del estado metaestable. Para el erbio, la situación es particularmente propicia desde el punto de vista de τ_2 . El tiempo de vida en vidrio de sílice es de aproximadamente 10 ms.

V.3 Ganancia para señal pequeña

Consideraremos ahora que N , N_1 , N_2 y N_3 son las densidades de las poblaciones, en unidades de número de iones por unidad de volumen. Se tienen dos campos de luz que viajan a través del medio, interactuando con los iones, y tienen intensidades I_s (campo de la señal) e I_p (campo del bombeo). Los flujos fotónicos están dados por:

$$\varphi_s = \frac{I_s}{h\nu_s}, \quad (116)$$

y

$$\varphi_p = \frac{I_p}{h\nu_p}. \quad (117)$$

Se considera que la señal se propaga tan sólo a lo largo de la dirección z (eje de la fibra); *i.e.*, se supone que el *problema es unidimensional*. Esta es una simplificación del carácter tridimensional de la distribución de erbio en el núcleo de la fibra y de los modos de la luz. En el caso unidimensional, las intensidades del campo de luz se obtienen de las potencias de los campos de luz utilizando la siguiente relación simplificada:

$$I(z) = \frac{P(z)\Gamma}{A_{ef}}, \quad (118)$$

en donde Γ es el factor de traslape, que representa el traslape entre los iones de erbio y el modo del campo de luz y A_{ef} es la sección transversal efectiva de la distribución de los iones de erbio⁸. La ecuación 118 establece esencialmente que se toma a la intensidad del

⁸ La sección transversal efectiva de los iones de erbio se obtiene ajustando el perfil real de esta distribución a un perfil escalonado.

campo en el punto z como el valor de su promedio⁹ sobre la sección transversal correspondiente a dicho punto, calculado en términos de la potencia que viaja a través de la región de la fibra en la que hay erbio, dividida entre el área de su sección transversal. También supondremos en la siguiente discusión que ambos haces, el de bombeo y el de la señal se propagan en la misma dirección; *i.e.*, que la configuración es de copropagación y no de contrapropagación.

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),

$$\frac{d\phi_s}{dz} = (N_2 - N_1)\sigma_s\phi_s; \quad (119)$$

$$\frac{d\phi_p}{dz} = (N_3 - N_1)\sigma_p\phi_p. \quad (120)$$

Esto conduce, después de algunos cálculos, a la siguiente ecuación para el crecimiento de la intensidad de la señal (o decaimiento según sea el caso):

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{\frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p} - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_s I_s N. \quad (121)$$

De manera análoga, podemos escribir una ecuación para la atenuación de la intensidad de bombeo:

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{\Gamma_{21} + \frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_p I_p N. \quad (122)$$

A partir de la ecuación 121, resulta claro que la condición para obtener ganancia¹⁰ para el campo de la señal en cada tramo de la fibra de longitud dz es:

⁹ Por lo general se supone que el perfil de intensidad del campo modal es gaussiano, se calcula su valor promedio y éste se aplica (aproximación de escalón).

¹⁰ Se considera que la longitud óptima de la fibra activa del amplificador es aquella para la cual en la punta de salida se cumple la condición $I_p = I_u$.

$$I_p \geq I_u = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_2}, \quad (123)$$

en donde de nuevo hemos usado la relación $\Gamma_{21} = 1/\tau_2$ y donde I_u es la intensidad de bombeo de umbral para obtener ganancia a la longitud de onda de la señal. Este resultado es equivalente a la condición antes deducida para la inversión de población. Podemos escribir las ecuaciones de una manera más sencilla definiendo las intensidades en unidades basadas en el bombeo de umbral. Estas intensidades “normalizadas” están dadas por:

$$I'_p = \frac{I_p}{I_u}, \quad (124)$$

$$I'_s = \frac{I_s}{I_u}. \quad (125)$$

Se define además a la cantidad η como:

$$\eta = \frac{h\nu_p \sigma_s}{h\nu_s \sigma_p}, \quad (126)$$

y a la intensidad de saturación $I_{sat}(z)$ como:

$$I_{sat}(z) = \frac{1 + I'_p(z)}{2\eta}. \quad (127)$$

Las ecuaciones de propagación pueden escribirse entonces en términos de las intensidades normalizadas:

$$\frac{dI'_s(z)}{dz} = \frac{1}{1 + I'_s(z)/I_{sat}(z)} \left(\frac{I'_p(z) - 1}{I'_p(z) + 1} \right) \sigma_s I'_s(z) N, \quad (128)$$

y para el bombeo:

$$\frac{dI'_p(z)}{dz} = - \frac{1 + \eta I'_s(z)}{1 + 2\eta I'_s(z) + I'_p(z)} \sigma_p I'_p(z) N. \quad (129)$$

Las ecuaciones 128 y 129 describen el comportamiento de los amplificadores de fibra activada con erbio, de la manera más sencilla posible. La ecuación de propagación de la señal conduce a una ganancia en cada tramo de la fibra de longitud dz sólo si $I_p \geq I_u$. Esta 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, $I_s \ll I_{sat}$ (esta condición se satisface cuando la señal es débil y el bombeo es fuerte), y suponiendo por sencillez que el bombeo es constante a lo largo de z (la fibra se encuentra uniformemente invertida), la ecuación de propagación de la señal puede integrarse fácilmente para dar la señal como función de la posición a lo largo de la fibra:

$$I'_s(z) = I'_s(0)\exp(\alpha_p z), \quad (130)$$

en donde definimos al coeficiente de ganancia α_p como:

$$\alpha_p = \frac{I'_p - 1}{I'_p + 1} \sigma_s N. \quad (131)$$

La señal crece exponencialmente, con un coeficiente proporcional a la sección transversal de emisión de la señal y al grado de inversión de la población. Esto último está determinado por la intensidad de bombeo relativa a la de umbral. Cuando la intensidad de bombeo es muy alta, varias veces superior a la de umbral, de forma tal que todos los iones están invertidos, el coeficiente de ganancia es aproximadamente:

$$\alpha_p = \sigma_s N. \quad (132)$$

La ganancia para señal pequeña, por unidad de longitud de la fibra, para un bombeo alto, está determinada por la cantidad de erbio y la sección transversal de emisión a la longitud de onda de la señal.

V.4 Régimen de saturación

La ecuación 131 pierde su validez cuando la señal se incrementa tomando un valor alto y el amplificador entra en lo que se conoce como *régimen de saturación*. Esto ocurre cuando I'_s tiene un valor comparable a I_{sat} . El crecimiento de la señal se amortigua entonces por el factor de saturación $1/(1 + I'_s/I_{sat})$. De hecho, cuando I'_s es muy grande y su razón con I_{sat} es grande comparada con la unidad, el crecimiento de la señal está dado, de manera aproximada por:

$$\frac{dI'_s}{dz} = I_{sat} \left(\frac{I'_p - 1}{I'_p + 1} \right) \sigma_s N, \quad (133)$$

de modo que ahora su crecimiento es lineal. En la gráfica de la figura 54 se muestra en forma clara a los dos regímenes de crecimiento de la señal. En ella se grafica la ganancia de la señal como función de la potencia de bombeo. La ganancia en dB, de la señal después de una longitud L de fibra, se define como:

$$G = 10 \log \left(\frac{I_s(z=L)}{I_s(z=0)} \right). \quad (134)$$

La figura 54 se obtuvo utilizando algunos valores típicos para una fibra de aluminio-germano-silicato activada con erbio con una longitud de 15 m, para una señal a $\lambda = 1550$ nm, con una potencia a la entrada de -40 dBm y una longitud de onda de bombeo $\lambda = 980$ nm. También se muestra la ganancia obtenida cuando se modela la fibra con el efecto añadido de amplificación de la emisión espontánea.

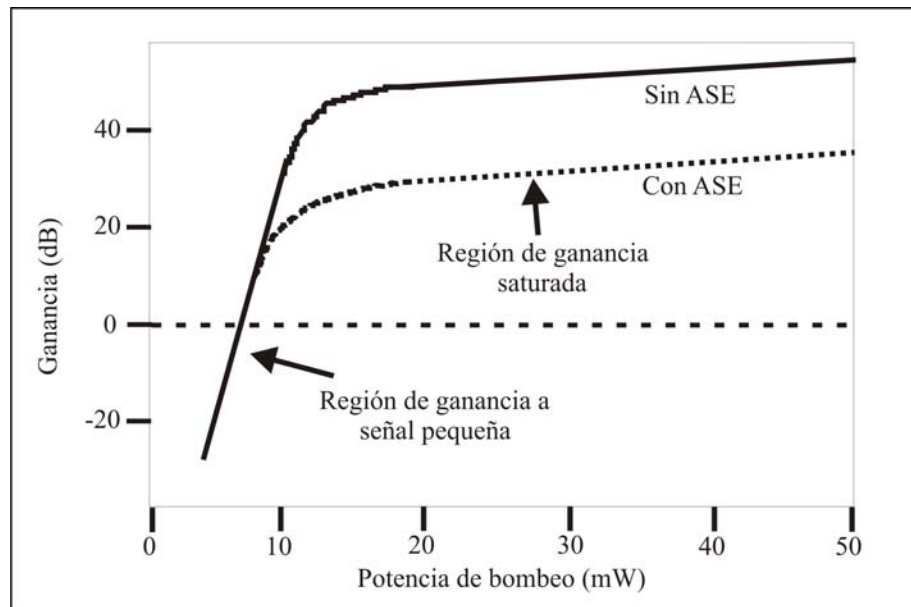


Figura 54. Curva de la ganancia típica de un EDFA.

En este caso el ruido ASE (emisión espontánea amplificada) empieza a tener una contribución importante en el proceso de ganancia para niveles de la señal superiores a 20 dB. Un fenómeno interesante es que la potencia de saturación I_{sat} no es constante, sino que se incrementa linealmente con el bombeo.

En un sistema láser de tres niveles, los iones que decaen del nivel 2 por emisión estimulada, debido a la presencia de la señal se encuentran de inmediato disponibles para

absorber el bombeo y pueden volver al nivel excitado casi “instantáneamente”, cuando la potencia de bombeo es alta. El mantener un nivel alto de inversión en presencia de una señal de potencia alta conlleva un valor alto para la saturación de la señal. La potencia de saturación determinada experimentalmente está definida como la potencia de la señal de salida para la que la ganancia se ha reducido en 3 dB.

V.5 Medio amplificador

Las fibras dopadas con erbio, a diferencia de las fibras comunes, se caracterizan por ser activas; es decir, pueden amplificar luz dentro de una banda de longitudes de onda específica. Esto ocurre debido a que la transición de los iones trivalentes de erbio, asociada a dicha banda espectral, es una transición láser. Se considera que la población del tercer nivel (bombeo) es prácticamente nula debido a que su tiempo de vida es muy corto (transición fonónica), por lo que el análisis para las fibras dopadas con erbio, por lo general se realiza suponiendo un sistema de dos niveles. En la figura 55 se presenta un diagrama con los procesos que ocurren en un sistema de dos niveles: emisión espontánea, emisión estimulada y absorción.

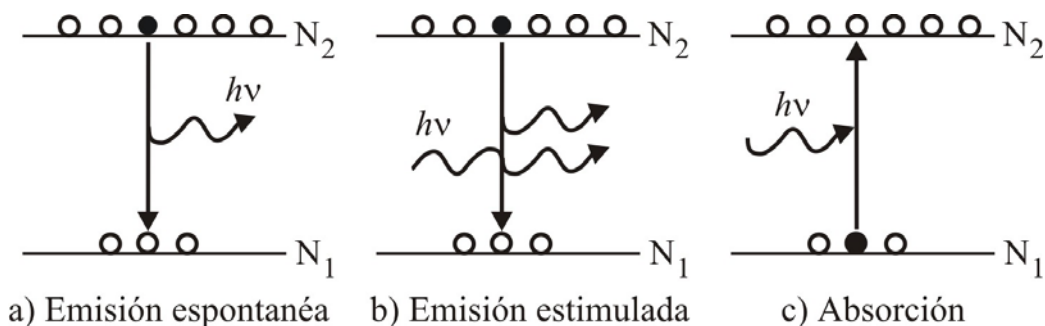


Figura 55. Transiciones entre dos niveles de energía: a) Emisión espontánea, b) Emisión estimulada, c) Absorción.

La emisión espontánea se da cuando un fotón es emitido sin la presencia de alguna influencia externa. El fotón se emite debido al decaimiento de un electrón de un nivel superior (nivel 2 o nivel metaestable) a un nivel inferior (nivel 1 o nivel base). La emisión estimulada es también una transición del nivel 2 al nivel 1, pero en este caso es originada por un fotón incidente que favorece que ocurra tal decaimiento.

La diferencia de energía entre los dos niveles es la misma que la energía del fotón incidente E_i :

$$E_i = E_2 - E_1. \quad (135)$$

$$E = h\nu. \quad (136)$$

Cabe señalar que mientras que el proceso de emisión estimulada genera ganancia, el de emisión espontánea produce ruido. Por otra parte, la absorción se modela como el proceso inverso al de emisión estimulada [Einstein, 1917], ya que en este caso un electrón es promovido hacia un estado superior, absorbiendo un fotón incidente.

V.6 Amplificación de señales polarizadas

Un EDFA típico está formado por una fibra activa con una longitud mayor a 10 m, por lo que necesariamente se encuentra embobinado. Sin embargo, los EDFAs habían sido considerados insensibles a la polarización tanto de la señal como del bombeo, hasta que Taylor (1993) reportó un aumento en la figura de ruido en una línea de transmisión de larga distancia y lo asocia a la pérdida dependiente de la polarización. Posteriormente se demostró experimentalmente [Mazurcyk y Zyskind, 1994] que un EDFA con señal saturada: 1) el fenómeno de fusión de agujeros de polarización favorece que exista una ganancia mayor para la emisión espontánea que para la señal, lo cual se traduce en un incremento en la figura ruido y que 2) el bombeo también contribuye a la dependencia de la ganancia con la polarización.

V.7 Fusión de agujeros de polarización

Para describir los efectos del uso de luz polarizada en un EDFA se compara el desempeño de ganancia obtenido para señales con longitudes de onda iguales, o muy cercanas entre sí, con estados de polarización ortogonales. Una de las señales tiene una potencia alta (señal de saturación) y la otra es una señal pequeña (no saturada). Se ha supuesto que debido a que el vidrio de sílice es un material amorfo, en cada región del núcleo de la fibra activa existe el mismo número de iones alineados en cualquier dirección que se seleccione. Para dos señales con polarizaciones ortogonales entre sí, se considera que cada señal tiene acceso a poblaciones iguales 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 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 un EDFA siempre se tienen dos señales de la misma longitud de onda, la señal propiamente dicha, que se desea amplificar, y el ruido (que es de banda amplia, pero parte de él comparte la longitud de onda de la señal). La señal tiene un estado de polarización definido y en la práctica es una señal de ganancia saturada; mientras que el ruido (emisión espontánea) es no polarizado y parte de él se amplifica en el régimen de señal pequeña. Este efecto que degrada el desempeño de amplificación de los EDFAs, limita la capacidad de información de las líneas de larga distancia basadas en fibra óptica.

V.8 Secciones transversales de emisión y absorción

Suponga que se ilumina a una partícula pequeña, que absorbe como un cuerpo negro (es decir que absorbe toda la radiación que le llega), con una onda luminosa de intensidad $I \equiv P/A$ y, que esta partícula tiene un área de captura, o *sección transversal* σ . La potencia neta absorbida por este objeto ΔP_{abs} será igual al producto de su área de captura o sección transversal por la potencia incidente por unidad de área:

$$\Delta P_{abs} = \sigma \times (P/A) = \sigma I. \quad (137)$$

Considere a continuación una rebanada delgada de grueso Δz y área transversal A , como se muestra en la figura 56. Suponga que en esta rebanada, las densidades de población de átomos en los niveles E_1 y E_2 de una transición atómica son N_1 y N_2 . Y que cada átomo en el nivel inferior tiene un área efectiva, o sección transversal de absorción σ_{12} y, de manera similar, cada átomo en el nivel superior tiene una sección transversal efectiva o sección transversal de emisión estimulada σ_{21} . El número total de átomos en el nivel inferior, en esta rebanada de material, será $N_1 A \Delta z$ y el área total de absorción debida a todos los átomos en el nivel inferior será igual al número total de átomos por la sección transversal de cada átomo, o $N_1 \sigma_{12} A \Delta z$. (Suponemos que la rebanada es tan delgada y los átomos tan pequeños, que no existe un efecto de sombreado o bien que éste es

despreciable). En forma análoga, el área total efectiva de emisión debida a los átomos en el nivel superior es $N_2\sigma_{21}A\Delta z$. Ya que parte de la energía se absorbe y parte se emite conservando las mismas propiedades de la onda incidente (dirección de propagación, fase, estado de polarización), puede decirse que la potencia total absorbida por los átomos en esta rebanada, de un haz incidente con una potencia total P , distribuida sobre un área A , es:

$$\Delta P_{abs} = (N_1\sigma_{12} - N_2\sigma_{21}) \times P\Delta z. \quad (138)$$

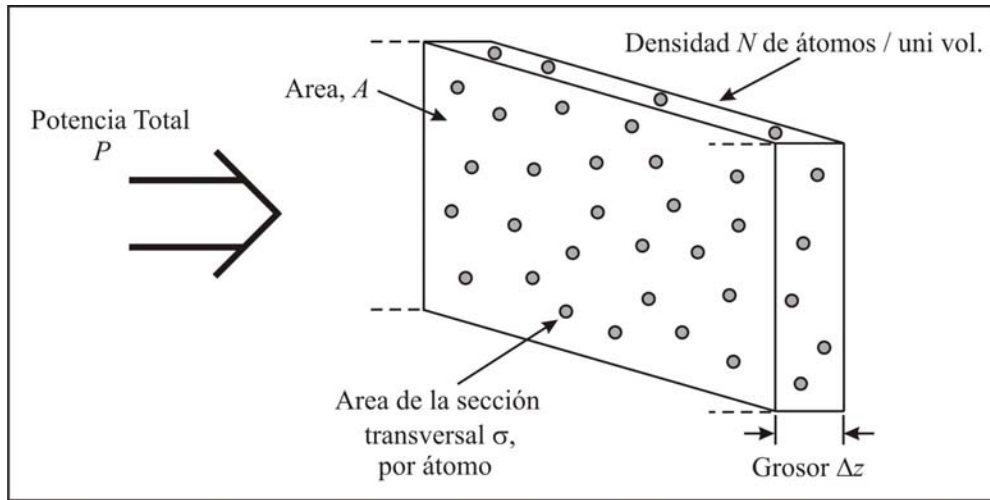


Figura 56. Colección de átomos distribuida en toda una rebanada delgada con una sección transversal de absorción.

Las cantidades σ_{12} y σ_{21} introducidas, son las secciones transversales de transición estimulada de los átomos en la transición $1 \rightarrow 2$, siendo σ_{12} la sección transversal de absorción estimulada y σ_{21} la sección transversal de emisión estimulada. Estas secciones transversales, que tienen dimensiones de área por átomo, son una herramienta muy útil para expresar la fuerza de una transición atómica.

V.9 Construcción del doble bobinado helicoidal y cancelación de su birrefringencia

Se propuso para la construcción del EDFA utilizar un doble bobinado helicoidal enrollando la fibra dopada con erbio en un sentido para una bobina y en el sentido contrario para la otra, de acuerdo al modelo propuesto en el capítulo anterior. Inicialmente se construyeron bobinas de 14.8 cm de diámetro para minimizar la birrefringencia inducida por el bobinado. Durante la elaboración se tuvo la precaución de no introducir torsión en la fibra y se

mantuvo un paso constante entre espiras. Una vez terminada la estructura de doble bobinado se colocó en el arreglo experimental que se muestra en la figura 57.

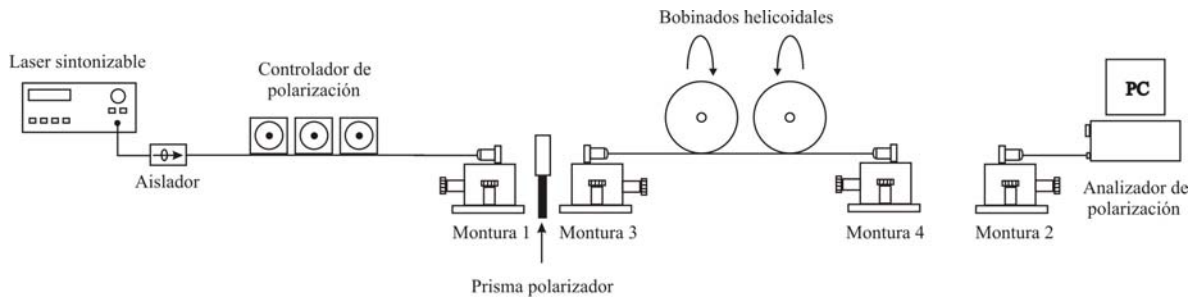


Figura 57. Arreglo experimental para cancelar la birrefringencia de un doble bobinado helicoidal.

Este arreglo es el mismo usado para cancelar la birrefringencia de las colas de fibra del aislador óptico a la salida del EDFA (sección IV.3). Para cancelar el efecto de la birrefringencia inducida por ambas bobinas, éstas se giraron sobre un mismo eje de rotación; en este caso se añadió torsión al tramo de fibra óptica que une a ambos bobinados.

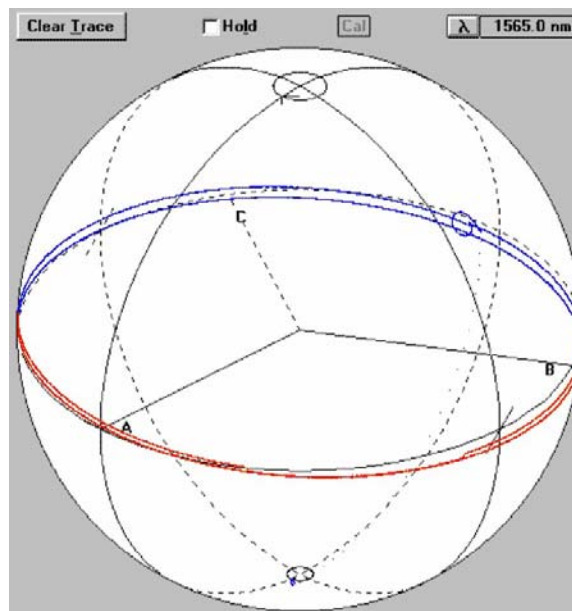


Figura 58. Trayectoria del SOP de salida cuando se realiza un barrido del ángulo azimutal de polarizador (ecuador). El punto azul muy cercano al polo sur, representa un SOP circular izquierdo, que corresponde al SOP de salida asociado a la polarización circular derecha de entrada.

Se probaron 11 longitudes de onda (1530 a 1580nm, paso de 5 nm). Sólo se logró conseguir un resultado aceptable para $\lambda=1565$ nm (Figura 58). Introduciendo un estado de polarización lineal al doble bobinado y variando su orientación azimutal fue posible obtener

a la salida un estado de polarización lineal también, aunque con un corrimiento azimutal constante. Esta cancelación del efecto de la birrefringencia del bobinado de fibra activa sobre el estado de polarización de la señal de entrada presentó el mismo comportamiento observado para el caso del aislador de polarización. A pesar de que la longitud de la fibra es de ~ 8 m, para 1565 nm no fue posible generar a la salida del doble bobinado un estado de polarización circular derecho. El SOP de salida se ubica en el polo sur (punto azul en la figura 58).

Para el resto de las longitudes de onda utilizadas no fue posible cancelar el efecto de la birrefringencia. Posteriormente, se repitió el experimento a 1565 nm y ya no fue posible alcanzar el mismo resultado, aún modificando las orientaciones previamente obtenidas (Figura 59).

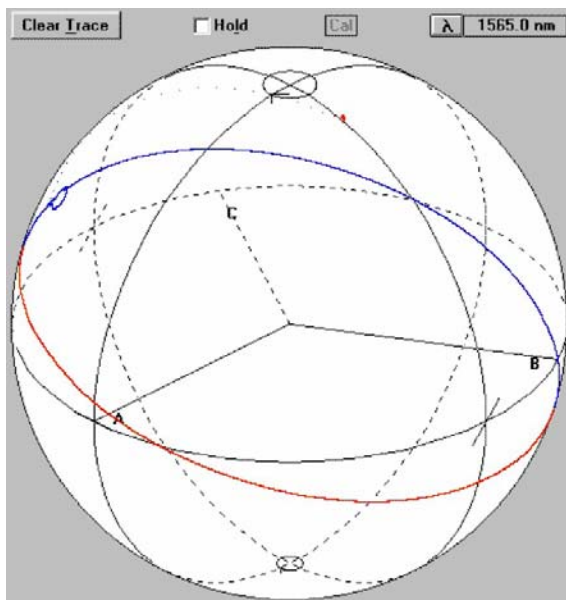


Figura 59. Trayectoria del SOP de salida cuando se realiza un barrido del ángulo azimutal de polarizador (círculo mayor). El punto rojo alejado del polo norte, representa un SOP elíptico de rotación derecha.

Se considera que esto se debió a la falta de una estructura mecánicamente estable para sostener al doble bobinado helicoidal.

Viendo la necesidad de usar una estructura mecánicamente estable, se decidió utilizar bobinados de 5.6 cm de diámetro montados sobre un controlador de anillos de Lefevre. El cambio resultó benéfico, lo cual es consistente con los resultados que se han

reportado [Ayala *et. al.*, 2008], que indican que a menor diámetro de las bobinas el control de la birrefringencia mejora. Los bobinados se construyeron empleando los anillos extremos de la estructura, bobinando uno en el sentido de las manecillas del reloj y el otro en contra; mientras que el anillo central no se empleó. El doble bobinado se instaló sobre el mismo arreglo experimental de la figura 57 (ahora Figura 60).

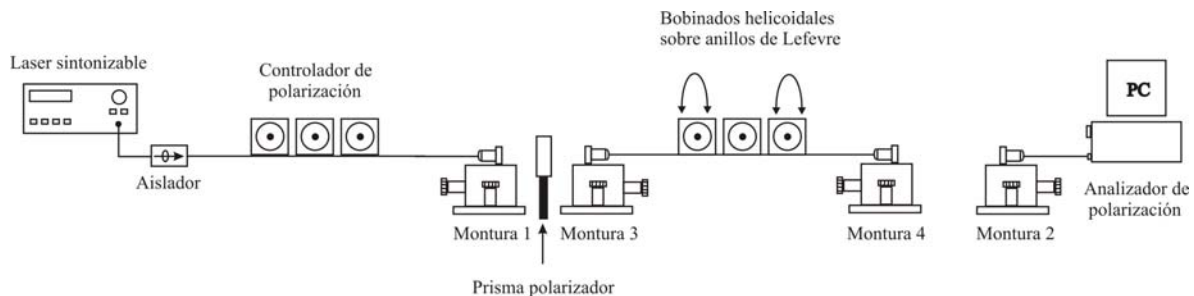


Figura 60. Arreglo experimental para cancelar la birrefringencia utilizando anillos de Lefevre en un doble bobinado helicoidal.

En este caso los resultados fueron mejores ya que se logró cancelar el efecto de la birrefringencia entre los dos bobinados, para dos de las longitudes de onda para las que se canceló el efecto de la birrefringencia en el aislador de polarización: 1550 y 1565nm.

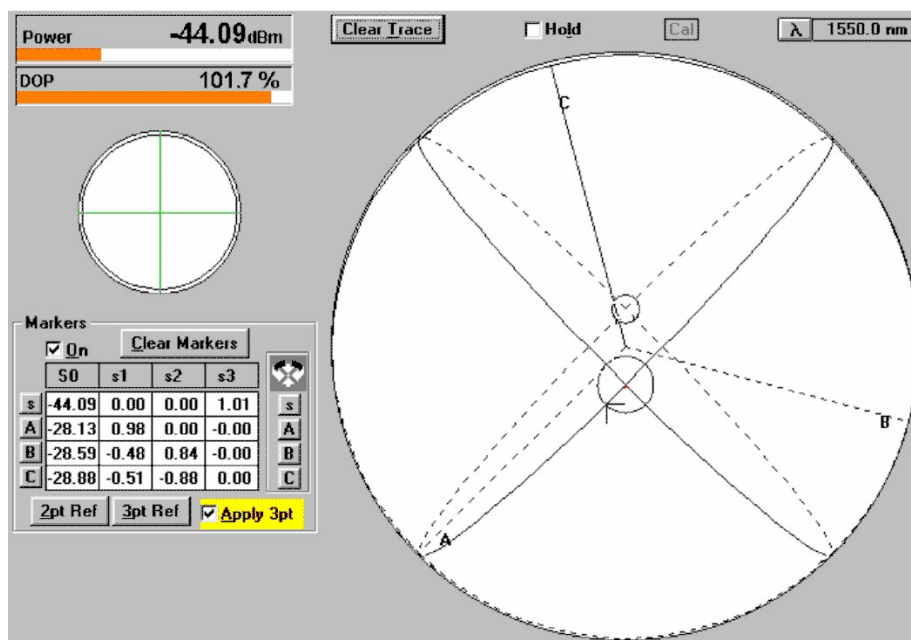


Figura 61. SOP de salida del bobinado helicoidal utilizando los anillos de Lefevre para $\lambda=1550\text{nm}$.

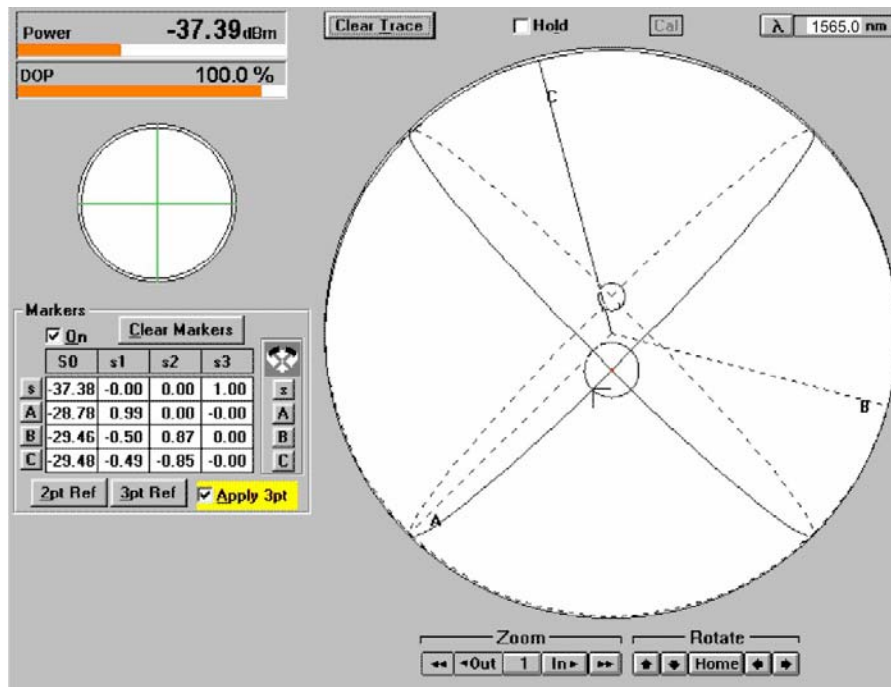


Figura 62. SOP de salida del bobinado helicoidal utilizando los anillos de Lefevre para $\lambda=1565\text{nm}$.

En la figura 61 podemos observar que el SOP de salida para una señal de entrada circular derecha de 1550 nm coincide perfectamente con el SOP de entrada. También se puede apreciar en la imagen de la pantalla del analizador de polarización (Figura 61) que se tiene un alto grado de polarización de la señal (DOP $\sim 100\%$). Por otra parte, los resultados obtenidos para $\lambda=1565\text{ nm}$ fueron excelentes ya que el SOP de entrada se mantiene sin cambio a la salida de la estructura helicoidal. Previamente se realiza el ajuste de los anillos hasta lograr empatar el SOP de entrada. En la figura 62 se puede ver el resultado para 1565 nm. Al igual que para la longitud de onda anterior, el grado de polarización es alto (DOP = 100%).

V.10 Arreglo experimental de un EDFA para señales polarizadas

Una vez identificadas las longitudes de onda a las cuales es posible cancelar la birrefringencia de la fibra dopada y del aislador, el siguiente paso es operar la estructura como un amplificador. Para esto, se utiliza el arreglo experimental que se muestra en la figura 63.

El arreglo contiene algunos elementos adicionales a los de las figuras 57 y 60. Un láser de bombeo marca Nortel Northern Telecom modelo LC92A80-20, con pico de emisión $\lambda = 980 \text{ nm}$. A la salida de ambos láseres se colocan aisladores ópticos, con el fin de evitar las reflexiones que pudieran dañar la emisión. Ambos haces se acoplan a un dispositivo multiplexor (WDM) de cuatro brazos, donde por el brazo 3 sale el 90% de la intensidad, mientras que por el brazo 4 sale el 10% restante. El estado de polarización de la señal se mide con un analizador de polarización Agilent 8509C. El sistema de microposicionadores fibra-aire, aire-fibra permiten introducir en la trayectoria de la luz el prisma polarizador de calcita que se usa para definir el marco de referencia.

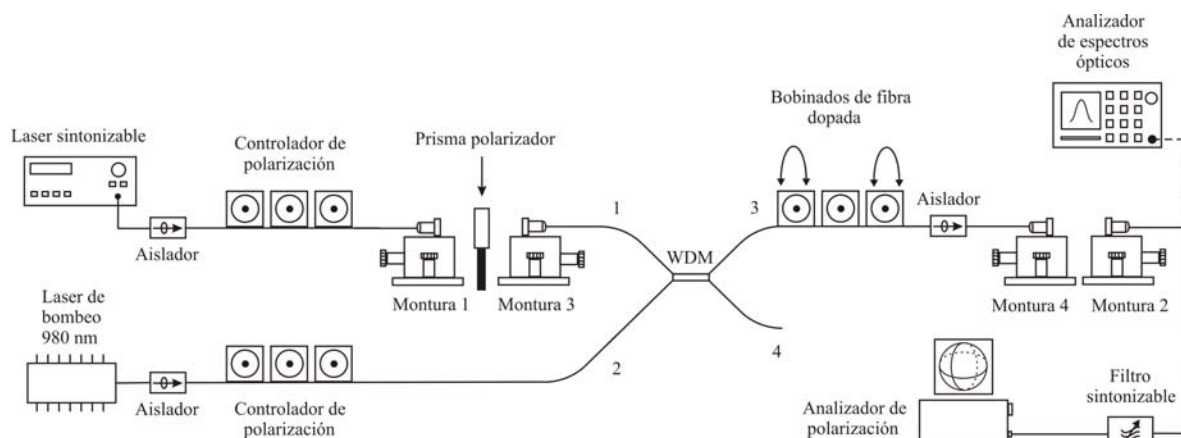


Figura 63. Arreglo experimental para llevar a cabo la amplificación de señales polarizadas.

El estado de polarización de la señal y del bombeo se modifica con la ayuda de un par de controladores de polarización (ThorLabs modelo FPC-030). La estructura helicoidal donde se coloca la fibra dopada con erbio está conectada al brazo 3 del WDM. A la salida de la fibra amplificadora se coloca un aislador óptico, cuya característica especial es que su birrefringencia está cancelada; esto significa que la señal amplificadora a la salida de los anillos de Lefevre no se verá modificada al atravesar el aislador óptico. Enseguida, se utiliza un filtro óptico sintonizable para eliminar la emisión espontánea fuera de la banda de la señal de trabajo. Por último para analizar el estado de polarización de la señal amplificadora se utiliza el analizador de polarización. Cuando se mide el espectro de fluorescencia o se caracteriza la señal amplificadora, se retira el filtro óptico y se utiliza el analizador de espectros ópticos.

Antes de iniciar la operación del amplificador, se ajusta la estructura helicoidal de los anillos para cancelar su birrefringencia. El acoplamiento de la señal de entrada al amplificador se verifica a través de la ayuda de una fibra estándar (SMF-28), usando el analizador de polarización para verificar su potencia. La instalación de la estructura de los anillos de Lefevre debe realizarse cuidadosamente, evitando torcer la fibra o la presencia de pequeños dobleces. El arreglo debe quedar estirado sólo lo justo.

A continuación se inyecta la señal al amplificador y se inicia la aplicación de la señal de bombeo, incrementando su potencia de 0 a 50 mW en pasos de 5 mW. En cada incremento se captura la imagen de la pantalla del analizador de polarización a esa potencia de bombeo. Para llevar a cabo la captura del espectro de fluorescencia y la señal amplificada, se utiliza el analizador de espectros ópticos. Mediante un programa de MATLAB elaborado para este fin se realiza la captura y despliegue de la imagen.

V.11 Discusión de resultados

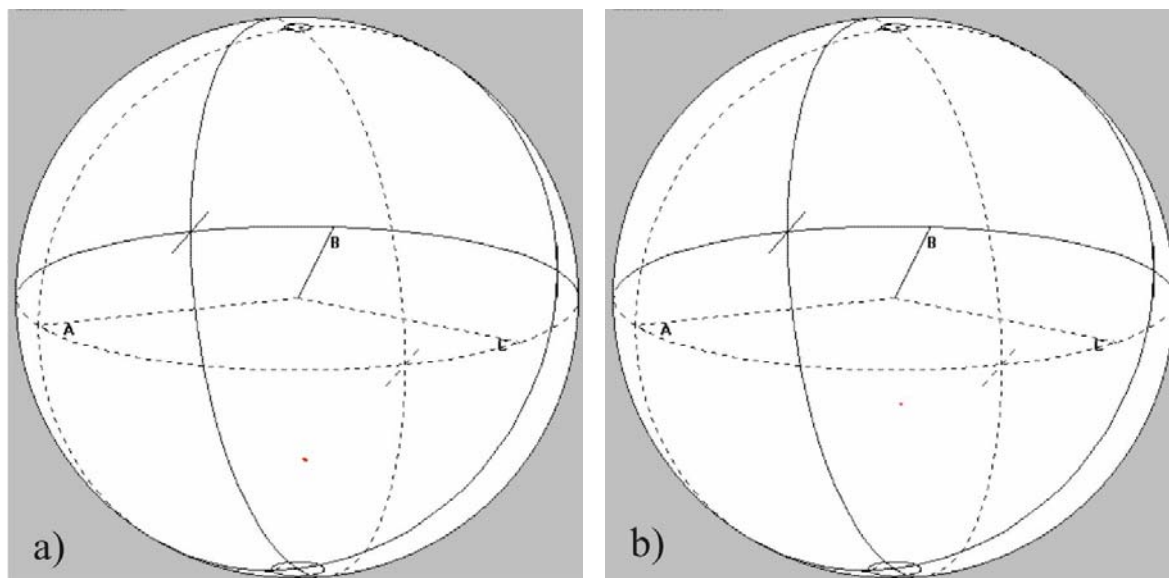


Figura 64. a) SOP de entrada al amplificador, b) SOP de salida para una potencia de bombeo de 25 mW.

En las figuras 64 y 65, se muestran los resultados obtenidos para $\lambda=1550$ nm, sin ajustar el EDFA para cancelar el efecto de su birrefringencia sobre el SOP de la señal amplificada. En la figura 64a se muestra el SOP de entrada al EDFA. En la figura 64b se observa el SOP a la salida del amplificador cuando se ha aplicado una potencia de bombeo de 25 mW.

Conforme se incrementa la potencia de bombeo, el SOP a la salida del EDFA se desplaza con respecto a la posición original de salida.

En la figura 65a podemos ver el SOP a la salida, cuando se ha llegado a la máxima potencia de bombeo, en este caso 50 mW. El desplazamiento es evidente. En la figura 65b se hizo un ajuste a los anillos de Lefevre donde se ubica la fibra dopada con erbio, para hacer coincidir el SOP de salida con el punto inicial del SOP de entrada. El grado de polarización se mantuvo entre el 80 y el 85%, lo que representa una buena calidad en la polarización de la señal, tomando en cuenta que una parte de ésta es ruido (emisión espontánea amplificada).

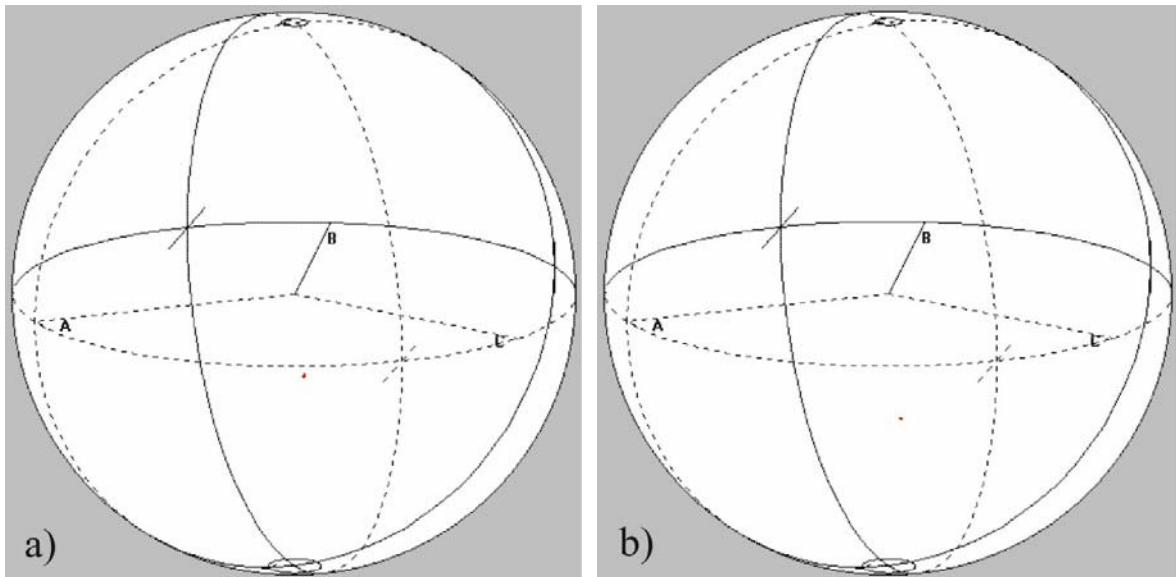


Figura 65. a) SOP de salida en el EDFA para una potencia de bombeo de 50 mW, b) SOP de salida en el EDFA a una potencia de bombeo de 50 mW, con ajuste a los anillos de Lefevre.

En la figura 66 se indica la variación que tuvieron los parámetros de Stokes conforme la potencia de bombeo se incrementó. S1 y S2 permanecen prácticamente constantes; i.e. el ángulo azimutal del estado de polarización de salida varía poco. El parámetro S3 es el que presenta un mayor cambio, lo cual indica que en este caso, la presencia del haz de bombeo modificó principalmente la elipticidad del estado de polarización de salida.

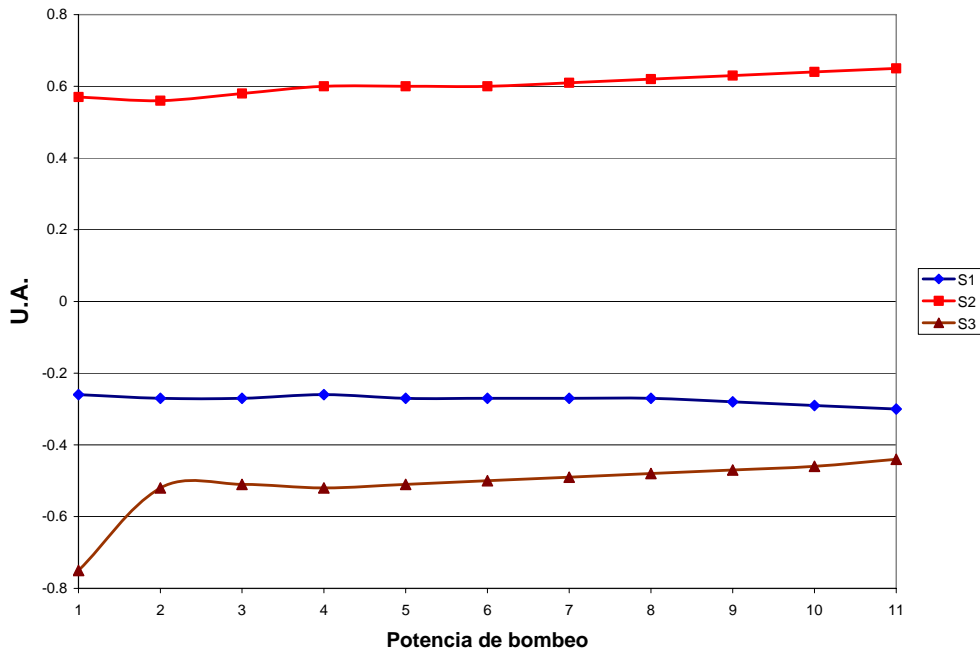


Figura 66. Variación de los parámetros de Stokes ($\lambda = 1550 \text{ nm}$), conforme la potencia de bombeo se incrementa. 1, representa la potencia de la señal de entrada, 2, la potencia de bombeo a 5 mW, 3, la potencia de bombeo a 10 mW y así sucesivamente hasta 11, que es la potencia de bombeo a 50 mW.

50 mW

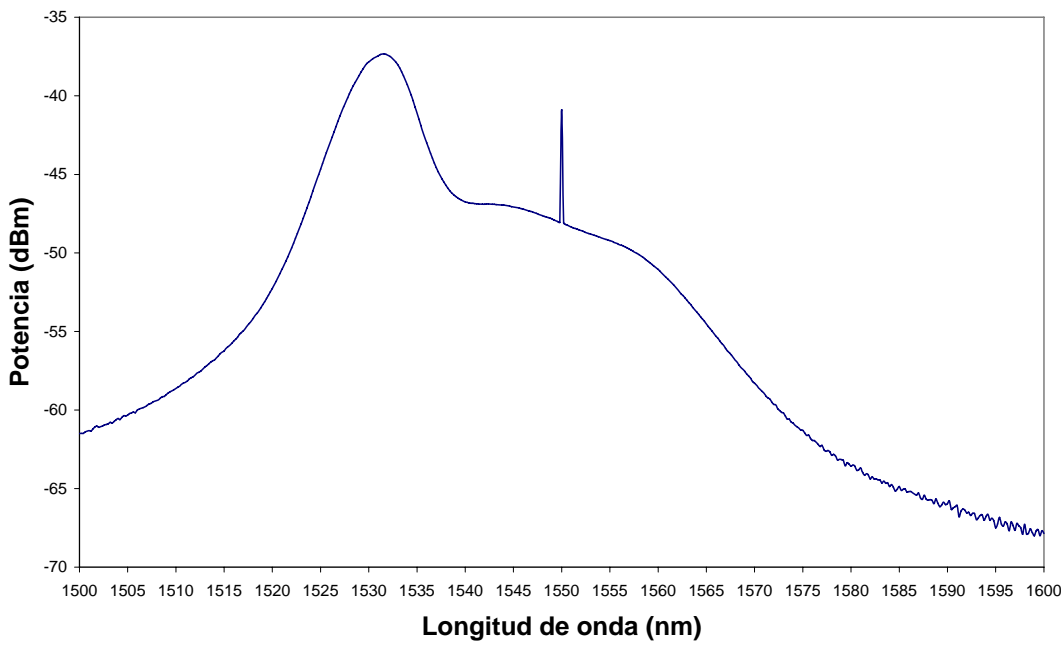


Figura 67. Espectro de emisión ASE y señal amplificada para una potencia de bombeo de 50 mW. La señal amplificada tiene una longitud de onda de 1550 nm.

Se hicieron medidas de los espectros de fluorescencia amplificada para observar el comportamiento de la ganancia en la señal conforme la potencia de bombeo se incrementa. En la figura 67 se muestra un espectro de ruido ASE y la señal amplificada para la potencia de bombeo máxima utilizada.

Los resultados que se obtuvieron para la otra longitud de onda utilizada $\lambda=1565$ nm, se muestran en las figuras 68 y 69. En la figura 68a se presenta el SOP de la señal a la entrada del amplificador; en tanto que en la figura 68b se observa el estado de polarización a la salida del amplificador para una potencia de bombeo de 25 mW, sin modificar la orientación de los bobinados helicoidales para cancelar la birrefringencia. Cabe resaltar que el estado de polarización en este caso no mostró un desplazamiento significativo al incrementarse la potencia de bombeo. Esto lo podemos corroborar con la figura 69a. Aún así, se realizó un pequeño ajuste a los anillos de Lefevre hasta dejar la ubicación del SOP de salida en la misma ubicación que tenía el SOP de entrada (se hicieron coincidir los valores de los parámetros de Stokes de salida, con los medidos para el SOP de entrada). Un problema que presenta esta longitud de onda es que el grado de polarización que se obtuvo osciló entre el 40 y el 50%, lo cual nos dice que la razón señal a ruido a esta longitud de onda es más pobre.

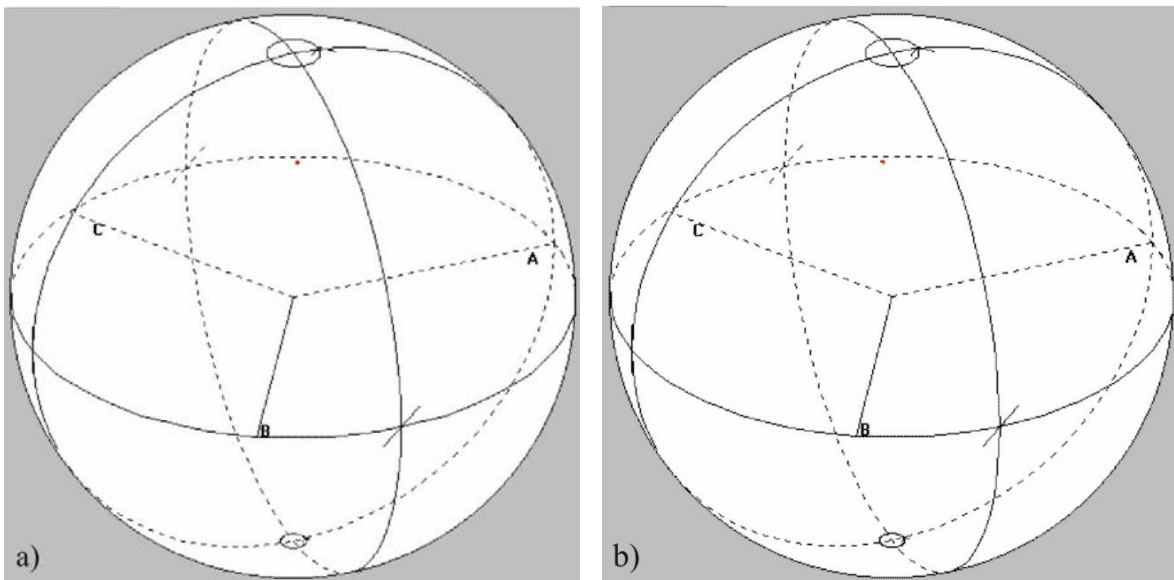


Figura 68. a) SOP de entrada al amplificador, b) SOP de salida para una potencia de bombeo de 25 mW.

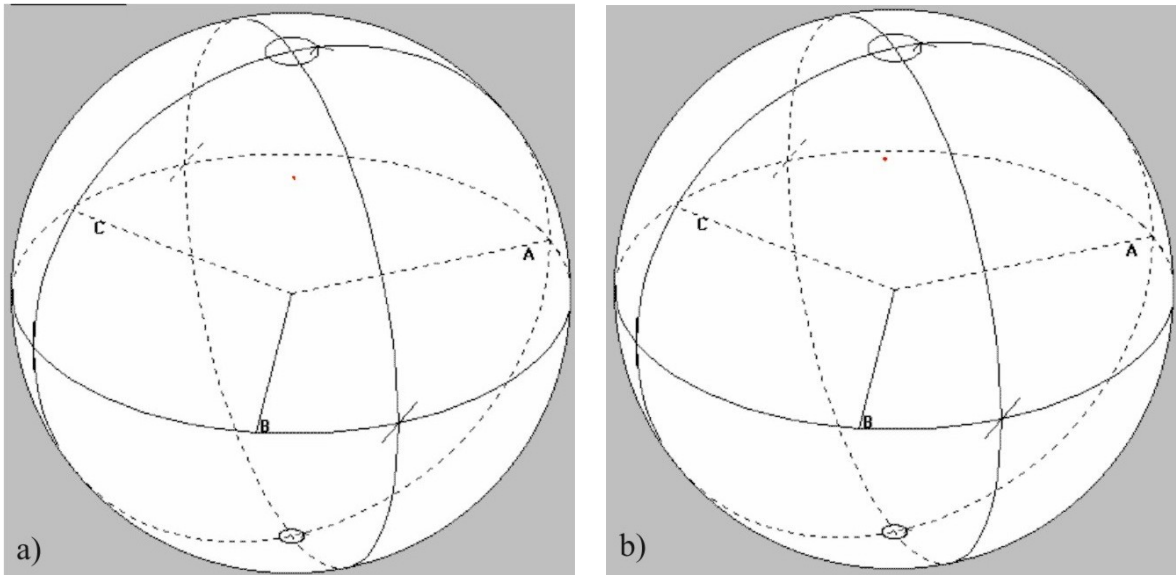


Figura 69. a) SOP de salida en el EDFA para una potencia de bombeo de 50 mW, b) SOP de salida en el EDFA a una potencia de bombeo de 50 mW, con ajuste a los anillos de Lefevre.

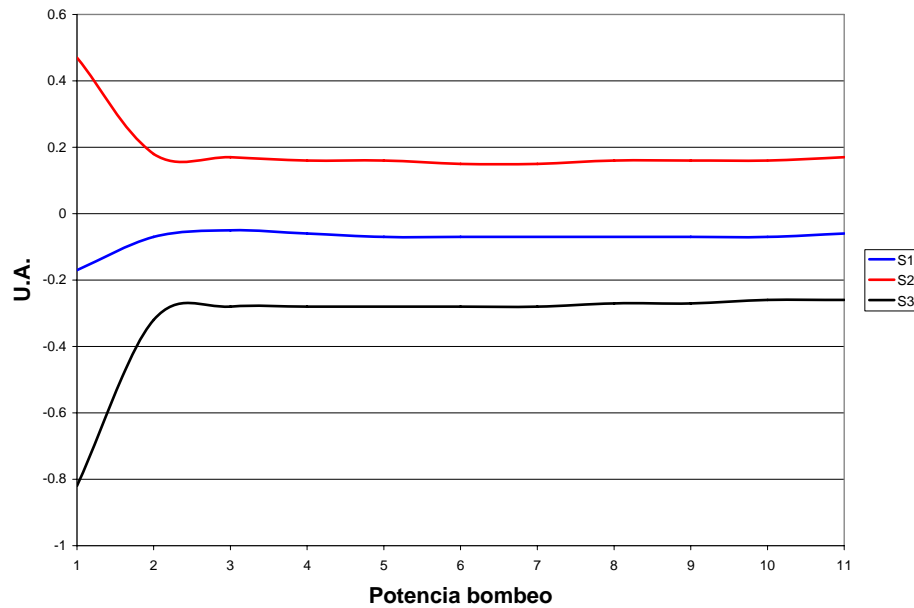


Figura 70. Variación de los parámetros de Stokes ($\lambda = 1565$ nm), conforme la potencia de bombeo se incrementa. 1, representa la potencia de la señal de entrada, 2, la potencia de bombeo a 5 mW, 3, la potencia de bombeo a 10 mW y así sucesivamente hasta 11, que es la potencia de bombeo a 50 mW.

Cabe recordar que la banda clásica de amplificación de un EDFA va de 1530 a 1560 nm. Esta es la región en la que la amplificación de la señal es óptima, por lo que este resultado es consecuencia de las limitaciones de esta fibra para amplificar a esta longitud de onda. Sin embargo, si revisamos el comportamiento de los parámetros de Stokes a esta

longitud de onda puede notarse que no hubo prácticamente variación en ellos, a pesar del incremento en la potencia de bombeo; a excepción del cambio inicial entre el estado de polarización de la señal de entrada y el de salida, debido a la birrefringencia de la fibra amplificadora (Figura 70).

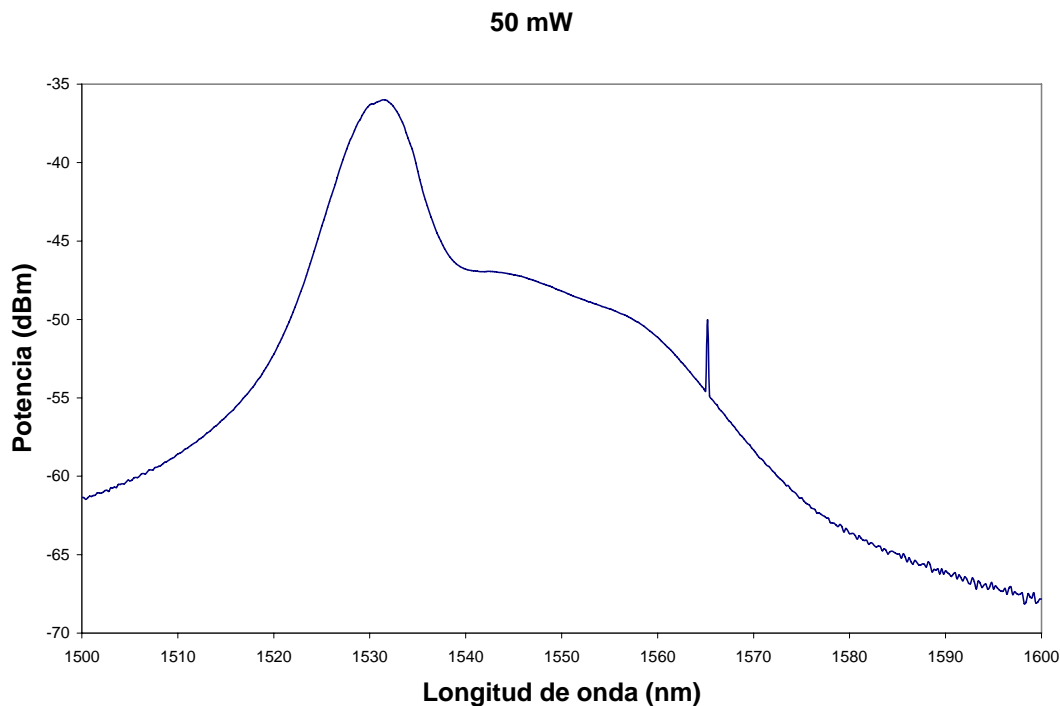


Figura 71. Espectro de fluorescencia generado por el amplificador para una potencia de bombeo de 50 mW y una señal amplificada de 1565nm.

La baja ganancia que se obtuvo para esta longitud de onda puede apreciarse en la figura 71, donde se presentan la señal amplificada y el espectro de emisión ASE para un bombeo con una potencia de 50 mW.

Al usar la amplificación láser se espera que la señal amplificada mantenga el estado de polarización; ya que la ganancia se genera por emisión estimulada. Los resultados obtenidos indican que existe otro fenómeno que participa en este proceso. Es necesario estudiar con mayor detalle este proceso para identificar con certeza el origen del cambio en el estado de polarización de salida inducido por la potencia del haz de bombeo.

CAPÍTULO VI

CONCLUSIONES

1. Se desarrolló un método gráfico para la identificación de la birrefringencia, aplicada a fibras ópticas basado en el mapa complejo de polarización de Jones. Se hizo una comparación entre este método, que es bidimensional y uno tridimensional (esfera de Poincaré).
2. Se realizó un estudio con bobinas de diferentes diámetros utilizando fibra estándar SMF-28 con diferentes cubiertas y como resultado se encontró que el tipo de cubierta influye sólo ligeramente en la estabilidad del estado de polarización; el radio de curvatura del bobinado es el parámetro dominante. Para bobinados sin tensión los mejores resultados se obtuvieron para bobinas de menor diámetro (~3.2 cm).
3. Se desarrolló la metodología experimental que permite acoplar dos bobinados helicoidales para combinar sus birrefringencias con el fin de controlar su efecto sobre el estado de polarización de entrada de la señal. Cada bobinado se realizó sin dejar espacio entre espiras con el fin de reducir el efecto de la torsión.
4. Se determinó que el control mecánico es un parámetro clave para combinar las birrefringencias inducidas en dos bobinas helicoidales de forma tal que sea posible controlar su efecto sobre el estado de polarización de entrada de la señal.

5. Se modificó un aislador de polarización embobinando helicoidalmente sus colas de fibra óptica, para hacerlo insensible al estado de polarización de entrada de la señal. Esto se consiguió para cuatro longitudes de onda: 1510, 1550, 1553 y 1570 nm.
6. Se canceló el efecto de la birrefringencia de una fibra dopada con erbio sobre el estado de polarización de la señal de entrada mediante un doble bobinado helicoidal. La cancelación del efecto de la birrefringencia sobre el estado de polarización de la señal de entrada se consiguió para 1550 y 1565 nm.
7. Se construyó un EDFA con control de birrefringencia haciendo uso del aislador del punto 5 y la fibra dopada con erbio del punto 6. El amplificador resultó insensible al estado de polarización de la señal de entrada a dos longitudes de onda: 1550 y 1565 nm.
8. Para las dos longitudes de onda amplificadas se encontró que el estado de polarización de salida de la señal no está determinado por la birrefringencia del sistema como lo predice la óptica de polarización. La presencia del haz de bombeo modifica el estado de polarización de la señal amplificada. Esta respuesta tampoco puede ser explicada por la física de láseres, ya que la amplificación se genera por emisión estimulada; i.e. la señal amplificada debe tener el mismo estado de polarización de la señal original.
9. Los fenómenos de polarización en EDFAs hasta ahora utilizados para explicar su desempeño de polarización (PDG y PHB) tampoco permiten explicar el cambio en el SOP de salida. Es necesario realizar nuevos experimentos, diseñados con este fin para entender el origen físico de este comportamiento.
10. Se propone como trabajo a futuro utilizar otras marcas y concentraciones de fibra dopada con erbio, así como utilizar una fibra de mayor longitud (> 20 m), para poder comparar el desempeño de EDFAs con birrefringencia controlada, con el de EDFAs comerciales comunes al operar con señales polarizadas.

BIBLIOGRAFÍA

- Aben H. 1986. *Characteristic directions in optics of twisted birefringent media*. Journal Optical Society of America A, 3(9): 1414-1421.
- Ayala C. 2001. *Evaluación de la potencia y el estado de polarización de señales amplificadas en EDFAs con control de polarización*. Tesis de maestría. CICESE, Ensenada, B.C., febrero 2001.
- Ayala C., Tentori D. y Treviño F. 2007. *Modelos analíticos basados en el formalismo de Jones para describir la evolución del estado de polarización en una fibra monomodo*. Memorias XX Reunión Anual de la AMO.
- Ayala C. y Tentori D. 2008. *Efecto del diámetro del bobinado en la birrefringencia de fibras monomodo embobinadas helicoidalmente*. Memorias XXI Reunión Anual de la AMO.
- Ayala C., Tentori D. y Avendaño M. 2009. *Analytical description of the evolution of polarized light in homogeneous retarders using Jones formalism*. Revista Mexicana de Física, 55(3): 156-165.
- Ayala C. y Tentori D. 2009. *Caracterización de un aislador óptico de fibra insensible al estado de polarización*. Revista Electrónica e-Gnosis [online] Artículo 1, Vol. Esp., <<http://redalyc.uaemex.mx/src/inicio/ArtPdfRed.jsp?iCve=73012215001>>.
- Azzam R. y Bashara N. 1973. *Loci of invariant-azimuth and invariant ellipticity polarization states of an optical system*. Applied Optics, 12(1): 62-67.
- Becker P.C., Olsson N.A. and Simpson J.R. 1999. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers. Fundamentals and Technology*. Academic Press, Inc. San Diego, CA, USA.
- Bruyere F., Audouin O., Letellier V., Bassier G. y Marmier P. 1994. *Demonstration of an optimal polarization scrambler for long-haul optical amplifier systems*. IEEE Photonics Technology Letters, 6(9): 1153-1155.
- Einstein A. 1917. *Zur Quantentheorie der Strahlung*. Zeitschrift fur Physik, 18: 121-128.
- Fernández L. y Tentori D. 2005. *Compensación de la birrefringencia a través de un doble bobinado helicoidal, para un amplificador de luz polarizada*. Memorias XVIII Reunión Anual de la AMO: 27V03-1 a 27V03-10.

- Greer E.J., Lewis D.J. and Macauley W.M. 1993. *Polarization dependent gain erbium-doped fiber amplifiers*. Electronics Letters, **20**: 46-47.
- Gutiérrez A. 2007. *Automatización del procedimiento de caracterización de la birrefringencia de fibras ópticas monomodo dopadas con erbio*. Tesis de maestría. CICESE, Ensenada, B.C., febrero 2007.
- Harris A. y Castle P. 1986. *Bend loss measurements on high numerical aperture single-mode fibers as a function of wavelength and bend radius*. J. Lightwave Technology, **LT-4**: 34.
- Hecht E. y Zajac A. 1986. *Óptica*. Addison Wesley Iberoamericana, México.
- Huard S. 1997. *Polarization of light*. John Wiley, New York.
- Jones R.C. 1941. *A new calculus for the treatment of optical systems. I Description and discussion of the calculus*. Journal Optical Society of America, **31**: 488-493.
- Jones R.C. 1948. *A new calculus for the treatment of optical systems. VII Properties of the N-Matrices*. Journal Optical Society of America, **38**: 671-685.
- Kliger D.S., Lewis J.W. y Randall C.E. 1990. *Polarized light in optics and spectroscopy*. Academic Press, Inc. San Diego, USA.
- Ledezma J.E. 2008. *Medida del estado de polarización de señales amplificadas usando un EDFA con un bobinado helicoidal*. Tesis de maestría. CICESE, Ensenada, B.C., mayo 2008.
- Liu J., Fang Q. y Yin Y. 2006. *Passive depolarizer based on artificial polarization-dependent delay*. Electronics Letters **42**: 412.
- Mazurczyk V.J. and Zyskind J.L. 1994. *Polarization dependence gain in erbium-doped fiber amplifiers*. IEEE Photonics Technology Letters, **6**(5): 616-618.
- Pua H., Peddanarappagari K., Zhu B., Allen C., Demarest K., Hui R. 2000. *An adaptive first-order polarization-mode dispersion compensation system aided by polarization scrambling: theory and demonstration*. Journal of Lightwave Technology **18**(6): 832-841.
- Ross J. 1984. *The rotation of the polarization in low birefringence monomode optical fibres due to geometric effects*. Optical and Quantum Electronics, **16**(5): 455-461.

- Sakai J. 1979. *Simplified bending loss formula for single-mode optical fibers*. Applied Optics, **18**: 951.
- Shurcliff W.A. y Ballard S.S. 1964. *Polarized light*. D. Van Nostrand Company Inc. Princeton, N.J., USA.
- Simmons G.F. 2002. *Cálculo y geometría analítica*. McGraw-Hill, Madrid, España.
- Sun F., Lu Z., Xiao G. y Grever C. 2004. *Novel polarization scrambling OSNR monitor*. Proceedings of SPIE **5579**: 669-672.
- Tang L., Drezdron S. y Yoshie T. 2008. *Single-mode waveguide optical isolator based on direction-dependent cutoff frequency*. Optics Express, **16**(20): 16202-16208.
- Taylor M.G. 1993. *Observation of new dependence effect in long-haul optically amplified system*. OFC/IOOC'93 San Jose, Paper PD-5-1.
- Taylor M.G. 1994. *Improvement in Q with low frequency polarization modulation on transoceanic EDFA link*. IEEE Photonics Technology Letters **6**(7): 860-862.
- Tentori D., Ayala C., Treviño F. y Mendieta F. 2007. *Evaluation of the residual birefringence of single-mode erbium-doped silica fibers*. Optics Communications, **271**: 73-80.
- Tentori D., Ayala C., Ledezma E., Treviño F. y García A. 2009. *Birefringence Matrix for a Twisted Single-Mode Fiber: Geometric Contribution*. Optics Communications, **282**(5): 830-834.
- Tentori D., Ayala C., Treviño F., Mendieta F. y Soto H. 2001. *Birefringence evaluation of helically wound optical fibers*. Journal of Modern Optics, **48**(11): 1767-1780.
- Treviño F., Tentori D., Ayala C. y Mendieta F. 2005. *Birefringence assessment of single-mode optical fibers*. Optics Express, **13**: 2556-2563.
- Tsao C. 1992. *Optical Fibre Waveguide Analysis*. Primera Edición. Oxford University Press, New York.
- Ulrich R., Rashleigh S.C. y Eickhoff W. 1980. *Bending-induced birefringence in single-mode fibers*. Optics Letters, **5**(6): 273-275.

- Wysocki P. y Mazurczyk V. 1996. *Polarization Dependent Gain in Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Computer and Approximate Formulas*. Journal of Lightwave Technology, **14**(4): 572-584.
- Zhang B. y Lu L. 1998. *Isolators protect fiberoptic systems and optical amplifiers*. Laser Focus World [online], **34**(11), <
[http://www.laserfocusworld.com/display_article/26584/12/none/none/News/Isolator
s-protect-fiberoptic--systems-and-optical-amplifiers](http://www.laserfocusworld.com/display_article/26584/12/none/none/News/Isolators-protect-fiberoptic--systems-and-optical-amplifiers) >.