

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA**

**AUTOMATIZACIÓN DEL PROCEDIMIENTO DE CARACTERIZACIÓN DE LA
BIRREFRINGENCIA DE FIBRAS ÓPTICAS MONOMODO DOPADAS CON ERBIO**

TESIS

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

Presenta:

ALEJANDRO GUTIÉRREZ BELTRÁN

Ensenada, Baja California, México, Febrero del 2007.

TESIS DEFENDIDA POR
Alejandro Gutiérrez Beltrán
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dra. Diana Tentori Santacruz

Director del Comité

Dr. Alfonso García Weidner

Miembro del Comité

Dr. Serguei Miridonov

Miembro del Comité

MC. Ricardo Núñez Pérez

Miembro del Comité

Dr. Roger Sean Cudney Bueno

*Coordinador del programa de
posgrado en Óptica*

Dr. Edgar Gerardo Pavía López

Director de Estudios de Posgrado

06 de Febrero de 2007

RESUMEN de la tesis de Alejandro Gutiérrez Beltrán, presentada como requisito parcial, para la obtención del grado de **MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en OPTOELECTRONICA**. Ensenada Baja California México. Febrero 2007.

AUTOMATIZACION DEL PROCEDIMIENTO DE CARACTERIZACIÓN DE LA BIRREFRINGENCIA DE FIBRAS ÓPTICAS MONOMODO DOPADAS CON ERBIO

Resumen aprobado por:

Dra. Diana Tentori Santa Cruz
Directora de Tesis

En este trabajo se presentan las modificaciones introducidas a la metodología de medida de la birrefringencia residual de fibras monomodo dopadas con erbio. El método empleado puede considerarse una técnica primaria, ya que está basado en conceptos fundamentales: las propiedades geométricas de la esfera de Poincaré y la óptica de polarización de retardadores homogéneos. Sin embargo, la caracterización empleando la esfera de Poincaré requiere de una cuidadosa alineación del arreglo polarimétrico. Para cada longitud de onda usada es necesario crear un marco de referencia, para posteriormente poder medir los estados de polarización de entrada y de salida con respecto a él. Cuando el prisma usado para generar el marco de referencia y/o la muestra son removidos y reposicionados manualmente, debe invertirse una gran cantidad de tiempo para realizar los ajustes requeridos para asegurar la reproducibilidad de las mediciones. Este procedimiento se automatizó, tanto para mejorar la precisión de la evaluación, como para reducir el tiempo requerido para caracterizar la birrefringencia espectral de la muestra de fibra monomodo. Se discuten las limitaciones fundamentales de este procedimiento automático de evaluación.

Palabras clave: caracterización de fibras ópticas, birrefringencia, fibras dopadas con erbio, automatización.

ABSTRACT of the Thesis of **Alejandro Gutiérrez Beltrán**, presented as partial requirement to obtain the **MASTER IN SCIENCES DEGREE in OPTICS with ORIENTATION in OPTOELECTRONICS**. Ensenada Baja California México. February 2007.

AUTOMATIZACIÓN DEL PROCEDIMIENTO DE CARACTERIZACIÓN DE LA BIRREFRINGENCIA DE FIBRAS ÓPTICAS MONOMODO DOPADAS CON ERBIO

Abstract approved by:

Diana Tentori Santa Cruz, Ph. D.
Thesis advisor

The characterization of the residual birefringence of erbium-doped fibers using the Poincaré sphere requires a careful alignment of the polarimetric set up. It is necessary to define the reference frame and then, to measure the input and output polarization states. The procedure is time consuming when the sample and the prism polarizer are removed and repositioned manually. In this work we present an automatic polarimetric set up that takes advantage of the geometric properties of the Poincaré sphere and the polarization optics of homogeneous retarders. The measurement procedure has been modified to improve the measurement precision and to shorten the time required to perform the spectral birefringence characterization of these laser fibers. We report the limitations of this modified procedure.

Keywords: Automatization, Fiber characterization, birefringence, erbium-doped fiber

DEDICATORIA

A mis padres **María Teresa Beltrán Ruiz** y **Alejandro Gutiérrez Rivera**.

A mis **hermanos** y **hermanas**.

AGRADECIMIENTOS

A la **Dra. Diana Tentori Santa Cruz** por su apoyo y confianza.

A **Miguel de Jesús Farfán** por sus consejos y amistad.

A mi comité de tesis: **Dr. Alfonso García Weidner, Dr. Serguei Miridonov y MC. Ricardo Núñez Pérez**, por su participación y apoyo en esta tesis.

A mis compañeros de generación: **María, Alejandra, Jorge, Noemí, Juan Pablo y Liz**. Y a todos los demás compañeros que conocí durante mi estancia en el CICESE.

A **Marcia Padilla** por estar siempre accesible para ayudar.

A las secretarias del departamento de óptica, por su apoyo cada vez que requerí de su ayuda.

Al **Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada** por la gran oportunidad de superación que me ofreció.

Al **taller de mecánica fina** por el apoyo brindado en la fabricación de algunas piezas indispensables para la construcción del arreglo experimental.

Al **Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología** por la beca otorgada y por apoyar al personal del CICESE.

CONTENIDO

	Página
I	
INTRODUCCIÓN	1
I.1 Objetivo.....	5
II	
POLARIZACIÓN Y BIRREFRINGENCIA EN LA ÓPTICA DE POLARIZACIÓN CLÁSICA	6
II.1 Fundamentos de óptica de polarización	6
II.1.2 Polarización de una onda plana monocromática.....	6
II.2 Descripción trigonométrica.....	7
II.3 Representación compleja del estado de polarización.....	13
II.3.1 Mapeo de las componentes x y y del vector eléctrico en el plano..... complejo	13
II.4 Representación de Poincaré del estado de polarización de la luz.....	17
II.4.1 Vectores de Stokes.....	17
II.4.2 Vectores de Jones y de Stokes de estados de polarización Representativos.	19
II.4.3 La esfera de Poincaré	20
II.5 Anisotropía óptica de un material.....	23
II.5.1 Birrefringencia lineal.....	24
II.6 Birrefringencia circular.....	25
III	
EVOLUCIÓN DEL ESTADO DE POLARIZACIÓN EN FIBRAS MONOMODO	28
III.1 Descripción de Jones del retardo homogéneo.....	28
III.2 Evolución del estado de polarización sobre la esfera de Poincaré.....	30

CONTENIDO (continuación)

III.2.1	Secuencia de pasos para el uso de la esfera de Poincaré en retardadores	32
III.3	Evolución del estado de polarización de una señal de entrada linealmente polarizada	34
III.4	Retardo lineal	36
III.5	Retardo circular	37
III.6	Retardo elíptico	38
IV	CARACTERIZACIÓN DE LA BIRREFRINGENCIA RESIDUAL DE FIBRAS ÓPTICAS MONOMODO	42
IV.1	Uso de una señal de entrada con un estado de polarización lineal	43
IV.2	Marco de referencia	48
IV.3	Localización del eje rápido del retardador	50
IV.4	Razón birrefringencia lineal a birrefringencia circular	51
IV.5	Ángulo de retardo total	51
IV.6	Verificación de resultados	54
IV.7	Desventajas de la implementación manual	55
V	PROCEDIMIENTO AUTOMATIZADO PARA DETERMINAR LOS EIGENMODOS DE UNA MUESTRA DE FIBRA MONOMODO	56
V.1	Arreglo óptico modificado	56
V.2	Inicialización del equipo	59
V.3	Inicialización del enlace DDE con la aplicación Agilent 8509	61
V.4	Inicialización del puerto serie	63

CONTENIDO (continuación)

V.5	Control del analizador de polarización por medio de comandos	63
V.6	Primera medición de la señal de la fuente láser	66
V.7	Creación del marco de referencia.....	69
V.8	Ajuste de la polarización circular a la salida del primer acoplador	76
V.9	Discusión de la potencia y la superposición de la trayectoria.....	78
V.10	Medición de las señales.....	79
V.10.1	Medición simple.....	79
V.10.2	Grabar una trayectoria.....	80
V.10.3	Guardar los datos registrados.....	81
VI	METODOLOGÍA DEL PROCESAMIENTO DE DATOS Y ANÁLISIS..	83
	DE EXACTITUD	
VI.1	Rutina de trabajo	83
VI.2	Procesamiento de los datos de una trayectoria.....	85
VI.2.1	Marco de referencia	86
VI.2.2	Parámetros de los eigenmodos.....	88
VII	CONCLUSIONES.....	93

LISTA DE FIGURAS

Figura		Página
1	Trazo del vector de campo eléctrico de una onda plana monocromática que se propaga en la dirección z , con diferencia de fase $\phi = 0$, y amplitudes iguales ($E_x = E_y$).	8
2	Diferentes formas de los trazos de la punta del vector de campo eléctrico.	8
3	Evolución con el tiempo del campo eléctrico (trazo azul), y de sus componentes x [roja] y y [verde].	9
4	Parámetros de la elipse de polarización.	12
5	Estados de polarización representados en el plano complejo, donde: rep y lep indican polarización elíptica derecha e izquierda, respectivamente, rcp y lcp indican polarización circular derecha e izquierda, respectivamente.	15
6	Esfera de Poincaré.	21
7	En este diagrama se representan algunos estados de polarización sobre la esfera de Poincaré. Las descripciones vectoriales de estos estados se dan en las ecuaciones 20, 21, y 22.	22
8	Disposición de los átomos de un cristal de calcita: material anisótropo.	23

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura		Página
9	Disposición de los átomos de un cristal de sal: material isótropo.	23
10	Cristales de sal (isótropo) y calcita (anisótropo). Se aprecia la doble refracción producida por el cristal de calcita.	25
11	Ejemplo de una molécula quiral.	26
12	Rotación del ángulo azimutal de la polarización provocada por el cristal líquido. Sólo en a) fue aplicado un campo eléctrico, permitiendo que la nueva orientación de la polarización coincidiera con el eje del polarizador en la salida del arreglo	26
13	Descripción del uso de la esfera Poincaré para retardadores. En este diagrama H es la polarización horizontal, V la vertical; R denota a la polarización circular derecha y L a la circular izquierda. Se ilustra un retardador lineal con un ángulo $\sigma = 90^\circ$ (elipticidad, $2\varepsilon=0$).	33
14	Estas trayectorias circulares describen la evolución del estado de polarización producida por un retardador lineal. Cada círculo corresponde a diferentes ángulos azimutales de la polarización lineal de entrada. El eje de simetría se encuentra en el plano del ecuador. En este diagrama la muestra de fibra está alineada con el marco de referencia del laboratorio.	37

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura		Página
15	Este círculo sobre el ecuador describe la evolución del estado de polarización producida por un retardador circular. Esta trayectoria no depende del ángulo azimutal del estado de polarización lineal a la entrada o del ángulo azimutal de la muestra de fibra. El eje de simetría cruza la esfera de Poincaré a través de los polos norte y sur.	38
16	Estas trayectorias circulares describen la evolución del estado de polarización a lo largo de la fibra que presenta retardo elíptico. El ángulo de inclinación entre el eje de simetría y el plano del ecuador depende de la relación entre la componente de birrefringencia lineal y la circular. La muestra de fibra se encuentra alineada con el sistema coordenado del laboratorio.	39
17	En esta figura se muestra el cambio en la evolución del estado de polarización de la señal producido por la variación del ángulo σ . Los valores usados son: $\sigma = 90^\circ, 95^\circ, 80^\circ, 85^\circ, 70^\circ$ y 75° .	40
18	Círculos mayores descritos por el estado de polarización de salida cuando la señal linealmente polarizada de entrada rota 360° .	44
19	La evolución del estado de polarización de la luz a lo largo de un retardador elíptico describe un círculo alrededor del eje de simetría. Las intersecciones de esta línea con la esfera de Poincaré son los eigenmodos de polarización del retardador. Cuando los estados de polarización de entrada y de salida son lineales, sus posiciones azimutales son simétricas con respecto al ángulo azimutal α del eigenestado de polarización del retardador.	45

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura		Página
20	Arreglo polarimétrico manual. La señal monocromática proviene de un diodo láser sintonizable. Se usa un controlador de polarización y un objetivo de microscopio para producir un haz de luz colimado, circularmente polarizado, para iluminar al polarizador de entrada. La medida se realiza manteniendo a la muestra bajo condiciones mecánicas y térmicas fijas (D. Tentori et al., 2006). El estado de polarización de salida se mide usando un analizador de polarización.	49
21	Resultados obtenidos usando la técnica de barrido espectral en una muestra de fibra INO NOI 402K5 (1517 – 1570 nm). Cada curva se obtuvo usando un estado de polarización lineal de entrada distinto. El paso del ángulo azimutal entre curvas consecutivas es de 10°.	53
22	Estado de polarización introducido a una muestra de fibra Photonetics y el estado de polarización medido en la salida. Se aprecia que el ángulo azimutal es el que mejor se reproduce.	54
23	Esquema del sistema automático para la caracterización de la birrefringencia de fibras ópticas monomodo. El eje óptico del arreglo entre la salida del primero y la entrada del cuarto acoplador (aire/fibra) coincide con el eje z del sistema cartesiano de coordenadas usado para definir el marco de referencia. El eje x es paralelo a la mesa de laboratorio.	57
24	Esquema del analizador de polarización.	59

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura		Página
25	Vista de la computadora empleada para el control del sistema de medición. La ventana de la derecha corresponde a la aplicación del fabricante del controlador de polarización “Agilent 8509” y las dos ventanas de la izquierda corresponden a la aplicación creada para el control de sistema de medición “CBA”.	61
26	Etiqueta DDE para la inicialización del enlace entre la aplicación CBA y la aplicación Agilent 8509. Puede observarse también la etiqueta COM1 para la inicialización del enlace entre la aplicación CBA y el controlador de las bases de desplazamiento.	62
27	Los dos comandos prediseñados consisten en: <i>a)</i> Lectura de los parámetros de Stokes “Stokes?<No. Puntos>” y <i>b)</i> máximos y mínimos de los parámetros de Stokes “PDLMaxMin?”.	64
28	Ventana diseñada para controlar las cuatro bases Physik Instrumente. El ángulo azimutal del polarizador se controla con el recuadro “Montura #1”, y su posición en el eje x se controla con el recuadro “Base #1”; mientras que la posición en el eje x del acoplador de entrada de la muestra de fibra (acoplador #2) se controla con el recuadro “Base #2”.	65
29	Vista del acoplador #1, del polarizador montado sobre la base de rotación y de la segunda base de translación que los soporta y permite introducir y retirar al polarizador del eje óptico.	67
30	Vista del acoplador #2, montado sobre la base de translación #2, que permite retirar la muestra del eje óptico e introducirla de nuevo.	68

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura		Página
31	Localización de la etiqueta "Zero" en la aplicación Agilent 8509, empleada para calibrar a cero el medidor de potencia del analizador de polarización.	69
32	Localización de la etiqueta "Polarizers" en la aplicación Agilent 8509.	69
33	Para crear el marco de referencia en la aplicación Agilent 8509 del controlador de polarización se emplea un polarizador externo con ángulo azimutal de 0° , 60° y 120° para las marca (A, B y C), respectivamente.	70
34	Descripción del recuadro de marcas.	71
35	Definición de la marca A con $\varphi = 0^\circ$.	72
36	Definición de la marca B con $\varphi = 60^\circ$.	73
37	Definición de la marca C con $\varphi = 120^\circ$.	73
38	Una ligera desalineación impide que se superpongan las dos trayectorias circulares generadas por el barrido de 360° del ángulo azimutal del polarizador.	74

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura		Página
39	Vista del controlador de polarización, constituido por tres bobinas de fibra.	76
40	Acercamiento al recuadro “Markers” que muestra una variación en potencia menor a 3dB entre marcas.	77
41	Vista de la caja de texto “Historial de mediciones”, en donde se registran los datos adquiridos al enviar el comando “Stokes?<1000>” a la aplicación “Agilent 8509”. Cada dato se guarda en un renglón diferente.	80
42	Recuadro “Grabar Trayectoria” de la ventana principal de la aplicación “CBA”, donde se configura el barrido del ángulo azimutal del polarizador para ambos comandos prediseñados.	81
43	Vista del menú “Archivo”.	82
44	Parámetro de Stokes de salida (s_3). Los datos de la gráfica de la parte superior corresponden a una rotación de 360° del polarizador lineal de entrada. Estos datos se dividen en cuatro intervalos angulares consecutivos, cada uno de 90° (gráficas 2-5). Usando la simetría inherente se introdujo un cambio de signo en el segundo y cuarto intervalos. En la parte inferior se observa el resultado de promediar punto a punto los valores obtenidos.	86

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura		Página
45	<p>En este gráfico se presenta una exageración de la deformación de las trayectorias generadas por el barrido de 360° del ángulo azimutal del polarizador (Figura 38). La línea negra corresponde a la ubicación que deben de tener los estados de polarización en un barrido de $0^\circ < \varphi < 90^\circ$, la magenta a los medidos, y la azul a su sección complementaria $180^\circ < \varphi < 270^\circ$, el caso ideal es que se superpongan perfectamente las tres sesiones.</p>	87
46	<p>En las tres gráficas de la izquierda (a), se grafica en rojo la desviación estándar (σ_S) de los parámetros de Stokes, y en azul se presenta el gráfico de las barras de incertidumbre ($S \pm \sigma_S$). En las tres gráficas de la derecha (a), se grafica en rojo el error porcentual ($E_{\%} = \frac{\sigma_S}{S} \cdot 100\%$), y en azul el dato del fabricante para el error porcentual del analizador de polarización (5%).</p>	88
47	<p>Se presentan los tres parámetros normalizados de Stokes $S=(S_1, S_2, S_3)$, para un barrido de 90° del ángulo azimutal del polarizador. En cada una de las primeras tres gráficas se muestra el grado de superposición de las cuatro secciones de la trayectoria para un barrido de 360° (una superposición perfecta corresponde a una trayectoria perfectamente circular sobre la esfera de Poincaré). En la cuarta gráfica [ángulo azimutal de los estados de polarización sobre la esfera de Poincaré (2α), contra su ángulo de elipticidad (χ)] las barras de incertidumbre corresponden a los valores calculados para $\pm \delta\chi$</p>	90

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura		Página
48	Comparación entre los datos adquiridos (línea roja) y la simulación generada empleado el modelo de retardador elíptico, con los parámetros calculados (línea azul); ángulo azimutal del eje del retardador $\alpha = 4.7^\circ$, ángulo complementario del ángulo de elipticidad $\sigma = -45.36^\circ \pm 0.42^\circ$ y ángulo de retardo total $\delta = -20^\circ \pm 1.53^\circ$.	91
49	Simulación de la variación de δ para $0^\circ < \delta < -180^\circ$, donde se observan trayectorias circulares en color verde centradas en el eje del retardador (marca roja circular). La posición de los estados de polarización se restaura.	92

LISTA DE TABLAS

Tabla		Página
I	Matrices de Jones usadas para describir la birrefringencia de una fibra monomodo.	29
II	Matrices de Mueller de los retardadores empleados para describir la birrefringencia en fibras monomodo.	31
III	Vectores de Stokes a la salida de la muestra de fibra.	35

Capítulo I

INTRODUCCIÓN

La dependencia con el estado de polarización de la luz que presentan láseres, sensores y amplificadores construidos con fibras dopadas con erbio, cambia al modificar la birrefringencia de la fibra. Se ha demostrado que dicho cambio puede llevarse a cabo introduciendo una perturbación controlada, ya sea elasto-óptica [Mingxin Qiu *et al.*, 1993; H.Y. Kim *et al.*, 1997; J. T. Kringlebotn *et al.*, 1996], magneto-óptica [H.Y. Kim *et al.*, 1995], electro-óptica [M. L. Lee, *et al.*, 1998] o térmica [O. Haderler, *et al.*, 1999].

Sin embargo, para controlar adecuadamente los efectos al introducir esos cambios en la birrefringencia es necesario entender los papeles que juegan: la anisotropía de la fibra, las transiciones de erbio y el estado de polarización de la luz (señal y bombeo). El primer paso en esta dirección debiera ser la caracterización de la anisotropía de la fibra.

Tomando en cuenta que las fibras presentan imperfecciones introducidas durante el proceso de fabricación, que producen pequeñas desviaciones en su geometría e introducen esfuerzos residuales, todas las fibras presentan birrefringencia residual.

En distancias cortas, el acoplamiento estadístico de los modos es despreciable y se asume que la birrefringencia es uniforme. En este caso las propiedades de las fibras monomodo por lo general se describen con base en la fase entre los modos propios de polarización (eigenmodos); la cual se caracteriza usando la longitud de batimiento de la polarización [A. M. Smith, 1979]. Para ello se hace uso en este trabajo de un modelo que

describe el caso más general para una fibra en la que no hay atenuación, el de un retardador elíptico [T. Chartier *et al.*, 2001]. Cabe señalar que este tipo de retardador presenta simultáneamente birrefringencia lineal y birrefringencia circular y que ambas condiciones son casos particulares de la birrefringencia elíptica.

Para caracterizar la birrefringencia de una fibra monomodo estándar se han desarrollado una gran diversidad de métodos. Sin embargo, la sensibilidad de las fibras dopadas con erbio a perturbaciones externas (temperatura, ondas acústicas, vibraciones mecánicas, campos magnéticos, eléctricos y/o mecánicos) combinada con las propiedades de amplificación y fluorescencia de los iones de erbio, imponen una restricción sobre las condiciones en las que se debe de llevar el procedimiento de medición. Todos los métodos en donde se requiere perturbar a la fibra durante la medición quedan excluidos [A.J. Barlow, 1985; E.A. Kuzin, *et al.*, 2001].

Bajo estas condiciones, la evaluación de la birrefringencia de fibras dopadas con erbio se realiza empleando métodos polarimétricos, ya que los métodos reflectométricos requieren muestras de varios kilómetros. Generalmente se hace uso del cálculo Jones y de un polariscopio lineal [K. Kikuchi, T. Okoshi, 1983]. Este procedimiento tiene el inconveniente de que está basado en la medición de la intensidad para una serie de longitudes de onda y para diferentes orientaciones azimutales del eje rápido de birrefringencia de la fibra con respecto al polariscopio. Sin embargo, al rotar la muestra (o el polariscopio) el acoplamiento en la cara de entrada de la muestra varía de manera notable, impidiendo que los cambios relativos de intensidad permitan identificar si la birrefringencia residual de la muestra es lineal, circular o elíptica. Además, este método supone que la dispersión de la birrefringencia es despreciable [A. Gutiérrez Beltrán y D.

Tentori, 2006]. Los resultados experimentales obtenidos con la técnica usada en este trabajo indican que esto no es así para una fibra monomodo dopada con erbio [F. Treviño-Martínez *et al.*, 2005].

En este trabajo se presenta una técnica basada en las propiedades geométricas de la esfera de Poincaré y el uso de una señal de entrada monocromática, linealmente polarizada [D. Tentori *et al.*, 2007]. La caracterización de la birrefringencia se hace para cada longitud de onda. La muestra de fibra se mantiene recta y en una posición fija durante el proceso de medición, sin inducirle ningún tipo de perturbación. Para generar la información se usan señales de entrada con diferentes ángulos azimutales. A pesar de que el acoplamiento entre la señal y la muestra varía al modificar el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada, en este caso las medidas de intensidad usadas para definir el vector de Stokes de salida se representan sobre una esfera de radio unitario (esfera de Poincaré). Este ajuste a una potencia fija hace que la sensibilidad de este método al cambio en la potencia de la luz que se acopla a la fibra sea muy baja.

El método consiste en introducir una señal de luz linealmente polarizada y variar su ángulo azimutal. Si esto se hace de una manera continua, se genera una trayectoria circular sobre el ecuador de la esfera de Poincaré. El efecto de la birrefringencia de la fibra sobre este estado de polarización de la señal de entrada, se traduce en una transformación geométrica de rotación experimentada por el conjunto de puntos que integran la señal de entrada.

Desde el punto de vista teórico, al variar en 360° el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada, la trayectoria descrita sobre la esfera de Poincaré

corresponde a dos círculos que se superponen con el ecuador de dicha esfera. Si esta señal se introduce a la fibra y la medida se efectúa a la salida de la muestra, la trayectoria descrita corresponde de nuevo a dos círculos mayores superpuestos, que en general no coinciden con el ecuador de la esfera. El ángulo de inclinación de estos círculos mayores con respecto al plano del ecuador y la posición azimutal de su eje de giro, dependen de la birrefringencia de la muestra y de su longitud.

Para caracterizar la birrefringencia de la fibra, se analiza la evolución del estado de polarización de la señal conforme se propaga a través de la muestra. El cambio que se obtiene se traduce, para un retardador homogéneo, en un círculo centrado alrededor de un eje de simetría que interseca a la esfera de Poincaré en dos puntos, los eigenmodos de polarización de la muestra de fibra. Los parámetros de latitud y longitud (ángulo azimutal y ángulo de elipticidad) de estos modos propios de polarización caracterizan la birrefringencia del retardador homogéneo que describe apropiadamente la anisotropía de la muestra. Se hace uso además de un valor aproximado de la longitud de batimiento de la polarización para determinar la magnitud tanto del retardo total, como de sus componentes de retardo lineal y circular.

Buscando evaluar la incertidumbre en el método de medición y optimizar el procedimiento de medida con base en este análisis, se introduce un esquema de automatización tanto en el instrumental como en el procesamiento de los datos. Esta modificación permite reducir los errores sistemáticos debidos a la alineación, ya que no es necesario volver a alinear el sistema cada vez que se genera un nuevo marco de referencia y como consecuencia el tiempo requerido para efectuar la medida es considerablemente menor.

En el diseño del procedimiento de automatización se busca obtener un instrumento de medición con la suficiente robustez para poder realizar un análisis estadístico exhaustivo de la birrefringencia de muestras de fibra monomodo dopadas con erbio.

1.1. OBJETIVO

El objetivo de este trabajo es el de automatizar el procedimiento de caracterización de la birrefringencia de fibras monomodo, en particular de fibras monomodo dopadas con erbio y evaluar la precisión de la medida.

La información mencionada en este capítulo se describe en forma detallada en los capítulos subsiguientes de este trabajo, organizada como se describe a continuación. Con base en la óptica de polarización, en el capítulo II se presentan los conceptos y modelos teóricos usados para describir el estado de polarización de la luz y, en el capítulo III, su evolución a través de una fibra monomodo. El modelo teórico usado para determinar los parámetros de birrefringencia de la muestra (ángulo azimutal del eje rápido, ángulo de elipticidad y longitud de batimiento de la polarización) se presenta en el capítulo IV. El capítulo V contiene el procedimiento usado para la captura de datos y el control automatizado de algunos componentes ópticos. En el capítulo VI, con base en las propiedades geométricas de la descripción de Poincaré para retardadores homogéneos, se evalúa la incertidumbre de medida. Finalmente, en el capítulo VII se presentan las conclusiones.

Capítulo II

POLARIZACIÓN Y BIRREFRINGENCIA EN LA ÓPTICA DE POLARIZACIÓN CLÁSICA

II.1. Fundamentos de óptica de polarización

En electrodinámica, la polarización es una propiedad de las ondas electromagnéticas, como la luz y otra radiación. La naturaleza vectorial de las ondas electromagnéticas da lugar al fenómeno de polarización.

La óptica de polarización clásica describe al estado de polarización de la luz y su evolución a través de un medio amorfo considerando que el haz de luz está colimado (onda plana) y que la anisotropía del material es uniforme.

II.1.2. Polarización de una onda plana monocromática

La manifestación más fácil de visualizar de la polarización es la de una onda plana, que es una aproximación útil para describir a las ondas de luz. Para cada punto en una onda plana, la dirección de propagación es la misma. Además, como ocurre con todas las ondas electromagnéticas, sus componentes de campo eléctrico y de campo magnético son perpendiculares a la dirección de propagación. Entonces, para un punto arbitrario de la onda, el vector que la describe puede descomponerse en dos componentes ortogonales sobre un plano perpendicular a la dirección de propagación. Por convención, al considerar el estado de polarización de la onda, se usa a la componente de campo eléctrico para describirlo y la componente de campo magnético se ignora; ya que es perpendicular a la de

campo eléctrico y proporcional a éste. Se denota a las dos componentes del vector de campo eléctrico, como componentes (x, y) , siguiendo las convenciones de la geometría analítica.

Para una onda armónica simple, para la que la amplitud del campo eléctrico varía en forma senoidal, las dos componentes tienen exactamente la misma frecuencia. Sin embargo, estas componentes tienen otras dos características que difieren. Primeramente, las dos componentes pueden no tener la misma amplitud; además, pueden no tener la misma fase; es decir, puede que no alcancen los máximos y mínimos de oscilación al mismo tiempo. Considerando la forma descrita por la punta del vector de campo eléctrico sobre un plano xy fijo, obtenemos el estado de polarización.

II.2. Descripción trigonométrica

En este caso se expresa al campo eléctrico \vec{E} en términos de sus dos componentes transversales en el plano $x-y$.

$$\vec{E}(z, t, \phi) = \left\{ \begin{array}{l} E_x = E_{0x} \cos(kz - \omega t) \\ E_y = E_{0y} \cos(kz - \omega t + \phi) \end{array} \right\} \quad (1)$$

donde el ángulo de fase está definido en el rango $(-\pi < \phi \leq \pi)$.

Podemos analizar la naturaleza de la curva descrita en el espacio por la punta del vector de campo eléctrico proyectándola sobre el plano xy de la (Fig. 1). Expresado en otras palabras, ubicados en el eje z , viendo hacia el plano xy ubicado en $z = 0$, podemos observar

el trazo del vector conforme se desplaza hacia nosotros; con cada ciclo de la onda estaremos viendo un trazo que se superpone al trazo realizado en el ciclo de anterior.

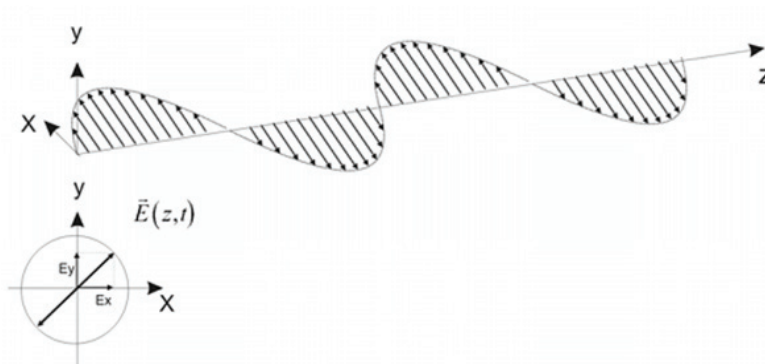


Figura 1. Trazo del vector de campo eléctrico de una onda plana monocromática que se propaga en la dirección z , con diferencia de fase $\phi = 0$, y amplitudes iguales ($E_x = E_y$).

Cuando la onda está completamente polarizada, sin importar cuanto tiempo pase o que distancia recorra hacia nosotros la superposición de los trazos no cambiará de forma (Fig. 2).

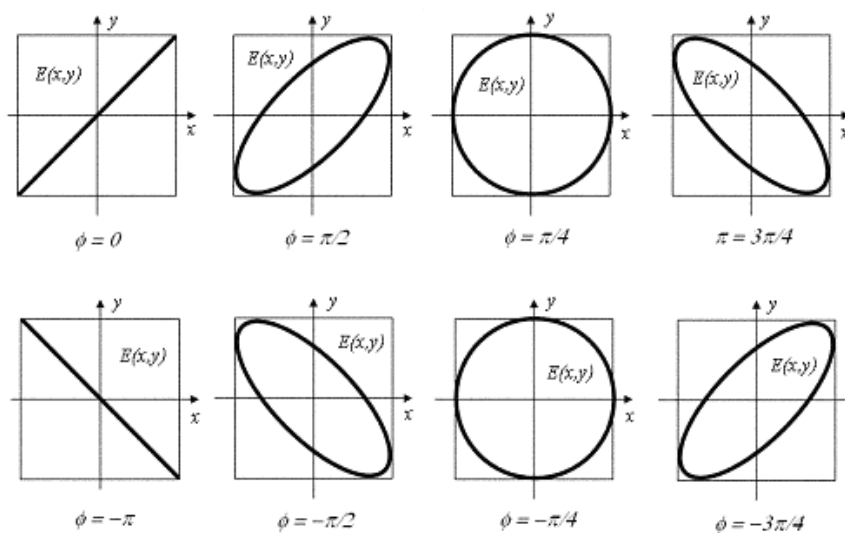


Figura 2. Diferentes formas de los trazos de la punta del vector de campo eléctrico.

En la figura 3 se muestran algunos ejemplos de la evolución con el tiempo del campo eléctrico (trazo azul), de sus componentes x y y (roja/izquierda y verde/derecha) y la trayectoria trazada por la punta del vector en el plano x - y (morada).

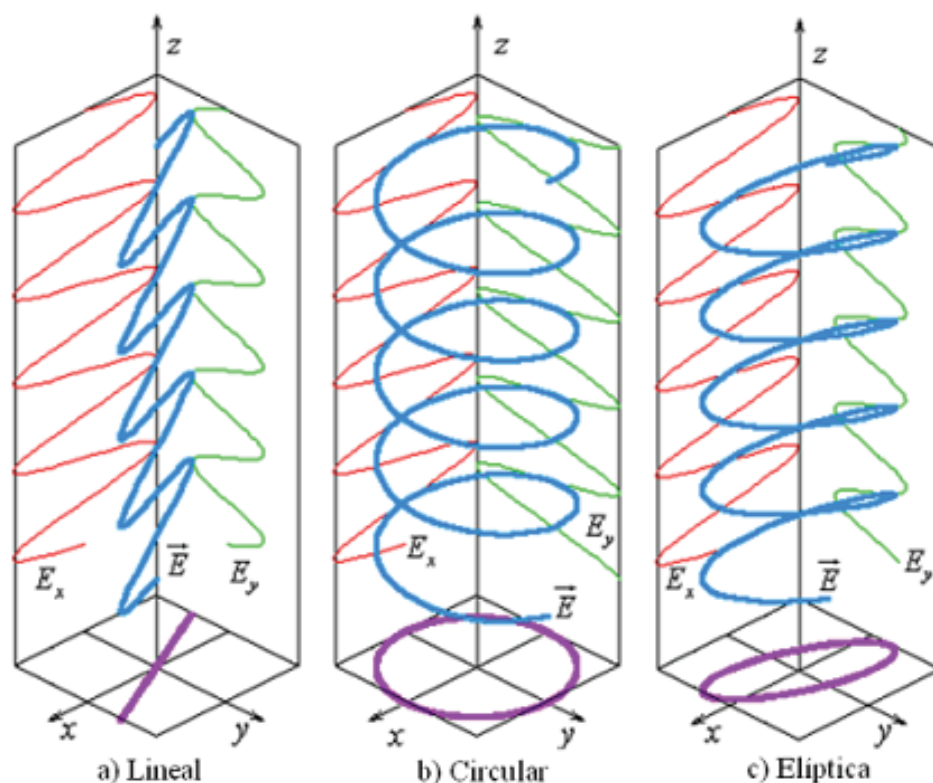


Figura 3. Evolución con el tiempo del campo eléctrico (trazo azul), y de sus componentes x [roja] y y [verde].

Considere el primer caso de la Figura 3(a) en el que las dos componentes ortogonales están en fase. En este caso la magnitud de ambas componentes es siempre igual o está relacionada por una razón constante, por tanto la dirección del vector eléctrico (suma vectorial de las dos componentes) cae siempre sobre una línea en el plano. A este estado especial se le llama polarización lineal. La dirección de esta línea depende de la amplitud

relativa de las dos componentes. Esta dirección puede estar orientada a cualquier ángulo en el plano x - y , pero no varía.

Ahora considere el caso del centro, en el que las dos componentes ortogonales tienen la misma amplitud y están exactamente 90° fuera de fase (Fig. 3(b)). En este caso, cuando una componente se anula, la otra alcanza su valor máximo. Note que hay dos relaciones de fase que satisfacen este requisito. La componente x puede estar noventa grados más adelante que la componente y , o puede estar retrasada noventa grados con respecto a la componente y . En ambos casos la punta del vector eléctrico total describe sobre el plano de polarización una trayectoria circular. A este estado se le llama polarización circular. La dirección de rotación depende del signo de la diferencia de fase. Se le conoce como polarización circular izquierda o circular derecha, dependiendo del sentido en el que rota el vector eléctrico.

En el resto de los casos, cuando las dos componentes no están en fase o no tienen la misma amplitud (aún cuando estén desfasadas noventa grados) se dice que la polarización es elíptica (Figura 3(c)), porque la trayectoria que describe la punta del vector de campo eléctrico sobre el plano de proyección es una elipse (elipse de polarización).

A continuación se presenta el tratamiento matemático para liberar al campo eléctrico \vec{E} de la dependencia espacial (kz) y temporal (ωt), para sólo tenerlo expresado en función de las amplitudes de las componentes (E_{0x} y E_{0y}) y la diferencia de fase (ϕ) entre éstas. Expresando las componentes en la forma:

$$\frac{E_x}{E_{0x}} = \cos(kz - \omega t) \quad (2)$$

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \cos(kz - \omega t + \phi) \quad (3)$$

Separando $(kz - \omega t)$ de (ϕ) en la ecuación (3)

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \cos(kz - \omega t) \cos(\phi) - \text{sen}(kz - \omega t) \text{sen}(\phi) \quad (4)$$

De la ecuación (2)

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 = \cos^2(kz - \omega t) = 1 - \text{sen}^2(kz - \omega t) \quad (5)$$

$$\text{sen}(kz - \omega t) = \sqrt{1 - \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2} \quad (6)$$

Insertando (Ec. 1) y (Ec. 6) en (Ec. 4)

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \left[\frac{E_x}{E_{0x}}\right] \cos(\phi) - \left[\sqrt{1 - \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2}\right] \text{sen}(\phi)$$

Elevando al cuadrado y ordenando términos, tenemos

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 - 2 \frac{E_y}{E_{0y}} \frac{E_x}{E_{0x}} \cos(\phi) = \text{sen}^2(\phi) \quad (7)$$

La ecuación (7) representa a una elipse y muestra la forma general de la evolución de la punta del vector de campo eléctrico sobre el plano x - y .

En general, los ejes principales de la elipse no están alineados con las direcciones x y y . Rotando el sistema de coordenadas es posible alinear los ejes de simetría de la elipse con un nuevo sistema de coordenadas (Fig. 4). En este nuevo sistema de coordenadas la ecuación (7) toma la forma:

$$\left(\frac{E_{x'}}{a}\right)^2 + \left(\frac{E_{y'}}{b}\right)^2 = 1 \quad (8)$$

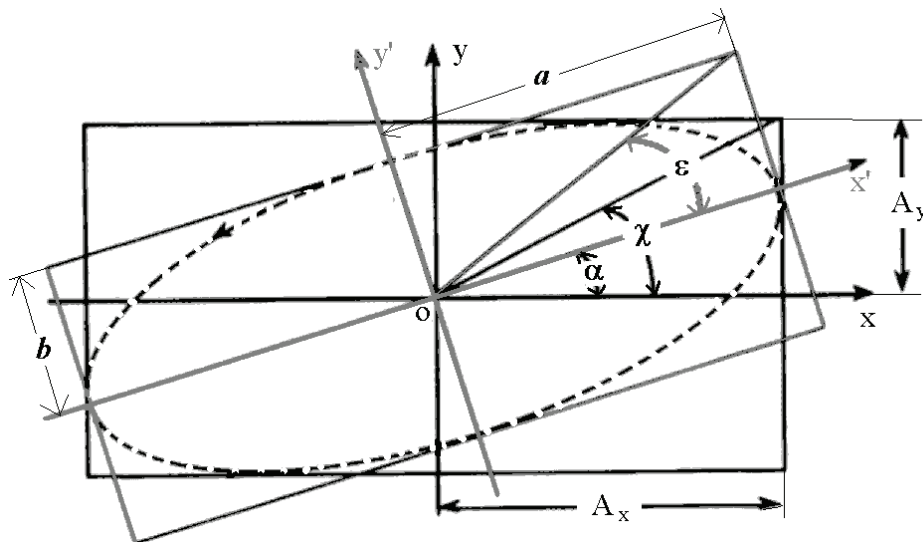


Figura 4. Parámetros de la elipse de polarización.

Donde a y b son los ejes principales de la elipse, y las amplitudes (E_{0x} y E_{0y}) corresponden a los lados del rectángulo en el que está circunscrita la elipse.

Para describir completamente un estado de polarización, se requiere especificar el ángulo de inclinación α y el ángulo de elipticidad ϵ de la elipse de polarización.

El ángulo azimutal de la elipse está definido en términos de las amplitudes de las componentes del campo eléctrico y su diferencia de fase.

$$\tan(2\alpha) = \frac{2E_y E_x}{(E_{0y})^2 + (E_{0x})^2} \cos(\phi) \quad (9)$$

La relación entre las amplitudes \mathbf{E}_{0x} y \mathbf{E}_{0y} , se expresa por medio del ángulo de elipticidad ε :

$$\tan(\varepsilon) = \pm \frac{b}{a} \quad (10)$$

El sentido de la evolución del campo eléctrico (Figura 4. Parámetros de la elipse de polarización) está determinado por el signo de $\sin(\phi)$ en la Ec. (7).

La descomposición cartesiana del campo eléctrico en componentes ortogonales es, por supuesto, arbitraria. Las ondas planas de cualquier polarización pueden describirse, por ejemplo, combinando ondas de polarización circular opuesta. La descomposición cartesiana de la polarización es natural cuando se analiza la reflexión en una superficie o bien, cuando se trabaja con medios con birrefringencia lineal. Los modos circularmente polarizados son una base más útil para el estudio de la propagación de la luz en estereoisómeros y en medios con birrefringencia circular.

II.3. Representación compleja del estado de polarización

II.3.1. Mapeo de las componentes x y y del vector eléctrico en el plano complejo

Los puntos que definen al vector de luz en el plano complejo se determinan eliminando la dependencia temporal de la ecuación:

$$\mathbf{E} = A_x e^{i(\omega t + \phi_x)} \vec{x} + A_y e^{i(\omega t + \phi_y)} \vec{y}, \quad (11a)$$

como:

$$\mathbf{E} = E_x \vec{x} + E_y \vec{y} = \left[A_x e^{i(\phi_x)} \vec{x} + A_y e^{i(\phi_y)} \vec{y} \right] e^{-i(\omega t)}. \quad (11b)$$

Se define al vector de luz en notación compleja como:

$$\begin{aligned} E_x &= A_x e^{i(\phi_x)} \\ E_y &= A_y e^{i(\phi_y)} \end{aligned} \quad (12)$$

Sabemos que para determinar tanto el ángulo de elipticidad como el ángulo azimutal de la elipse de polarización, es necesario evaluar la amplitud y la fase relativas de las componentes x y y ; ya que cada forma de polarización corresponde a valores únicos de las amplitudes y fases relativas de las componentes x y y del vector eléctrico. Por tanto, debe ser posible describir cada estado de polarización calculando la razón de las componentes x y y del vector eléctrico:

$$\frac{E_y}{E_x} = \left(\frac{A_y}{A_x} \right) \exp(i\Delta\phi) \quad (13)$$

Transformando la (Ec. 13) en su equivalente trigonométrico se encuentra que:

$$\frac{E_y}{E_x} = \left(\frac{A_y}{A_x} \right) \cos(\Delta\phi) + i \left(\frac{A_y}{A_x} \right) \sin(\Delta\phi) = u + iv$$

donde:

$$u = \left(\frac{A_y}{A_x} \right) \cos(\Delta\phi), \quad v = \left(\frac{A_y}{A_x} \right) \sin(\Delta\phi)$$

La razón E_x/E_y puede mapearse en un plano complejo definido por los ejes coordenados u y v , como se muestra en la (Fig. 5). Debido a que este plano cubre todos los valores posibles de E_x/E_y , también cubre todas las combinaciones posibles de las fases y amplitudes relativas de las componentes x y y del vector eléctrico. Cada forma de polarización está representada por un punto en el plano $u-v$.

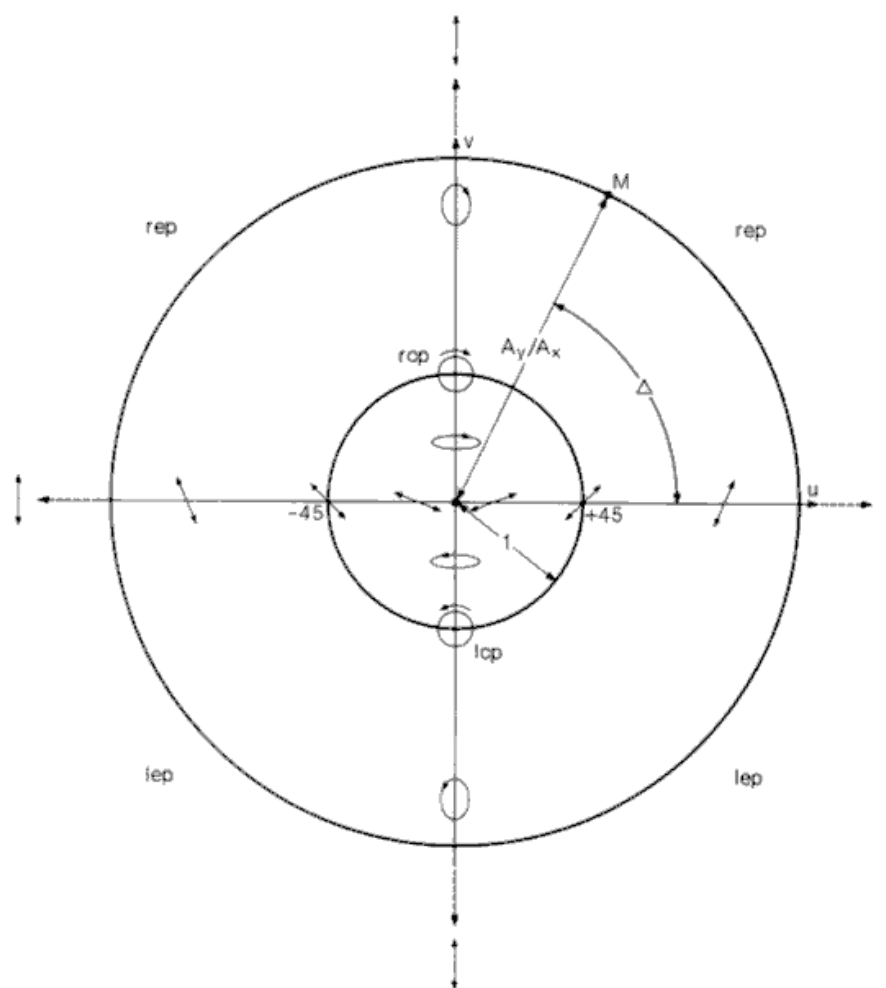


Figura 5. Estados de polarización representados en el plano complejo, donde: rep y lep indican polarización elíptica derecha e izquierda, respectivamente, rcp y lcp indican polarización circular derecha e izquierda, respectivamente.

Si uno considera todos los puntos sobre un círculo centrado en el origen, es fácil demostrar que la magnitud de A_x/A_y es constante para estos puntos y es igual al radio del círculo. Más aún, la diferencia de fase que define al vector eléctrico para cada punto es simplemente el ángulo entre el eje u y el radio-vector de dicho punto. A partir de este análisis resulta evidente que todos los valores posibles de A_x/A_y están contenidos en el número infinito de círculos concéntricos posibles y que para cada valor de A_x/A_y todas las combinaciones posibles de $\Delta\phi$ se obtienen barriendo el radio-vector a través de todos los valores posibles para cada círculo.

El origen del plano puede corresponder sólo a un vector eléctrico con $A_y = 0$, y por tanto representa a la luz linealmente polarizada en la dirección horizontal. Los puntos para los que u o v son iguales a $\pm \infty$ corresponden a vectores eléctricos para los que $A_x = 0$, y por tanto, representan luz verticalmente polarizada. Cabe señalar que la polarización vertical es el único estado de polarización que está representado por más de un punto en el plano $u-v$. (A esta multiplicidad se le denomina el punto en el infinito).

Todos los puntos en la mitad superior (v positivo) corresponden a diferencias de fase tales que $0^\circ < \Delta\phi < 180^\circ$ y por tanto representan polarizaciones de mano derecha. Todos los puntos en la mitad inferior del plano (v negativo) corresponden a diferencias de fase tales que $0^\circ < \Delta\phi < -180^\circ$ y por tanto representan polarizaciones de mano izquierda. Ya que los puntos de los ejes u corresponden a puntos con $\Delta\phi = 0^\circ$ o 180° , representan luz linealmente polarizada, cuyo azimut está dado por $\pm(A_x/A_y)$; el signo depende de si $\Delta\phi = 0^\circ$ (u positiva) o $\Delta\phi = 180^\circ$ (u negativa). De igual manera los puntos sobre el eje v

corresponden a $\Delta\phi = \pm 90^\circ$ y representan estados de polarización con elipticidad igual a A_x/A_y y azimut 0° para $-1 < v < 1$; o bien, estados de polarización con elipticidad A_x/A_y y azimut de 90° , para $1 < |v|$, etc.

Particularmente importantes con respecto a la esfera de Poincaré, son los puntos que caen en el círculo de radio unitario centrado en el origen. Las intersecciones entre este círculo y las ramas positiva y negativa del eje u representan a la luz circularmente polarizada a la derecha y la luz circularmente polarizada a la izquierda, respectivamente. Y las intersecciones entre este círculo y las ramas positiva y negativa del eje v representan a la luz linealmente polarizada a $+45^\circ$ y -45° .

II.4. Representación de Poincaré del estado de polarización de la luz

II.4.1. Vectores de Stokes

Alternativamente, el estado de polarización puede ser caracterizado por un vector denominado "Vector de Stokes", que contiene cuatro cantidades físicamente observables que describen a un haz de luz en un estado arbitrario de polarización (completamente polarizado, parcialmente polarizado o no polarizado).

La descripción de la luz dada por el formalismo de Jones, sólo se aplica a ondas monocromáticas completamente polarizadas. Considerando que un haz de luz está compuesto por una componente de luz polarizada y una componente no polarizada, el caso general para describir al conjunto de ondas electromagnéticas que conforman un haz de luz, se basa en el uso del cálculo de Mueller y los vectores de Stokes. El vector de Stokes

$S = [S_0 \ S_1 \ S_2 \ S_3]^t$, contiene cuatro parámetros que dependen de las dos componentes del campo eléctrico E_{0x} y E_{0y} y de su diferencia de fase ϕ :

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \quad (14.a)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \quad (14.b)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi \quad (14.c)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi \quad (14.d)$$

Y están relacionados por:

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (15)$$

Las ecuaciones (Ec. 14.a-d) son los parámetros de Stokes para una onda plana; son cantidades reales, observables en la elipse de polarización. El primer parámetro de Stokes S_0 es la intensidad total de la luz. Los tres parámetros restantes describen el estado de polarización. El parámetro S_1 describe la tendencia hacia una polarización lineal o vertical, el parámetro S_2 describe la tendencia hacia una polarización lineal a $+45^\circ$ ó -45° , y el parámetro S_3 describe la tendencia hacia la polarización circular derecha o izquierda.

Los parámetros de la elipse de polarización pueden escribirse en función de los parámetros de Stokes quedando de la siguiente manera:

$$\tan(2\alpha) = \frac{S_2}{S_1} \quad (16)$$

$$\sin(2\varepsilon) = \frac{S_3}{S_0} \quad (17)$$

Y el grado de polarización se describe como:

$$P = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad 0 < P < 1 \quad (18)$$

donde I_{pol} es la suma de las intensidades de las componentes de polarización e I_{tot} es la intensidad total. El valor $P = 1$ corresponde a luz completamente polarizada, $P = 0$ corresponde a luz no polarizada y los valores $0 < P < 1$ corresponden a luz parcialmente polarizada.

II.4.2. Vectores de Jones y de Stokes de estados de polarización representativos

A continuación se presentan los vectores de Jones y de Stokes de algunos estados de polarización representativos:

Luz no polarizada	$J = [\text{No aplica}]$	$M = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	(19)
-------------------	--------------------------	--	------

Polarización circular derecha	$J = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$	$M = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	(20)
-------------------------------	---	--	------

Polarización circular izquierda	$J = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$	$M = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$	(21)
---------------------------------	--	---	------

$$\begin{array}{l} \text{Polarización horizontal} \\ J = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \\ M = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \end{array} \quad (22)$$

$$\begin{array}{l} \text{Polarización vertical} \\ J = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \\ M = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \end{array} \quad (23)$$

$$\begin{array}{l} \text{Polarización lineal a } +45^\circ \\ J = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \\ M = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \end{array} \quad (24)$$

$$\begin{array}{l} \text{Polarización lineal a } -45^\circ \\ J = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} \\ M = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix} \end{array} \quad (25)$$

II.4.3. La esfera de Poincaré

Se puede considerar a la "Esfera de Poincaré" como la representación geométrica de los parámetros de Stokes, cuyas componentes S_1 , S_2 y S_3 expresan las coordenadas cartesianas de un punto \mathbf{S} sobre la esfera, tal como se observa en la figura 6. Esta es una esfera de radio S_0 , y si normalizamos el vector para una intensidad luminosa unitaria ($S_1 = I = 1$), se obtiene una esfera unitaria. Entonces, cualquier estado de polarización posible puede ser expresado por un punto \mathbf{S} sobre la Esfera de Poincaré y puede ser definido tanto por sus coordenadas cartesianas $\mathbf{S}(S_1, S_2, S_3)$, como por sus dos coordenadas esféricas $\mathbf{S}(2\alpha, 2\varepsilon)$, denominadas longitud (2α) y latitud (2ε)

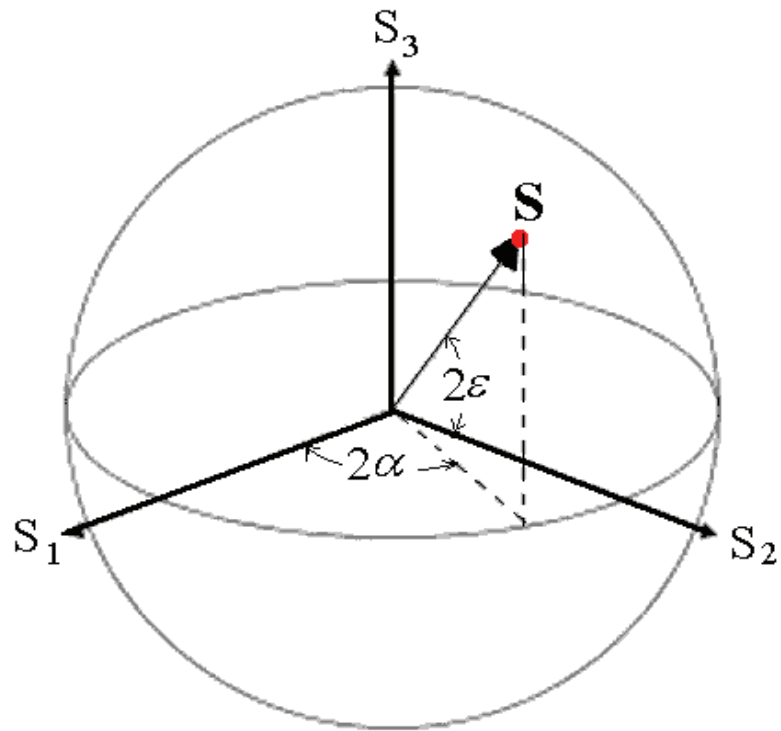


Figura 6. Esfera de Poincaré.

Los tres parámetros de Stokes que definen a un estado de polarización, pueden representarse en términos de los parámetros de la elipse de polarización:

$$S_1 = \cos(2\varepsilon)\cos(2\alpha) \quad (26)$$

$$S_2 = \cos(2\varepsilon)\sin(2\alpha) \quad (27)$$

$$S_3 = \sin(2\varepsilon) \quad (28)$$

La figura 7 muestra como ubicar los diferentes estados de polarización sobre la esfera. Los polos norte y sur corresponden a los estados de polarización circular izquierda y

circular derecha, respectivamente. Cada punto sobre el ecuador representa un estado de polarización lineal; cada punto corresponde a una dirección de vibración distinta. Los puntos ubicados entre el ecuador y el polo sur representan polarizaciones elípticas derechas y los puntos entre el ecuador y el polo norte representan polarizaciones elípticas izquierdas.

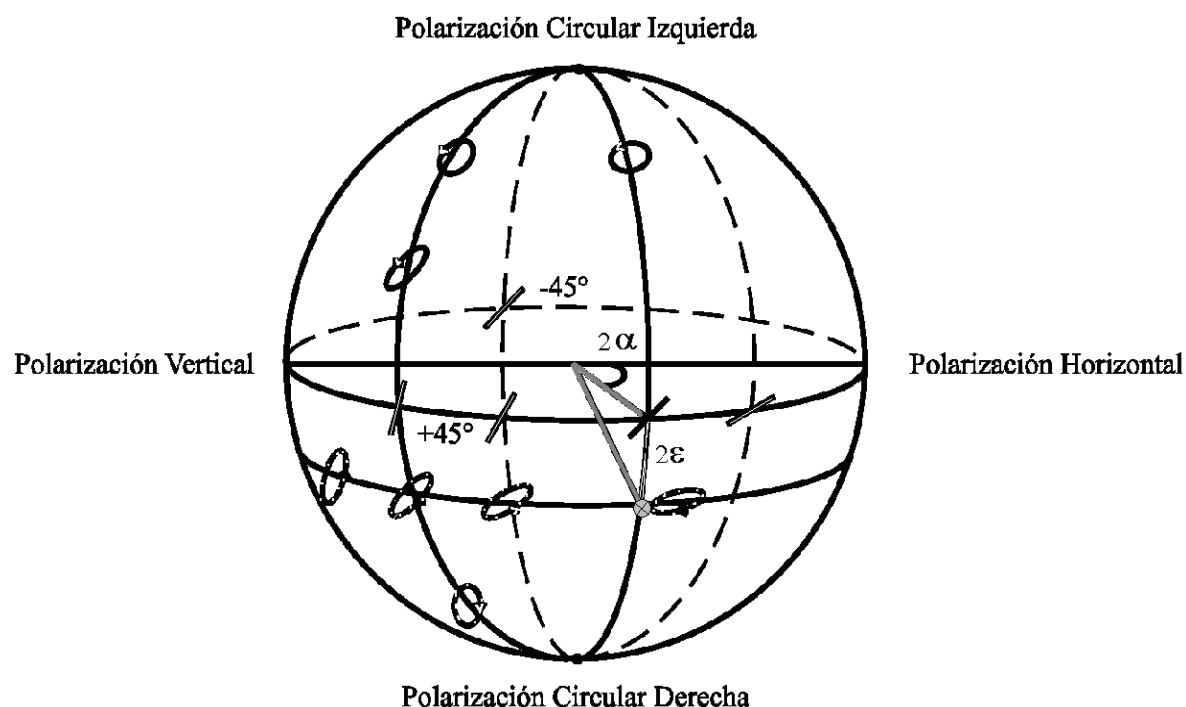


Figura 7. En este diagrama se representan algunos estados de polarización sobre la esfera de Poincaré. Las descripciones vectoriales de estos estados se dan en las ecuaciones 20 a 25.

Quizás el punto más importante es el punto asociado a la polarización horizontal, sobre el ecuador. La latitud y longitud se definen a partir de este punto. El punto donde se encuentra la polarización vertical, se encuentra diametralmente opuesto al punto de la

polarización horizontal. Dos puntos cualesquiera, diametralmente opuestos, representan un par ortogonal de estados de polarización.

II.5. Anisotropía óptica de un material.

Algunas sustancias son anisótropas (Fig. 8), es decir, muestran propiedades distintas según la dirección del eje a lo largo del cual se midan. En esos materiales, la velocidad de la luz depende de la dirección en que ésta se propaga a través de ellos. Algunos cristales son birrefringentes, es decir, presentan doble refracción.

Los materiales isótropos (Fig. 9) ópticamente transparentes se vuelven anisótropos cuando son sometidos a un esfuerzo. El esfuerzo puede ser creado por fuerzas mecánicas (cortado, pulido y estirado), fuerzas térmicas (variaciones en la temperatura ambiente), y efectos electromagnéticos.

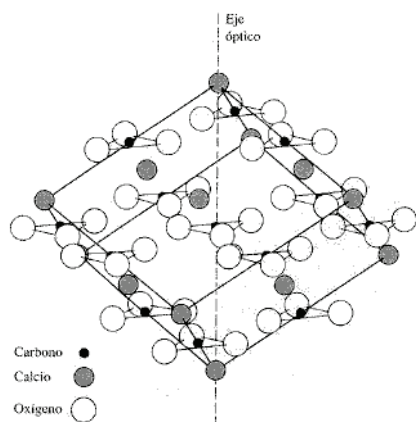


Figura 8. Disposición de los átomos de un cristal de calcita: material anisótropo

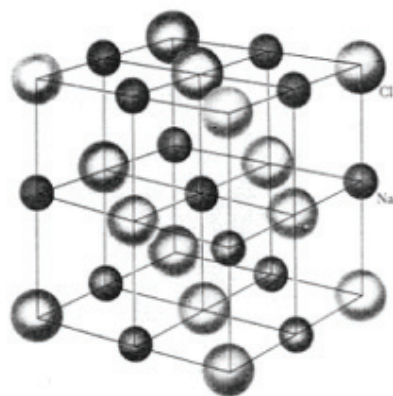


Figura 9. Disposición de los átomos de un cristal de sal: material isótropo.

II.5.1. Birrefringencia lineal.

Los materiales anisótropos poseen diferentes índices de refracción, dependiendo su orientación. En esos materiales, la velocidad de la luz depende de la dirección en que ésta se propaga a través de ellos. Algunos cristales son birrefringentes, es decir, presentan doble refracción (Fig. 10). A no ser que el estado de polarización de la luz y su dirección de propagación coincidan con uno de los ejes de simetría del cristal (un eje óptico del cristal), la luz se separa en dos partes que avanzan con velocidades diferentes. Esto es, cuando un haz despolarizado entra en un material, conforme lo transita se refracta en dos rayos, y al emerger cada uno posee diferente estado de polarización, diferente dirección y diferente constante de propagación; uno es llamado rayo ordinario, (o) y el otro rayo extraordinario, (e). Para estas direcciones el índice de refracción, es análogamente llamado índice ordinario (n_o), e índice extraordinario (n_e), respectivamente. Esta propiedad de los cristales es conocida como birrefringencia.

La componente cuyo vector eléctrico vibra en un plano que contiene el eje óptico es el llamado rayo ordinario; su velocidad es la misma en todas las direcciones del cristal, y cumple la ley de refracción de Snell. Una componente de polarización viaja más lenta que la otra por lo que se presenta un desfase entre ellas. La componente que vibra formando un ángulo con el plano que contiene el eje óptico constituye el rayo extraordinario; la velocidad de este rayo depende de su dirección de propagación en el cristal. Si el rayo ordinario se propaga a mayor velocidad que el rayo extraordinario, la birrefringencia es positiva; en caso contrario la birrefringencia es negativa.

La magnitud de la birrefringencia es:

$$\Delta n = n_e - n_o \quad (29a)$$

Un ejemplo típico de un cristal con birrefringencia lineal es la calcita (CaCO_3), con $n_e = 1.477$ y $n_o = 1.644$ (medidos a 1,500 nm). Este material posee un rango espectral de transmisión de 0.2 a 3.2 μm .

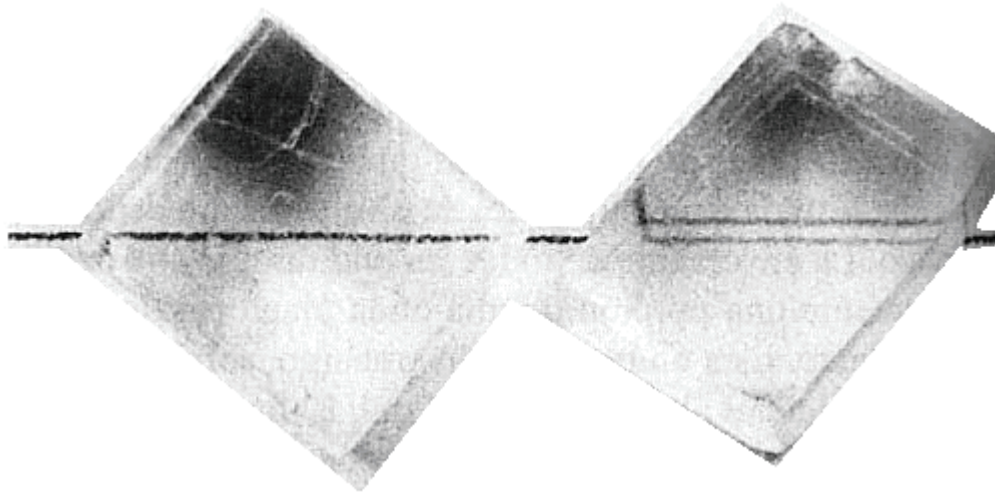


Figura 10. Cristales de sal (isótropo) y calcita (anisótropo). Se aprecia la doble refracción producida por el cristal de calcita.

II.6. Birrefringencia circular.

La birrefringencia circular es el efecto producido por medios con anisotropía circular, los cuales presentan actividad óptica. Los materiales poseen diferentes índices de refracción para la polarización circular a izquierdas (n_L) y para la polarización circular a derechas (n_R). La magnitud de la birrefringencia en este caso es:

$$\Delta n = n_L - n_R \quad (29b)$$

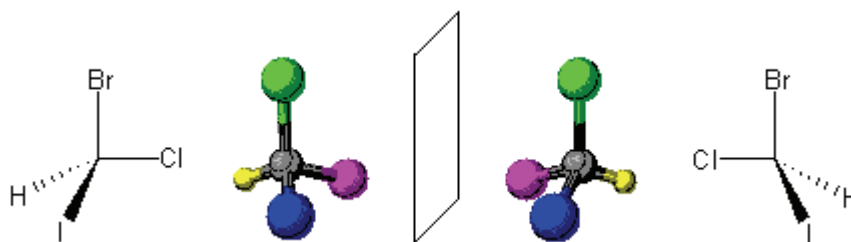
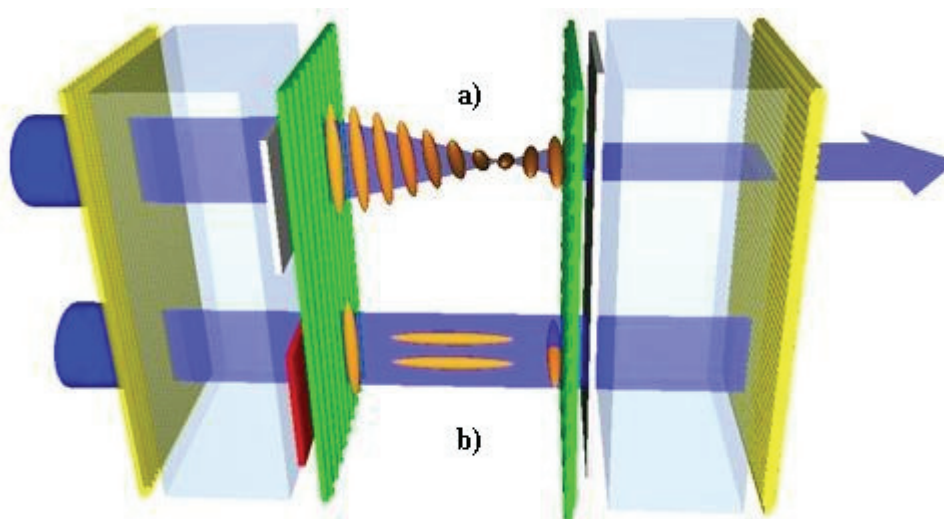


Figura 11. Ejemplo de una molécula quiral.

A los materiales que presentan este comportamiento se les denomina medios quirales. La quiralidad es la propiedad que tienen ciertas moléculas de poder existir bajo dos formas que son imágenes especulares la una de la otra; es decir, una es la imagen reflejada en un espejo de la otra (Fig. 11).



<http://www.elis.ugent.be/ELISgroups/lcd/>

Figura 12. Rotación del ángulo azimutal de la polarización provocada por un cristal líquido. Sólo en a) fue aplicado un campo eléctrico, permitiendo que la nueva orientación de la polarización coincida con el eje del polarizador a la salida del arreglo.

Uno de los ejemplos típicos de un cristal con birrefringencia circular es el cuarzo (SiO_2) con $n_e = 1.537$ y $n_o = 1.529$ (medidos a $1,500\text{nm}$); posee un rango espectral de transmisión de 0.2 a $2.6 \mu\text{m}$. Otro ejemplo son los cristales líquidos, en los que en algunos casos la anisotropía inducida es helicoidal (Fig. 12).

Independientemente de la simetría específica de las moléculas, los medios quirales se diferencian de los aquirales en que tienen actividad óptica; i.e. rotan el plano en el que vibra la luz polarizada. Una de las formas lo rota a la derecha y la otra, a la izquierda; por lo demás, ambas formas corresponden al mismo compuesto y tienen idénticas propiedades.

Capítulo III

EVOLUCIÓN DEL ESTADO DE POLARIZACIÓN EN FIBRAS MONOMODO

La birrefringencia de una fibra monomodo corta puede describirse usando la óptica de polarización desarrollada para muestras cortas en las que el fenómeno de guiado de la luz no se considera [V. Ramaswamy *et al.*, 1979; M. Legre *et al.*, 2003]. Para ello, suponiendo que la fibra no tiene pérdidas, el modelo adecuado es el de un retardador homogéneo, de los cuales el caso más general es el de un retardador elíptico. Haciendo uso de la óptica de polarización desarrollada para frentes de onda planos y medios gruesos, en este capítulo se describe como evoluciona el estado de polarización de una señal polarizada al propagarse a través de un retardador homogéneo.

III.1. Descripción de Jones del retardo homogéneo

Dependiendo del tipo de anisotropía que presenta el material, el retardo puede ser lineal, circular o elíptico; que corresponde a medios con birrefringencia lineal, circular o elíptica (Tabla I).

Usando una descripción gráfica, el estado de polarización se visualiza como la traza descrita por la punta del vector de campo eléctrico al observar una onda que se aproxima al observador colocado en un punto lejano del eje z . Para entender el efecto que produce un retardador en un haz de luz, imagine a una onda electromagnética viajando en la dirección z de un sistema coordenado derecho, la cual vibra en el plano x - y . Un retardador es un

elemento que produce un desfase entre estas dos componentes ortogonales que se emplean para describir al campo electromagnético, alterando así su estado de polarización.

Tabla I. Matrices de Jones usadas para describir la birrefringencia de una fibra monomodo.

Retardador	Matriz de Jones
Retardador lineal con ángulo azimutal cero, retardo total γ	$\mathbf{M}_{lin} = \begin{pmatrix} e^{i\gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma/2} \end{pmatrix} \quad (30)$
Retardador circular (izquierdo o derecho), retardo total θ	$\mathbf{M}_c = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \pm \sin \frac{\theta}{2} \\ \mp \sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \quad (31)$
Retardador elíptico con ángulo azimutal cero, retardo total δ ; ángulo de elipticidad $\pi/2 - \sigma$	$\mathbf{M}_e = \begin{pmatrix} \cos \delta - i \sin \sigma \sin \delta & -\cos \sigma \sin \delta \\ \cos \sigma \sin \delta & \cos \delta - i \sin \sigma \sin \delta \end{pmatrix} \quad (32)$

En el cálculo de Jones el efecto de los retardadores sobre la luz se describe empleando una matriz 2×2 que opera en las coordenadas x y y del vector de campo eléctrico. En 1948 R.C. Jones demostró que para un medio que presenta a la vez birrefringencia lineal y birrefringencia circular, el operador matricial está dado por la Ec. 32; cuando el ángulo azimutal del eje rápido del retardador está alineado con el sistema de referencia (sistema de laboratorio). En la Ec. 32 $\tan\left(\frac{\pi}{2} - \sigma\right)$ es la elipticidad del

retardador (Ec. 10) y, ya que los retardos lineal $(\delta_l/2)$ y circular $(\tau + \delta_c/2)$ son ortogonales entre sí (R. C. Jones, 1948), el retardo total está dado por la suma geométrica de dichas componentes:

$$\delta = \sqrt{(\delta_l/2)^2 + (\tau + \delta_c/2)^2} . \quad (33)$$

Esta ortogonalidad nos permite caracterizarlos usando un ángulo (C. Tsao, 1992):

$$\sin \sigma = \delta_l / 2\delta , \quad \cos \sigma = (\delta_c/2 + \tau) / \delta ; \quad (34)$$

donde $(\delta_l/2)$ es el retardo circular producido por la actividad óptica y τ es la torsión del eje óptico. Para un retardador lineal $\sin \sigma = \pm 1$, $\sigma = \pm 90^\circ$ y para un retardador circular $\sin \sigma = 0$, $\sigma = 0^\circ$.

El retardador elíptico es el caso general de los retardadores, abarca casos específicos como son el retardador lineal y el retardador circular. En la categoría de retardadores se encuentran también las llamadas láminas de $1/4$ y $1/2$ onda. Con los valores adecuados en los parámetros del retardador elíptico es posible obtener el modelo para cualquier clase de retardador.

III.2. Evolución del estado de polarización sobre la esfera de Poincaré

La forma explícita de las matrices de Mueller usadas para describir a los retardadores lineales, circulares y elípticos se presenta en la Tabla II, para los casos más simples. Es

decir, aquéllos para los que el ángulo azimutal del eje rápido del retardador es cero.

Tabla II. Matrices de Mueller de los retardadores empleados para describir la birrefringencia en fibras monomodo.

Retardador lineal con ángulo azimutal cero; con un retardo total γ	$\mathbf{M}_l = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \gamma & \sin \gamma \\ 0 & 0 & -\sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} \quad (35)$
Retardador circular (derecho o izquierdo); con un retardo total θ	$\mathbf{M}_c = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \pm \sin \theta & 0 \\ 0 & \mp \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (36)$
Retardador elíptico con ángulo azimutal cero, ángulo entre las componentes de retardo σ y retardo total δ	$\mathbf{M}_e = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - 2 \cos^2 \sigma \sin^2 \delta & -\cos \sigma \sin 2\delta & -\sin 2\sigma \sin^2 \delta \\ 0 & \cos \sigma \sin 2\delta & \cos 2\delta & \sin \sigma \sin 2\delta \\ 0 & -\sin 2\sigma \sin^2 \delta & -\sin \sigma \sin 2\delta & 1 - 2 \cos^2 \sigma \sin^2 \delta \end{pmatrix} \quad (37)$

En este trabajo se rescribe a la matriz \mathbf{M}_e de Jones de un retardador elíptico en términos del cálculo de Mueller. Esta descripción tiene la ventaja de que los componentes de birrefringencia lineal y circular se pueden separar más fácilmente sobre la esfera de Poincaré.

Si observamos el efecto de los retardadores sobre la luz, en el contexto de la proyección de los estados de polarización sobre la superficie de la esfera unitaria de Poincaré, empleando parámetros normalizados de Stokes para describir la polarización de la luz, y matrices de Mueller para modelar a los retardadores, apreciaremos un efecto geométrico característico para cada tipo de retardador.

La traza que producen los puntos de los estados de polarización en la esfera de Poincaré, cuando un haz de luz con un determinado estado de polarización evoluciona a otro estado de polarización, experimenta un traslado sobre la superficie de esta esfera unitaria; recorre una sección de arco con una longitud igual a dos veces el retardo característico del retardador que afectó al haz (2δ). El arco trazado es un segmento de círculo inscrito en la superficie de la esfera, la posición de su eje de rotación se denota usando coordenadas esféricas de ángulo doble, en términos de dos ángulos: ángulo azimutal 2α , ángulo de elipticidad 2ε . Los valores de estos dos ángulos son los que determinan el tipo de retardador.

Cualquier problema que involucre el efecto de un retardador sobre un haz de luz polarizada puede resolverse “trasladándonos sobre la superficie de la esfera”. La translación se efectúa siempre a lo largo de un arco de círculo.

III.2.2. Secuencia de pasos para el uso de la esfera de Poincaré en retardadores

- 1) Se define un marco de referencia empleando como puntos de referencia las posiciones azimutales de (H) y (V) para el sistema de laboratorio, que corresponden a polarización

lineal horizontal y vertical, respectivamente.

- 2) Se ubica sobre la esfera el punto $P_1(2\alpha_1, 2\varepsilon_1)$ que corresponde al estado de polarización del haz incidente. El ángulo azimutal del estado de polarización inicial φ se multiplica por 2. Al ubicar cada estado de polarización (Fig. 13), $2\alpha = 2\varphi$.
- 3) Se marca el punto A (forma un ángulo 2ρ , dos veces el ángulo del eje rápido del retardador) que designa la orientación del eje rápido del retardador, y posee un ángulo de elevación sobre el ecuador, $2\varepsilon = 90^\circ - \sigma$.
- 4) Se traza el arco correspondiente.

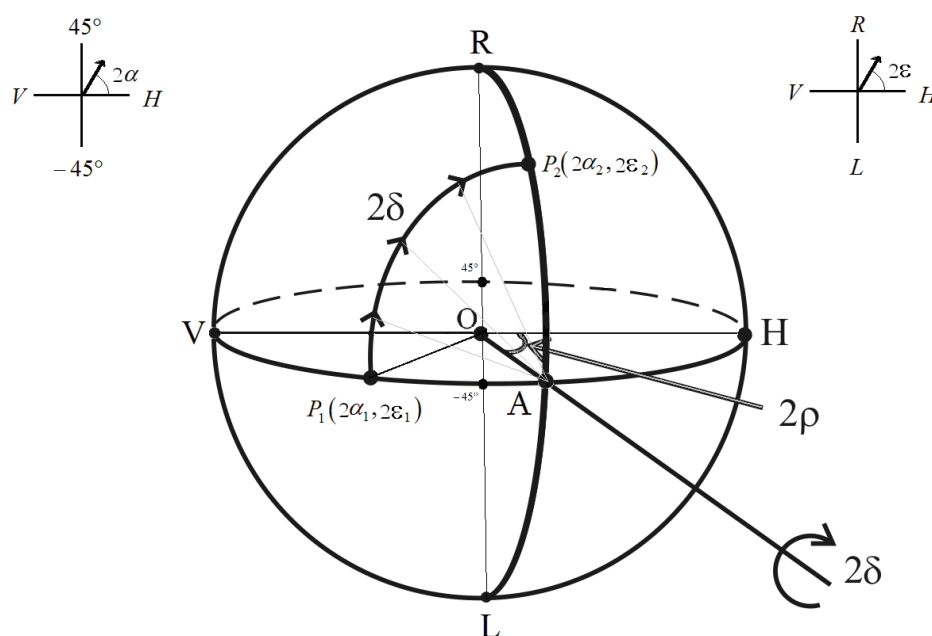


Figura 13. Descripción del uso de la esfera Poincaré para retardadores. En este diagrama H es la polarización horizontal, V la vertical; R denota a la polarización circular derecha y L a la circular izquierda. Se ilustra un retardador lineal con un ángulo $\sigma = 90^\circ$ (elipticidad, $2\varepsilon = 0$).

- 5) El eje del arco es el radiovector que va del centro de la esfera al punto A y el punto de partida del arco es el punto P_1 .
- 6) La longitud del arco, en grados, es el retardo δ del retardador.
- 7) El arco se traza en el sentido de las manecillas del reloj para un observador colocado fuera de la esfera, sobre el eje definido por el radiovector que pasa por el punto A.
- 8) El punto final del arco es la respuesta: designa el estado de polarización de la luz que emerge del retardador (P_2).

Como se muestra en la siguiente sección, 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. En cada caso el problema se resuelve de forma idéntica.

III.3. Evolución del estado de polarización de una señal de entrada linealmente polarizada

En esta sección fueron simuladas las trayectorias descritas en la esfera de Poincaré por los estados de polarización de salida, cuando la señal de entrada es lineal. Se asume que se está empleando la técnica de recorte (cutback) o el barrido de longitudes de onda. [F. Treviño *et al.*, 2005].

Al trabajar con la esfera de Poincaré se representa el campo eléctrico usando los vectores de Stokes y la birrefringencia de la fibra se describe usando matrices de Mueller. Una señal linealmente polarizada, monocromática, se introduce en la muestra de fibra. La luz que sale por el extremo opuesto de la fibra expresada por medio del vector de Stokes es:

$$\mathbf{S}_{out} = \mathbf{M} \mathbf{S}_{in} \quad (38)$$

donde \mathbf{M} es la matriz de Mueller que describe la birrefringencia de la muestra de fibra, y \mathbf{S}_{in} representa una polarización lineal con ángulo azimutal φ :

$$\mathbf{S}_{in} = (1 \quad \cos 2\varphi \quad \sin 2\varphi \quad 0)^t; \quad (39)$$

el superíndice t , indica transpuesta.

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

<p>Retardador lineal</p> $\mathbf{S}_{out} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi \\ \cos \gamma \sin 2\varphi \\ -\sin \gamma \sin 2\varphi \end{pmatrix} \quad (40)$
<p>Retardador circular (izquierdo o derecho)</p> $\mathbf{S}_{out} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos(2\varphi \mp \theta) \\ \sin(2\varphi \mp \theta) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (41)$
<p>Retardador elíptico</p> $\mathbf{S}_{out} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi(1 - 2\cos^2 \sigma \sin^2 \delta) - \sin 2\varphi \cos \sigma \sin 2\delta \\ \cos 2\varphi \cos \sigma \sin 2\delta + \sin 2\varphi \cos 2\delta \\ -\cos 2\varphi \sin 2\sigma \sin^2 \delta - \sin 2\varphi \sin \sigma \sin 2\delta \end{pmatrix} \quad (42)$

La forma de la matriz \mathbf{M} (Tabla II) modifica sus valores para cada tipo de retardador. Substituyendo en la Ec. 38, la Ec. 39 (señal de entrada) y la matriz \mathbf{M} correspondiente a cada tipo de retardador, se obtienen los vectores de Stokes a la salida de la muestra de fibra que corresponden a cada caso (Tabla III). Las ecuaciones 40 a 42 de la Tabla III se usaron para simular la evolución, sobre la esfera de Poincaré, del estado de polarización de la señal al propagarse a lo largo de la longitud de la fibra. Las trayectorias obtenidas se muestran en las Figuras 14 a 17. Cada trayectoria corresponde a un ángulo azimutal diferente del estado de polarización lineal de la señal de entrada.

III.4. Retardo lineal

Si la fase existente entre los dos modos ortogonales de polarización (horizontal y vertical), de una muestra de fibra que presenta birrefringencia lineal aumenta, en la Ec. 40 se puede observar que sólo las componentes S_2 y S_3 se modifican, ya que sólo ellas dependen de γ . Estos parámetros describen una familia de círculos con radio $|\sin(2\varphi)|$, con centro en $(S_1 \ S_2 \ S_3) = (\cos(2\varphi) \ 0 \ 0)$, contenidos en un plano perpendicular al eje S_1 . Cuando $\varphi = \pm 45^\circ$ el radio adquiere su valor máximo, y cuando $\varphi = 0^\circ$ o $\varphi = \pm 90^\circ$, el radio vale cero; sin importar cual sea el valor del ángulo de retardo γ . En la figura 14 se presentan los resultados obtenidos para distintas orientaciones del estado de polarización lineal de entrada. Fueron empleadas líneas continuas para $\varphi = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ$ y 45° y líneas punteadas para $\varphi = 65^\circ, 70^\circ, 75^\circ, 80^\circ$ y 85° . Los dos puntos opuestos: $\varphi = 0^\circ$, $\mathbf{S}_{out} = (1 \ 1 \ 0 \ 0)^t$ y $\varphi = \pm 90^\circ$, $\mathbf{S}_{out} = (1 \ -1 \ 0 \ 0)^t$ en la esfera de Poincaré, definen el eje de simetría del retardador. Este eje de simetría cruza a través de los centros de todos

los posibles círculos generados por el incremento del retardo γ (para cada ángulo azimutal de la polarización de entrada φ) y en la Fig. 14, corresponde a los estados principales de un retardador lineal con ángulo azimutal igual a cero.

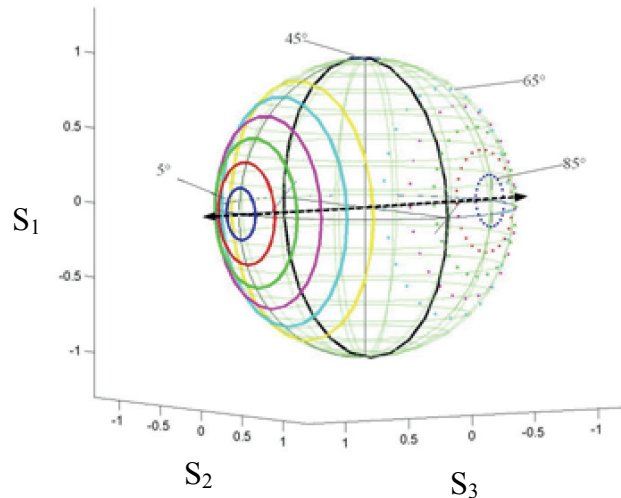


Figura 14. Estas trayectorias circulares describen la evolución del estado de polarización producida por un retardador lineal. Cada círculo corresponde a diferentes ángulos azimutales de la polarización lineal de entrada. El eje de simetría se encuentra en el plano del ecuador. En este diagrama la muestra de fibra está alineada con el marco de referencia del laboratorio.

III.5. Retardo circular

Para un retardador circular, cuando el retardo total θ se incrementa, el vector de Stokes de salida describe siempre un círculo sobre el ecuador de la esfera de Poincaré (Fig.15).

De la Ec. 41 se puede observar que las componentes S_1 y S_2 definen la ecuación paramétrica de un círculo con centro en el origen $S_1^2 + S_2^2 = \cos^2(2\varphi \pm \theta) + \sin^2(2\varphi \pm \theta) = 1$ contenido en el plano S_1 - S_2 , para cualquier valor de φ . Esta trayectoria no depende de la orientación de la señal linealmente polarizada respecto a la muestra (marco de referencia).

El eje de simetría de esta trayectoria cruza a través del polo norte y el polo sur de la esfera (estados principales del retardador circular, o eigenmodos de polarización circular).

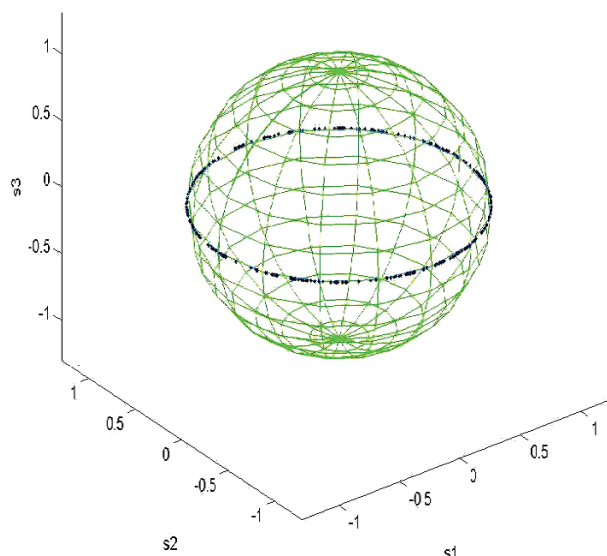


Figura 15. Este círculo sobre el ecuador describe la evolución del estado de polarización producida por un retardador circular. Esta trayectoria no depende del ángulo azimutal del estado de polarización lineal a la entrada o del ángulo azimutal de la muestra de fibra. El eje de simetría cruza la esfera de Poincaré a través de los polos norte y sur.

III.6. Retardo elíptico

Para un retardador elíptico la trayectoria descrita sobre la esfera de Poincaré por los estados de polarización de una señal que se propaga a lo largo de la fibra, también es circular (Fig. 4). Además, al igual que para los retardadores lineales y circulares, estas trayectorias comparten un eje de simetría. Para analizar estas trayectorias (Ec. 42) es conveniente emplear una rotación de ejes. El eje de simetría descrito en coordenadas esféricas se encuentra en $(2\rho, 2\varepsilon)$; donde 2ρ es el ángulo azimutal del eje del retardador y

$2\varepsilon = 2\left(\frac{\pi}{2} - \sigma\right)$ es el ángulo de elevación o ángulo de elipticidad (Ec. 10). Al introducir una rotación con respecto al eje S_2 , las componentes en la Ec. 42 se pueden describir de una manera más simple:

$$S' = \begin{pmatrix} -\cos 2\varphi \sin \sigma \\ \cos 2\varphi \cos \sigma \sin 2\delta + \sin 2\varphi \cos 2\delta \\ \sin 2\varphi \sin 2\delta - \cos 2\varphi \cos \sigma \cos 2\delta \end{pmatrix} \quad (43)$$

Para una señal propagándose a lo largo de la fibra, el cambio en el ángulo de retardo δ modifica a las componentes S_1 y S_3 , como se muestra en la Ec. 42.

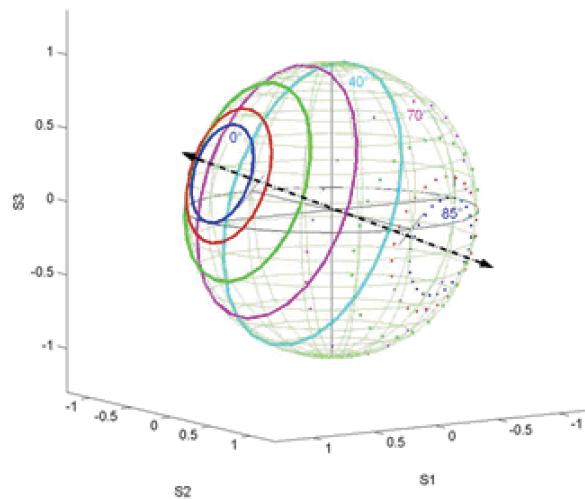


Figura 16. Estas trayectorias circulares describen la evolución del estado de polarización a lo largo de la fibra que presenta retardo elíptico. El ángulo de inclinación entre el eje de simetría y el plano del ecuador depende de la relación entre la componente de birrefringencia lineal y la circular. La muestra de fibra se encuentra alineada con el sistema coordenado del laboratorio.

La familia de círculos generada está descrita por la ecuación paramétrica:

$$(S_1)^2 + (S_3)^2 = r; \quad r = \left| \sqrt{\cos^2 2\varphi \cos^2 \sigma + \sin^2 2\varphi} \right| \quad (44)$$

donde r es constante para cada ángulo φ .

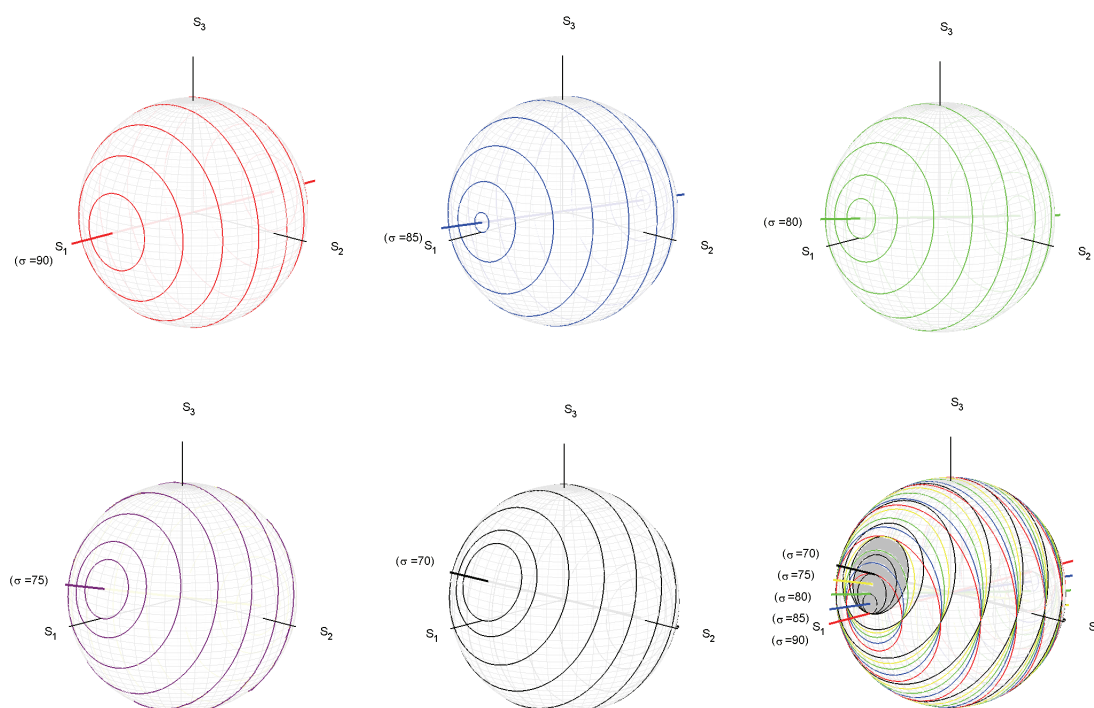


Figura 17. En esta figura se muestra el cambio en la evolución del estado de polarización de la señal producido por la variación del ángulo σ . Los valores usados son: $\sigma = 90^\circ, 95^\circ, 80^\circ, 85^\circ, 70^\circ$ y 75° .

La inclinación del eje de simetría de estas trayectorias circulares depende solamente del valor del ángulo σ (Fig. 17); $\tan\sigma$ es la razón entre las componentes de retardo lineal y circular (Ec. 34). Ya que para una muestra uniforme el valor de σ permanece constante, de la Ec. 44 se tiene que para una fibra específica, el radio de cada una de las trayectorias circulares está determinado por el ángulo azimutal de la polarización lineal de entrada. Este resultado se ilustra en las figuras 16 y 17. En estas figuras se observa que cuando la señal

de entrada está polarizada linealmente, el valor mínimo para este radio se obtiene cuando $\varphi = 0^\circ$; en este caso, usando la Ec. 44, $r_{\min} = |\cos \sigma|$.

En la Fig. 16 se presenta la simulación de las trayectorias descritas por el estado de polarización de una señal de entrada linealmente polarizada, al propagarse a través de un retardador elíptico con ángulo $\sigma = 10^\circ$, empleando líneas continuas para el intervalo de 0° a 40° (con incrementos de $\Delta\varphi = 10^\circ$) y líneas punteadas para el rango de 70° a 85° ($\Delta\varphi = 5^\circ$). Puede observarse que para un retardador específico, si el estado de polarización inicial no es lineal, sino cualquier otro dentro de alguna trayectoria circular, la evolución del estado de polarización sigue dicha trayectoria. Como podemos ver, este comportamiento satisface el procedimiento presentado en la sección III.2.1 para determinar el estado de polarización de la señal a la salida del retardador.

En la figura 17 se muestra el efecto observado al usar una fibra con una elipticidad distinta. En cada caso, el cambio se da en el eje de simetría, cuyos modos propios son $(2\rho, 2\varepsilon)$ y $(-2\rho, -2\varepsilon)$; donde 2ρ es el ángulo azimutal y $\varepsilon = (\pi/2 - \sigma)/2$ es el ángulo de elipticidad del retardador (Ec. 10).

Capítulo IV

CARACTERIZACIÓN DE LA BIRREFRINGENCIA RESIDUAL DE FIBRAS ÓPTICAS MONOMODO

La caracterización de la birrefringencia de fibras dopadas con erbio se realiza usualmente fuera de la banda de amplificación, utilizando métodos de medida desarrollados para fibras estándar de telecomunicaciones. Por lo general, la birrefringencia de una fibra se caracteriza en términos de su longitud de batimiento de la polarización. Para hacerlo se usa el cálculo de Jones, un polariscopio lineal y la técnica de barrido espectral; sin embargo, este procedimiento tiene una precisión baja debido a que:

- supone que la dispersión de la birrefringencia es despreciable,
- para identificar el tipo de retardador homogéneo que describe a la fibra es necesario rotar a la muestra con respecto al polariscopio y determinar la magnitud de los cambios de intensidad observados. La falta de paralelismo entre las caras de entrada y salida del polarizador de entrada produce un acoplamiento deficiente de la señal con la muestra, generando cambios notables en la intensidad de la señal de salida que degradan la calidad de la medida (A. Gutiérrez-Beltrán y Diana Tentori, 2007).

En este trabajo, para caracterizar la birrefringencia residual de fibras dopadas con erbio usamos una técnica polarimétrica, basada en las propiedades geométricas de la esfera de Poincaré (D. Tentori *et al.*, 2006). La muestra se mantiene recta, en una posición fija, entre dos acopladores (aire-fibra, fibra-aire). Para minimizar la despolarización de las

señales, producida por la absorción y la subsiguiente emisión fluorescente, se trabaja con muestras cortas ($\sim 1.5\text{m}$). La determinación de las coordenadas de los eigenmodos de polarización; i.e. de las componentes de birrefringencia lineal y circular, se realiza usando una señal monocromática, por lo que en este caso no es necesario suponer que la dispersión de la birrefringencia es baja. Se usa el mismo arreglo óptico para evaluar los parámetros de birrefringencia y, para verificar la calidad de los resultados obtenidos. Esta verificación de la calidad de los resultados también permite determinar si la muestra se comporta como un retardador homogéneo.

Por lo general el eje rápido de la muestra recta de fibra (sin torcer) forma un ángulo azimutal $\alpha \neq 0$ con respecto al sistema de laboratorio usado para describir el estado de polarización de la luz. Por tanto, la matriz de la Ec.(37) que describe la birrefringencia de la fibra debe modificarse de acuerdo a la siguiente relación [D. S. Kligler *et al.*, 1990]:

$$\mathbf{M}_\alpha = \mathbf{R}(\alpha) \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{R}(-\alpha); \quad (45)$$

donde

$$\mathbf{R}(2\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & -\sin 2\alpha & 0 \\ 0 & \sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (46)$$

es la matriz de Mueller de un retardador circular izquierdo.

IV.1. Uso de una señal de entrada con un estado de polarización lineal

Cuando la evaluación se realiza sobre una banda espectral, resulta más práctico y más preciso usar señales de entrada linealmente polarizadas, ya que la orientación del eje del

polarizador lineal puede usarse para definir el ángulo azimutal de la señal linealmente polarizada, para cualquier longitud de onda en una banda espectral amplia (350 a 2500 nm para un prisma polarizador de calcita). El estado de polarización de estas señales linealmente polarizadas, con ángulo azimutal φ , se describe usando el vector de Stokes de de la Ec. 39.

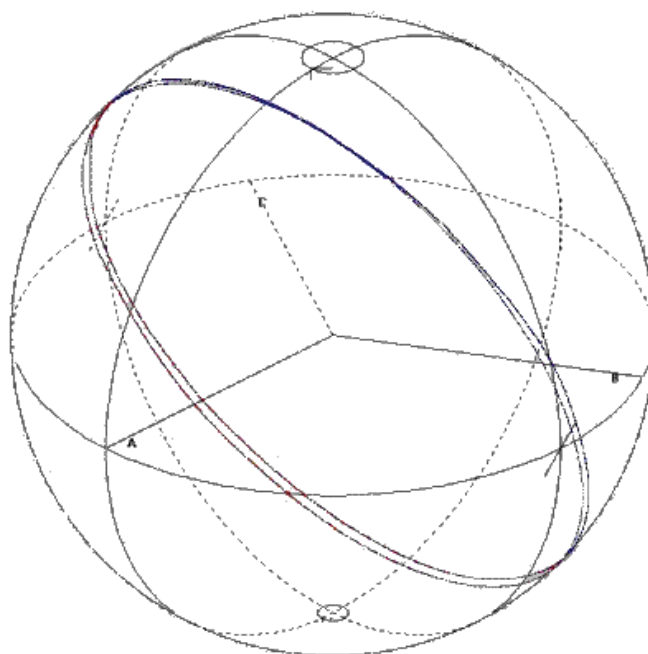


Figura 18. Círculos mayores descritos por el estado de polarización de salida cuando la señal linealmente polarizada de entrada rota 360°.

Cuando se varía en forma continua el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada (φ_{in}), el estado de polarización de la señal a la salida de la fibra describe un círculo mayor como el que se muestra en la figura 18, cuyo eje de giro e inclinación con respecto al plano del ecuador dependen de los parámetros del retardador (ángulo azimutal, ángulo de elipticidad, longitud). En los puntos en los que este círculo mayor cruza al

ecuador, el estado de polarización de salida (S_{out}) de una señal con un estado de polarización lineal de entrada (S_{in}), es también lineal. De acuerdo a la discusión del capítulo anterior, la evolución del estado de polarización dentro de la fibra puede representarse como se muestra en la figura 19. En este caso, el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada (φ_{in}) y el ángulo azimutal del punto que representa al estado de polarización lineal de salida (φ_{out}) tienen una posición simétrica con respecto al eje de simetría que define los modos propios de polarización del retardador [T. Chartier *et al.*, 2001; D. Tentori *et al.*, 2007].

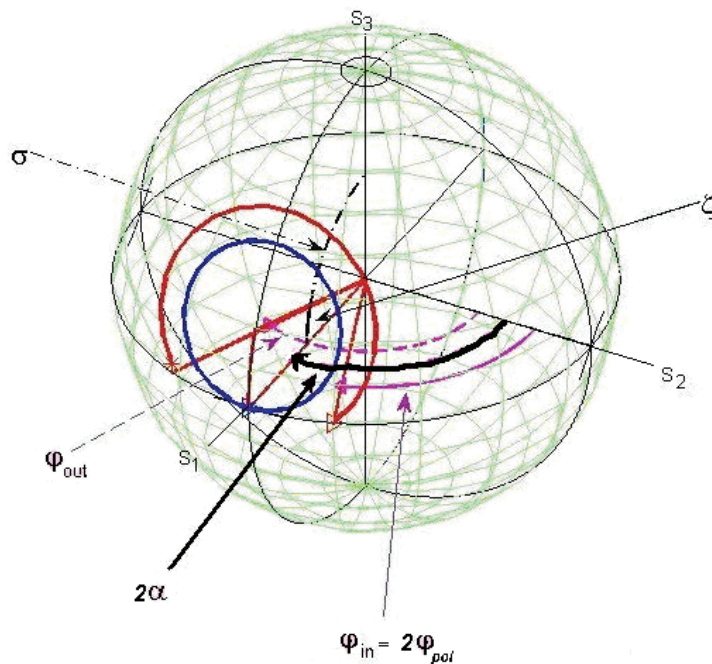


Fig.19 La evolución del estado de polarización de la luz a lo largo de un retardador elíptico describe un círculo alrededor del eje de simetría. Las intersecciones de esta línea con la esfera de Poincaré son los eigenmodos de polarización del retardador. Cuando los estados de polarización de entrada y de salida son lineales, sus posiciones azimutales son simétricas con respecto al ángulo azimutal α del eigenestado de polarización del retardador.

De la Fig. 19 podemos notar que el ángulo azimutal 2α del eje de simetría del eigenmodo de polarización de la muestra de fibra tiene una posición simétrica con respecto a los ángulos azimutales (φ_{in}) y (φ_{out}) . Esta simetría nos permite calcular el valor del ángulo azimutal del retardador, 2α :

$$2\alpha = \varphi_{in} + \frac{\varphi_{out} - \varphi_{in}}{2} \quad (47)$$

Cuando se ha determinado el ángulo azimutal del eje rápido de la fibra, podemos hacer $\varphi = 0$ al rotar los datos un ángulo 2α , multiplicando los datos medidos (\mathbf{S}_{out}) por la matriz de rotación $\mathbf{R}(-2\alpha)$, obteniendo la relación:

$$\mathbf{S}'_{out} = \mathbf{R}(-2\alpha) \cdot \mathbf{S}_{out} \quad (48)$$

Sustituyendo en la Ec. (42), $\varphi = 0$:

$$\mathbf{S}'_{out}(\varphi = 0) = \begin{pmatrix} S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - 2 \cos^2 \sigma \sin^2 \delta \\ \cos \sigma \sin 2\delta \\ -\sin 2\sigma \sin^2 \delta \end{pmatrix} \quad (49)$$

Rescribiendo el tercer parámetro ($S'_3 = -\sin 2\sigma \sin^2 \delta$) empleando la propiedad de ángulo doble ($\sin 2\sigma = 2 \sin \sigma \cos \sigma$), se tiene que $S'_3 = -(2 \sin \sigma \cos \sigma) \sin^2 \delta$. Despejando el término $\sin^2 \delta$ se obtiene:

$$\sin^2 \delta = \frac{S'_3}{-(2 \sin \sigma \cos \sigma)} \quad (50)$$

Sustituyendo la Ec. 50 en el tercer parámetro ($S'_1 = 1 - 2 \cos^2 \sigma \sin^2 \delta$) de la Ec. 49:

$$S'_1 = 1 - 2 \cos^2 \sigma \left(\frac{S'_3}{-2 \sin \sigma \cos \sigma} \right) \quad (51)$$

Simplificando y despejando el término que contiene al ángulo σ , se obtiene la expresión:

$$\tan \sigma = S_3 / (S_1 - 1) \quad (52)$$

Para completar la caracterización del retardador elíptico necesitamos determinar el valor del retardo total δ . Podemos notar que para un estado de polarización lineal de salida, $S_3 = 0$, por lo que del tercer parámetro de la Ec. (42) se tiene que:

$$\sin 2\sigma \sin^2 \delta = -\tan 2\varphi \sin \sigma \sin 2\delta \quad (53)$$

Empleando las propiedades de ángulo doble, la Ec (53) se simplifica llegándose a la expresión para el ángulo δ :

$$\tan \delta = -\frac{\tan 2\varphi}{\cos \sigma} \quad (54)$$

Usando las relaciones (52) a (54) podemos evaluar el ángulo azimutal de la muestra de fibra, la razón de la birrefringencia lineal a la birrefringencia circular ($\tan \sigma$) y el ángulo de retardo total δ módulo π .

Para eliminar la indeterminación módulo π en el valor del retardo total es necesario determinar la longitud de batimiento de la birrefringencia. Esta medida puede realizarse usando barrido espectral; i.e., la longitud de onda de la señal de entrada linealmente

polarizada se modifica, manteniendo constante su ángulo azimutal. A la salida de la fibra el cambio de fase entre los eigenmodos de polarización satisface:

$$\delta = (2\pi s/\lambda) \Delta n ; \quad (55)$$

donde Δn es la birrefringencia (lineal, circular, o elíptica), λ es la longitud de onda de la señal y s es la longitud de la fibra.

Cuando $\delta = 2\pi$ el estado de polarización de entrada se restaura. La longitud $s = L_B$ asociada a este cambio de fase es la longitud de batimiento de la polarización.

Suponiendo que la dispersión de la birrefringencia es despreciable, el cambio de fase $\Delta\delta = \delta(\lambda_2) - \delta(\lambda_1)$, entre los estados de polarización asociados a las señales de entrada linealmente polarizadas con el mismo ángulo azimutal pero diferente longitud de onda, pueden relacionarse con la longitud de batimiento de la fibra L_B a través de:

$$L_B = \left| \frac{2\pi s \lambda}{\Delta\delta} \left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right] \right| \quad (56)$$

IV.2. Marco de referencia

Para etiquetar cada estado de polarización en términos de un vector de Stokes, es necesario definir un marco de referencia que marque el origen de los ángulos azimutales. El marco de referencia utilizado debe ser el mismo para los estados de polarización de entrada y de salida. En la figura 20 podemos ver que este requisito se cumple si el marco de referencia se define quitando del arreglo la muestra y los sistemas de acoplamiento 2 y 3. En este

caso la luz que emerge del polarizador lineal de entrada (estado de polarización de la señal de entrada) se usa para definir el marco de referencia a la salida del 4° acoplador aire fibra.

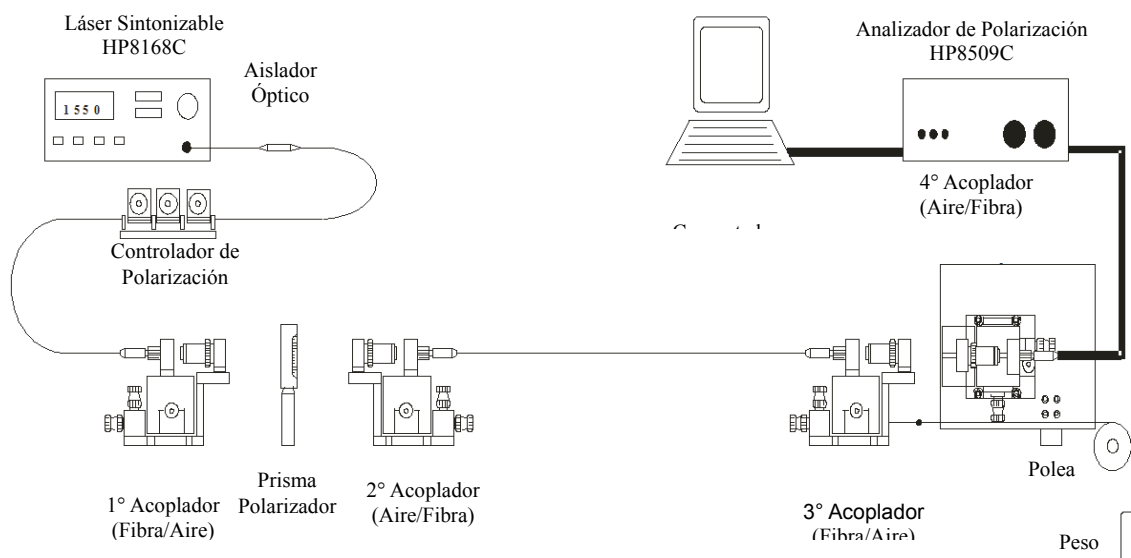


Figura 20. Arreglo polarimétrico manual. La señal monocromática proviene de un diodo láser sintonizable. Se usan un controlador de polarización y un objetivo de microscopio para producir un haz de luz colimado, circularmente polarizado, para iluminar al polarizador de entrada. La medida se realiza manteniendo a la muestra bajo condiciones mecánicas y térmicas fijas (D. Tentori et al., 2006). El estado de polarización de salida se mide usando un analizador de polarización.

La señal monocromática, proveniente del diodo láser sintonizable (Hewlett Packard 8168C), colimada por el primer sistema de acoplamiento fibra/aire y polarizada circularmente con el controlador de polarización, se transforma en una señal linealmente polarizada usando un prisma polarizador de calcita. Para definir el marco de referencia en el analizador de polarización, se usan tres orientaciones diferentes del eje rápido del

polarizador lineal. A continuación, después de insertar la muestra y los sistemas de acoplamiento aire/fibra y fibra/aire marcados como 2 y 3 en la figura 3, podemos determinar el vector de Stokes de salida que corresponde a cada estado de polarización lineal de entrada. Para hacerlo, usamos el analizador de polarización Agilent 8509C.

IV.3. Localización del eje rápido del retardador

Para hacer esta medida el prisma polarizador de calcita (Melles Griot, tipo Glan-Thompson), montado en una montura rotatoria se gira lentamente una vuelta completa. Esta rotación cambia el ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada de 0 a 360°, por lo que el estado de polarización de salida describe dos círculos mayores casi superpuestos (esto depende de la alineación) sobre la esfera de Poincaré (Fig. 18).

La ecuación 57 expresa la simetría existente entre el ángulo azimutal en la esfera de Poincaré de la polarización de la señal de entrada en la muestra (φ_{in}) para los puntos donde la trayectoria interseca al ecuador ($S_3 = 0$) y el ángulo azimutal en la esfera de Poincaré del punto donde ocurre esta intersección, en el caso de que el eje de simetría del retardador elíptico fuera el eje x :

$$\varphi_{in} = -\varphi_{out} \quad (57)$$

Al medir el ángulo azimutal de la señal lineal de entrada φ_{in} y los parámetros de Stokes S_1 y S_2 del estado de polarización lineal de salida φ_{out} , (para los cuatro puntos en los

que se cumple $S_3 = 0$). De la Fig. 18 y la Ec.(57) tenemos que el ángulo azimutal del eje rápido está dado por la Ec. 47.

Así que para una rotación del ángulo azimutal del estado de polarización lineal de entrada de 0 a 360° , se tendrán cuatro valores de α , los cuales requieren ser rescritos para la notación de ángulo positivo y colocados en el rango de 0 a 360° .

IV.4. Razón birrefringencia lineal a birrefringencia circular

Suponiendo que para cada señal monocromática la fibra se comporta como un retardador uniforme, el ángulo σ de la Ec. (53) es la cantidad que nos permite identificar el tipo de retardador que se analiza. Para $\sigma = 0$ se tiene retardo circular, cuando $\sigma = \pm\pi/2$ se tiene retardo lineal y, en cualquier otro caso, el retardo es elíptico.

Como se mencionó en la sección 4.1, cuando la muestra y el sistema de laboratorio están alineados, puede usarse la relación 52 para determinar el valor del ángulo σ . En el caso general en el que $\alpha = \varphi \neq 0$, el valor de S_3 medido es el mismo que se obtiene para $\alpha = \varphi = 0$; sin embargo, el valor de S_1 es distinto. Usando la Ec. 48 se obtiene el valor requerido para poder aplicar la Ec. 52.

IV.5. Ángulo de retardo total

Los valores calculados usando la esfera de Poincaré tienen una indeterminación módulo π . Esta indeterminación tiene dos consecuencias:

- Requiere de un criterio adicional para determinar el signo relativo de las componentes de retardo lineal y el retardo circular.
- Es necesario usar una evaluación adicional para calcular el número de medios ciclos que deben añadirse para determinar el retardo total.

El problema del signo se evita en este caso. El signo relativo de las componentes lineal y circular de la birrefringencia está dado por la posición de los eigenmodos sobre la esfera de Poincaré.

Para determinar la longitud de batimiento de la polarización usamos el arreglo de la Fig. 20. Se evalúa el ángulo circular que cubre la trayectoria del estado de polarización de salida usando la técnica de barrido espectral. La longitud de onda de la señal de entrada varía, mientras se mantiene el mismo estado de polarización lineal, obteniéndose resultados como el que se muestra en la Fig. 21. Para hacerlo, se utiliza una transformación de coordenadas.

Los parámetros de Stokes medidos para las longitudes de onda inicial y final de cada curva [$S(\lambda_1) = (s_{11}, s_{12}, s_{13})$, $S(\lambda_2) = (s_{21}, s_{22}, s_{23})$] se rotan un ángulo α alrededor del eje S_3 ; a continuación, se rotan un ángulo $(\pi/2 + \sigma)$ alrededor del nuevo eje S_2' . Los valores finales obtenidos, $S''(\lambda_1) = (s''_{11}, s''_{12}, s''_{13})$ y $S''(\lambda_2) = (s''_{21}, s''_{22}, s''_{23})$, se multiplican vectorialmente con $(1,0,0)$:

$$\mathbf{s}(\lambda_1) = (s''_{11}, s''_{12}, s''_{13}) \times (1, 0, 0)$$

$$\mathbf{s}(\lambda_2) = (s''_{21}, s''_{22}, s''_{23}) \times (1, 0, 0)$$

El ángulo circular, $\Delta\delta$ que cubre la trayectoria del estado de polarización de salida es:

$$\Delta\delta = \arccos[\mathbf{s}(\lambda_1) \cdot \mathbf{s}(\lambda_2)] \quad (58)$$

Sustituyendo la Ec. (58) en la Ec. (56), se calcula la longitud de batimiento de la polarización. Este valor permite determinar eliminar la indeterminación módulo π en los valores del retardo total y sus componentes lineal y circular.

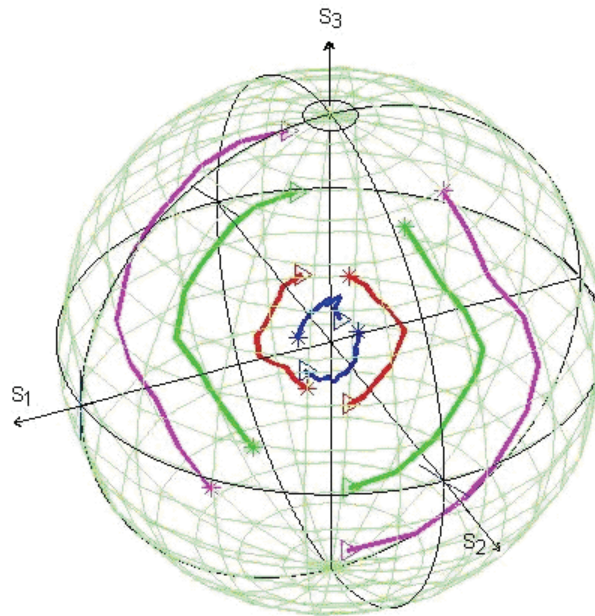


Figura 21. Resultados obtenidos usando la técnica de barrido espectral en una muestra de fibra INO NOI 402K5 (1517 – 1570 nm). Cada curva se obtuvo usando un estado de polarización lineal de entrada distinto. El paso del ángulo azimutal entre curvas consecutivas es de 10° .

IV.6. Verificación de resultados

Para verificar los resultados obtenidos usamos los valores determinados para los eigenmodos de polarización. Se hace incidir sobre la cara de entrada de la fibra una señal con el estado de polarización calculado para uno de los eigenmodos. A la salida de la muestra debe obtenerse el mismo estado de polarización. Cabe señalar que cuando se introduce una perturbación a la fibra, ésta deja de comportarse como un retardador homogéneo y el estado de polarización de salida se encuentra muy alejado del estado de polarización de entrada. En la figura 22 se muestra uno de los resultados obtenidos para una fibra Photonetics (atenuación a 1530 nm, 1.85 dB/m). En este caso el cambio entre el estado de polarización de entrada y el de salida se da en el ángulo de elipticidad; la predicción para el ángulo azimutal dio un mejor resultado.

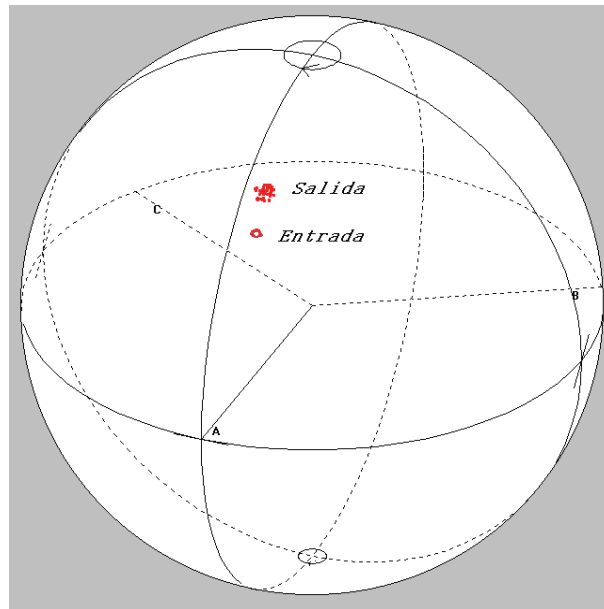


Figura 22. Estado de polarización introducido a una muestra de fibra Photonetics y el estado de polarización medido en la salida. Se aprecia que el ángulo azimutal es el que mejor se reproduce.

IV.7. Desventajas de la implementación manual

Este método de medida tiene un inconveniente, requiere de un tiempo considerable si se realiza en forma manual (se requieren ~2h para determinar las coordenadas del eigenmodo para cada longitud de onda). Para superar este problema, en este trabajo se coloca a los acopladores aire/fibra sobre monturas de translación motorizadas, se sustituye la montura rotatoria manual del polarizador lineal por una montura rotatoria motorizada y se automatiza el procedimiento de adquisición de datos. Esta automatización incluye la comunicación con el diodo láser sintonizable y el analizador de polarización. La lectura de datos en pantalla constituye una labor propensa a errores, la automatización también cubre el registro automático de los datos para su inmediato análisis.

Capítulo V

PROCEDIMIENTO AUTOMATIZADO PARA DETERMINAR LOS EIGENMODOS DE UNA MUESTRA DE FIBRA MONOMODO

En el procedimiento de medida que se presenta en este capítulo, la captura de datos y el posicionamiento de algunos componentes ópticos que se efectuaban anteriormente de manera manual, se automatizaron. Se presenta con detalle el procedimiento de medida modificado, indicando como se integran el uso de desplazamientos automatizados y la captura y procesamiento de datos. Se presenta además la verificación de resultados, que demuestra que el sistema funciona correctamente.

V.1. Arreglo óptico modificado

En la figura 23 se muestra el esquema del arreglo óptico y las conexiones entre instrumentos. La fuente de luz es un diodo láser “Agilent 81640^a.” Su salida (punto 1) está conectada a un aislador óptico y posteriormente a un controlador de polarización; entre el aislador y el controlador hay un conector. La salida del controlador de polarización (salida P4) se conecta a un acoplador (fibra-aire). A la salida del acoplador (P5) se tiene luz colimada, con un diámetro aproximado de 2mm, la cual se hace incidir sobre un polarizador montado en una base de rotación (Physik Instrumente, M-038, ± 0.12 segundos de arco) que está colocada en una base de translación en el eje x (Physik Instrumente, M521, ± 1 μm). Continuando en la dirección del eje óptico se tiene un segundo acoplador, montado

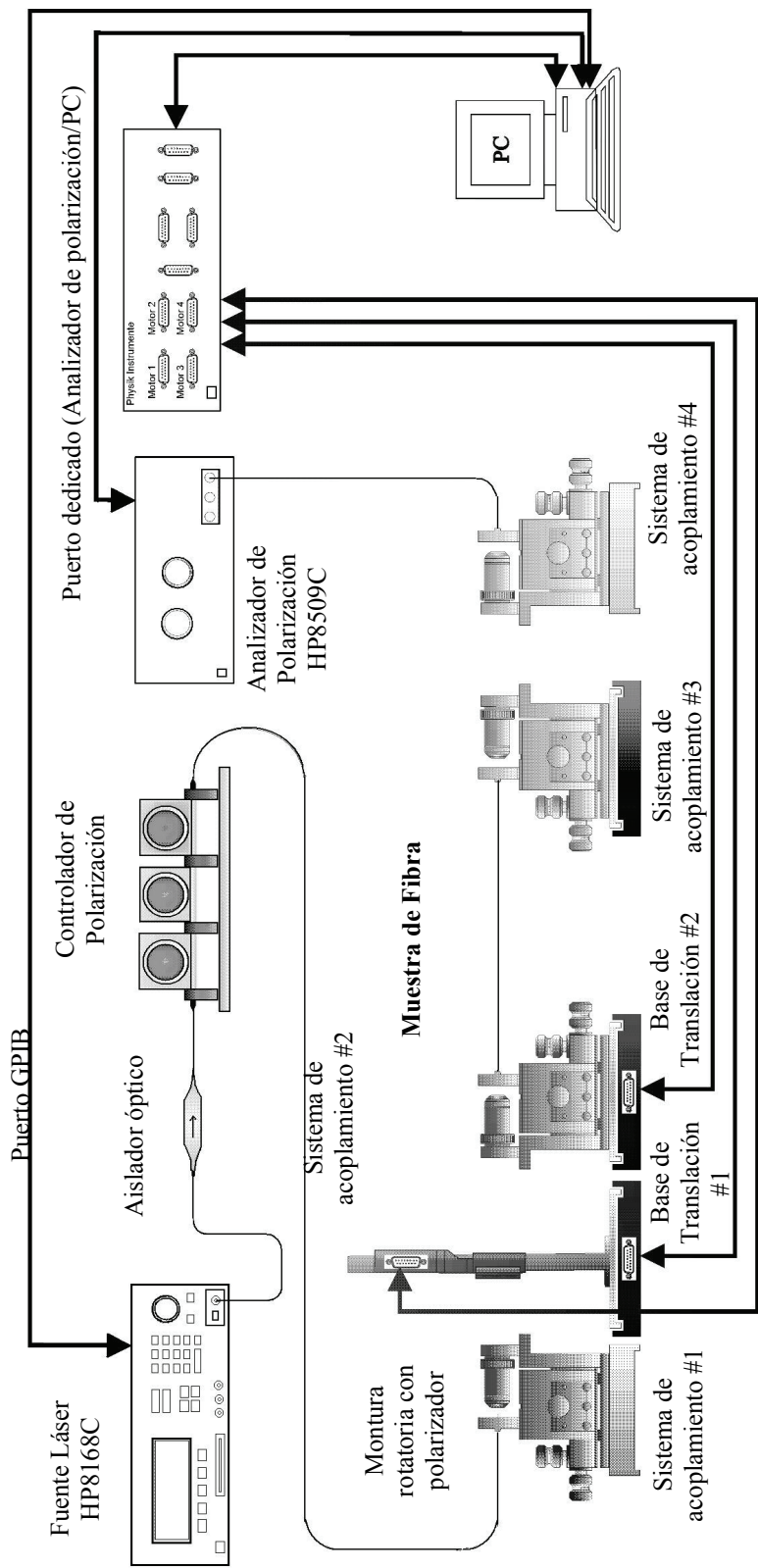


Figura 23. Esquema del sistema automático para la caracterización de la birrefringencia de fibras ópticas monomodo. El eje óptico del arreglo entre la salida del primero y la entrada del cuarto acoplador (aire/fibra) coincide con el eje z del sistema cartesiano de coordenadas usado para definir el marco de referencia. El eje x es paralelo a la mesa de laboratorio.

sobre una base de translación alineada con el eje x (Physik Instrumente, M521, $\pm 1 \mu\text{m}$).

A través de este acoplador se introduce a la muestra de fibra la luz proveniente del polarizador (P6), si el polarizador se encuentra alineado sobre el eje óptico; en caso contrario, se introduce la luz proveniente del controlador de polarización. A la salida del segundo acoplador (P6) se conecta uno de los extremos de la muestra de fibra; la otra punta se conecta al tercer acoplador (P7). La luz colimada del tercer acoplador (P8) se hace incidir sobre el cuarto acoplador. La salida del cuarto acoplador (P9) se conecta a un cable de fibra estándar que dirige la luz hacia el acoplador de entrada del analizador de polarización (Agilent 8509), (P10). El cuarto acoplador está montado en un arreglo de dos bases de desplazamiento micrométrico (Aerotech) que permiten un ajuste fino en las direcciones x y y .

La posición semi-estática horizontal de la muestra de fibra, entre dos acopladores, permite desplazarla fuera del eje óptico y volver a colocarla en el mismo sitio introduciendo una perturbación despreciable en la alineación. Esto se efectúa haciendo uso de la segunda montura de translación en el eje x , para la punta de entrada de la muestra de fibra y, manualmente para la punta de salida.

El marco de referencia se define a la entrada del cuarto acoplador aire/fibra, usando los estados de polarización generados con el polarizador lineal. En ese mismo punto se mide el estado de polarización a la salida de la muestra de fibra cuando ésta se inserta en el arreglo. El tramo de fibra entre P9 y P10 modifica el estado de polarización lineal que incide sobre el cuarto acoplador. Sin embargo la programación del analizador de polarización permite cancelar su contribución. Esta cancelación se extiende a todo el

proceso de medida, mientras no se defina otro marco de referencia. Por esta razón el cable de fibra entre los puntos P9 y P10 se debe de mantener firmemente sujeto, para evitar cambios en el estado de polarización de la señal que incide en el cuarto acoplador, en su tránsito hacia el analizador de polarización.

V.2. Inicialización del equipo

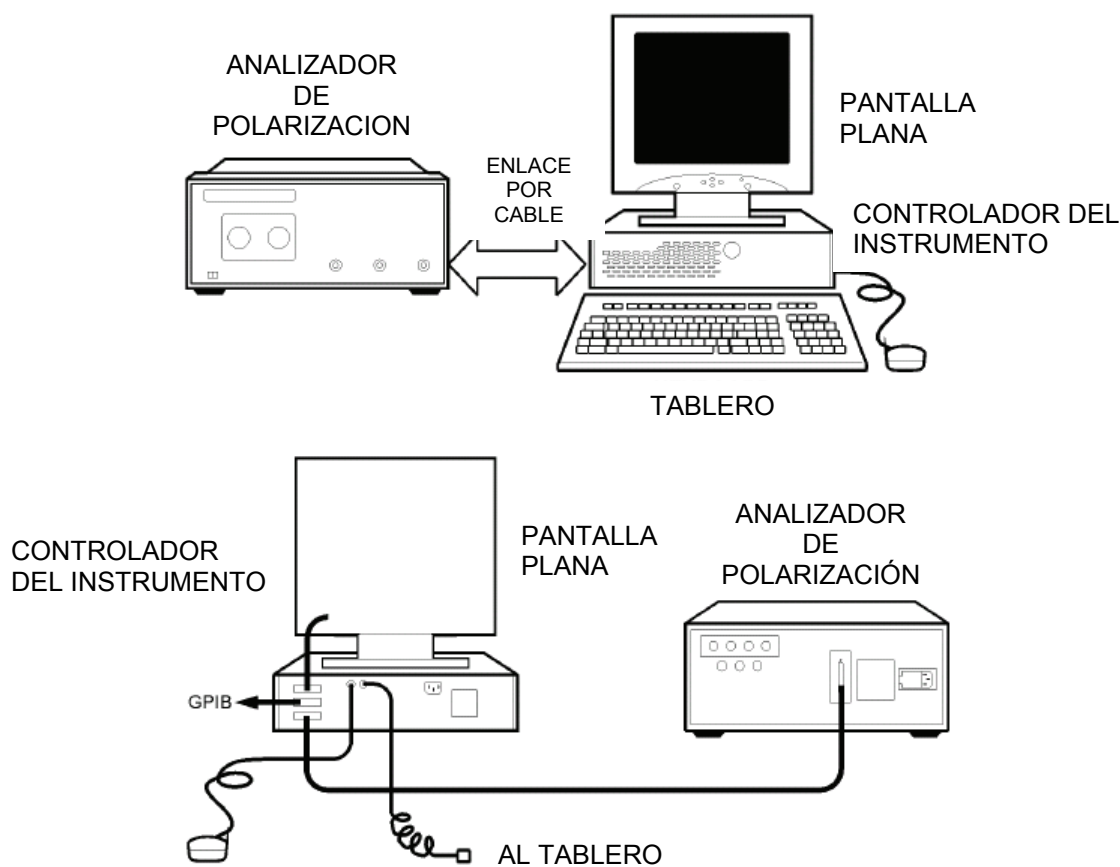


Figura 24. Esquema del analizador de polarización.

Como primer paso se requiere encender con una hora de anterioridad la fuente láser (“Tunable Laser Source HP8168C”). Este instrumento realiza una inicialización que consiste en una revisión automática de sus mecanismos internos, el porcentaje de inicialización se muestra en su pantalla de LCD.

Adicionalmente se requiere esperar a que se establezca la temperatura dentro del instrumento, logrando así una señal de salida con un estado de polarización y potencia fijos. A continuación se procede a encender la computadora que es parte del analizador de polarización. En la Fig. 24 se muestra el esquema del equipo que integra al analizador de polarización; la computadora es “equipo dedicado” ya que es parte de dicho instrumento. Sólo cuando se despliega el escritorio de la computadora se procede a encender el analizador de polarización (Agilent Polarized Analyzer 8509C) y posteriormente a activar la aplicación creada por el fabricante del analizador de polarización (“PLA.exe” [Agilent 8909]).

Una vez que ha concluido la inicialización de la fuente de luz láser, se activa el controlador de las bases de desplazamiento y se inicia la aplicación diseñada para controlar tanto las bases de desplazamiento como el analizador de polarización (CBA.exe). En la Fig. 25 se muestra una vista de la computadora del analizador de polarización con los dos programas. La aplicación CBA está diseñada para controlar cada uno de los instrumentos mencionados anteriormente en forma independiente o en conjunto. En este momento la aplicación CBA todavía no puede desempeñar todas sus funciones, es preciso dar inicio a la comunicación con el analizador de polarización y con el controlador de las bases de desplazamiento.

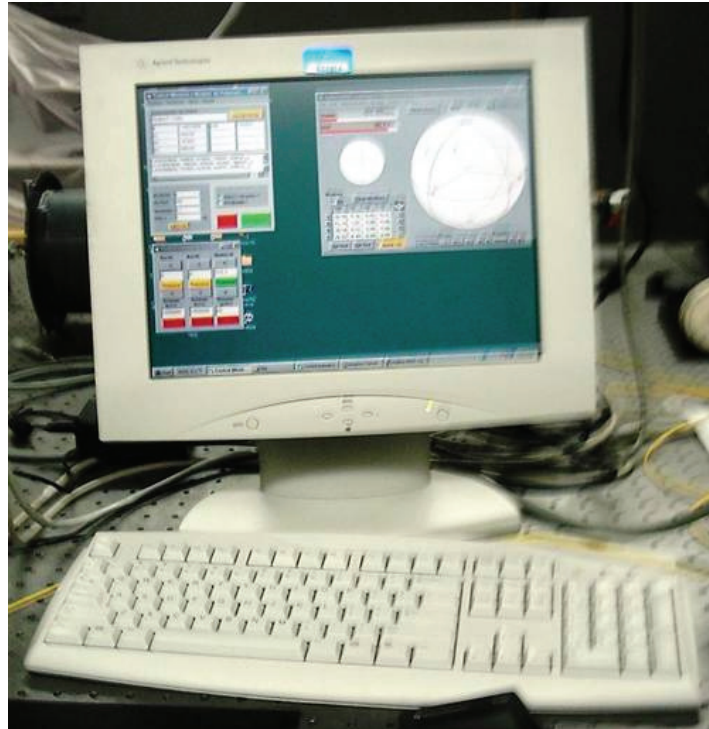


Figura 25. Vista de la computadora empleada para el control del sistema de medición. La ventana de la derecha corresponde a la aplicación del fabricante del controlador de polarización “Agilent 8509” y las dos ventanas de la izquierda corresponden a la aplicación creada para el control de sistema de medición “CBA”.

V.3. Inicialización del enlace DDE con la aplicación Agilent 8509

Para que de este momento en adelante la aplicación CBA tenga la capacidad de enviar comandos de control y pueda leer los datos medidos en el analizador de polarización, se procede a seleccionar la etiqueta “DDE.” Dicha etiqueta está ubicada en la primera posición del menú de presentación visual llamado “Inicio,” que se encuentra colocado en la única barra de menús de la aplicación. En la figura 26 se muestra el menú inicio. A la selección de la etiqueta “DDE” se le denomina en este trabajo “inicialización del enlace DDE con la

aplicación Agilent 8509,” porque inicia un enlace de comunicación entre las dos aplicaciones de software (cba.exe y Agilent 8509.exe).

Cuando se cierra cualquiera de las dos aplicaciones, este enlace se cierra. El término “DDE”, se deriva de sus siglas en inglés (Dinamic Data Exchange) y corresponde al intercambio dinámico de datos. Al seleccionar la etiqueta DDE se desplegarán una serie de mensajes en la caja de texto ubicada en la parte central de la aplicación CBA, indicando el progreso de la inicialización del enlace DDE. Se requiere esperar a que se haya desplegado el mensaje “Enlace DDE creado” para poder proceder.

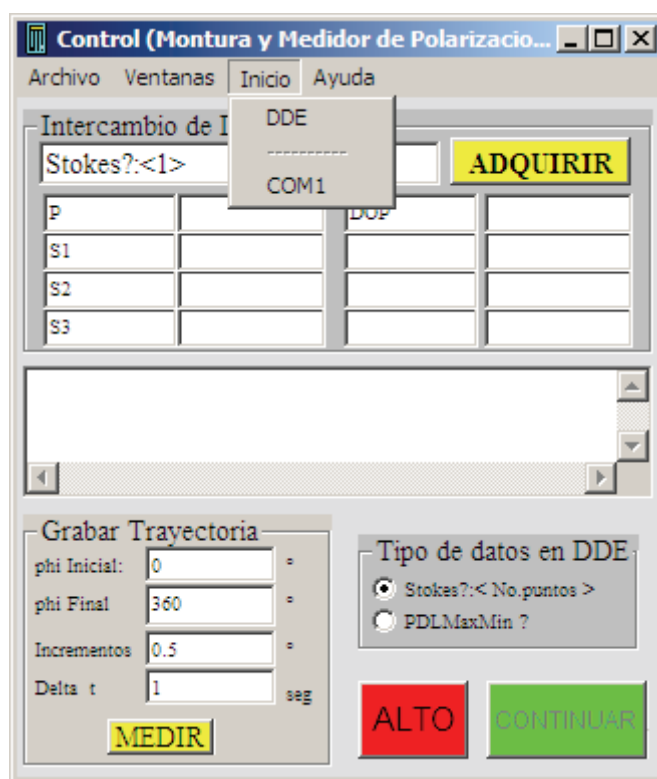


Figura 26. Etiqueta DDE para la inicialización del enlace entre la aplicación CBA y la aplicación Agilent 8509. Puede observarse también la etiqueta COM1 para la inicialización del enlace entre la aplicación CBA y el controlador de las bases de desplazamiento.

V.4. Inicialización del puerto serie

Para que de este momento en adelante la aplicación CBA tenga la capacidad de controlar las posiciones de las bases de desplazamiento, se procede a seleccionar la etiqueta “COM1” ubicada en la segunda posición en el menú “Inicio” (Fig. 26).

Al acto de seleccionar la etiqueta “COM1,” se le denomina en este trabajo “inicialización del puerto serie” porque consiste en iniciar un enlace de comunicación entre la aplicación CBA y el controlador de las bases de desplazamiento; esto, vía puerto serie (específicamente el puerto COM1 de la computadora). Al hacerlo se desplegarán una serie de mensajes en la caja de texto ubicada en la parte central de la aplicación CBA, que indican el progreso de la inicialización de este enlace de comunicación y también se mostrarán los comandos enviados para configurar la activación de los motores y la configuración de sus velocidades.¹

Se requiere esperar a que se despliegue en la caja de texto (“historial de comandos”) el mensaje de “inicialización del puerto serie terminada” para poder continuar.

V.5. Control del analizador de polarización por medio de comandos

En este momento ya es posible controlar por medio de la aplicación CBA las posiciones de las bases de desplazamiento a través del puerto serie. Además, enviando comandos basados en el protocolo DDE desde la aplicación CBA.exe a la aplicación Agilent 8509C.exe, es

¹ Para tener una lista completa de los comandos y de la operación del controlador de bases de desplazamiento véase el manual del controlador Physik Instrumente “Operating Manual MS39 E, C-804, DC-Motor controller. Operating Manual, Programming Reference, Product Documentation”.

posible registrar los parámetros de Stokes de la luz que llega al analizador de polarización. En la figura 27 se muestra la ventana principal de la aplicación CBA.

En la caja de texto “Comandos para el DDE” se pueden introducir todos los comandos contenidos en el manual del analizador de polarización (“Agilent 8509C, Lightwave Polarization Analyzer, User's/Reference Guide”) en la sección llamada “Device Specific Commands.”² Posteriormente, al pulsar el botón “ADQUIRIR”, se envían al analizador de polarización.

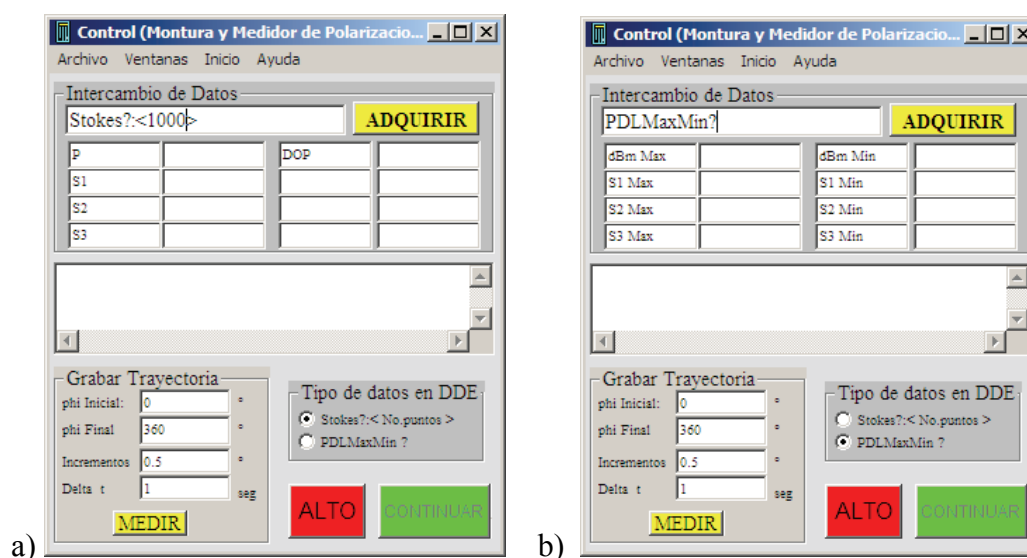


Figura 27. Los dos comandos prediseñados consisten en: a) Lectura de los parámetros de Stokes “Stokes?:<No. Puntos>” y b) máximos y mínimos de los parámetros de Stokes “PDLMaxMin?”.

Se implementó un recuadro llamado “Tipo de dato en DDE”, en el cual existen las opciones de seleccionar entre dos de estos comandos (Stokes?:<No. Puntos>) y (PDLMaxMin?). Cada vez que se selecciona una de estas opciones se borra el contenido de la caja de texto que contiene a las mediciones. La aplicación CBA automáticamente escribe

2

Esta sección inicia en la página 33 del capítulo 8 llamado “Measurement Programming and Examples”.

el comando y cambia las etiquetas que señalan el tipo de dato que será leído del analizador de polarización.

En el comando (Stokes?:<No. Puntos>), el texto “No. Puntos” hace referencia a la cantidad de puntos que se quiere medir para generar cada uno de los promedios que serán desplegados en la aplicación CBA, junto a sus respectivas etiquetas.

El comando (PDLMaxMin?) activa una pequeña ventana propia de la aplicación del analizador de polarización en la que se mide el máximo y el mínimo de los parámetros de Stokes, cuyos valores son leídos por la aplicación CBA y, de igual manera que en la opción anterior, las etiquetas reflejan el tipo de dato que será leído.

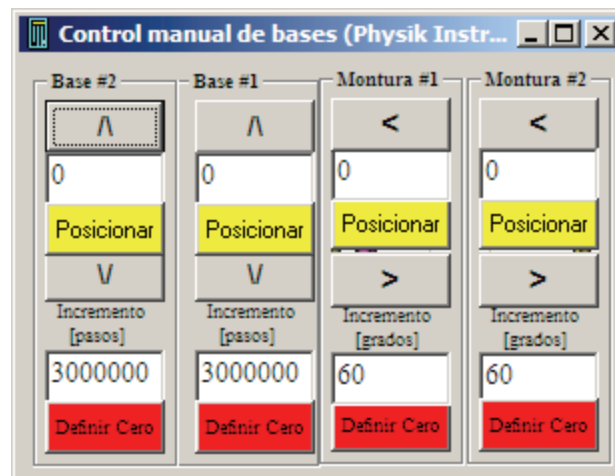


Figura 28. Ventana diseñada para controlar las cuatro bases Physik Instrumente. El ángulo azimutal del polarizador se controla con el recuadro “Montura #1”, y su posición en el eje x se controla con el recuadro “Base #1”; mientras que la posición en el eje z del acoplador de entrada de la muestra de fibra (acoplador #2) se controla con el recuadro “Base #2”.

En la caja de texto “Historial de mediciones” se guardan cada una de las mediciones en un renglón distinto. En cada ocasión que se hace un cambio en la selección del recuadro

“Tipo de dato en DDE”. El contenido de esta caja de texto se borra con la finalidad de que nunca se mezclen los dos tipos de datos.

V.6. Primera medición de la señal de la fuente láser

Para medir la señal de la fuente láser se procede a dejar libre el espacio entre el primer acoplador y el cuarto acoplador (Fig. 23). Para ello, en la ventana secundaria llamada “Control manual de bases” (Fig. 28), en el primer recuadro en orden de izquierda a derecha, llamado “Base #2,” se encuentran los controles para la base de desplazamiento en la que se encuentra colocado el acoplador #2. En el segundo recuadro llamado “Base #1” se controla la base de desplazamiento que soporta al polarizador (Fig.29).

En el tercer recuadro llamado “Montura #1”, se controla la base rotatoria que hace la función de montura para el polarizador. Y finalmente, en el cuarto recuadro llamado “Montura #2”, se encuentran los controles para la futura adición de una segunda base de rotación.

Al presionar el botón con la inscripción “^” la respectiva base de desplazamiento, a partir de su posición actual, se desplazará hacia el interior de la mesa una cantidad de pasos igual a la indicada en la caja de texto “Incremento (pasos)”. El botón con el signo “v” moverá a la base hacia el borde de la mesa.

La posición en la que se encuentra la base (una vez que ha terminado de moverse) se indica en la caja de texto “Incremento (pasos).” Al número de pasos inicial de esta caja se le suman los pasos introducidos al presionar el botón “^” y se le restan los pasos introducidos al presionar el botón “v”.

Es posible seleccionar manualmente a que posición queremos que se desplace la base, para ello procedemos a introducir el valor en la caja de texto “Incremento (pasos)” y a continuación se presiona el botón (Posicionar).

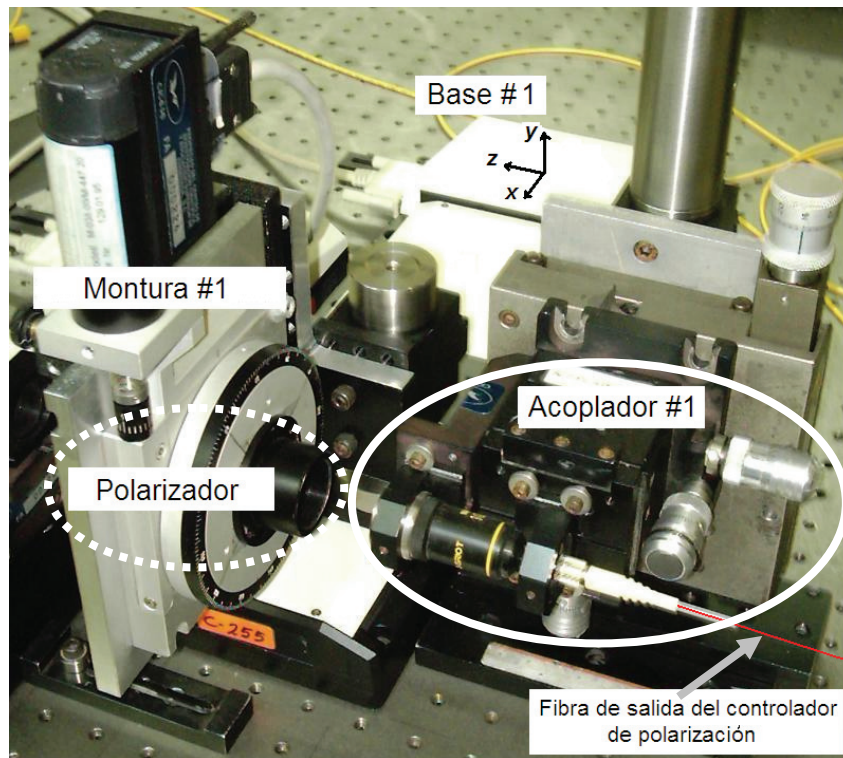


Figura 29. Vista del acoplador #1, del polarizador montado sobre la base de rotación y de la segunda base de translación que los soporta y permite introducir y retirar al polarizador del eje óptico.

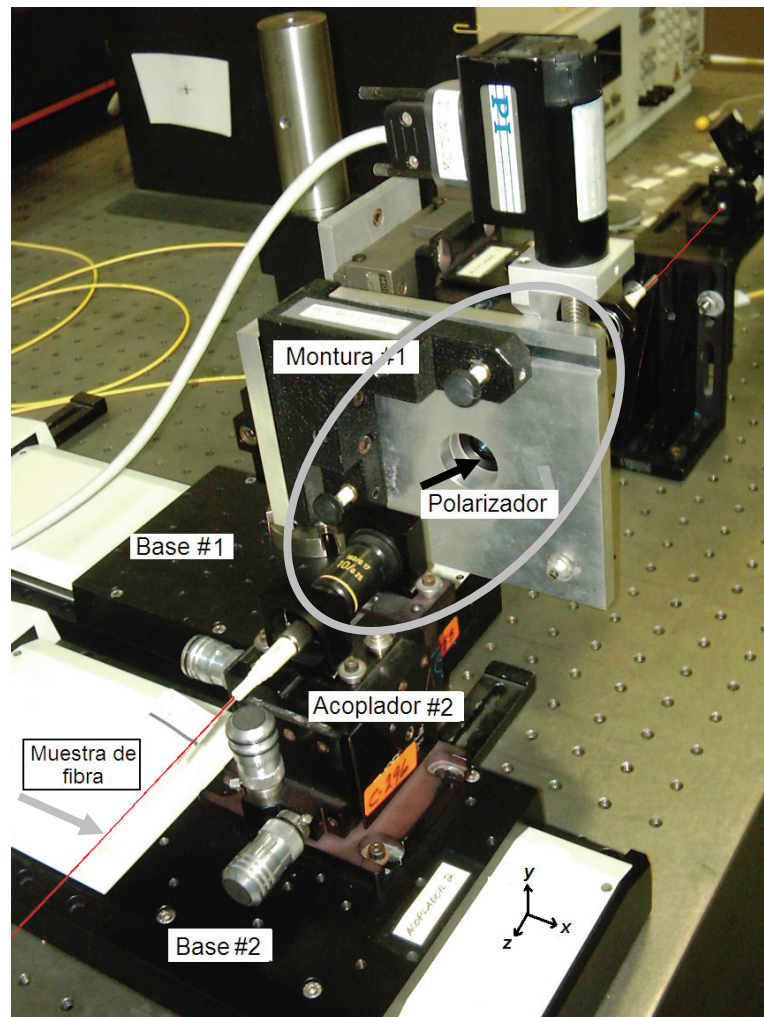


Figura 30. Vista del acoplador #2, montado sobre la base de translación #2, que permite retirar la muestra del eje óptico e introducirla de nuevo.

Se ha diseñado la aplicación para que no sea posible sobrepasar los límites de desplazamiento de las bases usadas. Debido a la acotación del desplazamiento, a partir del eje óptico, el máximo desplazamiento hacia el interior de la mesa es de 3,000,000 pasos y el máximo hacia el borde es de 1,000,000 pasos. En las figuras 29 y 30 se muestran las tres bases Physik Intrumente.

V.7. Creación del marco de referencia

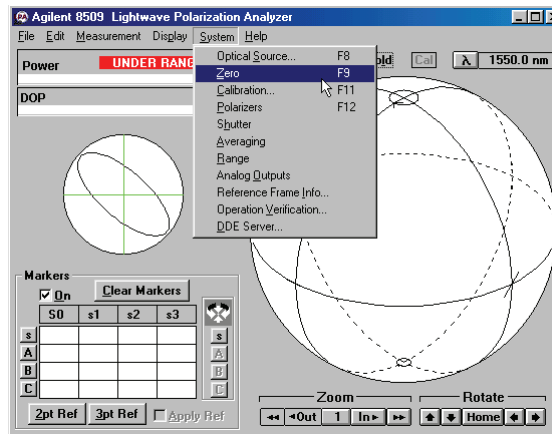


Figura 31. Localización de la etiqueta "Zero" en la aplicación Agilent 8509, empleada para calibrar a cero el medidor de potencia del analizador de polarización

Al activar la aplicación del analizador de polarización, como primer requisito para su operación se requiere calibrar el cero del medidor de potencia. Para ello se bloquea la señal de entrada y se selecciona la etiqueta "Zero" en el menú "System" (Fig. 31).

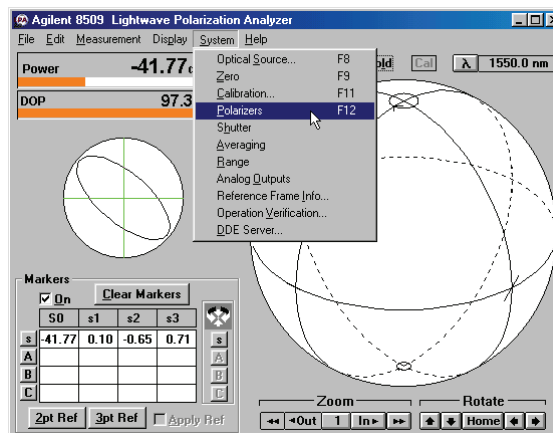


Figura 32. Localización de la etiqueta "Polarizers" en la aplicación Agilent 8509.

Posteriormente se seleccionan los estados de polarización que servirían como referencia para ajustar el marco de referencia del arreglo, esto se logra al seleccionar la etiqueta "Polarizers" en el menú "System" (Fig. 32), con lo cual aparecerá un recuadro en donde se pide que se ajusten los ángulos azimutales de la polarización lineal de las tres marcas (A, B y C) que servirán de referencia. En la Fig. 33 se muestra el recuadro donde se configuran los ángulos de las marcas.

Como se mencionó en la sección 5.1, al definir el marco de referencia se compensa la transformación que sufre la luz entre el cuarto acoplador (P9) y el conector del analizador (P10). Esto se realiza por medio de la definición de estados de polarización conocidos. Podría decirse que se integra al cuarto acoplador y a la fibra que lo conecta al analizador, como parte del analizador de polarización.

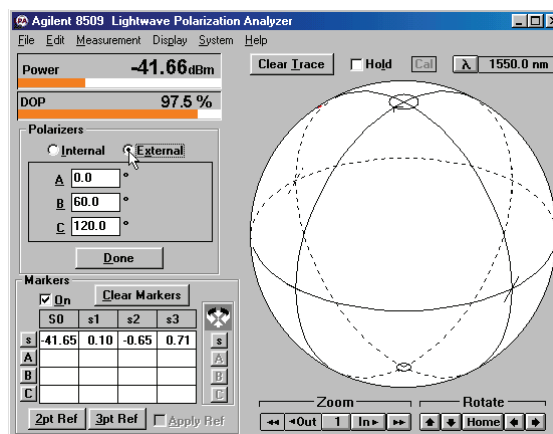


Figura 33. Para crear el marco de referencia en la aplicación Agilent 8509 del controlador de polarización se emplea un polarizador externo con ángulo azimutal de 0° , 60° y 120° para las marca (A, B y C), respectivamente.

El fundamento del método es geométrico; consiste en definir tres estados de polarización lineal denominados “Marcas A, B y C” que servirán para definir geoméricamente un círculo (el ecuador de la esfera de Poincaré). En el manual de operación del analizador de polarización se hace referencia a este procedimiento como “calibración del analizador de polarización”.

En la Fig. 34 se muestra un esquema del recuadro “Markers” en donde al presionar cada uno de los botones “A”, “B” y “C” del lado derecho se definen cada una de las marcas de referencia.

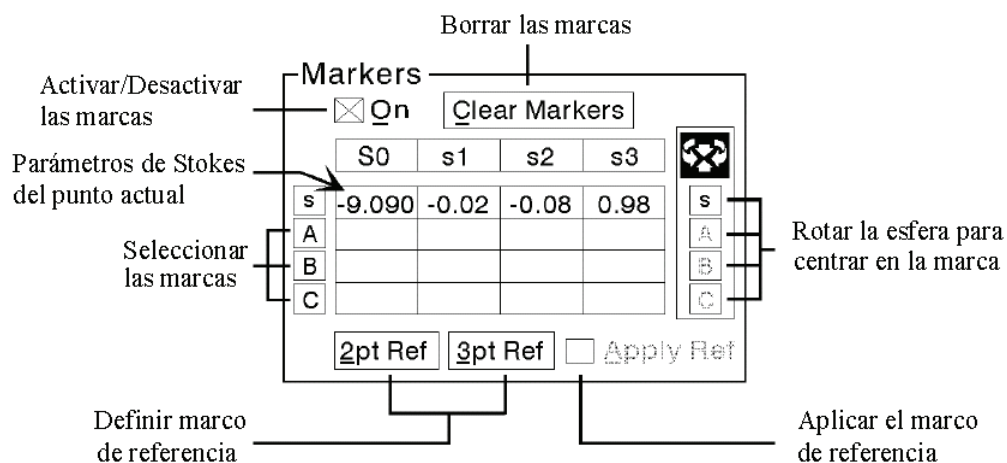


Figura 34. Descripción del recuadro de marcas.

Las instrucciones para crear el marco de referencia se enlistan a continuación:

- Liberar el espacio entre el polarizador y el cuarto acoplador, sólo la "Base #1" (la que soporta a la montura del polarizador) se mantiene en el eje óptico. Posicionar la base #1 en 0 pasos, y la base #2 en 3,000,000 pasos.
- Introducir luz linealmente polarizada con ángulo azimutal de 0° , posicionando a la montura que contiene al polarizador en 0° .
- Definir la marca A al pulsar en el botón correspondiente ("A"), como se muestra en el recuadro "Markers" de la Fig. 35.

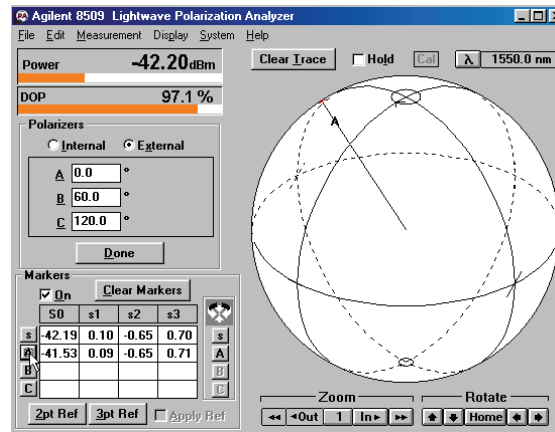


Figura 35. Definición de la marca A con $\varphi = 0^\circ$.

- Introducir luz linealmente polarizada con ángulo azimutal de 60° , posicionando al polarizador en 60° .
- Definir la marca B, Fig. 36.

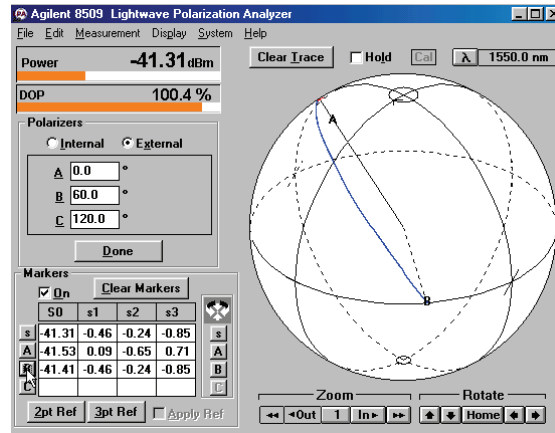


Figura 36. Definición de la marca B con $\varphi = 60^\circ$.

- Introducir luz linealmente polarizada con ángulo azimutal de 120° , posicionando al polarizador en 120° .
- Definir la marca C, Fig. 37.

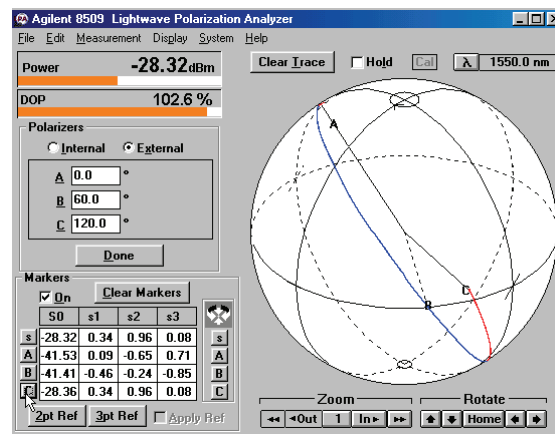


Figura 37. Definición de la marca C con $\varphi = 120^\circ$.

- Presionar el botón “3pt Ref” ubicado en el recuadro “Markers”.

En este momento se ha creado el marco de referencia. Se pueden observar en la Fig. 37 las tres etiquetas (A, B y C) correspondientes a los estados de polarización lineal a 0° , 60° y 120° , que están sobre el mismo círculo mayor.

Para aplicar el marco de referencia se presiona el botón “Apply 3pt.” Con esta última acción las marcas A, B y C se colocan en el ecuador, con ángulos azimutales de 0° , 120° y 240° , debido a la propiedad de ángulo doble de la esfera de Poincaré.

Ahora posicionamos el polarizador en un ángulo azimutal de 0° y después, variando 360° el ángulo azimutal del eje de polarizador, se genera una trayectoria de dos vueltas sobre el ecuador en la esfera de Poincaré (Fig.38).

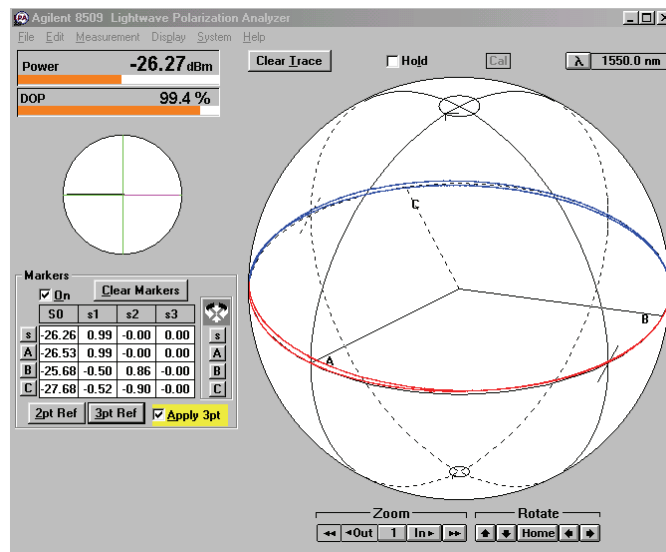


Figura 38. Una ligera desalineación impide que se superpongan las dos trayectorias circulares generadas por el barrido de 360° del ángulo azimutal del polarizador.

La configuración interna del analizador de polarización define un sistema coordenado de referencia para el estado de polarización de la luz que mide. Como se ha mencionado, la

presencia del tramo de fibra entre el conector del analizador de polarización (P10) y el cuarto acoplador al que se le introduce el haz de luz cuyo estado de polarización se desea medir, hace que el estado de polarización de la luz que incide en este acoplador no corresponda al estado de polarización que se tiene a la entrada del analizador de polarización. Esto se aprecia en la Fig. 37, donde las posiciones de las tres marcas se encuentran sobre un círculo mayor que no coincide con el ecuador de la esfera de Poincaré.

Sin embargo, al crear el marco de referencia, la aplicación Agilent 8509 compensa la transformación que sufre la luz entre el cuarto acoplador y el arreglo óptico del analizador de polarización. En la Fig. 38 se observan las marcas correctamente colocadas, y la trayectoria generada sobre la esfera de Poincaré, que se desplaza sobre el ecuador. Puede observarse que la marca A se encuentra sobre el eje S_1 (1,0,0). Las posiciones de las marcas B y C nos indican que la trayectoria sigue en dirección al eje S_2 (0,1,0), continuando hasta generar dos vueltas sobre el ecuador.

Girar de 0° a 360° el eje del polarizador equivale a variar el valor del ángulo φ en la Ec. 38, en ese mismo rango. La trayectoria generada por el vector de Stokes sobre la esfera de Poincaré corresponde a dos círculos ubicados en el ecuador que se superpondrían perfectamente y, el inicio y el final corresponderían al punto (1,0,0). Para lograr ver esto al realizar el correspondiente barrido en el sistema de medición es necesario alinear de forma exacta el sistema, ya que una desviación ligera de la incidencia normal afecta de manera desigual la transmisión de las componentes del vector de polarización, modificando el estado de polarización medido. Experimentalmente se comprobó que la potencia y el parámetro S_3 son los más afectados por la desalineación. Las desviaciones del parámetro S_3

de un valor diferente a cero (al medir polarización lineal debe de ser cero) constituyen un indicador gráfico de la desalineación del sistema.

V.8. Ajuste de la polarización circular a la salida del primer acoplador

Al hacer incidir polarización circular sobre un polarizador, la potencia transmitida no se ve afectada por el ángulo azimutal del polarizador. Es deseable introducir en la muestra de fibra una señal de luz con una variación mínima en la potencia.

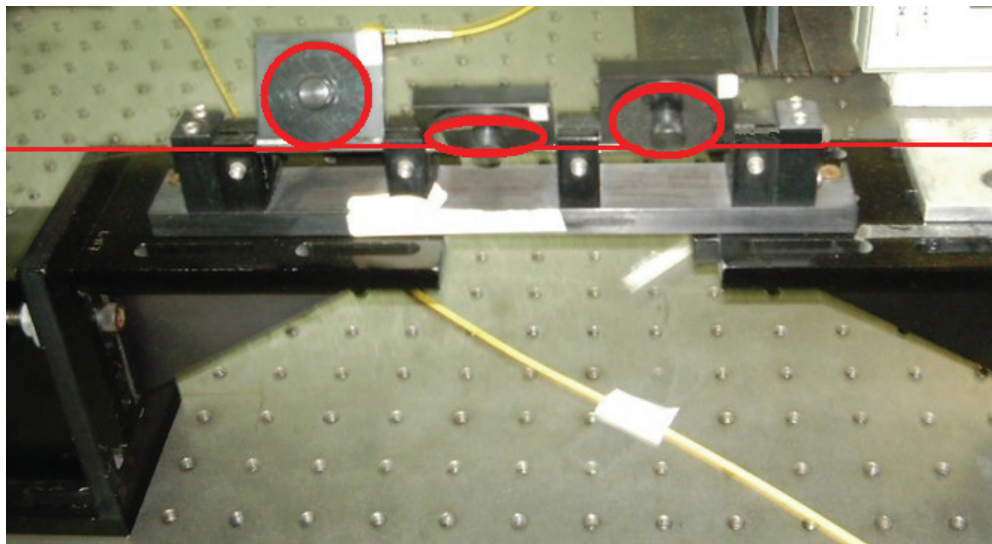
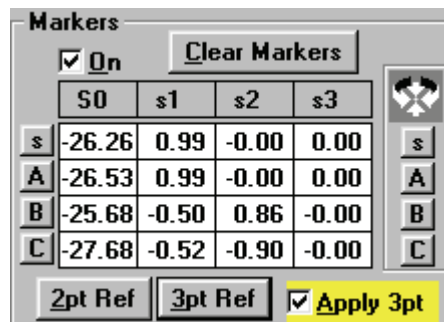


Figura 39. Vista del controlador de polarización, constituido por tres bobinas de fibra.

Hasta este punto ya se tiene definido un marco de referencia para poder establecer la polarización circular a la salida del controlador de polarización en el primer acoplador, ya sea derecha o izquierda; polo norte o sur de la esfera de Poincaré, respectivamente. Para ello se procede a retirar el polarizador, (moviendo la base de desplazamiento #2 en

dirección del interior de la mesa, al presionar el botón “^”), dejando libre el espacio entre el primer y el cuarto acoplador, posteriormente se manipulan muy suavemente las tres secciones del controlador de polarizador (Fig. 39) hasta lograr ubicar el punto que representa al estado de polarización en uno de los polos de la esfera de Poincaré. Una vez logrado lo anterior se procede a colocar el polarizador y a definir nuevamente el marco de referencia. En esta ocasión se podrá notar que el valor del parámetro S_0 (potencia en dBm) es el que más cambia en cada marca (A, B, C) y que las variaciones entre ellos ahora es menor (Fig. 40) que la medida anteriormente (Fig. 37). Consideramos que la alineación del sistema es buena si la variación es menor de 1dBm.

Ahora se retira el polarizador nuevamente y se comprueba que el estado de polarización es circular; de no ser así, se procede a ajustarlo y a definir por tercera vez el marco de referencia.



	S0	s1	s2	s3
s	-26.26	0.99	-0.00	0.00
A	-26.53	0.99	-0.00	0.00
B	-25.68	-0.50	0.86	-0.00
C	-27.68	-0.52	-0.90	-0.00

Figura 40. Acercamiento al recuadro “Markers” que muestra una variación en potencia menor a 3dB entre marcas.

Como puede notarse, el definir un marco de referencia es un proceso iterativo debido a la naturaleza del sistema. Se necesita tener polarización circular para crear las marcas,

pero al inicio no se tiene un marco de referencia para ajustar dicha polarización circular; así que se recurre a iterar el ajuste hasta lograr un estado óptimo, buscando la menor variación entre la potencia en cada una de las marcas, que son una indicación de la variación de potencia en el total de la trayectoria generada por el barrido del ángulo azimutal del polarizador.

Después de haber ejecutado el procedimiento anterior se realiza un barrido del ángulo azimutal de 0° a 360° , para comprobar que las dos trayectorias circulares generadas se superpongan sobre el ecuador.

V.9. Discusión de la potencia y la superposición de la trayectoria

Respecto a los rangos de potencia, debido a las interfaces aire fibra se tienen importantes pérdidas por desalineación; al introducir el prisma polarizador en el sistema las pérdidas aumentan.

Adicionalmente se ha observado que el prisma polarizador introduce una desviación del haz incidente que se aprecia como una desviación lateral del eje del haz de salida respecto al eje óptico del sistema. Ésta debe minimizarse ajustando el eje de giro del polarizador con respecto al eje óptico, posteriormente puede ser compensada en el segundo acoplador, buscando un punto de ajuste (enfoque y centrado) intermedio entre el ajuste para la incidencia directa proveniente del primer acoplador y el ajuste para el caso donde el polarizador se encuentre entre el primer y el segundo acoplador.

V.10. Medición de las señales

Medir las señales consiste en registrar los parámetros de Stokes de los haces, ya sea de la señal directa del primer al cuarto acoplador, con el polarizador entre ellos, ó de la muestra de fibra.

V.10.1. Medición simple

Al realizar una medición simple se registra solamente la medición de un estado de polarización, su análogo en la forma manual consistiría en: Posicionar y registrar el valor del ángulo azimutal del polarizador (cuando se requiera), leer los datos del recuadro “Markers” (Fig. 40) y escribirlos en papel o con una hoja de cálculo. La aplicación CBA permite realizar lo anterior de una forma más rápida, registrando todas las cifras significativas de los datos.

Considerando que se han realizado las instrucciones de las secciones anteriores, el procedimiento de medida consiste en:

- Seleccionar el tipo de medición (“Stokes?<No. Puntos>” ó “PDLMaxMin?”)
- Presionar el botón “Adquirir”, (se ejecuta el comando escrito)

Con el procedimiento anterior se registran los valores en la caja de texto denominada “Historial de mediciones.” Esta caja de texto se comporta como el “bloc de notas” de Windows. En la figura 41 se aprecia un recorte de esta caja de texto, extraída de la ventana principal de la aplicación “CBA.” En ella se presenta un ejemplo del registro de los datos. Consiste en un vector con el orden: [Angulo,P,S1,S2,S3,DOP,,,[Notas].

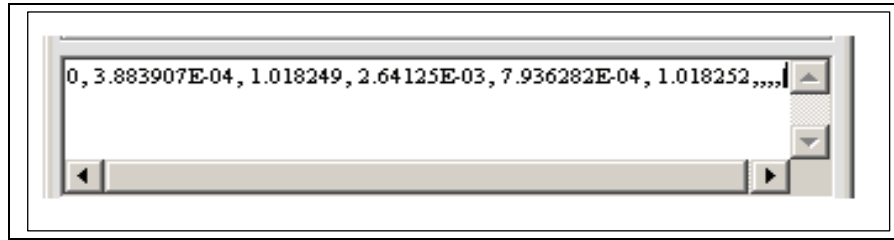


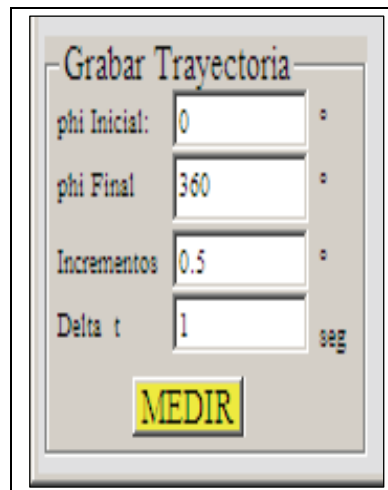
Figura 41. Vista de la caja de texto “Historial de mediciones”, en donde se registran los datos adquiridos al enviar el comando “Stokes?<1000>” a la aplicación “Agilent 8509”. Cada dato se guarda en un renglón diferente.

V.10.2. Grabar una trayectoria

En el caso que se desee registrar una gran cantidad de puntos al realizar un barrido del ángulo azimutal del polarizador, no es conveniente estar presionando botones para cada ángulo. En el recuadro “Grabar Trayectoria” de la ventana principal de la aplicación “CBA” (Fig. 42), se puede realizar un registro de un barrido del ángulo azimutal del polarizador. En “phi Inicial” se declara el ángulo inicial del barrido; en “phi Final” el ángulo final; en “Incrementos” se escribe el incremento en el ángulo azimutal del polarizador entre registros sucesivos y, en “Delta t” se indica el intervalo de tiempo entre mediciones (el valor mínimo es de 0.5 seg).

Para finalizar en cualquier momento el barrido del ángulo azimutal, basta con presionar en el teclado la tecla “ESC.” Esto abre una ventana indicando que se ha terminado con la medición y se detiene el giro del polarizador. Cada una de las mediciones se registra consecutivamente, en orden descendente, en la caja de texto “historial de

mediciones”. NOTA: Se requiere revisar que los valores se hayan registrado correctamente, verificando que no se tenga ningún renglón con ceros, de ser así, se procede a borrarlo.



Grabar Trayectoria	
phi Inicial:	0 °
phi Final	360 °
Incrementos	0.5 °
Delta t	1 seg

MEDIR

Figura 42. Recuadro “Grabar Trayectoria” de la ventana principal de la aplicación “CBA”, donde se configura el barrido del ángulo azimutal del polarizador para ambos comandos prediseñados.

V.10.3. Guardar los datos registrados

Hasta este momento todos los datos sólo se han desplegado en la caja de texto, no se han guardado en ningún archivo. En el menú “Archivo” se encuentra la etiqueta “Guardar Datos” (Fig. 43), con la cual se abre un diálogo que permite guardar el contenido de la caja de texto “Historial de mediciones” en un archivo con la extensión “csv”.

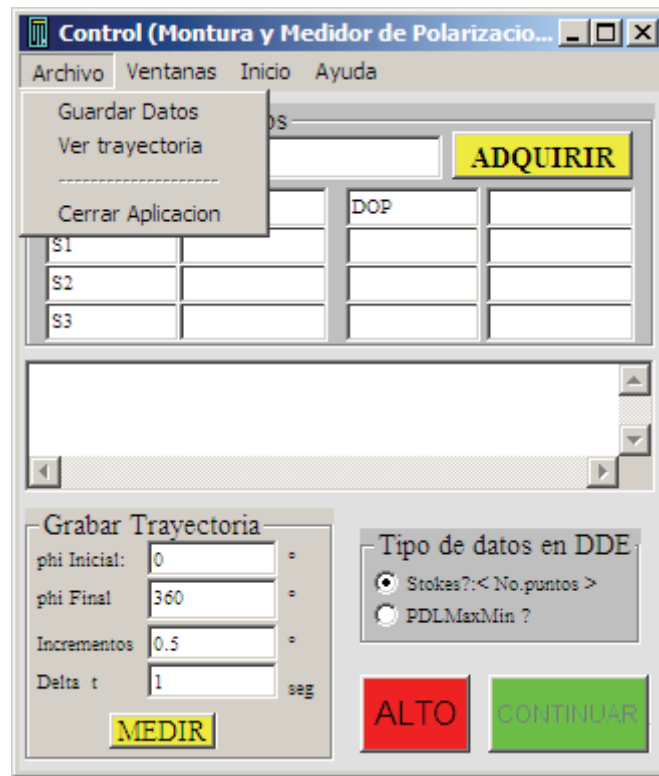


Figura 43. Vista del menú “Archivo”.

Tal como se ven los datos en la caja de texto “Historial de mediciones” (Figura 41) es como se ven al abrirlos en el bloc de notas de Windows. La forma como se escriben los datos en la caja de texto corresponde al formato de archivo CSV, en el cual los valores de cada columna se separan mediante comas y cada renglón termina en un retorno de carro, creando una matriz de datos. Este formato es reconocido directamente por Excel cuando tiene la extensión (*.csv), y puede ser importado por Matlab (el código fuente correspondiente se anexa en el apéndice A).

El código fuente y el archivo ejecutable de la aplicación “CBA” se agrega en el CD adjunto a este escrito, así como el código completo del script en Matlab y una serie de imágenes de la simulación del modelo retardador elíptico.

Capítulo VI

METODOLOGÍA DEL PROCESAMIENTO DE DATOS Y ANÁLISIS DE EXACTITUD

En el capítulo V se presentaron las aplicaciones desarrolladas para manejar el equipo montado en la mesa del laboratorio con el fin de determinar los parámetros de los eigenmodos de polarización. En este capítulo se resumen, en forma de lista de instrucciones algunas recomendaciones asociadas al procedimiento de medida; partiendo de la colocación de la muestra en el arreglo óptico, hasta el grabado de una trayectoria o de los puntos discretos necesarios para llevar a cabo los cálculos.

Para el caso en que se graba una trayectoria, se presenta un análisis de las propiedades geométricas de la trayectoria descrita por el estado de polarización de salida, con base en el cual se desarrolló una metodología para el procesamiento de datos. En este trabajo el cálculo puede realizarse usando sólo unos cuantos puntos de medida, como se hacía en el método manual, o bien aprovechando la totalidad de los datos obtenidos, para mejorar la exactitud de los parámetros calculados [A. Gutiérrez Beltrán y D. Tentori, 2006].

VI.1. Rutina de trabajo

Mientras transcurre la inicialización de los equipos, limpie cuidadosamente todos los conectores de la fibra. En los conectores de la fuente láser y el analizador de polarización se condensa humedad, por lo que se tiene que introducir y retirar el conector varias veces

(limpiando el conector de la fibra en cada ocasión), hasta que no se observe condensación en ninguna de las puntas, desde el conector del instrumento hacia el conector de la fibra.

- Para dar inicio al procedimiento de medición es necesario verificar que los cuatro acopladores aire/fibra y el prisma polarizador se encuentran alineados.
- Los conectores de la muestra de fibra (FC/PC) poseen marcas que sirven de guía para colocar la muestra sin que se presente torsión. Coloque la muestra con cuidado entre el acoplador #2 y el #3, recorriendo un par de centímetros el conector #3 de tal forma que al momento de colocar la fibra, ésta no se estire. Desplace cuidadosamente al acoplador #3 hasta conseguir que la fibra se mantenga recta, sin estirarse.
- Para retirar la muestra de fibra del eje óptico recorra el acoplador #3 unos 5 cm en dirección del acoplador #2 y posteriormente unos 5 cm en dirección del interior de la mesa. Una vez hecho lo anterior es seguro el mover la base de desplazamiento #2 en la cual se encuentra colocado el acoplador #2, se procede a retirar el acoplador #2 del eje óptico por medio del desplazamiento de la base #2 en dirección del interior de la mesa.
- A continuación, retire el polarizador.
- Ajuste la longitud de onda y la potencia en la fuente y genere el marco de referencia.
- Introduzca el polarizador en el eje óptico.
- Grabe una trayectoria con un barrido de $0^\circ < \varphi < 360^\circ$ correspondiente a la señal de entrada, para verificar la alineación del sistema (Fig. 38).
- Introduzca la muestra. Primero desplace el acoplador #2 y después el #3.

- Grabe una trayectoria de la señal de salida con un barrido de $0^\circ < \varphi < 360^\circ$ con $\Delta\varphi = 0.5^\circ$; o si lo prefiere, para un cálculo manual de los eigenmodos, sólo grabe los puntos en los cuales la trayectoria de la señal de salida se interseca con el ecuador.
- Resguarde los datos grabados en un archivo con nombre alusivo a la medición.
- Ejecute el Script “procesado 360°salida.m” en Matlab. Se le pedirá que seleccione un archivo (asegúrese que sea un archivo correspondiente a un barrido de $0^\circ < \varphi < 360^\circ$ con $\Delta\varphi = 0.5^\circ$). En la ventana de comandos de Matlab se escribirán los valores de los parámetros calculados y se desplegarán tres gráficos (similares, cada uno de ellos, al de la imagen superior de la Fig. 44).

VI.2. Procesamiento de los datos de una trayectoria

Una vez que se ha grabado una trayectoria de la señal de salida de la muestra de fibra, se inicia el procesado de datos.

En dicha trayectoria se han guardado los estados de polarización en la salida (con/sin) la muestra de fibra, correspondientes a cada uno de los estados de polarización lineal de entrada con ángulo azimutal variable (desde 0° a 360° con incrementos de 0.5°).

La metodología empleada tanto para ajustar los valores del estado de polarización de entrada, como para calcular la estadística de las mediciones, se basa en la propiedad de simetría de una trayectoria circular de radio unitario sobre la superficie de una esfera de radio unitario (las componentes cartesianas de este tipo de trayectorias son funciones senoidales).

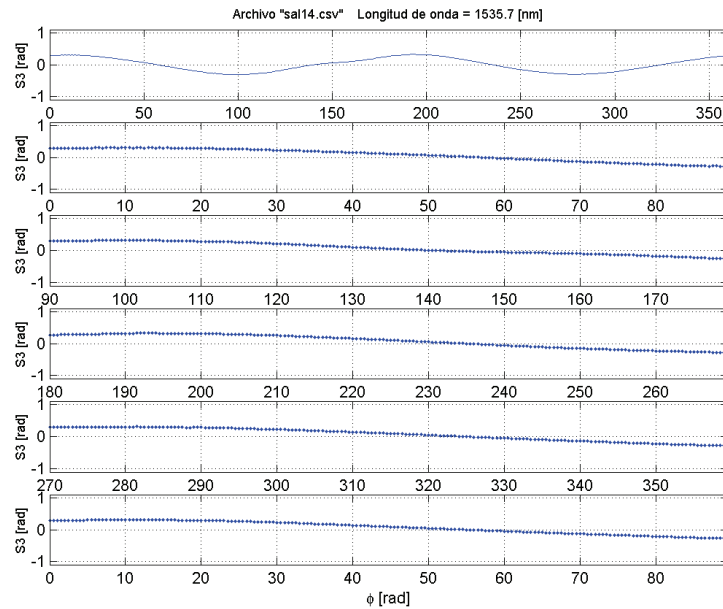


Figura 44. *Parámetro de Stokes de salida (s_3). Los datos de la gráfica de la parte superior corresponden a una rotación de 360° del polarizador lineal de entrada. Estos datos se dividen en cuatro intervalos angulares consecutivos, cada uno de 90° (gráficas 2-5). Usando la simetría inherente se introdujo un cambio de signo en el segundo y cuarto intervalos. En la parte inferior se observa el resultado de promediar punto a punto los valores obtenidos.*

VI.2.1. Marco de referencia

Al seccionar en medios ciclos una función senoidal, si se cambia de signo a la segunda sección del ciclo, ésta puede superponerse sobre la primera (Fig. 44).

En la esfera de Poincaré se generan dos vueltas con el barrido de 360° (Fig. 38), así que se tienen dos ciclos en las componentes cartesianas de los estados de polarización. En esta trayectoria tendríamos cuatro secciones, la primera y la tercera se superponen; mientras que a la segunda y cuarta, para superponerlas, primero se les tiene que cambiar el signo.

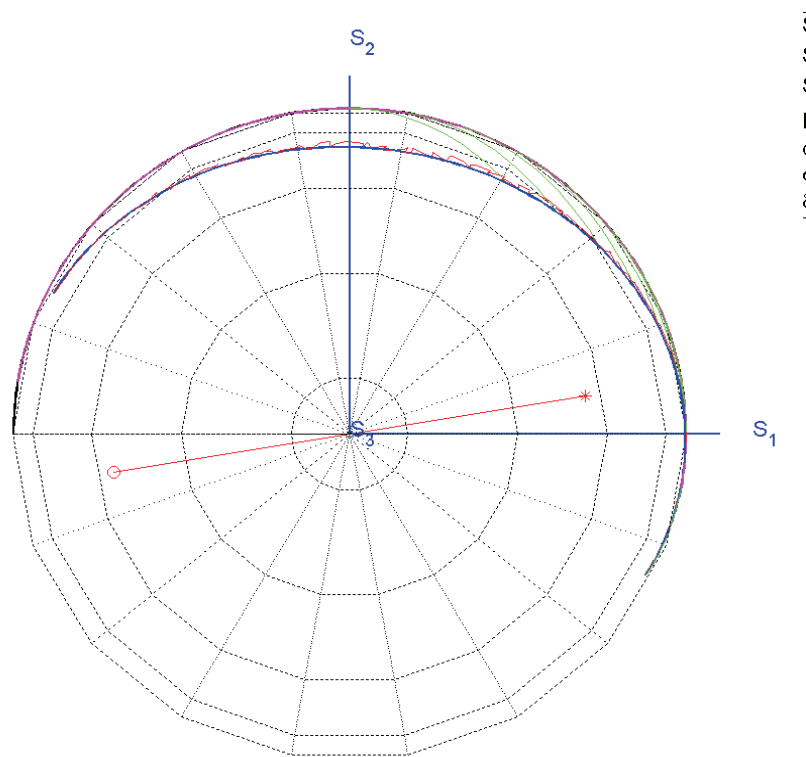


Figura 45. En este gráfico se presenta una exageración de la deformación de las trayectorias generadas por el barrido de 360° del ángulo azimutal del polarizador (Figura 38). La línea negra corresponde a la ubicación que deben de tener los estados de polarización en un barrido de $0^\circ < \varphi < 90^\circ$, la magenta a los medidos, y la azul a su sección complementaria $180^\circ < \varphi < 270^\circ$, el caso ideal es que se superpongan perfectamente las tres sesiones.

El grado de similitud entre las cuatro secciones de cada componente cartesiana nos indica que tan cerca nos encontramos de tener una trayectoria circular con radio unitario. Lo anterior se emplea para calibrar la señal introducida a la muestra (Fig. 45). Al rotar el ángulo azimutal del polarizador, cuando se trabaja sin muestra, se espera que la trayectoria se superponga sobre el ecuador.

VI.2.2. Parámetros de los eigenmodos

El procedimiento para encontrar los eigenmodos de la fibra requiere primeramente que se localicen los puntos en los cuales la trayectoria de la señal de salida cruza por el ecuador ($S_3 = 0$), para determinar el valor del ángulo azimutal.

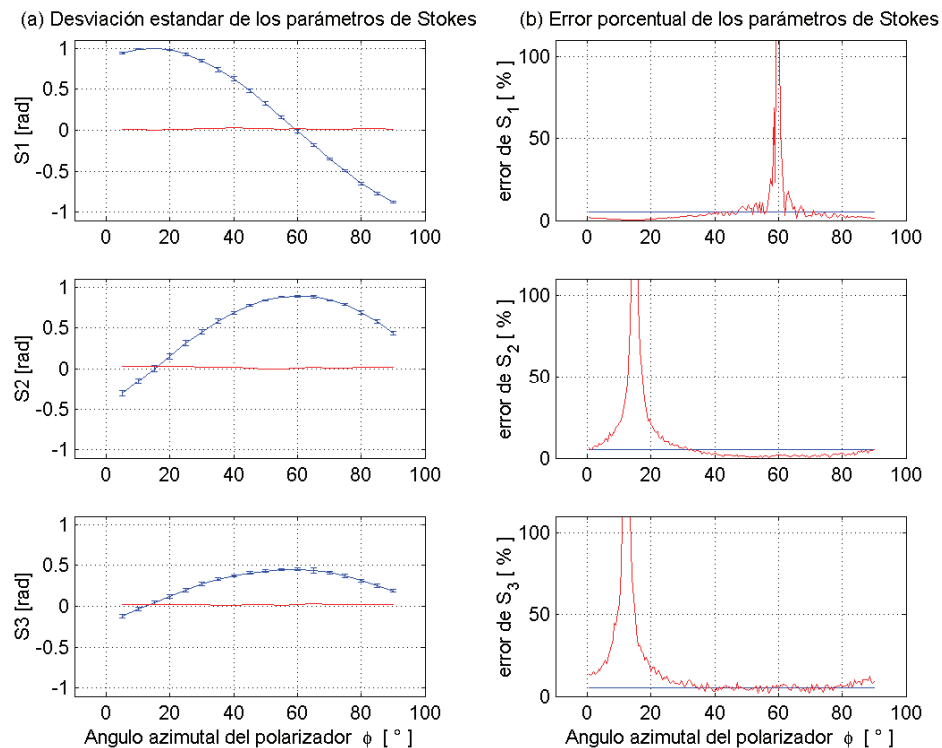


Figura 46. En las tres gráficas de la izquierda (a), se grafica en rojo la desviación estándar (σ_S) de los parámetros de Stokes, y en azul se presenta el gráfico de las barras de incertidumbre ($S \pm \sigma_S$). En las tres gráficas de la derecha (a), se grafica en rojo el error porcentual ($E_{\%} = \frac{\sigma_S}{S} \cdot 100\%$), y en azul el dato del fabricante para el error porcentual del analizador de polarización (5%).

En el barrido de 360° se presentan cuatro puntos. Anteriormente se calculaba el ángulo azimutal del eje de la fibra (α) con cada uno de estos puntos, se realizaba un ajuste de los valores considerando la simetría de sus posiciones en la esfera de Poincaré y posteriormente se promediaban los cuatro valores obtenidos para el ángulo α .

Ahora se realiza un promediado del parámetro S_3 usando toda la trayectoria. La metodología seguida es la que se muestra en la Fig. 44. Además, se ajusta la curva siguiendo el criterio asociado a la figura 45. Como resultado, en este caso se tiene sólo una intersección, como se muestra en el gráfico de S_3 en la figura 46. De nuevo, el grado de superposición de las trayectorias nos indica la exactitud de medida del estado de polarización de la señal (de salida en este caso).

En las gráficas de la figura 46 el error porcentual se incrementa conforme los parámetros de Stokes reducen su valor, obteniéndose una singularidad en los puntos en los que estos valores son cero.

Resulta evidente que la incertidumbre para encontrar el valor del ángulo azimutal del polarizador para el valor $S_3 = 0$, debido a la naturaleza trigonométrica de la medición, es alta si se hace de manera puntual. Este error se reduce al usar la totalidad de la trayectoria para determinar la ubicación de dicho punto.

Una vez calculado el valor del ángulo azimutal, se procede a determinar el valor del ángulo de elipticidad. En este caso puede ocurrir que la longitud de la fibra y su birrefringencia residual sean tales que uno de los parámetros S_1 o S_2 tomen valores cercanos a cero. En este caso también crece de manera notable la incertidumbre para medidas puntuales.

En la figura 48 se muestra la comparación entre los datos medidos (línea roja) y los datos simulados (línea azul) empleando los parámetros calculados.

Comparación entre secciones, (coordenadas cartesianas y esféricas)

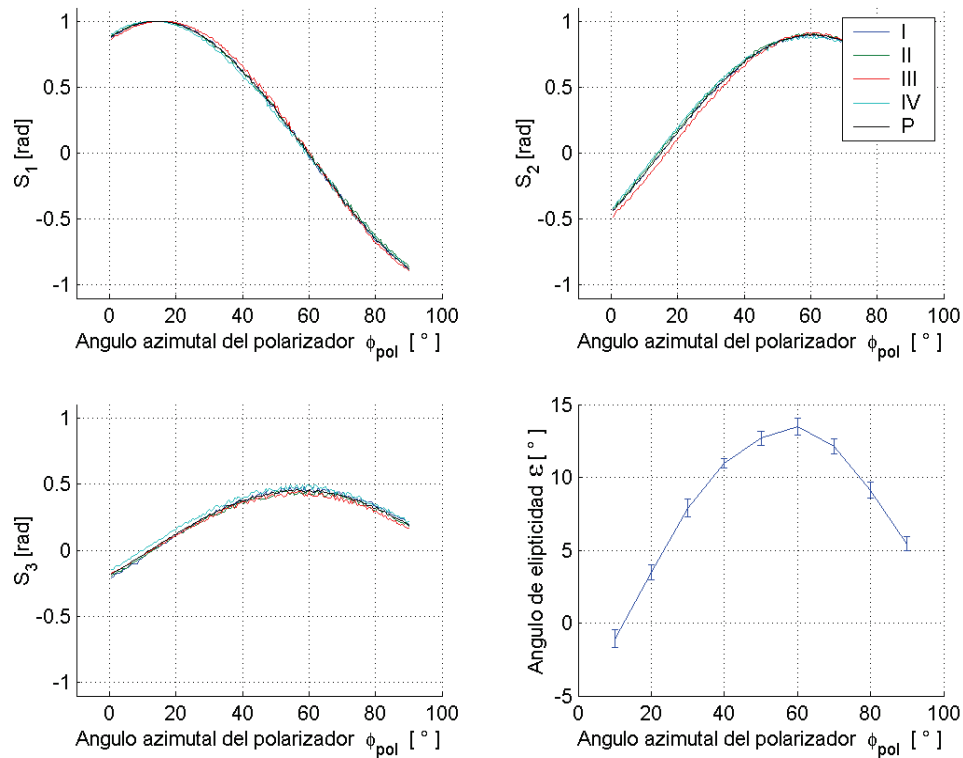


Figura 47. Se presentan los tres parámetros normalizados de Stokes $S=(S_1,S_2,S_3)$, para un barrido de 90° del ángulo azimutal del polarizador. En cada una de las primeras tres gráficas se muestra el grado de superposición de las cuatro secciones de la trayectoria para un barrido de 360° (una superposición perfecta corresponde a una trayectoria perfectamente circular sobre la esfera de Poincaré). En la cuarta gráfica [ángulo azimutal de los estados de polarización sobre la esfera de Poincaré (2α), contra su ángulo de elipticidad (χ)] las barras de incertidumbre corresponden a los valores calculados para $\pm \delta\chi$

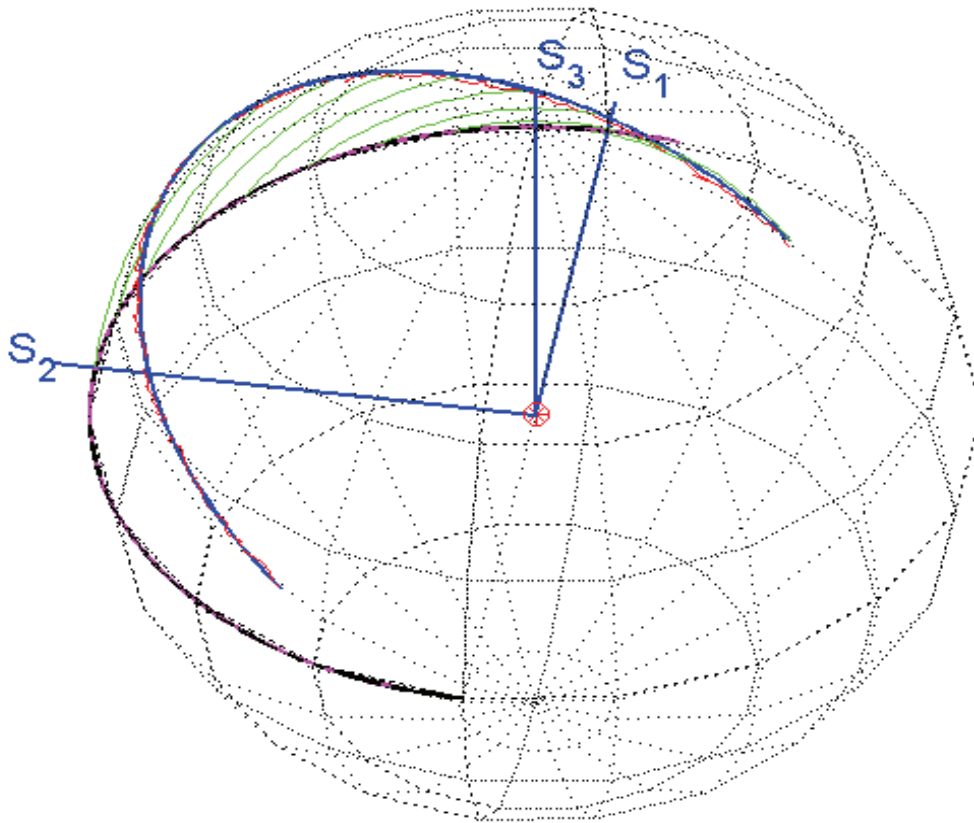


Figura 48. Comparación entre los datos adquiridos (línea roja) y la simulación generada empleado el modelo de retardador elíptico, con los parámetros calculados (línea azul); ángulo azimutal del eje del retardador $\alpha = 4.7^\circ$; ángulo complementario del ángulo de elipticidad $\sigma = -45.36^\circ \pm 0.42^\circ$ y ángulo de retardo total $\delta = -20^\circ \pm 1.53^\circ$.

En la figura 48 se muestra la comparación entre los datos medidos (línea roja) y los datos simulados (línea azul) empleando los parámetros calculados, en una vista en la cual el eje del retardador está ubicado perpendicularmente al plano de la página, se pueden observar. Para una mejor apreciación de la trayectoria que produce la variación de δ se presenta la figura 49 donde se simuló la salida para $0^\circ < \delta < -180^\circ$ (una longitud de

batido), donde se observan trayectorias circulares en color verde centradas en el eje del retardador (marca roja circular)

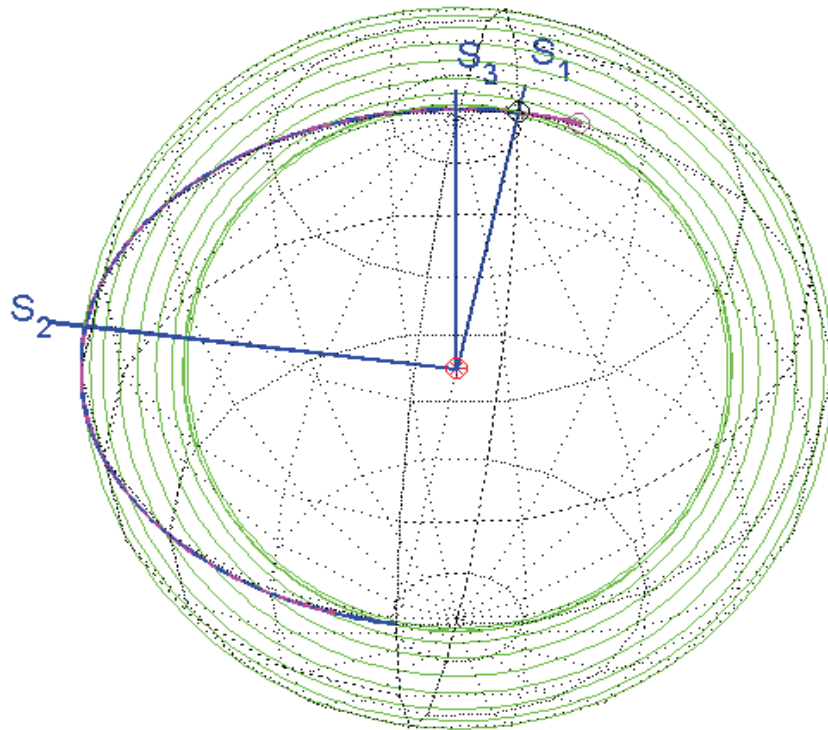


Figura 49. Simulación de la variación de δ para $0^\circ < \delta < -180^\circ$, donde se observan trayectorias circulares en color verde centradas en el eje del retardador (marca roja circular). La posición de los estados de polarización se restaura. El eje del eigenmodo se encuentra perpendicular al plano de la página.

Capítulo VII

CONCLUSIONES

- Se analizó un modelo a través del cual se puede predecir la evolución del estado de polarización en una fibra monomodal recta, al calcular sus eigenmodos de polarización.
- Se partió de una primera implementación manual y como resultado del análisis geométrico se desarrolló un procedimiento que permitió disminuir sus fuentes de error.
- Se diseñó una base para acoplar el polarizador a una base de rotación, para realizar un barrido del ángulo azimutal del polarizador en forma automática.
- Se diseñó un programa en “Visual Basic 6”, para poder interactuar en forma automática con el controlador de las bases y el analizador de polarización, logrando generar archivos con los datos de las mediciones.
- Se implementó un Script en Matlab que permite procesar los datos de las mediciones para determinar los parámetros característicos de un retardador elíptico y para evaluar la incertidumbre en cada medición (cálculo de datos estadísticos y su representación gráfica en coordenadas cartesianas y sobre la esfera de Poincaré).
- Se comprobó que los resultados en el laboratorio son muy similares a los que predice el modelo teórico usado.

LITERATURA CITADA

Barlow A. J. 1985. "Optical-fiber birefringence measurement using a photo-elastic modulator". J. Light. Technol. LT-3(1): 135-144 p.

Chartier T., Hideur A., Ozkul C., Sanchez F., y Stephan G.M. 2001. "Measurement of the elliptical birefringence of single mode optical fibers". Appl. Opt. 40(30): 5343-5353 p.

Gutiérrez-Beltrán A. y Tentori D. 2006. "Automatic birefringence characterization of single-mode erbium-doped fibers within the amplification band". Proc. SPIE. 6288: 622880V-1 a 62880V-10 p.

Hadeler O., Richards D. J., and Dakin J. P. 1999. "DFB fibre laser sensor for simultaneous strain and temperature measurements in concrete structures". Proc. SPIE 3670: 332-341 p.

Kikuchi K. y Okoshi T. 1983. "Wavelength-sweeping technique for measuring the beat length of linearly birefringent optical fibers". Opt. Lett. 8: 122-123 p.

Kim H. Y., Lee E. H., y Kim B.Y. 1997. "Polarization properties of fiber lasers with twist-induced circular birefringence" Appl. Opt. 36: 6764-6769 p.

Kim H.Y., Kim B. Y., Yun S. H., y Kim B.Y. 1995. "Response of fiber lasers to an axial magnetic field". Optics Letters. 20(16): 1713-1715. p.

Kliger D. S., Lewis J. W., and Randall C. E., 1990. "Polarized Light in Optics and Spectroscopy". Academic Press, Inc., San Diego.

Kringlebotn J. T., Loh W. H., y Laming R. I. 1996. "Polarimetric Er³⁺-doped fiber distributed-feedback laser sensor for differential pressure and force measurements". Optics Letters. 21(22): 1869-1871 p.

Kuzin E.A., Estudillo-Ayala J.M., Ibarra-Escamilla B., y Haus J.W. 2001. "Measurements of beat length in short low-birefringence fibers". Opt. Lett., 26: 1134-1136 p.

Lee M. L., Park J. S., Lee W. J., Yun S. H., Lee Y. H., y Kim B. Y. 1998. "A polarimetric current sensor using an orthogonally polarized dual-frequency fibre laser". Measurement Science and Technology. 9(6): 952-959 p.

Qiu Mingxin, Rebolledo M.A., Alvarez J. M., y Andres M. V. 1993. "Stress modulation and wavelength tuning of an erbium-doped optical fiber laser". Optics Letters. 18(7): 508-510p.

Smith A. M. 1979. "Automated birefringence measurement system". J. Phys. E: Scientific Instrum. 12(10): 927-930 p.

Tentori D., Ayala-Díaz C., Treviño-Martínez F., y Mendieta-Jiménez F.J. 2007. "Evaluation of the residual birefringence of single-mode erbium-doped silica fibers," Optics Communications. 271(1): 73-80 p.

Treviño-Martínez F., Tentori D., Ayala-Díaz C., y Mendieta-Jiménez F.J. 2005. "Birefringence assessment of single-mode optical fibers". Optics Express. 13(7): 2556-2563 p.