

Evaluación de la Birrefringencia de una Fibra Óptica Monomodo Usando el Método de Barrido Espectral, Estudio Comparativo de Dos Metodologías

Diana Tentori,^a César Ayala Díaz,^b Fernando Treviño Martínez^c

^a Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada
km 107 Carretera Tijuana-Ensenada, 22860, Baja California, México.
diana@cicese.mx

^b Universidad Autónoma de Baja California
km 107 Carretera Tijuana-Ensenada, 22860, Baja California, México.

^c Universidad Autónoma de Nuevo León
Pedro de Alba S/N, Ciudad Universitaria, 66450, Monterrey, México.

RESUMEN

Por lo general se supone que una fibra óptica tiene una birrefringencia dominante lineal o circular. Con base en este conocimiento *a priori*, para caracterizarla sólo se mide la longitud de batimiento de la polarización. Una de las técnicas más usadas para llevar a cabo dicha medida es el método de barrido espectral. En este trabajo se discute el procedimiento convencional y se justifica por qué el mapeo sobre la esfera de Poincaré es una mejor opción. Se establece además la necesidad de usar varios ángulos azimutales de entrada para el estado de polarización de la señal de entrada.

1. INTRODUCCIÓN

La birrefringencia de una fibra óptica monomodo se describe usando la óptica de polarización desarrollada para muestras en las que el fenómeno de guiado de la luz no se considera [1]. El parámetro comúnmente utilizado para caracterizar su birrefringencia es la longitud de batimiento de la polarización; la cual generalmente se mide usando un polariscopio nulo y la técnica de barrido espectral [2]. Como se discute en este trabajo, el análisis desarrollado siguiendo este método puede ser más amplio si además se toman en cuenta los cambios debidos a la orientación relativa de la fibra con respecto al polariscopio.

Una alternativa basada también en el método de barrido espectral, consiste en trazar sobre la esfera de Poincaré, los estados de polarización a la salida de la muestra. En este trabajo se discuten las ventajas y desventajas de ambos métodos.

2. IDENTIFICACIÓN DE LA ANISOTROPÍA DE UNA FIBRA USANDO UN POLARISCOPIO LINEAL NULO Y LA TÉCNICA DE BARRIDO ESPECTRAL

El polariscopio lineal nulo está formado por una fuente de luz colimada circularmente polarizada, un polarizador lineal, un analizador (polarizador lineal

con su eje ortogonal al del polarizador de entrada) y un detector (Fig.1). La muestra se coloca entre el polarizador y el analizador. Cuando la muestra es una fibra monomodo, el haz de luz colimada transmitido por el polarizador de entrada se acopla a la fibra usando una lente. A la salida de la fibra la señal se colima usando otra lente y se envía al analizador y a continuación al detector.



Fig.1. Polariscopio lineal nulo. La luz linealmente polarizada de un diodo láser sintonizable (1520 a 1570 nm para la banda de 1550 nm) se enfoca, usando una lente, sobre la cara de entrada de la muestra. A la salida de ésta, otra lente colima el haz emergente. Después de la segunda lente se tiene otro polarizador lineal, A, cuyo eje está orientado perpendicular al del polarizador de entrada, P. D es el detector de potencia luminosa.

Utilizando este arreglo óptico y la técnica de recorte se caracteriza, a través de la longitud de batimiento, la birrefringencia de una fibra. Esto se lleva a cabo analizando la variación del estado de polarización de la señal de salida con la longitud de la muestra.

Para describir matemáticamente este proceso, por simplicidad, supondremos que el eje rápido de

birrefringencia de la fibra está alineado con el marco de referencia del laboratorio y que el eje del polarizador de entrada del polariscopio está rotado un ángulo φ . En este caso, de acuerdo al cálculo de Jones, el campo eléctrico a la salida del polariscopio está dado por:

$$\mathbf{E}_{out} = \mathbf{P}_{\varphi\perp} \mathbf{M} \mathbf{P}_{\varphi} \mathbf{E}_{in}; \quad (1)$$

donde \mathbf{P}_{φ} y $\mathbf{P}_{\varphi\perp}$ son las matrices de Jones de los polarizadores lineales de entrada y de salida,

$$\mathbf{P}_{\varphi} = \begin{pmatrix} \cos^2 \varphi & \sin \varphi \cos \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi & \sin^2 \varphi \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{P}_{\varphi\perp} = \begin{pmatrix} \sin^2 \varphi & -\sin \varphi \cos \varphi \\ -\sin \varphi \cos \varphi & \cos^2 \varphi \end{pmatrix}; \quad (2)$$

y \mathbf{M} es la matriz de Jones de la fibra [3]. Al hacer uso del formalismo de Jones, se asume que se trabaja con muestras que no despolarizan. Además, debido a la baja atenuación de las fibras ópticas, éstas se modelan como retardadores y se supone que el retardo es homogéneo [7-9]. Los casos más simples de retardo homogéneo son el retardo lineal (\mathbf{M}_{lin}) y el circular (\mathbf{M}_c):

$$\mathbf{M}_{lin} = \begin{pmatrix} e^{i\gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma/2} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{M}_c = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \pm \sin \frac{\theta}{2} \\ \mp \sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \quad (3)$$

donde γ y θ describen el retardo entre los modos de polarización lineales y circulares, respectivamente [3]. El caso más general de retardo homogéneo es el retardo elíptico, ya que incluye como casos particulares a los anteriores:

$$\mathbf{M}_e = \begin{pmatrix} \cos \delta \mp i \sin \sigma \sin \delta & \mp \cos \sigma \sin \delta \\ \pm \cos \sigma \sin \delta & \cos \delta \pm i \sin \sigma \sin \delta \end{pmatrix}. \quad (4)$$

En este caso $(\pi/2 - \sigma)$ es el ángulo de elipticidad de la anisotropía de la fibra y 2δ es el ángulo de retardo entre los eigenmodos de polarización [3].

Sustituyendo en la Ec. (1) las matrices de Jones del polarizador, el analizador y la muestra birrefringente, se encuentra que la intensidad detectada es:

$$I_{lin} = \text{sen}^2 \frac{\gamma}{2} \text{sen}^2 2\varphi;$$

$$I_c = \text{sen}^2 \frac{\theta}{2}, \quad (5)$$

para los retardos lineal y circular e:

$$I_e = \text{sen}^2 \delta (\cos^2 \sigma + \text{sen}^2 \sigma \text{sen}^2 2\varphi), \quad (6)$$

para el retardo elíptico. Se nota que cuando $\varphi = 45^\circ$:

$$I_{lin} = I_c = I_e = \text{sen}^2 \phi; \quad (7)$$

donde $\phi = \gamma = \theta = 2\delta$. A pesar de que la intensidad varía como $\text{sen}^2 \phi$ en todos los casos, para retardo lineal o elíptico hay un coeficiente de modulación que depende de la orientación de los ejes de birrefringencia de la muestra con respecto al polariscopio. El comportamiento de la intensidad de salida se muestra en la Fig.2.

De manera general:

$$\phi = \frac{2\pi s}{\lambda} \Delta n; \quad (8)$$

donde λ es la longitud de onda de la luz y, s y Δn son, respectivamente, la longitud y la birrefringencia de la fibra. Para $\phi = 2\pi$, el estado de polarización ha evolucionado hasta coincidir con el de entrada. Esto ocurre para una longitud $s = L_B$ de la muestra, denominada longitud de batimiento de la polarización. Por tanto, usando la técnica de recorte es posible determinar el valor de L_B . La variación senoidal de la intensidad a la salida del polariscopio se utiliza para determinar su valor.

Una desventaja severa de esta técnica es que es destructiva. Sin embargo, la Ec. (2) nos indica que esta medida puede realizarse en forma no destructiva variando la longitud de onda de la señal (método de barrido espectral). En este caso se usan varias señales de entrada, monocromáticas, de diferentes longitudes de onda, pero con el mismo estado de polarización. Y se supone que la dependencia de la birrefringencia con respecto a la longitud de onda es despreciable en la banda espectral usada para realizar la medida [2].

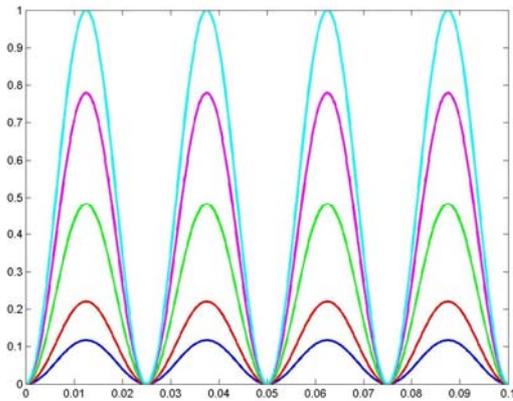


Fig. 2. Variación teórica de la intensidad normalizada a la salida de un polariscopio lineal nulo, con la longitud de la fibra (normalizada).

A pesar de que para los tres tipos de retardo homogéneo se presenta una variación similar en la intensidad de salida, para un rotador no debe observarse un cambio en la intensidad máxima al variar la orientación de la muestra con respecto al polariscopio, ya que I_c no depende de φ . Por otra parte, en el caso de un retardador lineal, puede observarse de la expresión para I_{lin} que existen dos valores de φ (asociados a los eigenmodos de polarización) para los que la intensidad de salida es nula para cualquier longitud de onda (lineal horizontal, $\varphi=0$, y lineal vertical, $\varphi=\pi/2$). De la expresión para I_e podemos ver que este tipo de respuesta no se presenta para un retardador elíptico. A pesar de que en principio es posible identificar el tipo de retardo usando este método, la precisión que se puede alcanzar al rotar la muestra usando medidas de intensidad es pobre. Esto se debe principalmente a limitaciones prácticas en la alineación del polariscopio con la muestra.

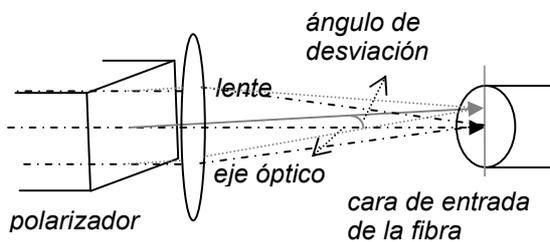


Fig. 3. La desviación introducida por un polarizador de calcita deteriora el acoplamiento de la señal a la fibra, modificando la intensidad del haz de salida.

Los polarizadores de calcita desvían el haz incidente entre 1 minuto de arco y 5 minutos de arco [4], lo cual, al girar la fibra modifica el acoplamiento en la cara de entrada si se rota la muestra (Fig. 3). En el caso de una fibra monomodo esta es una restricción importante ya que el núcleo de la fibra tiene un radio menor de $5 \mu\text{m}$. Para que esta desviación no desplace lateralmente el punto de incidencia en más de $2 \mu\text{m}$, se requiere que la distancia (en aire; i.e. sin tomar en cuenta a la lente de enfoque) entre la cara de salida del polarizador y la cara de entrada de la fibra sea menor de 7 mm. Esta distancia excede varias veces el valor de la longitud de camino óptico introducida por un objetivo de microscopio (la longitud física de un objetivo de microscopio es mayor de 15 mm [5]). Existen lentes más cortas, como los colimadores esféricos. Sin embargo para aperturas numéricas menores o iguales a 0.2 (apertura numérica de una fibra monomodo), la distancia focal de estos colimadores es mayor o igual a 11 mm [6]. Como consecuencia de esto, no es posible girar la fibra alrededor del eje óptico del polariscopio manteniendo las mismas condiciones de incidencia, debido a que los polarizadores desvían el haz de luz incidente. Aunque los polarizadores de placa no presentan este problema, su coeficiente de extinción difiere en dos órdenes de magnitud del de los polarizadores de calcita, por lo que no se recomiendan para esta aplicación [4,7].

3. MAPEO SOBRE LA ESFERA DE POINCARÉ

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. Suponiendo que el eje rápido de birrefringencia del retardador lineal está alineado con el sistema de referencia,

$$M_{lin} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \gamma & \text{sen} \gamma \\ 0 & 0 & -\text{sen} \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}; \quad (9)$$

donde γ es el retardo entre los eigenmodos lineales [3]. Para un rotador:

$$M_c = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \pm \text{sen} \theta & 0 \\ 0 & \mp \text{sen} \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

donde θ es el ángulo de retardo entre los modos de polarización, que en este caso son circulares [3]. Para un retardador elíptico la matriz de birrefringencia es:

$$M_e = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - 2 \cos^2 \sigma \sin^2 \delta & -\cos \sigma \sin 2\delta & -\sin 2\sigma \sin^2 \delta \\ 0 & \cos \sigma \sin 2\delta & \cos 2\delta & \sin \sigma \sin 2\delta \\ 0 & -\sin 2\sigma \sin^2 \delta & -\sin \sigma \sin 2\delta & 1 - 2 \sin^2 \sigma \sin^2 \delta \end{pmatrix} \quad (11)$$

donde $(\pi/2 - \sigma)$ es el ángulo de elipticidad de la birrefringencia elíptica y δ es el ángulo de retardo entre los modos de polarización elípticos asociados a M_e [8].

Si se introduce en la muestra de fibra una señal linealmente polarizada, monocromática, la luz que sale por el extremo opuesto de la fibra, expresada por medio del vector de Stokes es $S_{out} = MS_{in}$; donde M es la matriz de Mueller que describe la birrefringencia de la fibra y S_{in} es una polarización lineal con ángulo azimutal φ :

$$S_{in} = (1 \cos 2\varphi \sin 2\varphi 0)^t = (S_{0in} S_{1in} S_{2in} S_{3in})^t \quad (12)$$

el superíndice t , indica transpuesta. Si observamos el efecto de los retardadores sobre la luz, mapeando los estados de polarización sobre la superficie de la esfera unitaria de Poincaré, apreciaremos un efecto geométrico característico.

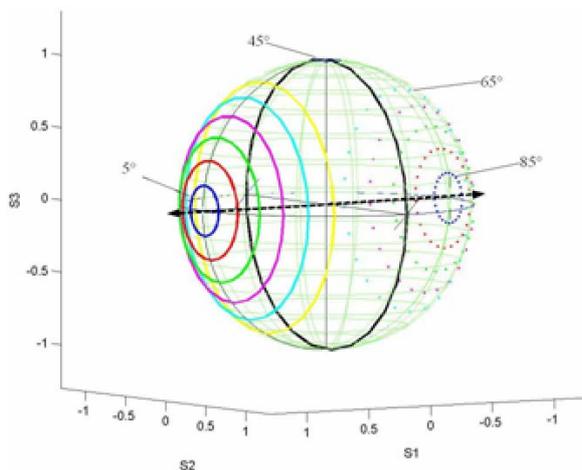


Fig. 4. Estas trayectorias circulares describen la evolución del estado de polarización producida por un retardador lineal.

En este caso se tiene de nuevo un comportamiento similar para los tres tipos de retardo homogéneo.

Las trayectorias asociadas a la evolución del estado de polarización dentro de un retardador son circulares en todos los casos [9]. Al variar φ , para retardadores lineales (Fig. 4) y elípticos (Fig. 5), se obtienen trayectorias circulares, paralelas entre sí, centradas alrededor de un mismo eje de simetría. Este eje de simetría es una línea recta que interseca a la esfera de Poincaré en los puntos que corresponden a los eigenmodos de polarización del retardador. En el caso de un retardador lineal, este eje cruza por el ecuador (Fig. 4); mientras que para un retardador elíptico, los eigenmodos se encuentran fuera de la línea del ecuador (Fig. 5).

Para un retardador circular los eigenmodos de polarización están ubicados en los polos de la esfera de Poincaré, por lo que si el estado de polarización de la señal de entrada es lineal, la trayectoria coincide con el círculo del ecuador.

La principal desventaja de este método es que el arreglo óptico usado para medir el estado de polarización de salida de la señal no es tan sencillo como el de un polariscopio nulo. Sin embargo, este trabajo lo realiza de forma rápida y precisa un analizador de polarización.

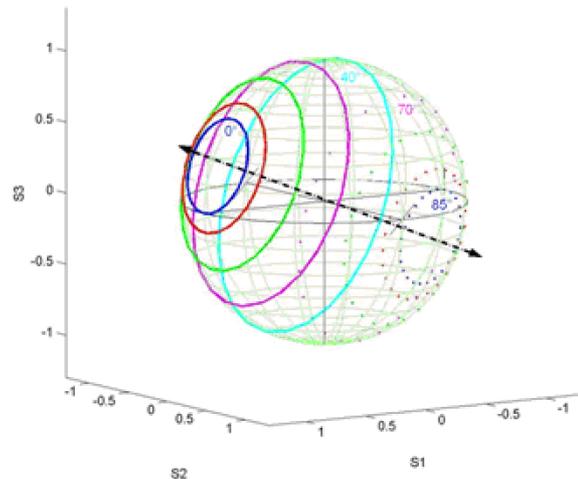


Fig. 5. Estas trayectorias circulares describen la evolución del estado de polarización producida por un retardador elíptico.

Una ventaja importante de realizar la evaluación sobre la esfera de Poincaré, es que en este caso el resultado es menos sensible a los defectos de acoplamiento generados al rotar el prisma polarizador de entrada. Para ubicar sobre la esfera de Poincaré los puntos que representan a los estados de polarización de salida, se usan dos ángulos esféricos (azimutal y de elipticidad), los

cuales se obtienen a partir de razones de los parámetros de Stokes medidos [9]:

$$\tan 2\alpha_{out} = \frac{S_{2out}}{S_{1out}}; \quad \text{sen } 2\varepsilon_{out} = \frac{S_{3out}}{S_{0out}} \quad (13)$$

Ya que los parámetros de Stokes son números reales que dependen de los valores de las componentes del vector de campo eléctrico (E_{x0} , E_{y0}) y de su diferencia de fase ξ :

$$\begin{aligned} S_0 &= E_{x0}^2 + E_{y0}^2, & S_1 &= E_{x0}^2 - E_{y0}^2 \\ S_2 &= 2E_{x0}E_{y0} \cos \xi; & S_3 &= 2E_{x0}E_{y0} \text{sen } \xi, \end{aligned} \quad (14)$$

los ángulos azimutal y de elipticidad se determinan a partir de razones de intensidades [9]. Esto permite que a pesar de que el coeficiente de acoplamiento cambie, debido a que el cambio es el mismo para los parámetros de Stokes de una misma señal de salida, al calcular la razón de dichos valores el cambio se elimina; *i.e.* no se traduce en un menoscabo en la precisión de los datos experimentales.

4. USO DE VARIAS TRAYECTORIAS

A pesar de que el método de barrido espectral supone que la dependencia de la birrefringencia con respecto a la longitud de onda es despreciable, resulta más sencillo identificar el tipo de retardo que exhibe una muestra cuando la dispersión de la birrefringencia es alta, como puede observarse en la Fig. 6 (1 521 nm a 1 570 nm, $\Delta\lambda < \pm 0.035$ nm, paso ~5 nm).

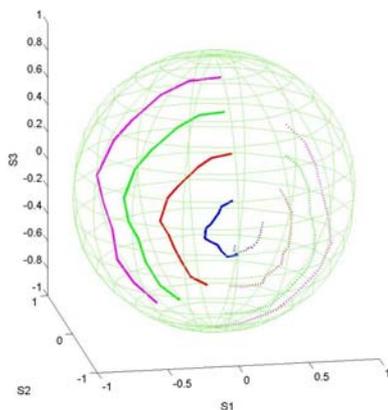


Fig. 6. Trayectorias de la evolución del estado de polarización obtenidas usando el método de barrido espectral para una muestra recta (~1.5 m) de una fibra monomodo comercial (INONOI 402K5) [8].

Por otra parte, cuando la dispersión de la birrefringencia es baja, una sola trayectoria no permite la identificación del retardo que presenta la fibra. En la Fig. 7 se presenta el resultado obtenido usando la técnica de barrido espectral (1 535 nm a 1 575 nm, $\Delta\lambda < \pm 0.035$ nm; paso 0.5 nm), para una fibra monomodo estándar de telecomunicaciones, de 18 m de longitud, embobinada helicoidalmente. La curva es demasiado corta para permitir la identificación de la birrefringencia presente.

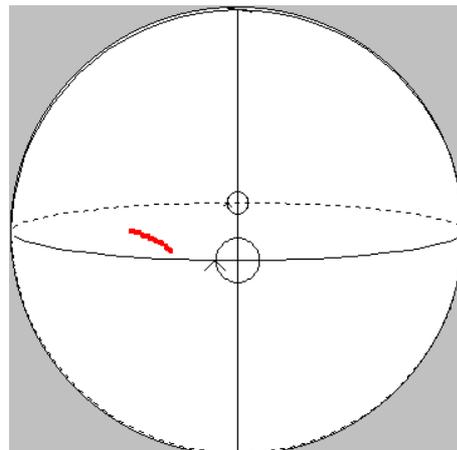


Fig. 7. Trayectoria de la evolución del estado de polarización obtenida con un barrido espectral de 1535 a 1575 nm (. La muestra (embobinada helicoidalmente) es una fibra monomodo estándar de telecomunicaciones, de ~15 m.

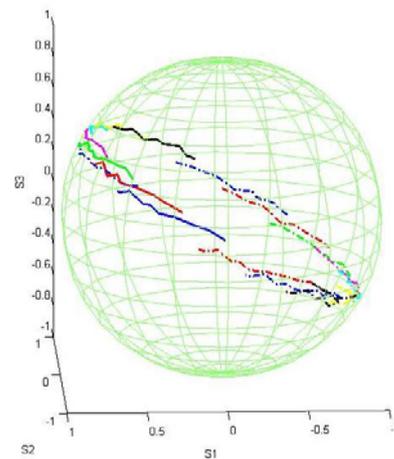


Fig. 8. Trayectorias de la evolución del estado de polarización obtenidas usando el método de barrido espectral para una muestra recta (~1.5 m) de una fibra monomodo comercial (Photonetics) [8].

Un resultado similar se presenta en la Fig. 8, sólo que en este caso la evaluación se repitió para varios

estados de polarización de la señal de entrada (1 521 nm a 1 570 nm, $\Delta\lambda < \pm 0.035$ nm, paso ~ 5 nm). Cada curva corresponde a un estado de polarización de entrada diferente (0° a 170° ; paso 10°). Podemos notar que a pesar de que cada trayectoria es corta, al dibujarlas sobre la misma esfera indican claramente que el retardo es homogéneo (trayectorias circulares) y elíptico, ya que el eje de simetría interseca a la esfera fuera del ecuador y de los polos.

De hecho, al realizar sólo un barrido espectral sobre una banda cromática limitada, el resultado obtenido en general no permite identificar el tipo de retardo presente. En la Fig. 9 se comparan resultados teóricos y datos experimentales tomados de las Figs. 6 y 8. Podemos notar que el determinar cual es la orientación de la curva que permite identificar la anisotropía presente no resulta evidente.

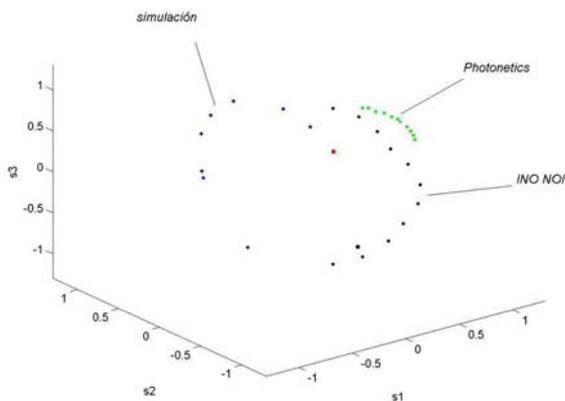


Fig. 9. Trayectorias de la evolución del estado de polarización obtenidas usando el método de barrido espectral para dos fibras monomodo comerciales (Photonetics e INO NOI). El tercer grupo de puntos corresponde a datos teóricos.

Aparentemente, el método clásico basado en un polariscopio nulo permite una mejor identificación. Sin embargo, de la Fig.2 podemos notar que cuando la banda espectral utilizada no permite completar varios ciclos de retardo, no es posible determinar la longitud de batimiento de la polarización, ni el cambio en el comportamiento de los máximos de intensidad. En las trayectorias de las Figs. 6 a 9, se trabaja en estas condiciones y, a pesar de ello, usando varias trayectorias es posible identificar el tipo de retardo homogéneo que corresponde a la muestra estudiada.

5. CONCLUSIONES

En un polariscopio nulo, la variación senoidal de la intensidad a la salida del polariscopio, obtenida al barrer la longitud de onda de la señal de entrada, se utiliza para determinar su valor. Ya que esta evaluación está basada en medidas de intensidad, las limitaciones inherentes al acoplamiento de la señal a la fibra no permiten la identificación del tipo de anisotropía de la fibra.

Al combinar la técnica de barrido espectral con el mapeo sobre la esfera de Poincaré, las trayectorias obtenidas permiten identificar de manera inequívoca si el retardo que exhibe la muestra es homogéneo. En este caso se trabaja con estados de polarización, los cuales no dependen de la potencia de la señal. Usando este método determinar el tipo de anisotropía de la fibra monomodo es sencillo. Por lo general la inspección visual de los resultados es suficiente.

REFERENCIAS

- [1] V. Ramaswamy, R. D. Standley, D. Sze, W.G. French "Polarization effects in short length, single mode fibers" The Bell System Technical Journal, Vol. 57, No.3, 1978, pp 635-651.
- [2] K. Kikuchi, T. Okoshi, "Wavelength-sweeping technique for measuring the beat length of linearly birefringent optical fibers", Opt. Lett., Vol. 8, No.2, 1983, pp122-123.
- [3] D. S. Kliger, J.W. Lewis, C.E. Randall, Elliptical Polarizers and Retarders in: Polarized light in optics and spectroscopy Academic Press, NY, 1990.
- [3] Calcite polarizers, Catálogo Karl Lambrecht (<http://www.klccgo.com>) 9 de mayo de 2008.
- [4] Microscope objectives, Catálogo Thorlabs (<http://www.thorlabs.com>) 9 de mayo de 2008.
- [5] Aspheric fiber collimators, Catálogo Thorlabs (<http://www.thorlabs.com>) 9 de mayo de 2008.
- [6] Linear polarizers, Catálogo Thorlabs (<http://www.thorlabs.com>) 9 de mayo de 2008.
- [7] C. Tsao, Mueller matrix and Stokes vector representation for a fibre in: Optical Fibre Waveguide Analysis, Oxford University Press, New York, 1992.
- [8] F. Treviño-Martínez, D. Tentori, C. Ayala-Díaz, F. J. Mendieta-Jiménez, Opt. Express, Vol. 13, No. 7, 2005, pp 2556-2563.
- [9] S. Huard, "Polarization of Light", John Wiley & Sons, New York, 1997, pp 24.