

REDES FOTONICAS RECIPROCAS :DESAJUSTE TERMICO EN LA COMPENSACION DE LA BIRREFRINGENCIA

J.L. Arce*, J.M. López-Higuera*, M.A. Muriel**

* Grupo de Ingeniería Fotónica. Departamento TEISA, E.T.S.I. Industriales y de Telecomunicación
Universidad de Cantabria

Avda de Los Castros s/n. 39005 Santander

Tfno. 942-201545 Fax 942-201873 E-mail jlarce@teisa.unican.es

** Departamento de Tecnología Fotónica, E.T.S.I. Telecomunicación, E.T.S.I. Telecomunicación
Universidad Politécnica de Madrid

Ciudad Universitaria. 28040 Madrid

Tfno. 3367305 Fax 3367319

ABSTRACT

We present a detailed study of the polarization properties of the reciprocal reflective photonics networks composed of a reciprocal optical fiber, reciprocal optical devices with or without perturbations and a Faraday rotator mirror. The effect of the imperfections of the commercial Faraday rotator mirror due to the large temperature dependence of its Faraday rotator angle is also discussed.

1. INTRODUCCION

Martinelli [1] demostró que si un haz de luz polarizado, después de propagarse a través de un medio óptico con una birrefringencia reciproca arbitraria, recorre en dirección opuesta dicho medio óptico, tras sufrir una reflexión en un espejo rotador de Faraday, combinación de un rotador de Faraday ajustado a 45° y un espejo ideal; el Estado de Polarización (EdP) resultante es ortogonal al EdP inicial de entrada al medio óptico y es por lo tanto independiente de la birrefringencia intrínseca o extrínseca del mismo.

En este trabajo, se estudia la influencia de la dependencia con la temperatura del ángulo de rotación del rotador de Faraday, que constituye un Espejo Rotador de Faraday (ERF), sobre el efecto Martinelli. Empleando el calculo de Jones, se obtiene la matriz de Jones de un ERF real cuyo ángulo de desajuste es dependiente de la temperatura, y se analizan sus efectos sobre la característica de compensación de los cambios del EdP inducidos por la birrefringencia en las redes fotónicas reciprocas.

2. MODELO TEORICO

En esta sección, se describe el efecto Martinelli generalizado, con ERF ideal. Se emplea el calculo de Jones para describir el comportamiento del EdP, así como de los dispositivos ópticos.

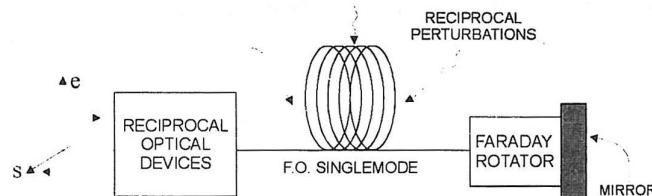
2.1. El efecto Martinelli generalizado

Considerese un haz óptico que recorre en ambos sentidos un retardador óptico. El retardador óptico esta caracterizado por una birrefringencia lineal y una rotación de su eje de polarización respecto a un eje de referencia fijado. El primero de los teoremas de equivalencia de Jones garantiza que este retardador genérico se puede representar como una combinación de retardadores y rotadores elementales [2].

En general, el EdP de salida $|s\rangle$, depende del EdP de entrada $|e\rangle$, según la relación

$$|s\rangle = [J(\Delta, \Theta)]|e\rangle \quad (1)$$

donde $[J(\Delta, \Theta)]$ es un operador unitario, que representa la evolución del EdP debida al circuito óptico, formado por un retardador óptico genérico y un ERF ideal, Fig. 1.



Si el espejo rotador de Faraday es ideal su matriz de Jones será

$$[ERF_{ideal}] = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

La matriz de Jones de un retardador óptico genérico es como sigue:

$$[R] = \begin{bmatrix} \cos^2 \Theta \exp(i\Delta/2) + \sin^2 \Theta \exp(-i\Delta/2) & i \sin^2 \Theta \sin \Delta/2 \\ i \sin^2 \Theta \sin \Delta/2 & \sin^2 \Theta \exp(i\Delta/2) + \cos^2 \Theta \exp(-i\Delta/2) \end{bmatrix} \quad (3)$$

demonstrándose fácilmente, que la matriz de Jones del referido circuito óptico retrazado por la luz es

$$[J] = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

La estructura de esta matriz garantiza que el EdP de salida es siempre ortogonal al de entrada

Por lo que al aplicar el CJ al circuito óptico con ERF se demuestra que es independiente de Δ y Θ , retardo y ángulo que forma el eje rápido del retardador respecto al eje X, respectivamente.

Como $[R]$ representa a un retardador genérico, el circuito óptico con ERF elimina cualquier influencia de los cambios de birrefringencia, sobre EdP del haz reflejado. Demostración que se puede extender a un sistema óptico con N retardadores genéricos, incluyendo el dicroísmo [3].

2.2. Matriz de Jones de un espejo rotador de Faraday real

Las matrices de Jones de un rotador de Faraday real en la dirección $+z$, $[R_{REAL}^{\rightarrow}]$, y en la dirección $-z$, $[R_{REAL}^{\leftarrow}]$, incluyendo el ángulo de desajuste $\pm\Delta\phi$, debido principalmente a la dependencia de la constante de Verdet con la temperatura, en los materiales ferromagnéticos, con los que se fabrican los rotadores de Faraday, serán de la forma

$$[R_{REAL}^{\rightarrow}] = \begin{bmatrix} \cos(-45^\circ \mp \Delta\phi) & -\sin(-45^\circ \mp \Delta\phi) \\ \sin(-45^\circ \mp \Delta\phi) & \cos(-45^\circ \mp \Delta\phi) \end{bmatrix}; [R_{REAL}^{\leftarrow}] = \begin{bmatrix} \cos(45^\circ \pm \Delta\phi) & -\sin(45^\circ \pm \Delta\phi) \\ \sin(45^\circ \pm \Delta\phi) & \cos(45^\circ \pm \Delta\phi) \end{bmatrix} \quad (5)$$

La matriz de Jones del ERF real será entonces

$$[ERF_{Real}] = \begin{bmatrix} \sin(\pm 2\Delta\phi) & -\cos(\pm 2\Delta\phi) \\ -\cos(\pm 2\Delta\phi) & -\sin(\pm 2\Delta\phi) \end{bmatrix} \quad (6)$$

3. EFECTO DE LA IMPERFECCION DEL ESPEJO ROTADOR DE FARADAY SOBRE LA EVOLUCION DEL ESTADO DE POLARIZACION EN REDES FOTONICAS RECIPROCAS

Sin considerar el dicroísmo, las matrices de Jones en ambos sentidos en una fibra óptica monomodo, así como en un dispositivo óptico de volumen, sometidos o no a perturbaciones, siempre que sean de tipo recíproco, se pueden expresar como

$$[R]^{\rightarrow} = \begin{bmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad [R]^{\leftarrow} = \begin{bmatrix} a & b \\ -b & a^* \end{bmatrix} \quad (7)$$

Donde $[\vec{R}]$, $[\vec{R}]$ son las MJ genéricas de un medio óptico recíproco, cuando la luz lo recorre en direcciones opuestas, siendo ambas unitarias, al verificarse que $|a|^2 + |b|^2 = 1$.

Entonces la matriz de Jones del circuito óptico completo Fig.2, se calculará como sigue

$$[\vec{R}]^{\leftarrow} [ERF_T] [\vec{R}]^{\rightarrow} = \cos(\pm 2\Delta\phi) \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} + \sin(\pm 2\Delta\phi) \begin{bmatrix} p & q \\ -q & -p^* \end{bmatrix} \quad (8)$$

donde

$$\begin{aligned} p &= a^2 + b^{*2} \\ q &= ab - a^{*}b^{*} \end{aligned} \quad (9)$$

Para un EdP de entrada genérico: $EdP_{entrada} = \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \end{pmatrix} \quad (10)$

El EdP de salida será entonces

$$EdP_{salida} = \cos(\pm 2\Delta\phi) \begin{pmatrix} -E_Y \\ -E_X \end{pmatrix} + \sin(\pm 2\Delta\phi) \begin{pmatrix} pE_X + qE_Y \\ -qE_X - p^{*}E_Y \end{pmatrix} \quad (11)$$

El EdP de salida del sistema formado por una fibra óptica o un circuito óptico recíprocos sometidos a perturbaciones recíprocas y un espejo rotador de Faraday, esta por lo tanto formado por dos sumandos, el primero, ponderado por $\cos(\pm 2\Delta\phi)$, y que es análogo al obtenido por un ERF ideal, es decir ortogonal al de entrada e independiente de la birrefringencia reciproca del medio óptico; y el segundo ponderado por $\sin(\pm 2\Delta\phi)$, que se puede descomponer vectorialmente en función de los vectores de una base formada por los vectores paralelo y ortogonal al de entrada [4].

El 2º término se puede expresar como una combinación lineal de los vectores de dicha base de la siguiente forma

$$\begin{aligned} [P] EdP_{entrada} &= c_{//} \mathbf{E}_{//} + c_{\perp} \mathbf{E}_{\perp} \\ \text{donde} \\ [P] &= \begin{bmatrix} p & q \\ -q & -p^{*} \end{bmatrix} \quad c_{//} = ([P] \mathbf{E}_{//} \cdot \mathbf{E}_{//}) \quad c_{\perp} = ([P] \mathbf{E}_{//} \cdot \mathbf{E}_{\perp}) \end{aligned} \quad (12)$$

$$EdP_{salida\ real} = (\cos(\pm 2\Delta\phi) + c_{\perp} \sin(\pm 2\Delta\phi)) \mathbf{E}_{\perp} + c_{//} \sin(\pm 2\Delta\phi) \mathbf{E}_{//}$$

Además $|p|^2 + |q|^2 = 1$, luego la matriz [P] es unitaria.

El coeficiente de extinción se puede definir como la relación entre el EdP de salida ideal (ortogonal al de entrada), y el no deseado (paralelo al de entrada)

$$r = \frac{|\cos(\pm 2\Delta\phi) + c_{\perp} \sin(\pm 2\Delta\phi)|^2}{|c_{//} \sin(\pm 2\Delta\phi)|^2} \quad (13)$$

donde la matriz [P] unitaria, y $c_{\perp} + c_{\perp}^{*} = 2 \operatorname{Re} al(c_{\perp})$. Obteniéndose el valor mínimo del coeficiente de extinción cuando el complejo $c_{\perp} = 0$.

Entonces el valor mínimo del coeficiente de extinción, en el caso peor será

$$r_{min} = \frac{1}{\tan^2(\pm 2\Delta\phi)} \quad (14)$$

4. SIMULACION Y COMPARACION DE LA INFLUENCIA DE LA TEMPERATURA EN ESPEJOS ROTADORES DE FARADAY COMERCIALES

El coeficiente de extinción obtenido para el caso peor, dado por la ecuación [14], es función del ángulo de desajuste ($\pm 2\Delta\phi$). En la misma se observa, que para conseguir un coeficiente de extinción mínimo de 30 dB el desajuste angular permitido es de $\pm 1^\circ$. Dicho desajuste angular se debe principalmente a la dependencia con la temperatura de los materiales ferromagnéticos que constituyen el rotador de Faraday del ERF. En el infrarrojo cercano los más utilizados en los ERF comerciales son el YIG (Y_3FeO_{12}), y el BIG (Bi-substituted garnets). La variación con la temperatura del ángulo de rotación de un rotador de Faraday de

45°, es para los fabricados con YIG de 0,04 grados/°C a 1,3 μm , y de 0,11 grados/°C a la misma longitud de onda para los fabricados con BIG [5]. En la Fig. 3, se representa la dependencia del coeficiente de extinción en el caso peor, en función del incremento de temperatura respecto a la de ajuste del rotador de Faraday a 45°. De ella se deduce que para conseguir coeficientes de extinción mínimos de 40 dB, el incremento de temperatura permitido, será de $\pm 2,5$ °C en ERF comerciales con BIG, y de ± 7 °C en los ERF comerciales con YIG.

5. CONCLUSIONES

El problema del control del EdP de un haz luminoso, durante su propagación en un circuito óptico recíproco interrogado en reflexión, sometido a perturbaciones recíprocas, en el que se ha insertado un ERF en su extremo lejano, ha sido estudiado, y discutido. Los resultados, muestran que la cualidad de compensación de los efectos de las birrefringencias recíprocas sobre el EdP, dependen claramente de los desajustes del ángulo de rotación del rotador de Faraday. En particular, se ha analizado el efecto de los desajustes térmicos, de gran importancia, debidos a la naturaleza ferromagnética de los materiales que componen los ERF comerciales.

6. RECONOCIMIENTO

Este trabajo ha sido soportado en parte gracias a la aportación del proyecto CICYT TIC'95-0631-C04-01.

7. REFERENCIAS

- [1] M. Martinelli, *A Universal Compensator for Polarization Changes Induced by Birefringence on Retracing Beam*, Optics Communications, August 1989.
- [2] R.C. Jones, *A New Calculus for the Treatment of Optical Systems*, J. Opt. Soc. Amer., July 1941.
- [3] R. Bhandari, *A useful generalization of the Martinelli effect*, Optics Communications, Vol.88, N° 1, pp.1-5, 1992.
- [4] S. Yamashita, K. Hotate, and M. Ito, *Polarization Properties of Reflective Fiber Amplifier Employing a Circulator and a Faraday Rotator Mirror*, J. L.T., Vol.14, N°3, pp.385-89, March 1996
- [5] M. Imaeda, and Y. Kozuka, *Optical Magnetic Field Sensors Using Iron Garnet Crystals*, Proc. OFS'92, pp. 386-389, 1992.

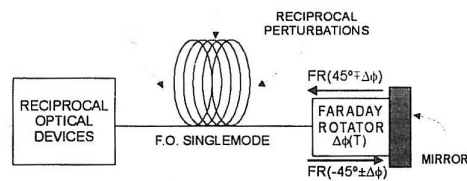


Figura 2

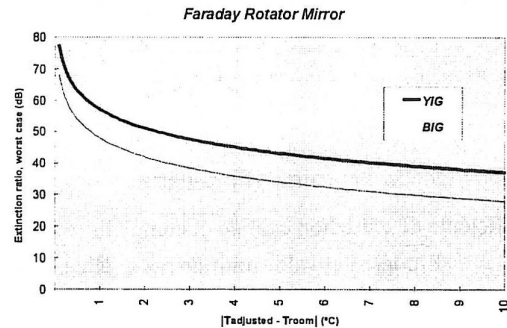


Figura 3