



Ingeniare. Revista Chilena de Ingeniería

ISSN: 0718-3291

facing@uta.cl

Universidad de Tarapacá

Chile

Leiva L., Ariel; Tarifeño G., Marco; Olivares V., Ricardo  
Efectos de la dispersión por modo de polarización (pmd) en la propagación de pulsos a través de  
fibras ópticas  
Ingeniare. Revista Chilena de Ingeniería, vol. 15, núm. 3, diciembre-agosto, 2007, pp. 336-343  
Universidad de Tarapacá  
Arica, Chile

Disponible en: <http://www.redalyc.org/articulo.oa?id=77215314>

- Cómo citar el artículo
- Número completo
- Más información del artículo
- Página de la revista en redalyc.org

redalyc.org

Sistema de Información Científica  
Red de Revistas Científicas de América Latina, el Caribe, España y Portugal  
Proyecto académico sin fines de lucro, desarrollado bajo la iniciativa de acceso abierto

## EFFECTOS DE LA DISPERSIÓN POR MODO DE POLARIZACIÓN (PMD) EN LA PROPAGACIÓN DE PULSOS A TRAVÉS DE FIBRAS ÓPTICAS

### EFFECTS OF POLARIZATION MODE DISPERSION (PMD) ON PROPAGATION OF OPTICAL PULSES IN OPTICAL FIBERS

Ariel Leiva L.<sup>1</sup> Marco Tarifeño G.<sup>1</sup> Ricardo Olivares V.<sup>1</sup>

Recibido 6 de agosto de 2007, aceptado 17 de octubre de 2007  
Received: August 6, 2007 Accepted: October 17, 2007

#### RESUMEN

En este trabajo se revisan los conceptos fundamentales de la dispersión por modo de polarización (PMD: *Polarization Mode Dispersion*) que ocurre en fibras ópticas. PMD produce ensanchamientos aleatorios de los pulsos ópticos transmitidos a través de una fibra óptica y su efecto es considerable para velocidades de transmisión digital iguales o superiores a 10 Gbps. Se revisa la teoría de PMD y se plantea la relevancia de caracterizar el fenómeno en transmisión por fibra óptica, concluyéndose con un método de simulación de la propagación de pulsos afectados por PMD. Este trabajo constituye un punto de partida para posteriores análisis de los efectos de PMD en sistemas de transmisión, para su compensación y medición.

Palabras clave: Comunicaciones por fibras ópticas, polarización por modo de polarización, propagación de pulsos.

#### ABSTRACT

*This work reviews the fundamental concepts of polarization mode dispersion (PMD) occurring in optical fibers. PMD broadens optical pulses transmitted through an optical fiber at random and its effect is significant for bit rates equal or exceeding 10 Gbps. The theory of PMD and relevance of characterizing this phenomenon in optical fiber transmission is presented, concluding with a simulation model of the optical pulse propagation, subject to PMD. This provides a starting point for further analysis of the effects of PMD in transmission systems and how to measure and compensate these.*

*Keywords: Optical fiber communications, polarization mode dispersion (PMD), pulses propagation.*

#### INTRODUCCIÓN

PMD es una limitante en los sistemas de transmisión por fibra óptica de alta velocidad ( $\geq 10$  Gbps) y de larga distancia. PMD produce ensanchamientos de los pulsos ópticos transmitidos por una fibra óptica, lo que provoca interferencia entre símbolos y, por lo tanto, un aumento de la tasa de *bit* erróneo (BER) [1, 2].

PMD ocurre cuando las dos componentes ortogonales de polarización, llamados modos de polarización, del modo fundamental de propagación ( $HE_{11}$ ) viajan a distinta velocidad de grupo, llegando en distintos tiempos al final de la fibra óptica, ensanchando y distorsionando los pulsos. Esta diferencia de retardo entre los modos de polarización se denomina retardo diferencial de grupo

(DGD: *Differential Group Delay*). Este parámetro se utiliza para determinar la PMD.

Esta variación de la velocidad de grupo se produce por las características birrefringentes del medio de transmisión: la fibra óptica. La birrefringencia es el cambio en el índice de refracción "n" de los ejes transversales de la fibra óptica, llamados ejes de birrefringencia. En otras palabras, cada modo de polarización de la luz se propagará en un medio con un valor distinto de índice de refracción, lo que implica que la señal original se comporta como dos ondas independientes que viajan a velocidades diferentes a lo largo de la fibra óptica.

La birrefringencia tiene un carácter aleatorio en función de la distancia y del tiempo, lo que implica que el DGD

<sup>1</sup> Departamento de Electrónica. Universidad Técnica Federico Santa María. Av. España 1680. Casilla Postal 110-V. Valparaíso, Chile. E-mail: arielpcs@yahoo.com, rov@elo.utfsm.cl

varía de la misma forma. Este carácter aleatorio hace imprescindible un esquema de compensación de PMD de tipo dinámico. Además, las técnicas y planes de medición tienen que realizarse tomando en cuenta las características variantes de este fenómeno.

En Chile ya se han hecho mediciones de este parámetro en redes troncales de fibra óptica de larga distancia [4], encontrándose valores aceptables si se continuase transmitiendo a la actual tasa de 2,5 Gbps. Eventualmente, podrían producirse inconvenientes si se aumenta la tasa de transmisión digital a 10 Gbps o más, debido a PMD y a dispersión cromática, ya que el porcentaje de ensanchamiento de los pulsos, en relación a la duración de un *bit*, se hace más considerable en ambos casos, al aumentar la tasa de transmisión. El ensanchamiento de los pulsos producto de la dispersión cromática es un fenómeno determinista y la tecnología de compensadores de este tipo de dispersión se encuentra madura a diferencia de los compensadores de PMD. Por esta razón, es de vital importancia estudiar el comportamiento de este fenómeno y caracterizarlo para tomar medidas ante posibles escenarios adversos.

En la sección “Dispersión por Modo de Polarización” se define el fenómeno PMD, sus causas y la descripción matemática de su comportamiento. En la sección “Simulación de PMD” se realizan simulaciones de propagación de pulsos afectados por PMD, se detalla el procedimiento y supuestos para obtenerlo. Este aspecto es crucial, ya que para diseñar compensadores de PMD es necesario saber el comportamiento de este tipo de dispersión.

### DISPERSIÓN POR MODO DE POLARIZACIÓN

El modo fundamental de propagación de la luz en fibras monomodo ( $HE_{11}$ ) se descompone en dos modos de polarización (componente horizontal y vertical del campo eléctrico). Una forma de describir la polarización, o los modos de polarización de la luz es a través de los vectores de Jones [1]. Así, el vector de campo eléctrico  $\vec{E}$  en un punto de la fibra óptica está dado por el vector de Jones según [1]:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{bmatrix} \quad (1)$$

donde  $E_x$ ,  $E_y$  son las componentes del vector campo eléctrico o modos de polarización en la dirección “x” e “y”, respectivamente. Estos campos se propagan por la fibra óptica a una velocidad de grupo determinada por el índice de refracción “n”.

En un material no birrefringente, cada modo de polarización de la ecuación (1) considera el mismo índice de refracción para efectos de propagación. La figura 1 ilustra la propagación de un pulso descompuesto en dos modos de polarización en un material no birrefringente.

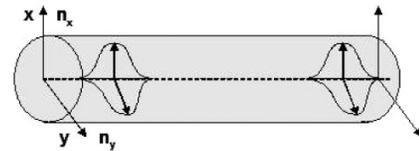


Figura 1. Esquema de propagación de dos modos de polarización en una fibra óptica no birrefringente.

La birrefringencia se debe a la pérdida de simetría en el índice de refracción del núcleo de la fibra debido a cambios moleculares del material (anisotropía) y/o pérdida de la geometría circular del núcleo de la fibra óptica. La figura 2 ilustra este concepto, donde cada eje determina un índice de refracción máximo ( $n_{máx}$ ) y mínimo ( $n_{mín}$ ), respectivamente. El eje asociado a  $n_{mín}$  se denomina eje de birrefringencia rápido y, en cambio, el eje con  $n_{máx}$  se denomina eje lento. Las causas por la que una fibra óptica puede perder su geometría circular son: esfuerzos en el proceso de fabricación e instalación durante su vida útil, contracción y dilatación debido a cambios de temperatura, tensiones, curvaturas, etc.

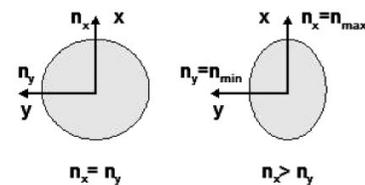


Figura 2. Corte transversal del núcleo de una fibra óptica en la que se aprecian dos casos de geometría: circular y elíptica. Son casos de un material no birrefringente y birrefringente, respectivamente.

El efecto neto de la birrefringencia en una fibra óptica es inducir un retardo entre los dos modos de polarización. Este retardo es conocido como DGD, denotado comúnmente como “ $\Delta\tau$ ” y se mide en picosegundos (ps). La figura 3 muestra este efecto: se introduce un pulso óptico con una polarización distinta a la de los ejes de birrefringencia, el cual se descompone en dos pulsos que viajan independientemente a distintas velocidades de grupo, llegando al final de la fibra óptica en distintos tiempos, produciendo un ensanchamiento del pulso óptico total.

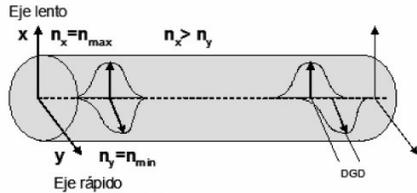


Figura 3. Esquema de propagación de dos modos de polarización en una fibra óptica birrefringente.

El ejemplo de la figura 3 muestra que las direcciones de los ejes de birrefringencia se mantienen constantes a lo largo de toda la fibra óptica. Esta situación sólo es cierta para el caso de las llamadas fibras PM Hi-Bi (Polarization Maintaining Highly Birefringent). En este caso, la fibra puede ser modelada por una matriz de Jones en el dominio de la frecuencia [1], de la forma:

$$A(\omega) = \begin{pmatrix} e^{j\omega\Delta\tau/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\omega\Delta\tau/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (2)$$

donde “ $\theta$ ” es el ángulo de rotación relativo de los ejes de birrefringencia, “ $\Delta\tau$ ” es el DGD del segmento y “ $\omega$ ” es la frecuencia angular. De esta forma, tomando en cuenta la ecuación (1), se puede relacionar el campo eléctrico de entrada con el de salida de la fibra óptica a través de la matriz de Jones [1] como:

$$\tilde{E}(\omega)_{out} = A(\omega)\tilde{E}(\omega)_{in} \quad (3)$$

donde  $\tilde{E}(\omega)_{out}$ ,  $\tilde{E}(\omega)_{in}$  son las transformadas de Fourier del campo eléctrico de salida y entrada, respectivamente.

La potencia de la señal  $P(t)$  estará dada por:

$$P(t) = |E_x|^2 + |E_y|^2 \quad (4)$$

Se define el ensanchamiento del pulso “ $b$ ” como en [1] por la siguiente relación:

$$b = \frac{\tau}{\tau_0} \quad (5)$$

donde “ $\tau_0$ ” y “ $\tau$ ” son los anchos RMS de los pulsos de entrada y salida, respectivamente. El ancho RMS de un pulso se deriva de la siguiente ecuación [3]:

$$\tau = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} t^2 \cdot P(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt} - \left[ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} t \cdot P(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt} \right]^2} \quad (6)$$

Se puede definir el DGD como en [3], el cual está dado por:

$$DGD = \Delta\tau = \sqrt{\tau^2 - \tau_0^2} \quad (7)$$

Para el caso de fibras de gran longitud, el DGD se puede entender como la concatenación de trozos de fibra con  $\Delta\tau$  y orientación de los ejes de birrefringencia distintos. La figura 4 ilustra este concepto en la que se tienen muchas secciones de fibras birrefringentes. Se puede apreciar que a medida que los pulsos van pasando de una sección a otra, los ejes de birrefringencia cambian y, a su vez, dividen en dos cada pulso en forma sucesiva.

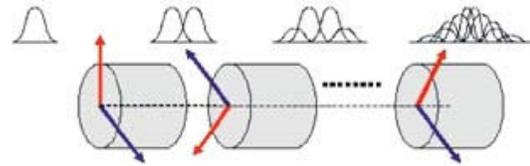


Figura 4. Propagación de un pulso óptico a través de varios segmentos birrefringentes.

Para este caso, la matriz de Jones que representa a esta concatenación de “ $K$ ” elementos, está dada por [1]:

$$A(\omega) = \prod_{k=1}^K A_k \quad (8)$$

donde cada  $A_k$  está dado por [1]:

$$A_k(\omega) = \begin{pmatrix} e^{j\omega\Delta\tau_k/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\omega\Delta\tau_k/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_k & \sin\theta_k \\ -\sin\theta_k & \cos\theta_k \end{pmatrix} \quad (9)$$

de la misma forma que en la ecuación (3) se obtiene  $\tilde{E}(\omega)_{out}$ . A este concepto, en donde hay muchos segmentos de fibra birrefringentes, se le conoce como acoplamiento de modos.

Si se midiera el valor del DGD a la salida de una fibra óptica de gran longitud, se podría observar que el DGD varía en forma aleatoria. Numerosos experimentos y teorías han aproximado la distribución de densidad de probabilidades (PDF) del DGD a una del tipo “Maxwelliana” [1,2] (En

[3] postulan que se trata de una distribución Rayleigh). La figura 5 muestra una PDF “Maxwelliana” en la que su expresión es [1, 2, 5]:

$$P(\Delta\tau) = \frac{32}{\pi^2} \frac{\Delta\tau^2}{\langle\Delta\tau\rangle^3} \exp\left(\frac{-4\Delta\tau^2}{\pi \cdot \langle\Delta\tau\rangle^2}\right) \quad (10)$$

Esta distribución es controlada solamente por un parámetro:  $\langle\Delta\tau\rangle$  o DGD promedio, el cual es conocido como PMD, medido en ps:

$$PMD = \langle\Delta\tau\rangle \quad (11)$$

En la figura 5, la PMD es de 10 ps.

Numerosas pruebas con fibras de distintos largos han revelado que PMD es directamente proporcional a la raíz cuadrada del largo de la fibra (L) y a una constante denominada “Coeficiente de PMD” ( $PMD_{COEF}$ ). De esta forma, se tiene que:

$$PMD = \langle\Delta\tau\rangle = PMD_{COEF} \cdot \sqrt{L} \quad (12)$$

Las unidades del  $PMD_{COEF}$  son ps/km<sup>1/2</sup>.

El  $PMD_{COEF}$  es un parámetro especificado por el fabricante de fibras ópticas al momento de su venta y entrega, pero hay que tener en cuenta que debido a tensiones, cambios de temperatura, esfuerzos, curvaturas, el paso del tiempo y el medio en que se encuentran las fibras ópticas durante su vida útil, este coeficiente tiende a crecer. Es por esta razón que es muy recomendable medir sus valores periódicamente. La ITU-T (Unión Internacional de Telecomunicaciones) recomienda que el DGD máximo en un enlace de fibra óptica no debiera superar el 30% de la ranura temporal de un bit ( $T_B$ ) para no superar una penalidad de potencia de 1 dB, producto de la distorsión provocada por PMD. Para no alcanzar un  $DGD_{m\acute{a}x}$  determinado (asumiendo que los ensanchamientos producto de dispersión cromática son nulos y que DGD tiene una distribución Maxwelliana), la PMD debiera encontrarse en un rango menor a  $DGD_{m\acute{a}x}/3$ , donde  $DGD_{m\acute{a}x}$  correspondería al 30% de  $T_B$ . En otras palabras, el  $PMD_{m\acute{a}x}$  permitido sería:

$$PMD < \frac{1}{10} T_B \quad (13)$$

Con este criterio se puede construir una tabla resumen que relacione las tasas de transmisión digital y los  $PMD_{m\acute{a}x}$  permitidos para distintas distancias según el criterio en la ecuación (13). Ver tabla 1.

Dados estos criterios se construyó la figura 6 en la que se especifica el  $PMD_{COEF-M\acute{A}X}$  en función de la distancia para tasas de transmisión típicas de 2,5, 10 y 40 Gbps, respectivamente.

Tabla 1. Tasas de transmisión digital con sus respectivas ranuras temporales por bit,  $T_B$ , y su  $PMD_{m\acute{a}x}$ .

Bit Rate (Gbps)	$T_B$ (ps)	$PMD_{m\acute{a}x}$ (ps)
2,5	400	40
10	100	10
40	25	2,5

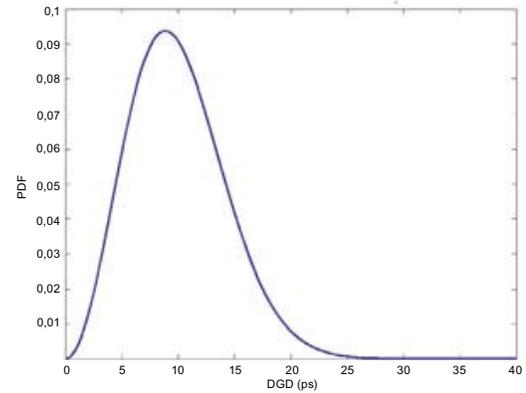


Figura 5. PDF del DGD del tipo Maxwelliana con un DGD promedio de 10 ps.

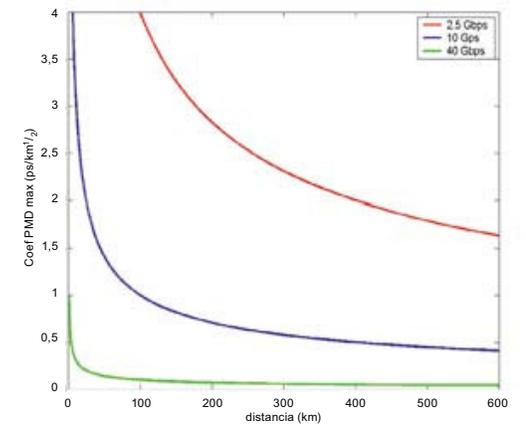


Figura 6. Coeficiente de PMD máximo permitido, según el criterio de la ecuación (11) en función del largo de los enlaces para tasas de transmisión de 2,5 (rojo), 10 (azul) y 40 Gbps (verde), respectivamente.

De la figura 6 se puede apreciar que a medida que aumenta la distancia y la velocidad de transmisión, el coeficiente de PMD máximo permitido disminuirá. Por ejemplo, para un enlace de 400 km, el  $PMD_{COEF-MAX}$  permitido será de 2, 0,5 y 0,125 ps/km<sup>1/2</sup> para 2,5, 10 y 40 Gbps, respectivamente.

### SIMULACIÓN DE PMD

Se realizaron seis simulaciones. En todos los casos se introdujo por simplicidad un pulso “Gaussiano” con polarización vertical, el cual fue representado por el vector de Jones dado por:

$$E_{in} = \begin{bmatrix} 0 \\ E_0(t) \end{bmatrix} \quad (14)$$

El ancho RMS inicial  $\tau_0$  fue de 100 ps y  $E_0$  (amplitud máxima) fue de valor unitario para todos los casos. Para analizar la envolvente de la señal, se asumirá que  $\omega$  se encuentra centrada en 0 rad/s. Este pulso inicial es mostrado en la Figura 7. En los primeros cinco casos, este pulso se introdujo en una fibra PM-HiBi con  $\Delta\tau=1.000$  ps, modelada según la ecuación (2) con distintas orientaciones relativas entre los ejes de birrefringencia de la fibra y la polarización de entrada. En el último caso, el pulso se introdujo sobre una concatenación de 50 segmentos birrefringentes, modelados según las ecuaciones (8) y (9), orientados en forma aleatoria “ $\theta_k$ ”, y distribuidos uniformemente entre 0 y  $2\pi$  con  $\Delta\tau_k = 20$  ps. Se obtuvo la transformada de Fourier del pulso de entrada y se realizó la operación descrita en la ecuación (3) para simular la propagación. Como resultado de esta operación se obtuvo el vector de Jones  $E_{out}(\omega)$  de salida en el dominio de la frecuencia. Se obtuvo el  $E_{out}(t)$ , vector de Jones de salida en el dominio del tiempo, aplicando la transformada de Fourier inversa. Luego se obtuvo la potencia  $P(t)$  del pulso de salida como en la ecuación (4). Cabe destacar que se aisló el efecto de PMD sobre la propagación de los pulsos ópticos, despreciando efectos de atenuación y dispersión cromática, entre otros.

De este modo, las características de las fibras ópticas de los casos simulados se muestran a continuación:

*Caso 1 al 5:* Fibra PM-HiBi con  $\Delta\tau=1.000$  ps y  $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  y  $30^\circ$  con la polarización de entrada, respectivamente.

*Caso 6:* Fibra óptica compuesta de una concatenación de 50 segmentos birrefringentes, con  $\Delta\tau_k = 20$  ps, orientados de forma aleatoria distribuidos uniformemente entre 0 y  $2\pi$ .

Las figuras 8-12 muestran esquemáticamente los casos simulados 1 al 5, en las que se ilustra teóricamente la propagación que debieran experimentar los pulsos a través de la fibra PM-HiBi. Para el caso 6, la figura 4 ilustra esa propagación. Se puede apreciar que en el caso 1 y 2, mostrados en las figuras 8 y 9, respectivamente, la polarización de entrada está alineada con uno de los ejes de birrefringencia de la fibra óptica. Es por esta razón que el pulso de salida debiera permanecer idéntico al de entrada.

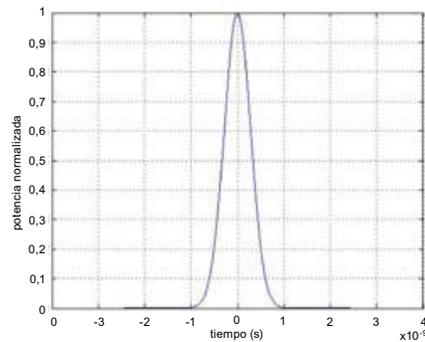


Figura 7. Pulso Gaussiano inicial usado en todas las simulaciones.

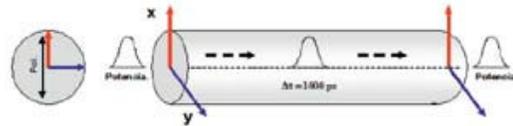


Figura 8. Pulso introducido con polarización vertical en una fibra PM-HiBi con los ejes de birrefringencia formando  $0^\circ$  con la polarización de entrada.

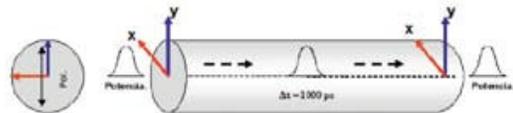


Figura 9. Pulso introducido con polarización vertical en una fibra PM-HiBi con los ejes de birrefringencia formando  $90^\circ$  con la polarización de entrada.

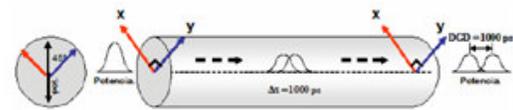


Figura 10. Pulso introducido con polarización vertical en una fibra PM-HiBi con los ejes de birrefringencia formando  $45^\circ$  con la polarización de entrada.

Para el caso 3, mostrado en la figura 10, los ejes de birrefringencia forman  $45^\circ$  con la polarización de entrada, por lo que el pulso debería descomponerse en dos señales iguales que viajan a distinta velocidad de grupo. Para el caso 4 y 5 (mostrados en las figuras 11 y 12, respectivamente), la proyección de la señal de entrada sobre los ejes de birrefringencia arroja dos ondas con distinta intensidad (debido a que la polarización de entrada no forma  $45^\circ$  con los ejes), las cuales viajan a distinta velocidad de grupo.

Para el caso 6, mostrado en la figura 4, la señal se descompone cada vez que se propaga por un segmento birrefringente distinto, ensanchando el pulso de salida.

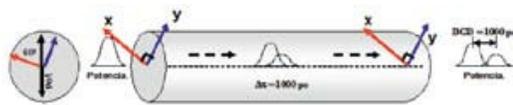


Figura 11. Pulso introducido con polarización vertical en una fibra PM-HiBi con los ejes de birrefringencia formando  $60^\circ$  con la polarización de entrada.

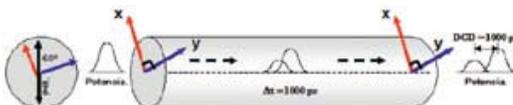


Figura 12. Pulso introducido con polarización vertical en una fibra PM-HiBi con los ejes de birrefringencia formando  $30^\circ$  con la polarización de entrada.

A continuación, en las figuras 13-18 se muestran los resultados de las simulaciones de propagación de los casos 1 al 6.

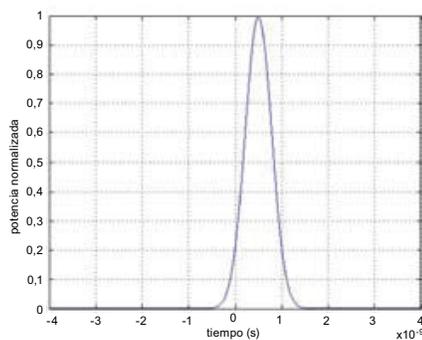


Figura 13. Pulso final en una fibra PM-HiBi con  $\Delta\tau=1.000$  ps y los ejes de birrefringencia formando  $0^\circ$  con la polarización inicial. Caso 1.

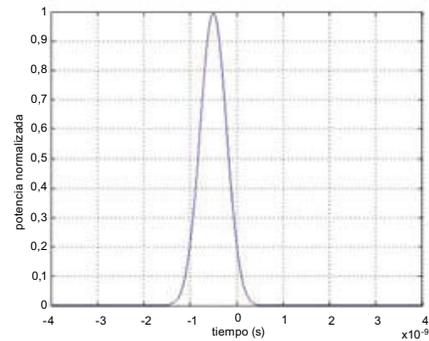


Figura 14. Pulso final en una fibra PM-HiBi con  $\Delta\tau=1.000$  ps y los ejes de birrefringencia formando  $90^\circ$  con la polarización inicial. Caso 2.

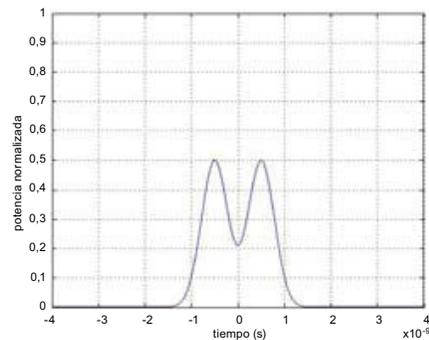


Figura 15. Pulso final en una fibra PM-HiBi con  $\Delta\tau=1.000$  ps y los ejes de birrefringencia formando  $45^\circ$  con la polarización inicial. Caso 3.

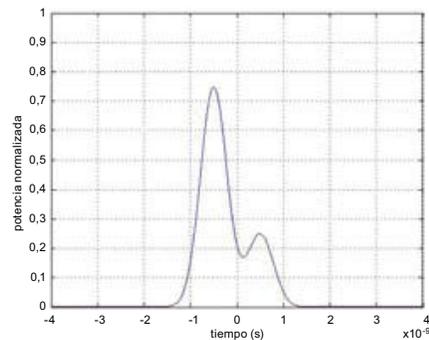


Figura 16. Pulso final en una fibra PM-HiBi con  $\Delta\tau=1.000$  ps y los ejes de birrefringencia formando  $60^\circ$  con la polarización inicial. Caso 4.

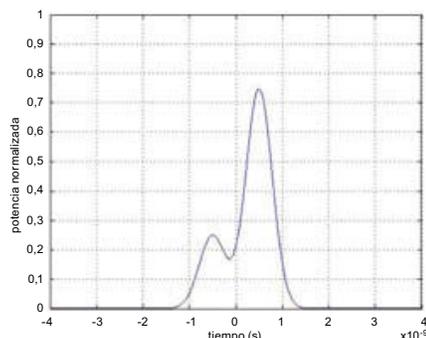


Figura 17. Pulso final en una fibra PM-HiBi con  $\Delta\tau=1.000$  ps y los ejes de birrefringencia formando  $30^\circ$  con la polarización inicial. Caso 5.

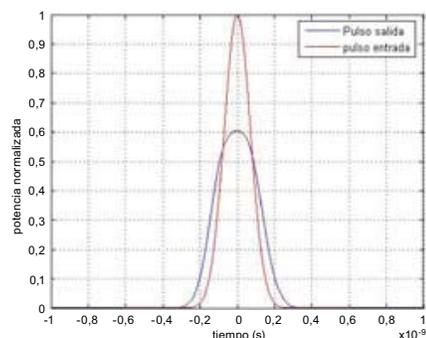


Figura 18. Pulso final en una fibra con 50 segmentos birrefringentes. Caso 6.

Los resultados concuerdan con los análisis realizados intuitivamente sobre las figuras 8-12.

En los casos 1 y 2 (mostrados en las figuras 13 y 14, con  $\theta = 0^\circ$  y  $90^\circ$ , respectivamente), al estar la polarización de entrada alineada con alguno de los ejes de birrefringencia de la fibra óptica, el pulso de salida se adelanta o se retrasa en 500 ps ( $\Delta\tau/2$ ) con respecto a un pulso hipotético que se propaga por una fibra sin birrefringencia y con índice de refracción constante e igual a  $(n_x + n_y)/2$ .

Para el caso 3 (mostrado en la figura 15, con  $\theta = 45^\circ$ ), el pulso es descompuesto en dos pulsos con igual energía, llegando al final de la fibra óptica con  $\Delta\tau=1.000$  ps (tiempo entre valores máximos).

En los casos 4 y 5 (mostrados en las figuras 16 y 17, con  $\theta = 60^\circ$  y  $30^\circ$ , respectivamente), y tal como se analizó para las figuras 11 y 12, el pulso de entrada se descompuso en dos señales, con distinta intensidad, debido a la proyección

del pulso sobre los ejes de birrefringencia con ángulos distintos. Estas señales llegan con  $\Delta\tau = 1.000$  ps (tiempo entre valores máximos) al final de la fibra óptica.

Para el caso 6, los resultados de la simulación mostrados en la figura 18 concuerdan con el análisis hecho de la figura 4. En esta figura se aprecia el ensanchamiento del pulso, producido por la concatenación de segmentos, respecto de su ancho inicial. Utilizando la ecuación (6) se obtuvo un ancho RMS de salida " $\tau$ " igual a 180 ps, y con la ecuación (5) se obtuvo el ensanchamiento " $b$ " de este pulso, en particular, igual a 1,8.

## CONCLUSIONES

En este trabajo se expusieron las principales características de la dispersión por modo de polarización, la que afecta la propagación de pulsos a través de fibras ópticas, dejando en evidencia la característica variante en el tiempo de este fenómeno para fibras de gran longitud.

Se describió la forma de modelar la propagación de pulsos en presencia de PMD, a través del método de Jones, y se entregaron métricas para cuantificar los cambios experimentados por los pulsos, a la salida de la fibra ( $\tau$ ,  $\Delta\tau$ ,  $b$ ). Además, se planteó el criterio dado por la ITU-T, del máximo PMD permitido en un enlace de fibra óptica, el cual consiste en  $T_B/10$ .

Se realizaron simulaciones de propagación de pulsos de acuerdo al modelo planteado, obteniéndose resultados acordes con la teoría. Estos resultados permiten concluir la importancia que reviste caracterizar este fenómeno, variante en el tiempo, para posteriores diseños de compensadores de PMD, técnicas de medición, etc.

## AGRADECIMIENTOS

La realización de este trabajo fue posible gracias al apoyo de CONICYT (proyecto Fondecyt N° 1010437), la UTFSM (proyecto DGIP-230729) y la Fundación Andes (Proyecto C-14055-26).

## REFERENCIAS

- [1] H. Sunnerud. "A comparison between different PMD compensation techniques". Journal of Lightwave Technology. Vol. 20 N° 3, pp. 368-378. March, 2002.

- [2] J.P. Gordon. "PMD fundamentals: Polarization mode dispersion in optical fibers". PNAS. Vol. 97 N° 9, pp. 4541-4550. April, 2000.
- [3] J.P. Elbers. "Modelling of polarization mode dispersion in singlemode fibres". Electronics Letters. Vol. 33 N° 22, pp. 1894-1895. October, 1997.
- [4] H. Zamora. "Dispersión por modo de polarización en redes troncales de fibra óptica". Seminario Nacional Congreso Internacional de Telecomunicaciones SENACITEL 2002. Valdivia, Chile. Noviembre, 2002.
- [5] G. Van Wiggeren. "Transmission of linearly polarized light through a single-mode fiber with random fluctuations of birefringence". Applied Optics. Vol. 38 N° 18, pp. 3888-3892. June, 1999.