

## Caracterización de componentes fotónicos utilizando reflectometría óptica de baja coherencia\*

C. Palavicini, Y. Jaouën y P. Gallion

*Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Département Communications et Electronique,  
46, rue Barrault, 75634 Paris Cédex 13, Francia,  
e-mail: carlos.palavicini@enst.fr, jaouen@enst.fr, gallion@enst.fr*

G. Campuzano

*Instituto Tecnológico y de Estudios Superiores de Monterrey, Centro de Electrónica y Telecomunicaciones,  
Av. Eugenio Garza Sada 2501 Sur, 64849, Monterrey, N.L., México,  
e-mail: campuzano@itesm.mx*

Recibido el 27 de febrero de 2006; aceptado el 8 de mayo de 2006

La reflectometría óptica de baja coherencia ha sido aplicada a la caracterización de nuevos componentes ópticos utilizados en sistemas de telecomunicaciones emergentes. Esta técnica no destructiva y versátil, permite la detección, localización y cuantificación de discontinuidades existentes en los componentes fotónicos, obteniendo así una información precisa y directa sobre las propiedades ópticas de dichos componentes.

*Descriptor:* Reflectometría de baja coherencia; caracterización de dispositivos fotónicos.

Optical low-coherence reflectometry has been successfully applied to the characterization of photonic devices. This non-destructive and versatile technique permits the detection, localization and quantification of scattering discontinuities of optoelectronic devices, yielding an accurate and direct information of the optical properties of the device.

*Keywords:* Optical low-coherence reflectometry; photonic device characterization.

PACS: 42.87.-d; 85.60.Bt

### 1. Introducción

La reflectometría óptica de baja coherencia (OLCR, del inglés *Optical Low-Coherence Reflectometry*) es una técnica de investigación no destructiva que permite estudiar las diferentes propiedades de componentes fotónicos con una buena resolución espacial y con una alta sensibilidad. La reflectometría a baja coherencia fue propuesta a finales de los años 80 [1-3] y continúa siendo aplicada a la caracterización de componentes fotónicos. Resultados interesantes han sido publicados regularmente, lo que sitúa a la reflectometría de baja coherencia como un instrumento de investigación ventajoso y aplicable a todos los niveles de desarrollo de componentes fotónicos, desde su concepción hasta su instalación.

La técnica OLCR es propuesta aquí para caracterizar diversos componentes fotónicos que tienen potencial aplicación en los sistemas de transmisión óptica. Particularmente, la dispersión cromática de una rejilla con paso variable, la determinación de las características de guía de onda de una fibra con huecos y el factor de ensanchamiento del ancho de línea, o factor de Henry, de un láser de semiconductor bajo inyección externa han sido obtenidos con esta técnica.

### 2. Teoría y montaje experimental de la reflectometría óptica de baja coherencia

El montaje experimental de un reflectómetro óptico de baja coherencia se muestra en la Fig. 1. Un OLCR es básicamente

te un interferómetro de Michelson iluminado por una fuente óptica de banda ancha (BBS) con un espejo móvil (M1) en uno de sus brazos y el componente a medir (DUT) en el otro. La emisión espontánea de un amplificador de fibra dopada con erbio es utilizada como fuente de banda ancha ( $\Delta\lambda = 40$  nm,  $\lambda_c = 1550$  nm). La resolución espacial del reflectómetro,  $\Delta l = 18$   $\mu$ m, esta establecida por la longitud de coherencia de la fuente. Un patrón de interferencia, correspondiente a un punto reflector dentro del componente estudiado, se forma cuando la diferencia de camino óptico  $x$  entre el punto reflector y el espejo móvil es inferior a la resolución espacial del reflectómetro. El conjunto de reflexiones dentro del componente en función de la frecuencia constituye su reflectividad. Un reflectograma, es decir, la distribución de la reflectividad a lo largo del componente caracterizado, es obtenido al variar la diferencia de camino óptico entre los brazos del reflectómetro a una velocidad constante ( $v = 1$  mm/s). El reflectograma es detectado utilizando un fotodetector (BD) PIN-FET en configuración balanceada y un detector síncrono (*lock-in detector*) a fin de eliminar el ruido de la fuente. El desplazamiento del espejo móvil produce una traslación de las franjas de interferencia de un segundo interferómetro, esta vez coherente, y este deslizamiento es utilizado como reloj externo para determinar la posición absoluta del espejo móvil. De esta manera, la señal producida a la salida del reflectómetro es muestreada periódicamente mientras se graba en una computadora (PC). La longitud de onda del láser coherente (HeNe),  $\lambda = 632.8$  nm, fija el intervalo de muestreo a 316.4 nm.

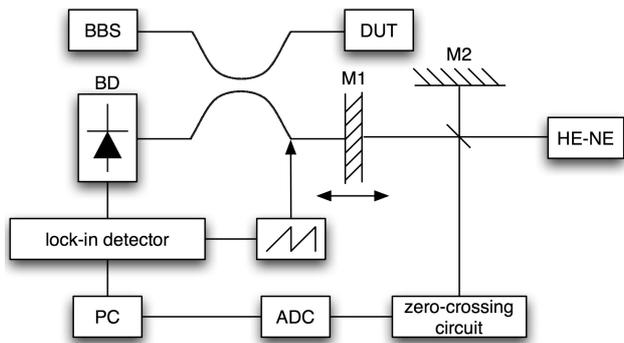


FIGURA 1. Montaje experimental del reflectómetro complejo a baja coherencia. BBS: fuente óptica de banda ancha; DUT: componente a medir; BD: fotodetector en configuración balanceada; M1: espejo móvil; M2: espejo fijo; HeNe: láser en Helio-Neón; ADC: convertidor analógico-digital; PC: computadora.

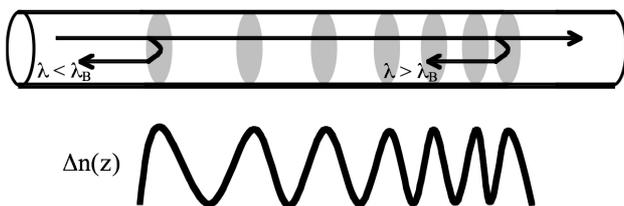


FIGURA 2. Estructura de base de una rejilla de Bragg fotoinscrita en una fibra óptica.

La intensidad detectada a la salida del reflectómetro,  $r(\tau)$ , en función de la diferencia de camino óptico  $x = c\tau$ , se puede expresar de la siguiente manera:

$$r(\tau) \propto \frac{1}{4\pi} \Re \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \tilde{r}(\omega) \exp(j\omega\tau) d\omega \right\}, \quad (1)$$

donde  $S(\omega)$  y  $\tilde{r}(\omega) = |\tilde{r}(\omega)| \exp j\phi(\omega)$  son el espectro de la fuente del OLCR y la reflectividad del componente estudiado, respectivamente. Se puede ver claramente en la Eq. (1) que el reflectograma medido es la transformada de Fourier de la reflectividad del componente [4,5]. A diferencia de la técnica OLCR comercial, en la que solamente la amplitud de la reflectividad es detectada, este nuevo montaje permite detectar la señal compleja que contiene la información de la amplitud y de la fase de la reflectividad. Así, los parámetros inaccesibles con los OLCR comerciales pueden ahora ser determinados; como por ejemplo, la dispersión cromática, los saltos de fase, la evolución de la ganancia, etc.

### 3. Resultados y discusión

#### 3.1. Medición de la dispersión cromática de una rejilla de Bragg con paso variable en fibra óptica

##### 3.1.1. Rejillas de Bragg en fibra óptica

Una rejilla de Bragg se obtiene esencialmente variando periódicamente el índice de refracción  $\Delta n(z)$  a lo largo de una

guía de onda (Fig. 2). Esta variación ejerce una influencia sobre la señal óptica que atraviesa la rejilla [6]. La fabricación de rejillas de Bragg en fibra óptica con estructuras cada vez más complejas hace necesaria la cuantificación exacta de la reflectividad del componente en vista de su aplicación en los sistemas de telecomunicaciones actuales [7]. La reflectometría óptica a baja coherencia ha sido empleada para caracterizar rejillas de Bragg desde 1993 [8] y estudios más completos han sido realizados posteriormente [5,8-10]. Ha sido demostrado que, cuando se caracteriza una rejilla de Bragg con un OLCR, las variaciones del índice de refracción son tomadas en cuenta, es decir, la medición corresponde a la estructura real de la rejilla [10]. En efecto, un OLCR permite examinar el comportamiento del campo electromagnético en el interior y a lo largo de la rejilla. La ventaja del OLCR sobre otras técnicas interferométricas de caracterización, como los reflectómetros basados en la temporalidad o en la frecuencia de la señal reflejada [11], reside principalmente en el hecho de que el componente ya no es visto como una caja negra. Los diferentes puntos reflectores dentro del componente son analizados en función de su posición y en consecuencia es posible caracterizarlo de manera completa. La reflectometría óptica de baja coherencia es aplicada aquí al análisis de las rejillas de Bragg con estructura compleja más comunes en los sistemas de transmisión óptica: las rejillas con paso variable (*chirped gratings*). La validez de los resultados obtenidos, asociada a su aporte original al trabajo de diseñadores y fabricantes de componentes, permiten situar al OLCR complejo como un instrumento de investigación óptica flexible, no destructivo y de alto desempeño.

##### 3.1.2. Principio de la medición de la dispersión cromática de una rejilla de Bragg

La idea de utilizar rejillas de Bragg con paso variable como compensadores de dispersión fue patentada por R.E. Epworth en 1984 [12]. Este tipo de componente ha sido instalado en los sistemas de transmisión óptica y sus principales características son su bajo costo, su simpleza de fabricación, la sintonización en longitud de onda y sus bajas pérdidas de inserción. Sus principales desventajas son la presencia de fluctuaciones en la curva del retardo de grupo (*group delay*) y su posible intolerancia a las variaciones de temperatura. En una rejilla de Bragg con paso variable, el período espacial del índice de refracción (o paso) está en función de la posición (Fig. 2). Esto provoca que la reflectividad sea dispersiva. Los diferentes componentes espectrales de la señal óptica incidente son reflejados en posiciones diferentes a lo largo de la rejilla. El retardo de grupo es entonces lineal y negativo. La dispersión cromática acumulada (*GVD*, del inglés *Group-Velocity Dispersion*) en una línea de transmisión óptica puede ser compensada por el hecho de que las fibras ópticas convencionales son dispersivas ( $GVD = 17 \text{ ps/nm/km}$ ). Esto se logra haciendo propagar la señal distorsionada a través de una rejilla de Bragg con paso variable cuyo valor de dispersión sea igual al valor de la dispersión acumulada, pero de signo

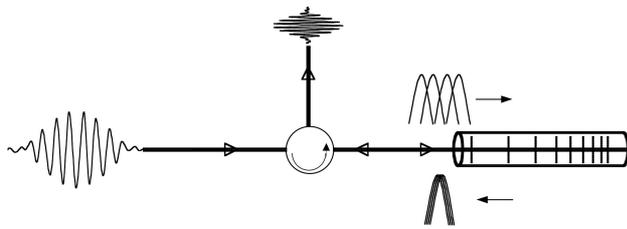


FIGURA 3. Configuración de un compensador de dispersión cromática utilizando una rejilla de Bragg con paso variable.

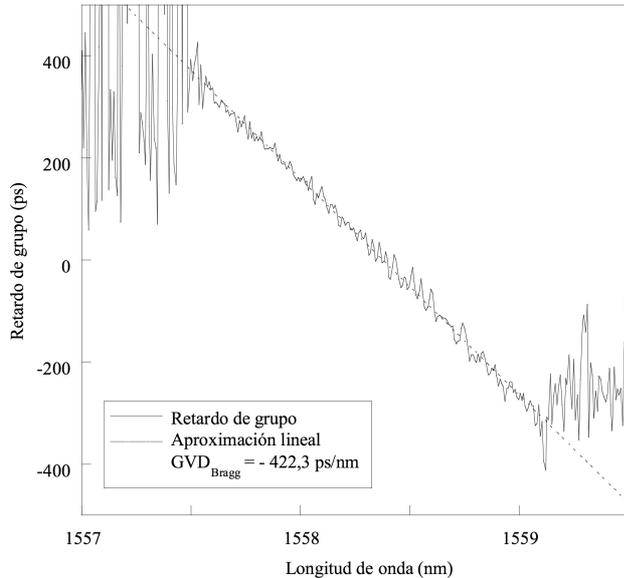


FIGURA 4. Retraso de grupo de la rejilla de Bragg con paso variable determinado a partir de su reflectograma.

contrario, de tal manera que la dispersión total sea prácticamente nula [13]. La Fig. 3 muestra la configuración básica de un compensador de dispersión cromática utilizando una rejilla de Bragg con paso variable. La rejilla utilizada debe tener un ancho de banda suficientemente amplio para cubrir todo el espectro de la señal óptica transmitida.

El OLCR presenta varias ventajas respecto a las otras técnicas de medición de la dispersión cromática, por ejemplo, repetibilidad, tolerancia a las condiciones ambientales, rapidez para tomar las medidas y simplicidad de extracción de la reflectividad a partir de la medición. El principio de la medición consiste en adquirir reflectogramas de la rejilla y de tratarlos matemáticamente por medio de una transformada de Fourier. Como se estableció al final de la Sec. 2, el reflectograma medido  $r(\tau)$  y la reflectividad  $\tilde{r}(\omega)$  de la rejilla forman una pareja de Fourier. El retardo de grupo  $\tau_g$  en función de la longitud de onda se calcula entonces a partir de la fase  $\phi(\omega)$  de la reflectividad utilizando la relación

$$\tau_g = \frac{d\phi(\lambda)}{d\lambda}. \tag{2}$$

El retardo de grupo, del orden de los picosegundos, representa la desviación frecuencial de los componentes espectrales de la señal debida a la rejilla. La dispersión cromática es la

razón de cambio entre la variación del retardo de grupo y la longitud de onda:

$$GVD = \frac{1}{2L} \frac{d\tau_g}{d\lambda}. \tag{3}$$

La dispersión cromática  $GVD$  puede entonces ser obtenida midiendo la pendiente de la curva  $\tau_g$  aproximándola a un polinomio de primer orden.

### 3.1.3. Resultados de la medición de la dispersión cromática de una rejilla con paso variable

La Fig. 4 muestra el retardo de grupo  $\tau_g$  de la rejilla de Bragg con paso variable caracterizada con el OLCR. La fuerte dependencia del retraso con respecto a la longitud de onda es claramente observable. La resonancia de cada uno de los componentes espectrales está en función de la variación del paso de la rejilla, es decir, las características espectrales de una rejilla con paso variable pueden ser ajustadas modificando el perfil del índice de refracción (Fig. 2). Las longitudes de onda más cortas son reflejadas más rápidamente dentro de la rejilla (Fig. 3). En consecuencia, el retardo de grupo es negativo y evoluciona de manera lineal en la banda de paro de la rejilla. La aproximación de la pendiente de la curva del retardo de grupo mediante un polinomio lineal permite calcular el valor de la dispersión cromática ( $GVD_{Bragg}$ ) de la rejilla. Un valor de  $GVD_{Bragg} = -442.3$  ps/nm ha sido determinado. Una rejilla de Bragg con paso variable puede compensar la dispersión acumulada a lo largo de una línea de transmisión de longitud  $L = GVD_{Bragg}/GVD_{linea}$ , donde  $GVD_{linea} \simeq 17$  ps/nm/km es el valor típico de la dispersión por kilómetro de una fibra óptica monomodo convencional. Esto significa que la rejilla caracterizada puede compensar la dispersión acumulada por una señal óptica en una línea de longitud  $L = 26$  km. El retraso de grupo ha sido medido también con un analizador de redes óptico (ONA, del inglés *Optical Network Analyzer*) con el fin de realizar una comparación entre ésta y la medición realizada con el OLCR complejo. El valor de dispersión medido con el ONA es  $GVD_{Bragg} = -426.5$  ps/nm.

### 3.2. Características de guía de onda de fibras con huecos

Una fibra fotónica de cristal (PCF, del inglés *Photonic Crystal Fiber*) está constituida de un núcleo de silicio rodeado de un arreglo periódico de agujeros de aire que corren paralelos al eje de propagación de la fibra (Fig. 5). La presencia de los agujeros de aire induce una disminución del valor efectivo del índice de refracción del recubrimiento, haciendo posible el confinamiento de la luz en el núcleo mediante un mecanismo similar a la reflexión total interna, como sucede en las fibras ópticas convencionales. Las propiedades de guía de onda de la PCF dependen fuertemente del arreglo de agujeros. Ajustando el diámetro  $d$  y la separación  $\Lambda$  de los agujeros, es posible controlar con gran libertad la dispersión cromática de la guía de onda y el área efectiva de la fibra, contrariamente a lo que sucede con las fibras convencionales [14]. Una vez

fabricada, la PCF puede presentar variaciones en sus características de guía de onda a lo largo de la fibra debido al proceso de fabricación. La dispersión (*GVD*) puede modificarse significativamente y una birrefringencia inesperada puede ser inducida. Proponemos aquí utilizar la técnica OLCR para medir de manera precisa la *GVD* y la birrefringencia de una PCF. Contrariamente a las técnicas clásicas de medición de la dispersión, la técnica OLCR necesita solamente una muestra de fibra de menos de un metro de longitud para efectuar la medición.

La fibra a medir se coloca en el brazo de medición del OLCR. La medición de toda la longitud de la fibra resulta en dos reflectogramas debidos a las reflexiones de Fresnel de las caras de entrada y de salida de la fibra. Ambos reflectogramas son aislados numéricamente y una transformada de Fourier es aplicada a cada uno de ellos. El retardo de grupo  $\tau_g$  resultante de la diferencia de las fases  $\phi_{rear}(\omega)$  y  $\phi_{front}(\omega)$  de las reflectividades de las caras de la fibra es

$$\tau_g = \frac{d}{d\omega} \{ \phi_{rear}(\omega) - \phi_{front}(\omega) \}. \quad (4)$$

El parámetro *GVD* se puede determinar simplemente calculando la pendiente de la curva de retardo de grupo y ajustándola a la longitud de la muestra de fibra caracterizada [15,16]. La *GVD* de una fibra convencional fue medida con una excelente precisión, validando así el principio de la caracterización de fibras ópticas mediante la técnica OLCR.

Los reflectogramas de ambas caras de una PCF de 80.8 cm de longitud se muestran en la Fig. 6a. El ensanchamiento del reflectograma correspondiente a la cara de salida, comparado con el de la cara de entrada, resulta del valor de la *GVD* de la PCF evaluada. El reflectograma es simétrico respecto a la posición  $x = 0$  lo que revela una baja influencia de la dispersión de orden superior. Los efectos de la birrefringencia son fácilmente observables por los lóbulos de batimiento presentes en el reflectograma (Fig. 6b). La inserción de un polarizador lineal a la salida del OLCR permite reducir significativamente este batimiento confirmando entonces la existencia de una birrefringencia modal (Fig. 6c). El espectro de la reflexión de la cara de salida de la PCF es presentado en la Fig. 7a y comparado con el espectro de la fuente del OLCR. Los lóbulos de batimiento debidos a la birrefringencia son claramente observables. El retardo de grupo varía linealmente en función de la longitud de onda, lo que confirma la predominancia de la dispersión de primer orden (Fig. 7b). La *GVD* es obtenida calculando la pendiente de la curva del retardo de grupo aproximándola a un polinomio de tercer orden y tomando en cuenta la relación de Sellmeier, la que permite estimar la dispersión del material [17]. La *GVD* de la PCF es positiva (en régimen anómalo) y presenta un valor elevado en las dos ventanas de longitudes de onda estudiadas ( $GVD_{1300nm} = 96.7$  ps/nm/km y  $GVD_{1550nm} = 115.8$  ps/nm/km). De estos valores se puede deducir que la dispersión cromática de una fibra fotónica de cristal esta determinada principalmente por la dispersión de la guía de onda (la dispersión del silicio es de 17 ps/nm/km).

La birrefringencia es evaluada a partir del batimiento observado en el espectro utilizando la relación  $\Delta\lambda/\lambda = L_B/2L$ , donde  $L_B$  es la longitud de batimiento,  $\Delta\lambda$  el intervalo espectral entre dos mínimos consecutivos y  $2L$  el viaje de ida y vuelta en la fibra [18]. Para un  $\Delta\lambda$  de 6.7 nm, la birrefringencia es  $B_{1550nm} = \lambda/L_B = 2.26 \cdot 10^{-4}$ . La Tabla I presenta

TABLA I. Valores medidos y calculados de la dispersión cromática y de la birrefringencia de la PCF caracterizada.

	medición		cálculo
$GVD_{1550nm}$	115.8		$116 \pm 3$
$B_{1550nm}$	$2.26 \times 10^{-4}$	$2.2 \times 10^{-4} \pm 10^{-5}$	
$GVD_{1300nm}$	96.7		$93 \pm 3$
$B_{1300nm}$	$1.41 \times 10^{-4}$	$1.5 \times 10^{-4} \pm 10^{-5}$	

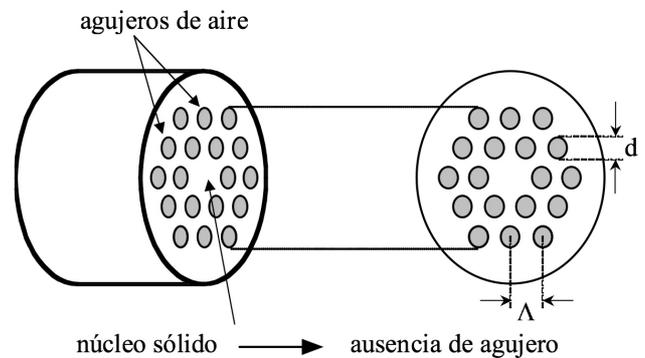


FIGURA 5. Extremidad y sección transversal de una fibra fotónica de cristal, con un arreglo hexagonal de agujeros de aire definido por su diámetro  $d$  y su separación  $\Lambda$ .

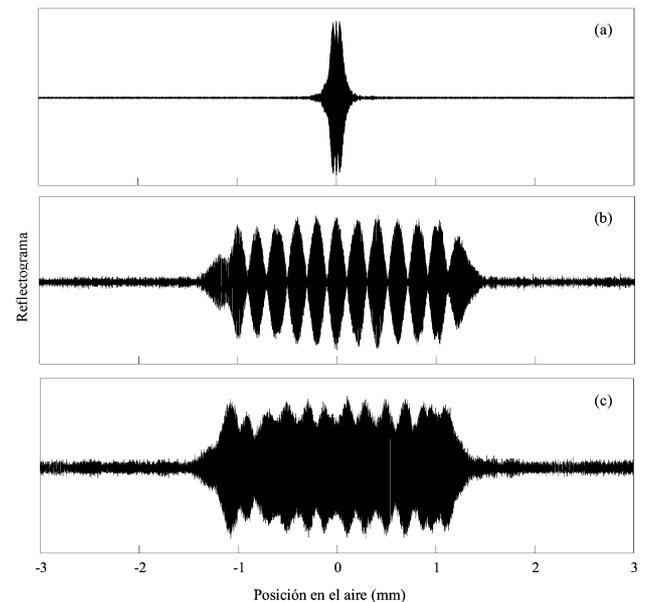


FIGURA 6. Reflectogramas de la PCF: (a) cara de entrada, (b) cara de salida sin polarizador y (c) cara de salida con polarizador en la salida del OLCR.

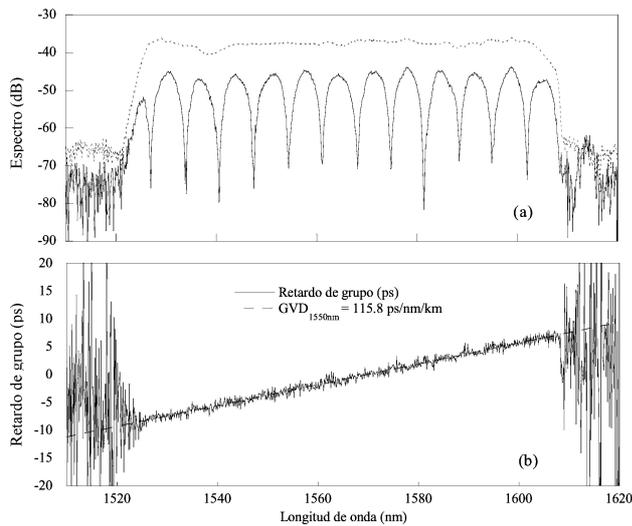


FIGURA 7. (a) Espectro y (b) retardo de grupo de la PCF determinados a partir de las mediciones realizadas con el OLCR. El espectro de la PCF (línea continua) está comparado con el espectro de la fuente del OLCR (línea punteada).

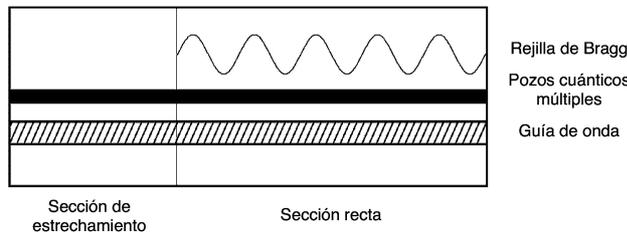


FIGURA 8. Estructura del láser DFB en semiconductor de dos secciones: sección activa (sección recta) y sección de estrechamiento.

los valores medidos de la  $GVD$  y de la birrefringencia de la PCF caracterizada. Estos valores son comparados con los obtenidos teóricamente utilizando un método de elementos finitos [19], donde la estructura real de la fibra es tomada en cuenta. Hay una excelente concordancia entre los valores medidos y los valores teóricos.

**3.3. Láseres de semiconductor con retroalimentación distribuida**

La técnica OLCR ha sido propuesta para caracterizar componentes fotónicos activos desde 1992 [20,21]. Sin embargo, ningún trabajo ha sido publicado concerniente al análisis de este tipo de componentes cuando estos se encuentran sometidos a una inyección óptica externa. La inyección externa hace posible muchas de las funciones “todo óptico”, como la generación y control de señales en radiofrecuencia, la regeneración 3R (del inglés *Reamplification, Retiming, Reshaping*), la conversión de longitudes de onda y la compensación ultrarápida de la dispersión. Es interesante entonces examinar los efectos de una inyección óptica externa en los láseres de semiconductor con retroalimentación distribuida (DFB, del inglés *Distributed Feedback*). Para ello, hemos propuesto utilizar la técnica OLCR. Se presentará primero la estructura de

los láseres DFB utilizados en este experimento y se definirá la inyección óptica externa. Acto seguido, se mostrarán los resultados de la caracterización de un láser DFB cuando éste se encuentra en régimen libre y polarizado. En particular, se mostrará la medición del coeficiente de acoplamiento,  $\kappa$ , del láser a partir de la medición OLCR, corroborada por las simulaciones. Finalmente, las variaciones de la ganancia y del índice de refracción inducidas por la inyección óptica serán discutidas. Entre otros resultados, se muestra que la técnica OLCR permite medir directamente el factor de ensanchamiento del ancho de línea,  $\alpha_H$ , llamado factor de Henry [27].

**3.3.1. Descripción de la inyección óptica externa en láseres DFB de semiconductor**

Un láser de semiconductor es simplemente un oscilador que resuena a frecuencias ópticas. Como todo oscilador, un láser también se puede sincronizar a otro mediante inyección del campo óptico proveniente de otro láser. Al láser inyectado se le llama comúnmente láser esclavo y al que produce el campo óptico externo se le dice láser maestro. La sincronización se logra siempre que la diferencia de frecuencias de emisión del láser esclavo sin inyección y el láser maestro sea inferior a la banda de sincronización [23]. Esta banda está determinada por la estructura del láser y por la tasa de inyección que se define como la razón entre las densidades de potencia local del campo inyectado y del campo de la cavidad en régimen libre [29]. Bajo el efecto de la inyección estable, el láser esclavo modifica su frecuencia natural y emite a la frecuencia de emisión del láser maestro. Esta variación de la frecuencia se acompaña de una variación de la ganancia de la cavidad debido al acoplamiento ( $\alpha_H$ ) que existe entre las variaciones de las partes real e imaginaria del índice de refracción en los semiconductores. Estas variaciones se medirán directamente con los resultados del OLCR para determinar  $\alpha_H$ .

**3.3.2. Caracterización de un láser DFB: láser en régimen libre y polarizado**

El láser de semiconductor utilizado en este experimento es de pozos cuánticos múltiples, con retroalimentación distribuida por modulación del índice de refracción y emite en el rango de 1550 nm. Su estructura, mostrada en la Fig. 8, consiste en una sección activa que contiene la rejilla de Bragg y en una sección de estrechamiento que funciona como adaptador de modos para optimizar el acoplamiento de la potencia entre el láser y una fibra óptica [22]. Las longitudes físicas de las secciones del láser, medidas con un microscopio de fuerza atómica, son 345 y 135  $\mu\text{m}$ , respectivamente. En la sección de estrechamiento, el ancho de la zona activa (la capa de pozos cuánticos) disminuye linealmente mientras que la guía de onda pasiva debajo de ella aumenta. De esta manera, el campo óptico es transferido de la sección activa del láser a la guía de onda pasiva para lograr una divergencia del haz a la salida inferior a los 15°.

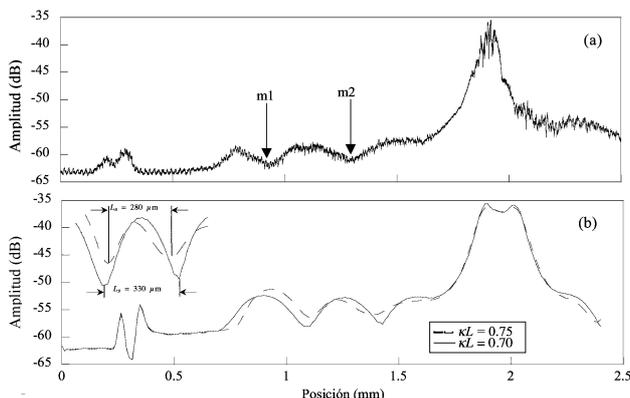


FIGURA 9. Amplitudes (a) experimental y (b) terica del reflectograma del laser DFB en régimen libre y polarizado.

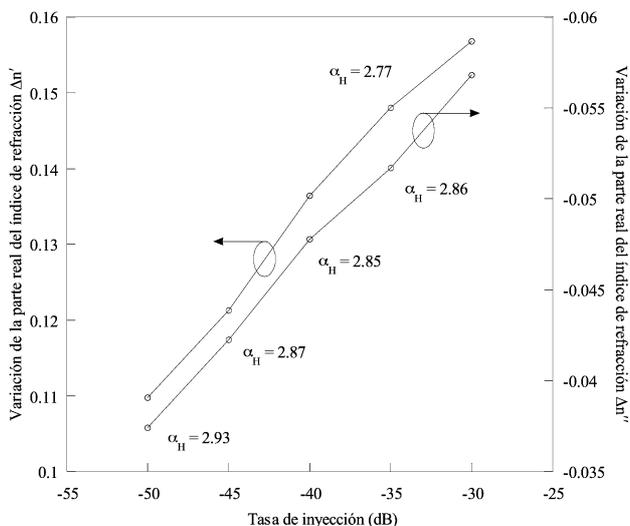


FIGURA 10. Variación del índice de refracción complejo del laser DFB esclavo debida a la inyección óptica externa para diferentes tasas de inyección.

Con el fin de corroborar los resultados obtenidos con el OLCR, el reflectograma teórico del laser DFB fue simulado utilizando las ecuaciones propuestas en Ref. 22 basadas en la teoría de acoplamiento de modos [24]. Las amplitudes de los reflectogramas medido y simulado del laser DFB en régimen libre y polarizado se muestran en la Fig. 9. La distancia entre dos puntos mínimos consecutivos (m1 y m2) determina la longitud de batimiento (LB) y puede ser utilizada para calcular la amplitud de la modulación del índice de refracción de la rejilla de Bragg del laser,  $\Delta n_{p-p} = \lambda_0 / L_B$ , donde  $\Delta n_{p-p}$  es el valor pico a pico de la amplitud de la modulación y  $\lambda_0$  es la longitud de onda de Bragg [25]. El origen de este batimiento es la existencia de ondas contra-propagativas en un medio con diferencia de índice. Esta afirmación ha sido confirmada simulando la longitud de batimiento para varios valores del coeficiente de acoplamiento de la rejilla (Fig. 9b). Una longitud de batimiento de  $365 \mu\text{m}$  ha sido medida a partir de la amplitud del reflectograma medido con el OLCR (Fig. 9a), dando como resultado una amplitud de modulación del índice de  $\Delta n_{p-p} = 2 \times 10^{-3}$  y un coeficiente de acoplamiento

de  $\kappa = 21 \text{ cm}^{-1}$ . Este valor es bastante próximo de la estimación  $\kappa = 20 \text{ cm}^{-1}$  obtenida a partir de la medición del ancho de banda pasante del laser.

### 3.3.3. Caracterización de un laser DFB en semiconductor: laser polarizado e inyectado ópticamente

Cuando una inyección óptica es aplicada a un laser de semiconductor, el índice de refracción complejo sufre un cambio que induce una variación de la frecuencia de emisión [26]. La parte imaginaria de esta variación, descrita por:

$$\Delta n'' = \frac{\lambda_0}{2\pi} \Delta g, \tag{5}$$

depende del cambio neto de la ganancia  $\Delta g$ , que es diferente de la pérdidas de la cavidad laser. Esto quiere decir que la ganancia asociada a los portadores de carga es ahora diferente de las pérdidas dentro de la cavidad, a diferencia de lo que ocurre en el caso de un laser en régimen libre. El factor de Henry,  $\alpha_H$  describe el acoplamiento entre las partes real e imaginaria de los cambios del índice de refracción dependientes de la densidad de portadores.  $\alpha_H$  está simplemente definido como la razón entre las derivadas parciales de las variaciones del índice de refracción respecto a la densidad de portadores. Suponiendo pequeñas variaciones de la densidad de portadores, el cambio de la ganancia  $\Delta g$  inducido por la inyección óptica externa es entonces acompañado por una variación en régimen estacionario de la parte real del índice de refracción [27]

$$\Delta n' = -\alpha_H \Delta n'' \tag{6}$$

El análisis directo de las mediciones obtenidas con el OLCR permiten determinar tanto la parte real como la parte imaginaria del cambio del índice de refracción debido a la inyección óptica externa del laser DFB. La evaluación de  $\alpha_H$  es entonces simple. Las condiciones de inyección impuestas al laser esclavo por el laser maestro han sido escogidas de tal forma que un funcionamiento en régimen de sincronización sea asegurado. Esto quiere decir que las oscilaciones forzadas a la frecuencia del laser maestro dominan sobre la amplificación espontánea en la frecuencia de relajación. El efecto de la inyección óptica externa se manifiesta de dos maneras en los resultados obtenidos con el OLCR. Primero, un cambio  $\Delta L_{opt}$  de la longitud óptica del laser es observado, provyendo así una manera de obtener la modificación inducida por la inyección óptica de la parte real del índice de refracción  $\Delta n' = \Delta L_{opt} / \Delta L_{phy}$ . Segundo, la diferencia logarítmica entre los reflectogramas correspondientes al laser en régimen libre e inyectado permite determinar el cambio neto de la ganancia  $\Delta g$  inducido por la inyección óptica [20]. De esta manera, la cantidad de luz inyectada en el laser es evaluada de manera precisa. La parte imaginaria del cambio del índice de refracción es entonces estimada para la longitud de onda de Bragg  $\lambda_0$ . La Fig. 10 muestra las variaciones medidas del índice de refracción complejo en función de la tasa de inyección para una diferencia de frecuencias de emisión pequeña (500 MHz). Un factor de Henry medio de  $\alpha_H = 2.86$  ha sido

obtenido en buen acuerdo con las mediciones efectuadas con un interferómetro Mach-Zender basado en la modulación en pequeña señal [28]. Para simular el reflectograma teórico del láser DFB sometido a una inyección óptica externa, la amplitud de la reflectividad de la cara frontal del láser ha sido substituida por una reflectividad equivalente que incluye las condiciones de la inyección óptica [29]. Esto induce un cambio de la ganancia neta y de la longitud de la cavidad, asegurando una buena concordancia con las condiciones reales del experimento.

La validez de la estimación del factor de Henry a partir de las mediciones realizadas con el OLCR complejo pueden ser cuestionadas a causa de la dependencia espectral de  $\alpha_H$  [30]. En efecto, el parámetro  $\alpha_H$  es fuertemente dispersivo. Sin embargo, su valor obtenido a partir de las mediciones OLCR corresponde a un valor promediado dado por

$$\bar{\alpha}_H = \frac{1}{\Delta\omega} \int_{-\Delta\omega/2}^{+\Delta\omega/2} \alpha_H(\omega) S(\omega) r_{eqv}(\omega) d\omega, \quad (7)$$

donde el producto  $S(\omega)r_{eqv}(\omega)$  puede ser considerado como la respuesta lineal de un filtro paso banda angosto con un ancho de banda  $\Delta\omega$  determinado a la vez por la estructura y las condiciones de operación del láser. En consecuencia, únicamente las longitudes de onda de la fuente de banda ancha del OLCR que se encuentran alrededor de la longitud de onda de Bragg  $\lambda_0$  son reflejadas por el láser esclavo hacia el montaje OLCR. La incertidumbre de la determinación del parámetro  $\alpha_H$  es entonces despreciable.

## 4. Conclusiones

Se ha mostrado que la reflectometría óptica a baja coherencia es una técnica versátil y no destructiva para determinar parámetros primordiales de componentes fotónicos, pasivos y activos, utilizados hoy en día en los sistemas de telecomunicaciones ópticas. Particularmente, se ha podido cuantificar la dispersión cromática de una rejilla de Bragg con paso variable y se compararon los resultados con los obtenidos utilizando un analizador de redes óptico, encontrándose una buena concordancia. Se midieron igualmente las características de guía de onda, dispersión cromática y birrefringencia, de una fibra con huecos. Estos resultados fueron corroborados mediante simulaciones realizadas utilizando un método de elementos finitos. Asimismo, se caracterizó un láser DFB de semiconductor y se reportó por primera vez la medición de los efectos de una inyección óptica externa en un láser. Estas mediciones fueron confirmadas a partir de las simulaciones numéricas realizadas. Concretamente, se midieron el coeficiente de acoplamiento del láser y las variaciones del índice de refracción en función de las condiciones de la inyección óptica externa. Esto último permitió determinar el valor del factor de Henry,  $\alpha_H$ , de una manera directa. Los resultados presentados aquí muestran que la técnica OLCR permite efectuar un análisis estructural y funcional de muchos componentes fotónicos actuales. Esto sitúa al OLCR como un verdadero instrumento de investigación que resulta indispensable en el diseño y el desarrollo de componentes fotónicos de nueva generación.

- 
- \* Este trabajo fue realizado con el auspicio de una beca de postgrado del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (México).
1. K. Takada, I. Yokohama, K. Chida y J. Noda, *Appl. Opt.* **26** (1987) 1603.
  2. R.C. Youngquist, S. Carr y D.E.N. Davies, *Opt. Lett.* **12** (1989) 158.
  3. H.H. Gilgen, R.P. Novk, R. P. Salath, W. Hodel y P. Beaud, *J. Lightwave Technol.* **7** (1989) 1225.
  4. U. Wiedmann, P. Gallion y G.-H. Duan, *J. Lightwave Technol.* **16** (1998) 1343.
  5. Y. Gottesman, E.V.K. Rao, H. Sillard y J. Jacquet, *J. Lightwave Technol.* **20** (2002) 489.
  6. T. Erdogan, *J. Lightwave Technol.* **15** (1997) 1277.
  7. C.R. Giles, *J. Lightwave Technol.* **15** (1997) 1391.
  8. P. Lambelet *et al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5** (1993) 565.
  9. S.D. Dyer y K.B. Rochford, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **35** (1999) 1485.
  10. E.I. Petermann, J. Skaar, B.E. Sahlgren, R.A.H. Stubbe y A.T. Friberg, *J. Lightwave Technol.* **17** (1999) 2371.
  11. S.A. Newton, "Novel approaches to optical reflectometry", *Proc. 7th Instrum. Meas. Technol. Conf.* (1990) p. 329.
  12. R.E. Epworth, *patente otorgada en el Reino Unido GB 2161612B* (1984).
  13. F. Ouellette, J.-F. Cliche y S. Gagnon, *J. Lightwave Technol.* **12** (1994) 1728.
  14. J.C. Knight, T.A. Birks y P.St.J. Russell, *Opt. Lett.* **22** (1997) 961.
  15. M.J. Gander *et al.*, *Electron. Lett.* **35** (1999) 63.
  16. C. Palavicini *et al.*, "Determination of the chromatic dispersion and birefringence of photonic crystal fibers using an OLCR technique", *Conference on Lasers and Electro-Optics* (San Francisco, California, 2004).
  17. G.P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics* (Academic Press, San Diego, CA, 1995).
  18. K. Kikuchi y T. Okoshi, *Wavelength-sweeping technique for measuring the beat length of linearly birefringent optical fibers* **8** (1983) 122.
  19. A. Cucinotta, S. Selleri, L. Vincetti y M. Zoboli, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** (2002) 1530.
  20. E. Brinkmeyer y U. Glombitza, *Opt. Lett.* **17** (1992) 1441.
  21. U. Wiedmann, P. Gallion, Y. Jaouen y C. Chabran, *J. Lightwave Technol.* **16** (1998) 864.

22. B. Thedrez *et al.*, "1.55 $\mu$ m DFB lasers with integrated spot size converters operating at 2.5 Gbit/s with modulated power over 20 mW for 180 km transmission", *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf* (1999) p. 140.
23. R. Lang, *IEEE J. Quantum Electron.* **18** (1982) 976.
24. A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.* **9** (1973) 919.
25. U. Wiedmann, P. Gallion y G.-H. Duan, *J. Lightwave Technol.* **16** (1998) 1343.
26. P. Gallion y G. Debarge, *Electron. Lett.* **21** (1985) 264.
27. C.H. Henry, *IEEE J. Quantum Electron.* **18** (1982) 259.
28. W.V. Sorin, K.W. Chang, G.A. Conrad y P.R. Hernday, *J. Lightwave Technol.* **10** (1992) 787.
29. G. Campuzano, P. Gallion y G. Debarge, "Locking range dependence on the grating characteristics of distributed feedback semiconductor lasers", *Proc. 14th Annual Meeting Lasers Electro-Opt. Soc.* (2001) p. 800.
30. M. Osinski y J. Buus, *J. Lightwave Technol.* **23** (1987) 9.