

# Láser de fibra de amarre de modos de figura ocho basado en un espejo de lazo óptico no lineal simétrico

R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E.A. Kuzin y J. Gutiérrez-Gutiérrez  
*Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica,  
Apartado Postal 61 y 216, 72000, Puebla, Pue., México  
e-mail: rcoutino@inaoep.mx*

O. Pottiez  
*Centro de Investigaciones en Óptica,  
Loma del Bosque 115, Col. Lomas del Campestre, León Gto. 37150, México.*

P. Zaca-Morán  
*Instituto de Ciencias, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla,  
Apartado Postal 207, 72000 Puebla, Pue., México.*

Recibido el 23 de abril de 2007; aceptado el 21 de agosto de 2007

Investigamos experimentalmente el láser de fibra de amarre de modos pasivo de figura ocho que está basado en el espejo de lazo óptico no lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM), utilizando un acoplador simétrico y un retardador de un cuarto de onda (*Quarter-Wave Retarder*, QWR) en el lazo de fibra. El NOLM tiene la función de un absorbedor saturable, que es un elemento no lineal cuya respuesta a una señal óptica de entrada es dependiente de la intensidad, de tal manera que el pulso después de pasar por el medio no lineal es más estrecho que el pulso de entrada. La ventaja de esta configuración es la facilidad de ajuste: para obtener los pulsos, únicamente tenemos que ajustar un solo elemento, el ángulo del QWR insertado en el lazo, para una potencia de bombeo arriba de 70 mW. El láser es capaz de generar pulsos de 30 ps con una frecuencia de repetición fundamental de 0.8 MHz.

*Descriptores:* Láseres de fibra; modulación, sintonización, y amarre de modos; birrefringencia; polarización; procesos ultrarrápidos; dispositivos de fibra óptica.

In this work we investigate a figure-eight passive mode-locked fiber laser which is formed by a Nonlinear Optical Loop Mirror (NOLM) using a symmetrical coupler and a Quarter-Wave Retarder (QWR) in the loop. The NOLM has the function of a saturable absorber, which is a non-linear element. Thus, the response for an optic signal of entrance is dependent of the intensity, so the NOLM output pulse is narrower than the NOLM input pulse. The advantage of this configuration is that we need to adjust only one element to get the mode-locked pulses when the pump power is up to 70 mW, this element is the QWR angle. The laser generated pulses around 30 ps by a fundamental repetition frequency approximately of 0.8 MHz.

*Keywords:* Fiber lasers; modulation, tuning, and mode locking; birefringence; polarization; ultrafast processes; fiber-optic instruments.

PACS: 42.55.Wd; 42.60.Fc; 42.81.Gs; 42.65.Re; 07.60.Vg

## 1. Introducción

El espejo de lazo óptico no lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM) [1], también conocido como interferómetro de Sagnac no lineal ha ganado amplia aceptación como un sistema de conmutación ultrarrápido con una excelente estabilidad. La evolución de tales sistemas a llegado a emplear al NOLM como un elemento para tratar señales ultrarrápidas de trenes de pulsos en aplicaciones como conmutación óptica y demultiplexado [2], supresión de pedestal [3], regulación de amplitud de pulsos o regeneración de un flujo de datos ultrarrápido [4] y en láseres de fibra de amarre de modos pasivo [5], esto debido a su excelente estabilidad y fácil ajuste. En la mayoría de los casos el NOLM es formado por un acoplador asimétrico cuyos puertos de salida son empalmados a un lazo de fibra óptica. En dicho lazo viajan dos haces en direcciones opuestas con diferentes potencias para posteriormente entrar al acoplador e interferir. La longitud de camino óptico es la misma para ambos haces. Ésta es una característica im-

portante del dispositivo. La interferencia de estas dos ondas en el acoplador es sensible a la diferencia de fase que existe entre los haces contra-propagándose. Al tener una asimetría de potencia entre los haces que se contra-propagan en el lazo, se obtiene una diferencia en el cambio de fase no lineal de dichos haces, debido a la auto-modulación de fase (*Self-Phase Modulation*, SPM), de tal manera que la transmisión del dispositivo es dependiente de la intensidad. En este caso la polarización de los haces no llega a afectar en la conmutación del NOLM.

En nuestro arreglo del sistema láser proponemos un NOLM con un acoplador simétrico, fibra de baja birrefringencia altamente torcida y un retardador de un cuarto de onda (*Quarter-Wave Retarder*, QWR) colocado en el lazo. Se aplica alta torsión para reducir la birrefringencia residual que varía con las condiciones del medio ambiente y que es la responsable de la inestabilidad de un NOLM convencional. Al tener alta torsión en el lazo de fibra se llega a tener birrefringencia circular, la cual hace que el sistema sea más robusto

y estable. Para formar el láser de figura ocho, se hizo uso del espejo de lazo amplificador no lineal (*Nonlinear Amplifier Loop Mirror*, NALM) que consiste básicamente de un NOLM que incluye un amplificador de fibra dopada con erbio (*Erbium-Doped Fiber Amplifier*, EDFA). En un trabajo anterior, demostramos que al utilizar un NOLM simétrico, fibra torcida y un QWR el sistema es muy atractivo para láseres de amarre de modos pasivo [6]. En este trabajo demostramos experimentalmente el procedimiento para obtener pulsos de un láser de fibra de amarre de modos pasivo, basado en un NOLM simétrico. Con un acoplador simétrico, la conmutación se obtiene por medio de la rotación de la polarización no lineal (*Nonlinear Polarization Rotation*, NPR). Utilizando polarización circular a la entrada del NOLM, el retardador de un cuarto de onda cambia el estado de polarización circular a polarización lineal para uno de los haces en contra-propagación y su orientación en relación a los ejes principales de la fibra. Aquí el efecto de la automodulación de fase (SPM) no contribuye en la conmutación, debido a que es cancelado por tener potencias de igual magnitud en los haces en contra-propagación.

**2. Teoría**

El NOLM formado por un acoplador simétrico, fibra de baja birrefringencia altamente torcida y un QWR en el lazo de fibra, fue propuesto en la Ref. 7. Este sistema opera a través de la rotación de la polarización no lineal (NPR). Gracias a este fenómeno, una polarización asimétrica entre los haces que viajan en el lazo de fibra en el sentido de las manecillas del reloj (*clockwise*, cw) y en sentido contrario (*counterclockwise*, ccw) pueden provocar una conmutación inclusive si las potencias son iguales (caso de un acoplador simétrico) [7,8].

Para ilustrar con más claridad la operación del NOLM, se consideran las ecuaciones acopladas para la evolución de la polarización no lineal en el caso de onda continua [9] que describen la propagación de un haz polarizado de potencia  $P$  en una fibra [10]:

$$\begin{aligned} \partial_z C^+ &= i\tilde{b}P \left( |C^+|^2 + 2|C^-|^2 \right) C^+ \\ &= i\tilde{b}P \left( \frac{3}{2} - \frac{1}{2}A_s \right) C^+, \\ \partial_z C^- &= i\tilde{b}P \left( |C^-|^2 + 2|C^+|^2 \right) C^- \\ &= i\tilde{b}P \left( \frac{3}{2} + \frac{1}{2}A_s \right) C^-. \end{aligned} \tag{1}$$

En la Ec. (1),  $\partial_z$  denota la primera derivada con respecto a la dirección de propagación  $z$ ,  $\tilde{b} = 4\pi\tilde{n}_2/3\lambda A_{eff}$  es el coeficiente no lineal ( $\tilde{n}_2$  es el coeficiente Kerr óptico,  $\lambda$  es la longitud de onda y  $A_{eff}$  es el área efectiva modal),  $P$  es la potencia del haz dentro la fibra,  $C^+$  y  $C^-$  son las amplitudes complejas de las componentes de polarización circular a la derecha y circular a la izquierda, respectivamente, las cuales

se normalizaron a la potencia  $P$ , de tal manera que se cumpla la condición  $|C^+|^2 + |C^-|^2 = 1$ . Finalmente, se tiene que  $A_s = |C^+|^2 - |C^-|^2$  es el parámetro de Stokes. Estas ecuaciones muestran que la propagación del haz a lo largo de la fibra, puede presentar en forma individual dos efectos no lineales: un cambio de fase caracterizado por el coeficiente  $= 3/2\tilde{b}P$  y una rotación de la elipse  $= 3/2A_s\tilde{b}P$  (para polarización circular  $A_s = \pm 1$ , dependiendo del sentido de la polarización). Si la Ec. (1) es aplicada para cada uno de los haces que se contra-propagan dentro del NOLM, aparece claramente que los cambios de fase entre los haces cw y ccw pueden ser diferentes para potencias de igual magnitud sólo si existe una diferencia de la NPR, lo que ocurre si los parámetros de Stokes son diferentes (los estados de polarización de los haces en contra-propagación son diferentes). Cuando los haces se recombinan en la salida del NOLM, una diferencia de fase debida a la NPR es responsable de una transmisión dependiente de la potencia, de forma similar para una diferencia de cambio de fase no lineal. Sin embargo, para poder obtener conmutación basada en la NPR hay que tener mucho cuidado que la polarización de cada haz se conserve durante la propagación. Esto se logra al torcer la fibra, de manera que se comporta como una fibra perfectamente isótropa, libre de birrefringencia residual [11].

**3. Descripción de la operación del NOLM**

La estructura del NOLM se muestra en la Fig. 1. Consiste de un acoplador simétrico (50/50), de fibra de baja birrefringencia altamente torcida conectada en los puertos de salida del acoplador y de un QWR insertado en el lazo. En tal caso, tenemos potencia simétrica en los haces en contra-propagación, de manera que la evolución no lineal sólo puede obtenerse a través de la diferencia de fase generada por la NPR por medio de la diferencia de polarización creada por el QWR. Dicho retardador puede ser rotado en un plano perpendicular a la fibra,  $\alpha$  es el ángulo de uno de los ejes principales del retardador con respecto a un sistema de referencia del laboratorio y es definido como se muestra en la Fig. 1.

La ecuación que gobierna el comportamiento de la transmisión no lineal del NOLM para cuando tenemos polariza

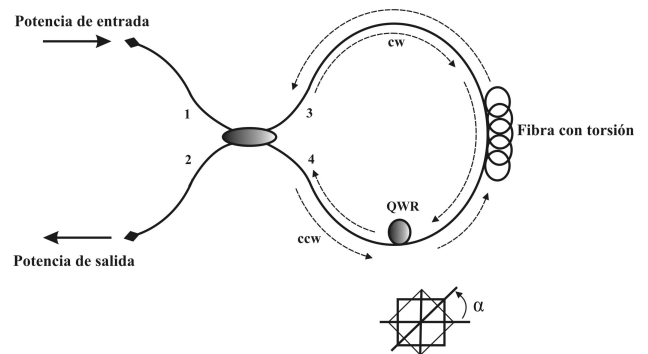


FIGURA 1. Esquema del NOLM, con fibra de baja birrefringencia altamente torcida y un QWR en el lazo.

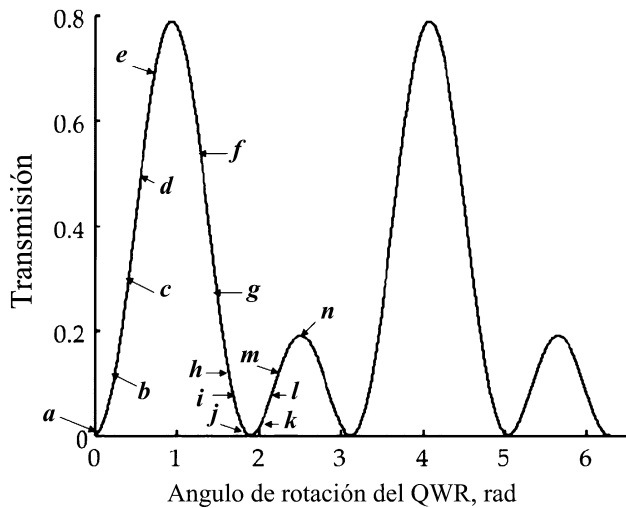


FIGURA 2. Transmisión del NOLM a bajas potencias, consideramos la misma torsión ( $6\pi$ ) en ambos brazos de salida del acoplador y una birrefringencia de  $5\pi/4$  para un brazo y para el otro una birrefringencia de  $\pi/4$ .

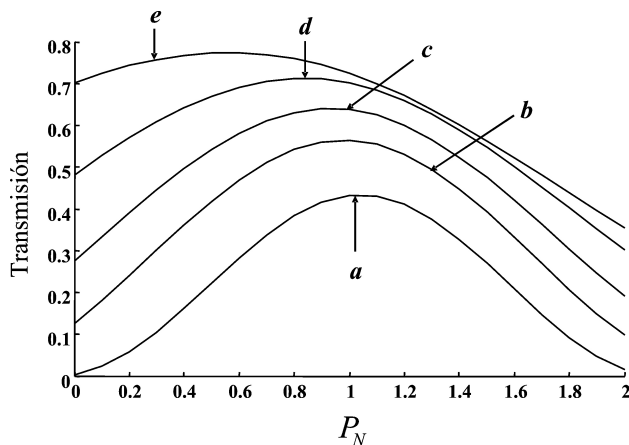


FIGURA 3. Comportamiento no lineal del NOLM para 5 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de  $\pi$  rad en la característica de baja potencia. Para el pico con mayor amplitud.

ción circular a la entrada fue determinada en la Ref. 10:

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(\beta - 2\alpha) \cos\left(\beta - 2\alpha \mp \frac{1}{4} P_{in} l\right), \quad (2)$$

donde el signo del término no lineal es determinado por el sentido de la polarización circular. Este caso ya fue investigado en las Refs. 12 y 13, donde  $\beta = \rho L$  puede ser interpretada como la actividad óptica total de la fibra, la cual es congruente al modulo  $2\pi$ ,  $\rho$  es la potencia rotatoria en (rad/m),  $L$  la longitud de la fibra y  $P_{in} = 2P_N$  es la potencia de entrada al NOLM, donde  $P_N = b\pi P/k$  es la potencia normalizada en cada brazo y  $k = \pi\delta n/\lambda$  describe la birrefringencia lineal.

A bajas potencias podemos ver de la Ec. (2) (tomando  $P_{in} = 0$ ) que la transmisión sólo depende del valor de  $\beta - 2\alpha$  que nos determina el inicio de la transmisión a bajas potencias. En la Fig. 2 se muestra una simulación de la transmisión

a bajas potencias cuando se tiene igual torsión y diferente birrefringencia en los brazos de salida del acoplador [14]. En esta gráfica observamos que se tienen dos picos de diferente amplitud en un periodo de  $\pi$  rad, el de mayor amplitud con un máximo de 0.8 y el de menor amplitud con un máximo de 0.2, este comportamiento sinusoidal se vuelve a repetir si seguimos rotando el retardador.

Realizamos unas simulaciones del comportamiento no lineal de la transmisión del NOLM y observamos resultados interesantes para aplicaciones en láseres de amarre de modos pasivo, los cuales se analizaron experimentalmente [6]. Se hicieron simulaciones numéricas para ver como es el comportamiento no lineal, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de  $\pi$  rad para los diferentes puntos que se muestran marcados en la transmisión a bajas potencias sobre el pico de mayor amplitud (ver Fig. 2, puntos *a, b, c, d* y *e*).

De la Fig. 3, podemos observar que la curva marcada con la letra *b*, tiene una característica adecuada para ser utilizada en láseres de amarre de modos pasivo. En efecto, tenemos en este caso una transmisión diferente de cero a bajas potencias, de forma que un pequeño ruido inicial en el sistema láser se pueda empezar a amplificar en cada ciclo. Además, la característica presenta un crecimiento importante cuando la potencia crece, lo que favorecerá la oscilación de pulsos, es decir el régimen de amarre de modos, en contraste con la característica *e*, por ejemplo, que tiende a decrecer con la potencia, favoreciendo la oscilación en régimen continuo. Por lo tanto, podemos predecir que se puede tener amarre de modos para esta posición del QWR. Para las otras posiciones del QWR no se llega a tener la curva que caracteriza al NOLM para comportarse como un absorbedor saturable. En la Fig. 4, mostramos otras formas del comportamiento no lineal simuladas para diferentes puntos marcados en la transmisión a bajas potencias para el primer pico de mayor amplitud (ver Fig. 2, puntos *f, g, h, i* y *j*).

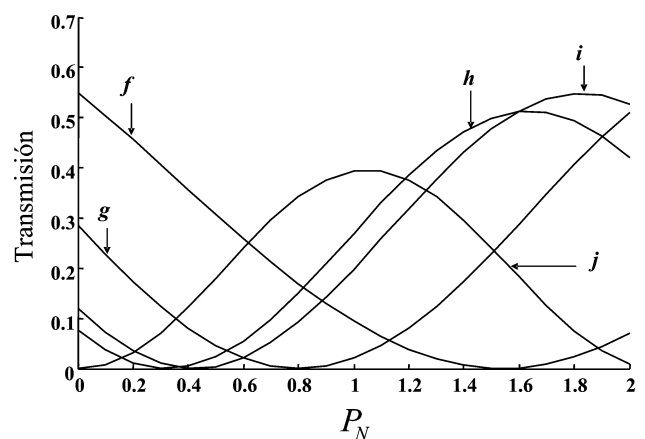


FIGURA 4. Comportamiento no lineal del NOLM para 5 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de  $\pi$  rad en la característica de baja potencia. Para el pico con mayor amplitud.

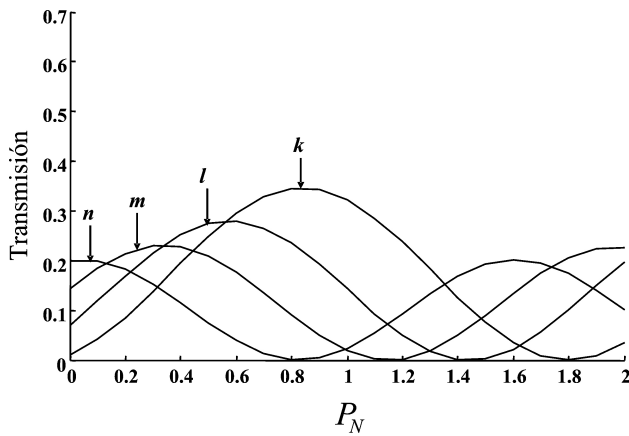


FIGURA 5. Comportamiento no lineal del NOLM para 4 puntos diferentes de la posición del QWR, cuando tenemos dos picos de diferente magnitud en un periodo de  $\pi$  rad en la característica de baja potencia. Para el pico de menor amplitud.

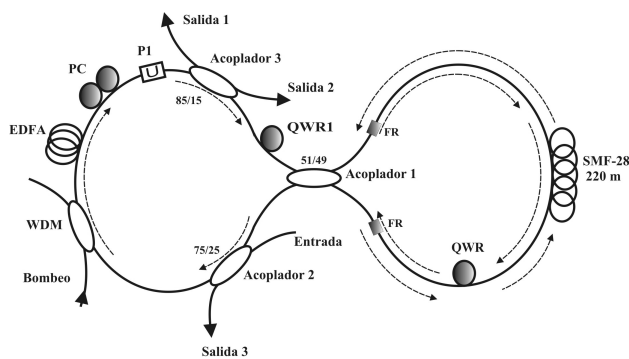


FIGURA 6. Diagrama del láser de fibra de figura ocho.

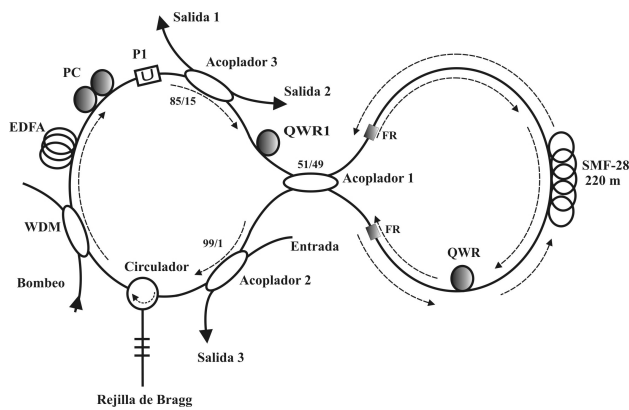


FIGURA 7. Diagrama del láser de fibra de figura ocho con una rejilla de Bragg de fibra óptica como filtro del sistema.

De la Fig. 4, podemos observar el comportamiento no lineal para los puntos ( $f, g, h$  e  $i$ ). En cada caso, la transmisión del NOLM decrece a cero mientras la potencia aumenta en la cavidad, lo cual explica que no podemos tener amarre de modos en dichos puntos. Para el punto  $j$ , vemos que la transmisión va creciendo conforme se aumenta la potencia, pero el crecimiento es muy lento, lo que hace que no tengamos

amarre de modos o que necesitemos mayor potencia de bombeo. Además la característica empieza en cero.

Por último, mostramos simulaciones del comportamiento no lineal en la región del pico de menor amplitud de la transmisión a bajas potencias de la Fig. 2 (puntos  $k, l, m$  y  $n$ ). Para las curvas  $k$  y  $l$  mostradas en la Fig. 5, el comportamiento no lineal tiene una forma similar a la obtenida en el punto  $b$  de la Fig. 3, sin embargo, aunque se tiene una potencia crítica más baja, se necesita mayor potencia de bombeo para tener amarre de modos, ya que el máximo de transmisión es reducido respecto al caso anterior. Para las curvas marcadas con  $m$  y  $n$ , el comportamiento de la transmisión no lineal no es favorable para tener amarre de modos debido a que la transmisión no lineal decrece conforme se incrementa la potencia de bombeo.

#### 4. Arreglo experimental

El NOLM investigado experimentalmente en [6] se insertó en un láser de anillo, modificando únicamente la longitud del lazo, como se muestra en la Fig. 6. El NOLM tiene un lazo de fibra de 220 m de baja birrefringencia ( $\Delta n/n = 10^{-6}$ ) con una longitud de repetición de aproximadamente de 16 metros [15] altamente torcida (18 rad/m) y es usado como absorbedor saturable para obtener amarre de modos. En el láser de fibra de figura ocho, se usó un U-bench dentro del cual se colocó un polarizador lineal que funciona como un aislador óptico al mismo tiempo. También se tiene un controlador de polarización (*Polarization Controller*, PC) para maximizar la potencia a través del polarizador lineal (P1), el QWR1 se usa para introducir polarización circular al NOLM, también se usó 10 m de fibra dopada con Erblio (con una concentración de Erblio de 1000 ppm) para amplificar la señal, el EDFA va conectado a un dispositivo utilizado para multiplexación por división de longitud de onda (*Wavelength Division Multiplexing*, WDM) para acoplar el bombeo a 980 nm, los acopladores 2 y 3 se usaron para monitorear la potencia del láser y analizar los pulsos generados. Por último, se tiene un rotador de fibra (*Fiber Rotator*, FR), colocado en cada uno de los puertos de salida del acoplador 1, para poder variar la birrefringencia en los brazos del NOLM y de esta manera ajustar la magnitud de los picos en un periodo de  $\pi$  rad en la característica de transmisión a bajas potencias.

Cuando seleccionamos en la salida del NOLM la componente ortogonal de polarización a la polarización de entrada, obtenemos una transmisión no lineal cuyo valor de la transmisión a bajas potencias depende de la posición del QWR. Tal dependencia es usada para poder obtener amarre de modos [6]. Este ajuste se realiza mediante el PC, y la posición óptima se alcanza cuando se mide la máxima transmisión a través del polarizador a bajas potencias.

En la teoría del amarre de modos pasivo, un láser de este tipo no requiere una señal para iniciar la oscilación, ya que la emisión espontánea del medio amplificador es suficiente para iniciar el proceso de oscilación. En el caso de la configuración del láser sin rejilla de Bragg, el ruido esperado no

es lo suficientemente grande, debido a que las pérdidas dentro del sistema son mayores que la ganancia y es necesario provocar sobre el lazo de fibra óptica una pequeña perturbación por medio de una intervención externa (mediante un golpe). Esta acción puede generar dentro del sistema una señal de ruido con una amplitud suficiente para empezar a propagarse en la cavidad y durante ciclos sucesivos amplificarse de manera coherente hasta obtener el amarre de modos.

Finalmente, para evitar que se requiera de una acción externa y obtener amarre de modos de forma espontánea, se usó un circulador por medio del cual se colocó una rejilla de Bragg de fibra como elemento de filtraje de nuestro sistema. La rejilla de Bragg tiene una longitud de onda central de 1548 nm con una reflexión del 100 %. Con la configuración mostrada en la Fig. 7, logramos reducir el ruido debido a la amplificación por emisión espontánea (*Amplified Spontaneous Emission*, ASE) y de esta manera conseguimos que el ruido dentro del sistema fuera lo suficiente para iniciar el proceso de oscilación y cuando se tenía una potencia de bombeo aproximada de 70 mW el sistema alcanzaba espontáneamente el amarre de modos.

Los pulsos generados por esta configuración resultaron más estables y pudimos eliminar el gran pedestal que presentan los pulsos generados por la configuración sin rejilla de Bragg, además de que se obtuvo espontáneamente el amarre de modos.

### 5. Resultados experimentales

En la Fig. 8, mostramos la forma de transmisión del NOLM a bajas potencias obtenida de manera experimental y observamos que es muy similar a la obtenida en la simulación de la Fig. 2, que corresponde a igual torsión pero diferente birrefringencia en los brazos de salida del acoplador 1 (esto se logra experimentalmente proporcionando presión y torsión en los puertos de salida de dicho acoplador utilizando los rotadores de fibra). Las amplitudes difieren significativamente en un periodo aproximado de  $\pi$  rad.

El sistema láser mostrado tanto en las Fig. 6 y Fig. 7 llega a demostrar amarre de modos exclusivamente cuando la posición del QWR esta alrededor del punto A de la Fig. 8, ya que el comportamiento no lineal es como puede verse en la simulación de la Fig. 3 (curva marcada con la letra b). En esta posición el NOLM se comporta como un absorbedor saturable, donde transmite más las altas potencias que las bajas, pero sin absorber toda la señal a bajas potencias. Cuando analizamos la primera configuración del láser, como se muestra en la Fig. 6, el procedimiento para obtener el amarre de modos fue de la siguiente manera: primero ubicamos el QWR en el punto A de la transmisión a bajas potencias, posteriormente subimos la potencia de bombeo hasta 70 mW y finalmente para obtener el amarre de modos, hicimos uso de una acción externa para poder generar los pulsos. En la segunda configuración mostrada en la Fig. 7, el procedimiento fue más directo, colocando el QWR en el punto A de la transmisión a bajas potencias y al aumentar la potencia de bombeo a 70 mW ge-

neramos el amarre de modos (espontáneamente) y el sistema láser resultó muy estable. En el punto B, se esperaría obtener amarre de modos, de forma análoga al punto A, pero en ese punto la curva del comportamiento no lineal no presenta la misma característica que en el punto A. En el punto B la transmisión no lineal primero decrece y después empieza a incrementar, por lo que en este punto el NOLM no se comporta como absorbedor saturable y no favorece al amarre de modos. En el punto A' el comportamiento no lineal es similar al punto A, pero con la diferencia que en el punto A' se necesita más potencia de bombeo para tener conmutación y así poder tener amarre de modos. En nuestro caso estuvimos limitados en ese aspecto, así que no se pudo observar amarre de modos en este punto.

En la Fig. 9, mostramos los pulsos de salida del láser medidos por un detector rápido y monitoreados por un osciloscopio. Los pulsos tienen una razón repetición de 0.8 MHz, correspondiendo a la frecuencia fundamental de la cavidad láser.

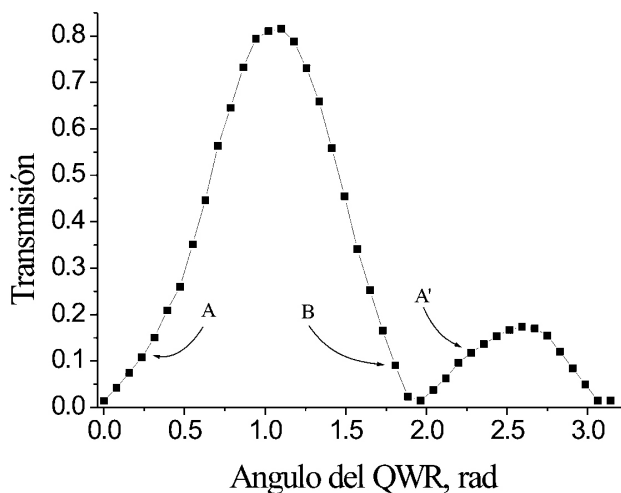


FIGURA 8. Transmisión del NOLM a bajas potencias contra el ángulo del QWR.

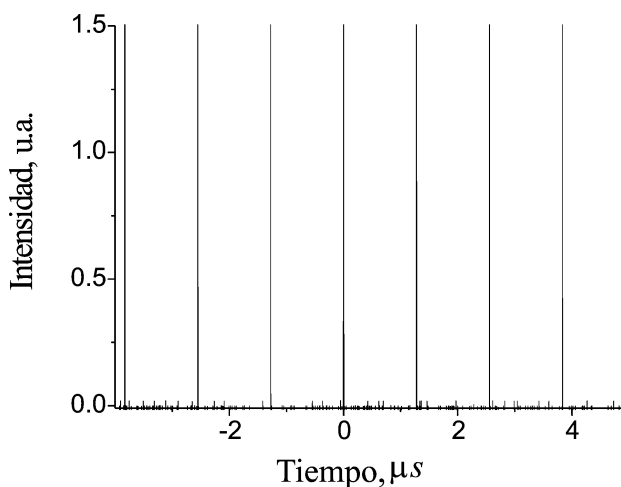


FIGURA 9. Tren de pulsos con una razón de repetición de 0.8 MHz, con un bombeo de 70 mW.

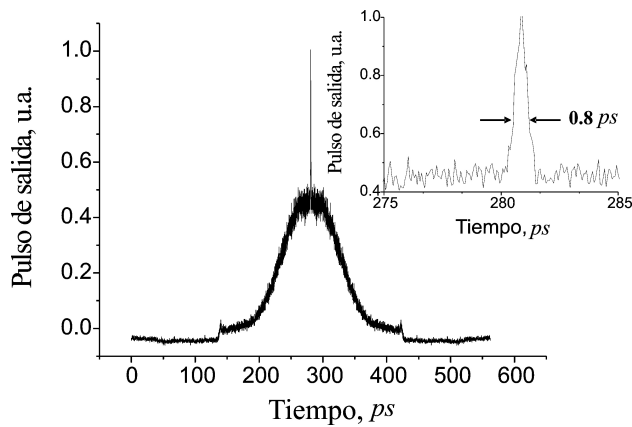


FIGURA 10. Autocorrelación del pulso de salida.

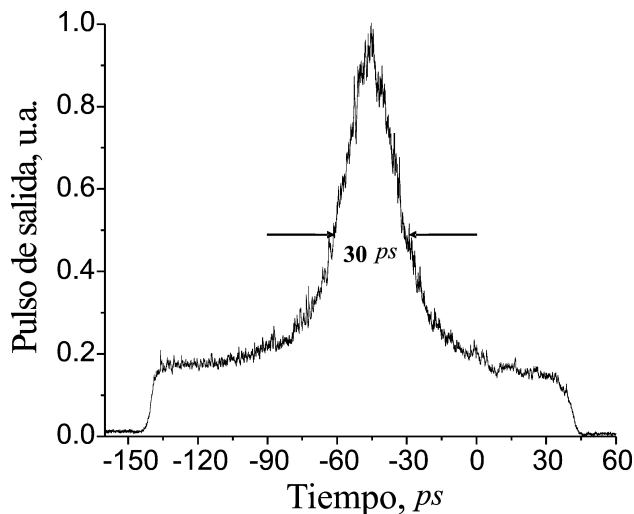


FIGURA 11. Autocorrelación del pulso de salida.

Primero analizamos los pulsos generados por la configuración mostrada en la Fig. 6, donde se mide la autocorrelación en la salida del acoplador 2 a través de un autocorrelador FR-103XL de escaneo rápido de alta resolución. En la Fig. 10 se muestra la autocorrelación para una ventana de 300ps aproximadamente, en la que podemos observar que la función de autocorrelación tiene un ancho a media

altura de  $\Delta\tau = 0.8$ ps. El ancho espectral es  $\Delta\lambda = 15$ nm dando  $\Delta\nu\Delta\tau = 1.26$  donde  $\Delta\nu$  es el ancho espectral de frecuencia.

Posteriormente, se analizaron los pulsos generados por la configuración mostrada en la Fig. 7. Medimos la autocorrelación en la salida del acoplador 3, la cual es mostrada en la Fig. 11. La autocorrelación de los pulsos de salida también fue medida por el autocorrelador FR-103XL. El ancho a media altura de la función de autocorrelación es aproximadamente 30 ps que corresponde a un pulso de duración de  $\Delta\tau = 21.2$  ps (si asumimos que el perfil es gaussiano). El ancho espectral es  $\Delta\lambda = 0.2$ nm dando  $\Delta\nu\Delta\tau = 0.52$  donde  $\Delta\nu$  es el ancho a media altura del espectro de frecuencia.

En la Fig. 10 mostramos la función de auto-correlación que tiene un ancho a media altura de  $\Delta\tau = 0.8$  ps. Aunque el pulso es más corto comparado al de la Fig. 11, aparece acompañado de un gran pedestal. En la Fig. 11 mostramos la función de autocorrelación, en donde pudimos eliminar significativamente ese problema del pedestal aunque el pulso resultó un poco más ancho. Otras ventajas que se lograron cuando usamos la configuración del láser mostrada en la Fig. 7, es que el procedimiento para obtener amarre de modos es directo, ajustando únicamente el QWR y los pulsos obtenidos son mucho más estables.

## 6. Conclusiones

El láser tiene la gran ventaja que para obtener amarre de modos, únicamente tenemos que ajustar un solo elemento, el QWR en el NOLM. El procedimiento de ajuste es directo, el QWR debe estar alrededor del punto A de la Fig. 8. Posteriormente, sólo tenemos que incrementar la potencia de bombeo arriba de 70 mW para obtener amarre de modos de forma espontánea.

El amarre de modos se obtiene por la rotación no lineal de la polarización en el NOLM, es decir, dicho dispositivo se comporta como un absorbedor saturable, dejando pasar únicamente las altas potencias. En la configuración donde usamos la rejilla de Bragg, el dispositivo genera pulsos estables con una frecuencia de repetición de 0.8 MHz y el ancho a media altura de la función de autocorrelación es de 30 ps con una potencia de salida promedio de miliwatts.

1. N. J. Doran y D. Wood, *Opt. Lett.* **13** (1988) 56.
2. H. Sotobayashi, C. Sawaguchi, Y. Koyamada y W. Chujo, *Opt. Lett.* **27** (2002) 1555.
3. M.D. Pelusi, Y. Matsui y A. Suzuki, *IEEE J. Quantum Electron.* **35** (1999) 867.
4. A. Bogoni, P. Ghelfi, M. Scaffardi y L. Poti, *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **10** (2004) 192.
5. I.N. Duling III, *Opt. Lett.* **16** (1991) 539.
6. B. Ibarra Escamilla *et al.*, *Opt. Express* **13** (2005) 10760.
7. E.A. Kuzin, N. Korneev, J.W. Haus y B. Ibarra-Escamilla, *J. Opt. Soc. Am. B* **18** (2001) 919.
8. H.Y. Rhy, B.Y. Kim y H.W. Lee, *Opt. Commun.* **147** (1998) 47.
9. S.F. Feldman, D.A. Weinberger y H.G. Winful, *Opt. Soc. Am. B* **10** (1993) 1191.
10. O. Pottiez, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla y F. Méndez-Martínez, *Opt. Commun.* **254** (2005) 152.
11. Tanemura, *JLT* **24** (2006) 4108.
12. O. Pottiez, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, J.T. Camas-Anzuetto y F. Gutiérrez-Zainos, *Opt. Express* **17** (2004) 3878.
13. O. Pottiez, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla y F. Méndez-Martínez, *Opt. Commun.* **229** (2004) 147.
14. B. Ibarra-Escamilla *et al.*, *Optics Communications* **242** (2004) 191.
15. E.A. Kuzin, J.M. Estudillo Ayala y B. Ibarra Escamilla, *Opt. Lett.* **26** (2001) 1134.