

Encadenamiento por inyección óptica de un láser DFB con la dispersión de Brillouin

M. Castro Muñoz y V.V. Spirin

Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE),

km 107 carretera Tijuana-Ensenada, Ensenada, B.C. México,

Tel (646) 175-05-54 Ext. 25328,

e-mail: castrom@cicese.mx

Recibido el 14 de diciembre de 2007; aceptado el 29 de julio de 2008

Reportamos configuraciones nuevas de encadenamiento por inyección óptica (*Optical Injection Locking*, OIL) para generar una señal de Stokes estable en frecuencia e intensidad sin la necesidad de generadores de microondas ni moduladores electro-ópticos. La primera configuración está basada en el OIL de un láser DFB con la radiación de un láser de Brillouin con cavidad en anillo y la segunda en el auto-encadenamiento con la amplificación de Brillouin. Comparando los niveles de ruido en ambas configuraciones encontramos que la segunda entrega una señal de Stokes más estable en intensidad y en frecuencia. Estas configuraciones pueden ser utilizadas ventajosamente en la generación de la señales de sonda de Stokes en sensores distribuidos de Brillouin de fibra óptica.

Descriptores: Encadenamiento por inyección; dispersión de Brillouin; sensores distribuidos de fibra óptica.

We reported novel optical injection locking (OIL) configurations to generate a frequency and intensity stable Stokes signal without microwave generator and optic modulator. The first configuration based on OIL of DFB laser on Brillouin fiber ring laser radiation and second one on self-injection locking on Brillouin amplified radiation. Comparing the noise level of both configurations we found that second provides significantly more intensity and frequency stable Stokes signal. These configurations can advantageously be utilized in probe Stokes signal generation for distributed fiber optical Brillouin sensing.

Keywords: Injection-locking; Brillouin scattering; distributed fiber optical sensor.

PACS: 05.45.Xt; 42.5542.65.Es; 42.68.Wt

1. Introducción

El encadenamiento por inyección óptica (*Optical Injection Locking*, OIL) es una técnica completamente óptica que permite sincronizar la fase de dos o más láseres. En esta técnica, una porción del campo óptico de un láser maestro es acoplado dentro de la cavidad de un láser esclavo. Si la potencia inyectada y la desviación de frecuencia son adecuadas, el láser esclavo se encadena a la fase del láser maestro [1]. Esta técnica se ha usado en los láseres para asegurar la operación monomodal, mantener la polarización lineal, aumentar el ancho de banda, eliminar el “chirp” en la modulación directa y reducir el ancho de línea, entre otras aplicaciones [2-4]. Recientemente el OIL ha retomado interés en el desarrollo de sistemas de multicanalización por longitud de onda (*Wavelength Division Multiplexed*, WDM) más baratos [5,6].

Por otro lado, la dispersión estimulada de Brillouin (*Stimulated Brillouin Scattering*, SBS) es un proceso no lineal que produce ganancia en contra-propagación en las fibras ópticas. Cuando un haz (señal de bombeo) es introducido en la fibra, se generan vibraciones acústicas por electroconstricción que convierten a la fibra en un medio activo que amplifica en contra-propagación dentro de un espectro estrecho (≈ 30 MHz). Así, un haz en contra-propagación (señal de sonda) será amplificado por la fibra si su frecuencia cae dentro del espectro de ganancia de Brillouin y tendrá una amplificación máxima si coincide con la frecuencia de máxima ganancia de Brillouin conocida como frecuencia de Stokes

(≈ 10.87 GHz menor que la frecuencia de la señal de bombeo). La diferencia entre la frecuencia de la señal de bombeo y la frecuencia de Stokes, denominada frecuencia de Brillouin, se desvía ligeramente cuando la temperatura o la tensión de la fibra cambian [7]. La SBS es uno de los principales fenómenos que limitan la cantidad de potencia que se puede transmitir en una fibra óptica [8], pero también puede ser aprovechada para desarrollar láseres de fibra óptica con anchos de línea muy pequeños [9,10] y sensores distribuidos de temperatura y tensión con resolución espacial menor a un metro y longitudes de hasta 150 km [11-13].

Se ha propuesto la aplicación del OIL en el desarrollo de sensores distribuidos de Brillouin donde se encadena un láser esclavo en una banda lateral del láser maestro para obtener las señales de bombeo y de sonda necesarias en estos esquemas de medición. En estas configuraciones se requiere de un generador de microondas y de un modulador óptico para obtener las bandas laterales en el láser maestro [14].

Recientemente nosotros presentamos configuraciones nuevas que aplican el OIL para la generación de una señal de sonda sin necesidad de generadores de microondas ni moduladores electro-ópticos. Una está basada en el encadenamiento de un láser DFB con la radiación de un láser de Brillouin con cavidad en anillo (*Brillouin Fiber Ring Laser*, BFRL) [15]. El BFRL emite de forma natural en la frecuencia de Stokes con intensidad variable que incluso tiende a ser estocástica [16] pero que, como se verá más adelante, es suficiente para encadenar al láser esclavo el cual entonces en-

trega una radiación de *Stokes* estable. La otra configuración denominada autoencadenamiento con retroalimentación de la amplificación de Brillouin y que la nombraremos como SIL-BAF por sus siglas en inglés (*Self Injection Locking with Brillouin Amplification Feedback*), encadena al láser esclavo con la emisión de *Stokes* por medio de la amplificación selectiva en la trayectoria de retroalimentación de un esquema de autoencadenamiento [17]. La idea de filtrar espectralmente la retroalimentación se ha usado para obtener una emisión estable en frecuencia [18], pero nosotros propusimos por primera vez la idea de filtrar con la amplificación de Brillouin y presumimos que esta configuración tiene mejor estabilidad que la de encadenamiento con el BFRL.

El propósito de este artículo es presentar una evaluación de las configuraciones nuevas donde se comparen anchos de banda de encadenamiento, anchos de línea y niveles de ruido. Estos resultados nos darán las bases para resolver, bajo los mismos parámetros de operación, cuál configuración es más conveniente para generar una emisión en la frecuencia de *Stokes*. Debemos mencionar sin embargo, que en la actualidad estamos analizando en profundidad los parámetros de un sensor basado en estas configuraciones y que los resultados obtenidos serán presentados en un artículo separado. Las configuraciones se muestran de forma detallada en la Sec. 2 mientras que en la Sec. 3 se presentan las mediciones comparativas del ancho de banda de encadenamiento, ancho de línea y ruido. Finalmente en la Sec. 4 calificamos con certeza ambas configuraciones.

2. Esquemas de encadenamiento y autoencadenamiento

El esquema para la configuración de encadenamiento con la emisión del BFRL se muestra en la Fig. 1. El láser DFB de bombeo, emitiendo 12 dBm de potencia, se conecta al acoplador 50/50 AC1 por el puerto 1. La radiación de salida del puerto 2 del acoplador AC1 es amplificada por un EDFA hasta 15 dBm y luego introducida en la cavidad del BFRL por medio del circulador C2 para proporcionar un bombeo óptico a la fibra FO1 de 10 km. El bombeo de la fibra FO1 circula una sola vez por la cavidad del BFRL, iniciando en el puerto 2 del circulador C2 en el sentido de las manecillas del reloj y continuando así hasta que es bloqueado en el puerto 3 del mismo circulador. La dispersión de Brillouin que se genera en sentido contrario al bombeo óptico encuentra una cavidad en anillo formada por la fibra óptica FO1, el circulador C2, el controlador de polarización CP1 y el acoplador AC2 que favorece la emisión láser. Después de una vuelta completa de amplificación dentro de la fibra óptica se retroalimenta un 10% y extrae un 90% de potencia con el acoplador 90/10 AC2 (acoplador óptico para maximizar la potencia de salida). El controlador de polarización CP1 colocado dentro de la cavidad del BFRL sirve para empatar la polarización de la retroalimentación con la polarización del bombeo óptico. La inyección óptica se da a través del circulador C3 que

separa la trayectoria de inyección de la trayectoria de salida del láser esclavo. El láser DFB esclavo emite una potencia de -3.1 dBm con una frecuencia 10.87 GHz menor que la del láser DFB de bombeo. Se usa baja potencia para tener una relación mayor entre la potencia inyectada y la potencia de oscilación y conseguir un mejor rango de control. El controlador de polarización CP2 se agrega para empatar la polarización del BFRL con la del láser esclavo. La potencia de inyección dentro de la cavidad del láser esclavo es muy pequeña, ya que se trata de un láser DFB estándar de telecomunicaciones el cual lleva un aislador óptico integrado de más de 35 dB. Sin embargo, con niveles de inyección de alrededor de 50 dB por debajo de la potencia de operación se alcanzan rangos de encadenamiento mayores a 500 MHz [14]. Finalmente, la emisión del láser esclavo sale por el puerto 3 del circulador C3 y entra a la fibra de prueba después de pasar por un aislador y un atenuador.

El láser de bombeo y el láser esclavo, tipo DFB de semiconductor MITSUBISHI FU-68PDF-V520M27B, son módulos completos que integran un aislador óptico (35 dB mínimo), un enfriador termoeléctrico, un termistor y un fotodiodo. De acuerdo con sus especificaciones, tienen un ancho de línea máximo de 20 MHz y longitudes de onda de 1536.60 y 1536.78 nm para el de bombeo y el esclavo, respectivamente, a potencia máxima y temperatura ambiente, con una ligera dependencia contra la corriente y la temperatura [1]. En el experimento, primero se fijaron las corrientes del láser maestro y del láser esclavo a 110 y 15 mA, respectivamente, y luego se ajustaron sus longitudes de onda manipulando la temperatura de operación hasta obtener una desviación de frecuencia entre los dos láseres igual a la frecuencia de Brillouin (≈ 10.87 GHz).

Para medir el ancho de banda de encadenamiento se utiliza la amplificación de Brillouin en una fibra de prueba FO2 de 1 km. El estrecho espectro de ganancia de Brillouin nos permite identificar el encadenamiento del láser DFB esclavo observando la amplificación en una fibra de prueba. Esta amplificación depende en forma directa de la longitud de la fibra, así que una longitud mayor proporcionaría más ganancia por efecto de la dispersión estimulada de Brillouin. Sin

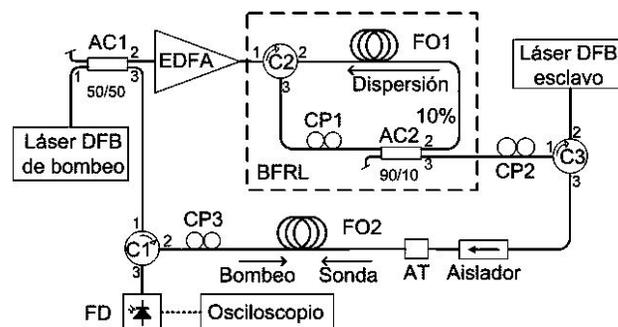


FIGURA 1. Montaje experimental del encadenamiento con la emisión del láser de Brillouin (AC1, AC2: acopladores, CP1, CP2: controladores de polarización, C1, C2, C3: circuladores, FO1, FO2: fibra óptica SMF-28 de 10 km y 1 km), AT: atenuador, FD: fotodiodo.

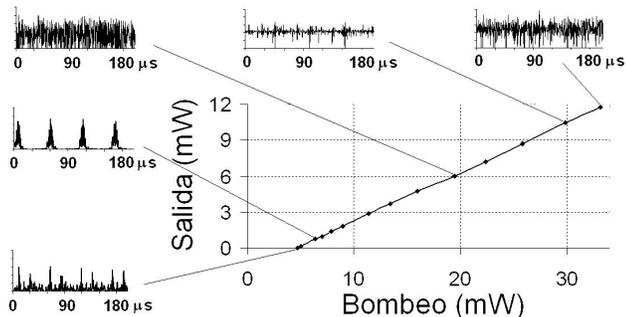


FIGURA 2. Conversión de potencia del BFRL y evoluciones temporales de su intensidad óptica.

embargo, 1 km fue suficiente para obtener una buena resolución sin necesidad de promediar un gran número de veces. El bombeo de la fibra de prueba proviene del mismo láser que bombea al BFRL y se usa fibra SMF-28, igual que en la de la cavidad del láser de Brillouin, para que a la misma temperatura y tensión, la frecuencia de Stokes sea la misma en ambas fibras. El circulador C1 separa las trayectorias del bombeo y de la señal de sonda (emisión del láser DFB esclavo) y el controlador de polarización CP3 nos sirve para empatar las polarizaciones. Un aislador óptico evita que se altere el funcionamiento del láser esclavo. Con el fin de obtener una mayor resolución en la medición de la ganancia, se atenuó la señal proveniente del láser DFB esclavo antes de aplicarla a la fibra de prueba como señal de sonda, ya que así no se satura la ganancia de la fibra de prueba y se trabaja en un régimen de amplificación de pequeña señal.

Aunque el láser de Brillouin emite una radiación en la frecuencia de Stokes, no es conveniente como señal de sonda en sensores distribuidos ni como portadora en comunicaciones, ya que su potencia varía de forma estocástica. Se sabe que los láseres de Brillouin son muy inestables, inclusive pueden presentar evoluciones de potencia pulsada y estocástica a la salida de manera consecutiva por periodos cortos de tiempo cada una [16]. Por eso, si se quiere obtener un nivel constante de potencia, generalmente se requiere de una cámara con control de temperatura que contenga a las componentes del BFRL para evitar que cambie mucho el índice de refracción de la fibra y la longitud de la cavidad [19], y de un control para la estabilización activa de la fase [20].

El láser de Brillouin de este esquema no contiene controles de temperatura ni estabilización activa, por lo cual su evolución temporal de potencia de salida es inestable, como se muestra en la Fig. 2. Para niveles de bombeo ligeramente por encima del nivel de umbral de 5mW tiene una emisión pulsada con periodicidad de 54 μs que corresponde al tiempo de propagación dentro de la cavidad de 10 km del BFRL. Para niveles de bombeo mayores, la evolución de la potencia de salida cambia de forma aleatoria, entre periodos con una salida de potencia pulsada y períodos con una potencia de salida estocástica. Para niveles de bombeo superiores a 4 veces el umbral se tiene una evolución temporal estocástica. Aunque un nivel de bombeo superior a 4 veces el umbral es suficientes para que se presenten emisiones de Stokes de se-

gundo orden [13], la configuración que presentamos para la cavidad en anillo no permite su formación por la presencia de los circuladores.

En nuestro experimento, el BFRL es bombeado con 15 dBm y opera en un régimen estocástico. En este régimen (ver Fig. 2) la potencia de salida del láser de Brillouin tiene fuertes variaciones dentro del rango de 0.1 μs y sus niveles llegan hasta cero por tiempos aun más cortos [7]. No obstante, la potencia promedio del BFRL es suficiente para mantener estable el encadenamiento en el láser DFB esclavo, incluso con las caídas repentinas y breves de su potencia instantánea. El nivel de potencia de bombeo requerido para alcanzar este régimen depende principalmente de la longitud de la fibra dentro de la cavidad en anillo del láser. En nuestro caso bastó una longitud de 10 km para alcanzar este régimen a potencias de bombeo moderadas.

Nosotros propusimos usar el OIL de un laser DFB con la radiación del BFRL para obtener un régimen de onda continua en la señal de Stokes. Aunque la evolución temporal de la potencia del BFRL es estocástica con un valor cuadrático medio (*Root Mean Square*, RMS) de ruido relativo de intensidad (*Relative Intensity Noise*, RIN) de 50 %, en el láser esclavo se tiene una emisión estable con RIN_{RMS} de hasta un 2 %, como puede observarse en la Fig. 3. El nivel promedio de potencia del láser de Brillouin logra encadenar al láser esclavo y mantenerlo en la frecuencia de Stokes. La estabilidad en frecuencia se confirma al observar que la amplificación de Brillouin en la fibra de prueba es constante cuando el láser esclavo es inyectado con la emisión del BFRL (Fig. 4). En cambio cuando el láser esclavo oscila libremente, sólo se tienen cortos períodos de tiempo (menores a un segundo) en los que se obtiene una amplificación alta pero inestable. La desviación de frecuencia entre los dos láseres puede ser ajustada suavemente por medio de cambios ligeros en la corriente eléctrica de inyección del láser esclavo o del láser de bombeo; sin embargo, aunque se usen controladores de láser de laboratorio el ruido residual en las fuentes no permite mantener la misma frecuencia en los láseres ni aun dentro de un rango de 100 MHz.

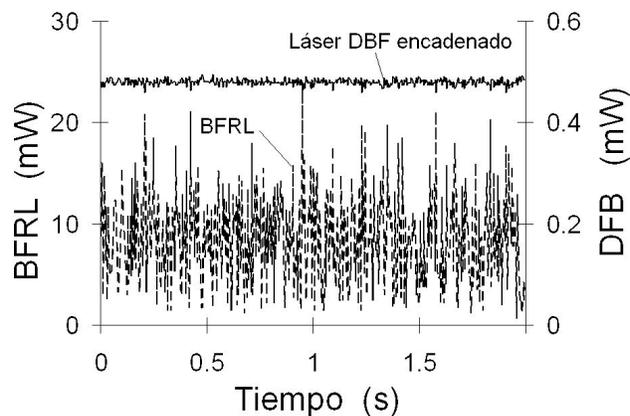


FIGURA 3. Fluctuaciones de potencia del BFRL y del láser DFB esclavo encadenado con el BFRL que muestran la reducción del ruido de intensidad al aplicar el OIL.

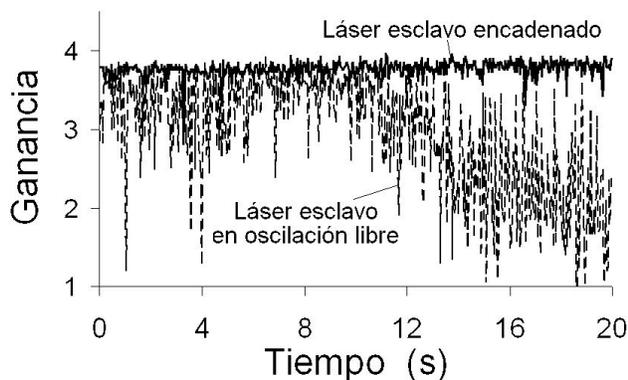


FIGURA 4. Evolución temporal de la amplificación en la fibra de prueba con el láser DFB esclavo en oscilación libre y en estado encadenado que demuestran el encadenamiento en la frecuencia de Stokes.

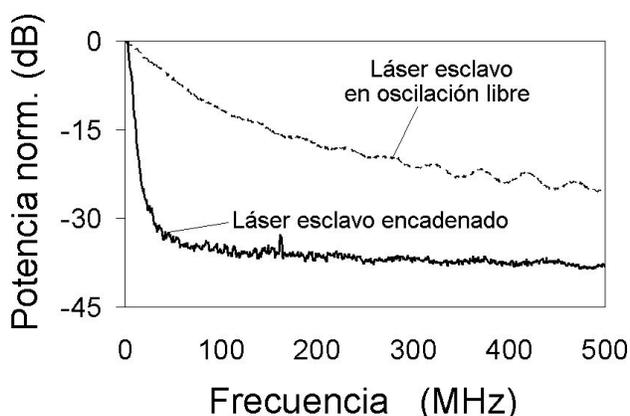


FIGURA 5. Medición del ancho de línea del láser DFB esclavo en estado encadenado y en oscilación libre.

También hemos confirmado el encadenamiento del láser esclavo en la frecuencia de Stokes al observar una fuerte reducción en su ancho de línea como se muestra en la Fig. 5. Se sabe que con la inyección óptica, además de obtener el encadenamiento, también se transfiere la pureza espectral del láser maestro hacia el láser esclavo [4]. Si el láser maestro tiene un ancho de línea menor al del láser esclavo se obtendrá con el encadenamiento una disminución en el ancho de línea del láser esclavo. En nuestro caso tenemos como láser maestro a un BFRL, un tipo de láser de gran pureza espectral con anchos de línea menores a 1 MHz [9], y como láser esclavo a un láser DFB de semiconductor con un ancho de línea de 32 MHz a -3.1 dBm. Este hecho nos permite validar el encadenamiento del láser DFB esclavo en la frecuencia de Stokes, emitida en forma natural por el BFRL, mediante la verificación de la reducción del ancho de línea del láser DFB esclavo.

La medición del ancho de línea se realizó aplicando la técnica auto-homodina con retardo (*Delayed Self-Homodine*, DSH). Se utilizó un interferómetro Mach-Zehnder HP11980A que permite medir anchos de línea mayores de 250 kHz. En la técnica DSH se mezcla la emisión del láser bajo prueba con una replica no correlacionada de la

misma, para lo cual se utiliza un tramo de fibra mayor que la longitud de coherencia del láser en uno de los brazos del interferómetro (760 metros en el HP11980A). El haz recuperado a la salida del interferómetro, resultado de la mezcla de los haces de ambos brazos, es foto-detectado y analizado espectralmente (Fig. 5). El ancho espectral en el dominio eléctrico equivale al ancho de línea del láser [21].

Con el OIL se obtuvo una señal de prueba relativamente estable aunque hay periodos donde el nivel de ruido llega a 6%. El ruido en el láser esclavo en estado encadenado parece reproducir de forma atenuada las variaciones de potencia del BFRL pero con niveles que varían en el tiempo y que aparentemente no tienen relación con la desviación de frecuencia en oscilación libre.

Para reducir el ruido en la señal de prueba planteamos el autoencadenamiento del láser DFB y buscamos modificaciones a nuestra primera configuración que nos pudieran dar mejores resultados. Así encontramos que es posible usar la amplificación de Brillouin dentro de la trayectoria de retroalimentación en un esquema de autoencadenamiento al llevar el láser esclavo dentro de la cavidad del BFRL. De esta forma tenemos otra configuración novedosa que utiliza los mismos componentes que la presentada al principio.

Esta segunda configuración novedosa que se presenta es la denominada SILBAF. En este esquema, la amplificación de Brillouin se usa como un amplificador óptico de banda estrecha (≈ 30 MHz) en la trayectoria de retroalimentación, que amarra la frecuencia del láser esclavo con la frecuencia de onda de Stokes por efecto de la variación de la temperatura y/o la tensión en la fibra o por una desviación en la longitud de onda del bombeo óptico es seguido por el láser DFB esclavo. Así que este esquema exhibe dos propiedades: la de autoencadenamiento y la de encadenamiento simultáneamente [17]. Al igual que en el esquema de encadenamiento, se usa la amplificación en una fibra de prueba para determinar el ancho de banda de encadenamiento por la medición de la amplificación por efecto de la dispersión estimulada de Brillouin.

El diagrama esquemático del montaje experimental para el SILBAF se muestra en la Fig. 6. El bombeo óptico se obtiene de la misma forma que en la configuración anterior, pero ahora la fibra FO1 de 10 km forma parte del lazo de retroalimentación del láser esclavo. El bombeo de la fibra FO1 circula una sola vez por una parte de la trayectoria de autoencadenamiento; iniciando en el puerto 2 del C2 en el sentido de las manecillas del reloj, continuando por el controlador de polarización CP1, la fibra FO1, el acoplador AC2, y finalmente bloqueado en el puerto 3 del C3. La emisión del láser DFB esclavo sale por el puerto 3 del circulador C3 hacia el acoplador 10/90 AC2 donde se retroalimenta un 10% de potencia. Los controladores de polarización CP1 y CP2 dentro de la trayectoria de retroalimentación sirven para empatar la polarización del bombeo y la retroalimentación con la polarización del láser esclavo. El bombeo de la fibra de prueba

FO2 de 1 km se obtiene de la misma forma y con los mismos niveles de potencia que en el esquema anterior.

Presumimos que la estabilidad de la radiación de salida del SILBAF es mejor que la del encadenamiento con el BFRL por simple observación de las evoluciones temporales de la intensidad óptica de salida. Por eso medimos el RIN_{RMS} de la radiación de salida de Stokes en ambas configuraciones bajo los mismos parámetros de operación del láser esclavo: misma longitud de fibra para la amplificación de Brillouin dentro de la trayectoria de retroalimentación y misma potencia de bombeo óptico. Para completar la evaluación de ambas configuraciones medimos también el ancho de banda de encadenamiento y el ancho de línea.

3. Ancho de banda de encadenamiento, ancho de línea y ruido

El encadenamiento de la frecuencia del láser esclavo (ν_e) con la frecuencia del láser maestro (ν_m) se puede perder si la desviación de frecuencia ($\Delta\nu = \nu_e - \nu_m$) se hace muy grande o la potencia inyectada se reduce mucho. De acuerdo con los modelos teóricos, la máxima desviación de frecuencia ($\Delta\nu_L$) que se puede tener antes de perder el encadenamiento de un láser al cual le ha sido inyectada una potencia óptica P_{in} y que mantiene una potencia óptica P_o dentro de su cavidad, está determinada por [22]

$$\Delta\nu_L = \frac{f_d}{2\pi} \sqrt{(1 + \alpha^2) \rho}, \quad (1)$$

donde $\rho = P_{in}/P_o$ es la tasa de inyección, α el factor de incremento del ancho de línea y f_d el espaciamiento en frecuencia de los modos longitudinales del láser. El encadenamiento se mantendrá si la desviación de frecuencia cumple con $|\Delta\nu| \leq \Delta\nu_L$. El espaciamiento de los modos longitudinales es un parámetro medible aun en los láseres DFB donde los modos longitudinales laterales son fuertemente suprimidos (40 dB en nuestro láser DFB esclavo) pero no eliminados por completo. La Ec. (1) es el resultado del análisis de un solo modo longitudinal con las ecuaciones de evolución del campo óptico tanto para láseres Fabry-Perot como para láseres DFB [23].

Pero este modelo aplicaría únicamente para la primera configuración donde se tiene un encadenamiento por inyección y no para la segunda donde se trata de un esquema de autoencadenamiento. Aun para el esquema de encadenamiento no se puede aplicar rigurosamente, ya que la tasa de inyección varía debido a que la potencia de salida del BFRL no es constante. Sin embargo, este modelo nos da buenas estimaciones para los rangos de encadenamiento.

La desviación de frecuencia entre la frecuencia de Stokes de las fibras FO1 y FO2 y la frecuencia de oscilación libre del láser esclavo se obtuvo ajustando ligeramente la corriente eléctrica de inyección del láser DFB de bombeo. Con una variación del 1 % de la corriente del láser se obtiene un cambio de más de 2 GHz. Una desviación de frecuencia igual a cero indica que la frecuencia de oscilación libre del láser esclavo

coincide con la frecuencia de Stokes y en ese caso la desviación de frecuencia entre el láser de bombeo y el láser esclavo es aproximadamente igual a 10.87 GHz.

Los resultados obtenidos de la medición de la amplificación en la fibra óptica de prueba para las dos configuraciones se muestran en la Fig. 7. Si tomamos un criterio de media potencia para determinar los límites del ancho de banda de encadenamiento obtenemos un ancho de banda de encadenamiento de aproximadamente 1.6 GHz para ambas configuraciones.

Usando la Ec. (1), encontramos que con una tasa de inyección de -34 dB se obtiene el ancho de banda de encadenamiento de 1.6 GHz. Esto concuerda con las especificaciones del aislador integrado del láser DFB esclavo. En este cálculo se usó un valor de 1.5 para el factor de incremento del ancho de línea (dentro del rango típico para láseres DFB de semiconductor [25]) y un valor experimental de 146 GHz para el espaciamiento los modos longitudinales.

Con la inyección óptica también se obtiene una reducción en el ancho de línea del láser encadenado. El reducido espectro de ganancia de Brillouin permite obtener anchos de

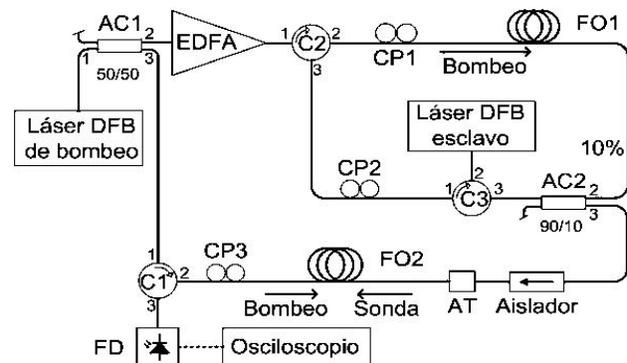


FIGURA 6. Montaje experimental del autoencadenamiento con la amplificación de Brillouin en la retroalimentación SILBAF (AC1, AC2: acopladores, CP1, CP2: controladores de polarización, C1, C2, C3: circuladores, FO1, FO2: fibra óptica de 10 y 1 km, AT: atenuador, FD: fotodiodo).

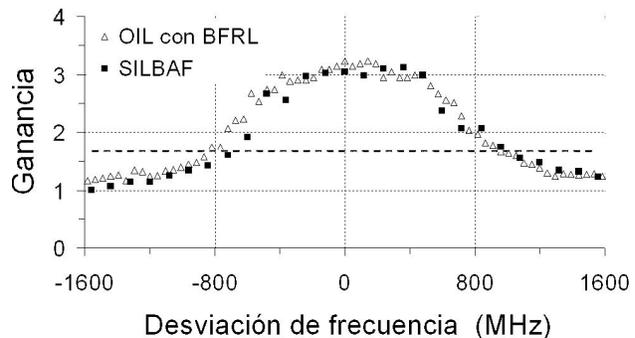


FIGURA 7. Medición de la ganancia en la fibra de prueba con el láser DFB esclavo en estado encadenado, en las configuraciones de encadenamiento por inyección óptica (OIL) con la emisión del BFRL, y de autoencadenamiento con retroalimentación de la amplificación de Brillouin (SILBAF).

línea muy pequeños en los BFRL [26]. Ya que estamos fil-trando la retroalimentación del láser DFB esclavo por medio de la amplificación de Brillouin en el esquema de autoencadenamiento e inyectando con la emisión de un BFRL en esquema de encadenamiento, debe obtenerse una reducción considerable en el ancho de línea del láser esclavo. Las mediciones obtenidas por medio de la técnica DSH usando un interferómetro de fibra óptica de $3.5 \mu\text{s}$ de retardo que permiten una medición de anchos de línea mayores a 250 kHz, muestran una reducción de más de 40 veces el ancho de línea del láser DFB esclavo con respecto a su ancho de línea en oscilación libre como puede apreciarse en la Fig 8. La reducción en el ancho de línea se mantiene en un rango mayor al intervalo de encadenamiento (2500 MHz contra 1700 MHz) abarcando una proporción de la región adyacente. Puede verse una proporción y rangos de frecuencia muy similares en la reducción del ancho de línea en las dos configuraciones.

En ambas configuraciones, el láser DFB esclavo en esta-do encadenado presenta ligeras variaciones en los niveles de potencia debido a la perturbación provocada por la inyección óptica en el esquema de encadenamiento y por la amplifi-cación de Brillouin en el esquema de autoencadenamiento. Variaciones ligeras en la potencia óptica del láser esclavo son normales en el OIL, y se acentúan para inyecciones de potencia mayores [22]. Dado que la potencia de inyección cambia constantemente, es razonable esperar que la potencia de salida del láser esclavo varíe en forma similar a como lo hace la potencia inyectada. Para confirmar lo anterior se efectuó una medición simultánea de las potencias del BFRL y del láser DFB esclavo. Se agregaron dos acopladores al esquema para este fin; uno a la salida del BFRL (entre el puerto 3 del acoplador AC2 y el controlador de polarización CP2), y otro para la muestra del láser DFB esclavo entre el aislador y el atenuador. Con estos dos conjuntos de datos se calculó el coeficiente de correlación mediante la fórmula $\rho = \sigma_{BD}/\sigma_B\sigma_D$, donde σ_B y σ_D son las desviaciones estándar de las potencias del BFRL y del láser DFB esclavo, respectivamente, y σ_{BD} es la covarianza entre las dos mediciones de potencia. El nivel alto de correlación (alrededor de 0.9) confirma la dependencia señalada.

Las mediciones del RIN_{RMS} de la emisión del láser DFB esclavo, así como la amplificación en la fibra de prueba para diferentes desviaciones de frecuencia, se muestran en las Figs. 9 y 10, respectivamente. El RIN_{RMS} se obtuvo calculando el valor RMS de las variaciones en potencia óptica normalizadas con respecto a la potencia promedio de la misma señal. Las muestras de las señales respectivas se obtuvieron aplicando un barrido de $20 \mu\text{s}$ con un osciloscopio de 400 MHz de ancho de banda.

Como puede verse en la Fig. 9, se tiene un ruido de menor intensidad en la configuración SILBAF en la parte central de la región de encadenamiento. En esta región de aproximadamente tres cuartas partes del rango de encadenamiento, el RIN_{RMS} en el láser DFB esclavo de la configuración SILBAF tiene niveles entre 2 y 3 % mientras que en la configuración OIL con el BFRL oscilan entre 2 y 7 %. Cerca de los

límites de la región de encadenamiento se tiene un nivel de ruido mayor por los cambios estocásticos de frecuencia y potencia provocados por un encadenamiento inestable en forma de transiciones aleatorias entre los estados encadenado y desencadenado del láser esclavo [1].

En la amplificación de la fibra de prueba se tiene también un ruido menor para la configuración SILBAF, como puede verse en la Fig. 10. Se obtuvo un resultado similar al obtenido para la medición directa del ruido del láser esclavo, lo que nos muestra que esta configuración además de tener estabilidad en intensidad también se tiene estabilidad en frecuencia. En cambio para el OIL con el BFRL se tienen niveles de ruido que aumentan conforme se hace mayor la desviación de frecuencia hasta alcanzar un máximo en los límites de la región de encadenamiento, lo que muestra que existe una inestabilidad en la frecuencia de emisión.

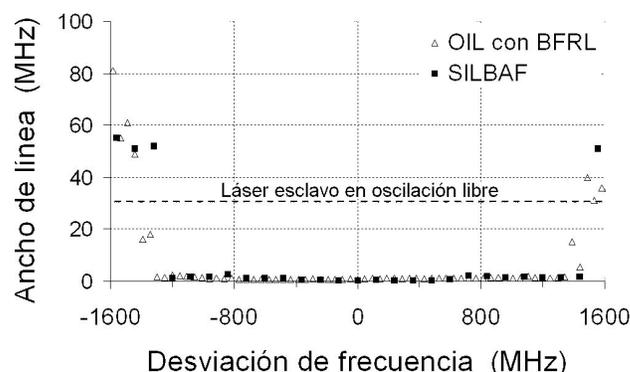


FIGURA 8. Medición del ancho de línea del láser esclavo en las configuraciones de OIL con la radiación del BRFL y SILBAF.

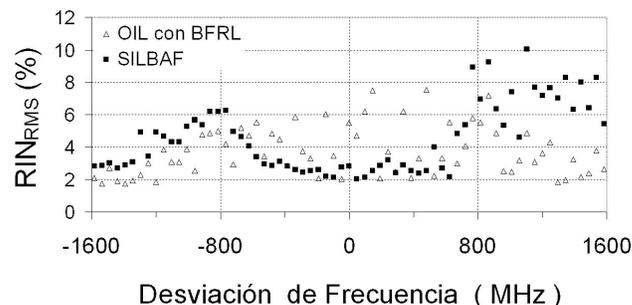


FIGURA 9. Mediciones del RIN_{RMS} en el láser DFB esclavo.

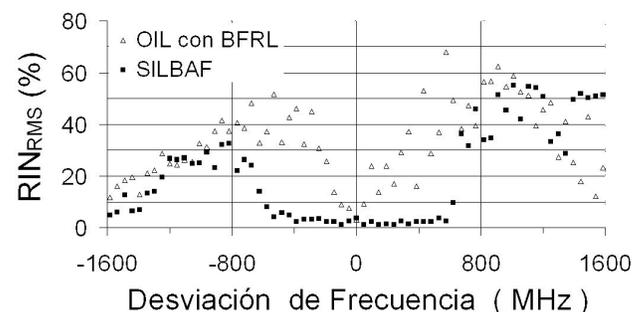


FIGURA 10. Mediciones del RIN_{RMS} en la señal amplificada con la fibra de prueba.

4. Conclusiones

Reportamos dos configuraciones nuevas que generan una emisión láser en la frecuencia de *Stokes* sin la necesidad de modulador electro-óptico, generador de RF, ni de un control de temperatura para la cavidad de fibra óptica. Se mostró que ambas configuraciones tienen anchos de banda de encadenamiento y anchos de línea similares bajo las mismas condiciones de operación; usando los mismos valores para la longitud de fibra de la cavidad, la potencia de bombeo, la potencia de operación del láser esclavo, y el acoplamiento de la cavidad. Las mediciones del ancho de banda de encadenamiento coinciden con los resultados teóricos del OIL aplicado a la primera configuración si se utiliza la potencia promedio del BFRL para calcular la tasa de inyección. Demostramos que las estabilidades de la potencia y la frecuencia de la señal de *Stokes* fueron mejores en la configuración de autoencadena-

miento con retroalimentación de la amplificación de Brillouin (SILBAF) ya que el RIN_{RMS} fue reducido hasta un 2 % y se mantuvo inferior al 3 % dentro de la región de encadenamiento tanto para la emisión del láser esclavo como para su amplificación en la fibra de prueba. La configuración SILBAF resulta atractiva para el campo de sensores distribuidos basados en la dispersión de Brillouin, ya que se puede obtener las señales de bombeo y de sonda con menores requerimientos de equipo.

Agradecimientos

Agradecemos el apoyo del CONACYT a través del Proyecto 45919 y de SEMARNAT a través del Proyecto 23770. Marcial Castro Muñoz agradece la beca de doctorado 190045 otorgada por el CONACYT.

-
1. A.E. Siegman, *Lasers*, Mill Valley, CA (Univ. Sci. Books, 1986).
 2. M. Frede *et al.*, *Optics Express* **12** (2004) 3581.
 3. Y. Okajima, S.K. Hwang y J.M. Liu, *Optics Communications* **219** (2003) 357.
 4. P. Spano, S. Piazzolla y M. Tamburrini, *IEEE Journal of Quantum Electronics*. **22** (1986) 427.
 5. E. Wong, X. Zhao, C.J. Chang-Hasnain, W. Hofmann y M.C. Amann, *Photon. Technol. Lett.* **18** (2006) 2371.
 6. L.Y. Chan, C.K. Chan, D.T.K. Tong, F. Tong y L.K. Chen, *Electron. Lett.* **38** (2002) 43.
 7. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, 2001).
 8. A.R. Chraplyvy, *J. lightwave Technol.* **10** (1990) 1548.
 9. K.O. Hill, B.S. Kawasaki y D.C. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **28** (1976) 608.
 10. J. Geng *et al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18** (2006) 1813.
 11. T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda y Y. Koyama, *J. lightwave Technol.* **13** (1995) 1296.
 12. Q. Yu, X. Bao, F. Ravet y L. Chen, *Opt. Lett.* **30** (2005) 2215
 13. M.N. Alahbabi, Y.T. Cho y T.P. Newson, *JOSA B*, **22** 1321
 14. L. Thévenaz, S.L. Floch, D. Alasia y J. Troger, *Measurement Science and Technology* **15** (2004) 1519.
 15. M. Castro y V.V. Spirin, *Optical Fiber Sensors*, **18** (2006) paper ThE91.
 16. A.L. Gaeta y R. Boyd, *International Journal of Nonlinear Optical Physics* **1** (1991) 581
 17. M. Castro y V.V. Spirin, *Electronics Letters* **43** (2007) 802.
 18. P.D. van Voorst, H.L. Offerhaus y K.-J. Boller, *Opt. Lett.* **31** (2006) 1061.
 19. P.A. Nicati, K. Toyama y H.J. Shaw, *J. lightwave Technol.* **13** (1995) 1445.
 20. J. Ch. Yong, L. Thevenaz y B.Y. Kim, *J. lightwave Technol* **21** (2003) 546.
 21. T. Okoshi, K. Kikushi y A. Nakayama *Electronics Letters*, **16** (1980) 630.
 22. F. Mogensén, H. Olesen y G. Jacobsen, *IEEE J. Quantum Electron.* **21** (1985) 784.
 23. R. Hui, A. D'Ottavi, A. Mecozzi y P. Spano, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **21** (1991) 1688.
 24. J. Troger, P.-A. Nicati, L. Thévenaz y P.A. Robert, *IEEE J. Quantum Electron.* **35** (1999) 32.
 25. S. Melnik, G. Huyet y A. V. Uskov, *Opt. Express* **14** (2006) 2950.
 26. S.P. Smith, F. Zarinetchi y S. Ezekiel, *Opt. Lett.* **16** (1991) 393.