



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ
Instituto de Investigación en Comunicación Óptica

**Fuentes de luz de fibra óptica: Láseres pulsados y
Generación de supercontinuo**

Tesis

Para obtener el grado de:
Doctor en Ciencias Aplicadas

Presenta:

M.C. Erika Nohemí Hernández Escobar

Director de tesis:

Dr. Miguel Ángel Bello Jiménez

San Luis Potosí S.L.P.

Marzo de 2020



TESIS DE DOCTORADO

FUENTES DE LUZ DE FIBRA ÓPTICA: LÁSERES PULSADOS Y GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO

**NOMBRE DEL ALUMNO:
ERIKA NOHEMÍ HERNÁNDEZ ESCOBAR**

COMITÉ QUE ACEPTA LA TESIS

SINODAL

DRA. MARISOL REYES REYES
Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO)

DR. RAÚL EDUARDO BALDERAS NAVARRO
Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO)

DR. ALFONSO LASTRAS MARTÍNEZ
Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO)

SINODAL EXTERNO

DR. OLIVIER JEAN MICHEL POTTIEZ
Centro de Investigación en Óptica (CIO)

ASESOR

DR. MIGUEL ANGEL BELLO JIMÉNEZ
Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO)

DECLARACIÓN DE AUTORÍA Y ORIGINALIDAD DE LA TESIS

Yo, Erika Nohemí Hernández Escobar, estudiante del Posgrado en Ciencias Aplicadas de la Facultad de Ciencias de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí, como autora de la tesis “Fuentes de luz de fibra óptica: Láseres pulsados y Generación de supercontinuo”, declaro que la tesis es una obra original, inédita, auténtica, personal, que se han citado las fuentes correspondientes y que en su ejecución se respetaron las disposiciones legales vigentes que protegen los derechos de autor y de propiedad intelectual e industrial. Las ideas, doctrinas, resultados y conclusiones a los que he llegado son de mi absoluta responsabilidad.

*<<Nuestras ideas deben ser tan amplias
como la naturaleza si se aspira a
interpretarla>>*

Arthur Conan

AGRADECIMIENTOS

En algunas ocasiones es mejor escribir que hablar, ya que así es posible plasmar en una hoja y revivir en todo momento cada palabra que sale del corazón. El día de hoy quiero dejar evidencia en unas cuantas oraciones de lo feliz que soy al haberme encontrado con grandes personas. Este triunfo es de ustedes, así como también lo es mi corazón.

En primer lugar, agradezco al Dr. Miguel Ángel Bello Jiménez quien fungió como director y asesor de este trabajo de tesis. Gracias por toda la orientación científica brindada, por haber confiado en mí para desarrollar y culminar de manera exitosa esta investigación.

Al Dr. Raúl Balderas, el Dr. Alfonso Lastras Martínez, la Dr. Marisol Reyes Reyes y el Dr. Olivier Pottiez por el tiempo dedicado para mejorar asertivamente la redacción de esta tesis.

A mis padres, Benita Escobar y Juan Mares, por haberme forjado como la persona que soy, por motivarme a seguir adelante, pero sobre todo les agradezco infinitamente su ejemplo de superación y entrega.

A mi hermano Carlos, quien siempre ha estado presente en cada paso que doy sin importar las consecuencias.

A mi novio Humberto, gracias por recorrer conmigo tomados de la mano todo este trayecto, por secar mis lágrimas y extender tus brazos cuando los míos ya no tenían la fuerza suficiente, gracias por vivir conmigo el presente y sobre todo por incluirme en tu futuro.

A la familia Hernández Gómez, quienes me han llenado de risas y grandes aventuras al permitirme acompañarlos en el crecimiento de mis sobrinitos.

Gracias Lucy, Marely, Verónica, Ulises y Pancho, por darme un sin fin de anécdotas y risas acompañadas de comida, café y pan. Ustedes en todo momento encontraron el lado gracioso a las complicaciones de la vida.

Agradezco también a mis compañeritos de laboratorio, que se convirtieron en grandes amigos, Andrés y Gustavo, con quienes compartí alegrías y tristezas científicas, gracias por apoyar gran parte de este proyecto, por estar ahí al pie del cañón.

Este proyecto fue realizado gracias al apoyo financiero otorgado por el Consejo Nacional de Tecnología y Ciencia (CONACYT) con el CVU 592002.

RESUMEN

Los láseres de fibra óptica son dispositivos que en la actualidad se han implementado como una poderosa herramienta para diferentes ámbitos científicos y tecnológicos, es por ello que la elaboración de elementos que permiten optimizar este tipo de cavidades resonantes es de gran importancia. Particularmente los láseres de fibra óptica que producen pulsos ultracortos de luz tienen un gran impacto en la región espectral de 1550 nm, la cual ha sido explotada principalmente para aplicaciones en el área de comunicaciones ópticas, no obstante, hoy en día las exigencias de los avances tecnológicos han hecho necesaria la expansión a la región espectral de 2 micras, dicho régimen de emisión de luz se encuentra actualmente en una etapa de desarrollo.

Con el paso del tiempo diversas configuraciones y diseños experimentales han sido reportados con la finalidad de producir una emisión láser de alta calidad, sin embargo, existen algunos factores perjudiciales que aún no han sido tratados a detalle. Los láseres pulsados que utilizan la técnica Mode locking (ML) o amarre de modos activo suelen verse afectados por el uso de moduladores externos que no se encuentran en su totalidad constituidos de fibra óptica, además de tienen un ancho de banda reducido. Análogamente, las cavidades ML pasivas, específicamente el láser de figura ocho (F8L, Figure eight fiber laser), posee la desventaja de emitir pulsos ópticos con componentes de baja intensidad que degradan la operación pulsada.

La primera parte de este trabajo de tesis doctoral se centra en las cavidades ML activas. Inicialmente se presenta el desarrollo de un láser ML activo basado en la modulación de un filtro acusto-óptico sintonizable (FAOS), donde la modulación de las pérdidas en la cavidad se realiza mediante el acoplamiento intermodal inducido por ondas acústicas de flexión. Nuestra propuesta para el FAOS es un dispositivo todo-fibra que tiene una longitud total de 72.5 cm y que se fundamenta en el uso de un bloqueador del modo fundamental, cuyo proceso de fabricación no requiere de métodos complicados, siendo una ventaja importante sobre algunos diseños existentes. Al incluir el FAOS dentro de una cavidad láser, los resultados experimentales demuestran que es posible obtener pulsos ultracortos de luz con duraciones

temporales de 8.5 ps y potencia pico de 6 W. Si de manera simultánea, al mismo tiempo que se tiene una emisión ML estable el factor Q de la cavidad se controla mediante un pulso rectangular de frecuencia y ciclo de trabajo variable, es posible obtener un régimen simultáneo Q switch (QS) y Mode lock (QML, Q-switched modelocked regime). Los pulsos QML producidos tienen una energía máxima de 2.14 μJ y exhiben una envolvente de QS de 3.5 μs , cuyo interior se encuentra compuesto de múltiples pulsos ML de 100 ps de duración.

La segunda parte de este proyecto de tesis se enfoca en la mejora de los pulsos ópticos emitidos por las cavidades pasivas, con este fin se realiza la optimización del FAOS para la región espectral de dos micras, este filtro utiliza como medio de interacción una fibra óptica estrechada a un diámetro de 80 μm , y admite la generación de pulsos ultracortos a una baja frecuencia de repetición de 784.93 kHz. Los pulsos ópticos tienen un ancho de banda de 2.43 nm y una duración temporal de 2.1 ps con un amplio rango de sintonización en longitud de onda que cubre un intervalo espectral de 1824.77 a 1905.16 nm.

La parte final de esta investigación se concentra en el desarrollo experimental de un F8L con una salida dependiente de la polarización. El F8L se encuentra conformado por un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM, Nonlinear optical loop mirror) constituido de un carrete de fibra óptica altamente torcida y un retardador de cuarto de onda (QWR). Esta configuración láser asegura la supresión de componentes de baja intensidad tales como pedestal u onda continua. Experimentalmente se observa la producción de pulsos cortos de luz en tres regímenes de operación láser: solitones, emisión simultánea de solitones con pulsos de ruido (NLP, Noise like pulse) y NLPs, cualesquiera de estas emisiones son logradas mediante el ángulo de rotación del QWR. Gran parte de este proyecto se concentra en el estudio de los NLPs, los cuales son utilizados como fuente de bombeo para la generación de espectros de supercontinuo (SC) en el régimen de dispersión anómala, para este análisis se han utilizado dos tipos de fibra óptica, un carrete de 800 m de longitud de fibra monomodo estándar (SMF-28e) y 5 m de longitud de fibra de alta no linealidad (HNLF, Highly nonlinear fiber). Cuando los NLPs alimentan a la fibra HNLF se obtiene un espectro de SC ultraplano con fluctuaciones máximas de 3 dB y un ancho de banda de 1000 nm en el rango espectral de 1261 a 2261 nm, en contraste, al utilizar el carrete de fibra SMF-28e se genera un espectro de SC con un ancho

de 537.25 nm. La planitud y el ancho de banda espectral comprueban la calidad de los pulsos emitidos por el F&L.

Los resultados presentados a lo largo de esta investigación científica demuestran que los diseños de las cavidades láser propuestas son capaces de generar pulsos ultracortos de alta calidad, sintonizables y altamente reproducibles, lo que representa un gran avance en el campo de los láseres de fibra óptica y sus posibles aplicaciones.

ABSTRACT

Fiber lasers are very attractive optical sources that have been implemented as a powerful tool in many different fields of science and technology. The development of fiber-based devices to optimize all-fiber cavities is an important issue. Fiber lasers capable to produce short or ultrashort optical pulses are essential optical source with applications in many research fields, such as optical communications, biomedical research, spectroscopy and material processing, among others. However currently exists a growing interest in developing all-fiber devices for the 2-micron wavelength region.

Many researchers have proposed and demonstrated different configurations to produce high-quality ultrashort optical pulses, notwithstanding, there are several detrimental factors that degrades the quality of the output pulses. For example, in the framework of actively mode-locked fiber laser, the use of external modulators induces limitations in the optical bandwidth, whereas in passive mode-locked fiber lasers the main disadvantage is associated to optical pulse generation with a continuous-wave radiation, this last effect degrades the quality of the output pulses and limits their energy.

This thesis shows the optimization of mode-locked fiber lasers on active and passive configurations, the first part begins with active mode locking of an all-fiber ring laser by transmittance modulation of an in-fiber acousto-optic tunable bandpass filter (AOTBF). The proposed scheme presents 72.5 cm-long all-fiber configuration and combines the dynamical properties of flexural acoustic waves with a fiber core-mode blocker (CMB) that does not require complicated procedures. Experimental results demonstrate efficient spectral filtering of the acousto-optic device to support high intense and ultrashort pulse generation, with optical pulses of 8.75 ps temporal width and 6.0 W peak power. If simultaneously, the Q factor of the cavity is controlled by superimposing a rectangular wave modulation on the acoustic signal, with variable frequency and duty cycle, a QML pulse operation is obtained. Experimental results demonstrate stable QML operation at 0.5 kHz repetition rate. A maximum energy of 2.14 mJ was achieved within a burst of 110 ps mode-locked sub-pulses contained in a 3.5 μ s Q-switched envelope.

This thesis continues with a passively mode-locked thulium-doped all fiber laser incorporating a AOTBF operating in the 2- μm region with an interaction length of an 80 μm tapered fiber. The laser supports ultrashort pulse generation at a low repetition rate of 784.93 kHz. Optical pulses with 2.43 nm of optical bandwidth and 2.1 ps pulse duration were obtained in a broad tuning range from 1824.77 to 1905.16 nm.

This investigation also focuses in the analysis of a figure eight fiber laser (F8L) based on a polarization asymmetrical nonlinear optical loop mirror (NOLM) with a polarization-dependent output. The NOLM consists of a loop of fiber highly twisted and a quarter-wave retarder (QWR) located asymmetrically into the NOLM loop. This configuration ensures the production of pedestal-free optical pulses without continuous-wave background. The F8L is capable to operate in various pulse emission regimes, including conventional solitons, Noise like-pulses (NLPs), and simultaneous emission of solitons and NLPs by a small rotation of the QWR angle.

The NLPs were employed as an efficient pump source for supercontinuum (SC) generation in the anomalous dispersion regime by launching the amplified NLPs into a spool of 800-m long SMF-28 fiber and a piece of 5-m long highly nonlinear fiber (HNLF). With the use of de HNLF the results demonstrate satisfactory uniformity of up to ~ 3 dB for a 1000 nm bandwidth in the range from 1261 to 2261 nm, whereas with using a spool of 800-m long SMF-28 a SC spectrum from 1534 to 1811 nm in the 10-dB bandwidth is generated, where a spectral flatness of 4 dB is observed. The 20-dB optical bandwidth was measured as 537.25 nm. The flatness and spectral bandwidth demonstrate the quality of the pulses emitted by the F8L. Experimental results show that the propose configurations are capable of producing high-quality short or ultrashort optical, tunable and reproducible pulses. These properties are very attractive for fiber laser development and their applications.

ÍNDICE GENERAL

Agradecimientos	IV
Resumen	V
Resumen en inglés.....	VIII
Índice general	X
Publicaciones.....	XIV
Participación en congresos.....	XVI
Índice de figuras	XVIII
Índice de tablas	XXV
Lista de acrónimos	XXVI
CAPÍTULO 1 INTRODUCCIÓN GENERAL	1
1.1 Introducción	1
1.2 Objetivos.....	4
1.3 Estructura del proyecto	5
1.4 Referencias	7
CAPÍTULO 2 LÁSERES PULSADOS DE FIBRA ÓPTICA	10
2.1 Introducción	10
2.2 Técnica de Mode locking	11
2.2.1 Mode locking activo	14
2.2.2 Mode locking pasivo	15
2.3 Técnica Q switching (QS)	19
2.4 Referencias	21
CAPÍTULO 3 GENERACIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS POR MODULACIÓN ACUSTO- ÓPTICA EN AMPLITUD INDUCIDA POR ONDAS DE FLEXIÓN.....	24
3.1 Introducción	24

3.2 Bloqueador del modo fundamental (BMF).....	26
3.2.1 Desarrollo y caracterización del bloqueador de modo fundamental	28
3.2.2 Caracterización del BMF.....	29
3.3 Filtro acusto-óptico pasabanda.....	29
3.3.1 Principio teórico del filtro acusto-óptico pasabanda.....	29
3.3.2 Desarrollo experimental del filtro acusto-óptico	31
3.3.3 Selección de las longitudes L_1 y L_2 de la fibra SMF-28	32
3.3.4 Caracterización del filtro acusto-óptico pasabanda	32
3.4 Modulador acusto-óptico pasabanda.....	34
3.5 Generación de pulsos ultra-cortos basados en la técnica mode locking.....	37
3.5.1 Montaje experimental	37
3.5.2 Resultados experimentales	39
3.5.3 Caracterización de la operación laser	40
3.6 Conclusiones	47
3.7 Referencias.....	48
CAPÍTULO 4 EMISIÓN SIMULTÁNEA DE PULSOS “Q SWITCH” Y “MODE LOCK” EN UN RÉGIMEN DE OPERACIÓN DOBLEMENTE ACTIVO.....	51
4.1 Introducción	51
4.2 Montaje experimental	53
4.3 Modulador acusto-óptico bajo la implementación de una señal modulada.....	54
4.4 Operación pulsada bajo la implementación de un modulador acusto-óptico	57
4.4.1 Configuración experimental.....	57
4.4.2 Régimen de emisión mode locking	58
4.4.3 Régimen de emisión de pulsos Q switching	60
4.4.4 Operación simultánea de pulsos tipo Q switch y mode lock.....	62
4.5 Conclusiones	67
4.6 Referencias.....	68

CAPÍTULO 5 OPTIMIZACIÓN DE UN FILTRO ACUSTO-ÓPTICO PARA LA REGIÓN ESPECTRAL CERCANA A 2 MICRAS.....	70
5.1 Introducción	70
5.2 Proceso para estrechar una fibra óptica (taper)	71
5.3 Diseño experimental del filtro acusto-óptico	73
5.3.1 Caracterización del filtro acusto-óptico.....	74
5.4 Láser de mode locking utilizando la rotación de polarización no lineal.....	76
5.5 Resultados experimentales	77
5.5.1 Emisión en el régimen de onda continua	77
5.5.2 Operación pulsada utilizando la técnica mode locking.....	79
5.6 Conclusiones	86
5.7 Referencias.....	87
CAPÍTULO 6 ELIMINACIÓN DE PEDESTAL Y EMISIÓN DE PULSOS DE RUIDO EN UN LÁSER PASIVO DE FIBRA ÓPTICA DE FIGURA OCHO	90
6.1 Introducción	90
6.2 Análisis del espejo de lazo óptico no lineal (NOLM) con transmisión dependiente de la polarización	92
6.2.1 El NOLM como absorbedor saturable en el régimen de bajas potencias.....	94
6.2.2 El NOLM como absorbedor saturable en el régimen de no lineal	96
6.3 Montaje experimental del F8L con salida dependiente de la polarización	99
6.3.1 Funcionamiento del F8L	100
6.4 Resultados experimentales	101
6.4.1 Emisión de solitones a través de la técnica mode locking pasiva	101
6.4.2 Emisión de pulsos de ruido (NLPs) a través de la técnica mode locking pasiva ...	106
6.5 Conclusiones	110
6.6 Referencias.....	111

CAPÍTULO 7 GENERACIÓN DE ESPECTROS SUPERCONTINUOS CON ALTO GRADO DE PLANICIDAD EMPLEANDO PULSOS DE RUIDO	114
7.1 Introducción	114
7.2 Montaje experimental para la generación de supercontinuo.....	117
7.3 Generación de pulsos en el láser de figura ocho	118
7.3.1 Régimen de solitones.....	119
7.3.2 Emisión simultánea de pulsos de ruido con solitones	122
7.3.3 Emisión láser como pulsos de ruido (NLPs).....	125
7.4 Generación de espectros de supercontinuo (SC).....	130
7.4.1 Amplificación de los pulsos de ruido	130
7.4.2 Generación de supercontinuo en una fibra SMF-28e.....	135
7.4.3 Generación de supercontinuo en una fibra de alta no linealidad.....	137
7.5 Generación de supercontinuo desajustando la salida dependiente de la polarización..	139
7.6 Conclusiones	142
7.7 Referencias	143
 CAPÍTULO 8 CONCLUSIONES Y TRABAJO A FUTURO	 147
8.1 Conclusiones generales	147
8.2 Trabajo a futuro	150

PUBLICACIONES

ARTÍCULOS CIENTÍFICOS

E. Hernández-Escobar, M. Bello-Jiménez, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, R. López-Estopier, M. Duran-Sánchez, M. A. García Ramírez, E. A. Kuzin, *“Elimination of continuous-wave component in a figure-eight fiber laser based on a polarization asymmetrical NOLM,”* Laser Physics 27(7), 075105 (2017).

E. Hernandez-Escobar, M. Bello-Jiménez, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, R. López-Estopier, M. Duran-Sanchez, E. A. Kuzin, M. V. Andrés, *“Flat supercontinuum generation pumped by amplified noise-like pulses from a figure-eight erbium-doped fiber laser,”* Laser Physics Letters 14(10), 105104 (2017).

M. Bello-Jiménez, **E. Hernández-Escobar**, A. Camarillo-Avilés, O. Pottiez, A. Díez, M. V. Andrés, *“Actively mode-locked all-fiber laser by 5 MHz transmittance modulation of an acousto-optic tunable bandpass filter,”* Laser Physics Letters 15(8), 085113 (2018).

E. Hernández-Escobar, M. Bello-Jiménez, R. López-Estopier, A. Camarillo-Avilés, O. Pottiez, M. A. García-Ramírez, M. Durán Sánchez, B. Ibarra Escamilla, M. V. Andrés, *“Q-switching and mode locking pulse generation from an all-fiber ring laser by intermodal acousto-optic bandpass modulation,”* Laser Physics 29(1), 015101 (2018).

E. Hernández Escobar, M. Bello Jiménez, A. Camarillo Avilés, R. López Estopier, O. Pottiez, M. V. Hernández Arriaga, M. Durán Sánchez, B. Ibarra Escamilla, M. V. Andrés, *“Broadband tuning of a long-cavity all-fiber mode-locked thulium-doped fiber laser using an acousto-optic bandpass filter,”* Optics Letters 44(17), 4183–4186 (2019).

A. Camarillo-Avilés, D. Jauregui-Vazquez, J. M. Estudillo-Ayala, **E. Hernández-Escobar**, J. M. Sierra-Hernández, O. Pottiez, M. Durán-Sánchez, B. Ibarra-Escamilla, M. Bello-Jiménez, *“Stable Multi-Wavelength Thulium-Doped All-Fiber Laser Incorporating a Multi-Cavity Fabry–Perot Filter,”* IEEE Photonics Journal 11(6), 1-7(2019).

E. Hernández Escobar, M. Bello Jiménez, A. Camarillo Avilés, R. López Estopier, O. Pottiez, M. Durán Sánchez, B. Ibarra Escamilla, M. V. Andrés, *“Experimental study of an in-fiber acousto-optic tunable bandpass filter for single- and dual-wavelength operation in a thulium-doped fiber laser,”* Optics Express 27(26), 38602-38613 (2019).

COLABORACIÓN EN LIBROS

M. A. Bello Jimenez, G. Ramirez Melendez, **E. Hernandez Escobar**, A. Camarillo Aviles, R. Lopez Estopier, O. Pottiez, C. Cuadrado Laborde, A. Diez, J. L Cruz, M. V Andrés, "*In-Fiber Acousto-Optic Interaction Based on Flexural Acoustic Waves and Its Application to Fiber Modulators*," Chapters, in: Mahmut Reyhanoglu (ed.), Computational and Experimental Studies of Acoustic Waves, IntechOpen (2018).

ARTÍCULOS DE DIVULGACIÓN

Miguel Ángel Bello Jiménez, **Erika N. Hernández Escobar**, Andrés Camarillo Avilés, "*Descifrando el mundo de las fibras ópticas*," Universitarios Potosinos 221, ISSN-1870-1698, (2018).

PARTICIPACIÓN EN CONGRESOS

E. Hernández-Escobar, M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, "*Supresión de pedestal en un láser de figura ocho con salida dependiente de la polarización*," 5° congreso de óptica aplicada, Yuriria, Guanajuato (2016).

E. Hernández Escobar, M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, M. Durán-Sánchez, A. Diez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, "*Experimental Investigation of pedestal suppression in a figure-eight fiber laser by including a polarization asymmetrical NOLM*," Fiber Lasers XIII: Technology, Systems, and Applications, Proc. SPIE 9728, 97281D (2016).

E. Hernández-Escobar, M. Bello-Jiménez, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, R. López-Estopier, M. Durán-Sánchez, and E. A. Kuzin, "*Generation of flat supercontinuum spectrum pumped by amplified noise-like pulses from a figure-eight fiber laser*," Frontiers in Optics (FiO), paper JW4A.87, (2017).

E. Hernández Escobar, M. Bello Jiménez, R. López Estopier, B. Ibarra Escamilla, M. Durán Sánchez, E. A. Kuzin, "*Generación de supercontinuo ultra-plano utilizando pulsos de ruido de alta calidad*," LX Congreso Nacional de Física, Cintermex, Monterrey, Nuevo León (2017).

A. Camarillo-Avilés, **E. Hernández-Escobar**, M. Bello-Jiménez, M. D. Sánchez, B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, and E. A. Kuzin, "*Mode-locking Pulse Generation Based on In-fiber Acousto-optic Tunable Bandpass Modulator*," Frontiers in Optics (FiO), paper JTU2A.77, (2018).

E. Hernández Escobar, A. Camarillo Avilés, R. López Estopier, M. A. Bello Jiménez, "*Láser de amarre de modos activo basado en la modulación acusto-óptica de un filtro pasabanda*," LXI Congreso Nacional de Física, Puebla, México (2018).

E. Hernández Escobar, M. A. Bello Jiménez, "*Pulsos ópticos de alta calidad y su aplicación para la generación de supercontinuo ultra-plano*" "1ª Jornada de Investigación y Ciencia "Tecnociencia Superior 2018," Rioverde, San Luis Potosí.

E. Hernández-Escobar, M. Bello-Jiménez, R. López-Estopier, A. Camarillo-Avilés, O. Pottiez, M. Durán-Sánchez, B. Ibarra-Escamilla, "*Experimental investigation of Q-switched mode-locking pulse emission based on in-fiber acousto-optic modulator*," Fiber Lasers XVI: Technology and Systems, Proc. SPIE 10897, 108972A (2019).

E. Hernández Escobar, M. A. Bello Jiménez, *“Emisión láser sintonizable implementando un filtro acusto-óptico optimizado,”* II Jornada de Investigación y Ciencia “Tecnociencia Superior 2019,” Rioverde, San Luis Potosí.

ÍNDICE DE FIGURAS

Capítulo 2.....	10
Figura 2.1. Emisión aleatoria de modos longitudinales con fases variables dentro de una cavidad láser.	12
Figura 2.2. Tren de pulsos generados con la técnica mode locking.	12
Figura 2.3. Dependencia temporal de las pérdidas en la cavidad moduladas por la técnica mode locking en AM	14
Figura 2.4 (a) Esquema de un láser ML pasivo con un absorbedor saturable, (b) comportamiento de la transmisión de un absorbedor saturable.	16
Figura 2.5. Configuración convencional de un espejo de lazo de fibra óptica.	17
Figura 2.6. Diseño convencional de un láser de fibra óptica basado en la rotación de polarización no lineal.	19
Capítulo 3.....	24
Figura 3.1 Esquema del diseño experimental para un bloqueador del modo fundamental.	29
Figura 3.2 Respuesta espectral de la transmisión del BMF.	29
Figura 3.3 Filtro acusto-óptico pasabanda.	31
Figura 3.4 Atenuación del filtro acusto-óptico en función de la longitud de interacción.	32
Figura 3.5 (a) Máxima reinsertión de energía en respuesta del acoplamiento intermodal LP_{01} - LP_{02} a la frecuencia acústica de 2.43113 MHz. (b) Razón de cambio de la longitud de onda resonante en función de la frecuencia acústica.....	33
Figura 3.6 Arreglo experimental del modulador acusto-óptico sintonizable. La parte superior representa el viaje de los modos de la luz al entrar al bloqueador del modo fundamental. .	34
Figura 3.7 Transmisión de la luz en función del tiempo cuando la onda acústica se encuentra a 2.4311 MHz con un voltaje de 20.4 V aplicados al DP (Línea azul). Modulación AO en amplitud AO obtenida a la longitud de onda resonante de 1569 nm (Línea negra).	35
Figura 3.8 Profundidad de modulación en función de (a) la longitud de onda para una frecuencia acústica y un voltaje de RF que se mantienen constantes en un valor de 2.43113 MHz y 20.4 V, respectivamente. (b) la frecuencia de desintonizado (Δf_a) para una longitud de	

onda resonante de 1569 nm y un voltaje RF 20.4 V. (c) la frecuencia acústica y longitud de onda resonante.	37
Figura 3.9 Montaje experimental del láser ML.	38
Figura 3.10. Análisis del pulso ML activo generado a la frecuencia acústica de 2.434674 MHz y a una potencia de bombeo de 616 mW. (a) Tren de pulsos y señal de RF (traza negra y azul, respectivamente). (b) Función de autocorrelación correspondiente. (c) Medición del espectro óptico.	41
Figura 3.11. Espectro de RF del pulso óptico obtenido, medido con (a) un span de 8 MHz y 1 kHz de resolución (b) un span de 50 MHz y 30 kHz de resolución.	42
Figura 3.12 Dependencia de la potencia pico y el ancho temporal en función de la potencia de bombeo. Para esta medición se fijaron los parámetros de la frecuencia acústica y el voltaje de RF a 2.434674 MHz y 30.4 V, respectivamente.	43
Figura 3.13 Análisis de la potencia pico y el ancho temporal en función del voltaje de RF, manteniendo constante la frecuencia acústica a 2.434674 MHz con una potencia de bombeo de 616 mW.	44
Figura 3.14 Desintonizado en frecuencia tomada cada ± 2 Hz. La potencia de bombeo fue fijada en un valor de 616 mW y el voltaje aplicado al DP fue de 30.4 V.	45
Figura 3.15 Estabilidad de la operación láser en un intervalo de 60 minutos. (a) Trazas de la función de autocorrelación, (b) registro de las fluctuaciones de la potencia pico y el ancho temporal.	46
Figura 3.16 Operación ML sintonizable a diferentes frecuencias de modulación.	46
Capítulo 4.....	51
Figura 4.1. Modulador acusto-óptico	54
Figura 4.2. Modulación de las ondas acústicas por un pulso rectangular.	54
Figura 4.3 Transmisión del modulador acusto-óptico (a) en ausencia de onda acústica, (b) a la frecuencia acústica de 2.427084 MHz y un voltaje aplicado al disco piezoeléctrico de 28.6 V, bajo estas condiciones se obtiene la mayor reinserción de energía.....	55
Figura 4.4 Traza del osciloscopio de la amplitud de modulación acusto-óptica a la longitud de onda resonante de 1569.6 nm.	56
Figura 4.5 Tiempo de respuesta del modulador acusto-óptico. (a) Tiempos de subida y caída de la señal óptica en comparación con la señal de RF. La línea azul muestra la señal de RF de 28,6 V aplicada al disco piezoeléctrico. (b) Ampliación de la señal óptica.	57

Figura 4.6 Configuración experimental para la emisión simultánea de pulsos QML.	57
Figura 4.7 Emisión de pulsos mode lock a una frecuencia acústica de 2.431614 MHz y 28.6 V aplicados al DP. (a) Tren de pulsos, (b) Traza de autocorrelación, (c) Espectro óptico.	59
Figura 4.8 Espectro de radiofrecuencia para la emisión de pulsos ML, medido con un span y un ancho de banda de: (a) 8MHz, (b) 45 MHz, respectivamente.	60
Figura 4.9 Tren de pulsos Q switching (línea negra) generados con una tasa de repetición de 1 kHz y una potencia de bombeo de 507.3 mW. La línea azul corresponde a la señal de modulación rectangular.....	61
Figura 4.10 (a)Ancho temporal. (b) Espectro óptico para la emisión de pulsos Q switch. Para esta medición la potencia de bombeo es fijada a un valor de 507.3 mW.	61
Figura 4.11 (a) Tren de pulsos QML generado con una frecuencia de repetición de 0.5 kHz y una potencia de bombeo de 549.2 mW. (b) Pulso QML con su respectiva señal de modulación.	63
Figura 4.12 Vista a detalle del pulso QML a una frecuencia acústica de 2.43121 MHz, una potencia de bombeo de 549.2 mW y un ciclo de trabajo de 52.5 %.	63
Figura 4.13 Medición del sub-pulso ML. (a) Vista a detalle del pulso montado sobre un pedestal, (b) ampliación del pulso.	64
Figura 4.14 Medición del espectro óptico del pulso QML utilizando un ciclo de trabajo de 52.5%, una potencia de bombeo de 549.2 mW y una tasa de repetición de 0.5 kHz.	65
Figura 4.15 Ancho temporal y energía del pulso en función del ciclo de trabajo a una potencia de bombeo de 549.2 mW y una tasa de repetición de 0.5 kHz	66
Figura 4.16 Ancho temporal, energía del pulso QML y del pulso ML central, en función de la potencia de bombeo, fijando el ciclo de trabajo en 52.5 % y una tasa de repetición de 0.5 kHz.	66
 Capítulo 5.....	70
Figura 5.1. Perfil geométrico de una fibra estrechada mediante la técnica de fusión y estiramiento.	72
Figura 5.2. Esquema experimental del filtro acusto-óptico utilizando como medio de interacción una fibra estrechada.	73
Figura 5.3. Transmisión del bloqueador del modo fundamental en ausencia de onda acústica.	74

Figura 5.4. Espectro de transmisión del FAO al introducir una frecuencia acústica de 108.868 kHz.	75
Figura 5.5 Frecuencia acústica como función de la longitud de onda resonante. La línea punteada hacer referencia al acoplamiento intermodal más fuerte	76
Figura 5.6. Diagrama esquemático del láser de fibra óptica tipo ML.....	77
Figura 5.7. Espectro óptico de la emisión en CW, aplicando una frecuencia acústica de 108.868 kHz y un voltaje pico a pico de 32.4 V.	77
Figura 5.8. Potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo.	78
Figura 5.9 Operación sintonizable en el régimen de CW a diferentes frecuencias acústicas.	79
Figura 5.10. Tren de pulsos ML generado a la frecuencia acústica de 91.718 kHz.	79
Figura 5.11. Características de la emisión pulsada. (a) Espectro óptico medido a la frecuencia acústica de 91.718 kHz. (b) Medición temporal del pulso ensanchado después de propagarse en un carrete de fibra óptica SMF-28e de 750 m de longitud.	81
Figura 5.12. (a) Espectro de RF del tren de pulsos ML, medición utilizando (a) 100 kHz y 30 Hz, (b) 40 kHz y 10 Hz, de intervalo de medición y resolución de ancho de banda, respectivamente	81
Figura 5.13. Potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo.	82
Figura 5.14. Estabilidad del pulso ML durante un tiempo de 65 minutos. (a) Analizando el espectro óptico, (b) Fluctuaciones del ancho de banda medido a -3 dB y variaciones del corrimiento de la longitud de onda central.....	83
Figura 5.15. Variación de la potencia promedio de salida analizada durante un tiempo de 65 minutos.	83
Figura 5.16. Operación ML sintonizable: espectros a diferentes frecuencias acústicas.	84
Figura 5.17. Dependencia de la frecuencia fundamental del láser en función de la frecuencia acústica y la longitud de onda.	85
Capítulo 6.....	90
Figura 6.1 Esquema experimental del espejo de lazo óptico no lineal con salida dependiente de la polarización.	93
Figura 6.2 Transmisión en el régimen de bajas potencias para un NOLM.	94

Figura 6.3 Transmisión del NOLM en función del ángulo de rotación de la placa retardadora de un cuarto de onda.	95
Figura 6.4. Transmisión del NOLM considerando por separado sus dos componentes de polarización. (a) En el régimen de bajas potencias en función del ángulo QWR. (b) En el régimen no lineal del componente C_{τ^+} en función de la potencia de entrada. (c) Transmisión no lineal del componente C_{τ^-} en función de la potencia para los ángulos A–D del QWR. (d) Transmisión no lineal de la componente C_{τ^-} para los ángulos E–H del QWR. Para estas simulaciones, fue considerado una polarización de entrada circular derecha C_{τ^+} y una longitud de 220 m del NOLM.	97
Figura 6.5 Salida del espejo de lazo óptico no lineal dependiente de la polarización.	99
Figura 6.6. Configuración experimental del láser de fibra de figura ocho.	100
Figura 6.7. Tren de pulsos ML generados con una potencia de bombeo de 18 mW.	102
Figura 6.8. Espectro óptico del pulso ML generado utilizando como elemento de salida (a) un acoplador simétrico de fibra óptica, (b) un controlador de polarización y un polarizador de fibra óptica divisor de haz.	103
Figura 6.9 Trazas de autocorrelación correspondientes a pulsos ML de un F8L, utilizando en la salida láser (a) un acoplador convencional, (b) una salida dependiente de la polarización.	104
Figura 6.10 Tren de pulsos ML para una distribución aleatoria de múltiples solitones.	104
Figura 6.11. Características espectrales para una distribución aleatoria de solitones. (a) Utilizando un acoplador como elementos de salida láser. (b) Empleando una salida dependiente de la polarización.	105
Figura 6.12. Análisis de la duración temporal de una distribución aleatoria de solitones. (a) Utilizando una salida de monitoreo con un acoplador convencional. (b) Adquiriendo la salida láser mediante un controlador de polarización y un polarizador divisor de haz de fibra óptica.	106
Figura 6.13. Tren de pulsos de ruido a una potencia de bombeo de 285 mW.	107
Figura 6.14. Espectro óptico de un pulso de ruido utilizando como elemento de salida (a) un acoplador simétrico, (b) un polarizador divisor de haz de fibra óptica.....	108
Figura 6.15. Traza de autocorrelación. Esta medición fue realizada utilizando toda la ventana de tiempo disponible proporcionada por el equipo.	109
Figura 6.16. Ventana ampliada en el pulso óptico de pulsos de ruido, (a) en la salida láser, (b) en la salida dependiente de polarización.	109

Capítulo 7.....	114
Figura 7.1. Montaje experimental para la generación de espectros de supercontinuo.	117
Figura 7.2. Configuración experimental para la generación de pulsos ópticos sin pedestal.	118
Figura 7.3. Transmisión del NOLM en el régimen de bajas potencias en función del ángulo del QWR. La gráfica muestra la posición del QWR para generar diferentes regímenes de emisión láser.	119
Figura 7.4. Tren de pulsos ML de la emisión de solitones generado a una potencia de bombeo de 7.5 mW.	120
Figura 7.5. (a) Frecuencia de repetición para un régimen de emisión simultánea de pulsos de ruido con solitones. (b) Ampliación de la traza del osciloscopio del tren de pulsos generado.	122
Figura 7.6 Tren de pulsos ML generado a una frecuencia de repetición de 0.8 MHz y una potencia de bombeo de 101 mW.	125
Figura 7.7. Espectro de potencia del régimen de NPLs con una potencia de bombeo de 101 mW.	126
Figura 7.8. Traza de la función de autocorrelación para el régimen de NPLs con una potencia de bombeo de 101 mW. (a) Utilizando todo el rango de escaneo permitido por el equipo. (b) Medición adquirida del pulso central.	127
Figura 7.9. Espectro de RF para un NLP. Esta medición es adquirida utilizando un intervalo de 800 kHz y un ancho de banda de resolución de 100 Hz.	127
Figura 7.10. (a) Variación del espectro óptico de los NLPs al aumentar la potencia de bombeo de 77.5 a 101 mW, en intervalos de 3 mW (b) Ancho espectral medido a -3 dB	128
Figura 7.11. Traza de la función de autocorrelación NLPs al variar la potencia de bombeo de entrada. (a) Utilizando todo el rango de escaneo disponible, (b) Ampliación del pico central, (c) Duración temporal medida a mitad de altura del pico central.	129
Figura 7.12. Potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo.	129
Figura 7.13. (a) Evolución espectral de los NLPs como función del incremento de la potencia de bombeo del amplificador. (b) Anchos espectrales medidos a -3 dB.	131
Figura 7.14. Espectro óptico producido al utilizar la máxima potencia de bombeo (2.74 W) concedida por el amplificador.....	132

Figura 7.15. Evolución en el dominio del tiempo de los NLPs amplificados en función de la potencia de bombeo del amplificador. (a) Utilizando todo el rango de scaneo disponible por el autocorrelador (100 ps), (b) haciendo una ampliación centrada en el pico de coherencia, (c) medición de la duración temporal.	133
Figura 7.16. Traza de la función de autocorrelación utilizando una potencia de bombeo de 2.74 W. (a) Utilizando toda el rango disponible del autocorrelador, (b) centrándose únicamente en el pico de coherencia.	134
Figura 7.17. Potencia promedio de los NLPs después de haber sufrido un proceso de amplificación.	134
Figura 7.18. Generación de SC en un carrete de fibra SMF-28e de 800 m de largo. (a) Evolución espectral del SC en función de la potencia del bombeo del amplificador. (b) Ancho espectral medido de 10 y 20 dB del espectro SC generado.	136
Figura 7.19. Espectro de SC más plano generado con 800 m de fibra SMF-28e con una potencia de bombeo en el amplificador de 2.74 W.	136
Figura 7.20. Potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo del amplificador.	137
Figura 7.21. Generación de espectros de SC con 5 m de longitud de HNLF. (a) Evolución SC en función de la potencia de bombeo del amplificador. (b) Ancho espectral medido de 10 y 20 dB del espectro SC generado.	138
Figura 7.22. Espectro de SC más plano generado con 5 m de longitud de fibra HNLF con una potencia de bombeo en el amplificador de 1.7 W.	138
Figura 7.23. Potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo del amplificador.	139
Figura 7.24(a). Características de los NLPs al desajustar la salida láser dependiente de la polarización. (a) Espectro óptico, (b) Traza de autocorrelación utilizando todo el intervalo de medición permitido por el equipo, (c) Ampliación considerando solo el pico central.	140
Figura 7.25 Espectros de SC producidos utilizando NLPs de baja calidad. (a) En un carrete de 800 m de longitud de fibra SMF-28e, (b) en 5 m de HNLF.	141

ÍNDICE DE TABLAS

Capítulo 3	24
Tabla 3.1. Parámetros requeridos para la sintonización en longitud de onda.	46
Capítulo 7	114
Tabla 7.1. Características de los pulsos ML. (a), (b) Espectro de potencia óptico, (c), (d) Función de autocorrelación, (e), (f) Espectro de RF, utilizando una ventana de 800 kHz y un ancho de banda 300 Hz. Las trazas azul y negra, hacen referencia a la salida de monitoreo y la salida láser, respectivamente. Estas mediciones fueron adquiridas con una potencia de bombeo de 7.5 mW.	121
Tabla 7.2. Características de la emisión simultánea de NLPs con solitones. (a), (b) Espectro de potencia óptico, (c), (d) Función de autocorrelación, (e), (f) Espectro de RF, utilizando una ventana de 800 kHz y un ancho de banda 300 Hz. Las trazas azul y negra, hacen referencia a la salida de monitoreo y la salida láser, respectivamente. Estas mediciones fueron adquiridas con la máxima potencia de bombeo (101 mW).	124

LISTA DE ACRÓNIMOS

AM	Amplitude modulation (Modulación de amplitud).
APM	Additive pulse mode locking.
AO	Acusto-óptico.
ASE	Amplified spontaneous emission (Amplificación por emisión espontánea).
BMF	Bloqueador de modo fundamental.
CP	Controlador de polarización.
CW	Continuous wave (Onda continua).
DP	Disco piezoeléctrico.
EDF	Erbium-doped fiber (Fibra dopada con Erblio).
FAO	Filtro acusto-óptico.
FAOP	Filtro acusto-óptico sintonizable.
FAOS	Filtro acusto-óptico pasabanda.
F8L	Figure-eight laser (Láser de figura 8).
FBG	Fiber bragg grating (Rejilla de Bragg de fibra).
FM	Frequency modulation (Modulación de frecuencia).
FPBS	Fiber-based polarization beam splitter (Polarizador divisor de haz de fibra óptica).
FWHM	Full width at half maximum (Ancho total a la mitad del máximo).
GVD	Group velocity dispersion (Velocidad de grupo).
HNLF	Highly nonlinear fiber (Fibra de alta no linealidad).
MAO	Modulador acusto-óptico.
ML	Mode locking (Amarre de modos).
MLFL	Mode-locked fiber laser (Láser de fibra óptica de amarre de modos).
NALM	Nonlinear amplifier loop mirror (Espejo de lazo amplificador no lineal).
NLP	Noise-like pulse (Pulso de ruido).
NOLM	Nonlinear optical loop mirror (Espejo de lazo óptico no lineal).
NPR	Nonlinear polarization rotation (Rotación de la polarización no lineal).
PL	Polarizador lineal.

- PM** Phase modulation (Modulación de fase).
- OSA** Optical spectrum analyzer (Analizador de espectros ópticos).
- QML** Q-switched Mode-lock.
- QS** Q-switch.
- QWR** Quarter wave retarder (Retardador de cuarto de onda).
- RF** Radiofrecuencia.
- SA** Saturable absorber (Absorbedor saturable).
- SC** Supercontinuum (Supercontinuo).
- SESAM** Semiconductor saturable absorber mirrors (Espejo absorbedor saturable de semiconductores)
- SNR** Signal-to-noise ratio (Señal relación-ruido).
- SMF-28** Single mode fiber (Fibra monomodo estándar).
- SPM** Self-phase modulation, (Automodulación de fase).
- TBP** Time product bandwidth (Producto tiempo ancho de banda).
- TDF** Thulium doped fiber (Fibra dopada con Tulio).
- TDFL** Thulium doped fiber laser (Laser de fibra óptica dopado con Tulio).
- UV** Ultravioleta.
- WDM** Wavelength-division multiplexing (Multiplexado por división en longitud de onda).
- XPM** Cross-phase modulation (Modulación de fase cruzada).
- ZDW** Zero dispersion wavelength (Longitud de onda de dispersión cero).

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN GENERAL

Este capítulo presenta una breve introducción general y la estructura del trabajo de tesis, titulada “Fuentes de luz de fibra óptica: Láseres pulsados y generación de supercontinuo,” escrita por Erika Nohemí Hernández Escobar y dirigida por el doctor Miguel Ángel Bello Jiménez en el Instituto de Investigación en Comunicación Óptica perteneciente a la Universidad Autónoma de San Luis Potosí.

1.1 Introducción

Los láseres de fibra óptica han sido objeto de estudio desde su primera demostración [1] debido a las propiedades que presentan, entre las que sobresalen su alta potencia, capacidad de emitir luz a diferentes longitudes de onda, que abarcan desde la región del ultravioleta (UV) hasta el infrarrojo (IR) [2], su estructura robusta y estable, entre otras. Estas características han concebido que los láseres de fibra óptica se posicionen como dispositivos con una amplia gama de aplicaciones, no solo en el ámbito científico, sino también en áreas relacionadas con telecomunicaciones, procesamiento de materiales y señales, medicina, etc., es por esta razón que diferentes grupos de investigación han centrado su atención en el desarrollo y optimización de las cavidades de fibra óptica. En este sentido, los láseres de fibra óptica que producen pulsos ultracortos de luz, del orden de pico o femtosegundos, son de gran interés en los últimos años, ya que pueden ser usados en áreas relacionadas con la espectroscopía, la biomédica o como fuente de bombeo para la generación de espectros de supercontinuo (SC) [3-6]. La técnica empleada para la obtención de este tipo de pulsos es el bloqueo de modos, mejor conocida como mode locking (ML) por su término en inglés. En contraste, los láseres capaces de emitir pulsos con duraciones de algunos nanosegundos con altas energías se vuelven muy atractivos para aplicaciones en la ingeniería médica, comunicaciones ópticas y sensado óptico [7-11], el proceso utilizado para suscitar estos pulsos es referido como Q switching (QS). Si las emisiones de ambos métodos se superponen simultáneamente, se origina un nuevo régimen de operación conocido como Q-switched mode locking (QML), en donde los pulsos poseen una envolvente de QS que internamente es constituida por pulsos

ML. Las técnicas anteriormente mencionadas pueden llevarse a cabo mediante técnicas activas o pasivas dependiendo del elemento utilizado para propiciar la operación láser. Este proyecto de tesis se centra en los pulsos obtenidos a través de la técnica ML, no obstante, se tratan de manera breve los pulsos QS y QML.

La técnica ML activa permite controlar de manera externa algunos parámetros de la cavidad láser, como las pérdidas o la fase, por medio de mecanismos opto-electrónicos que son conocidos como moduladores. Basados en esta configuración, diferentes esquemas láser han sido propuestos y desarrollados utilizando moduladores electro-ópticos [12,13], acusto-ópticos (MAO) todo-fibra [14,15], de super-retícula [16,17], filtros sintonizables convencionales [18], entre otros. Dentro de estos diseños experimentales, sobresale el uso de los MAO todo-fibra, ya que a diferencia de los elementos de bulto, estos dispositivos no producen pérdidas significativas, poseen anchos de banda razonablemente grandes (del orden de nanómetros), y además no requieren alineaciones complicadas. Por tanto, su estructura es más sencilla y conducen a pulsos ópticos más estables. No obstante, a pesar de la evolución favorable que han tenido las cavidades láser ML activas, una desventaja presente es la duración relativamente larga de los pulsos ópticos y la restricción de la emisión en longitud de onda; este último factor hace aún más difícil generar una emisión láser en la región espectral de 2 micras. Ante esta problemática, los dispositivos AO de fibra óptica basados en ondas acústicas de flexión han demostrado tener un gran potencial para ser usados como filtros AO pasabanda en diversas configuraciones láser, donde la sintonización y transmisión en longitud de onda pueden ser controladas de manera externa, por una señal eléctrica, siendo una ventaja importante comparada con otros esquemas láser [19,20]. Los filtros AO sintonizables pasabanda (FAOSP) de fibra óptica utilizan diferentes medios de interacción, tales como fibras monomodo estándar (SMF-28), fibras estrechadas o bien rejillas de periodo largo, donde en su interior se coloca un bloqueador de modo fundamental (BMF) encargado de atenuar la luz no resonante. Por lo general, la fabricación del BMF involucra un daño local en el núcleo de la fibra óptica o la inclusión de fibras ópticas especiales, que conllevan a procesos complicados, costosos, largos y poco reproducibles, por lo tanto, es necesario mejorar los procedimientos existentes para la elaboración de un BMF. Bajo este

panorama, en este proyecto de tesis se pretende desarrollar un FAOSP de fibra óptica basado en un BMF que no requiera procedimientos complejos y que sea capaz de funcionar como elemento activo para la emisión de pulsos ópticos estables con un amplio rango de sintonización. Así mismo se desea extender la aplicación del FAOSP a la región espectral de 2 micras a través de la inclusión de una fibra óptica estrechada utilizada como medio de interacción.

Por otra parte, la técnica de ML pasivo explota algún efecto no lineal como la rotación no lineal de la polarización o la absorción saturable para generar pulsos ultracortos de luz. En el marco de los láseres ML pasivos, el láser de figura ocho (F8L, Figure-eight fiber laser) es una configuración típicamente utilizada para la producción de pulsos ultracortos [21,22]. El F8L se encuentra conformado por dos lazos de fibra óptica unidos a través de un acoplador de cuatro puertos [23,24], uno de los lazos es referido como espejo de lazo óptico no lineal (NOLM, Nonlinear optical loop mirror) o espejo de lazo óptico amplificador (NALM, Nonlinear amplifier loop mirror), si incluye una fibra óptica amplificadora en el lazo, dicho lazo de fibra óptica actúa como un absorbedor saturable (SA, Saturable absorber) artificial y es el responsable de la formación de los pulsos ópticos, mientras que el lazo restante sirve como medio de retroalimentación para la entrada y salida del NOLM. Esta cavidad ha conseguido operar en diferentes regímenes de emisión, tales como: solitones [22,24,25], solitones disipativos [26,27], múltiples solitones [28,29], o bien pulsos de ruido (NLP, Noise like-pulses) [30-34]. Dentro de estas emisiones, los NLPs han sobresalido gracias a que poseen espectros anchos y duraciones temporales cortas, los cuales han confirmado ser una fuente eficiente de bombeo para la generación de espectros de supercontinuo [35-39] y tener aplicabilidad en el campo de la interferometría de baja coherencia espectral [40]. Sin embargo, a pesar del gran potencial que posee el F8L, un factor perjudicial que no se discute en los trabajos publicados, es la manifestación de componentes de baja intensidad que se encuentran presentes en los pulsos ópticos que emite, causando una baja calidad y limitando su energía. En el espectro óptico, estas contribuciones se observan como picos intensos de luz, que afectan principalmente la estabilidad del pulso [41,42], por tanto, no es posible estimar con exactitud los valores reales de ancho de banda, duración temporal o potencia. Ejemplos de

dichas contribuciones son las bandas de Kelly. En algunas ocasiones también se tiene la manifestación de un espectro ancho asociado a las aportaciones resultantes de la emisión espontánea amplificada (ASE, Amplified spontaneous emission). La generación de pulsos ópticos de luz libres de pedestal es de gran interés especialmente en la generación de SC, ya que la falta de planicidad espectral se encuentra asociada a las contribuciones de baja intensidad existentes en los pulsos que son utilizados como medio de bombeo en la región de dispersión anómala [43,44]. Tomando como referencia esta teoría, diferentes configuraciones láser han sido analizadas para la generación de espectros de SC anchos y planos a través de pulsos ópticos de alta calidad [45-49]. Siguiendo esta línea de investigación, el presente trabajo de tesis se encuentra orientado a la generación de pulsos ultracortos de luz de alta calidad capaces de producir espectros de SC ultra planos y anchos mediante un láser de figura ocho con una salida dependiente de la polarización.

1.2 Objetivos

El propósito general de este proyecto de tesis es la optimización de las cavidades láseres que producen pulsos ultracortos de luz, por lo que el objetivo puede ser dividido en dos etapas:

1. Fabricar un filtro acusto-óptico sintonizable (FAOS) basado en un bloqueador de modo fundamental con una alta atenuación y eficiencia, mediante técnicas sencillas que no requieran procedimientos complicados. Al ser introducido dentro de una cavidad láser, el FAOS debe operar como un elemento activo para propiciar una emisión pulsada, estable y reproducible en la región espectral de 1550 nm. El FAOS será diseñado para soportar la operación los regímenes de ML, QS y QML. Adicionalmente se pretende optimizar el FAOS para extender su aplicación a la región espectral cercana a 2 micras. En ambas situaciones se espera obtener un amplio rango de sintonización en longitud de onda.
2. Diseñar y desarrollar experimentalmente un láser de fibra óptica de figura ocho que sea capaz de discriminar los componentes de baja intensidad (pedestal u onda continua) que degradan la operación pulsada, permitiendo la generación de pulsos

ultracortos de luz que espectralmente y temporalmente exhiban una forma definida y sin picos sobresalientes. Posteriormente, se pretende utilizar como fuente de bombeo los pulsos ópticos emitidos por el F&L, excitar diferentes fibras ópticas y posibilitar la generación de espectros de supercontinuo ultraplano y anchos. La uniformidad espectral del SC demostrará la calidad de los pulsos producidos por el F&L.

1.3 Estructura del proyecto

Esta tesis ha sido estructurada en seis capítulos adicionales a la introducción y las conclusiones generales, partiendo de las bases teóricas hasta el desarrollo y los resultados experimentales obtenidos. En términos generales este trabajo es dividido en dos secciones, la primera se encuentra enfocada en cavidades láser activas (abarcando del capítulo 2 al 4) y la segunda parte en las cavidades pasivas (capítulo 5 al 7).

El primer capítulo es constituido por la introducción y los objetivos generales. En el segundo capítulo se expone el marco teórico de los láseres de fibras ópticas y se explica la formación de pulsos ópticos de luz por medio de diferentes técnicas. En seguida, en el tercer capítulo se presenta el desarrollo experimental de un FAO basado en la implementación de un bloqueador del modo fundamental (BMF) y las condiciones necesarias para transformar el FAO en un modulador acusto-óptico (MAO), esta sección concluye demostrando la versatilidad del MAO al ser usado como elemento activo para la generación de pulsos ultracortos a través de la técnica de ML. Posteriormente, en el cuarto capítulo se muestra la capacidad del MAO para propiciar la emisión de pulsos Q-Switch y Q-Switched, Mode-lock (QML) utilizando una señal rectangular que modula la onda acústica de flexión que es introducida al MAO. Con la finalidad de extender la aplicación del FAO al régimen espectral de 2 μm , en el quinto capítulo, se expone su optimización mediante el uso de una fibra óptica estrechada, adicionalmente se presentan los resultados obtenidos al incluir este nuevo FAO en una cavidad de anillo de longitud larga. En el sexto capítulo se expone el análisis y desarrollo de un láser de fibra de figura ocho con una salida dependiente de la polarización, esta configuración permite la emisión de pulsos ML libres de componentes de baja intensidad.

La calidad y eficiencia de estos pulsos es comprobada al ser empleados como fuente de bombeo para la generación de espectros de supercontinuo ultra-planos y anchos, los resultados de esta demostración se exhiben en el séptimo capítulo. La redacción de este trabajo finaliza en el octavo capítulo, presentando las conclusiones generales y sugiriendo algunas propuestas para la mejora del trabajo elaborado.

1.4 Referencias

- 1.- Ch. J. Koester, E. Snitzer, "Amplification in a Fiber Laser," *Appl. Opt.* **3**(10), 1182-1186 (1964).
- 2.- M. J. F. Digonnet, *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers 2a ed.* (Marcel Dekker Inc., 2001)
- 3.- J. C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques and Applications on Femtosecond Time Scale* (New York: Academic, 2006).
- 4.- S. Nolte, F. Schrempel, F. Dausinger, *Ultrashort Pulse Laser Technology: Laser Sources and Applications* (Berlin: Springer, 2016).
- 5.- C. X. Yu, H. A. Haus, E. P. Ippen, W. S. Wong, and A. Sysoliatin, "Gigahertz-repetition-rate mode-locked fiber laser for continuum generation," *Opt. Lett.* **25**(19), 1418-1420 (2000).
- 6.- J. P. Lauterio-Cruz, O. Pottiez, Y. E. Bracamontes-Rodríguez, J. C. Hernández-García, E. García-Sánchez, M. Bello-Jimenez, and E. A. Kuzin, "Comparative study of supercontinuum generation using standard and highnonlinearity fibers pumped by noise-like pulses," *Laser Phys.* **27**(6), 065107 (2017).
- 7.- S. Gräf, G. Staupendahl, A. Främer, F.A. Müller, "High precision materials processing using a novel Q-switched CO₂ laser," *Opt. Laser Eng.* **66**, 152– 157 (2015).
- 8.- I. Rhode et al., "Resection of calcified aortic heart leaflets in vitro by Q-Switched 2 μ m microsecond laser radiation," *J. Card. Surg.* **30**(2), 157-162(2015).
- 9.- M.C. Lee et al., "Treatment of melasma with mixed parameters of 1064 nm Q-switched Nd:YAG laser toning and enhanced effect of ultrasonic application of vitamin C: a split face study," *Lasers Med. Sci* **30**(1), 159-163 (2015).
- 10.- A.V. Fedorov, A. A. Fomichev, M. E. Doroshenko, "Periodic Q-Switched dual-wavelength lasing regime for remote sensing applications," *CLEO OSA*, paper STh4J.5 (2016).
- 11.- F. Ashraf, El-Sherif, Mahmoud Talaat, "Detection and analysis on versatile coding strategies of high frequency active Q-Switched Nd:YVO₄ laser for irradiance on different targets," *Opt. Laser Technol.* **64**, 124-132 (2014).
- 12.- N. Myrén, W. Margulis, "All-fiber electrooptical mode-locking and tuning," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**(10), 2047-2049 (2005).
- 13.- K. Yin, B. Zhang, W. Yang, H. Chen, S. Chen, J. Hou, "Flexible picosecond thulium-doped fiber laser using the active mode-locking technique," *Opt. Lett.* **39**(14), 4259–4262 (2014).
- 14.- M. Bello Jiménez, C. Cuadrado Laborde, D. Sáez Rodríguez, A. Díez, J. L. Cruz and M. V. Andrés, "Actively mode-locked fiber ring laser by intermodal acousto-optic modulation," *Opt. Lett.* **35**(22) 3781–3783, (2010).
- 15.- M. Bello Jiménez, C. Cuadrado Laborde, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, "Experimental study of an actively mode-locked fiber ring laser based on in-fiber amplitude modulation," *Appl. Phys. B* **105**(2), 269–276, (2011).
- 16.- C. Cuadrado Laborde, A. Díez, M. Delgado Pinar, J. L. Cruz, M. V. Andrés, "Mode locking of an all-fiber laser by acousto-optic superlattice modulation," *Opt. Lett.* **34**(7), 1111–1113, (2009).

- 17.- C. Cuadrado Laborde, A. Díez, J. L. Cruz and M. V. Andrés, "Experimental study of an all-fiber laser actively mode-locked by standing-wave acousto-optic modulation," *Appl. Phys. B* **99**, 95–99, (2010).
- 18.- M. Jeon, H. K. Lee, K. H. Kim, E. Lee, W. Oh, B. Y. Kim, H. Lee, Y. W. Koh, "Harmonically mode-locked fiber laser with an acousto-optic modulator in a Sagnac loop and Faraday rotating mirror cavity," *Opt. Commun.* **149**(4-6), 312–316, (1998).
- 19.- A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, J. E. Sipe, T. E. Ergodan, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters," *J. Lightwave Tech.* **14**(1), 58 (1996).
- 20.- K. S. Lee, T. Erdogan, "Fiber mode coupling in transmissive and reflective titled fiber gratings," *Appl. Opt.* **39**(9), 1394 (2000).
- 21.- I. N. Duling III, "Subpicosecond all-fiber erbium laser," *Electron. Lett.* **27**(6), 544-545 (1991).
- 22.- I. N. Duling III, "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror," *Opt. Lett.* **16**(8), 539–541 (1991).
- 23.- D. B. Mortimore, "Fiber Loop Reflectors," *J. Lightwave Technol.* **6**(7), 1217–1224 (1988).
- 24.- N. J. Doran and David Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.* **13**(1), 56-58 (1988).
- 25.- V. J. Matsas, D. J. Richardson, T. P. Newson, and D. N. Payne, "Characterization of a self-starting, passively mode-locked fiber ring laser that exploits nonlinear polarization evolution," *Opt. Lett.* **18**(5), 358–360 (1993).
- 26.- Z. C. Luo, Q. Y. Ning, H. L. Mo, H. Cui, J. Liu, L. J. Wu, A. P. Luo, W. C. Xu, "Vector dissipative soliton resonance in a fiber laser," *Opt. Express* **21**(8), 10199–10204 (2013).
- 27.- L. M. Zhao, A. C. Bartnik, Q. Q. Tai, and F. W. Wise, "Generation of 8 nJ pulses from a dissipative-soliton fiber laser with a nonlinear optical loop mirror," *Opt. Lett.* **38**(11), 1942-1944 (2013).
- 28.- C. F. Amrani, M. Salhi, P. Grelu, H. Leblond, and F. Sanchez, "Universal soliton pattern formations in passively mode-locked fiber lasers," *Opt. Lett.* **36**(9), 1545–1547 (2011).
- 29.- F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, A. Haboucha, F. Sanchez, "Intricate solitons state in passively modelocked fiber lasers," *Opt. Express* **19**(14), 13134–13139 (2011).
- 30.- Y. S. Fedotov, A.V. Ivanenko, S. M. Kobtsev, S. V. Smirnov, "High average power mode-locked figure-eight Yb fibre master oscillator," *Opt. Express* **22**(25), 31379-31386 (2014).
- 31.- J. Li, Z. Zhang, Z. Sun, H. Luo, Y. Liu, Z. Yan, C. Mou, L. Zhang, and S. K. Turitsyn, "All-fiber passively mode-locked Tm-doped NOLM-based oscillator operating at 2- μ m in both soliton and noisy-pulse regimes," *Opt. Express* **22**(7), 7875–7882 (2014).
- 32.- X. W. Zheng, Z. C. Luo, H. Liu, N. Zhao, Q. Y. Ning, M. Liu, X. H. Feng, X. B. Xing, A. P. Luo, and W. C. Xu, "High-energy noise-like rectangular pulse in a passively mode-locked figure-eight fiber laser," *Appl. Phys. Express* **7**(4), 042701 (2014).
- 33.- O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, and J. C. Hernández-García, "Adjustable noiselike pulses from a figure-eight fiber laser," *Appl. Opt.* **50**(25), E24–E31 (2011).
- 34.- Y. Q. Huang, Y. L. Qi, Z. C. Luo, A. P. Luo, and W. C. Xu, "Versatile patterns of multiple rectangular noise-like pulses in a fiber laser," *Opt. Express* **24**(7), 7356–7363 (2016).

- 35.- J. C. Hernandez-Garcia, O. Pottieza, and J. M. Estudillo-Ayalab, "Supercontinuum generation in a standard fiber pumped by noise-like pulses from a figure-eight fiber laser," *Laser Phys.* **22**(1), 221–226 (2012).
- 36.- A. Zaytsev, C. H. Lin, Y. J. You, C. C. Chung, C. L. Wang, and C. L. Pan, "Supercontinuum generation by noiselike pulses transmitted through normally dispersive standard single-mode fibers," *Opt. Express* **21**(13), 16056–16062 (2013).
- 37.- H. Chen, X. Zhou, S. P. Chen, Z. F. Jiang, J. Hou, "Ultra-compact Watt-level flat supercontinuum source pumped by noise-like pulse from an all-fiber oscillator," *Opt. Express* **23**(26), 32909–32916 (2015).
- 38.- S. Lin, S. Hwang, and J. Liu, "Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses," *Opt. Express* **22**(4), 4152–4160 (2014).
- 39.- S. Kobtsev, S. Kukarin, S. Smirnov, and I. Ankudinov, "Cascaded SRS of single- and double-scale fiber laser pulses in long extra-cavity fiber," *Opt. Express* **22**(17), 20770–20775 (2014).
- 40.- S. Keren, E. Brand, Y. Levi, B. Levit, and M. Horowitz, "Data storage in optical fibers and reconstruction by use of low-coherence spectral interferometry," *Opt. Lett.* **27**(2), 125–127 (2002).
- 41.- E. A. Kuzin, B. Ibarra Escamilla, D. E. Garcia-Gomez, and J. W. Haus, "Fiber laser mode locked by a Sagnac interferometer with nonlinear polarization rotation," *Opt. Lett.* **26**(20), 1559–1561 (2001).
- 42.- B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, J. W. Haus, E. A. Kuzin, M. Bello-Jimenez, A. Flores-Rosas, "Wavelength-tunable picosecond pulses from a passively mode-locked figure eight Erbium-doped fiber laser with a Sagnac fiber filter," *J. Eur. Opt. Soc.* **3** 08036 (2008).
- 43.- N. Nishizawa, M. Hori, "Octave spanning high quality super continuum generation using 10 nJ and 104 fs high energy ultrashort soliton pulse," *Appl. Phys. Express* **1**(2) 022009(2008).
- 44.- N. Nishizawa, J. Takayanagi, "Octave spanning high-quality supercontinuum generation in all-fiber system," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(B) 1786–92(2007).
- 45.- G. Qin, X. Yan, C. Kito, M. Liao, C. Chaudhari, T. Suzuki, and Y. Ohishi, Yasutake, "Ultrabroadband supercontinuum generation from ultraviolet to 6.28 μ m in a fluoride fiber," *Appl. Phys. Lett.* **95**(16), 161103 (2009).
- 46.- J. J. Miret, E. Silvestre, and P. Andrés, "Octave-spanning ultraflat supercontinuum with soft-glass photonic crystal fibers," *Opt. Express* **17**(11), 9197–9203 (2009).
- 47.- A. M. Heidt, "Pulse preserving flat-top supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**(3), 550–559 (2010).
- 48.- Y. Nozaki, Y. Nomura, M. Aramaki, and N. Nishizawa, "Octave spanning coherent supercontinuum generation using 51 fs highpower ultrashort pulse from Er-doped similariton amplifier," *Jpn. J. Appl. Phys.* **53**, 020301 (2014).
- 49.- R. Liao, Y. Song, X. Zhou, L. Chai, C. Wang, M. Hu, "Ultra-flat supercontinuum generated from high-power, picosecond telecommunication fiber laser source," *Appl. Opt.* **55**(33) 9384–9388(2016).

CAPÍTULO 2

LÁSERES PULSADOS DE FIBRA ÓPTICA

Los láseres pulsados de fibra óptica son un claro ejemplo de los avances científicos más sobresalientes, ya que han logrado posicionarse como una poderosa herramienta para diferentes áreas y aplicaciones tecnológicas. Es por esta razón que su estudio es de gran importancia. Este proyecto de tesis se encuentra enfocado al desarrollo de cavidades de fibra óptica, en este capítulo se exponen los principios teóricos que fundamentan la operación pulsada explicando cada una de las técnicas que permiten generar la emisión láser y presentando de manera breve sus antecedentes.

2.1 Introducción

Los láseres de fibra óptica se pueden clasificar en dos categorías según el tipo de emisión láser como onda continua (CW, Continuous wave) y pulsada. Los primeros producen una señal constante en el tiempo y sin interrupciones, mientras que los pulsados generan un tren de pulsos igualmente espaciados. Estos últimos, tomando como referencia la técnica empleada para su obtención, pueden ser divididos en láseres de Q-switch (QS) y láseres de Mode-lock (ML).

El ML es una técnica que permite producir pulsos ultracortos de luz, generalmente con duraciones del orden de picosegundos (ps) o femtosegundos (fs). El primer reporte de un láser operando con la técnica ML fue registrado en 1963, posteriormente su análisis matemático fue realizado por Haus en 1975 [1], desde entonces, el estudio de estos láseres ha sido llevado a cabo tanto de manera teórica como experimental. Las configuraciones experimentales basadas en el método ML son compactas, tienen baja sensibilidad y una gran eficiencia, por lo cual, es uno de los métodos preferidos para la emisión láser. En los últimos años, la dinámica de los pulsos generados mediante esta técnica ha sido reportada observando diferentes comportamientos, tales como: pulsos de ruido (NLPs, Noise like pulses) [2-4], solitones convencionales [5,6], disipativos [7], etc, los cuales han demostrado ser ideales para aplicaciones relacionadas con sensores [8,9], micro-maquinado de materiales [10], generación de supercontinuo [11,12], entre otras.

Los láseres tipo Q-switch (QS), en cambio, son capaces de obtener pulsos de alta potencia pico con duraciones temporales relativamente largas de algunos nanosegundos (ns). El primer resonador Q-switch fue reportado en 1961 por Hellwarth [13] y demostrado experimentalmente junto con McClung en 1962 en los laboratorios de investigación de Hughes [14]. El principio de operación de esta técnica se basa en la modulación del factor de calidad de la cavidad (factor Q), que como ya se ha mencionado, puede llevarse a cabo de manera activa o pasiva, en ambos casos, la tasa de repetición de los pulsos QS se limita a decenas de kilohertz. Las principales ventajas de los láseres QS pasivos son sus diseños simples y su bajo costo debido a que no requieren el uso de moduladores externos y componentes electrónicos, sin embargo, los láseres QS activos permiten un control más preciso sobre las tasas de repetición y las características del pulso, por tanto, este método es preferible para las aplicaciones prácticas como en la ingeniería médica, comunicaciones ópticas, sensado o espectroscopia [15-19]. Las configuraciones más comunes de los láseres QS activos radican en el uso de rejillas de Bragg (FBG, Fiber Bragg grating) que funcionan como espejos, las cuales son estiradas y contraídas para controlar el factor Q en la cavidad [20-24]. Hoy en día diferentes tipos de cavidades QS activas han sido propuestas con la finalidad de obtener esquemas más flexibles, sobresaliendo el uso de moduladores acusto-ópticos (MAO) todo-fibra.

En este capítulo se presentará de manera breve la teoría básica de los regímenes de operación Q-switch y mode lock analizando y mostrando la dinámica de emisión de los pulsos ópticos.

2.2 Técnica de Mode locking

Las frecuencias que circulan dentro de la cavidad y que tienen más ganancia que pérdidas se denominan modos longitudinales. La ganancia de estos modos aumenta después de cada viaje completo través de la cavidad y su cantidad depende del ancho de banda permitido por el sistema.

En un régimen de funcionamiento normal (free-running), la oscilación del láser es una combinación compleja de modos transversales y longitudinales sin correlación de fase o

amplitud entre modos, por tanto, el haz de luz producido exhibirá un comportamiento aleatorio en el tiempo, y será el resultado de la suma de N componentes de frecuencia uniformemente espaciados, como se muestra en la figura 2.1.

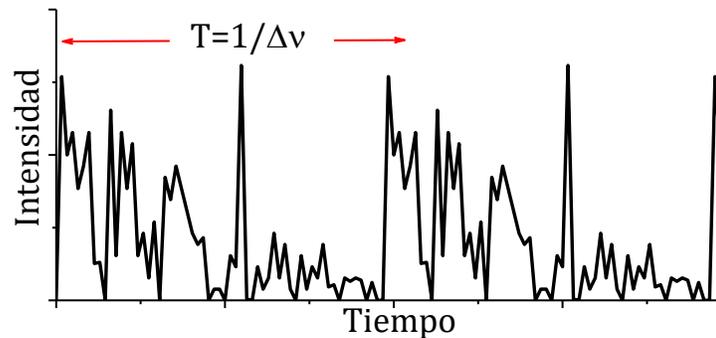


Figura 2.1. Emisión de modos longitudinales con fases aleatorias dentro de una cavidad láser.

El espaciado en frecuencia ($\Delta\nu$) entre los modos se encuentra determinado por la siguiente expresión:

$$\Delta\nu = \frac{c}{L} = \frac{1}{T}, \quad (2.1)$$

donde L es la longitud óptica de la cavidad, c la velocidad de la luz (3×10^8 m/s) y T el periodo, es decir, el tiempo requerido para completar un viaje completo por toda la cavidad láser. Si todos los modos oscilan simultáneamente sin relación fija de amplitud o fase, no existirá interferencia constructiva y el láser emitirá continuamente. Sin embargo, es posible que gracias al efecto originado por un fenómeno no lineal o un dispositivo añadido a la cavidad, los modos longitudinales se vean forzados a mantener una diferencia de fase constante, de tal manera que se sincronizarán generando una interferencia constructiva que emitirá en forma de un tren de pulsos igualmente espaciados, tal como se muestra en la figura 2.2. Este procedimiento es conocido como mode locking (ML) o amarre de modos.

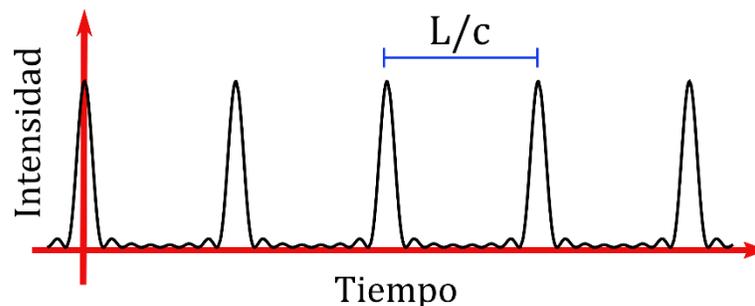


Figura 2.2. Tren de pulsos generados con la técnica mode locking.

Según la teoría desarrollada por Kuizenga y Siegman [25], existen dos factores que determinan las características del pulso de salida durante el proceso de ML. El primero es la ganancia del láser, la cual limita el ancho de banda y establece la región espectral para la emisión pulsada, el segundo factor es el efecto que permite fijar las fases de los modos longitudinales, ya que es el encargado de reducir el ancho del pulso en cada viaje que realice por la cavidad. Dependiendo del elemento que sea usado para lograr fijar la fase entre los modos longitudinales, el ML se divide en dos categorías; ML activo y ML pasivo. El ML activo se basa en el uso de un elemento acusto-óptico o electro-óptico (modulador), controlado de forma externa para regular las pérdidas de la cavidad. Un problema asociado con este tipo de láseres es la dependencia de la polarización con el rendimiento del modulador, ya que por lo general las perturbaciones térmicas causan modificaciones en la polarización en la fibra, que a su vez producen a una salida láser inestable. Algunas soluciones que han sido implementadas para este problema, es el uso de una modulación independiente de la polarización o la inclusión de fibras que mantienen la polarización (PM, Polarization maintaining). En contraste, la técnica ML pasivo no requiere de elementos externos, sino que explota algún efecto no lineal, como la absorción saturable o el cambio del índice de refracción de un material. Una cavidad láser ML pasiva de fibra óptica consiste típicamente en una fibra dopada con algún elemento perteneciente al grupo de las tierras raras, un absorbedor saturable y un dispositivo de acoplamiento de bombeo, comúnmente un multiplexor por división en longitud de onda (WDM, Wavelength division multiplexing). El proceso ML comenzará cuando un pequeño ruido inicial, constituido de una serie de pulsos cortos con fases irregulares se formen en la cavidad resonante, estos pulsos sufrirán menores pérdidas a través del absorbedor saturable que las componentes de baja intensidad, viajarán y se amplificarán cada vez que pasan por el medio de ganancia hasta formar un tren de pulsos intensos de luz igualmente espaciados.

En las siguientes secciones se explicarán brevemente los fundamentos teóricos de la operación del ML activo y pasivo.

2.2.1 Mode locking activo

Los láseres de fibra óptica que producen pulsos mediante la técnica de ML activo, requieren del uso de un modulador electro-óptico o acusto-óptico insertado dentro de la cavidad láser. Esta técnica puede ser dividida en tres categorías dependiendo del tipo de modulación que sea realizada, ya sea en amplitud (AM, Amplitude modulation), en frecuencia (FM, Frequency modulation) o en fase (PM, Phase modulation). Los dos primeros métodos son los más empleados y los que se tratarán en esta sección.

La modulación activa en AM y FM genera bandas laterales cuya separación es igual a la frecuencia de modulación (f_m), en cada vuelta que recorre el pulso por la cavidad, las bandas laterales intentan coincidir con la frecuencia de los modos del resonador ($\Delta\nu$) y estos a su vez superponerse con los modos vecinos, cuando la f_m es aproximadamente igual a $\Delta\nu$, se logra un acoplamiento entre todas las bandas y de esta manera se obtiene la sincronización de la fase de los modos, dando lugar a la emisión de un pulso óptico.

En la figura 2.3 se representa el comportamiento del mode lock en AM, donde las pérdidas de la cavidad son moduladas con un periodo de $T=1/\Delta\nu$. Como se observa, el láser genera una mayor cantidad de luz en las posiciones que tienen una menor pérdida, esta energía aumenta cada vez que se culmine un viaje por la cavidad y se acumulará hasta ser lo suficientemente grande para ser emitida en forma de un tren de pulsos.

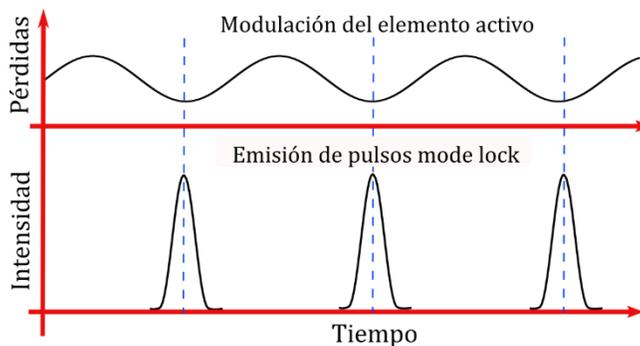


Figura 2.3. Dependencia temporal de las pérdidas en la cavidad moduladas por la técnica mode locking en AM.

En contraste, en el mode-lock en FM, se utiliza un modulador cuyo índice de refracción “n” se modula sinusoidalmente a la frecuencia ω_m al ser insertado dentro de la cavidad, por tanto,

cualquier modo longitudinal de la cavidad se encontrará sujeto a dicha modulación de frecuencia, obligando a generar una fase fija entre los modos. Estudios recientes han demostrado una mayor eficiencia del mode-lock en frecuencia comparado con un mode lock en amplitud, para generar pulsos ultracortos de luz con altas tasas de repetición [26].

2.2.2 Mode locking pasivo

Los láseres de fibra óptica ML pasivos a diferencia de los activos, no requieren de la inclusión de dispositivos eléctricos externos para poder generar la emisión pulsada, ya que este proceso es llevado a cabo mediante un elemento no lineal cuya respuesta de modulación es realizada de manera interna, automática y dependiente de la intensidad de entrada [27-29]. En este tipo de láseres, la frecuencia de repetición de los pulsos depende de la longitud de la cavidad [30,31], por lo tanto, no son ideales para aplicaciones que requieren altas tasas de repetición, no obstante, estos pulsos son más intensos que los obtenidos con el ML activo.

El funcionamiento de una cavidad ML pasiva se explica a continuación. Cuando un pequeño ruido inicial se forma en el resonador, debido a la dependencia de la intensidad, adquiere una menor pérdida en el pico de mayor intensidad, mientras que los laterales con menor potencia, tendrán una mayor pérdida en cada viaje completo que se realice por la cavidad. Después de varios ciclos completos, este ruido se irá reduciendo en los costados, mientras que la parte central será cada vez más intensa hasta que su ancho espectral sea comparable con el ancho de banda del medio de ganancia, justo en esta parte se logrará la consumación de la formación del pulso óptico ultracorto [32].

La técnica ML pasiva se subdivide en cuatro categorías dependiendo del elemento utilizado para generar la emisión láser en:

- 1) Absorbedor saturable lento (SA, Saturable absorber),
- 2) Absorbedor saturable rápido,
- 3) Lentes tipo Kerr (KLM, Kerr Lens mode locking),
- 4) Amarre de pulsos por pulsos añadidos APM (Additive pulse mode-locking).

El método más simple para generar el ML pasivo es mediante la inserción de un SA, tales como: los espejos absorbentes saturables de semiconductores (SESAM, Semiconductor

saturable absorber mirrors), el uso de nanotubos o moléculas orgánicas. A lo largo de este trabajo, analizaremos a mayor detalle un absorbedor saturable artificial basado en un espejo de lazo óptico no lineal.

a) *Absorbedor saturable*

El absorbedor saturable (SA, Saturable absorber) es un componente óptico cuyo coeficiente de absorción disminuye cuando aumenta la intensidad óptica, de modo que a mayor potencia mayor es su transmisión, su esquema y comportamiento se muestran en la figura 2.4. Los SAs se clasifican tomando como referencia el tiempo que tardan en volver a sus condiciones iniciales; si el tiempo que le toma es más corto que el ancho del pulso es referido como SA rápido, si por el contrario, se necesita un periodo de recuperación más largo, entonces es llamado SA lento.

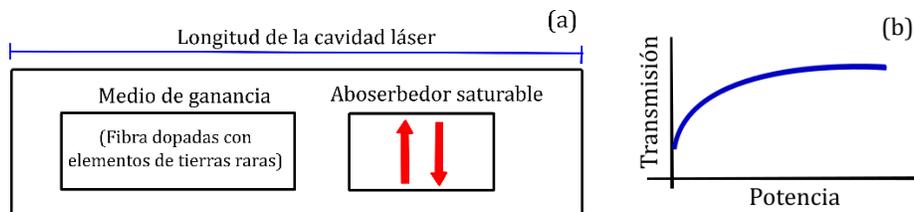


Figura 2.4 (a) Esquema de un láser ML pasivo con un absorbedor saturable, (b) comportamiento de la transmisión de un absorbedor saturable.

En el marco de las fibras ópticas, la transmisión de un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM, Nonlinear optical loop mirror) y la rotación de polarización no lineal (NPR, Nonlinear polarization rotation) en presencia de un polarizador son considerados un proceso de absorción saturable artificial rápido, mediante los cuales es posible obtener de manera eficiente un ML pasivo [33,34]. Por lo general, los anchos temporales de los pulsos generados en función de estos mecanismos suelen ser muy estrechos y altamente estables.

b) *Espejo de lazo óptico no lineal*

Los láseres de fibra óptica que utilizan SAs realizados con semiconductores generan una gran cantidad de pérdidas e inestabilidad en la cavidad láser debido a que no conservan una naturaleza todo-fibra, ante esta situación, los NOLMs han sido implementados como una posible solución, ya que pueden sustituir a los elementos de bulto y al mismo tiempo

proporcionar un comportamiento similar al del SA. Los láseres de fibra óptica que utiliza este tipo de lazos se denominan “laser de figura ocho (F8L, Figure eight fiber laser)”.

El funcionamiento del NOLM se basa en el principio teórico de un interferómetro Sagnac cuyo diseño experimental y convencional se representa en la figura 2.5. Como se observa el interferómetro se encuentra constituido de un acoplador direccional de fibra óptica de cuatro puertos, donde los puertos P_3 y P_4 se encuentran unidos entre sí formando una trayectoria cerrada (lazo). El acoplador tiene la capacidad de dividir la señal de entrada, ingresada por el puerto P_1 , en dos haces de luz a través de la razón $\alpha/(1-\alpha)$, donde α es la constante de acoplamiento, en dos campos de amplitud complementaria y desfasados por un factor de $\pi/2$. Las señales obtenidas por los puertos P_3 y P_4 viajarán por el lazo de fibra óptica en direcciones opuestas, al término de su recorrido se recombinarán nuevamente en el acoplador, y a través de los puertos entrada (P_1 y P_2) las señal reflejada y transmitida, podrán ser analizadas respectivamente.

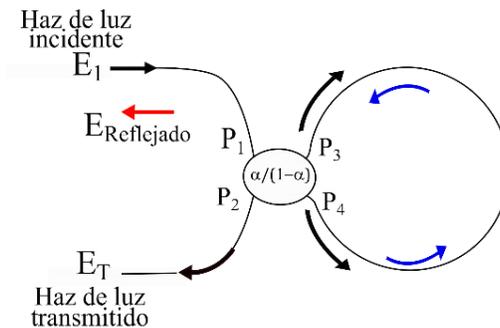


Figura 2.5. Configuración convencional de un espejo de lazo de fibra óptica.

Los coeficientes de transmisión y reflexión del interferómetro Sagnac se determinan por medio de las ecuaciones 2.2 y 2.3, las cuales se encuentran en función de la constante de acoplamiento y la diferencia de fase entre los haces que se propagan en el lazo ($\Delta\phi$) [26].

$$R = 4\alpha(1 - \alpha)\cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right), \quad (2.2)$$

$$T = 1 - R = 1 - 4\alpha(1 - \alpha)\cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right). \quad (2.3)$$

En el caso específico donde la razón de acoplamiento sea igual a 0.5 y en ausencia de efectos no lineales ($\Delta\phi=0$), las dos señales que se contra-propagan por el puerto P_3 y P_4 del

acoplador tendrán la misma intensidad y al momento en que ambas interfieran generarán una transmisión nula, por tanto, el lazo de fibra óptica actúa como un espejo al obtener un 100 % de reflexión, es decir, interferencia constructiva en el puerto P_1 y destructiva en el puerto P_2 . Para un $\alpha \neq 0.5$, es posible obtener una pequeña transmisión, sin embargo, la mayor parte de la luz será reflejada, por lo que una alternativa para generar una mayor transmisión es el uso de efectos no lineales, de esta manera se crea un desplazamiento de la fase dependiente de la potencia. En los NOLMs convencionales los efectos no lineales son creados a través de una asimetría de potencia.

c) Rotación de la polarización no lineal

Cuando un pulso óptico muy intenso se propaga a lo largo de una fibra óptica que no preserva la polarización, puede experimentar un cambio no lineal en su estado de polarización. Por lo general no es exactamente una rotación en una dirección lineal, sino un cambio a un estado de polarización elíptica. Este fenómeno es llamado rotación de la polarización no lineal (NPR, Nonlinear polarization rotation) y se encuentra relacionado con la automodulación de fase (SPM, Self-phase modulation), la modulación de fase cruzada (XPM, Cross-phase modulation) y la birrefringencia. La técnica de la NPR fue usada por primera vez en el año de 1992, desde entonces su aplicación en diferentes láseres ha sido muy efectiva [35-39].

La configuración experimental comúnmente utilizada para la NPR se muestra en la figura 2.6. Un aislador dependiente de la polarización es colocado entre dos controladores de polarización, estos tres componentes actuarán como elemento de modulación. En este caso, el aislador juega un doble rol, debido a que actúa como aislador y polarizador, por tal razón, la luz que transmite se encuentra linealmente polarizada. El controlador de polarización colocado después del aislador tiene la función de convertir el estado de polarización de lineal a elíptico, por consiguiente, cuando un pulso sea remitido por este elemento se propagará por la cavidad y su estado de polarización experimentará cambios de fase inducidos por el efecto de SPM y XPM, dependientes de la intensidad. Por lo tanto, el controlador de polarización previo al aislador deberá de ser ajustado de tal forma que el aislador permita la transmisión de la parte más intensa del pulso, al mismo tiempo que absorbe los extremos de

baja intensidad. Como resultado se obtendrá un pulso ligeramente más estrecho al completar un ciclo dentro de la cavidad, de tal forma que después de varios viajes por la cavidad láser el pulso emitido será lo más estrecho e intenso posible.

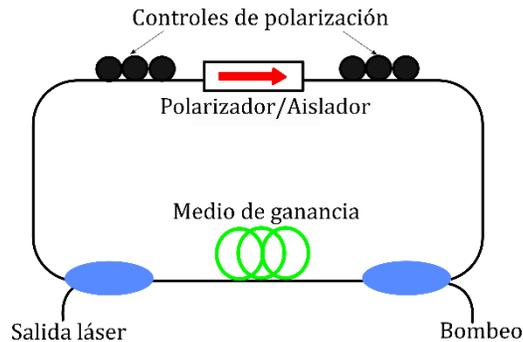


Figura 2.6. Diseño convencional de un láser de fibra óptica basado en la rotación de polarización no lineal.

2.3 Técnica Q switching (QS)

Un tipo de operación láser que permite la emisión de pulsos con una alta potencia es conocido como Q switch (QS) o conmutación Q. Lleva este nombre debido a que el factor de calidad "Q" de la cavidad resonante es alterado cuando se realiza esta técnica. El factor Q es la medida que permite conocer la capacidad de almacenar energía dentro de la cavidad resonante.

En un láser Q switch las pérdidas de la cavidad se mantienen en un nivel alto hasta que el medio de ganancia almacena una cierta cantidad de energía suministrada por la fuente de bombeo, cuando ésta es lo suficientemente grande, las pérdidas se minimizarán abruptamente, es decir, el factor Q desciende rápidamente y toda la potencia acumulada dentro de la cavidad se transformará en un pulso de luz de unos cuantos micro-Joules (μ J) de energía. Generalmente este tipo de pulsos posee una duración temporal del orden de nanosegundos (ns) y frecuencias de repetición de algunos kilohertz (kHz). En los últimos años, los láseres de fibra de Q switching han sido atractivos debido a sus aplicaciones en la medicina, la instrumentación óptica y el procesamiento de materiales en la industria.

De manera similar y siguiendo el principio de la técnica de mode locking, la regulación de pérdidas dentro de la cavidad puede realizarse de forma activa o pasiva. El Q switching activo utiliza dispositivos de modulación que varían las pérdidas de la cavidad de acuerdo a la señal

externa que sea introducida, la mayor cantidad de energía será almacenada cuando las pérdidas sean grandes, en este caso, las características como potencia y duración del pulso dependen de la cantidad de energía que sea acumulada por el medio de ganancia, por consiguiente, la potencia de bombeo y las variaciones en la tasa de repetición crean modificaciones directas sobre las propiedades del pulso.

El Q switching activo puede ser dividido en tres categorías tomando como referencia el dispositivo usado como modulador, esto es mecánico, electro-óptico y acusto-óptico. Con el paso del tiempo los moduladores han experimentado cambios importantes, inicialmente eran conformados de componentes tipo bulto, después éstos fueron combinados con fibras ópticas y recientemente, se han logrado elaborar moduladores acusto-ópticos (MAO) constituidos totalmente de fibra óptica, lo cual ha aumentado el rendimiento del láser [23]. Los MAO son controlados mediante una señal de radiofrecuencia, que genera una onda acústica que provee una modulación óptica sinusoidal en la ganancia de la cavidad, propiciando una rápida modulación de las pérdidas y ofreciendo la ventaja de poder manipular de manera más sencilla la frecuencia de repetición y algunas propiedades del pulso.

Un láser Q switch pasivo consiste en un medio de ganancia y un absorbedor saturable. Conforme se bombea el medio de ganancia, se almacena energía y se emiten fotones. Si el medio de ganancia se satura antes que el SA, se obtendrá una acumulación de fotones, pero no existirá la emisión láser, por el contrario, si el flujo de fotones se acumula lo suficiente para saturar al absorbedor antes que el medio de ganancia, la energía será liberada como un pulso intenso de luz [40]. En contraste con el QS activo, este método propicia una energía y duración del pulso más estable, sin embargo, se tiene un control limitado sobre sus características de emisión, por ejemplo, la frecuencia de repetición no puede modificarse con independencia de otros parámetros de operación [41].

2.4 Referencias

1. H. A. Haus, "A theory of forced mode locking," IEEE J. Quantum. Electron. **11**(7), 323-330 (1975).
2. Y. S. Fedotov, A.V. Ivanenko, S. M. Kobtsev, S. V. Smirnov, "High average power mode-locked figure-eight Yb fibre master oscillator," Opt. Express **22**(25), 31379-31386 (2014).
3. J. Li, Z. Zhang, Z. Sun, H. Luo, Y. Liu, Z. Yan, C. Mou, L. Zhang, S. K. Turitsyn, "All-fiber passively mode-locked Tm-doped NOLM-based oscillator operating at 2- μ m in both soliton and noisy-pulse regimes," Opt. Express **22**(7), 7875–7882 (2014).
4. X. W. Zheng, Z. C. Luo, H. Liu, N. Zhao, Q. Y. Ning, M. Liu, X. H. Feng, X. B. Xing, A. P. Luo, W. C. Xu, "High-energy noise-like rectangular pulse in a passively mode-locked figure-eight fiber laser," Appl. Phys. Express **7**(4), 042701 (2014).
5. N. J. Doran and David Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," Opt. Lett. **13**(1), 56-58 (1988).
6. V. J. Matsas, D. J. Richardson, T. P. Newson, and D. N. Payne, "Characterization of a self-starting, passively mode-locked fiber ring laser that exploits nonlinear polarization evolution," Opt. Lett. **18**(5), 358–360 (1993).
7. L. M. Zhao, A. C. Bartnik, Q. Q. Tai, F. W. Wise, "Generation of 8 nJ pulses from a dissipative-soliton fiber laser with a nonlinear optical loop mirror," Opt. Lett. **38**(11), 1942-1944 (2013).
8. S. Yamashita, K. Hotate, "Distributed pressure sensor with a mode-locked fiber-ring laser," Opt. Lett. **26**(9), 590–592 (2001).
9. S. Wang, P. Lu, H. Liao, L. Zhang, D. M. Liu, J. S. Zhang, "Passively mode-locked fiber laser sensor for acoustic pressure sensing," J. Mod. Opt. **60**(21), 1893–1898 (2013).
10. K. Ozgören, B. Öktem, S. Yilmaz, F. Ö. Ilday, K. Eken, "83 W, 3.1 MHz, square-shaped, 1 ns-pulsed allfiber-integrated laser for micromachining," Opt. Express **19**(18), 17647–17652 (2011).
11. C. X. Yu, H. A. Haus, E. P. Ippen, W. S. Wong, A. Sysoliatin, "Gigahertz-repetition-rate mode-locked fiber laser for continuum generation," Opt. Lett. **25**(19), 1418-1420 (2000).
12. J. P. Lauterio-Cruz, O. Pottiez, Y. E. Bracamontes-Rodríguez, J. C. Hernández-García, E. García-Sánchez, M. Bello-Jimenez, E. A. Kuzin, "Comparative study of supercontinuum generation using standard and highnonlinearity fibers pumped by noise-like pulses," Laser Phys. **27**(6), 065107 (2017).
13. R.W. Hellwarth, "Control of fluorescent pulsations, in *Advances in Quantum Electronics*," (Columbia University Press, New York, 1961).
14. G. Smith, "The early laser years at Hughes Aircraft Company," IEEE journal of quantum electronics, **20**(6), 577-584(1984).
15. S. Gräf, G. Staupendahl, A. Krämer, F.A. Müller, "High Precision Materials Processing Using a Novel Q-switched CO₂ Laser," Opt. Laser. Eng. **66** 152–157(2015).

16. I. Rohde, J. M. Masch, D. Theisen-Kunde, M. Marczyński-Bühlow, R. Bombien Quaden, G. Lutter, M.D., R. Brinkmann, "Resection of calcified aortic heart leaflets in vitro by Q-Switched 2 μ m microsecond laser radiation", *J. Card. Surg.* **30**(2), 157(2015).
17. M.C. Lee, C.S. Chang, Y.L. Huang, S.L. Chang, C.H. Chang, Y.F. Lin, S. Hu, "Treatment of melisma with mixed parameters of 1,064-nm Q-switched Nd:YAG laser toning and an enhanced effect of ultrasonic application of vitamin C: a split-face study," *Lasers Med. Sci.* **30**(1) 159-163(2015).
18. A.V. Fedorov, A. A. Fomichev, M. E. Doroshenko, "Periodic Q-Switched dual-wavelength lasing regime for remote sensing applications," *CLEO OSA*, paper STh4J.5 (2016).
19. F. Ashraf, El-Sherif, M. Talaat, "Detection and analysis on versatile coding strategies of high frequency active Q-Switched Nd:YVO₄ laser for irradiance on different targets", *Opt. Laser Technol.* **64**, 124-132 (2014).
20. P. Pérez-Millán, A. Díez, M. V. Andrés, D. Zalvidea, R. Duchowicz, "Q-switched all-fiber laser based on magnetostriction modulation of a Bragg grating," *Opt. Express* **13**(13), 5046-5051 (2005).
21. N. A. Russo, R. Duchowicz, J. Mora, J. L. Cruz, M. V. Andrés, "High-efficiency Q-switched erbium fiber laser using a Bragg grating-based modulator," *Opt. Commun.* **210**, 361-366 (2002).
22. T. Imai, T. Komukai, T. Yamamoto, M. Nakawaza, "A wavelength tunable Q-switched fiber laser using fiber Bragg gratings," *Electron. Commun. Jpn. Part 2* **80**(11) 195-203(1997).
23. C. Cuadrado-Laborde, M. Delgado-Pinar, S. Torres-Peiró, A. Díez, and M. V. Andrés, "Q-switched all-fiber laser using a fibre-optic resonant acousto-optic modulator," *Opt. Commun.* **274**(2), 407-411 (2007).
24. M. Delgado-Pinar, D. Zalvidea, A. Díez, P. Pérez-Millán, M. V. Andrés, "Q-switching of an all-fiber laser by acousto-optic modulation of a fiber Bragg grating," *Opt. Express* **14**(3), 1106-1112 (2006)
25. D.J. Kuizenga, A.E. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser—Part I: Theory," *IEEE J. Quantum Electron.* **6**(11), 694-708 (1970).
26. L. N. Binh, N. Q. Ngo, "*Ultra-Fast Fiber Lasers: Principles and Applications with MATLAB Models*," (CRC Press, Boca Raton, FL, 2010).
27. M. Salhi, A. Haboucha, H. Leblond, F. Sanchez, "Theoretical study of figure-eight all-fiber laser," *Phys. Rev. A* **77**, 033828 (2008).
28. Z. Zheng, M. Iqbal, T. Yu, "Cavity Dynamics of a Figure of Eight Fiber Laser," *International Journal Of Communications* **1**(3), 132-136(2007).
29. T. Ennejah, F. Bahloul, R. Attia, "Generation of non-uniform Pulses by an Eight Microstructured Optical Fiber Laser," *J. Optical. Communications* **32** 107-111(2011).
30. T. Theimer, J. W. Haust, "Figure eight fibre laser stable operating regimes", *Journal of modern Optics* **44**(5) 919-928(1997).
31. M. Hofer, M. H. Ober, F. Haberl, M. E. Fermann "Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **28**(3), (1992).
32. G. P. Agrawal, "*Nonlinear Fiber Optics 2a ed.*," (Academic, 1995).

33. S. B. Eduardo, L. A. M. Saito, E. A. De Souza, "396 fs, 2.5–12 GHz Asynchronous Mode-Locking Erbium Fiber Laser," CLEO 2007, Baltimore, MD, Paper: CMCZ.
34. K. R. Tamura, M. Nakazawa, "54-fs, 10-GHz soliton generation from a polarization-maintaining dispersion-flattened dispersion-decreasing fiber pulse compressor," *Opt. Lett.* **26**(11), 762-764 (2001).
35. V. J. Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson, D. N. Payne, "Selfstarting passively mode-locked fiber ring soliton laser exploiting nonlinear polarization rotation," *Electron. Lett.* **28**(15), 2226–2228 (1992).
36. V. J. Matsas, T. P. Newson and M. N. Zervas, "Self-starting passively mode-locked fiber ring laser exploiting nonlinear polarization switching," *Opt. Commun.* **92**, 61-66 (1992).
37. D. U. Noske, N. Pandit, J. R. Taylor, "Source of spectral and temporal instability in soliton fiber lasers," *Opt. Lett.* **17**(21), 1515-1517 (1992).
38. K. Tamura, H. A. Haus, E. P. Ippen, "Self-starting additive pulse mode-locked erbium fiber ring laser," *Electron. Lett.* **28**(24), 2226-2227 (1992).
39. K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, L. E. Nelson, "77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser," *Opt. Lett.* **18**(13), 1080-1082 (1993).
40. D. Welford, "Passively Q-switched lasers. Circuits and Devices Magazine," *IEEE. circuits and devices magazine*, **19**(4), 31-36(2003).
41. M. Laroche, A. M. Chardon, J. Nilsson, D. P. Shepherd, W. A. Clarkson, S. Girard, R. Moncorgé, "Compact diode-pumped passively Q-switched tunable Er–Yb double-clad fiber laser," *Opt. Lett.* **27**(22), 1980-1982 (2002).

CAPÍTULO 3

GENERACIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS POR MODULACIÓN ACUSTO-ÓPTICA EN AMPLITUD INDUCIDA POR ONDAS DE FLEXIÓN

Diversas configuraciones láser han sido demostradas con el objetivo de producir una emisión de pulsos ultracortos de luz, donde la mayor responsabilidad recae principalmente en un elemento o dispositivo encargado de propiciar y favorecer dicha emisión. En este capítulo se presenta el desarrollo experimental de un filtro acusto-óptico pasabanda todo-fibra que al ser implementado dentro de una cavidad resonante es capaz de soportar la emisión de pulsos de manera estable, con duraciones temporales tan pequeñas como 8.95 ps. Se mostrará su fabricación, caracterización y los resultados obtenidos al ser utilizado como dispositivo activo en una cavidad láser.

3.1 Introducción

Los láseres de fibra óptica capaces de emitir pulsos cortos o ultracortos de luz son de gran interés debido a la cantidad de aplicaciones en las que pueden ser utilizados, entre las que sobresalen las comunicaciones ópticas, la espectroscopía, el procesado de materiales e investigaciones biomédicas [1,2].

La técnica que comúnmente se prefiere para producir pulsos ultracortos de luz es el mode locking (ML), que como ya se ha mencionado en los capítulos anteriores, puede llevarse a cabo de manera activa o pasiva; esta sección se encuentra enfocada al ML activo.

La característica principal del ML activo es el uso de moduladores que no son constituidos de fibra óptica dentro de la cavidad láser, los cuales pueden provocar pérdidas significativas que conllevan a la emisión de pulsos inestables, degradando la calidad de la emisión láser. En base a estas necesidades se han desarrollado diferentes métodos y procesos de modulación con el objetivo de obtener pulsos ultracortos de alta calidad. Una de las configuraciones más comunes se basa en la inclusión de filtros espectrales que evitan la emisión láser a determinadas longitudes de onda. Algunos de estos esquemas se fundamentan en el uso de moduladores electro-ópticos [3,4], acusto-ópticos [5-7], rejillas de Bragg en serie [8,9] o filtros acusto-ópticos sintonizables [10].

No obstante, a pesar de que estas configuraciones han sido mejoradas, un factor perjudicial que continúa presente en la técnica ML activa, es la generación de pulsos relativamente largos, cuya causa es el limitado ancho de banda óptico del modulador, esto a su vez puede ocasionar una restricción en la longitud de onda de emisión. Una propuesta ante esta problemática es el uso de dispositivos acusto-ópticos (AO) fabricados con fibra óptica que pueden ser diseñados para realizar una operación espectral sintonizable y con un ancho de banda razonablemente grande [11-14].

En años recientes, los dispositivos AO basados en ondas de flexión han sido objeto de varias investigaciones debido a su gran potencial y su aplicabilidad como desplazadores de frecuencia, filtros y moduladores [15-17]. Particularmente, los filtros acusto-ópticos sintonizables (FAOS) ofrecen la ventaja de proporcionar un filtrado sintonizable y una atenuación variable dentro del mismo dispositivo. El principio de operación del FAOS radica en el acoplamiento intermodal inducido por una onda de flexión acústica, cuando ésta se propaga a lo largo de la fibra óptica produce una perturbación periódica en el índice de refracción que bajo ciertas condiciones puede generar un acoplamiento intermodal resonante entre el modo fundamental del núcleo de la fibra óptica y alguno de los modos del revestimiento [17]. Eficientes interacciones acusto-ópticas han sido demostradas utilizando diferentes medios de interacción, tales como fibras ópticas monomodo estándar y estrechadas. La configuración más sencilla de un FAOS todo-fibra consiste en una rejilla de periodo largo y un bloqueador del modo fundamental (BMF) ubicado en medio de la longitud de la rejilla [18,19].

El BMF juega un papel de suma importancia, puesto que es el encargado de atenuar los modos de luz no resonantes, dando lugar a un filtrado pasabanda que muestra como respuesta espectral un pico de transmisión de la longitud de onda resonante. Un BMF ideal requiere una atenuación grande para los modos del núcleo de la fibra y bajas pérdidas de transmisión para los modos del revestimiento, así como un diseño simple y de fácil fabricación.

Tomando como referencia los puntos anteriormente mencionados, en este trabajo se desarrolla experimentalmente un FAOS que combina las propiedades dinámicas de las ondas

acústicas de flexión junto con un bloqueador del modo fundamental compuesto de una pequeña sección de fibra óptica sin núcleo. La primera parte de este capítulo se enfoca en el diseño y la caracterización del BMF. Posteriormente, con el objetivo de expandir la aplicación del FAOS y convertirlo en un modulador acusto-óptico (MAO), se le añade un reflector acústico, de esta manera, se produce una onda acústica de flexión estacionaria que puede modular la transmisión del FAOS sin perder las propiedades iniciales del filtro AO. En seguida, el MAO es introducido dentro de una cavidad de anillo con la intención de propiciar la emisión láser de pulsos ultracortos empleando la técnica ML activa. El análisis de la operación láser es presentado de forma espectral y temporal, además se expone la caracterización de la emisión láser al variar los parámetros de la cavidad, tales como frecuencia acústica y voltaje de radiofrecuencia (RF). La estabilidad del pulso también es examinada bajo un intervalo de tiempo de 60 minutos. Finalmente, la sintonización en longitud de onda de la emisión pulsada es evidenciada al cambiar la frecuencia acústica y realizar algunos ajustes en la longitud de la cavidad, de esta manera se comprueba la eficiencia del MAO.

Si comparamos estos resultados con los previamente publicados en configuraciones similares [20-22], el MAO desarrollado en este proyecto afronta y da solución a la mayoría de las limitantes de los moduladores AO, además demuestra ser un dispositivo competente para la generación de pulsos ultracortos.

3.2 Bloqueador del modo fundamental (BMF)

El bloqueador del modo fundamental (BMF) es un elemento que impide la propagación de la luz en el núcleo, es decir, atenúa el modo fundamental, pero permite el paso de la luz a través de los modos del revestimiento de una fibra óptica, dando como resultado un filtrado pasabanda. Un BMF debe cumplir con las siguientes características:

- a) Alta atenuación para el modo del núcleo,
- b) Baja pérdida en la transmisión de los modos del revestimiento.

Diferentes métodos han sido desarrollados para la fabricación del BMF, la mayoría de ellos se basa en el daño local del núcleo de la fibra óptica, sin embargo, este tipo de técnicas

producen pérdidas significativas y dificultan el acoplamiento intermodal, además suelen ser procedimientos muy complejos que no permiten su reproducción en grandes cantidades.

Algunos ejemplos de estas técnicas consisten en dañar la fibra óptica utilizando un haz de luz ultravioleta (UV) que destruye una pequeña parte del núcleo [19], también se suele emplear un láser de iones de Argón, de esta manera se producen pequeñas burbujas en el núcleo de la fibra, generando pérdidas en la propagación de los modos en núcleo, pero favoreciendo la propagación de los modos en el revestimiento [23,24]. Otro método que comúnmente es empleado es el grabado de fluoruro de hidrógeno (HF) que utiliza la diferencia de velocidades entre el grabado del núcleo (previamente dopado con Germanio) y del revestimiento para degradar la resistencia mecánica de ambos componentes a distintos niveles. Existen otros procesos que conllevan procedimientos más largos y de mayor tiempo, como lo son las descargas de arcos eléctricos, para esta técnica se requiere inyectar hidrógeno (H_2) a la fibra óptica durante algunos días, posteriormente la parte central es dopada con Germanio-Boro (Ge-B) y sometida a descargas de arco eléctrica, solo las partes dopadas reaccionan a esta descarga eléctrica [25,26]. Algunos métodos más actuales irradian con un láser de pulsos ultracortos el extremo clivado de una fibra monomodo formando una pequeña burbuja de algunas micras de diámetro, al fusionar dicho extremo con otra fibra, la burbuja actúa como un obstáculo que permite atenuar ciertas longitudes de onda [27]. Los procesos que no dañan directamente el núcleo de la fibra se realizan colapsando un diminuto tubo de sílice en la fibra óptica, lo que genera un orificio de aire en el centro [28,29]. Otras técnicas más sofisticadas y modernas emplean mecanismos fotolitográficos o bombean con nanopartículas magnéticas un pequeño agujero previamente realizado en el núcleo de la fibra óptica [30,31].

Tomando como base las necesidades y las dificultades que representa realizar un BMF eficiente, en este trabajo se presenta el desarrollo de un bloqueador del modo fundamental fabricado con un pequeño trozo de fibra sin núcleo, colocado entre dos fibras ópticas monomodo estándar. La ventaja principal de esta técnica consiste en que no requiere de un proceso complicado y costoso, sino que por el contrario, es un método sencillo, versátil y reproducible.

3.2.1 Desarrollo y caracterización del bloqueador de modo fundamental

El BMF se basa en la inclusión de un segmento de fibra sin núcleo entre dos secciones de fibra monomodo estándar SMF-28 con longitudes L_1 y L_2 , respectivamente. La fibra sin núcleo corresponde al modelo FG125LA de Thorlabs, con un índice de refracción de 1.444 para una longitud de onda de 1550 nm. La longitud “ d ” de esta fibra asegura que la luz proveniente de la primera sección de fibra L_1 , se expanda totalmente al llegar a la superficie de la cara frontal de la segunda fibra monomodo, dicho valor puede ser calculado matemáticamente con la expresión de la apertura numérica, esto es:

$$\text{sen } \theta_{max} = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0} \quad (3.1)$$

donde θ_{max} se refiere al ángulo máximo que puede ser formado por los rayos de luz al terminar de propagarse en la primera fibra; n_0 , n_1 y n_2 hacen referencia a los índices de refracción de la fibra sin núcleo, del núcleo y del revestimiento, respectivamente. En este proyecto se utilizaron los siguientes valores: $n_0=1.444$, $n_1=1.446$ y $n_2=1.444$, estos índices de refracción están asociados a la región cercana a 1550 nm, ya que es en esta banda espectral donde se desea generar el BMF. Introduciendo adecuadamente los valores correspondientes en la ecuación 3.1 y redondeando a tres cifras significativas, obtenemos que $\theta_{max}=3.019$. Utilizando estos datos y considerando que el diámetro de la fibra es de 125 μm , es posible estimar la distancia “ d ” de la fibra en base al esquema que se muestra en la figura 3.1 como:

$$d = \frac{62.5 \times 10^{-3}}{\tan \theta_{max}} = 1.185 \text{ mm} \quad (3.2)$$

Obtenido el valor ideal de la longitud de la fibra sin núcleo, este tramo de fibra es cortado para posteriormente ser fusionado entre los dos segmentos de fibra óptica estándar SMF-28. El equipo empleado para dicho empalme corresponde al modelo Fujikura FSM-100P.

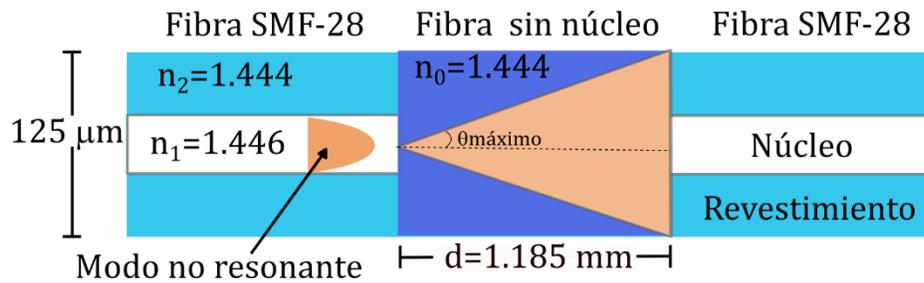


Figura 3.1 Esquema del diseño experimental para un bloqueador del modo fundamental.

3.2.2 Caracterización del BMF

El BMF es iluminado con una fuente de luz de supercontinuo (SC) con la finalidad de analizar la atenuación espectral que puede obtenerse con el esquema propuesto, la diferencia entre la respuesta espectral obtenida por el BMF y la fuente de SC da como resultado el espectro de transmisión del BMF, el cual es medido utilizando un analizador de espectros ópticos (OSA, Optical spectrum analyzer). El espectro de la transmisión del BMF se ilustra en la figura 3.2, como se observa, el BMF exhibe una atenuación de al menos 20 dB que abarca un rango en longitudes de onda de 1565.67 a 1680.65 nm, con una atenuación máxima de 31 dB centrada a la longitud de onda de 1523.1 nm.

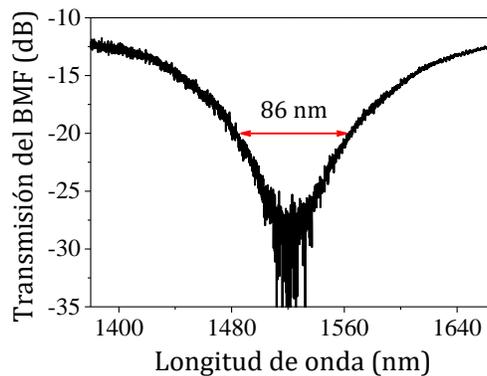


Figura 3.2 Respuesta espectral de la transmisión del BMF.

3.3 Filtro acusto-óptico pasabanda

3.3.1 Principio teórico del filtro acusto-óptico pasabanda

La distribución de energía de la luz al estar confinada dentro una fibra óptica es llamada modo. La derivación matemática de un modo puede ser determinada resolviendo las ecuaciones de

Maxwell para guías de ondas cilíndricas. Los modos que se propagan dentro de una fibra óptica son modos linealmente polarizados caracterizados por los subíndices m y n , esto es, LP_{mn} . El subíndice “ m ” representa el número azimutal o angular en el campo eléctrico, es decir, la periodicidad de la distribución del campo angular, mientras que “ n ” es asociado a la distribución de campo radial. Los modos LP_{mn} son observados como patrones simétricos desde el centro, con regiones brillantes separadas por secciones oscuras. El modo de menor orden en una fibra óptica es conocido como modo fundamental, LP_{01} .

Es importante mencionar que la distribución de radiación electromagnética de los modos no se confina únicamente en el núcleo, sino que también se expande hasta el revestimiento con un decaimiento radial. De esta manera, cuando la luz se encuentra dentro de una fibra óptica los modos que se propagan son tanto del núcleo como del revestimiento, por lo que bajo ciertas condiciones es posible provocar un acoplamiento entre los modos guiados por el núcleo, con los modos guiados por el revestimiento.

En una fibra óptica sin perturbar, estos modos son ortogonales entre si y al propagarse no intercambian su energía. No obstante, pueden ser acoplados de manera eficiente si se introduce una pequeña perturbación producida por una micro flexión periódica [15]. Una forma de generar esta perturbación consiste en excitar una fibra óptica con una onda de flexión acústica [32]. Cuando una onda acústica excita una fibra óptica sin recubrimiento puede producir un acoplamiento intermodal entre el modo fundamental y un modo del revestimiento para una longitud de onda que satisface la condición de fase [15,32] expresada en la siguiente ecuación:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = \Delta\beta. \quad (3.3)$$

Esta condición exige que la longitud de onda de la señal que introduce la perturbación (Λ) corresponda a la diferencia de las constantes de propagación de los modos acoplados ($\Delta\beta = \beta_{\text{núcleo}} - \beta_{\text{revestimiento}}$). La cantidad de acoplamiento del modo LP_{01} a alguno de los modos del revestimiento LP_{lx} depende directamente de la longitud de onda, esto conlleva a un comportamiento similar al de un filtro espectral. Este fundamento teórico es el que se adquiere como referencia para el funcionamiento del filtro acusto-óptico utilizado a lo largo de este trabajo de tesis.

3.3.2 Desarrollo experimental del filtro acusto-óptico

Las propiedades del BMF fueron aplicadas a la fabricación de un filtro acusto-óptico pasabanda (FAOP) que tiene como principio de operación el acoplamiento intermodal inducido entre los modos del núcleo y del revestimiento de la fibra óptica cuando una onda acústica de flexión se propaga a lo largo de ella. En la figura 3.3 se muestra el montaje experimental del FAOP que fue empleado en este proyecto de investigación.

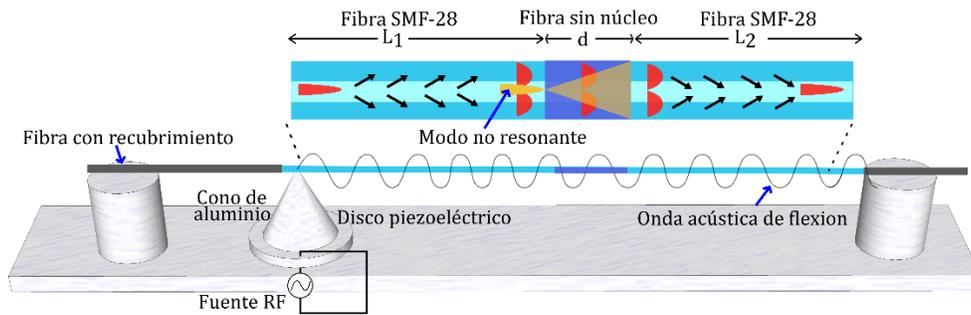


Figura 3.3 Montaje experimental del filtro acusto-óptico pasabanda.

El FAOP es constituido por una fuente de radio frecuencia (RF), un disco piezoeléctrico (DP) y un cono de aluminio, este último elemento se encuentra pegado de la punta a una sección de fibra sin polímero protector, dentro de la cual se encuentra colocado el BMF. Cuando la señal RF es encendida y el disco piezoeléctrico excitado, las vibraciones acústicas son concentradas por el cono de aluminio y transmitidas a la fibra óptica formando una onda acústica de flexión. La onda acústica se propaga a lo largo de la fibra óptica sin recubrimiento, generando una perturbación periódica en el índice de refracción [17] debido a los microdoblamiento derivados de la onda de flexión. Como resultado de esta interacción se produce un acoplamiento intermodal entre el modo del núcleo (LP_{01}) y alguno de los modos del revestimiento (LP_{1m}) para una longitud de onda que satisface la condición de fase. Cuando la onda acústica termina su viaje por la longitud de interacción, los modos del revestimiento son radiados al exterior por la sección de fibra óptica con polímero protector.

La frecuencia y la amplitud de la onda acústica determinan la respuesta espectral generada por el FAOP, ambos parámetros son controlados por la señal eléctrica de RF que se aplica al DP.

3.3.3 Selección de las longitudes L_1 y L_2 de la fibra SMF-28

El primer paso para diseñar un filtro acusto-óptico óptimo es encontrar las longitudes de interacción L_1 y L_2 que permitan un acoplamiento intermodal eficiente con pocas pérdidas en la reinserción de la luz. Para estimar L_1 se coloca una fibra estándar SMF-28 sin BMF en el mismo montaje que se mostró en la figura 3.3. Posteriormente una gota de aceite, la cual funciona como atenuador acústico, es colocada sobre una base movable ubicada en un extremo opuesto al cono de aluminio. Con el propósito de reducir la longitud de interacción, la base con aceite se recorre hacia el cono de aluminio mientras se monitorea en el analizador de espectros la máxima atenuación que es posible alcanzar en la banda espectral de 1550 nm. Estos resultados son representados de manera gráfica en la figura 3.4. Como se observa la distancia que conduce a la mayor atenuación se tiene aproximadamente en una longitud de 24 cm. La distancia L_2 es calculada de manera similar, pero ahora se busca obtener la máxima reinserción de luz, para este caso la longitud encontrada experimentalmente tiene un valor de 48.5 cm, lo que concuerda con las investigaciones que previamente han sido realizadas en [13].

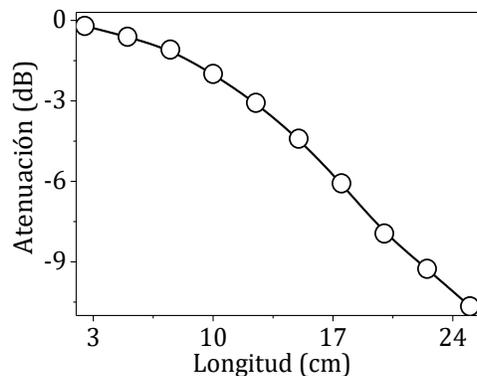


Figura 3.4 Atenuación del filtro acusto-óptico en función de la longitud de interacción.

3.3.4 Caracterización del filtro acusto-óptico pasabanda

El diseño experimental del FAOP desarrollado en este proyecto se muestra en la figura 3.3, las longitudes correspondientes a las distancias L_1 , d y L_2 , son 24, 0.1185 y 48.5 cm, dando como resultado una longitud total de aproximadamente 72.5 cm. El primer segmento de fibra óptica L_1 es elegido para permitir que el modo LP_{01} se acople a algún modo del revestimiento

antes de entrar en contacto con el BMF, en contraste, la longitud L_2 se escoge de tal forma que se produzca la máxima reinserción de energía en la región espectral de longitudes de onda alrededor de 1550 nm, dicha reinserción se muestra espectralmente como un pico de transmisión, cuya amplitud varía según la frecuencia acústica que sea aplicada al DP.

Cuando el FAO se encuentra en ausencia de la onda acústica, se comporta como un filtro pasabanda, es decir, exhibe la respuesta espectral originada por el BMF, tal como se ilustró en la figura 3.2. Al momento de que la onda acústica es encendida e introducida dentro del FAO, se produce una reinserción de energía como respuesta del acoplamiento intermodal LP_{01} - LP_{12} . Para este caso particular, la mayor reinserción se genera a una frecuencia acústica (f_a) de 2.43113 MHz con un voltaje (pico a pico) aplicado al DP de 24 V. Este resultado se ilustra en la figura 3.5(a), como se observa se obtiene un ancho de banda óptico medido a mitad de altura (-3 dB) de 0.91 nm centrado a una longitud de onda resonante (λ_R) de 1568.8 nm, con una pérdida de reinserción mínima de 3 dB. Con la finalidad de conocer la razón de cambio de la longitud de onda resonante en función de la frecuencia acústica, la f_a se varió de manera gradual en pequeños intervalos, los resultados se presentan gráficamente en la figura 3.5(b). Estos valores permiten estimar una tasa de sintonización a una razón de -0.195 nm/kHz, en un rango espectral de 1500 a 1600 nm.

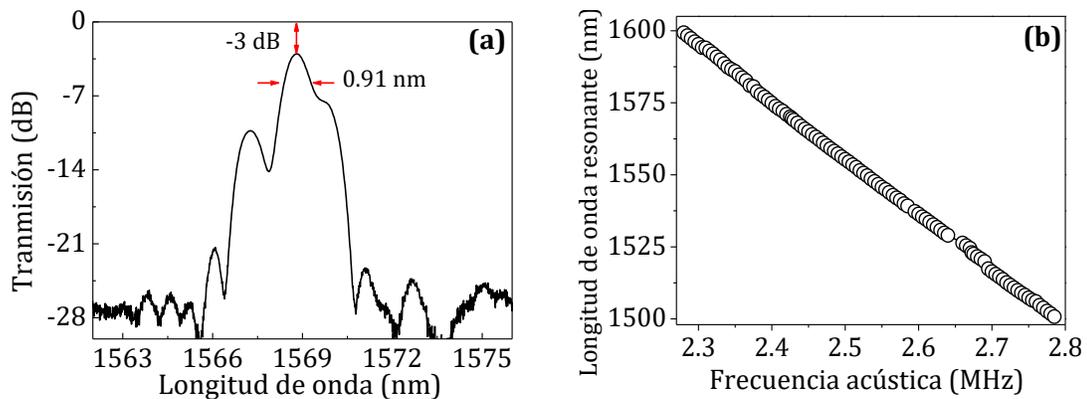


Figura 3.5 (a) Máxima reinserción de energía en respuesta del acoplamiento intermodal LP_{01} - LP_{02} a la frecuencia acústica de 2.43113 MHz. (b) Razón de cambio de la longitud de onda resonante en función de la frecuencia acústica.

3.4 Modulador acusto-óptico pasabanda

Con el objetivo de mostrar la versatilidad del filtro acusto-óptico y convertirlo de manera sencilla a un modulador en amplitud, se le ha colocado una pequeña gota de estaño, que actúa como un reflector acústico, sobre la fibra óptica en el extremo opuesto al cono de aluminio, de esta manera cuando la onda de flexión generada por el DP se encuentre con el reflector acústico viajará en dirección opuesta, produciendo así una onda de flexión estacionaria que oscila con una frecuencia de modulación que equivale al doble de la frecuencia de la onda acústica, es decir, $f_m = 2 \times f_a$. El diseño experimental del modulador acusto-óptico (MAO) se muestra en la figura 3.6.

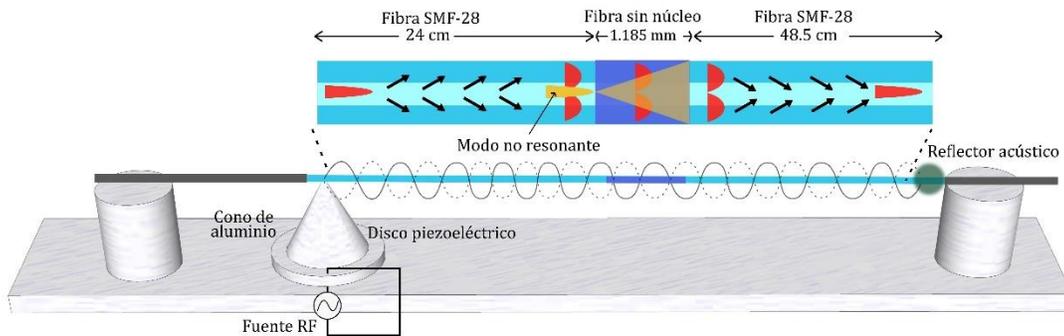


Figura 3.6 Arreglo experimental del modulador acusto-óptico sintonizable. La parte superior representa el viaje de los modos de la luz al entrar al bloqueador del modo fundamental.

Para llevar a cabo el análisis del MAO, se utilizó un láser sintonizable (TLB 6700, New Focus) cuya señal emitida es visualizada mediante un osciloscopio (Agilent Technologies DSO-X-6004A) y tomada como nivel de referencia. Posteriormente, la emisión del láser sintonizable es introducida al MAO que es operado a la frecuencia acústica que permite el mayor acoplamiento de energía, es decir, a 2.43113 MHz con un voltaje de 20.4 V aplicado al DP, en seguida, la longitud de onda es variada hasta alcanzar la máxima amplitud de modulación, la cual es generada en un valor de 1569 nm, este resultado es expuesto en la figura 3.7, donde es posible apreciar una modulación (línea negra) con un periodo de 209.5 ns, asociada a una amplitud de modulación de 4.774 MHz, que corresponde a dos veces la frecuencia acústica (línea azul) aplicada al DP. La causa de que la máxima transmisión de la onda acústica sea

inferior al nivel de referencia es derivada de las pérdidas generadas por la atenuación acústica y también por el coeficiente de reflexión del estaño que es menor a uno.

Considerando la ecuación 3.4, donde I_{max} e I_{min} representan la máxima y mínima transmisión de la señal modulada, respectivamente, y tomando como base los resultados obtenidos en la figura 3.7, es posible estimar el valor de la profundidad de modulación (P_m) en un 74%, así mismo las pérdidas por inserción son calculadas con un valor aproximado de 4.11 dB.

$$P_m = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.4)$$

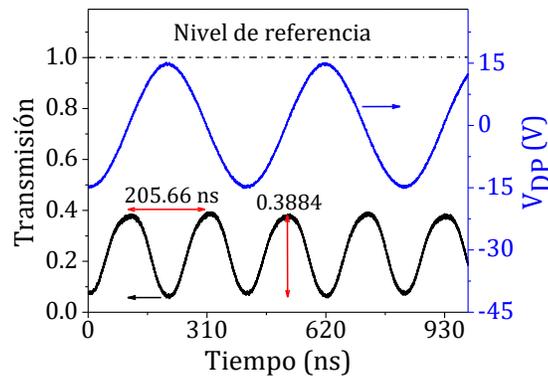


Figura 3.7 Transmisión de la luz en función del tiempo cuando la onda acústica se encuentra a 2.4311 MHz con un voltaje de 20.4 V aplicados al DP (Línea azul). Modulación AO en amplitud obtenida a la longitud de onda resonante de 1569 nm (Línea negra).

Otro parámetro importante a considerar en la caracterización del MAO es la variación de la profundidad de modulación al cambiar la longitud de onda. Para este análisis se mantuvo constante la frecuencia acústica y el voltaje aplicado al DP, con valores de 2.43113 MHz y 20.4 V, respectivamente. En contraste, la longitud de onda es variada en un rango cercano a la mejor λ_r , esto es de 1566.2 a 1570 nm en intervalos pequeños de 0.1 nm. En la figura 3.8(a) se muestran los resultados obtenidos donde se observa un comportamiento decreciente para las longitudes de onda superiores e inferiores a 1569.1 nm, produciendo un ancho de banda a mitad de altura de 1.387 nm.

De manera similar al proceso anterior, la variación de la profundidad de modulación en función del desintonizado de frecuencia es analizado, la diferencia radica en que ahora la f_a

es variada mientras que la longitud de onda y el voltaje aplicado al DP se mantienen fijos en las cifras de 1569 nm y 20.4 V, respectivamente. Los resultados obtenidos se ilustran en la figura 3.8(b), de aquí es posible deducir que la frecuencia de profundidad de modulación es máxima para un valor de 2.43113 MHz, superior e inferior a dicha frecuencia, la profundidad de modulación presenta un comportamiento oscilatorio que fluctúan a un mínimo relativo de aproximadamente 0.44 y 0.31 para una frecuencia de ± 1 kHz, después alcanza un máximo secundario para una desintonización de ± 2 kHz. Para valores mayores a ± 2 kHz la profundidad de modulación comienza a decaer gradualmente hasta llegar a su mínimo absoluto en cero.

Finalmente, de manera conjunta la profundidad de modulación en función de la longitud de onda y la frecuencia acústica se presenta en la figura 3.8(c). En este caso la frecuencia acústica y el voltaje se varían hasta alcanzar la máxima profundidad de modulación en cada longitud de onda resonante. De esta manera se comprueba que la máxima profundidad de modulación se encuentra a una frecuencia acústica de 2.43113 MHz y a una longitud de onda de 1569 nm.

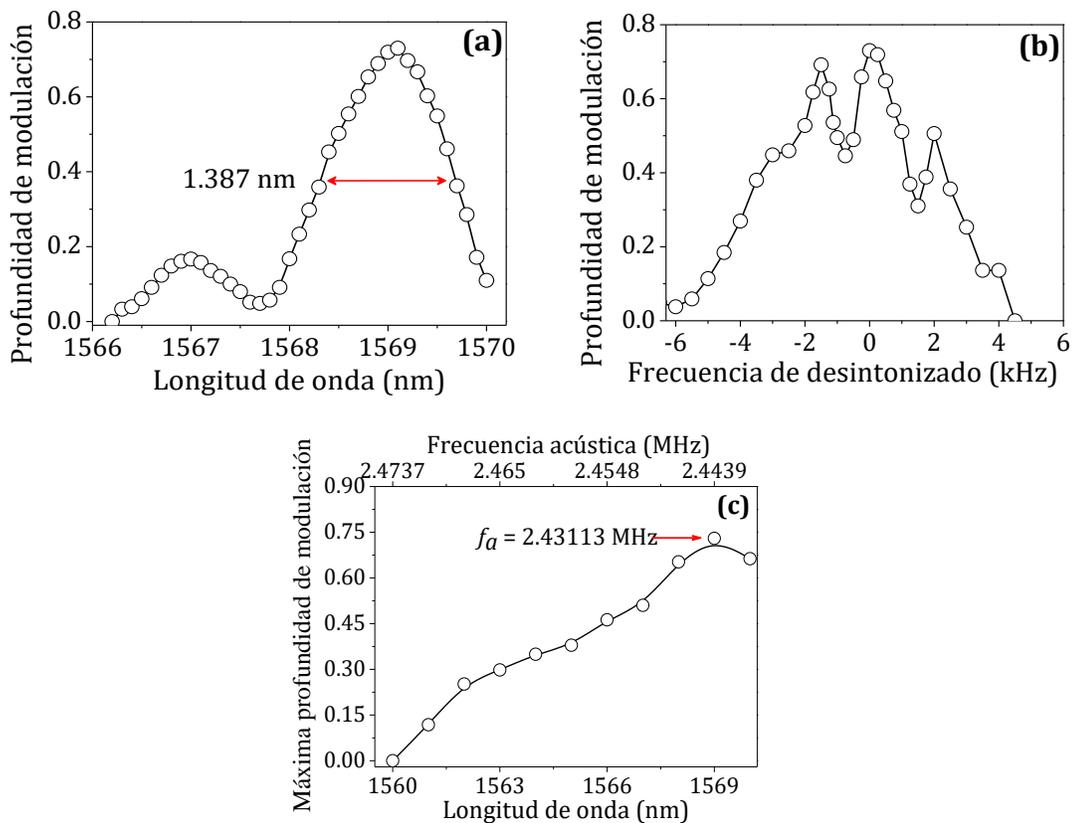


Figura 3.8 Profundidad de modulación en función de (a) la longitud de onda para una frecuencia acústica y un voltaje de RF que se mantienen constantes en un valor de 2.43113 MHz y 20.4 V, respectivamente. (b) la frecuencia de desintonizado (Δf_a) para una longitud de onda resonante de 1569 nm y un voltaje RF 20.4 V. (c) la frecuencia acústica y longitud de onda resonante.

A partir de esta caracterización es posible considerar un intervalo de operación óptimo del MAO en función de la frecuencia acústica y la longitud de onda resonante, los cuales conceden la máxima profundidad de modulación. Además, estos resultados permiten saber con precisión las fluctuaciones o variaciones que se generan al modificar alguno de estos parámetros.

3.5 Generación de pulsos ultra-cortos basados en la técnica mode locking

3.5.1 Montaje experimental

El potencial del modulador acusto-óptico es demostrado al introducirlo dentro de una cavidad láser para generar pulsos ultracortos de luz basados en la técnica de mode locking. La configuración experimental utilizada se describe en la figura 3.9.

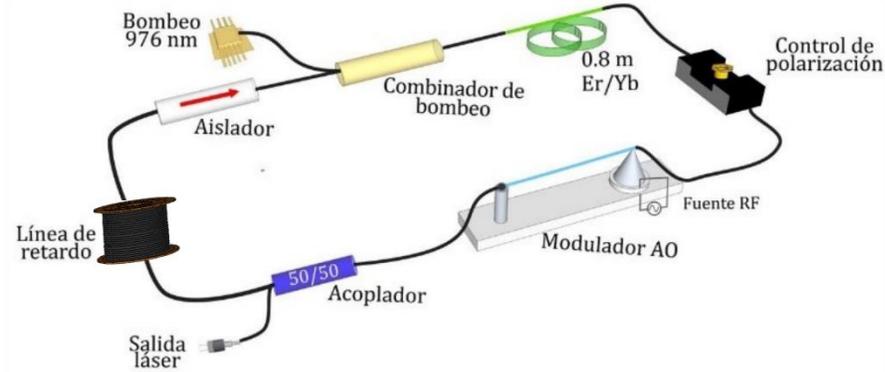


Figura 3.9 Montaje experimental del láser ML.

La cavidad láser se encuentra constituida por 0.8 m de longitud de fibra óptica de doble revestimiento (CorActive, DCF-EY-10/128) codopada con Erblio e Iterbio (Er/Yb) que es empleada como medio de ganancia y bombeada a través de un combinador de bombeo $(2+1)\times 2$ por un diodo láser que emite a una longitud de onda de 976 nm. Siguiendo el sentido de las manecillas del reloj, se ha colocado un controlador de polarización (CP) que permite realizar ajustes del estado de polarización dentro de la cavidad láser, después es situado el MAO que se mostró en la sección 3.4. La salida del MAO es conectada directamente con un acoplador simétrico, uno de sus puertos de salida es utilizado para monitorear el pulso óptico, mientras que el puerto restante es dirigido a una línea de retardo que tiene como función sincronizar el tiempo que le toma a la luz recorrer toda la cavidad con el periodo de modulación. Seguido a la línea de retardo se ubica un aislador óptico que asegura una operación unidireccional y por medio del cual la cavidad láser es cerrada. Es importante resaltar que todos los elementos utilizados en esta configuración son compuestos en su totalidad de fibra óptica SMF-28; con la única excepción del medio de ganancia que está constituido por una de doble revestimiento, por lo tanto, la dispersión (D) de la cavidad es anómala.

El proceso para lograr la emisión láser se describe brevemente a continuación. La fibra óptica utilizada como medio de ganancia se excita a través de los fotones emitidos por el diodo láser de bombeo utilizando un combinador de potencia. Cuando la inversión de población se logra, se consigue el proceso de amplificación, liberando energía en forma de

fotones que emiten en un rango espectral de 1520 a 1570 nm. Dicha emisión es incorporada al controlador de polarización, el cual permite obtener la mayor transmisión de energía al ajustar el estado de polarización con el plano de vibración de las ondas de flexión. Cuando la luz ingresa al MAO, es filtrada a causa del efecto del bloqueador del modo fundamental, produciendo la atenuación de los modos no resonantes, la luz que no es filtrada genera una señal en forma de un pico de transmisión a la longitud de onda de resonancia que corresponde a la señal de RF que alimenta al DP. Posteriormente, dicha señal es dividida simétricamente a través del acoplador, parte de ella es adquirida por uno de los puertos del acoplador y monitoreada como salida láser, mientras que la otra parte continua dentro de la cavidad dirigiéndose hacia a línea de retardo. La función de la línea de retardo es sincronizar el tiempo que tarda la luz en dar un ciclo completo en la cavidad con la frecuencia de modulación. Cuando la luz sale de la línea de retardo se dirige hacia el aislador que cierra la cavidad láser al ser conectado con el combinador de bombeo, de esta manera se asegura que la luz estará viajando en un solo sentido y de manera ininterrumpida en la cavidad.

3.5.2 Resultados experimentales

Para la búsqueda de la emisión láser, el MAO es operado utilizando los parámetros que permiten la máxima profundidad de modulación, esto es, una frecuencia acústica de 2.43113 MHz y un voltaje de 20.4 V aplicado al DP. Bajo estas condiciones, la frecuencia de modulación adquiere un valor de 4.86226 MHz, que equivale al doble de la frecuencia acústica.

Considerando las características anteriormente mencionadas y tomando como base la ecuación 3.5, donde c es la velocidad de la luz, f_a la frecuencia acústica y n_{eff} el índice de refracción efectivo, para este caso particular se consideró $n_{eff} = 1.446$, la longitud requerida para la cavidad es de 42.67 m, sin embargo, es complicado alcanzar con exactitud dicho valor, por lo que pequeños errores de medición estarán presentes, no obstante pueden ser compensados a través de un ajuste fino de la frecuencia acústica,

$$L_{cavidad} = \frac{c}{2f_a n_{eff}}. \quad (3.5)$$

3.5.3 Caracterización de la operación laser

El régimen de emisión de amarre de modos activo se obtuvo a una potencia de bombeo de 616 mW, aplicando un voltaje de 29.6 V y una frecuencia acústica de 2.434674 MHz. El tren de pulsos generado a partir de estos parámetros se muestra en la figura 3.10 donde también se ha incluido la señal de RF a la que fue operado el MAO. Como se observa se tienen pulsos con la misma amplitud e igualmente espaciados con un periodo de 205.35 ns, esto conduce a una frecuencia de repetición de 4.869735 MHz. Puesto que no es posible visualizar de manera directa a través del osciloscopio la medición temporal del pulso, se recurre a la función de autocorrelación, que es adquirida mediante un autocorrelador de la marca Femtochrome, modelo FR-103XL. Este resultado se expresa en la figura 3.10(b), a través de esta traza es posible estimar la duración del pulso (T_{FWHM}) con un valor de 8.75 ps, donde se considera el factor de tiempo de retardo (T_{ac}) generado por el autocorrelador, esto es $T_{FWHM}=0.648 T_{ac}$ para pulsos con perfil de $\text{sech}^2(x)$. El espectro óptico correspondiente se presenta en la figura 3.10(c), su ancho espectral ($\Delta\lambda$), medido a mitad de altura equivale a 0.305 nm, y se encuentra centrado a una longitud de onda de 1568.4 nm, la potencia promedio de salida medida fue de 288.56 μ W. Estas mediciones, junto con la duración temporal, permiten calcular el producto tiempo-ancho de banda (TBP, Time bandwidth product) a través de la expresión 3.6 en 0.327, en esta ecuación c es la velocidad de la luz y λ la longitud de onda central. El TBP obtenido es una estimación muy cercana al valor esperado de 0.315, el cual hace referencia a los pulsos limitados por la transformada de Fourier con perfil de intensidad de $\text{Sech}^2(x)$,

$$TBP = \frac{c \cdot \Delta\lambda \cdot T_{FWHM}}{\lambda^2}. \quad (3.6)$$

La potencia pico asociada a este pulso ML es de 5.84 W, calculada a través de la siguiente expresión:

$$P_{pico} = \frac{0.88 \cdot P_{promedio}}{(f_{repetición})(T_{FWHM})}. \quad (3.7)$$

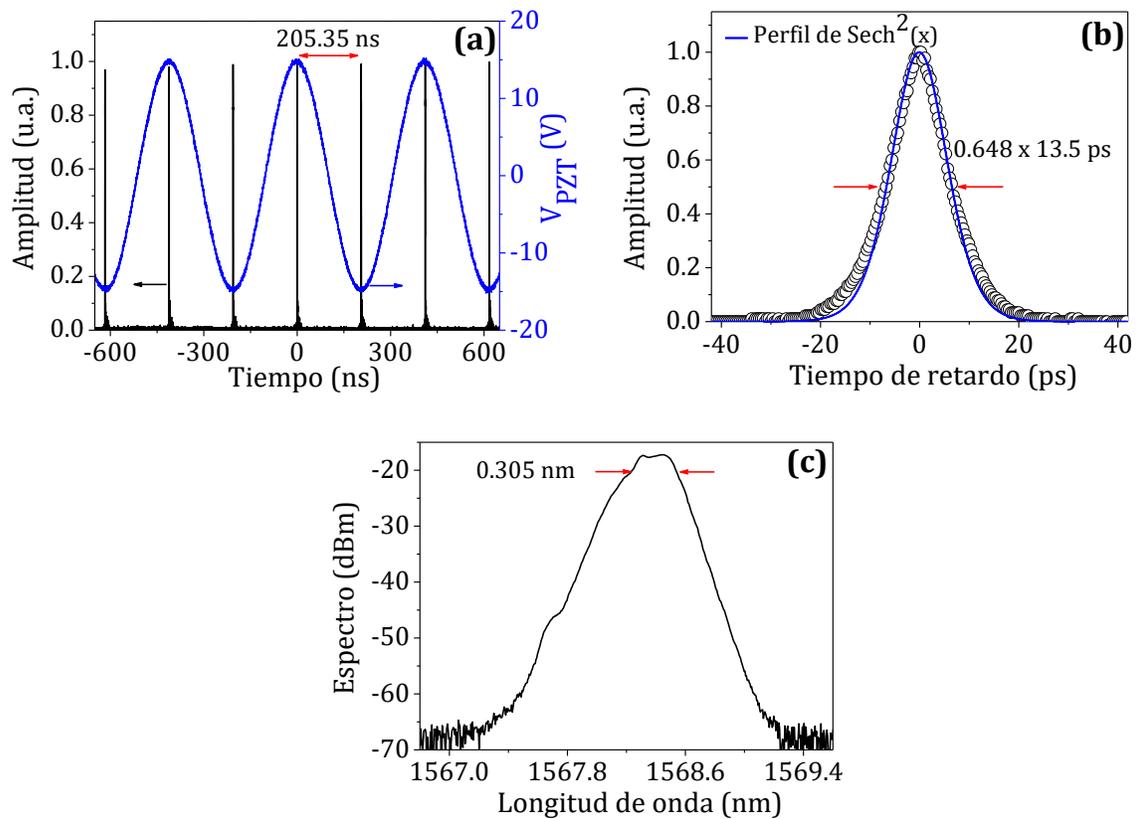


Figura 3.10. Análisis del pulso ML activo generado a la frecuencia acústica de 2.434674 MHz y a una potencia de bombeo de 616 mW. (a) Tren de pulsos y señal de RF (traza negra y azul, respectivamente). (b) Función de autocorrelación correspondiente. (c) Medición del espectro óptico.

Por último, se examina la emisión láser por medio de un analizador de espectros de RF de 3.2 GHz a la frecuencia fundamental de repetición, utilizando un span de 8 MHz y una resolución de 1 kHz. El espectro de RF se exhibe en la figura 3.11(a) donde se manifiesta un pico máximo centrado a la frecuencia de 4.865 MHz, que concuerda con la medición resultante estimada con el inverso del periodo. Este pico se encuentra rodeado de dos pequeños lóbulos generados a la frecuencia de ± 2.435 MHz, que son asociados a la frecuencia de la onda acústica. La relación señal-ruido (SNR, Signal-to-noise ratio) del pico de la frecuencia fundamental es muy alta, adquiriendo valores tan grandes como 62 dB. Una vista ampliada de las señales de frecuencia amónicas en un intervalo de 50 MHz se muestra en la figura 3.11(b), en este caso la resolución fue aumentada a 30 kHz.

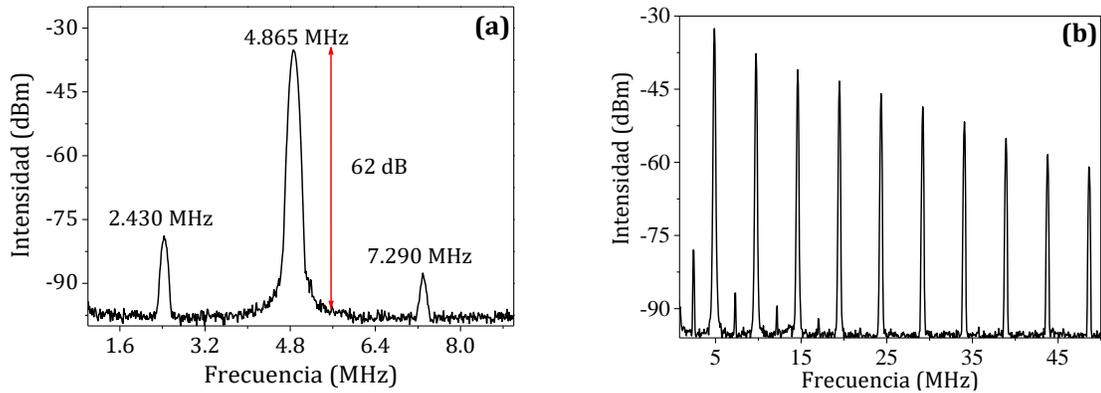


Figura 3.11. Espectro de RF del pulso óptico obtenido, medido con (a) un span de 8 MHz y 1 kHz de resolución (b) un span de 50 MHz y 30 kHz de resolución.

El comportamiento de los pulsos en función de los parámetros que pueden ser modificados en la cavidad se describe a continuación. Inicialmente la potencia de bombeo es el único parámetro que se varía en pequeños intervalos, al mismo tiempo que la potencia pico y el ancho temporal del pulso son monitoreados para observar los cambios que se producen usando un potenciómetro y la traza de autocorrelación. El registro de estos datos se expone en la figura 3.12. Estos resultados revelan que la potencia pico aumenta conforme la potencia de bombeo lo hace, en contraste, el ancho del pulso disminuye gradualmente de 12.45 ps hasta llegar a un mínimo de 8.75 ps. Para la máxima potencia de bombeo a la que puede ser trabajada la emisión láser (616 mW), el pulso es lo más corto posible y la potencia pico adquiere su máximo valor. Por lo tanto, se puede concluir que nuestro esquema es capaz de mantener de forma estable la operación en un régimen de ML en un rango de 602.37 a 616 mW de potencia de bombeo, inferior o superior a estos valores la operación láser se presenta de manera inestable o se pierde en su totalidad.

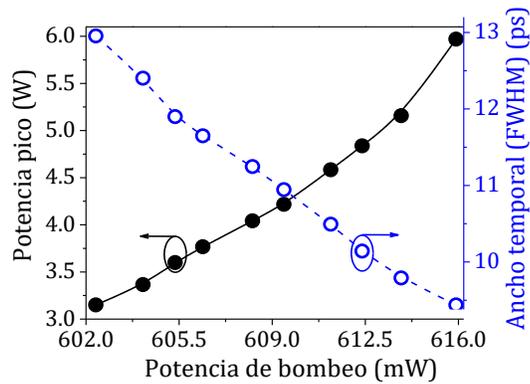


Figura 3.12 Dependencia de la potencia pico y el ancho temporal en función de la potencia de bombeo. Para esta medición se fijaron los parámetros de la frecuencia acústica y el voltaje de RF a 2.434674 MHz y 30.4 V, respectivamente.

De manera similar al proceso anterior, la dependencia del voltaje de RF aplicado al DP se muestra en la figura 3.13. En este caso, la frecuencia acústica y la potencia de bombeo se mantienen invariantes a un valor de 2.434674 MHz y 30.4 V, respectivamente. Todos los componentes físicos que conforman la cavidad láser también se mantienen fijos. De acuerdo a este análisis, se tiene que el voltaje de RF es variado en intervalos de 0.2 V, comenzando en 29.6 V y finalizando en 30.4 V. Fuera de este rango, la emisión ML se pierde. Cuando el voltaje de RF se incrementa se obtiene un aumento de la potencia pico y una reducción del ancho temporal del pulso, estos parámetros oscilan de 4.5 W de potencia pico y 10.55 ps en la duración temporal, a 5.9 W y 8.95 ps, respectivamente. Este comportamiento se encuentra acorde con la teoría de ML en amplitud modulada, la cual menciona que la profundidad de modulación y el ancho del pulso deben de ser parámetros inversos [33,34].

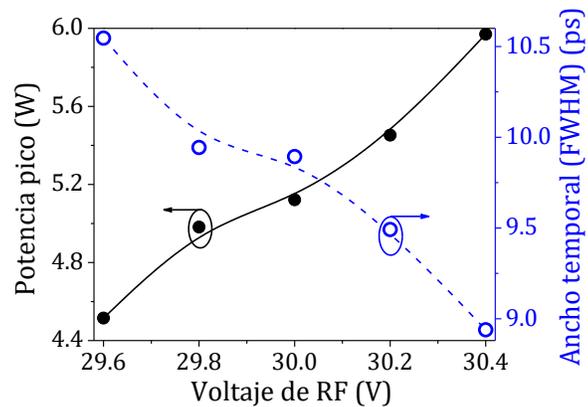


Figura 3.13 Análisis de la potencia pico y el ancho temporal en función del voltaje de RF, manteniendo constante la frecuencia acústica a 2.434674 MHz con una potencia de bombeo de 616 mW.

Continuando con la línea de investigación de estos parámetros, ahora la frecuencia acústica es modificada incrementando o disminuyendo gradualmente ± 2 Hz, tanto el voltaje de RF como la potencia de bombeo se mantienen constantes. Las variaciones observadas determinan el máximo desintonizado en frecuencia respecto a la frecuencia acústica que genera el pulso más estable, esto es, 2.434674 MHz. Los resultados generados se presentan de manera gráfica en la figura 3.14. De aquí se puede resaltar, que conforme no alejamos de la frecuencia fundamental, el pulso tiende a aumentar su ancho temporal al mismo tiempo que la potencia pico se ve disminuida, dando lugar a un máximo desintonizado de ± 6 Hz. La razón de cambio entre la longitud de la cavidad y la frecuencia acústica, $\partial L_{\text{cavidad}}/\partial f_a = -17.36$ mm/Hz, nos permite estimar la variación máxima permitida en la longitud de la cavidad para mantener una operación ML estable. Esto significa que el máximo cambio permitido en la longitud de la cavidad para un desintonizado de ± 6 Hz no puede ser mayor que ∓ 104.2 μm .

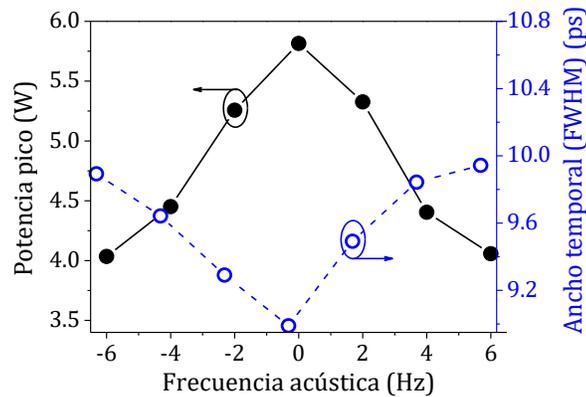


Figura 3.14 Desintonizado en frecuencia tomada cada ± 2 Hz, manteniendo fija la potencia de bombeo y el voltaje aplicado al DP en un valor de 616 mW y 30.4 V, respectivamente.

Un punto de alta importancia que no debe de ser ignorado, es la estabilidad que proporciona la cavidad láser, ya que como se ha mencionado previamente los láseres de ML activos suelen ser menos estables que los pasivos. Para esta medición, se tomó como referencia el pulso más corto, y durante un tiempo de 60 minutos todos los componentes como los parámetros de la cavidad se mantienen constantes. Las variaciones de la potencia pico y la duración temporal son registradas a fin de analizar las fluctuaciones generadas. En la figura 3.15(a) se presentan las trazas de la función de autocorrelación obtenidas durante ese lapso de tiempo, y en la figura 3.15(b) se muestra de manera resumida las fluctuaciones de la potencia promedio con el ancho temporal. Este análisis manifiesta que la potencia pico tiende a decrecer de 5.83 hasta 3.18 W, mientras que el ancho temporal oscila en un rango de 8.9 a 11.87 ps. Tomando como referencia estos resultados se concluye que la implementación del modulador acusto-óptico basado en ondas de flexión soporta una operación estable mode lock y la emisión de pulsos ultracortos de alta calidad.

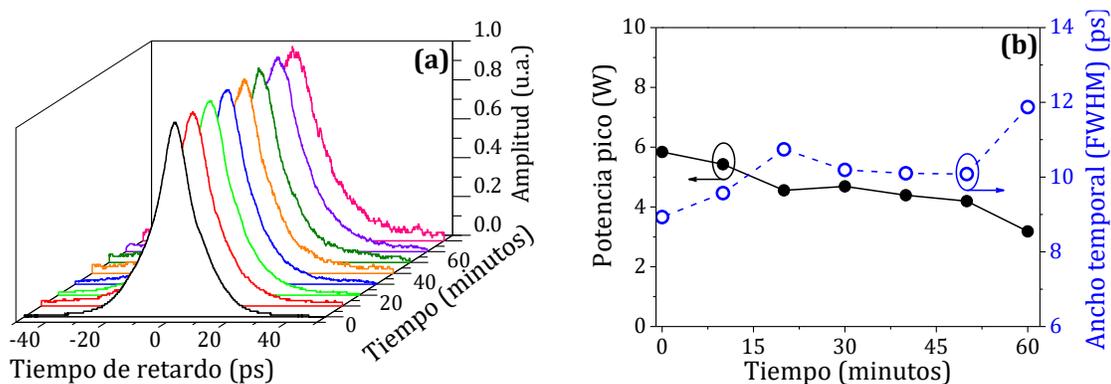


Figura 3.15 Estabilidad de la operación láser en un intervalo de 60 minutos. (a) Trazas de la función de autocorrelación, (b) registro de las fluctuaciones de la potencia pico y el ancho temporal.

Una de las características que más destacan en esta configuración es que la longitud de onda de emisión se encuentra directamente relacionada con la frecuencia acústica a través de la longitud de onda resonante, ver figura 3.8(c). Por lo tanto, la longitud de onda de emisión puede modificarse al variar la frecuencia acústica, lo que implica un ajuste en la longitud de la cavidad para hacer coincidir el tiempo de viaje del pulso con la frecuencia de modulación. Para ello se hace uso de la ecuación 3.5. La demostración de esta cualidad se exhibe en la figura 3.16. En este caso, se muestra como referencia el espectro óptico del pulso más estable (espectro negro), y tras hacer dos cambios en la longitud de la cavidad correspondientes a las frecuencias acústicas de 2.453 y 2.468 MHz la emisión láser se obtiene a las longitudes de onda de 1564.34 y 1561.62 nm, respectivamente. Los parámetros de voltaje aplicado al DP y la potencia de bombeo también son ajustados hasta encontrar la operación láser más óptima en cada caso. Un breve resumen de estos resultados se muestran en la tabla 1.

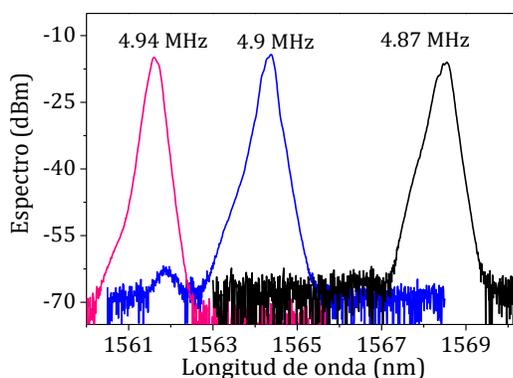


Figura 3.16 Operación ML sintonizable a diferentes frecuencias de modulación.

Frecuencia acústica (MHz)	Voltaje aplicado al DP (V)	Potencia de bombeo (mW)	Frecuencia de modulación (MHz)	Longitud de onda central (nm)
2.468	28.4	485.48	4.94	1561.62
2.453	33.6	622	4.90	1564.34
2.4346	30.4	616	4.86	1568.5

Tabla 3.1. Parámetros requeridos para la sintonización en longitud de onda.

Con estas mediciones se concluye la parte de la caracterización del pulso ML activo, evidenciando la versatilidad y ventajas que presentan los sistemas acusto-ópticos al ser utilizados como dispositivos de modulación para la generación de pulsos cortos.

3.6 Conclusiones

En este capítulo se mostró el desarrollo y análisis experimental de un láser ML activo, bajo la implementación de un modulador acusto-óptico basado en ondas de flexión, donde destaca la capacidad de sintonización de la emisión láser en longitud de onda.

El modulador tiene una longitud de 72.5 cm y basa su principio de operación en un bloqueador del modo fundamental constituido por una pequeña sección de fibra sin núcleo fusionada entre dos secciones de fibra monomodo estándar. Entre las ventajas más sobresalientes del modulador se encuentran: su profundidad de modulación (74%) y las bajas pérdidas de inserción (3 dB), además de tener un proceso de fabricación fácil y reproducible. Cuando el modulador es introducido dentro de una cavidad de anillo, demuestra ser factible para la producción de pulsos ultracortos, en este caso, se obtuvieron pulsos ópticos de luz con un ancho temporal de 8.75 ps con una potencia pico de 5.83 W, asociados a un ancho espectral de 0.305 nm y a una frecuencia de repetición de 4.869 MHz. Por otra parte, se llevó a cabo la caracterización del pulso óptico variando diferentes parámetros como frecuencia acústica, voltaje de RF y potencia de bombeo, y se analizó su respuesta respecto a la potencia pico y la duración temporal. La emisión láser exhibe además una alta estabilidad que es evaluada durante un tiempo de una hora, en el marco temporal las fluctuaciones obtenidas son menores que 3 ps. Por último, se presenta la sintonización de la operación láser en longitud de onda al variar la frecuencia acústica y realizar los cambios respectivos en la longitud de la cavidad.

Si comparamos estos resultados con otros previamente publicados, es notable que a pesar de reportar una potencia pico similar, factores como estabilidad y sintonización son altamente mejorados.

3.7 Referencias

1. J. C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques and Applications on Femtosecond Time Scale* (New York: Academic, 2006).
2. S. Nolte, F. Schrepel, F. Dausinger, *Ultrashort Pulse Laser Technology: Laser Sources and Applications* (Berlin: Springer, 2016).
3. N. Myrén, W. Margulis, "All-fiber electrooptical mode-locking and tuning," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**(10), 2047-2049 (2005).
4. K. Yin, B. Zhang, W. Yang, H. Chen, S. Chen, J. Hou, "Flexible picosecond thulium-doped fiber laser using the active mode-locking technique," *Opt. Lett.* **39**(14), 4259–4262 (2014).
5. M. Bello-Jiménez, C. Cuadrado-Laborde, A. Díez, A., J. L. Cruz, M. V. Andrés, A. Rodríguez-Cobos, "Mode-locked all-fiber ring laser based on broad bandwidth in-fiber acousto-optic modulator". *Appl. Phys. B.* **110**(1), 73-80(2013).
6. M. Bello-Jiménez, C. Cuadrado-Laborde, D. Sáez-Rodríguez, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, "Actively mode-locked fiber ring laser by intermodal acousto-optic modulation," *Opt. Lett.* **35**(22), 3781-3783 (2010).
7. M. Bello-Jiménez, C. Cuadrado-Laborde, A. Díez, J. L. Cruz, M.V. Andrés, "Experimental study of an actively mode-locked fiber ring laser based on in-fiber amplitude modulation," *Appl. Phys. B* **105**, 269–276 (2011).
8. C. Cuadrado-Laborde, A. Díez, M. Delgado-Pinar, J. L. Cruz, M. V. Andrés, "Mode locking of an all-fiber laser by acousto-optic superlattice modulation," *Opt. Lett.* **34**(7), 1111-1113 (2009).
9. C. Cuadrado-Laborde, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, "Experimental study of an all-fiber laser actively mode-locked by standing-wave acousto-optic modulation," *Appl. Phys. B* **99**(2), 95–99 (2009).
10. M. Y. Jeon, H. K. Lee, K. H. Kim, E. H. Lee, W. Y. Oh, B. Y. Kim, H. W. Lee, Y. W. Koh, "Harmonically mode-locked fiber laser with an acousto-optic modulator in a Sagnac loop and Faraday rotating mirror cavity," *Opt. Commun.* **149**, 312–316 (1998).
11. C. Cuadrado-Laborde, M. Bello-Jiménez, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, "Long-cavity all-fiber ring laser actively mode locked with an in-fiber bandpass acousto-optic modulator," *Opt. Lett.* **39**(1), 68-71 (2014).
12. D. O. Culverhouse, D. J. Richardson, T. A. Birks, P. St. J. Russell, "All-fiber sliding-frequency Er³⁺/Yb³⁺ soliton laser," *Opt. Lett.* **20**(23), 2381-2383 (1995).

13. G. Ramírez-Meléndez, M. Bello-Jiménez, O. Pottiez, M. A. Andrés, "Improved all-fiber acousto-optic tunable bandpass filter," *IEEE Phot. Tech. L.* **29**(12), 1015–1018(2017).
14. G. Ramírez-Meléndez, M. Bello-Jiménez, O. Pottiez, L. Escalante-Zarate, R. López-Estopier, B. Ibarra-Escamilla, M. Durán-Sánchez, E. A. Kuzin, M. A. Andrés, "Q-switching of an all-fiber ring laser based on in-fiber acousto-optic bandpass modulator," *Appl. Phys. B* **123**, 249 (2017).
15. B. Y. Kim, J. N. Blake, H. E. Engan, H. J. Shaw, "All-fiber acousto-optic frequency shifter," *Opt. Lett.* **11**(6), 389-391 (1986).
16. D. Östling, H. E. Engan, "Narrow-band acousto-optic tunable filtering in a two-mode fiber," *Opt. Lett.* **20**(11), 1247–1249 (1995).
17. T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. O. Culverhouse, "The acousto-optic effect in single-mode fiber tapers and couplers," *J. Lightwave Technol.* **14**(11), 2519-2529(1996).
18. M. S. Lee, I. K. Hwang, and B. Y. Kim, "Acousto-optic tunable bandpass filter," *Proc. OECC/IOOC*, 324–325 (2001).
19. K. J. Lee, D. I. Yeom, B. Y. Kim, "Narrowband, polarization insensitive all-fiber acousto-optic tunable bandpass filter," *Opt. Express* **15**(16), 2987-2992 (2007).
20. E. P. Alcusa-Sáez, A. Díez, E. Rivera-Pérez, W. Margulis, L. Norin, M. V. Andrés, "Acousto-optic interaction in polyimide coated optical fibers with flexural waves," *Opt. Express* **25**(15), 17167-17173 (2017).
21. D. I. Yeom, H. S. Kim, M. S. Kang, H. S. Park, B. Y. Kim, "Narrow-bandwidth all-fiber acoustooptic tunable filter with low polarization sensitivity," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**(12), 2646-2648(2005).
22. H. S. Kim, S. H. Yun, I. K. Hwang, B. Y. Kim, "All-fiber acousto-optic tunable notch filter with electronically controllable spectral profile," *Opt. Lett.* **22**(19), 1476-1478 (1997).
23. D. S. Starodubov, V. Grubsky, J. Feinberg, "All-fiber bandpass filter with adjustable transmission using cladding-mode coupling," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**(11), 1590-1592 (1998).
24. D. A. Satorious, T. E. Dimmick, G. L. Budge, "Double-pass acousto-optic tunable bandpass filter with zero frequency shift and reduced polarization sensibility", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**(9), 1324-1326(2002).
25. Y. G. Han, S. H. Kim, S. B. Lee, U. C. Paek, Y. Chung, "Development of a novel core mode blocker with H₂-loaded Ge-B co-doped fibers," *Electron. Lett.* **39**(15), 1107 (2003).
26. Y. G. Han, W. T. Han, U. C. Paek, Y. Chung, "Tunable bandpass filter with novel core mode blocker fabricated by local heat exposure," *Kwangju Institute of Science & Technology* (2002).
27. S. Do Lim, J. G. Kim, K. Lee, S. B. Lee, B. Y. Kim, "Fabrication of a highly efficient core-mode blocker using a femtosecond laser ablation technique," *Opt. Express* **17**(21), 18449-18454 (2009)
28. S. Choi, T. J. Eom, J. W. Yu, B. H. Lee, K. Oh, "Novel all-fiber bandpass filter based on hollow optical fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**(12), 1701-1703 (2002).

29. S. Choi, T. J. Eom, B. H. Lee, J. W. Lee, K. Oh, "Broadband tunable all-fiber bandpass filter based on hollow optical fiber and long-period grating pair," *Photon. Technol. Lett.* **17**(1), 115-117 (2004).
30. H. Sakata, S. Suzuki, H. Ito, Y. Takata, "Long-period fiber-grating-based bandpass filter using self-aligned absorptive core mode blocker," *Optical Fiber Technology*, **14**(2), 93-96(2008).
31. Y. Zhu, X. Li, H. Mei, C. Wang, T. Zhu, "A multifunctional all-fiber device with a magnetic nanoparticles core mode blocker for wavelength bandpass filtering and multi-to-single mode conversion," *Microwave and Optical Technology Letters* **53**(4), 740-744(2011).
32. J. N. Blake, B. Y. Kim, H. E. Engan, H. J. Shaw, "Analysis of intermodal coupling in a two-mode fiber with periodic microbends," *Opt. Lett.* **12**(14), 281-283 (1987).
33. D. Kuizenga, A. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser—part 1: theory," *IEEE J. Quantum Electron.* **6**(11) 694–708(1970).
34. Y. Li, C. Lou, M. Han, Y. Gao, "Detuning characteristics of the AM mode-locked fiber laser," *Opt. Quantum Electron.* **33**(6) 589–97(2001).

CAPÍTULO 4

EMISIÓN SIMULTÁNEA DE PULSOS “Q SWITCH” Y “MODE LOCK” EN UN RÉGIMEN DE OPERACIÓN DOBLEMENTE ACTIVO

Una propiedad relevante de las cavidades resonantes es la capacidad de operar en más de un régimen de emisión láser. Este capítulo se centra en esta situación, describiendo la elaboración de un modulador acusto-óptico que a través de ajustes en la frecuencia y en el voltaje de una señal eléctrica externa, opera en tres regímenes de operación conocidos como Mode lock, Q Switch y Q-Switched mode locking. En esta sección se presentan las características del modulador y de cada emisión láser, así como un breve análisis de los resultados obtenidos. Con este capítulo se concluye la parte de este proyecto enfocada a la técnica mode locking activa.

4.1 Introducción

Los láseres de fibra óptica capaces de emitir pulsos ópticos de luz, se han posicionado como una herramienta muy poderosa debido a la amplia gama de aplicaciones en las que pueden ser utilizados, tales como las comunicaciones de alta velocidad [1], imágenes biomédicas [2], procesamiento de materiales [3], así como diferentes investigaciones relacionadas con la fotónica [4-8]. Para áreas que requieren pulsos cortos o ultracortos de luz con altas frecuencias de repetición, la técnica que se prefiere para producirlos es el amarre de modos, mejor conocida como mode locking (ML) por su terminología en inglés, por el contrario, para investigaciones que comprenden pulsos ópticos con altas energías, frecuencias de repetición relativamente bajas y largas duraciones temporales (del orden de nanosegundos), la técnica de Q switching (QS) es la más adecuada.

Algunas aplicaciones requieren del uso de pulsos ópticos de luz con características muy particulares, como lo son duraciones temporales del orden de picosegundos (ps), energías de algunas decenas de microjoules (μJ) y frecuencias de repetición del orden de kilohertz (kHz). Actualmente, varias propuestas se han implementado para la emisión de pulsos con este tipo de propiedades [9-10], sin embargo, estas técnicas emplean configuraciones con elementos de bulto que requieren alineaciones complicadas, que conllevan a grandes pérdidas y

procedimientos que hacen complejo el desarrollo del sistema. Una forma de evitar el uso de estos componentes sin modificar las condiciones ideales que requieren los pulsos se basa en la emisión simultánea de pulsos tipo Q switch y mode lock (QML, Q-switched mode locking) dentro del mismo sistema. Esta técnica ha sido desarrollada con el objetivo de concentrar las características más sobresalientes de ambos métodos, dando lugar a un tren de pulsos QML con anchos temporales cortos y altas potencias pico dentro de una envolvente temporal de Q Switch.

El régimen de operación QML puede ser obtenido mediante técnicas totalmente pasivas o activas [11-18], o bien, una combinación de ambas [19-21]. Las configuraciones pasivas no requieren fuentes de señales externas, sin embargo, una limitante es su bajo control sobre los parámetros de los pulsos de salida, debido a que los componentes internos no pueden ser manipulados de forma precisa. En contraste, los esquemas activos poseen la ventaja de tener un control exacto sobre los parámetros internos de la cavidad, permitiendo mejorar las características de los pulsos de salida, no obstante, los pulsos generados a través de éste método suelen tener una duración temporal relativamente larga, dado que dependen en gran medida del ancho de banda del dispositivo activo. En consecuencia, el esquema más simple y común utilizado para la formación de un pulso QML se basa en un ML pasivo, típicamente generado con absorbedores saturables [22-24], combinado con una operación de QS activa.

En el marco de los láseres de fibra óptica, el desarrollo de elementos como moduladores acusto-ópticos (MAO) fabricados en su totalidad de fibra óptica, han demostrado ser dispositivos eficientes y capaces de soportar la emisión de pulsos tipo mode lock y Q switch de manera estable. Siguiendo esta línea de investigación, esquemas puramente activos basados en el uso de MAOs han sido diseñados con la finalidad de producir pulsos QML. En estas configuraciones, el modulador juega un doble rol como dispositivo activo para generar simultáneamente una emisión QS y ML. El primer arreglo experimental fundamentado en este método fue presentando en el año 2009 [25], desde entonces se han realizado mejoras en los diseños de las cavidades para producir pulsos QML de mayor calidad.

Bajo esta perspectiva, en este capítulo se presenta la investigación experimental de la elaboración de un láser QML doblemente activo a través de la implementación de un

modulador acusto-óptico pasabanda (MAOP). El MAOP modula las pérdidas en la cavidad mediante una señal acústica que se le introduce a través de una fuente de radiofrecuencia (RF). La señal de RF forma una onda acústica de flexión que se propaga en la longitud de interacción del MAOP, y debido al fenómeno de la reflexión acústica (realizado de forma intencional) se produce una onda estacionaria que genera una transmisión modulada en amplitud al doble de la frecuencia de la onda acústica. Por lo tanto, al hacer coincidir el periodo de modulación con el tiempo que toma a la luz dar una vuelta completa en la cavidad (periodo), se cumplen las condiciones para el régimen de emisión ML. Si adicionalmente se superpone una modulación rectangular sobre la señal acústica, es posible realizar periodos de “encendido y apagado” en la cavidad, permitiendo controlar su factor Q y dando lugar a una emisión del tipo QML, que se estará controlada mediante variaciones en frecuencia y ciclos de trabajo de la señal de modulación rectangular.

4.2 Montaje experimental

Un diagrama esquemático del modulador acusto-óptico se muestra en la figura 4.1. El dispositivo está constituido por una fuente de radiofrecuencia (RF) que alimenta un disco piezoeléctrico (DP). Cuando la señal de RF es encendida, las vibraciones acústicas se transmiten a la fibra óptica sin recubrimiento (longitud de interacción) a través de un cono de aluminio que está unido a ella. En el extremo opuesto al cono de aluminio, se coloca un reflector acústico, el cual tiene como objetivo reflejar la onda acústica y producir una onda estacionaria. Las secciones de fibra óptica que no pertenecen al modulador mantienen su polímero protector, de esta manera la onda acústica es atenuada y solo se propaga en la sección de fibra óptica desprovista de su polímero protector. El principio de operación del filtro AO, se basa en un bloqueador del modo fundamental (BMF) y el acoplamiento intermodal entre el modo del núcleo y uno de los modos del revestimiento de la fibra óptica. Para una información más detallada acerca de este dispositivo consultar la sección 3.4 del capítulo anterior.

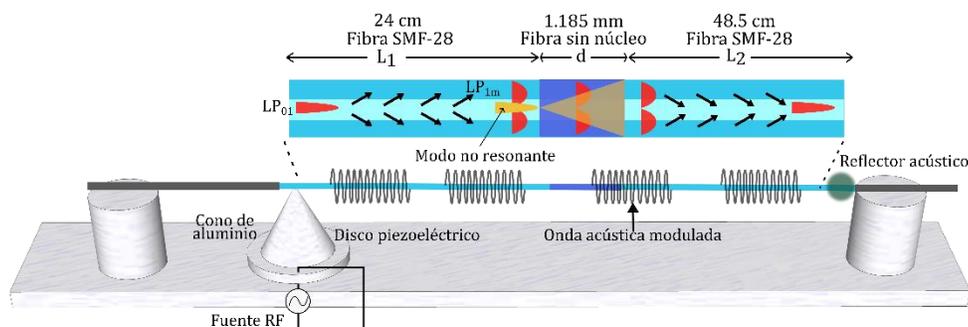


Figura 4.1. Diagrama esquemático del modulador acusto-óptico

Como se mencionó en la sección 2.3, la técnica de Q switching activa requiere un modulador que regule las pérdidas dentro de la cavidad láser, que por lo general es controlado por una señal eléctrica externa. En esta configuración, la señal acústica que viaja por la fibra óptica es encendida y apagada periódicamente mediante el uso de un pulso rectangular producido por un generador de funciones, dando como consecuencia una modulación de las ondas acústicas y la regulación de las pérdidas en la cavidad. La transmisión óptica resultante estará determinada por la frecuencia acústica y su modulación rectangular. Este efecto es representado en la figura 4.2.

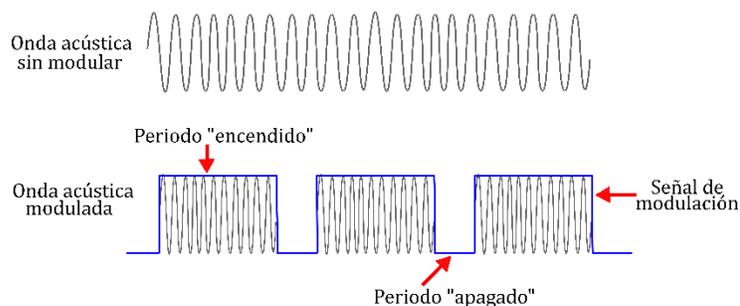


Figura 4.2. Modulación de las ondas acústicas por un pulso rectangular.

4.3 Modulador acusto-óptico bajo la implementación de una señal modulada

Con el propósito de caracterizar adecuadamente el modulador, las primeras mediciones se realizaron estudiando su respuesta en ausencia de la onda acústica. Para llevar a cabo este proceso, el MAO se ilumina con un láser sintonizable y se detecta la potencia óptica transmitida con un potenciómetro. El registro de datos se llevó a cabo variando la longitud de

onda del láser cada 2 nm en un rango de 1520 a 1570 nm, tal como se presenta en la figura 4.3(a). Los resultados muestran una fuerte supresión de la luz de al menos 20 dB para una longitud de onda de 1570 nm, mientras que el máximo de atenuación es localizado a la longitud de onda 1540 nm con 25.2 dB. De manera similar se realiza el mismo proceso cuando la onda acústica es encendida, bajo este efecto el modulador es capaz de operar como un filtro pasabanda. Las características pasabanda del modulador se presentan en la figura 4.3 (b). La mayor reinserción de energía se obtuvo a la frecuencia acústica de 2.427084 MHz con un voltaje pico-pico de 28.6 V aplicado al DP. El ancho de banda medido a -3 dB es 0.91 nm, centrado a una longitud de onda de 1569.6 nm. Las pérdidas por inserción son estimadas al medir la diferencia entre el máximo de transmisión (transmisión sin pérdidas) con respecto al pico de mayor transmisión producido por el MAO, el valor calculado para las pérdidas corresponde a 2.7 dB.

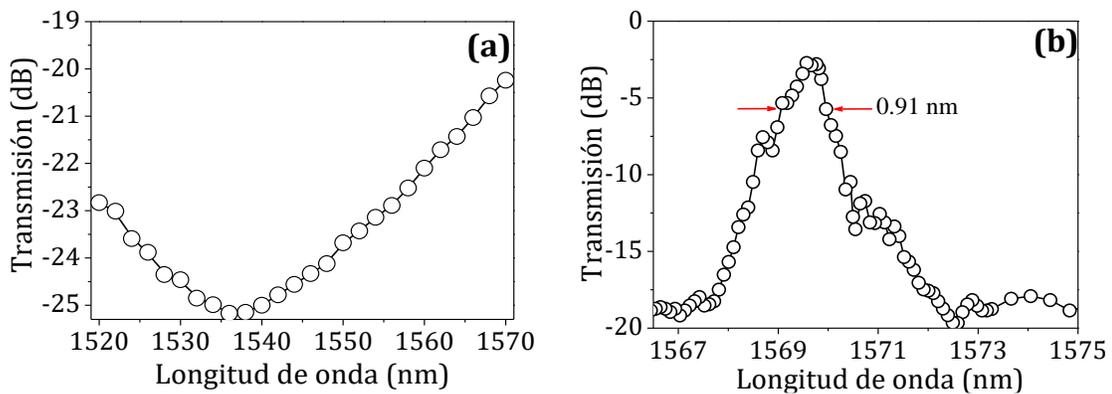


Figura 4.3 Transmisión del modulador acusto-óptico (a) en ausencia de onda acústica, (b) a la frecuencia acústica de 2.427084 MHz y un voltaje aplicado al disco piezoeléctrico de 28.6 V, bajo estas condiciones se obtiene la mayor reinserción de energía.

La transmisión de la luz en función del tiempo cuando la señal de RF y el DP conducen a la mayor reinserción de energía es ilustrada en la figura 4.4, para este análisis el MAO es iluminado a la longitud de onda resonante (λ_R) y la transmisión de la luz es monitoreada por medio de un osciloscopio. Tomando como referencia el resultado mostrado en la figura 4.3(b), el valor seleccionado para la λ_R corresponde a 1569.6 nm. Al iluminar el MAO con esta λ_R se obtiene una señal modulada en amplitud de 4.8473 MHz que equivale a dos veces la frecuencia de alimentación en el DP. Con este resultado y recurriendo a la ecuación 3.4, es

posible estimar las pérdidas por inserción en 3.71 dB y una profundidad de modulación del 77%.

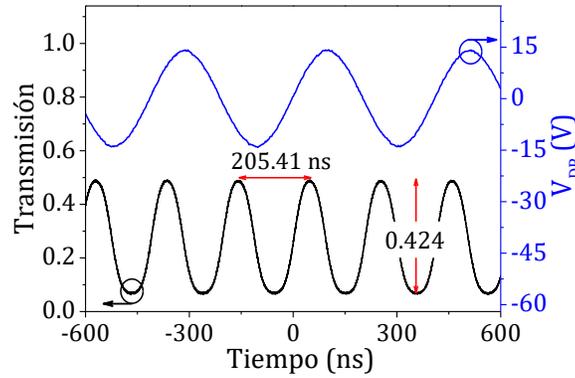


Figura 4.4 Traza del osciloscopio de la amplitud de modulación acusto-óptica a la longitud de onda resonante de 1569.6 nm.

El tiempo de conmutación (encendido/apagado) es un parámetro crítico para cualquier modulador, entre más corto sea, más rápida es la respuesta del sistema. Por consiguiente, a continuación, se pretende conocer el tiempo que le toma a la onda acústica recorrer el MAO desde que la señal de RF es encendida. Puesto que para generar pulsos Q switching se requiere de una señal que module a la onda acústica, se usa un pulso rectangular superpuesto que modula las ondas acústicas enviadas al MAO. El pulso rectangular tiene una frecuencia de repetición de 0.5 kHz con una duración de 1.05 ms y es visualizado en la figura 4.5 por una traza de color azul. Cuando la onda acústica es encendida el efecto producido se muestra en la misma figura con una gráfica de color negro. Comparando ambos resultados se observa un retraso de 110.95 μs entre la señal eléctrica y la señal óptica, el cual es asociado al tiempo que le toma a la onda acústica viajar desde el DP hasta el final de la primera sección L_1 del modulador. En seguida, la señal óptica cambia de su mínimo a su máximo de transmisión en un tiempo de 111.6 μs , que corresponde al tiempo que tarda la onda acústica en recorrer la sección L_2 , donde ocurre el proceso de la reinserción de energía. Cuando la señal acústica se apaga, la transmisión decae hasta un valor de cero en un tiempo de 81.7 μs , que es la duración necesaria para que la onda acústica viaje a lo largo de la sección L_1 , eliminando el acoplamiento entre el modo fundamental del núcleo y del revestimiento.

En la figura 4.5 (b) se realiza una ampliación del recuadro rojo mostrado en la figura 4.5(a), permitiendo analizar con mayor detalle la modulación de la transmisión después de la formación de la onda de flexión estacionaria. Esta modulación en amplitud tiene un periodo de 205.6 ns y se produce después de 222.55 μs , que es la suma del tiempo que demora la onda acústica en viajar desde el DP hasta alcanzar su máximo de transmisión.

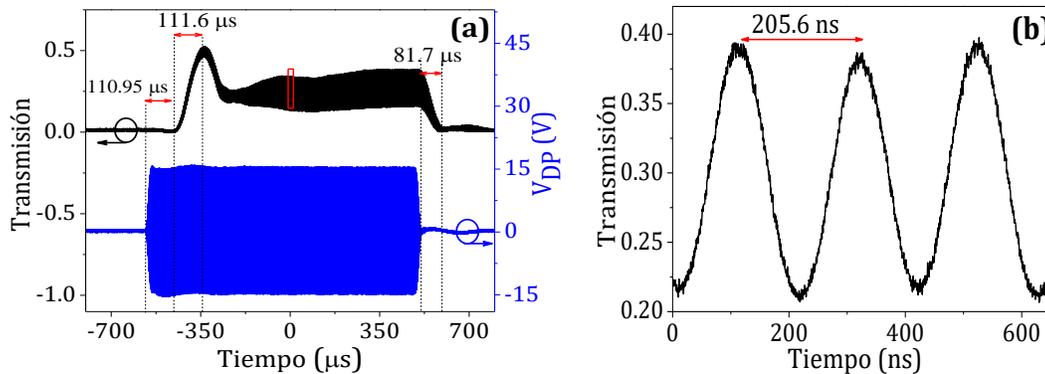


Figura 4.5 Tiempo de respuesta del modulador acusto-óptico. (a) Tiempos de subida y bajada de la señal óptica en comparación con la señal de RF. La línea azul muestra la señal de RF de 28.6 V aplicada al disco piezoeléctrico. (b) Ampliación de la señal óptica.

4.4 Operación pulsada bajo la implementación de un modulador acusto-óptico

4.4.1 Configuración experimental

El esquema experimental de la cavidad láser se muestra en la figura 4.6, esta configuración es la misma desarrollada en la sección 3.5., donde se describe de forma detallada. La única diferencia radica en la adición de una señal rectangular que modula a la onda acústica.

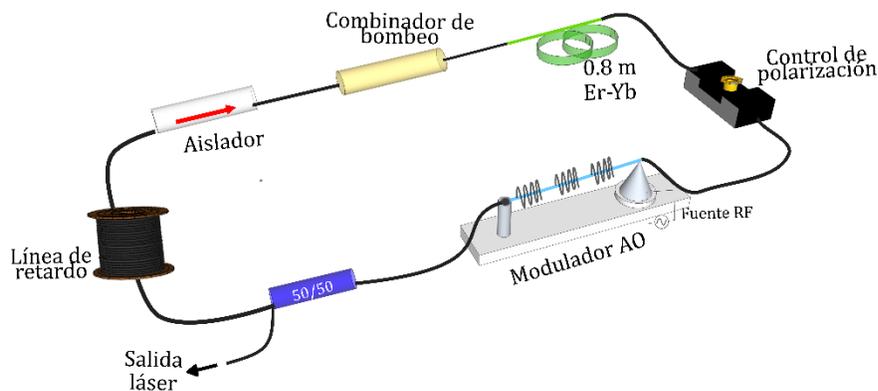


Figura 4.6 Configuración experimental para la emisión simultánea de pulsos QML.

El punto de partida para la generación de los pulsos QML es la formación de los pulsos tipo mode lock (ML), cuya condición de operación consiste en sincronizar el periodo de modulación con el tiempo que le toma a la luz dar una vuelta completa en la cavidad. Posteriormente se busca la conmutación al régimen QS, donde una señal rectangular modula adicionalmente a la onda acústica para generar la emisión de estos pulsos. Analizando cada emisión por separado es posible inferir las condiciones esenciales para realizar de manera simultánea ambas operaciones. No obstante, en cada emisión láser es necesario un ajuste adecuado del controlador de polarización y de la sincronización de los parámetros de la cavidad tales como: frecuencia acústica, voltaje aplicado al DP y potencia de bombeo.

4.4.2 Régimen de emisión mode locking

Inicialmente la cavidad láser se ajusta con los parámetros que conllevan a la máxima profundidad de modulación, esto es, una frecuencia acústica de 2.427084 MHz y un voltaje aplicado al DP de 28.6 V, produciendo una modulación en amplitud de 4.854 MHz. Bajo estas condiciones la cavidad láser requiere una longitud total de 42.74 m, este cálculo es realizado utilizando la ecuación 3.5.

Ajustando adecuadamente el controlador de polarización, el régimen de emisión de pulsos mode locking se obtuvo de manera estable a una potencia de bombeo de 580.3 mW, con una frecuencia acústica de 2.431614 MHz y un voltaje pico-pico de 27.8 V aplicados al DP.

El tren de pulsos ML junto con la señal de RF aplicada a la DP se muestran en la figura 4.7(a). Este resultado manifiesta un tren de pulsos con una frecuencia de repetición igual al doble de la señal acústica (2×2.431614 MHz). La figura 4.7(b) presenta la traza de autocorrelación (T_{ac}) de los pulsos ML, la cual exhibe un ancho temporal medido a mitad de altura (T_{FWHM}) de 16.73 ps, este valor es deducido tomando como referencia la medición del tiempo de retardo de 25.82 ps generada en el autocorrelador ($T_{FWHM}=0.648T_{ac}$). La potencia promedio de salida registrada fue de 186 μ W, por tanto, la potencia pico estimada es de 2.0 W. El espectro óptico correspondiente se ilustra en la figura 4.7(c), el cual tiene un ancho de banda de 0.15 nm y se encuentra centrado a la longitud de onda de 1568.15 nm. Estas mediciones permiten evaluar el producto-tiempo ancho de banda (TBP, Time bandwidth

product) a través de la ecuación 3.6 en un valor de 0.306, lo que conlleva a concluir que el pulso se aproxima a un perfil de $\text{sech}^2(x)$.

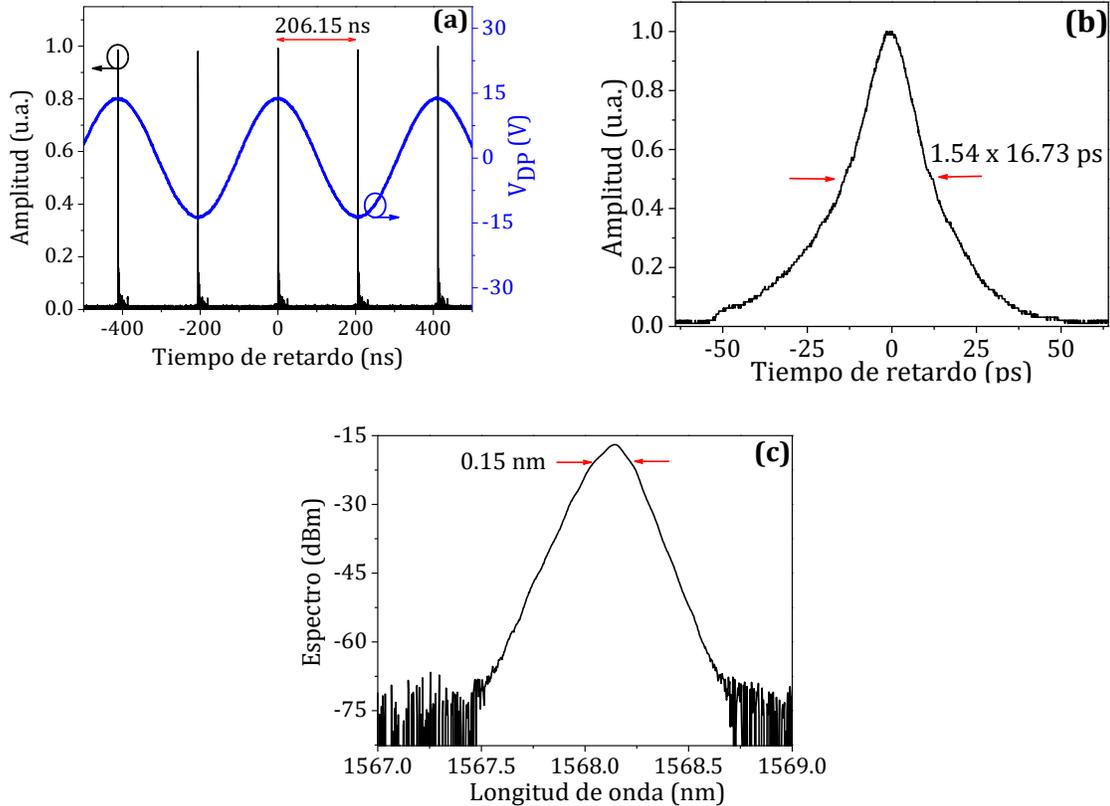


Figura 4.7 Emisión de pulsos ML a una frecuencia acústica de 2.431614 MHz y 28.6 V aplicados al DP. (a) Tren de pulsos, (b) Traza de autocorrelación, (c) Espectro óptico.

El último análisis del pulso ML se realizó a través del espectro de RF. Esta medición permite dar con una mayor certeza la frecuencia de repetición. En la figura 4.8(a) se expone el espectro de RF que exhibe un pico central con una razón señal-ruido de 65.54 dB a una frecuencia de repetición fundamental de 4.8612 MHz, este pico se encuentra rodeado de dos lóbulos laterales de menor amplitud a la frecuencia de ± 2.432 MHz, asociados a una pequeña modulación en amplitud originada por la frecuencia de la onda acústica. Una visualización con una ventana más extensa de 45 MHz se muestra en la figura 4.8(b).

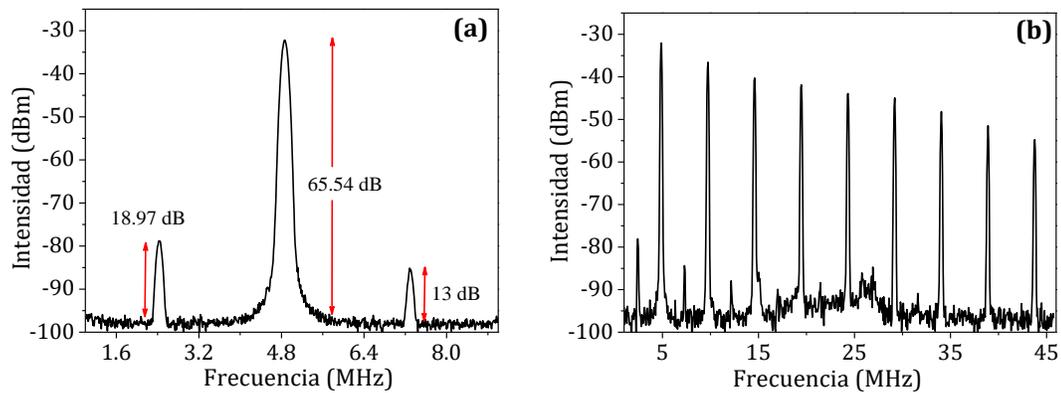


Figura 4.8 Espectro de radiofrecuencia para la emisión de pulsos ML, medido con un span de: (a) 8MHz, (b) 45 MHz, respectivamente.

4.4.3 Régimen de emisión de pulsos Q switching

Una conmutación del régimen de operación de pulsos ML a Q switching (QS) es lograda al superponer una onda rectangular sobre la señal de RF (figura 4.2), la cual es producida por medio de un generador de funciones. Esta modulación genera periodos de encendido y apagado de la onda acústica que viaja en la fibra óptica, dando como resultado una modulación en la transmisión de la luz (figura 4.5). Es importante mencionar que la frecuencia acústica se desajusta con la finalidad de evitar una modulación que coincida con el periodo de la cavidad.

Con un desintonizado en frecuencia de 38.87 kHz y un pulso rectangular a una tasa de repetición de 1 kHz, se obtiene una operación de pulsos Q switching. El ciclo de trabajo del pulso rectangular y la potencia de bombeo se ajustan hasta lograr la emisión QS más estable, el mejor resultado se adquiere con una duración de 570 μ s para el ciclo de trabajo y una potencia de bombeo de 507.3 mW. La figura 4.9 muestra la traza del tren de pulsos de salida (línea negra) producida con los parámetros anteriormente mencionados. La separación entre cada pulso QS es aproximadamente de 1 ms, que corresponde al inverso de la frecuencia de repetición de los pulsos rectangulares (traza azul). También se observa que existe una diferencia de 0.21 ms entre la señal de modulación y el pulso QS, que es aproximadamente el tiempo que tarda la onda acústica en viajar desde el disco piezoeléctrico hasta el final de la

longitud de interacción del MAO, es decir, el tiempo necesario para que ocurra la reinserción de energía debido al acoplamiento intermodal.

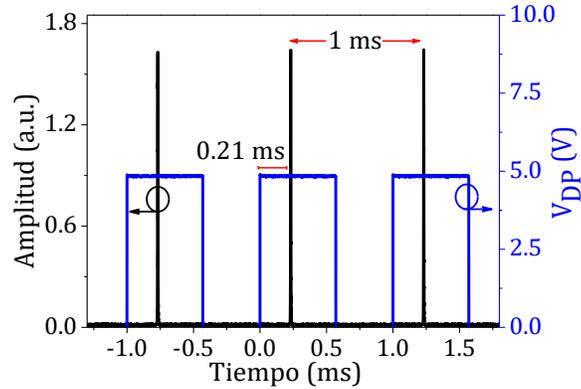


Figura 4.9 Tren de pulsos Q switching (línea negra) generados con una tasa de repetición de 1 kHz y una potencia de bombeo de 507.3 mW. La línea azul corresponde a la señal de modulación rectangular.

La medición del ancho temporal se realizó con un osciloscopio en tiempo real. En la figura 4.10(a) se presenta a detalle el pulso QS, el cual tiene un ancho temporal de $2.91 \mu\text{s}$ y una potencia pico de 852.8 mW. De esta gráfica se percibe la existencia de pequeños pulsos de corta duración que sobresalen en el pulso QS, asociados al fenómeno de auto mode locking, el cual ha sido observado en láseres de Q switching en los regímenes de operación activo y pasivo [26,27]. La medición del espectro óptico se muestra en la figura 4.10 (b) que exhibe un ancho de banda medido a -3 dB de 0.091 nm , centrado a una longitud de onda de 1525.86 nm .

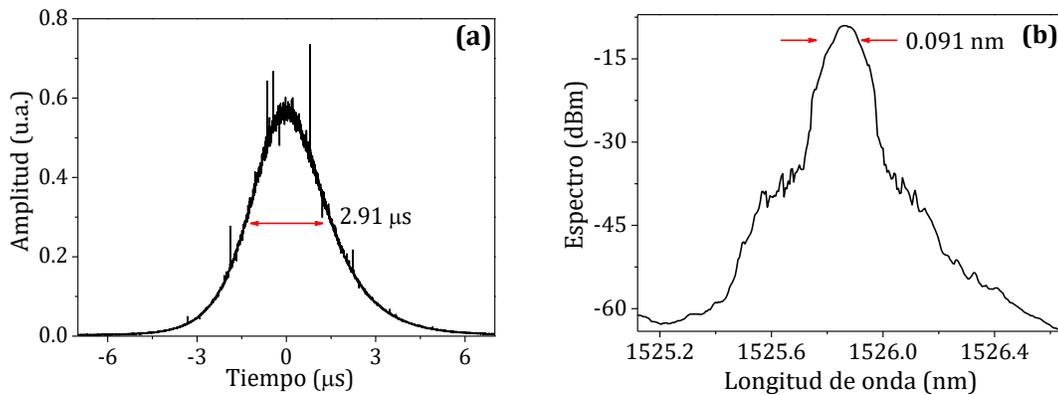


Figura 4.10 Caracterización de pulsos QS (a)Ancho temporal. (b) Espectro óptico. Para esta medición la potencia de bombeo es fijada a un valor de 507.3 mW.

Si se considera que el pulso tiene un perfil gaussiano, es posible estimar su energía (E_p) en un valor de $2.64 \mu\text{J}$ a partir de expresión 4.1, donde P_p es la potencia pico y τ_p es el ancho temporal del pulso:

$$E_p = \frac{P_p \tau_p}{0.94}. \quad (4.1)$$

La caracterización de los pulsos ML y QS permite conocer los parámetros necesarios para generar una operación láser estable, dichos parámetros son el fundamento principal que permitirá obtener la emisión simultánea de ambos pulsos, tal como se mostrará en la siguiente sección.

4.4.4 Operación simultánea de pulsos tipo Q switch y mode lock

Con el objetivo de producir una operación del tipo Q-switched mode locking (QML), la frecuencia de la señal de RF se restableció a 2.431614 MHz , para hacer coincidir el tiempo de un ciclo en la cavidad con el inverso de la frecuencia de modulación y cumplir así con la condición de ML. Al mismo tiempo, y para garantizar una emisión Q switching, la onda acústica es modulada nuevamente por un pulso rectangular con frecuencia de repetición y ciclo de trabajo variable. Como ya se mencionó previamente, un fino ajuste de la frecuencia acústica y el voltaje aplicado al DP son requeridos para lograr una operación láser ML estable.

La emisión óptima QML se obtiene al fijar la modulación rectangular en 0.5 kHz . En la figura 4.1(a) se ejemplifica el comportamiento de este régimen de emisión que muestra el tren de pulsos ópticos generados a una potencia de bombeo de 549.2 mW . Los pulsos QML se encuentran separados por un periodo de 2 ms , que es inversamente proporcional a la tasa de repetición del tren de pulsos de la señal de modulación (0.5 kHz). En la figura 4.11 (b) se presenta un pulso QML con su respectiva señal de modulación (traza azul).

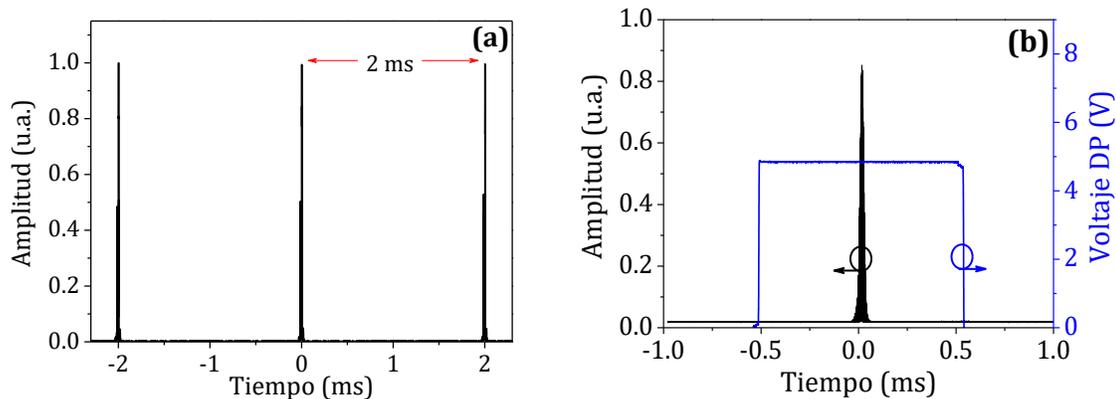


Figura 4.11 (a) Tren de pulsos QML generado con una frecuencia de repetición de 0.5 kHz y una potencia de bombeo de 549.2 mW. (b) Pulso QML con su respectiva señal de modulación.

Una visualización del pulso de QML más intenso y con mayor potencia se representa en la figura 4.12, esta medición es adquirida directamente del osciloscopio al alimentar el MAO con una frecuencia acústica de 2.431210 MHz y un voltaje de 27.8 V. El pulso es obtenido con un ciclo de trabajo del 52.5 %, que equivale a una señal de modulación con un periodo 1.05 ms de encendido. A partir de este resultado, se observa una envolvente asociada a un pulso QS que en su interior se encuentra compuesta de un tren de sub-pulsos ML igualmente espaciados, con un intervalo de tiempo de 205.95 ns. El ancho temporal (FWHM, Full Width at Half Maximum) del pulso QML se estima en $3.5 \mu\text{s}$, con una energía de pulso de $2.14 \mu\text{J}$ y una potencia promedio de salida de 1.07 mW. El funcionamiento estable de QML es compatible con ciclos de trabajo en un rango entre 15% y 97.5%.

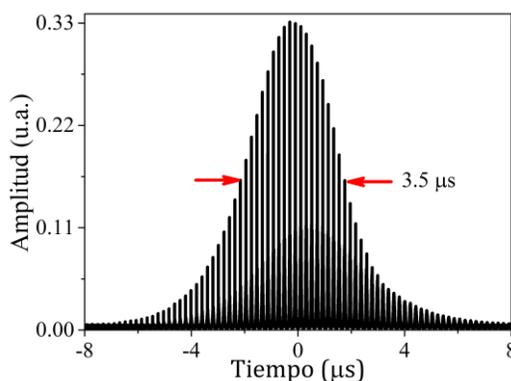


Figura 4.12 Vista a detalle del pulso QML a una frecuencia acústica de 2.43121 MHz, una potencia de bombeo de 549.2 mW y un ciclo de trabajo de 52.5 %.

El estudio a profundidad de los pulsos ML internos se describe en la figura 4.13, las características temporales fueron adquiridas con un detector de 12.5 GHz modelo Newport 818-BB-51F y un osciloscopio en tiempo real de 20 GHz, modelo Tektronix DPO72004C. La medición proporcionada por el detector revela un pulso ML con un ancho temporal (T_{FWHM}) de aproximadamente 100 ps que se encuentra montado sobre un extenso pedestal de 38.2 ns, tal como se observa en la figura 4.13(a) y su respectiva ampliación en la figura 4.13(b). Usando la integral relativa de la traza del osciloscopio, la energía total del sub-pulso central ML se estima en un valor de 66.4 nJ, a partir del cual se puede determinar la energía del pulso en 1.48 nJ. Utilizando la ecuación 4.1, donde el factor de 0.94 se ha cambiado por 0.88, ya que se considera un pulso ML con perfil de $\text{sech}^2(x)$, la potencia máxima es calculada en un valor de 13.0 W. El intervalo de tiempo entre cada pulso ML se mide en 205.95 ns, que corresponde al tiempo fundamental de ida y vuelta en la cavidad.

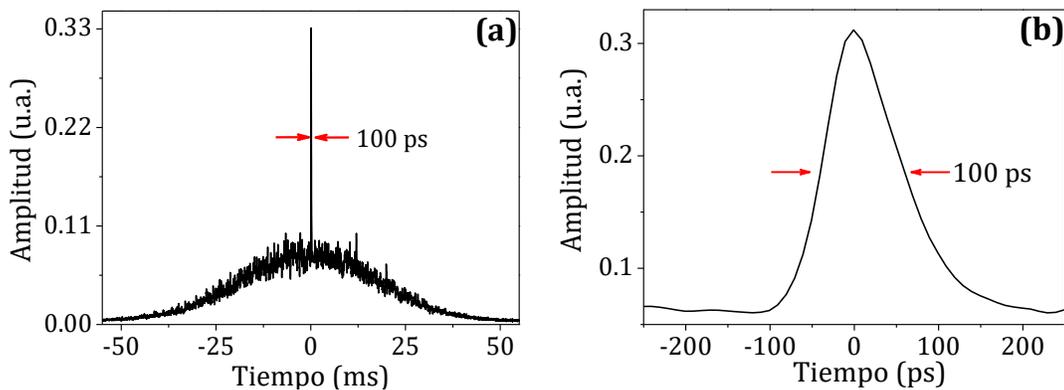


Figura 4.13 Medición del sub-pulso ML. (a) Vista a detalle del pulso montado sobre un pedestal, (b) ampliación del pulso.

El régimen de operación QML se encuentra centrado a una longitud de onda de 1568.17 nm y posee un ancho de banda medido a -3 dB de 0.23 nm, tal como se describe en la figura 4.14. Tomando como referencia el TBP, este ancho espectral corresponde a un pulso de aproximadamente 15.68 ps. La discrepancia existente entre el resultado experimental (100 ps) y el teórico podría deberse a varios factores, uno de ellos puede estar asociado con el período de tiempo relativamente corto durante el cual se desarrolla la operación ML, reduciendo significativamente el número de ciclos de modulación para formar un pulso óptico

ultracorto. Además de esto, el tiempo que tarda la onda acústica en viajar a lo largo del modulador, alrededor de 222.6 μs , puede considerarse como un largo período de tiempo, que tiene un impacto directo en los procesos de emisión QS y ML. Algunas características del presente dispositivo pueden mejorarse mediante la inclusión de fibras ópticas estrechadas como longitud de interacción en el MAO, esto conllevaría a un acoplamiento intermodal más eficiente [25] y en consecuencia a tiempos de respuesta mejorados.

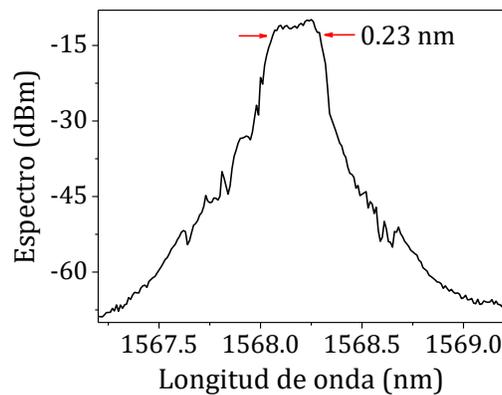


Figura 4.14 Medición del espectro óptico del pulso QML utilizando un ciclo de trabajo de 52.5%, una potencia de bombeo de 549.2 mW y una tasa de repetición de 0.5 kHz.

Los pulsos QML fueron caracterizados en términos de la envolvente QS, la potencia promedio de salida y la energía del pulso central para diferentes ciclos de trabajo. Se ha utilizado el concepto de ciclo de trabajo porque es la razón que permite relacionar el tiempo en que la señal se encuentra “encendida” y su periodo.

La respuesta de la envolvente Q-switch y la potencia promedio de salida cuando el ciclo de trabajo se varía se representa de manera gráfica en la figura 4.15. Para este análisis la potencia de bombeo se mantiene fija en 549.2 mW y la frecuencia de repetición de la señal de modulación se conserva constante en 0.5 kHz. El comportamiento que se exhibe en esta gráfica expone un estrechamiento de la envolvente de Q switching de 4.11 a 3.5 μs conforme el ciclo de trabajo incrementa de un 15 hasta 52.5 %, mayor a este intervalo, no se induce un estrechamiento adicional, por el contrario, los pulsos comienzan a ser ligeramente más anchos hasta llegar a un máximo de 5.96 μs . En contraste, la potencia promedio tiene una conducta opuesta, alcanzando un valor máximo de 1.07 mW y un mínimo en 0.57 mW con un ciclo de trabajo de 52.5 y 97.5 %, respectivamente.

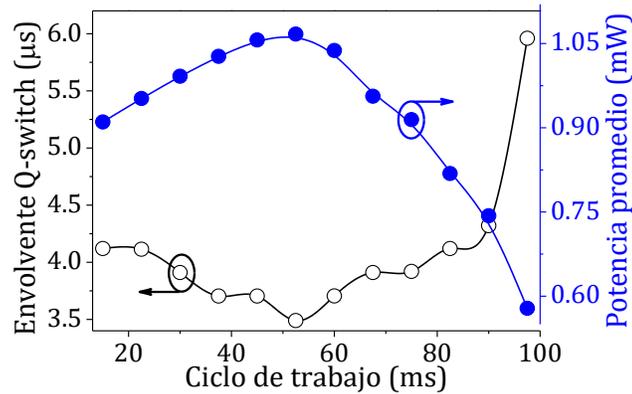


Figura 4.15 Ancho temporal y energía del pulso en función del ciclo de trabajo a una potencia de bombeo de 549.2 mW y una tasa de repetición de 0.5 kHz

En la figura 4.16 se expone la envolvente, la energía de los pulsos QML y la energía del pulso ML central en función de la potencia de bombeo. Como se observa, la energía del pulso aumenta conforme la potencia de bombeo incrementa, al mismo tiempo, existe una reducción en su ancho temporal originada por la envolvente de Q switch, disminuyendo de 13.58 hasta 3.5 μs . Debido a que la energía del pulso QML crece, la energía del pulso ML central también lo hace a la par de la potencia de bombeo. Para la mayor potencia de bombeo permitida en la emisión de pulso QML se obtiene la máxima energía con un valor de 2.14 μJ , que a su vez conlleva a una energía de 66.4 nJ para pulso central ML, cuando esto ocurre se genera la envolvente de QS estrecha, con un valor de 3.5 μs .

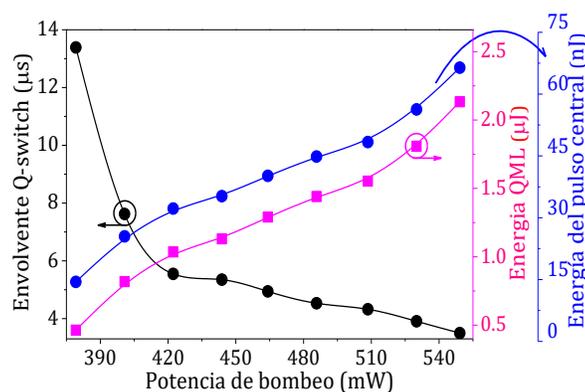


Figura 4.16 Ancho temporal, energía del pulso QML y del pulso ML central, en función de la potencia de bombeo, fijando el ciclo de trabajo en 52.5 % y una tasa de repetición de 0.5 kHz.

Los resultados experimentales determinan que el MAO propuesto presenta ventajas sobre otras configuraciones que exhiben un enfoque similar, ya que además de poseer una fabricación y una estructura más simple, demuestra ser un dispositivo capaz de propiciar tres tipos de emisión láser al ser utilizado como elemento activo dentro de una cavidad láser.

4.5 Conclusiones

En este capítulo se presentó el desarrollo experimental de una cavidad de anillo que permite la emisión de pulsos QML. El elemento principal de la cavidad radica en el uso de un modulador acusto-óptico (MAO) que explota las ventajas del acoplamiento intermodal inducido por ondas acústicas de flexión. Para el régimen de emisión de pulsos tipo mode lock, se hace coincidir el tiempo de ida y vuelta de la cavidad con el periodo de la modulación acústica, en contraste para la operación pulsada tipo Q switch no es necesario este requisito, pero si es indispensable modular con una señal externa las ondas acústicas que son introducidas dentro del MAO, en este caso particular se utilizó un pulso rectangular. Para que la emisión Q switching y mode locking puedan ser operadas de manera simultánea, ambas condiciones tienen que ser cumplidas, esto da como resultado la formación de un pulso QML, cuyos parámetros de salida son controlados a través de la frecuencia de repetición y ciclo de trabajo del pulso rectangular. En relación a los resultados experimentales obtenidos y sus respectivos análisis, se puede concluir que el MAO es un dispositivo que presenta ventajas sobresalientes como fácil fabricación y una estructura simple, además, al ser introducido dentro de una cavidad láser demuestra ser un componente adecuado para la generación de pulsos ML, QS y QML. La conmutación entre estas emisiones se realiza sin necesidad de incluir elementos adicionales en la cavidad, solo se requiere de ajustes en la frecuencia acústica, en el voltaje aplicado al DP y en el controlador de polarización. Estas características posicionan al MAO como un dispositivo versátil con una amplia gama de aplicaciones dentro del campo de los láseres de fibra óptica.

4.6 Referencias

1. E. Yoshida, N. Shimizu, M. Nakazawa, "A 40 GHz 0.9 ps regeneratively mode-locked fiber laser with a tuning range of 530–156 nm," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**(12), 1587–1589 (1999).
2. H. D. Lee, J. H. Lee, M. Y. Jeong, C. S. Kim, "Characterization of wavelength-swept active mode locking fiber laser based on reflective semiconductor optical amplifier," *Opt. Express* **19**(15), 14586–14593 (2011).
3. C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. García, E. Mazur, "Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy," *Opt. Lett.* **26**(2), 93–95 (2001).
4. V. P. Minaev, "Laser apparatus for surgery and force therapy based on high-power semiconductor and fibre lasers," *Quantum Electron.* **35**(11) 976–983(2005).
5. D. J. Richardson, J. Nilsson, W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: current status and future perspectives" *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, B63-B92 (2010)
6. H. Don Lee, J. H. Lee, M. Y. Jeong, C. S. Kim, "Characterization of wavelength-swept active mode locking fiber laser based on reflective semiconductor optical amplifier," *Opt. Express* **19**(15), 14586–14593 (2011).
7. W. Chen, W. Lin, T. Qiao, and Z. Yang, "Additive mode-locked resembling pulses in a Tm-doped fiber laser with a hybrid cavity configuration," *Opt. Express* **23**(21), 28012–28021 (2015).
8. G. Demir, B. Previtali, "Dross-free submerged laser cutting of AZ31 Mg alloy for biodegradable stents," *J. Laser Appl.* **28**(3), 032001 (2016).
9. J. Limpert, A. Liem, T. Gabler, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, H. R. Müller, "High-average-power picosecond Yb-doped fiber amplifier," *Opt. Lett.* **26**(23), 1849-1851 (2001).
10. Beyertt, D. Nickel, A. Giesen, "Femtosecond thin-disk Yb:KYW regenerative amplifier," *Appl. Phys. B* **80**, 655-660 (2005).
11. Y. M. Chang, J. Lee, Y. M. Jhon, J. H. Lee, "Q-switched mode-locking of an erbium-doped fiber laser using cavity modulation frequency detuning," *Appl. Opt.* **51**(21) 5295–301(2012).
12. Y. M. Chang, J. Lee, J. H. Lee, "A Q-switched, mode-locked fiber laser employing subharmonic cavity modulation," *Opt. Express* **19**(27), 26627–26633 (2011).
13. M. Jung, J. Lee, M. Melkumov, V. F. Khopin, E. M. Dianov, J. H. Lee, "Burst-mode pulse generation from a bismuth-doped germanosilicate fiber laser through self Q-switched mode-locking," *Laser Phys. Lett.* **11**(12) 125102(2014).
14. T. Qiao, W. Chen, W. Lin, Z. Yang, "Generation of Q-switched mode locking controlled rectangular noise-like soliton bunching in a Tm-doped fiber laser," *Opt. Express* **24**(16) 18755–18763(2016).
15. W. C. Chang, Y. S. Lin, Y. W. Lee, C.H. Chen, J.H. Lin, P. H. Reddy, S. Das, A. Dhar, and M. C. Paul, "Investigation of Q-switched and mode-locked pulses from a Yb³⁺-doped germano-zirconia silica glass based fiber laser," *IEEE. Photonics J.* **9**, 1-8 (2017).

16. X. Yang, C. X. Yang, "Q-Switched mode-locking in an erbium-doped femtosecond fiber laser based on nonlinear polarization rotation," *Laser Phys.* **19**(11), 2106–2109 (2009).
17. K. H. Lin, J. J. Kang, H. H. Wu, C. K. Lee, G. R. Lin, "Manipulation of operation states by polarization control in an erbium-doped fiber laser with a hybrid saturable absorber," *Opt. Express* **17**(6), 4806–4814 (2009).
18. C. S. Jun, B. Kim, "Mode-locking and Q-switching in multi-wavelength fiber ring laser using low frequency phase modulation," *Opt. Express* **19**(7) 6290–6295(2011).
19. S. Wang, H. Rhee, X. Wang, H. J. Eichler, S. Meister, T. Riesbeck, J. Chen, "LD end pumped, actively mode locked and passively Q-switched Nd: YAP laser at 1341 nm," *Opt. Commun.* **283**(4) 570–573(2010).
20. J. Lee, J. Koo, Y. M. Chang, P. Debnath, Y.-W. Song, and J. H. Lee, "Experimental investigation on a Qswitched, mode-locked fiber laser based on the combination of active mode locking and passive Q switching," *J. Opt. Soc. Am. B* **29**(6), 1479–1485 (2012).
21. L. C. Kong, G. Q. Xie, P. Yuan, L. J. Qian, S. X. Wang, H. H. Yu, H. J. Zhang, "Passive Q-switching and Q-switched mode-locking operations of 2 μ m Tm: CLNGG laser with MoS₂ saturable absorber mirror," *Photon. Res.* **3**, A47-A50 (2015).
22. C. Theobald, M. Weitz, R. Knappe, R. Wallenstein, J. A. L'huillier, "Stable Q-switch mode-locking of Nd:YVO₄ lasers with a semiconductor saturable absorber," *Appl. Phys. B* **92**(1), 1–3 (2008).
23. Y. F. Chen, S. W. Tsai, "Simultaneous Q-Switching and Mode-Locking in a Diode-Pumped Nd: YVO₄–Cr⁴⁺: YAG Laser," *IEEE J. Quantum Electron.* **37**(4), 580-586 (2001).
24. J.-H. Lin, K.-H. Lin, C.-C. Hsu, W. H. Yang, W.-F. Hsieh, "Supercontinuum generation in a microstructured optical fiber by picosecond self Q-switched mode-locked Nd: GdVO₄ laser," *Laser Phys. Lett.* **4**(6), 413–417 (2007).
25. C. Cuadrado-Laborde, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, "Doubly active Q switching and mode locking of an all-fiber laser," *Opt. Lett.* **34**(18), 2709–2711 (2009).
26. V. N. Philippov, A. V. Kir'yanov, S. Unger, "Advanced configuration of erbium fiber passively Q-Switched laser with CO₂+ZnSe crystal as saturable absorber", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**(1), 57-59(2004).
27. G. P. Lees, T. P. Newson, "Diode pumped high power simultaneously Q-switch and self-mode-locked erbium doped fiber laser," *Electron. Lett.* **32**(4), 332-333 (1996).

CAPÍTULO 5

OPTIMIZACIÓN DE UN FILTRO ACUSTO-ÓPTICO PARA LA REGIÓN ESPECTRAL CERCANA A 2 MICRAS

En este capítulo se inicia el desarrollo y estudio experimental de las cavidades mode locking (ML) pasivas, el análisis de los resonadores ML activos ha finalizado en la sección anterior. Este capítulo se centra en la región espectral de dos micras que actualmente es un área de investigación que tiene un gran potencial en la biomédica y la industria. Sin embargo, la emisión de luz en esta banda espectral se encuentra muy limitada debido a que la mayoría de los elementos capaces de operar en esta región se encuentran en una etapa de desarrollo. En esta sección se presenta la optimización de un filtro acusto-óptico para la región cercana a 2 μm , exponiendo tanto el método como el fundamento de su fabricación, así como la interpretación de los resultados obtenidos. El mérito de este filtro radica en que propicia de manera estable la emisión en onda continua y la operación pulsada con un amplio rango de sintonización en longitud de onda.

5.1 Introducción

Los láseres de fibra óptica con la capacidad de producir trenes de pulsos ópticos de alta energía y una baja frecuencia de repetición son de gran interés para las aplicaciones relacionadas con diagnósticos biomédicos, procesamiento de materiales, detección de la luz, entre otras [1-6]. Sin embargo, la frecuencia de repetición de los láseres de fibra convencionales es normalmente de decenas de megahertz. Algunas de las configuraciones más comunes para reducir las tasas de repetición recae en el uso de dispositivos de selección de pulsos, mejor conocidos como *pulse pickers* [7-10], moduladores acusto-ópticos o celdas Pockels, no obstante, este tipo de métodos genera pérdidas significativas, perjudica la razón señal-ruido e incrementa la complejidad del láser. Ante estas dificultades las cavidades largas todo-fibra han surgido como una solución alternativa para superar estos inconvenientes. Dado que la frecuencia de repetición de los pulsos del tipo mode lock (ML) es inversamente proporcional a la longitud del resonador láser, cavidades más largas conducen a tasas de repetición más bajas y consecuentemente a pulsos ópticos de mayor energía. La primera demostración de un pulso de alta energía utilizando este tipo de cavidades se realizó con 3.8

km de fibra óptica, lo que dio lugar a una tasa de repetición de 77 kHz [11]. Desde entonces diversos grupos de investigación han centrado su atención en el desarrollo de láseres de fibra mode locking (MLFLs, Mode locking fiber lasers) de cavidades largas [12-18]. Generalmente la técnica ML es obtenida a través del efecto de la rotación no lineal de la polarización [19,20] o mediante el uso de absorbentes saturables fabricados con semiconductores convencionales [21-23], sustancias basadas en nanotubos de carbono [24,25] o con lazos de fibra óptica, conocidos como espejo de lazo óptico no lineal [26]. En comparación con los láseres de estado sólido, los MLFLs no requieren alineamientos críticos, poseen una estructura simple y pueden lograr bajas tasas de repetición de manera sencilla, ya que solo es necesario extender la longitud de la cavidad agregando algunos metros o kilómetros de fibra óptica. Por lo tanto, el desarrollo de dispositivos constituidos en su totalidad de fibra óptica capaces de proporcionar una emisión láser estable es de alta importancia. Es por esta razón que diferentes dispositivos acústico-ópticos (AO) de fibra óptica basados en ondas acústicas de flexión han sido reportados, corroborando que pueden funcionar como un eficiente filtro pasabanda capaz de trabajar en transmisión [27-30], entre los cuales se han propuesto filtros acusto-ópticos sintonizables (FAOS) fabricados con una pequeña sección de fibra óptica sin núcleo como bloqueador de modo fundamental (BMF) [29,31,32]. Siguiendo esta línea de investigación y debido al creciente interés en desarrollar dispositivos de fibra óptica con amplios anchos de banda, en este capítulo de tesis, se presenta la implementación de un FAOS basado en la inclusión de una fibra óptica estrechada. La versatilidad de este dispositivo AO se demuestra en la región espectral cercana a 2 μm como un elemento selectivo de longitud de onda en un láser de fibra dopado con Tulio (TDFL, Thulium doped fiber laser) de cavidad larga capaz de emitir tanto en el régimen de onda continua como en la emisión pulsada.

5.2 Proceso para estrechar una fibra óptica (taper)

Para conformar la longitud de interacción del FAOS, la fibra óptica es adelgazada mediante la técnica de fusión y estiramiento, la cual consiste en calentar la fibra óptica hasta volverla maleable y posteriormente estirla hasta obtener el diámetro deseado. Este proceso se lleva a cabo mediante una máquina conformada por tres motores a pasos, de los cuales dos son

los encargados de mover dos bases que sujetan a la fibra óptica por sus extremos y permitir un estiramiento a una velocidad constante. El motor restante tiene la función de hacer oscilar un quemador de izquierda a derecha, el cual contiene una flama producida por una mezcla de oxígeno y butano, que alcanza una temperatura mayor a los 1000°C [33]. Adicionalmente la máquina posee unas válvulas de alta precisión mediante las cuales se controla el flujo del oxígeno y butano. El equipo se encuentra automatizado por un software desarrollado en C++ donde se introducen los parámetros para la fabricación de la fibra estrechada, como el diámetro, longitud del cuello (cintura), perfil de las transiciones, velocidad de los motores y velocidad de oscilación de la flama.

El proceso de estiramiento se explica a continuación: inicialmente la fibra óptica es removida de su polímero protector y limpiada cuidadosamente, posteriormente se coloca en las bases sujetadoras. En seguida el quemador es acercado a la fibra óptica para comenzar su proceso de oscilación. La flama calienta de manera uniforme la sección de fibra óptica a reducir, al mismo tiempo que los sujetadores comienzan a desplazarse en direcciones opuestas estirando la fibra óptica. Este procedimiento permite que el diámetro del revestimiento y el núcleo se adelgacen sin perder la razón original entre ambos. En la figura 5.1, se presenta el esquema del perfil geométrico que adquiere la fibra óptica después de ser sometida al proceso de estiramiento, en esta imagen también se observan los parámetros que la caracterizan.

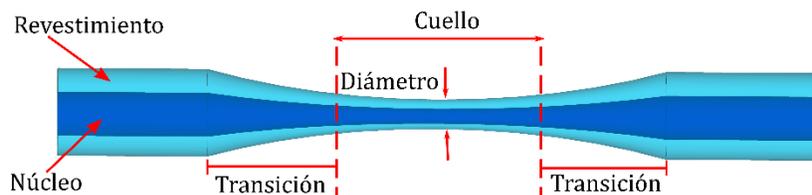


Figura 5.1. Perfil geométrico de una fibra estrechada mediante la técnica de fusión y estiramiento.

Después de adelgazar una fibra óptica, el coeficiente de confinamiento se reduce en la zona del cuello, por tanto, la superposición entre los campos de distribución de los modos ópticos se ve incrementada. Así mismo, la potencia requerida para producir pequeñas perturbaciones en el índice de refracción es menor, ya que se concentrará en una sección con

un diámetro más pequeño. Estas características posicionan al taper como un dispositivo ideal para ser usado como medio de interacción acusto-óptica, gracias a que sus propiedades incrementan la eficiencia del acoplamiento intermodal.

5.3 Diseño experimental del filtro acusto-óptico

El esquema experimental del filtro acusto-óptico (FAO) se presenta en la figura 5.2. Una fuente de radiofrecuencia (RF) alimenta un disco piezoeléctrico (DP) de 20 mm de diámetro, las vibraciones acústicas generadas son transmitidas a una fibra óptica adelgazada (taper), a través de la punta de una bocina de aluminio. La fibra óptica donde tiene lugar la interacción AO se encuentra dividida en tres segmentos L_1 , d y L_2 . La primera longitud permite que el modo LP_{01} se acople a un modo del revestimiento antes de ingresar a la sección “ d ”, esta parte es constituida por una pequeña sección de fibra óptica sin núcleo (Thorlabs FG125LA) que actúa como bloqueador del modo fundamental (BMF). El BMF atenúa fuertemente las longitudes de onda que permanecen guiadas por el modo fundamental ya que no cumplen la condición de fase, de tal forma que solo las longitudes de onda resonantes son capaces de atravesar el BMF a través de la propagación del revestimiento. Posteriormente, el modo del revestimiento se vuelve a acoplar al modo fundamental gracias al efecto AO a lo largo de la sección L_2 , la cual es más larga que L_1 para contrarrestar la atenuación de la onda acústica y maximizar la transmisión [29]. Con el fin de evitar posibles reflexiones, la onda acústica es amortiguada al inicio y al final de la longitud de interacción.

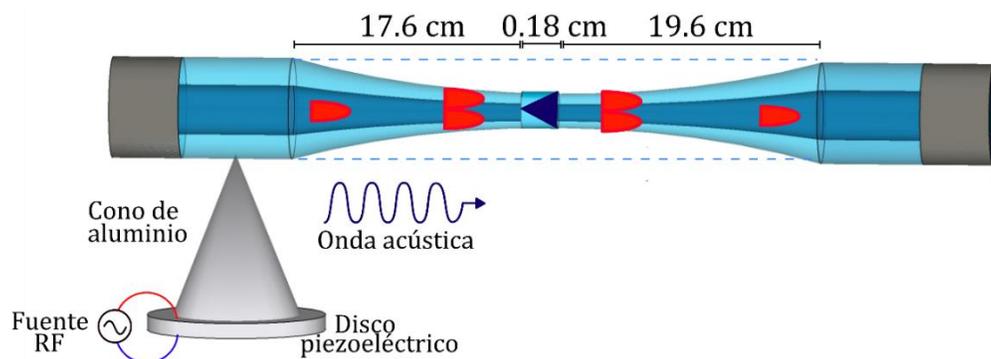


Figura 5.2. Esquema experimental del filtro acusto-óptico utilizando como medio de interacción una fibra óptica estrechada.

Inicialmente los tres segmentos que componen el FAO son reducidos a un diámetro de 80 μm , después son fusionados para formar la longitud de interacción. El tamaño de este diámetro asegura que la respuesta espectral del FAO sea razonablemente grande [34] y permite que su manipulación sea compatible con el equipo de una empalmadora convencional. Las secciones de fibra L_1 y L_2 son obtenidas de forma experimental en 17.6 y 19.6 cm, respectivamente, ambas fibras exhiben una transición con un decaimiento exponencial de 6.7 cm de longitud. El BMF, localizado entre L_1 y L_2 , posee una longitud de d igual a 1.8 mm. Este segmento de fibra permite que la luz que sale de la sección de fibra L_1 se expanda sobre la cara frontal de la fibra L_2 en la región espectral de 1850 nm. El tamaño total del taper, incluyendo L_1 , BMF y L_2 , es de 37.38 cm.

5.3.1 Caracterización del filtro acusto-óptico

Para conocer las características particulares del FAO, se investiga la transmisión del BMF en ausencia de la onda acústica. Para esta medición, el FAO es conectado a una fuente de luz supercontinua, la respuesta espectral obtenida al colocar el FAO exhibirá su comportamiento, esta descripción se muestra en la figura 5.3. El espectro de transmisión presenta una atenuación de al menos 10 dB con un ancho de banda de 56.29 nm, en un intervalo espectral de 1782.61 a 1838.9 nm. La máxima atenuación se encuentra centrada a una longitud de onda de 1815.13 nm con 22.2 dB. Este resultado es más angosto y menos profundo que el obtenido con una fibra óptica sin estrechar [29] (capítulo 3), lo cual es atribuido a la expansión del modo fundamental al adelgazar la fibra óptica, lo que conlleva a aumentar el área del modo efectivo y a su vez favorece la transmisión de la luz a través del BMF.

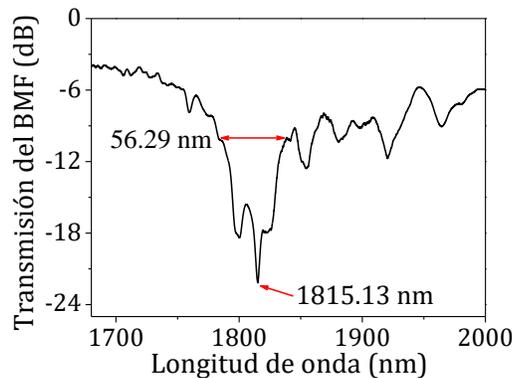


Figura 5.3. Transmisión del bloqueador del modo fundamental en ausencia de onda acústica.

Cuando la señal acústica es encendida e introducida al FAO, se genera una reinserción de energía a la longitud de onda resonante que depende de la frecuencia acústica inducida. En la figura 5.4 se ilustra el efecto generado al aplicar una señal acústica de 108.868 kHz y un voltaje de 32 V al disco piezoeléctrico. El filtro exhibe un ancho de banda de 9.02 nm medido a -3 dB, centrado a una longitud de onda resonante de 1816.2 nm y posee una pérdida de inserción mínima de 3.4 dB. Este resultado demuestra el potencial de un taper para producir transmisiones con anchos de banda amplios con pocas pérdidas, lo que concuerda con investigaciones previamente realizadas utilizando una fibra óptica estrechada a 80 μm [34]. Estas características pueden ser empleadas en la generación de pulsos ultracortos.

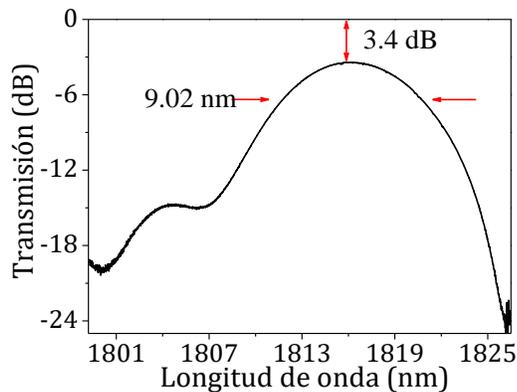


Figura 5.4. Espectro de transmisión del FAO al introducir una frecuencia acústica de 108.868 kHz.

La calibración del FAO en función del desplazamiento de la longitud de onda resonante frente a la frecuencia de la onda acústica se presenta en la figura 5.5, donde se observa una sintonización en el rango de longitudes de onda de 1765.3 a 1873.53 nm, con una razón de cambio calculada en -0.363 kHz/nm . Esta razón es estimada mediante la pendiente después de caracterizar experimentalmente el FAO. La línea discontinua indica la frecuencia acústica a la que se obtuvo el mayor acoplamiento intermodal.

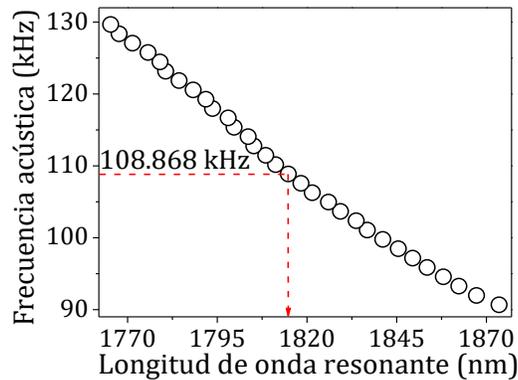


Figura 5.5 Frecuencia acústica como función de la longitud de onda resonante. La línea punteada hace referencia al acoplamiento intermodal más fuerte.

5.4 Láser de mode locking utilizando la rotación de polarización no lineal

La capacidad del filtro como dispositivo para la producción de pulsos cortos de luz se demuestra al ser introducido dentro de cavidad larga de anillo, el montaje experimental empleado se ilustra en la figura 5.6. Se utiliza una fuente láser de fibra óptica que emite a una longitud de onda de 1567.64 nm para bombear una fibra dopada con Tulio de 3 m de longitud (TDF, CorActive SCF-TM-8/125) por medio de un multiplexor de división de longitud de onda (WDM, wavelength-division multiplexing) 1550/2000 nm. La longitud de la TDF es elegida de tal forma que en el régimen de onda continua (CW, Continuous wave) se obtenga la mayor eficiencia [35]. La máxima potencia de bombeo que puede ser introducida a través del WDM es de 1.73 W. Seguido al WDM, en sentido contrario a las manecillas del reloj, se conecta un acoplador simétrico (50/50). Uno de sus puertos proporcionará la salida láser, mientras que el puerto restante es dirigido a un controlador de polarización (CP1), el cual es añadido para ajustar el estado de polarización a la entrada del filtro acusto-óptico. La salida del FAO es dirigida a la entrada de un aislador dependiente de la polarización (PD-ISO), colocado entre dos controladores de polarización CP2 y CP3. El CP3 cierra la cavidad al ser fusionado con el medio de ganancia. En este esquema, una línea de retardo de 237 m de longitud de fibra óptica (Thorlabs SM-2000) es agregada para lograr el efecto de la rotación de polarización no lineal (NPR, Nonlinear polarization rotation) y a su vez hacer que la cavidad sea lo suficientemente larga para lograr tasas de repetición por debajo de 1 MHz. Al ajustar correctamente los controladores de polarización, la emisión pulsada puede ser generada.

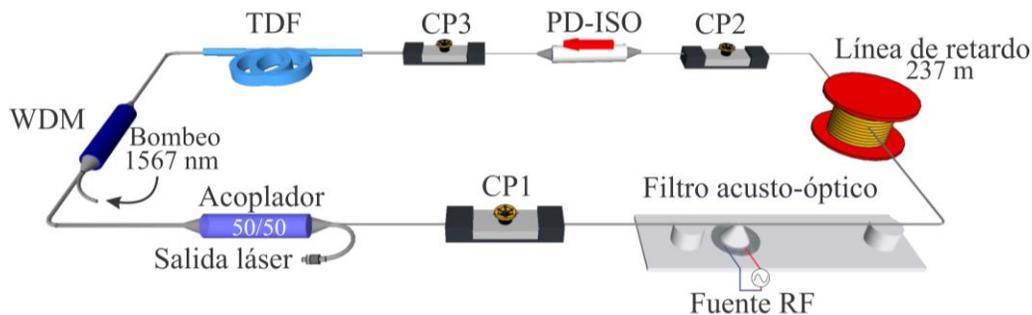


Figura 5.6. Diagrama esquemático del láser de fibra óptica tipo ML.

5.5 Resultados experimentales

5.5.1 Emisión en el régimen de onda continua

Las mediciones iniciales se llevan a cabo en el régimen de onda continua (CW). Para lograr dicha emisión se establecen los parámetros que permiten la máxima reinserción de energía, esto es, una frecuencia acústica de 108.868 kHz y un voltaje aplicado al DP de 32.4 V, bajo estas condiciones y ajustando cuidadosamente los controladores de polarización, la emisión en CW es generada. En la figura 5.7 se expone este resultado. La emisión láser se encuentra centrada a una longitud de onda de 1813.85 nm, que concuerda con la calibración mostrada en la figura 5.5. El ancho de línea medido a -3 dB es de 50 pm. Este valor es la resolución límite del analizador de espectros ópticos, por ende, se espera que el ancho espectral sea aún más estrecho. En esta gráfica es posible observar una base asociada al nivel de ASE de aproximadamente 3.5 nm, que aparece como resultado de la ancha transmisión del filtro.

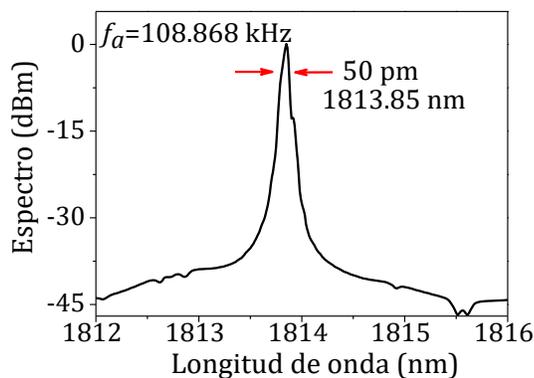


Figura 5.7. Espectro óptico de la emisión en CW, aplicando una frecuencia acústica de 108.868 kHz y un voltaje pico a pico de 32.4 V.

Con estos mismos parámetros se analiza la potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo. Los resultados experimentales son presentados en la figura 5.8. Se obtiene una máxima potencia promedio de salida de 219.4 mW al utilizar la máxima potencia de bombeo, esto es, 1.7 W. A través del cálculo de la pendiente, la eficiencia del láser es estimada en 15.69 %.

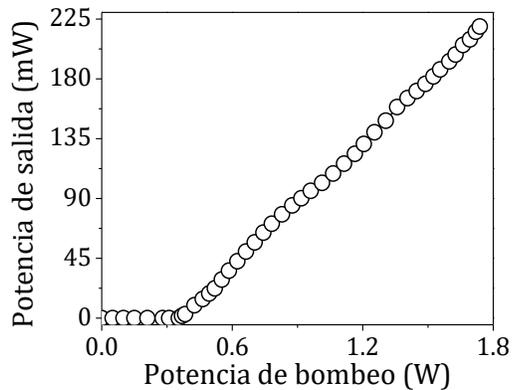


Figura 5.8. Potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo.

En la figura 5.9 se ilustra la emisión láser en el régimen de CW operando a diferentes frecuencias acústicas. Todas las emisiones láser son fijadas espectralmente a una potencia pico de 0 dB, para lograrlo se realizan pequeños ajustes en la potencia de bombeo, de tal modo que la relación señal-ruido puede mantenerse en un valor superior a 40 dB para todos los casos mostrados. La frecuencia acústica es variada en un rango de 126.768 a 88.358 kHz, que corresponde a un intervalo en longitud de onda de 1771.87 a 1877.40nm, respectivamente, dando como resultado una amplia sintonización de 105.53 nm. Si un rango de sintonización más extenso fuera requerido, bastaría con cambiar la longitud la fibra óptica usada como medio de ganancia [35].

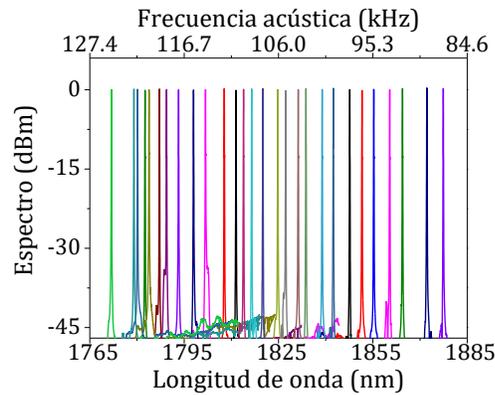


Figura 5.9 Operación sintonizable en el régimen de CW a diferentes frecuencias acústicas.

5.5.2 Operación pulsada utilizando la técnica mode locking

Si los controladores de polarización son ajustados y orientados adecuadamente, la láser conmuta del régimen de CW a la operación pulsada basada en la técnica mode locking (ML). La emisión pulsada ML más estable fue encontrada a una frecuencia acústica de 91.718 kHz y a una potencia de bombeo de 552 mW. El tren de pulsos ML generado se exhibe en la figura 5.10, donde se contempla un periodo de 1.27 μs entre cada pulso, este valor permite calcular la longitud total de la cavidad a un total de 263.85 m.

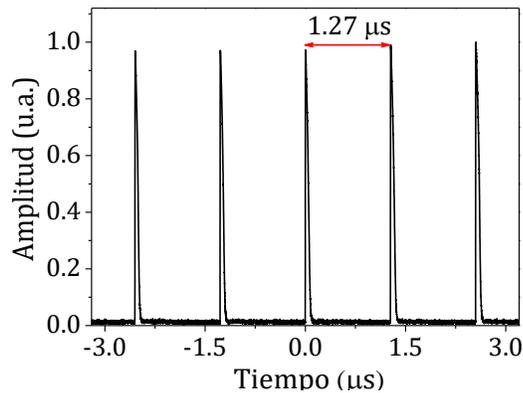


Figura 5.10. Tren de pulsos ML generado a la frecuencia acústica de 91.718 kHz.

El espectro óptico de esta emisión se describe en la figura 5.11(a). El pulso se encuentra centrado a la longitud de onda 1864.45 nm y posee un ancho de banda de 2.43 nm medido a -3 dB. Asumiendo un perfil gaussiano y limitado por la transformada de Fourier (transform-limited), este espectro óptico correspondería a una duración temporal de 2.1 ps, sin embargo, debido a que el pulso ML se encuentra cerca de la región espectral de 2 micras, no puede ser

estimada su duración temporal de manera directa, ya que no se cuenta con el equipo adecuado. Es por esta razón que se lleva a cabo su caracterización experimental a través de la técnica estándar de estiramiento temporal del pulso. Para este proceso se conecta en la salida láser un carrete de fibra estándar de 750 m de longitud (SMF-28e) con una dispersión de $-67 \text{ ps}^2/\text{km}$ para una longitud de onda de $1.9 \text{ }\mu\text{m}$ [36]. El ensanchamiento en la duración temporal de un pulso después de recorrer una cierta distancia está determinada por el factor de dispersión, a través de la siguiente expresión:

$$T_1 = T_0 \sqrt{1 + \frac{z}{L_D}}, \quad (5.1)$$

donde T_1 es el ancho obtenido a la salida de la fibra óptica, T_0 es la duración temporal inicial relacionada con el ancho medido a mitad de altura (T_{FWHM}) por $T_0 = 0.6006 \times T_{\text{FWHM}}$, z es la distancia recorrida en kilómetros [km] y L_D es la longitud de dispersión definida como:

$$L_D = \frac{T_0^2}{\beta_2}. \quad (5.2)$$

Para este caso particular, $T_0 = 2.1 \text{ ps}$, $z = 0.75 \text{ km}$ y $\beta_2 = -67 \text{ ps}^2/\text{km}$, al sustituir apropiadamente los datos correspondientes en la ecuación 5.1 y 5.2, el ensanchamiento temporal esperado corresponde a 66.37 ps .

El pulso generado después de propagarse a través del carrete de fibra óptica se adquiere usando un fotodetector de 12.5 GHz (Newport 818-BB-51F) y se visualiza en un osciloscopio en tiempo real de 20 GHz (Tektronix DPO72004C), el resultado experimental obtenido se muestra en la figura 5.11(b). El ancho temporal medido a mitad de altura es de 60 ps , que se aproxima al valor esperado de 66.37 ps .

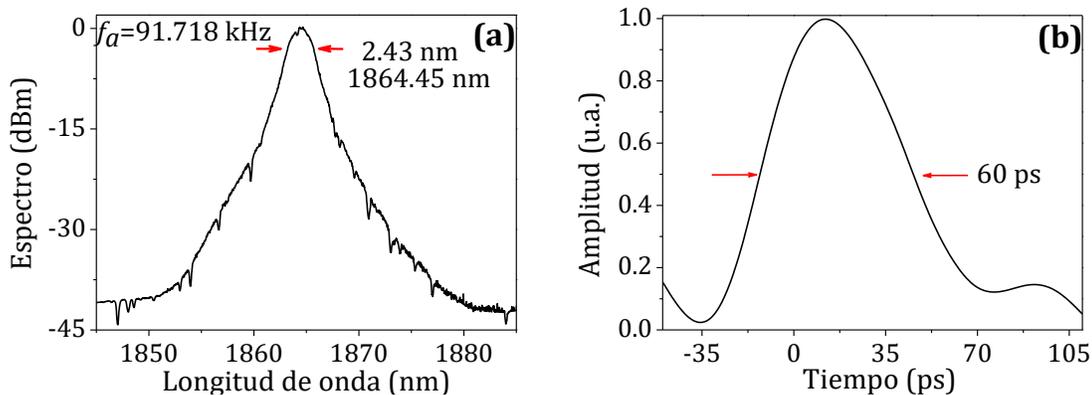


Figura 5.11. Características de la emisión pulsada. (a) Espectro óptico medido a la frecuencia acústica de 91.718 kHz. (b) Medición temporal del pulso ensanchado después de propagarse en un carrete de fibra óptica SMF-28e de 750 m de longitud.

El espectro de RF asociado al pulso óptico se ilustra en la figura 5.12. En la primera imagen, figura 5.12(a), se presenta una medición tomada con un span de 100 MHz utilizando una resolución de 30 Hz. En la figura 5.12(b) se expone este mismo resultado, pero en un intervalo en frecuencia de medición de 40 kHz y una resolución de 10 Hz, como se observa se obtiene un único pico centrado a la frecuencia fundamental de repetición de 784.93 kHz, con una relación señal-ruido de 50 dB. La ausencia de componentes adicionales en ambos laterales del pico fundamental sugiere una operación ML estable y de un solo pulso.

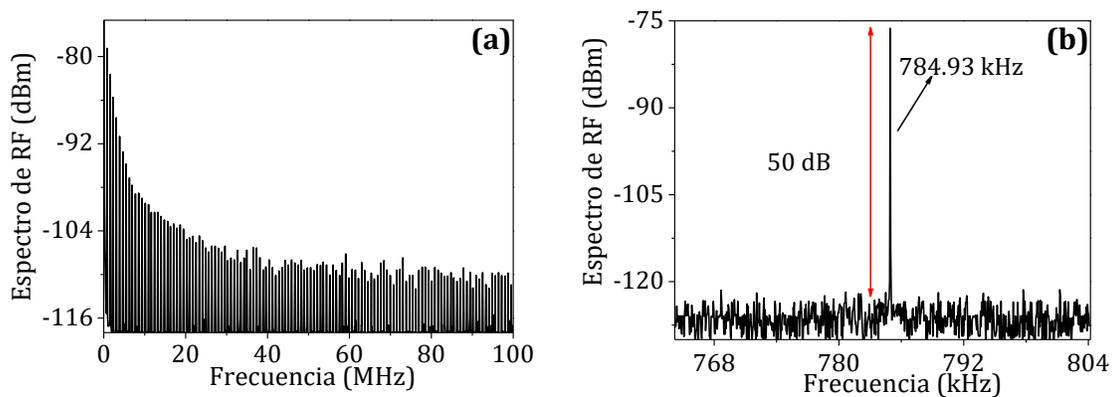


Figura 5.12. (a) Espectro de RF del tren de pulsos ML, medición utilizando (a) 100 kHz y 30 Hz, (b) 40 kHz y 10 Hz, de intervalo de medición y resolución de ancho de banda, respectivamente

Una característica sobresaliente de esta cavidad, es la ventaja de tener autoencendido, es decir, cuando los controladores de polarización se encuentran perfectamente ajustados, no es necesario modificar su posición para pasar de un régimen de emisión a otro, solo se debe

incrementar la potencia de bombeo, cuando esta sea lo suficientemente grande se logrará la conmutación de CW a ML. El comportamiento de la potencia promedio de salida al variar la potencia de bombeo se manifiesta en la figura 5.13. La potencia promedio de salida del láser aumenta linealmente después de alcanzar el umbral en 328 mW, justo en este valor aparece la operación en CW que es posible mantener de manera estable en un rango de potencia de 328 a 403 mW, superior a este intervalo, el láser trabaja en el régimen de operación de pulsos ML. La máxima potencia promedio de salida obtenida es de 261.5 mW al aplicar la mayor potencia de bombeo (1.73 W) permitida por el equipo. Tomando como referencia la pendiente calculada con estos datos experimentales, el láser exhibe una eficiencia de un 18%. Considerando la máxima potencia promedio de salida de 261.5 mW y la frecuencia fundamental de repetición (784.93 kHz), la energía del pulso es estimando en 333 nJ.

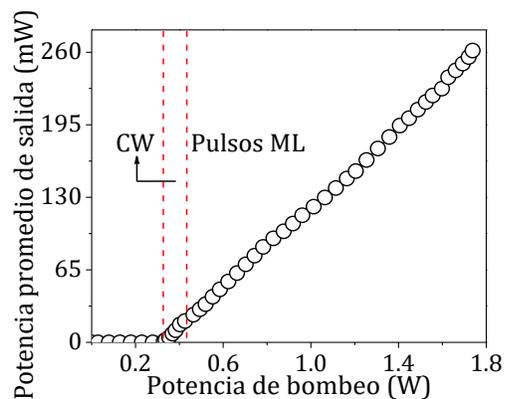


Figura 5.13. Potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo.

Un parámetro importante es la estabilidad del pulso, ya que en gran medida las aplicaciones de este tipo de láseres se ven mermadas por las altas fluctuaciones que se experimentan con el transcurso del tiempo. Es por esta razón que la estabilidad espectral del pulso óptico es evaluada cada 5 minutos durante un tiempo de 65 minutos, con la finalidad de analizar las posibles fluctuaciones existentes, los espectros ópticos obtenidos son graficados en la figura 5.14(a). Para esta medición la frecuencia acústica es fijada en 108.868 kHz a una potencia de bombeo de 552 mW, bajo estas condiciones el pulso adquiere una potencia promedio de salida de 40.9 mW, con un ancho espectral medido a -3 dB de 2.43 nm, centrado a la longitud de onda de 1864.45 nm. Las variaciones en el ancho de banda y el corrimiento de la longitud de onda central se registran en la figura 5.14(b). La máxima

fluctuación en el ancho espectral se obtiene en el minuto 65, reduciendo de 2.43 a 2.26 nm, es decir, 0.17 nm. En lo que respecta a la longitud central, la máxima perturbación obtenida es de 0.35 nm, generada 45 minutos después de iniciar la medición.

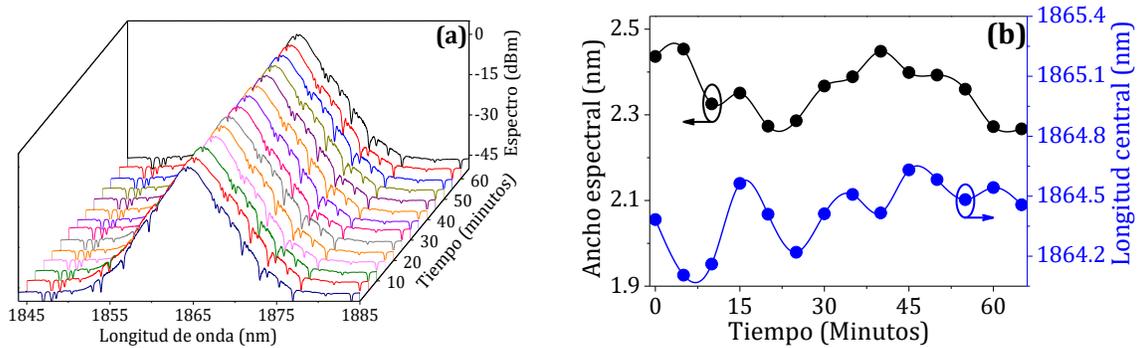


Figura 5.14. Estabilidad del pulso ML durante un tiempo de 65 minutos. (a) Analizando el espectro óptico, (b) Fluctuaciones del ancho de banda medido a -3 dB y variaciones del corrimiento de la longitud de onda central.

El estudio de la potencia promedio durante este mismo intervalo de tiempo y bajo las mismas circunstancias es descrito en la figura 5.15, donde se observa un ligero decaimiento de la potencia promedio conforme aumenta el tiempo, oscilando de 40.9 a 38.7 mW. Con el análisis espectral junto con la potencia promedio en función del tiempo, es posible concluir que las variaciones observadas son mínimas y no generan alteraciones significativas, lo que demuestra una operación ML estable.

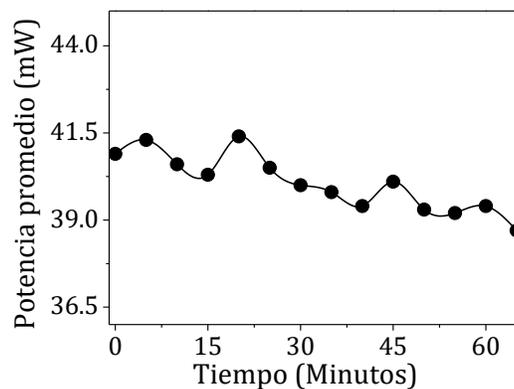


Figura 5.15. Variación de la potencia promedio de salida analizada durante un tiempo de 65 minutos.

Una característica destacable de la emisión pulsada es la capacidad de ser sintonizable al modificar la frecuencia acústica. Esta propiedad es ilustrada en la figura 5.16, donde se aprecia claramente la relación inversa que existe entre la frecuencia acústica y la longitud de onda, es decir, a mayor frecuencia acústica le corresponde una menor longitud de onda y viceversa. La frecuencia acústica es variada de 104.238 a 82.206 kHz, que es asociada a un intervalo de sintonización en longitud de onda de 1824.77 a 1905.16 nm, respectivamente, dando un rango total de sintonización de 80.39 nm. De igual forma que en la operación en CW, la potencia de bombeo fue ajustada en cada emisión para mantener el espectro de potencia a 0 dBm.

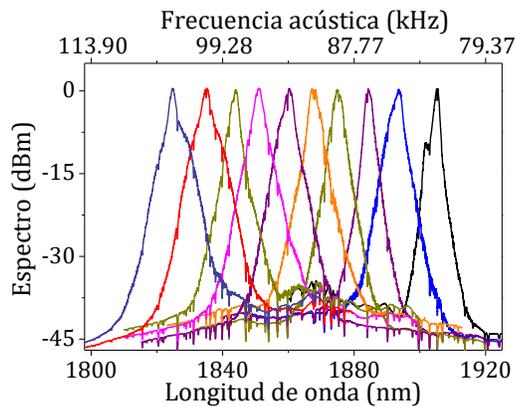


Figura 5.16. Operación ML sintonizable: espectros a diferentes frecuencias acústicas.

Debido a la dispersión de la cavidad diferentes longitudes de onda viajan a distintas velocidades, provocando un cambio en la frecuencia de repetición. La relación entre la frecuencia fundamental de repetición ($f_{rep}=1 / T$) en función de la frecuencia de la onda acústica y la longitud de onda del láser se presentan en la figura 5.17. La f_a es ajustada en un intervalo de 82.206 a 104.268 kHz, el cual proporciona un rango de emisión láser estable, esta modificación da lugar a una frecuencia de repetición fundamental que oscila de 784.696 a 785.181 kHz.

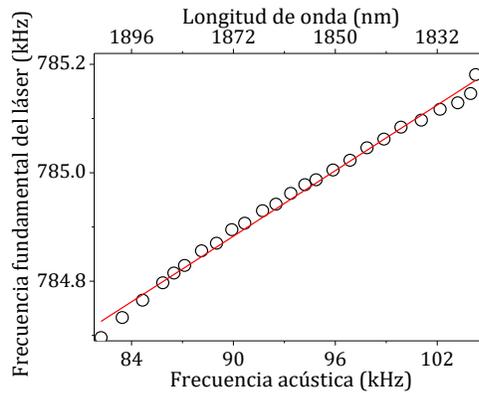


Figura 5.17. Dependencia de la frecuencia fundamental del láser en función de la frecuencia acústica y la longitud de onda.

Con estos datos experimentales es posible estimar la dispersión total de la cavidad láser en -18.3 ps^2 . Este cálculo es realizado utilizando la expresión 5.3, donde la relación entre el periodo del pulso (ΔT) y la longitud de onda ($\Delta \lambda$) adquiere un valor de 9.95 ps/nm (resultados de la figura 5.17), λ es la longitud de onda central del pulso más estable, esto es, 1864.45 nm y c la velocidad de la luz ($300 \times 10^3 \text{ nm/ps}$).

$$\beta_2 = \frac{\Delta T}{\Delta \lambda} \times \frac{\lambda^2}{2\pi c} \quad (5.3)$$

Dado que la longitud total de la cavidad es de 264 m , la dispersión cromática promedio de la cavidad (D) se determina a través de la ecuación 5.4, en 37.7 ps/nm-km . Esta dispersión se atribuye principalmente a la larga línea de retardo de la fibra SM-2000 utilizada en nuestra configuración experimental.

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (5.4)$$

Con estos resultados se finaliza la caracterización de la emisión pulsada basada en la implementación de un filtro acusto-óptico que incluye una fibra óptica estrechada. El FAO demuestra ser un dispositivo eficiente para soportar la generación de pulsos ML que se encuentran en la banda espectral cercana a $2 \mu\text{m}$. Los datos experimentales permiten estimar con precisión los valores de la dispersión total (β_2) y cromática (D). Entre las ventajas de este diseño experimental sobresale su capacidad de ser sintonizable al variar la frecuencia acústica

y la facilidad de conmutar del régimen de emisión de CW al pulsado tipo ML con tan solo aumentar la potencia de bombeo y ajustar ligeramente los controladores de polarización.

5.6 Conclusiones

En este capítulo se ha presentado el desarrollo experimental de un láser de fibra óptica optimizado para la región espectral de 2 μm . La cavidad láser tiene una configuración realizada en su totalidad con fibra óptica y se basa en la inclusión de un filtro acusto-óptico que utiliza como medio de interacción una fibra óptica estrechada a 80 μm de diámetro. Entre las características sobresalientes del FAO, destaca su amplio ancho de banda con un rango de sintonización superior a los 100 nm y bajas pérdidas de inserción. Cuando el FAO es colocado dentro de una larga cavidad láser, permite la operación en el régimen de CW y la emisión pulsada, logrando un intervalo de sintonización espectral de 105.53 y 80.39 nm para CW y pulsos ML, respectivamente. Los pulsos ópticos producidos tienen duraciones temporales de aproximadamente 2.1 ps con un ancho de banda de 2.43 nm medido a mitad de altura. Estos resultados podrían ser considerados como la primera demostración de un FAO basado en una fibra óptica estrechada que cumple los requisitos de una operación láser sintonizable con un amplio ancho de banda. Entre otras propiedades destacables se encuentra la facilidad de conmutar del régimen de CW al pulsado a través del aumento controlado de la potencia de bombeo. Estas cualidades posicionan al FAO como un elemento apto para el desarrollo de dispositivos y cavidades en la región espectral de dos micras.

5.7 Referencias

1. I. Jovanovic, C. A. Ebberts, C. P. J. Barty, "Hybrid chirped-pulse amplification," *Opt. Lett.* **27**(18), 1622–1624 (2002).
2. U. Shama, C. S. Kim, J. U. Kang, "Highly stable tunable dual-wavelength Q-switched fiber laser for DIAL applications," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **16**(5), 1277–1279 (2004).
3. A. Killi, J. Dörring, U. Morgner, M. J. Lederer, J. Frei, and D. Kopf, "High speed electro-optical cavity dumping of mode-locked laser oscillators," *Opt. Express* **13**(6), 1916–1922 (2005).
4. R. Evans, S. Camacho-López, F. G. Pérez-Gutiérrez, G. Aguilar, "Pump-probe imaging of nanosecond laser-induced bubbles in agar gel," *Opt. Express* **16**(10), 7481–7492 (2008).
5. M. Yan, W. Li, Q. Hao, Y. Li, K. Yang, H. Zhou, H. Zeng, "High-power nanosecond ytterbium-doped fiber laser passively synchronized with a femtosecond Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **34**(21), 3331–3333 (2009).
6. B. Liu, M. Hu, X. Fang, Y. Wu, Y. Song, L. Chai, C. Wang, A. Zheltikov, "High-power wavelength-tunable photonic-crystal-fiber-based oscillator-amplifier-frequency-shifter femtosecond laser system and its applications for material microprocessing," *Laser Phys. Lett.* **6**(1), 44–48 (2009).
7. Y. Zaouter, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Morin, C. Hönniger, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, "Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers," *Opt. Lett.* **37**(9), 1460–1462 (2012).
8. G. Sobon, P. Kaczmarek, A. Gluszek, J. Sotor, K. M. Abramski, "μJ-level, kHz-repetition rate femtosecond fiber-CPA system at 1555 nm," *Opt. Commun.* **347**, 8–12 (2015).
9. Z. Zhao, Y. Kobayashi, "Ytterbium fiber-based, 270 fs, 100 W chirped pulse amplification laser system with 1 MHz repetition rate," *Appl. Phys. Express* **9**(1), 012701 (2016).
10. S. Han, H. Jang, S. Kim, Y. J. Kim, S. W. Kim, "MW peak power Er/Yb-doped fiber femtosecond laser amplifier at 1.5 μm center wavelength," *Laser Phys. Lett.* **14**(8), 080002 (2017).
11. S. Kobtsev, S. Kukarin, Yu. Fedotov. "Ultra-low repetition rate mode-locked fiber laser with highenergy pulses," *Opt. Express* **16**(26), 21936–21941 (2008).
12. X. Li, X. Liu, X. Hu, L. Wang, H. Lu, Y. Wang, W. Zhao, "Long-cavity passively mode-locked fiber ring laser with high-energy rectangular-shape pulses in anomalous dispersion regime," *Opt. Lett.* **35**(19), 3249–3251 (2010).
13. J. Chen, D. F. Jia, Y. C. Wu, C. L. Wang, Z. Y. Wang, T. X. Yang, "Passively mode-locked fiber laser with a sub-megahertz repetition rate," *Chin. Phys. Lett.* **28**(11), 114203 (2011).
14. B. N. Nyushkov, A. V. Ivanenko, S. M. Kobtsev, S. K. Turitsyn, C. Mou, L. Zhang, V. I. Denisov, y V. S. Pivtsov, "Gamma-shaped long-cavity normal-dispersion mode-locked Er-fiber laser for sub-nanosecond highenergy pulsed generation," *Laser Phys. Lett.* **9**(1), 59–67 (2012).

15. S. Boivinet, J.-B. Lecourt, Y. Hernandez, A. Fotiadi, M. Wuilpart, P. Mégret, "All-fiber 1- μ m PM mode-lock laser delivering picosecond pulses at Sub-MHz repetition rate," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **26**(22), 2256-2259 (2014).
16. Z. Mingfei, S. Haiyue, L. Tongling, H. Kun, "Ultra-low repetition rate gain-switched thulium-doped fibre laser at 2 μ m," *Quantum Electron.* **47**(10), 877-881 (2017).
17. S. M. Ou, G. Y. Liu, L. Guo, Z. G. Zhang, Q. M. Zhang, "870 fs, 448 kHz pulses from an all-polarization-maintaining Yb-doped fiber laser with a nonlinear amplifying loop mirror," *Appl. Opt.* **57**(18), 5068-5071 (2018).
18. D. Jia, Y. Jin, X. Sun, Z. Li, Z., C. Ge, y Z. Wang, "Self-starting dual mode-locking Er-doped fiber laser with low repetition rate," *Asia Communications and Photonics Conference (ACP), IEEE* (2018).
19. B. N. Nyushkov, V. I. Denisov, S. M. Kobtsev, V. S. Pivtsov, N. A. Kolyada, A. V. Ivanenko, S. K. Turitsyn, "Generation of 1.7-uJ pulses at 1.55 μ m by a self-mode-locked all-fiber laser with a kilometers-long linear-ring cavity," *Laser Phys. Lett.* **7**(9), 661-665 (2010).
20. S. M. Kobtsev, S. V. Kukarin, S. V. Smirnov, Y. S. Fedotov, "High-energy mode-locked all-fiber laser with ultralong resonator," *Laser Phys.* **20**(2), 351-356 (2010).
21. X. Tian, M. Tang, P. P. Shum, Y. Gong, C. Lin, S. Fu, T. Zhang, "High-energy laser pulse with a submegahertz repetition rate from a passively mode-locked fiber laser," *Opt. Lett.* **34**(9), 1432-1434 (2009).
22. X. L. Tian, M. Tang, X. P. Cheng, P. P. Shum, Y. D. Gong, C. Lin, "High-energy wave-breaking-free pulse from all-fiber mode-locked laser system," *Opt. Express* **17**(9), 7222-7227 (2009)
23. M. Zhang, L. L. Chen, C. Zhou, Y. Cai, L. Ren, Z. G. Zhang, "Mode-locked ytterbium-doped linear-cavity fiber laser operated at low repetition rate," *Laser Phys. Lett.* **6**(9), 657-660 (2009).
24. E. J. R. Kelleher, J. C. Travers, E. P. Ippen, Z. Sun, A. C. Ferrari, S. V. Popov, J. R. Taylor, "Generation and direct measurement of giant chirp in a passively mode-locked laser," *Opt. Lett.* **34**(22), 3526-3528 (2009).
25. Y. Senoo, N. Nishizawa, Y. Sakakibara, K. Sumimura, E. Itoga, H. Kataura, K. Itoh, "Ultralow-repetition-rate, high-energy, polarization-maintaining, Er-doped, ultrashort-pulse fiber laser using single-wall-carbon-nanotube saturable absorber," *Opt. Express* **18**(20), 20673-20680(2010).
26. F. Ai, Z. Cao, X. Zhang, C. Zhang, B. Zhang, B. Yu, "Passively mode-locked fiber laser with kilohertz magnitude repetition rate and tunable pulse width," *Opt. Laser Technol.*, **43**(3), 501-505(2011).
27. K. J. Lee, D. I. Yeom, B. Y. Kim, "Narrowband, polarization insensitive all-fiber acousto-optic tunable bandpass filter," *Opt. Express* **15**(6), 2987-2992 (2007).
28. C. Cuadrado-Laborde, M. Bello-Jiménez, A. Díez, J. L. Cruz, y M. V. Andrés, "Long-cavity all-fiber ring laser actively mode locked with an in-fiber bandpass acousto-optic modulator," *Opt. Lett.* **39**(1), 68-71 (2014).
29. G. Ramírez-Meléndez, M. Bello-Jiménez, O. Pottiez, M. V. Andrés, "Improved all-fiber acousto-optic tunable bandpass filter," *IEEE Photonics Tech. L.* **29**(12), 1015-1018(2017).

30. L. Huang, W. Zhang, Y. Li, H. Han, X. Li, P. Chang, F. Gao, G. Zhang, L. Gao, T. Zhu, "Acousto-optic tunable bandpass filter based on acoustic-flexural-wave-induced fiber birefringence," *Opt. Lett.* **43**(21), 5431-5434 (2018).
31. M. Bello Jiménez, E. Hernández Escobar, A. Camarillo Avilés, O. Pottiez, A. Díez, M. V. Andrés, "Actively mode-locked all-fiber laser by 5 MHz transmittance modulation of an acousto-optic tunable bandpass filter," *Laser Phys. Lett.* **15**(8), 085113 (2018).
32. E. Hernández-Escobar, M. Bello-Jiménez, R. López-Estopier, A. Camarillo-Avilés, O. Pottiez, M. A. García-Ramírez, M. Durán-Sánchez, M. V. Andrés, "Q-switching and mode locking pulse generation from an all-fiber ring laser by intermodal acousto-optic bandpass modulation," *Laser Phys.* **29**(1), 015101(2018).
33. M. V. Hernández Arriaga, Análisis experimental de acopladores bicónicos de fibra óptica como sensores de índice de refracción, tesis doctoral en ciencias aplicadas, Universidad Autónoma de San Luis Potosí, pp. 39 (2016).
34. G. Ramírez-Meléndez, M. Bello-Jiménez, C. Cuadrado-Laborde, A. Díez, J. Cruz, A. Rodríguez-Cobos, R. Balderas-Navarro, M. V. Andrés, "Acousto-optic Interaction in Biconical Tapered Fibers: Shaping of the Stopbands," *Opt. Eng.* **55**(3), 036105(2016).
35. B. Posada-Ramírez, M. Durán-Sánchez, R. I. Álvarez-Tamayo, B. Ibarra-Escamilla, E. Bravo-Huerta, y E. A. Kuzin, "Study of a Hi-Bi FOLM for tunable and dual-wavelength operation of a thulium-doped fiber laser," *Opt. Express* **25**(3), 2560-2568 (2017).
36. Q. Wang, T. Chen, B. Zhang, A. P. Heberle, y K. P. Chen, "All-fiber passively mode-locked thulium-doped fiber ring oscillator operated at solitary and noiselike modes," *Opt. Lett.* **36**(19), 3750-3752 (2011).

CAPÍTULO 6

ELIMINACIÓN DE PEDESTAL Y EMISIÓN DE PULSOS DE RUIDO EN UN LÁSER PASIVO DE FIBRA ÓPTICA DE FIGURA OCHO

Este capítulo se enfoca específicamente en el láser de figura ocho (F8L), el cual ha sobresalido por su capacidad de emitir pulsos cortos de luz altamente estables. En ese capítulo se investiga el funcionamiento del F8L mediante algunas simulaciones numéricas; en base al comportamiento observado se propone una configuración experimental dependiente de la polarización que tiene como objetivo discriminar las contribuciones de baja intensidad que degradan su operación pulsada. El mejor resultado exhibe un pulso óptico que espectralmente carece de la presencia de ondas dispersivas o picos asociados a la emisión espontánea amplificada, con una duración temporal de 1.39 ps y un ancho de banda 1.83 nm.

6.1 Introducción

Los láseres que emplean la técnica de mode locking (ML) son capaces de producir pulsos ópticos de luz con duraciones temporales del orden de picosegundos o femtosegundos, haciéndolos ideales para aplicaciones en el área de la fotónica. Actualmente, diversas configuraciones de láseres ML se han reportado con la finalidad de desarrollar esquemas sencillos y flexibles [1-6]. Dentro de este marco, el láser de fibra óptica de figura ocho (F8L, Figure eight fiber laser) se ha convertido en uno de los diseños experimentales más prometedores para investigar la dinámica y la generación de pulsos ultracortos gracias a que presenta una estructura robusta y estable. El primer F8L tiene su origen en el año de 1990, implementado por primera vez por el Dr. I. N. Duling III en el Laboratorio de Investigación Naval de Washington [7], basándose en estudios realizados por Doran y David Wood [8], quienes reportaron el primer espejo de lazo óptico no lineal (NOLM, Nonlinear optical loop mirror) de fibra óptica, el cual es el fundamento de la operación del láser de figura ocho. El F8L consistía de dos lazos de fibra óptica unidos por un acoplador, uno de los lazos actuaba como absorbedor saturable, mientras que el otro fungía como medio de retroalimentación (cavidad de resonancia); debido a que esquemáticamente se asemejaba a un número ocho

colocado de forma horizontal, se le dio el nombre de láser de figura 8. Esta configuración producía pulsos con una duración temporal de 2 ps y una energía asociada a la de un solitón.

Actualmente este tipo de cavidades ofrece la posibilidad de obtener operaciones láser en diferentes regímenes de emisión tales como: solitones [7,9], solitones disipativos [10], resonancia disipativa [11-15], múltiples de solitones [16,17] y pulsos de ruido (NLP) [18-22]. Típicamente estos láseres siguen el mismo principio de la estructura propuesta por el Dr. Duling, utilizando uno de los lazos del F8L como medio de retroalimentación y el otro lazo como un NOLM. Si en el lazo del NOLM se coloca el medio de ganancia, entonces este lazo es referido como espejo de lazo amplificador no lineal (NALM, Nonlinear amplifier loop mirror) [23]. En la mayoría de los casos, el NOLM se encuentra conformado por un acoplador asimétrico, donde dos haces de luz viajan en direcciones opuestas con diferentes potencias. Este desbalance en la potencia provoca una diferencia de fase no lineal que conduce a una transmisión dependiente de la intensidad, la cual produce un efecto de absorbedor saturable que permite realizar el ML. En el caso de utilizar un acoplador simétrico, se obtendrá un comportamiento similar al de un espejo, con una reflexión del 100% y una transmisión nula independientemente de la potencia, sin embargo, es necesario generar algún tipo de asimetría para obtener un efecto de absorbedor saturable, que puede ser producida al incluir un retardador de un cuarto de onda (QWR, Quarter wave retarder) para romper el equilibrio de la polarización [24]. Investigaciones previas han demostrado que el uso de un NOLM compuesto de un acoplador 50/50, fibra altamente torcida y un QWR es favorable para la emisión de pulsos cortos que emplean la técnica ML [25-28]. No obstante, un factor perjudicial que generalmente no es discutido en las publicaciones o trabajos previos, es la manifestación de componentes de onda continua (CW, Continuous wave) que aparecen en los pulsos de salida del F8L, degradando su calidad y limitando su energía. Espectralmente estas contribuciones se ven reflejadas como picos intensos de luz, los cuales corresponden a una emisión en CW, que no permiten estimar con exactitud el ancho de banda del pulso, algunos ejemplos son las bandas de Kelly o las aportaciones resultantes de la emisión espontánea amplificada (ASE, Amplified spontaneous emission), afectando principalmente la estabilidad del pulso [26,29].

El objetivo de este capítulo se centra en la generación de pulsos ópticos de alta calidad a través de un F8L que utiliza un NOLM con una salida dependiente de la polarización. La finalidad de este arreglo experimental es separar los componentes de polarización que conforman la salida láser (alta y baja intensidad) para lograr eliminar las contribuciones de onda continua, en esta configuración se utiliza un retardador de un cuarto de onda colocado asimétricamente en el NOLM, que permite ajustar la transmisión de una manera más flexible dando lugar a pulsos ópticos sin componentes de baja intensidad.

6.2 Análisis del espejo de lazo óptico no lineal (NOLM) con transmisión dependiente de la polarización

El esquema experimental del láser de figura ocho (F8L) utiliza un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM) constituido por un acoplador simétrico de cuatro puertos (P_n), un carrete con 220 m de fibra monomodo SMF-28e altamente torcida, a una razón de 7 vueltas por metro, y un retardador de un cuarto de onda (QWR). La torsión realizada en el carrete de fibra óptica permite aminorar la birrefringencia residual que perjudica principalmente al estado de polarización. Cuando una fibra óptica es torcida se generan dos efectos: uno consiste en la precesión de los ejes de polarización y el otro es asociado a la inducción de una birrefringencia circular, la cual no altera la elipticidad [30,31], lo que da lugar a una configuración más robusta e insensible a las variaciones del medio ambiente. El QWR es conformado por un pequeño cilindro de 3.8 mm de diámetro en donde la fibra óptica es enrollada dando dos vueltas completas. Este sistema permite inducir una birrefringencia lineal y genera el desfase necesario para convertir luz linealmente polarizada a un estado de polarización circular o viceversa. Es importante mencionar que el QWR tiene la capacidad de ser rotado alrededor de 225° . El esquema experimental del NOLM se ilustra en la figura 6.1. En este esquema el puerto de salida del acoplador P_3 se conecta al carrete de fibra óptica con alta torsión, mientras que el puerto P_4 se fusiona al QWR. Ambos puertos son conectados entre sí formando un lazo al empalmar el QWR y el carrete de fibra óptica.

El QWR se coloca en una posición asimétrica en el lazo, lo que permite romper la asimetría en polarización de los haces de luz que se contrapropagan dentro del mismo. El puerto P_1 del

acoplador es utilizado como puerto de entrada, mientras que el puerto P_2 corresponde a la salida láser. A la salida del NOLM se ha añadido un controlador de polarización (CP) junto con un polarizador de fibra óptica divisor de haz (FPBS, Fiber based polarization beam splitter), con el objetivo de separar los componentes ortogonales y paralelos de polarización, y de esta manera, como se describirá en las siguientes secciones, suprimir los componentes de baja intensidad presentes en la emisión pulsada.

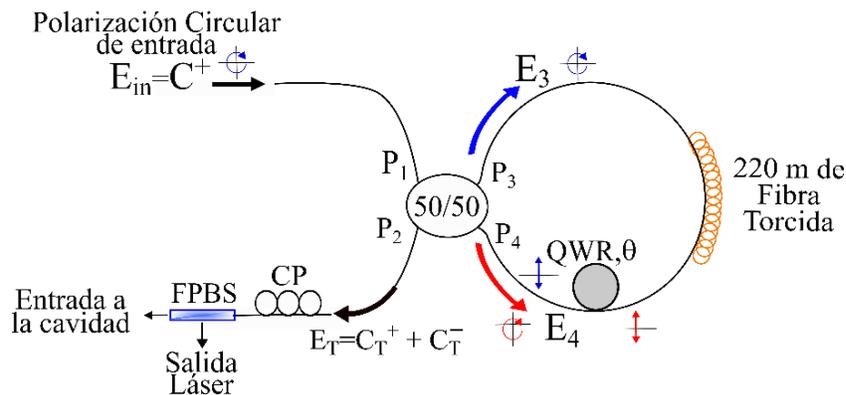


Figura 6.1 Esquema experimental del espejo de lazo óptico no lineal con salida dependiente de la polarización.

El funcionamiento del NOLM se describe a continuación. Un haz de luz con polarización circular derecha (C^+) es introducido por el puerto P_1 de un acoplador simétrico, donde es dividido en dos haces que conservan el mismo estado de polarización de entrada, pero con una amplitud reducida a la mitad. El haz que viaja por el puerto P_3 recorre el lazo de fibra óptica y casi al final de su trayectoria atraviesa el QWR, donde cambia su estado de polarización de circular a lineal, al mismo tiempo, el haz que se propaga por el puerto P_4 realiza un desplazamiento en sentido contrario a las manecillas del reloj, sufriendo el mismo cambio de polarización al inicio de su recorrido. Finalmente, ambos haces se recombinan e interfieren al ingresar nuevamente al acoplador. Dependiendo de la diferencia de fase adquirida, la luz puede ser transmitida o reflejada. En previas investigaciones [24,32] se ha demostrado que el diseño del NOLM con asimetría de polarización conlleva a una transmisión más flexible que puede ser modificada a través de ajustes en el ángulo de rotación (θ) del QWR. La transmisión en el régimen de bajas potencias puede ser variada entre valores de 0 y

0.5, mientras que la transmisión a potencias altas es cercana a uno en cualquier caso [24]. En las siguientes dos secciones de este capítulo, se lleva a cabo el análisis del NOLM para el régimen de altas y bajas potencias, del mismo modo, se justifica el empleo de una salida dependiente de la polarización.

6.2.1 El NOLM como absorbedor saturable en el régimen de bajas potencias

La transmisión del NOLM puede ser estimada a través de la razón entre la potencia de entrada y la potencia de salida. En el régimen de bajas potencias la transmisión del NOLM se encuentra en función del coeficiente de acoplamiento (α) y el ángulo de rotación (θ) de la placa retardadora de un cuarto de onda. La expresión matemática que representa el comportamiento de la transmisión del NOLM se describe a continuación:

$$T = \frac{P_{salida}}{P_{Entrada}} = \frac{1}{2} [2 - 4\alpha(1 - \alpha)(1 + \cos^2(2\theta))] \quad (6.1)$$

En la figura 6.2 se muestra la transmisión del NOLM para el régimen lineal en función del ángulo de rotación, este resultado es una simulación numérica de la ecuación 6.1, donde $\alpha=0.5$ debido a que el NOLM utiliza un acoplador simétrico. La gráfica obtenida describe una transmisión periódica con un valor máximo de 0.5 en transmisión y un mínimo de 0.

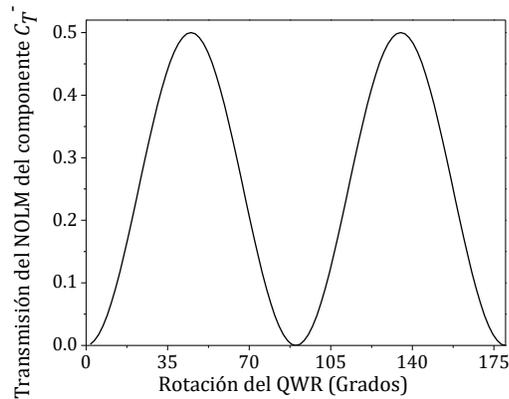


Figura 6.2 Transmisión en el régimen de bajas potencias para un NOLM.

Posteriormente se llevó a cabo este mismo análisis de manera experimental. Para esta medición se introdujo, por el puerto P_1 del acoplador, un haz de luz con una potencia constante (1 mW) a una longitud de onda de 1550 nm, en seguida el QWR es rotado y la transmisión producida es tomada directamente por el puerto de salida P_2 . El QWR es rotado

en intervalos de 5° en un rango de -35° hasta 195° . El registro de datos se exhibe de manera gráfica en la figura 6.3, donde se observa el comportamiento esperado por la ecuación 6.1. De acuerdo a estos resultados, se obtienen tres máximos en -35° , 70° y 195° , con un valor de transmisión de aproximadamente 0.4, dada la limitación del ángulo θ del QWR no es posible medir un rango de rotación más amplio. Dos mínimos son generados en 20° y 140° . Esto conlleva a estimar el periodo de la transmisión en 120° ($2/3\pi$). La razón por la cual la transmisión no alcanza el máximo teórico de 0.5, puede asociarse a ciertos elementos del NOLM cuya operación no es 100% ideal, un ejemplo de ello es el acoplador, que modifica ligeramente la polarización de entrada circular al ser transmitida por los puertos P_3 y P_4 del mismo.

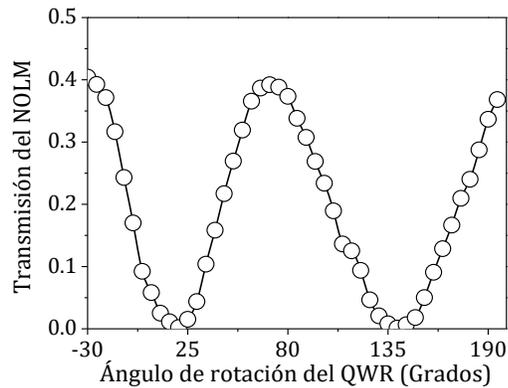


Figura 6.3 Transmisión del NOLM en función del ángulo de rotación de la placa retardadora de un cuarto de onda.

Dado que la implementación del NOLM dentro del F8L se ha hecho con la finalidad de adquirir un comportamiento similar al de un absorbedor saturable, la posición del QWR es un punto crítico, puesto que si éste es orientado de la forma correcta el tren de pulsos ML puede generarse de manera exitosa. La ubicación ideal del ángulo de rotación ocurre cuando la transmisión no lineal del NOLM produce un aumento de transmisión, de tal forma que un pequeño ruido inicial al ser amplificado y reintroducido al NOLM podrá iniciar el proceso de autoencendido en una cavidad láser.

6.2.2 El NOLM como absorbedor saturable en el régimen no lineal

En esta sección se profundiza el estudio del espejo de lazo óptico no lineal en el régimen de altas potencias, con este fin se investiga por separado el comportamiento de los estados de polarización que componen la transmisión del NOLM considerando una polarización de entrada circular derecha (C^+) y un lazo de fibra óptica altamente torcida de 220 m de longitud. Esquemáticamente este análisis se ilustra en la figura 6.1. En este diagrama E_{in} es el campo de entrada que posee una polarización circular derecha (C^+), θ es el ángulo de rotación de QWR, E_3 y E_4 son los campos transmitidos a través de los puertos de salida del acoplador P_3 y P_4 , respectivamente, E_T representa el campo total en la salida del NOLM, constituido por la contribución de dos estados de polarización ortogonales, C_T^+ y C_T^- . Donde C_T^+ simboliza la polarización paralela al haz de luz incidente y C_T^- es la componente de polarización ortogonal a la entrada del NOLM.

En el régimen no lineal la transmisión del NOLM en función de los componentes de polarización se expresa como:

$$|E_T|^2 = \begin{pmatrix} |C_T^+|^2 \\ |C_T^-|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{|E_{in}|^2}{2} \left[1 - 4\alpha(1 - \alpha) \cos^2 \left(\frac{\Delta\phi_{NL}}{2} \right) \right] \\ \frac{|E_{in}|^2}{2} \left[1 - 4\alpha(1 - \alpha) \cos^2 \left(\frac{\Delta\phi_{NL} - 4\theta}{2} \right) \right] \end{pmatrix}, \quad (6.2)$$

Donde $\Delta\phi_{NL}$ es la diferencia de fase no lineal adquirida entre los haces que se propagan a lo largo del NOLM. Los términos restantes conservan la misma notación mencionada previamente. Como se observa, en la ecuación 6.2, el componente transmitido C_T^+ es independiente del ángulo de rotación de la placa retardadora, por lo tanto, en el régimen de baja potencia su comportamiento se mantendrá invariante a los cambios de rotación del QWR. En contraste, el componente C_T^- exhibe una dependencia con el ángulo θ . Asumiendo la situación donde $\Delta\phi_{NL}$ es igual a cero, es decir, el régimen lineal o de baja potencia, el campo de salida C_T^+ tendrá una transmisión nula, mientras que el componente C_T^- puede experimentar una transmisión diferente de cero, que depende del ángulo de rotación del QWR, lo que produce la transmisión oscilante del componente C_T^- mostrada en la figura 6.3. En virtud de este resultado se puede inferir que en la región de bajas potencias el NOLM exhibe una conducta similar al de una placa retardadora de media onda ($\lambda/2$), ya que transmite un campo de polarización ortogonal al campo de entrada. Si la potencia aumenta y

es lo suficientemente alta para producir efectos no lineales, el componente de polarización paralelo a la entrada del NOLM (C_T^+) aparece, experimentando una transmisión que inicia en cero y que incrementa conforme la potencia lo hace independientemente de la posición del QWR. Este análisis se presenta en la figura 6.4(b). Al mismo tiempo, la componente de polarización C_T^- contribuye con una transmisión que está sujeta al ángulo θ . Las figuras 6.4(c) y (d) describen la transmisión no lineal para la componente C_T^- considerando las diferentes posiciones en la rotación del QWR que están representadas por los puntos A-H en la figura 6.4(a). Las simulaciones numéricas de la transmisión del NOLM se realizaron con un parámetro no lineal (γ) igual a 1.62 W/km y un coeficiente no lineal (n_2) de $3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$.

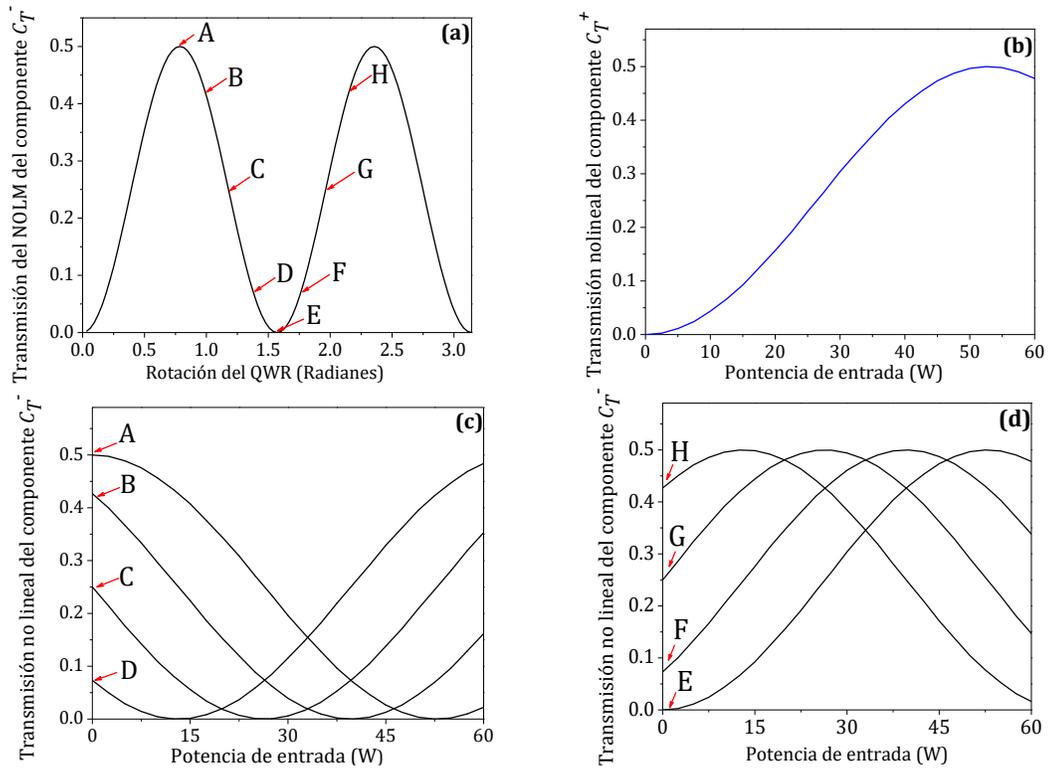


Figura 6.4. Transmisión del NOLM considerando por separado sus dos componentes de polarización. (a) En el régimen de bajas potencias en función del ángulo de rotación del QWR. (b) En el régimen no lineal del componente C_T^+ en función de la potencia de entrada. (c) Transmisión no lineal del componente C_T^- en función de la potencia para los ángulos A–D del QWR. (d) Transmisión no lineal de la componente C_T^- para los ángulos E–H del QWR. Para estas simulaciones, fue considerada una polarización de entrada circular derecha C_T^+ , una longitud de 220 m del NOLM y una razón de acoplamiento $\alpha=0.5$.

Al ajustar el QWR y posicionarse en el punto A, se producirá una transmisión no lineal que comienza en 0.5 y que decae gradualmente hasta llegar a un mínimo de cero al incrementar la potencia. Un comportamiento similar se obtiene al ubicar el ángulo de rotación en la pendiente negativa (puntos B-C) de la transmisión a bajas potencias, ver figura 6.4(a). Si se coloca el QWR justo en el valor mínimo, la transmisión no lineal del componente $C_{\bar{\tau}}$ parte desde cero hasta un máximo de 0.5, posteriormente se observa un decremento en la transmisión. Para las posiciones del ángulo de rotación que se encuentran en la pendiente positiva, ver los puntos F-H en la figura 6.4(a), la transmisión no lineal crece conforme la potencia lo hace. En este contexto, el punto F es de gran interés puesto que exhibe una pequeña transmisión diferente de cero para bajas potencias, permitiendo que la transmisión de un pequeño ruido inicial pueda ser amplificada y de esta forma iniciar el laseo. La transmisión no lineal para este punto de operación es similar a la de un absorbedor saturable.

A partir de estos resultados se puede observar que la transmisión no lineal del componente paralelo C_{τ^+} puede ser útil para generar pulsos libres de componentes de baja intensidad como onda continua o pedestal, puesto que su transmisión siempre inicia en cero, mientras que el componente ortogonal a la entrada $C_{\bar{\tau}}$, con una transmisión que depende del ángulo QWR, podría ser útil para ajustar la transmisión no lineal e iniciar una operación ML [27] en la cavidad.

Con el objetivo de aprovechar las propiedades de la transmisión del NOLM, se ha decidido separar cada uno de los componentes de polarización para orientarlos en diferentes direcciones, tal como se muestra en la figura 6.5. A la salida del NOLM se conecta un controlador de polarización (CP) seguido de un polarizador divisor de haz de fibra óptica (FPBS). El CP se ajusta inicialmente en el régimen de bajas potencias, con el fin de proveer la máxima transmisión a través del FPBS, de esta forma el componente de baja intensidad $C_{\bar{\tau}}$ será ingresado a la cavidad para iniciar el proceso de amarre de modos. Al mismo tiempo la componente C_{τ^+} paralela a la entrada del NOLM tendrá una transmisión mínima y será monitoreada como la salida láser.

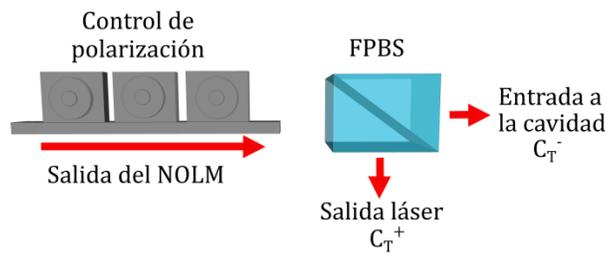


Figura 6.5 Salida del espejo de lazo óptico no lineal dependiente de la polarización.

6.3 Montaje experimental del F8L con salida dependiente de la polarización

El diseño de la configuración del láser de figura ocho se presenta de manera esquemática en la figura 6.6. El F8L se encuentra conformado por dos lazos de fibra óptica unidos por medio de un acoplador simétrico (50/50) de cuatro puertos. El lazo del lado derecho es constituido por NOLM con una salida dependiente de la polarización, su análisis ha sido estudiado en la sección anterior. En este arreglo experimental la salida láser es adquirida por uno de los puertos de salida del FPBS. El puerto restante es unido al lazo de retroalimentación por medio de un multiplexor por división en longitud de onda (WDM, Wavelength division multiplexing), cuya función consiste en introducir el bombeo a través de un diodo láser que emite a una longitud de onda de 975 nm a una fibra dopada con Erbium (EDF, Erbium doped fiber) de un metro de longitud. La máxima potencia de bombeo permitida corresponde a un valor de 300 mW. Posteriormente es añadido un aislador y seguido a él se ha colocado un polarizador lineal (PL) entre dos controladores de polarización CP1 y CP2. El CP1 es ajustado para proveer la máxima transmisión de la luz a través del PL, mientras que el CP2 es usado para introducir una polarización circular derecha a la entrada del NOLM. El aislador tiene la función de forzar la operación unidireccional y prevenir la amplificación de reflexiones provenientes del NOLM. De este modo, el lazo del lado izquierdo del F8L se encargará de amplificar y retroalimentar la salida del NOLM.

Con el objetivo de corroborar nuestra propuesta de separar los componentes de baja y alta intensidad a la salida del NOLM y propiciar la supresión de componentes de baja intensidad, se realizan dos adquisiciones de los pulsos en el F8L, una salida láser se obtiene utilizando el par CP3+FPBS (salida libre de pedestal), la otra es obtenida cuando este par de elementos se sustituye por un acoplador simétrico, esta medición será referida como salida

de monitoreo. Por consiguiente, será posible comparar la emisión generada en ausencia y presencia del efecto obtenido por el FPBS, demostrando la capacidad del F8L para producir pulsos ópticos de alta calidad.

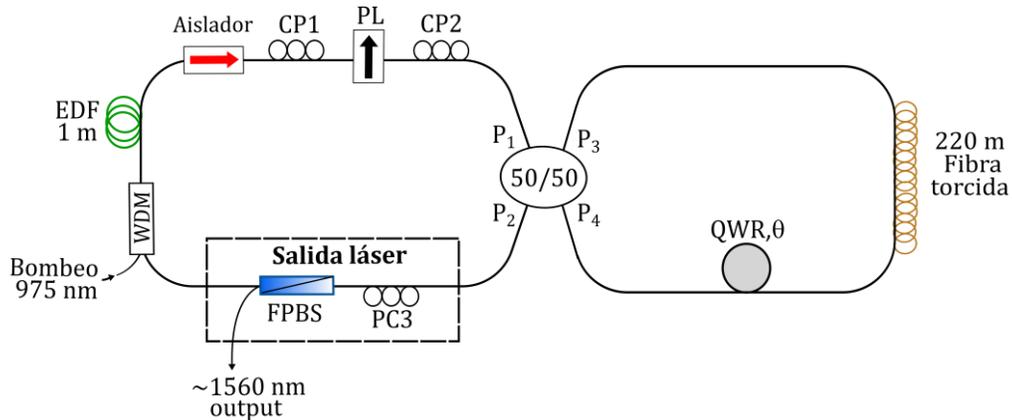


Figura 6.6. Configuración experimental del láser de fibra de figura ocho.

6.3.1 Funcionamiento del F8L

A través de un diodo láser se introduce una potencia de bombeo de 975 nm a la fibra amplificadora, esta emisión excita los fotones de la EDF generando una señal de ruido como consecuencia de la emisión espontánea, dicha señal es amplificada y retroalimentada a la cavidad. La luz liberada por el medio de ganancia, que no preserva ningún estado de polarización, es dirigida a un aislador de fibra óptica junto con un controlador de polarización (CP1), el cual se ajusta para tener la mayor transmisión de la luz a través del polarizador lineal (PL). En seguida, el PL transmite la señal a un nuevo controlador de polarización (CP2) donde la luz sufre un cambio de estado de polarización de lineal a circular derecha; con estas mismas propiedades la luz es introducida al acoplador simétrico, donde es dividida en dos haces de la misma amplitud con el mismo estado de polarización, conservando estas propiedades ambos haces se contrapropagarán en el lazo del NOLM. El haz que viaja inicialmente por el puerto P_3 cambia su estado de polarización al final de su trayectoria, de circular a lineal, y simultáneamente, el haz que se propaga por el puerto P_4 realiza un cambio de polarización al inicio de su trayectoria, posteriormente recorre el lazo del NOLM en dirección opuesta. Ambos haces son recombinados e ingresan nuevamente al acoplador, dependiendo de su diferencia de fase no lineal pueden ser transmitidos o reflejados. Los haces transmitidos por

el NOLM pasan por un tercer controlador de polarización (CP3) seguido de un FPBS. El FPBS separa los dos componentes de polarización que conforman la salida del NOLM, de tal forma que el componente de baja intensidad, con polarización ortogonal a la entrada del NOLM, será transmitido a la cavidad, donde será amplificado y reintroducido al NOLM, mientras que el componente con polarización paralelo a la entrada es utilizado para obtener la salida láser. Este requisito se obtiene al ajustar adecuadamente el CP3, de tal modo que los componentes de baja intensidad sean transmitidos a la cavidad y al mismo tiempo provean la mínima cantidad de luz en el puerto de salida láser.

Puesto que el NOLM funciona como un absorbedor saturable, cada que un ruido inicial sea ingresado a la cavidad y realice una vuelta completa por la misma, experimentará una reducción en sus extremos, debido a la dependencia de intensidad, por lo tanto, el ruido se irá estrechando hasta lograr la formación de un pulso óptico ultracorto.

6.4 Resultados experimentales

Inicialmente el QWR es colocado en la región de la pendiente positiva de la transmisión del NOLM en el régimen de bajas potencias, esto es, alrededor del punto F de la figura 6.4(a), posteriormente se prosigue con la alineación del controlador de polarización, que se encuentra a la salida del NOLM. Después, se aplica una pequeña perturbación sobre el carrete de fibra óptica y se rota el QWR dentro del intervalo seleccionado, estas acciones combinadas con la potencia de bombeo adecuada, hacen posible la operación pulsada en el régimen de ML.

6.4.1 Emisión de solitones a través de la técnica mode locking pasiva

Cuando la transmisión a bajas potencias del NOLM toma el valor de 0.05 y la potencia de bombeo es de aproximadamente 70 mW, la emisión láser pulsada se genera de manera automática (autoencendido) como un tren de múltiples pulsos, si la potencia de bombeo disminuye gradualmente, el número de pulsos decrece hasta obtener la emisión de uno sólo a una potencia de bombeo de 12.5 mW. Esta operación puede mantenerse estable aumentando la potencia de bombeo hasta 18 mW. El pulso obtenido es analizado a través de un detector cuya respuesta es observada mediante un osciloscopio que permite visualizar el

tren de pulsos, este resultado se expone en la figura 6.7. El periodo de repetición es de 1.25 μs , por ende, se tiene una frecuencia fundamental de repetición de 0.8 MHz.

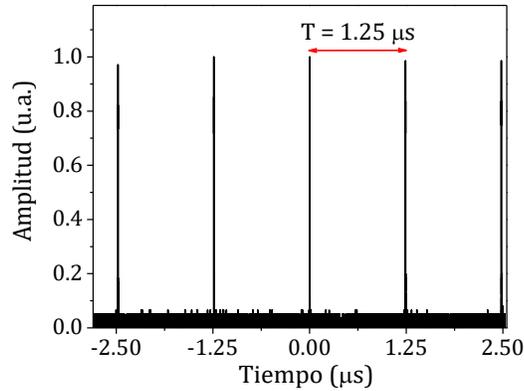


Figura 6.7. Tren de pulsos ML generados con una potencia de bombeo de 18 mW.

Asumiendo un índice refracción efectivo (n_{eff}) de 1.4463 y haciendo uso de la ecuación 6.3, donde f_{rep} es la frecuencia de repetición y c la velocidad de la luz (3×10^8 m/s), la longitud de la cavidad ($L_{cavidad}$) se estima en 259.28 m

$$L_{cavidad} = \frac{c}{f_{rep} n_{eff}}. \quad (6.3)$$

Cuando la salida láser es adquirida directamente por un acoplador convencional, se obtiene el espectro óptico ilustrado en la figura 6.8(a), el cual se encuentra centrado a una longitud de onda de 1560.68 nm y tiene un ancho espectral de 2.01 nm. Como es notable en el espectro sobresalen algunos picos laterales simétricos, conocidos como bandas de Kelly [33], que deben su origen a la interferencia constructiva entre ondas dispersivas producidas por factores que provocan perturbaciones periódicas dentro de la cavidad. Un claro ejemplo de estas perturbaciones se debe al uso de distintas fibras ópticas dentro de la misma cavidad, causando que al término de cada ciclo por la cavidad, una fracción de la energía del pulso evolucione de forma diferente y sea remitida como una propagación de ondas dispersivas [34]. La presencia de este tipo de bandas permite confirmar que el F8L opera en el régimen de solitones. Cuando el acoplador es sustituido por el par CP3+FPBS, se genera el espectro óptico que se muestra en la figura 6.8(b). El espectro está centrado a la longitud de onda de 1559.7 nm, con un ancho de banda medido a mitad de altura de 1.83 nm y una potencia

promedio de 2 μ W. La potencia de bombeo utilizada en ambas mediciones es de 15.5 mW. Comparando ambos resultados, se aprecia que la salida láser que utiliza el FPBS concede la supresión de picos de alta intensidad asociados al régimen de CW, dando lugar a un espectro suave y sin emisiones de baja intensidad.

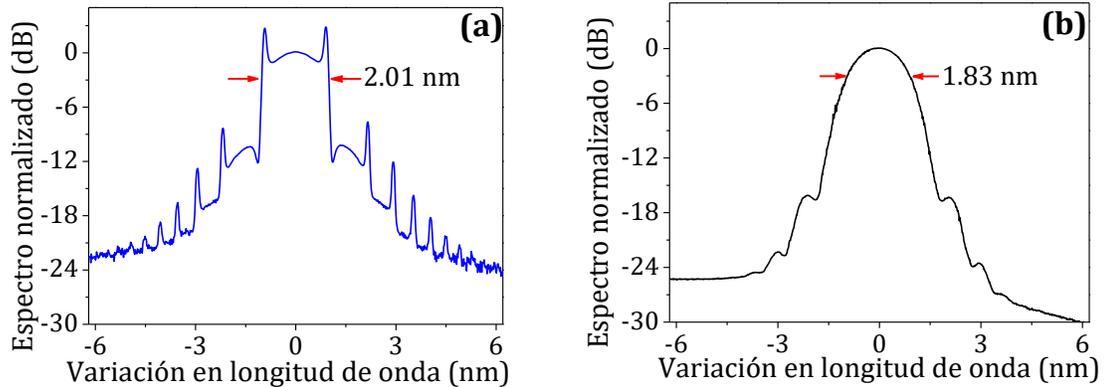


Figura 6.8. Espectro óptico del pulso ML adquirido utilizando como elemento de salida (a) un acoplador simétrico de fibra óptica, (b) un controlador de polarización y un polarizador de fibra óptica divisor de haz.

Las respectivas trazas de la función de autocorrelación asociadas a estos espectros se presentan en la figura 6.9. A partir de estas gráficas es posible medir la duración temporal del pulso (T_{FWHM}) en función del ancho a mitad de altura de la traza de autocorrelación (T_{ac}), a través de la relación $T_{FWHM}=0.648 T_{ac}$. Para el pulso ML formado en la salida de monitoreo, se estima un T_{ac} de 2.01 ps y por tanto un T_{FWHM} de 1.30 ps. Este valor junto con el ancho de banda espectral, conducen a evaluar un producto-tiempo ancho de banda (TBP, Time bandwidth product) en 0.322. Paralelamente, el pulso óptico que utiliza a la salida el par CP3+FPBS se muestra en la figura 6.9(b) exhibiendo un T_{ac} de 2.14 ps y en consecuencia un T_{FWHM} de 1.39 ps, por consiguiente, el TBP es calculado en 0.313. Si se comparan ambas mediciones, se contempla un ensanchamiento en la duración temporal cuando los componentes de baja intensidad son eliminados a través de pequeños ajustes de polarización, lo que conlleva a obtener una aproximación más cercana al valor ideal de la transformada límite de un pulso con perfil de $sech^2(x)$.

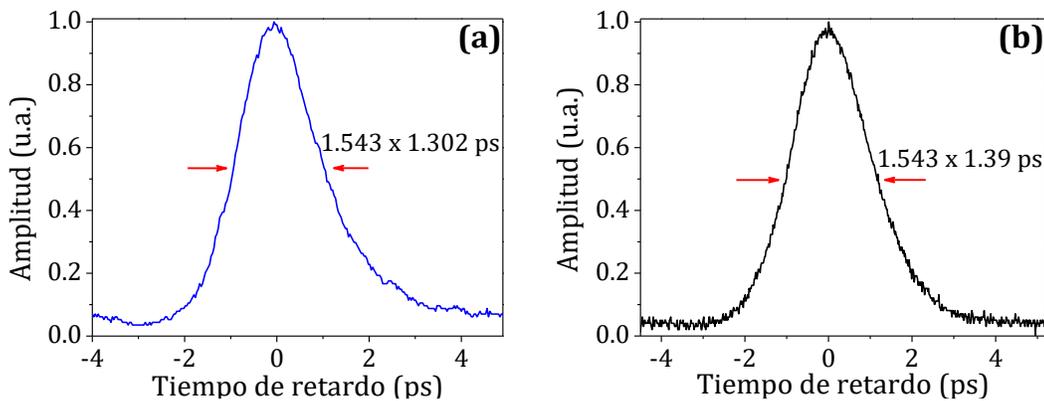


Figura 6.9 Trazas de autocorrelación correspondientes a pulsos ML de un F8L, utilizando en la salida láser (a) un acoplador convencional, (b) una salida dependiente de la polarización.

Si la potencia de bombeo se incrementa gradualmente, un conjunto de patrones de múltiples solitones aparece en la cavidad láser. En la figura 6.10 se ejemplifica esta situación mostrando una distribución aleatoria y estable de solitones al utilizar una potencia de bombeo de 285 mW, donde la separación entre cada patrón de solitones permanece constante con un periodo de $1.25 \mu\text{s}$, de esto se desprende que los pulsos se propagan con la misma velocidad al viajar tanto en grupo como en forma individual a una tasa de repetición de 0.8 MHz.

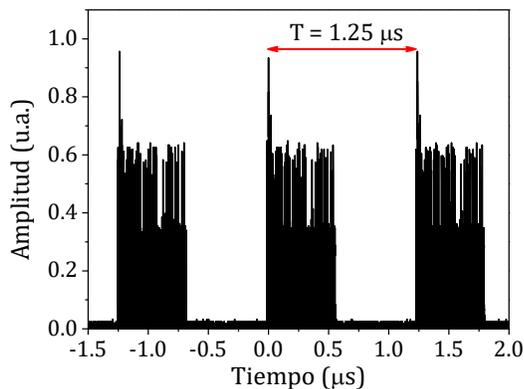


Figura 6.10 Tren de pulsos ML para una distribución aleatoria de múltiples solitones.

El espectro óptico correspondiente a la misma potencia de bombeo se presenta en la figura 6.11. Los pulsos obtenidos por un acoplador como medio de salida, figura 6.11(a), se encuentran centrados a la longitud de onda de 1559.28 nm con un ancho de banda de 2.32 nm , de igual forma que para un único pulso, se observan las bandas de Kelly, pero ahora de

manera más intensa. En contraste, para la salida láser sin pedestal (sustituyendo el acoplador por el par CP3-FPBS), figura 6.11(b), el ancho de banda espectral medido a -3 dB exhibe un valor de 1.71 nm, centrado a una longitud de onda de 1558.83 nm y una potencia promedio de salida de 454 μ W, en comparación con el espectro de monitoreo, este resultado demuestra la eficacia de suprimir los picos laterales asociados a ondas dispersivas.

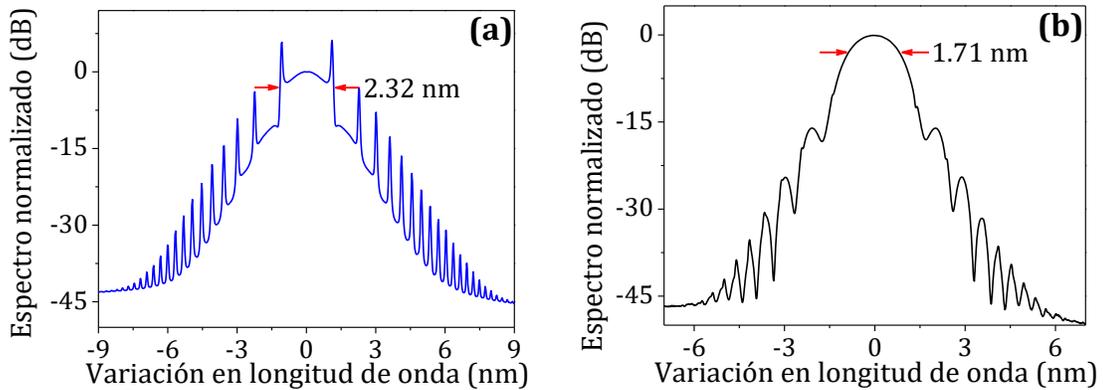


Figura 6.11. Características espectrales para una distribución aleatoria de solitones. (a) Utilizando un acoplador como elemento de salida láser. (b) Empleando una salida dependiente de la polarización.

Para completar la caracterización de esta distribución aleatoria de solitones, la traza de la función de autocorrelación fue analizada para ambos casos. Un pulso con un T_{ac} de aproximadamente 2.06 ps es medido en la salida de monitoreo, mientras que para la salida láser dependiente de la polarización, el tiempo de retardo presenta un incremento de 0.2 ps. Esto conduce a un T_{FWHM} de 1.33 y 1.46 ps para la salida de monitoreo y la salida que emplea el CP3+FPBS, respectivamente. Los dos resultados se exponen en la figura 6.12, donde se manifiesta una traza de autocorrelación suave y con perfil de $\text{sech}^2(x)$. Al igual que en la emisión de un solo pulso, se tiene un logro un ancho temporal mayor cuando se eliminan los componentes asociados a onda continua.

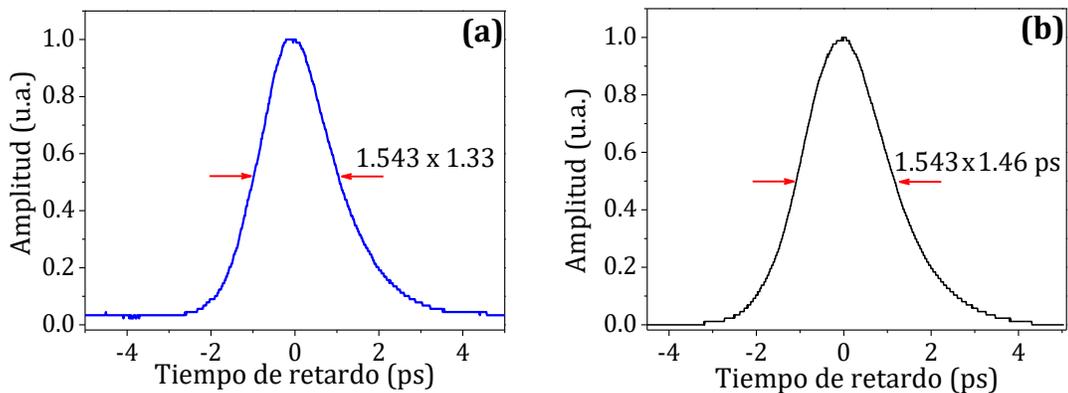


Figura 6.12. Análisis de la duración temporal de una distribución aleatoria de solitones. (a) Utilizando una salida de monitoreo con un acoplador convencional. (b) Adquiriendo la salida láser mediante un controlador de polarización y un polarizador divisor de haz de fibra óptica.

Los resultados demuestran que al utilizar un acoplador convencional como elemento de salida, el F8L genera pulsos ópticos que espectralmente presentan picos laterales, referidos como bandas de Kelly. Si la potencia de bombeo se incrementa, estos picos tienden a ser más intensos. En cambio, si se emplea una salida láser dependiente de la polarización, las bandas de Kelly o alguna otra contribución de onda continua, pueden ser fácilmente eliminadas a través del uso de un FPBS que es ajustado por medio de un controlador de polarización. Por lo tanto, se concluye que la implementación de una salida dependiente de la polarización es útil para eliminar los componentes de baja intensidad en un F8L.

6.4.2 Emisión de pulsos de ruido (NLPs) a través de la técnica mode locking pasiva

Un nuevo régimen de emisión puede ser obtenido bajo la misma configuración experimental del F8L, descrita en la figura 6.6, sin la necesidad de modificar algún otro parámetro dentro de la cavidad. Si la emisión ML de solitones se mantiene estable y el QWR se rota para alcanzar una mayor transmisión en el régimen de bajas potencias, los solitones desaparecen dando lugar a la formación de pulsos de ruido (NLPs, Noise like pulses). A grandes rasgos los NLPs pueden considerarse como paquetes de ondas que contienen una gran cantidad de subpulsos con diferentes amplitudes y fases [35]. Sus características típicas incluyen un espectro óptico suave y muy ancho con una función de autocorrelación que exhibe un pico de coherencia estrecho montado en un pedestal [36]. Uno de los modelos teóricos propuestos sobre el

origen de los NLPs indica que este modo de operación es ocasionado por la birrefringencia interna existente en la cavidad láser combinada con un elemento de transmisión no lineal y la respuesta de la ganancia del amplificador de fibra.

En este F8L en particular, un régimen de operación de NLPs se logra cuando la transmisión se encuentra en 0.1. La potencia de bombeo mínima requerida para sostener esta emisión es de 135 mW, inferior a dicho valor los pulsos comienzan a ser inestables, si la potencia de bombeo se continúa disminuyendo los NLPs desaparecen. El tren de pulsos producido con una potencia de bombeo de 285 mW se expone en la figura 6.13, debido a que la longitud de la cavidad se mantiene constante, el periodo de repetición de los pulsos de ruido es el mismo que el obtenido en el régimen de solitones, esto es, 1.26 μs . Por tanto, la frecuencia fundamental de repetición se mantiene en un valor de 0.8 MHz.

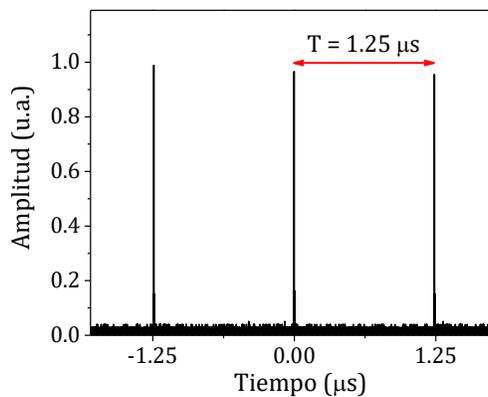


Figura 6.13. Tren de pulsos de ruido a una potencia de bombeo de 285 mW.

El análisis de los pulsos de ruido se llevó a cabo de manera similar a la caracterización de los solitones. Es decir, se volvió a tomar como referencia la salida de los pulsos a través de un acoplador simétrico (salida de monitoreo), posteriormente, el acoplador es sustituido por el par CP3+FPBS para separar los componentes de polarización.

El espectro de potencia medido para la salida de monitoreo y la salida dependiente de la polarización se muestran de manera gráfica en la figura 6.14 (a) y (b), respectivamente. Para la salida de monitoreo se tiene un ancho espectral medido a -3 dB de 9.43 nm, centrado a una longitud de onda de 1558.41 nm. Este espectro posee una forma suave y ancha, sin embargo, es notable un lóbulo en la región espectral de 1530 nm, que es una consecuencia directa de

utilizar como medio amplificador una EDF, debido a que su mayor ganancia se encuentra a esa longitud de onda. Cuando el pulso se visualiza mediante la salida del par CP3+FPBS, se produce un espectro centrado a una longitud de onda de 1558.4 nm con un ancho espectral de 8.5 nm, esta medición presenta una forma más uniforme y simétrica, donde se ha logrado la supresión del lóbulo asociado a la emisión espontánea amplificada (ASE, Amplified spontaneous emission) alrededor de la longitud de onda de 1530 nm. La potencia promedio de salida registrada fue de 0.574 mW para una potencia de bombeo de 285 mW.

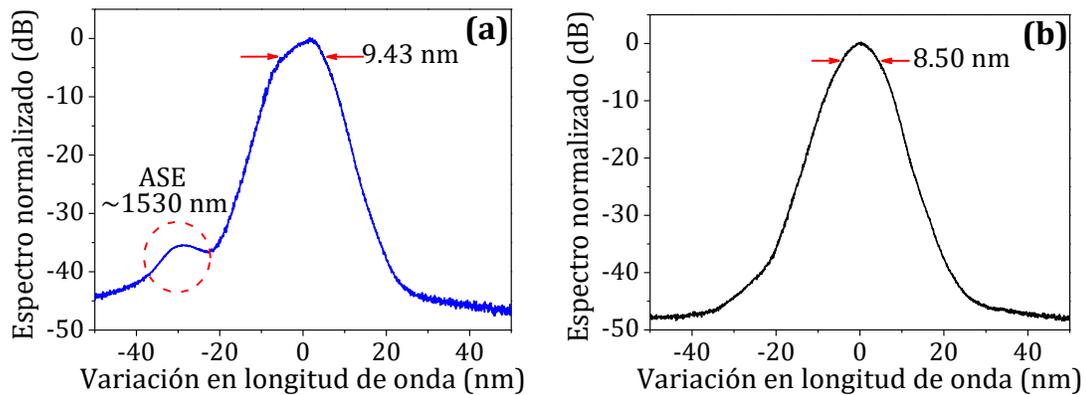


Figura 6.14. Espectro óptico de un pulso de ruido utilizando como elemento de salida (a) un acoplador simétrico, (b) un polarizador divisor de haz de fibra óptica.

En la figura 6.15 se ilustra la traza de la función de autocorrelación para las dos salidas láser, en ambas situaciones se observa un pico estrecho montado sobre una base ancha, esta característica es consistente con lo esperado por un pulso de ruido generado en un láser de fibra óptica [37]. En la salida de monitoreo la relación de intensidad de pedestal a pico es de 0.7, mientras que para la salida libre de pedestal se obtiene una relación de 0.52. No es posible conseguir una medición más precisa de la duración del pulso debido al limitado rango de escaneo proporcionado por el autocorrelador, sin embargo, estos resultados sugieren que la duración de la base del pulso es mayor a 100 ps para los dos pulsos adquiridos.

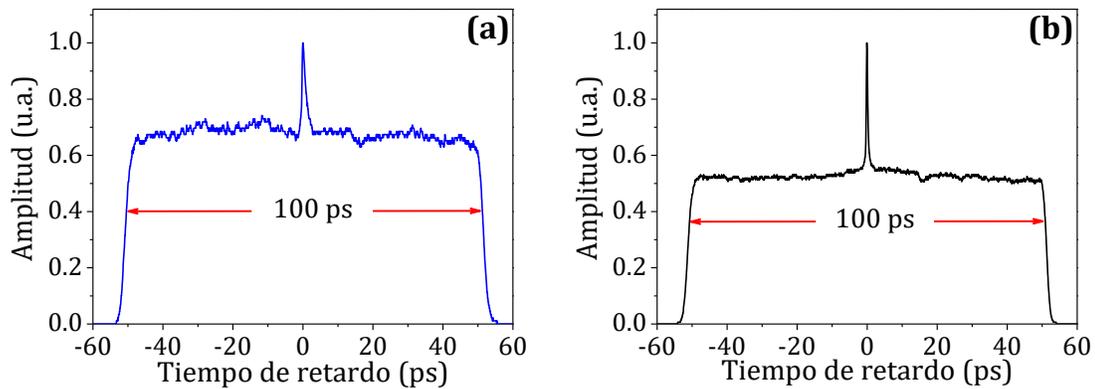


Figura 6.15. Traza de autocorrelación. Esta medición fue realizada utilizando toda la ventana de tiempo disponible proporcionada por el equipo. (a) Salida de monitoreo, (b) Salida láser.

Con el objetivo de tener una aproximación más exacta de la duración temporal de la estructura interna de los sub-pulsos que conforman el NLP, se realiza una reducción de la ventana de tiempo centrada en el pico que sobresale en la traza de autocorrelación. Estos resultados se muestran en la figura 6.16(a) y 6.16(b), para la salida de monitoreo y la dependiente de la polarización, respectivamente. Suponiendo un perfil de secante hiperbólico, los sub-pulsos internos tienen duraciones temporales de aproximadamente 275.01 fs para la salida de monitoreo y 284.47 fs para la salida que separa los componentes de polarización. Comparando ambas mediciones, se tiene un incremento del 9.46 ps al eliminar las contribuciones de baja intensidad.

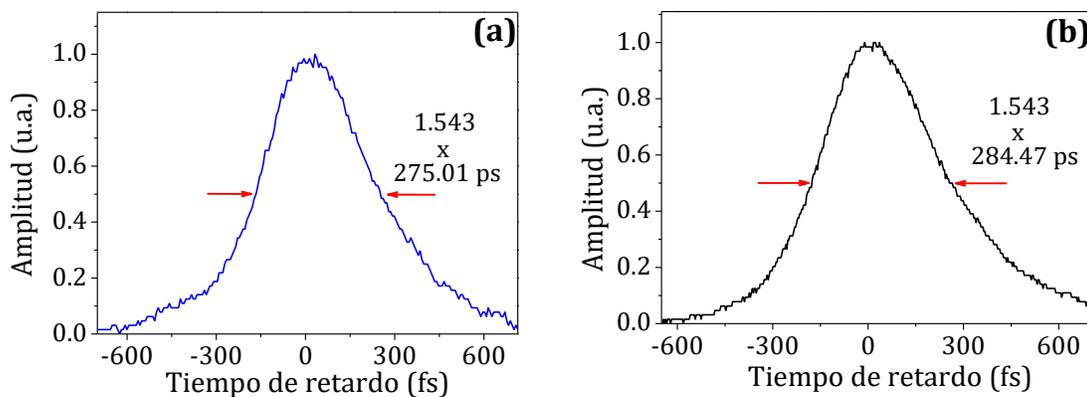


Figura 6.16. Ventana ampliada en el pulso óptico de pulsos de ruido, (a) en la salida láser, (b) en la salida dependiente de polarización.

Las mediciones obtenidas demuestran que mediante simples ajustes del QWR es posible operar el F8L en diferentes regímenes de emisión láser, incluyendo solitones convencionales y pulsos de ruido.

La operación de un único pulso se logra cuando el QWR se coloca en la posición que permite tener una transmisión de 0.05 para bajas potencias del NOLM. Si a la salida láser se utiliza el par CP3+FPBS, se consigue una reducción significativa de la radiación de baja intensidad. Por otro lado, si el QWR se rota para alcanzar una transmisión de 0.1, se genera una conmutación de solitones a pulsos de ruido con una estructura interna de sub-pulsos con duraciones temporales alrededor de 440 fs. Comparando estos resultados con los de otras configuraciones similares de F8Ls [21,25,26], la implementación de una salida dependiente de la polarización conduce pulsos ópticos de alta calidad.

6.5 Conclusiones

Se desarrolló experimentalmente un láser de fibra óptica de figura ocho basado en un espejo de lazo óptico no lineal con una salida dependiente de la polarización. El F8L tiene la capacidad de emitir en dos regímenes de emisión, solitones y pulsos de ruido utilizando la técnica ML pasiva. Esta conmutación se logra variando la posición de una placa retardadora de un cuarto de onda introducida asimétricamente en el lazo del NOLM, dando lugar a una operación láser más flexible. La implementación de un controlador de polarización seguido de un polarizador divisor de haz de fibra óptica en la salida del NOLM, demuestra ser viable para la generación de pulsos de alta calidad, ya que al separar los componentes de polarización que conforman la salida láser, se asegura la eliminación de la radiación de baja intensidad como pedestal u onda continua, esto es corroborado al comparar dos diferentes salidas en ausencia y presencia del FPBS, donde se observó que es posible eliminar contribuciones de baja intensidad tan pequeñas como las causadas por ondas dispersivas o por la emisión espontánea amplificada. La formación de pulsos ópticos de alta calidad permite su aplicación en campos de investigación relacionados con los efectos no lineales, como la generación de supercontinuo.

6.6 Referencias

1. X. Zou, J. Qiu, X. Wang, Z. Ye, J. Shi, J. Wu, "Versatile mode-locked fiber laser with switchable operation states of bound solitons," *Appl. Opt.* **55**(16), 4323–4327 (2016).
2. P. Luo, Z. C. Luo, H. Liu, X. W. Zheng, Q. Y. Ning, N. Zhao, W. C. Chen, W. C. Xu, "Noise-like pulse trapping in a figure-eight fiber laser," *Opt. Express* **23**(8), 10421–10427 (2015).
3. Szczepanek, T. M. Kardaś, M. Michalska, C. Radzewicz, Y. Stepanenko, "Simple all-PM-fiber laser mode-locked with a nonlinear loop mirror," *Opt. Lett.* **40**(15), 3500–3503 (2015).
4. J. Li, Z. Yan, Z. Sun, H. Luo, Y. He, Z. Li, Y. Liu, L. Zhang, "Thulium-doped all-fiber mode-locked laser based on npr and 45°-tilted fiber grating," *Opt. Express* **22**(25), 31020–31028 (2014).
5. S.-F. Lin, H.-Y. Wang, Y.-C. Su, Y.-C. Chi, G.-R. Lin, "Multi-order bunched soliton pulse generation by nonlinear polarization rotation mode-locking erbium-doped fiber lasers with weak or strong polarization-dependent loss," *Laser Phys.* **24**(10), 105113 (2014).
6. Z. C. Luo, Q. Y. Ning, H. L. Mo, H. Cui, J. Liu, L. J. Wu, A. P. Luo, W. C. Xu, "Vector dissipative soliton resonance in a fiber laser," *Opt. Express* **21**(8), 10199–10204 (2013).
7. Irl N. Duling, "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror," *Opt. Lett.* **16**(8), 539–541 (1991).
8. N. J. Doran, D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.* **13**(1), 56–58 (1988).
9. V. J. Matsas, D. J. Richardson, T. P. Newson, D. N. Payne, "Characterization of a self-starting, passively mode-locked fiber ring laser that exploits nonlinear polarization evolution," *Opt. Lett.* **18**(5), 358–360 (1993).
10. L. M. Zhao, A. C. Bartnik, Q. Q. Tai, F. W. Wise, "Generation of 8 nJ pulses from a dissipative-soliton fiber laser with a nonlinear optical loop mirror," *Opt. Lett.* **38**(11), 1942–1944 (2013).
11. W. Chang, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespom, N. Akhmediev, "Dissipative soliton resonances," *Phys. Rev. A* **78**, 023830 (2008).
12. P. Grelu, W. Chang, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, N. Akhmediev, "Dissipative soliton resonance as a guideline for high-energy pulse laser oscillators," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**(11), 2336–2341 (2010).
13. X. Wu, D. Y. Tang, H. Zhang, L. M. Zhao, "Dissipative soliton resonance in an all-normal-dispersion erbium-doped fiber laser," *Opt. Express* **17**(7), 5580–5584 (2009).
14. X. Li, X. Liu, X. Hu, L. Wang, H. Lu, Y. Wang, W. Zhao, "Long-cavity passively mode-locked fiber ring laser with high-energy rectangular-shape pulses in anomalous dispersion regime," *Opt. Lett.* **35**(19), 3249–3251 (2010).
15. Z. C. Luo, W. J. Cao, Z. B. Lin, Z. R. Cai, A. P. Luo, W. C. Xu, "Pulse dynamics of dissipative soliton resonance with large duration-tuning range in a fiber ring laser," *Opt. Lett.* **37**(22), 4777–4779 (2012).
16. C. F. Amrani, M. Salhi, P. Grelu, H. Leblond, F. Sanchez, "Universal soliton pattern formations in passively mode-locked fiber lasers," *Opt. Lett.* **36**(9), 1545–1547 (2011).

17. F. Amrani, M. Salhi, H. Leblond, A. Haboucha, F. Sanchez, "Intricate solitons state in passively modelocked fiber lasers," *Opt. Express* **19**(14), 13134–13139 (2011).
18. Y. S. Fedotov, A. V. Ivanenko, S. M. Kobtsev, S. V. Smirnov, "High average power mode-locked figure-eight Yb fibre master oscillator," *Opt. Express* **22**(25), 31379–31386 (2014).
19. J. Li, Z. Zhang, Z. Sun, H. Luo, Y. Liu, Z. Yan, C. Mou, L. Zhang, S. K. Turitsyn, "All-fiber passively mode-locked Tm-doped NOLM-based oscillator operating at 2- μ m in both soliton and noisy-pulse regimes," *Opt. Express* **22**(7), 7875–7882 (2014).
20. X. W. Zheng, Z. C. Luo, H. Liu, N. Zhao, Q. Y. Ning, M. Liu, X. H. Feng, X. B. Xing, A. P. Luo, and W. C. Xu, "High-energy noise-like rectangular pulse in a passively mode-locked figure-eight fiber laser," *Appl. Phys. Express* **7**(4), 042701 (2014).
21. O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, J. C. Hernández-García, "Adjustable noiselike pulses from a figure-eight fiber laser," *Appl. Opt.* **50**(25), E24–E31 (2011).
22. Y. Q. Huang, Y. L. Qi, Z. C. Luo, A. P. Luo, W. C. Xu, "Versatile patterns of multiple rectangular noise-like pulses in a fiber laser," *Opt. Express* **24**(7), 7356–7363 (2016).
23. Duling I N III 1995 Compact Sources of Ultrashort Pulses (Cambridge: Cambridge University Press).
24. O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, F. Mendez-Martinez, "Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fibre and a $\lambda/4$ birefringence bias," *Opt. Commun.* **254**, 152–167 (2005).
25. J. W. Haus, G. Shaulov, E. A. Kuzin, J. Sanchez-Mondragon, "Vector soliton fiber lasers," *Opt. Lett.* **24**(6), 376–378 (1999)
26. E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, D. E. Garcia-Gomez, J. W. Haus, "Fiber laser modelocked by the nonlinear polarization rotation Sagnac interferometer," *Opt. Lett.* **26**(20), 1559–1561 (2001).
27. B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, E. A. Kuzin, J. W. Haus, R. Grajales-Coutiño, P. Zaca-Moran, "Experimental investigation of self-starting operation in a F8L based on a symmetrical NOLM," *Opt. Commun.* **281**(5), 1226–1232 (2008).
28. M. J. Guy, D. U. Noske, J. R. Taylor, "Generation of femtosecond soliton pulses by passive mode locking of an ytterbium-erbium figure-of-eight fiber laser", *Opt. Lett.* **18**(17), (1993).
29. B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, J. W. Haus, E. A. Kuzin, M. Bello-Jimenez, A. Flores-Rosas, "Wavelength-tunable picosecond pulses from a passively mode-locked figure-eight Erbium-doped fiber laser with a Sagnac fiber filter," *J. Eur. Opt. Soc.* **3**, 08036 (2008).
30. C. Tsao, *Optical Fiber Waveguide Analysis*, 1a ed. (Oxford University, 1992).
31. T. Tanemura, K. Kikuchi, "Circular-birefringence fiber for nonlinear optical signal processing," *J. Lightwave Technol.* **24**(11), 4108–4119 (2006).
32. B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, P. Zaca-Morán, R. Grajales-Coutiño, F. Mendez-Martinez, O. Pottiez, R. Rojas-Laguna, J. W. Haus, "Experimental investigation of the nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias," *Opt. Express* **13**(26), 10760–10767 (2005).
33. S. M. J. Kelly, "Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton," *Electron. Lett.* **28**(8), 806–807 (1992).

34. M. L. Dennis, I. N. Duling, "Experimental study of sideband generation in femtosecond fiber lasers," *Quantum Electron.* **30**(6), 1469–1477 (1994).
35. B. Nie, G. Parker, V. V. Lozovoy, M. Dantus, "Energy scaling of Yb fiber oscillator producing clusters of femtosecond pulses," *Opt. Eng.* **53**(5), 051505 (2014).
36. M. Horowitz, Y. Barad, Y. Silberberg, "Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser," *Opt. Lett.* **22**(11), 799–801 (1997).
37. Y. Jeong, L. A. Vazquez-Zuniga, S. Lee, Y. Kwon, "On the formation of noise-like pulses in fiber ring cavity configurations," *Opt. Fiber Technol.* **20**(6), 575–592 (2014).

CAPÍTULO 7

GENERACIÓN DE ESPECTROS SUPERCONTINUOS CON ALTO GRADO DE PLANICIDAD EMPLEANDO PULSOS DE RUIDO

En los últimos años, el estudio de fuentes de luz supercontinuas ha incrementado gracias al desarrollo de nuevas fibras ópticas y a la evolución favorable de los láseres pulsados. Las características de mayor consideración para los espectros de supercontinuo son su ancho espectral y su planicidad, entre mayores sean estos parámetros mejor será su eficiencia. En este capítulo se expone la generación de un espectro de supercontinuo utilizando como fuente de bombeo los pulsos ópticos producidos por un láser de figura ocho que asegura la eliminación de componentes de baja intensidad. Experimentalmente se demuestra la obtención de espectros ultraplano con un ancho de banda de 1000 nm, que cubre un rango en longitud de onda de 1261 a 2261 nm.

7.1 Introducción

Supercontinuo (SC) hace referencia al fenómeno físico que conlleva a un ensanchamiento espectral producido por un haz intenso de luz al propagarse en un medio no lineal. Este efecto fue observado por primera vez en la década de los 70, al bombear con pulsos de 8 picosegundos una muestra de vidrio [1]. A partir de entonces la generación de espectros supercontinuos se ha llevado a cabo en diversos materiales, como sólidos [2], líquidos orgánicos e inorgánicos [3-5], etc. El primer reporte de la generación de SC utilizando como medio no lineal una fibra óptica tiene su origen en el año de 1976 [6], donde se informa sobre un espectro de 110 a 180 nm de ancho, causado por los efectos no lineales de automodulación de fase (SPM, Self phase modulation) y esparcimiento Raman estimulado (SRS, Stimulated Raman scattering) en una fibra óptica de 19 m de longitud con un diámetro de 7 μm . Con el paso del tiempo se han desarrollado nuevas técnicas y métodos para la generación de espectros de SC. Actualmente los láseres de fibra óptica capaces de producir espectros de supercontinuo amplios y planos son fuentes ópticas muy atractivas con aplicaciones importantes en diversos campos de la investigación, como comunicaciones ópticas, aplicaciones biomédicas, espectroscopía, caracterización de dispositivos, entre otros [7-13]. Hasta ahora, se han propuesto y demostrado varios esquemas de láseres de fibra

óptica para la generación SC basados en el uso de diferentes fuentes de luz como medio de bombeo [14-18] y medios ópticos no lineales [13-24]. Entre estos enfoques, uno de los métodos más comunes consiste en introducir pulsos ópticos ultracortos en fibras ópticas especiales. Un factor de alta importancia es la posición de la longitud de onda de dispersión cero λ_D (ZDW, Zero dispersion wavelength) con respecto a la longitud de onda del haz o del pulso utilizado como medio de bombeo λ_p , esta característica es determinante para precisar los efectos no lineales que se producirán.

Un pulso óptico que viaja en un medio dispersivo con cierta velocidad de grupo (GVD, Group velocity dispersion) puede inducir un ensanchamiento debido a que sus componentes espectrales experimentan diferentes GVD, en este caso, el parámetro β_2 [ps²/km] mide la dispersión de dicha velocidad. Si $\beta_2 > 0$ se dice que la fibra exhibe una dispersión normal, en este régimen los componentes de alta frecuencia (con corrimiento hacia el azul), viajan más lento que los de baja frecuencia (corrimiento al rojo). El proceso inverso ocurre cuando $\beta_2 < 0$, este régimen es referido como dispersión anómala y es de considerable interés para el estudio de efectos no lineales. Se ha descubierto que los espectros de SC más anchos se generan cuando el pulso utilizado como fuente de bombeo se encuentra en el régimen de dispersión anómala, muy cerca de la λ_D de la fibra óptica que actúa como medio no lineal [25]. Bajo esta condición, el mecanismo que origina el ensanchamiento espectral está dominado por la dinámica de solitones, particularmente por la ruptura del pulso de bombeo a través del fenómeno de fisión de solitones [26], el cual es sensible a las fluctuaciones del pulso de entrada. En consecuencia, el SC generado se caracteriza por un perfil temporal complejo con oscilaciones espectrales significativas, así como considerables estructuras finas sobre su ancho de banda [27]. En respuesta a estos problemas, el uso de pulsos ópticos sin pedestal ha demostrado ser ideal para producir espectros SC ultra-planos, algunos resultados mencionan que la falta de planicidad espectral está asociada a contribuciones de pedestales temporales existentes en los pulsos que son empleados como medio de bombeo en la región de dispersión anómala [28,29]. Desde entonces, se han reportado algunos esquemas de SC ultraplanos basados en el uso de pulsos ópticos libres de pedestal en los regímenes de dispersión normales y anómalos [30-34]. Recientemente, los láseres de fibra óptica que

recurren a la técnica de mode locking (ML) son capaces de producir pulsos de ruido (NLPs, Noise like pulses) que han sido propuestos como fuentes de bombeo para alimentar diferentes tipos de fibra óptica con la finalidad de producir un ensanchamiento espectral [35-38]. En contraste a los pulsos convencionales generados por la técnica ML, los NLPs son un paquete de pulsos ultracortos contenidos en una envolvente de nano o sub-nanosegundos cuyas duraciones temporales e intensidades varían aleatoriamente. Esta propiedad temporal conlleva a una traza de autocorrelación de doble escala compuesta de un pico de sub-picosegundos montado sobre un pedestal, lo que sugiere una baja coherencia temporal. Por tal motivo, los NLPs son explotados en aplicaciones como la metrología y sensores ópticos [39,40], en tomografía de coherencia óptica y en las comunicaciones ópticas [41-43].

En el dominio espectral, los NLPs exhiben un espectro de salida suave y amplio, que es la superposición de varios espectros de pulsos simples incoherentes [44]. Al aprovechar estas cualidades, los NLPs han comprobado ser una fuente de bombeo eficiente para la generación de SC [36-38]. Por ejemplo, mediante el uso de NLPs amplificados, se han logrado espectros de SC en un rango de 1050 a 1250 nm en el régimen de dispersión normal a través del uso de fibra óptica estándar monomodo (SMF, Single mode fiber) [37]. Recientemente, las fibras de alta no linealidad (HNLF, Highly nonlinear fiber) bombeadas en el régimen de dispersión anómala ha permitido generar espectros con anchos de hasta 903 nm [35]. Sin embargo, la falta de planicidad espectral es una característica típica, donde variaciones en potencia de hasta 20 dB son comúnmente observadas. Justo en este punto se centra el desarrollo de este proyecto, el objetivo es presentar las condiciones necesarias para la generación de espectros de SC planos y anchos. Para este fin, se propone amplificar los NLPs provenientes de un láser de figura ocho (F8L, Figure eight fiber laser) a través de una fibra dopada con Erblio e Iterbio (Er/Yb), posteriormente estos pulsos son ingresados a una fibra óptica que actúa como medio no lineal para la producción de espectros de SC. Debido a la configuración experimental del F8L, el láser tiene la capacidad de operar en tres diferentes regímenes de emisión, además gracias a que explota las ventajas de la transmisión de un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM, Nonlinear optical loop mirror), que actúa como absorbedor saturable, se asegura la

supresión de componentes de baja intensidad, que a su vez conllevan a la generación de espectros planos y altamente uniformes, logrando anchos espectrales de 1000 nm.

7.2 Montaje experimental para la generación de supercontinuo

La configuración experimental para la generación de espectros de supercontinuo (SC) se ilustra en la figura 7.1. Consiste en una fuente de NLPs provenientes de un F8L, que son introducidos a un amplificador de 3 m de longitud de fibra óptica de doble revestimiento dopada con Erbio/Iterbio (CorActive DFC-EY-10/128), bombeada a través de un combinador de bombeo (pump combiner) por un diodo láser que emite a una longitud de onda de 975 nm. Seguido a ésta fibra de doble revestimiento, se ha colocado un multiplexador por división en longitud de onda (WDM, Wavelength division multiplexing), donde uno de sus puertos de salida es empleado para eliminar el bombeo remanente y el otro es fusionado a un carrete de fibra óptica utilizada como medio no lineal, posteriormente la salida del carrete es dirigida a un analizador de espectros ópticos (OSA, Optical spectrum analyzer) para visualizar los resultados obtenidos. Con el objetivo de evitar la inestabilidad en el F8L debido a la emisión espontánea amplificada que viaja en dirección opuesta (ASE Backward) se agrega un aislador entre el combinador de bombeo y la salida del láser, de esta forma se asegura una operación unidireccional. Los experimentos que se presentarán más adelante son realizados usando como medio no lineal dos diferentes fibras ópticas en el régimen de dispersión anómalo. El primer conjunto de experimentos se lleva a cabo introduciendo los NLPs amplificados a un carrete de fibra estándar SMF-28e de 800 m de largo, con un coeficiente no lineal de $1.5\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ y ZDW de 1330 nm, la segunda parte de esta investigación es ejecutada con una fibra de alta no linealidad (HNLF, Highly Nonlinear Fiber) de 5 m de largo, con un ZDW y coeficiente no lineal de 1548 nm y $11.3\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$, respectivamente.

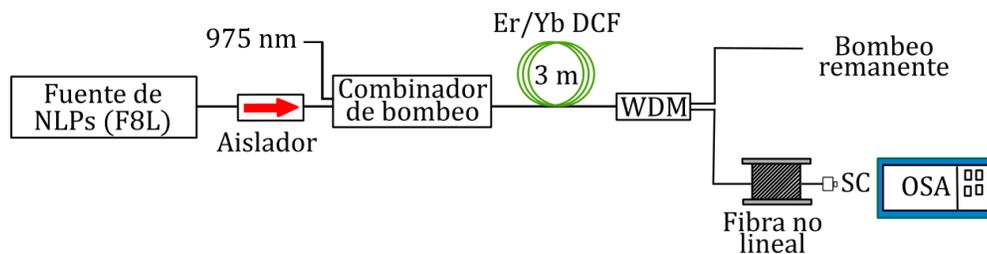


Figura 7.1. Montaje experimental para la generación de espectros de supercontinuo.

El montaje experimental del F8L se muestra esquemáticamente en la figura 7.2. Esta configuración es similar a la tratada en la sección 6.3, con dos diferencias principales, la primera es la longitud de la fibra óptica dopada con Erbio (EDF, Erbium doped fiber), la cual ahora consiste de 3 metros. El segundo cambio es la inclusión de un acoplador con una razón de 90/10 dentro de la cavidad láser que sirve para dar seguimiento a los pulsos de salida antes de ser introducidos al FPBS (salida de monitoreo), de esta manera se podrá evidenciar con mayor claridad el efecto producido al separar los componentes de polarización en la salida del NOLM.

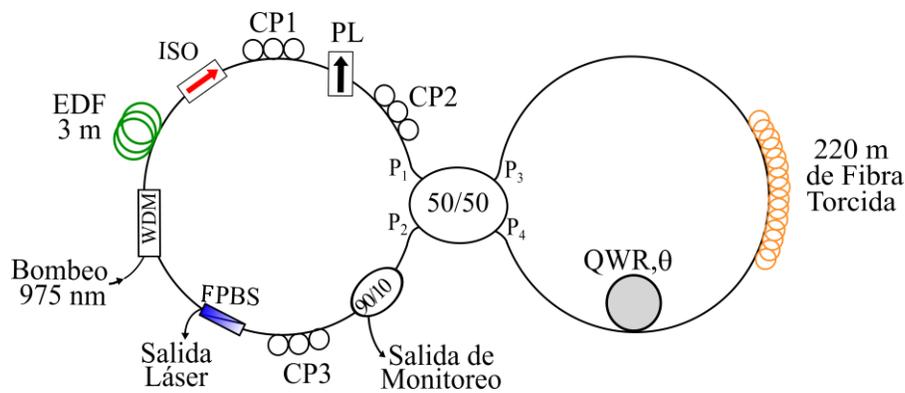


Figura 7.2. Configuración experimental para la generación de pulsos ópticos sin pedestal.

7.3 Generación de pulsos ópticos en el láser de figura ocho

Con una adecuada alineación de los controladores de polarización, principalmente del CP3 en conjunto con la posición del ángulo de rotación (θ) del QWR, la operación mode locking permitirá la emisión de un tren de pulsos igualmente espaciados. Dependiendo de la transmisión a bajas potencias determinada por el ángulo θ , el F8L será capaz de producir tres diferentes regímenes de emisión, ya sea como solitones convencionales, NLPs o bien, como una emisión simultánea de NLPs con solitones. En la figura 7.3 se presenta de manera gráfica la simulación de la transmisión del NOLM en el régimen lineal en función de la rotación del QWR, como se observa se tiene un comportamiento oscilatorio con valores mínimo y máximo de 0 y 0.5, respectivamente. En ésta misma gráfica se manifiestan las tres posiciones requeridas por el QWR para generar los diferentes tipos de operación láser, cualquiera de ellas se encuentra en la región de la pendiente positiva de la curva de transmisión del NOLM.

Cuando la transmisión se ajusta a un valor de 0.08, aparece un tren de pulsos ML de solitones, mientras que para valores cercanos a 0.15 se produce la emisión de NLPs. Si el QWR es colocado en un punto intermedio entre estas dos transmisiones, entonces se consigue una operación simultánea de ambos pulsos (NLPs y solitón).

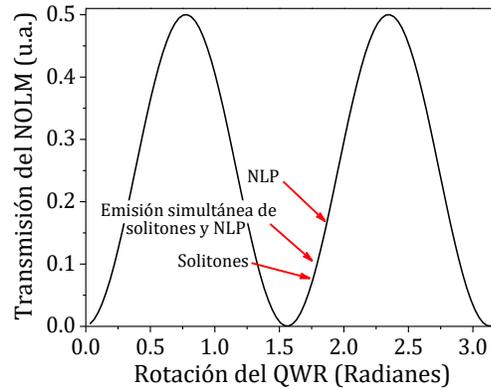


Figura 7.3. Transmisión del NOLM en el régimen de bajas potencias en función del ángulo de rotación del QWR. La gráfica muestra la posición del QWR para generar diferentes regímenes de emisión láser.

7.3.1 Régimen de solitones

Cuando el QWR se coloca en la pendiente positiva de la transmisión del NOLM, exactamente en un valor de 0.08 acompañado de una potencia de bombeo de 90 mW, el F8L presenta un autoencendido que da lugar a un tren de múltiples pulsos ML. Si la potencia de bombeo es reducida hasta un valor de 7.5 mW, la cantidad de pulsos disminuye gradualmente hasta obtener la propagación de un único solitón, esta operación puede permanecer estable si la potencia de bombeo se aumenta hasta 15 mW. La frecuencia fundamental de repetición del pulso (f_{rep}) se midió en 0.8 MHz, tal como se expone en la figura 7.4. Suponiendo un índice efectivo (n_{eff}) de 1.4463 y utilizando la ecuación 6.3, la longitud total de la cavidad se calcula en 259.28 m.

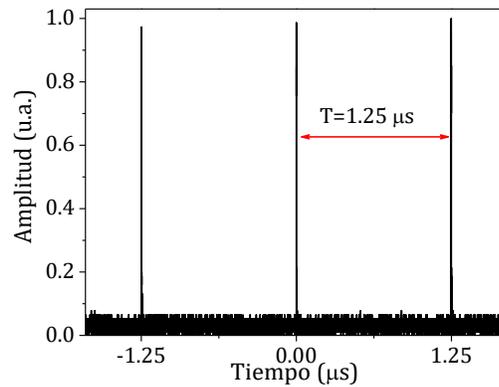


Figura 7.4. Tren de pulsos ML de la emisión de solitones generado a una potencia de bombeo de 7.5 mW.

En la tabla 7.1 se describen las características temporales y espectrales de los pulsos originados en la salida láser y la salida de monitoreo, además se añade su correspondiente espectro de RF realizado con una ventana de 800 kHz y una resolución de 300 Hz de ancho de banda. Para estas mediciones la potencia promedio de salida registrada fue de 8.33 μ W para la salida de monitoreo y 6.51 μ W para la salida láser. Estos resultados permiten estimar un producto tiempo-ancho de banda (TBP, Time bandwidth product) de 0.274 y 0.30, respectivamente. Considerando la salida láser libre de pedestal la potencia pico es calculada en 4.68 W.

De acuerdo a los resultados presentados, es notable que los solitones adquiridos por la salida que utiliza el par CP3+FPBS poseen una mayor duración temporal y un espectro óptico con un ancho de banda más amplio que el obtenido con la salida de monitoreo (acoplador). Esta mejora es una consecuencia directa de separar los componentes de polarización a la salida del NOLM, ya que permite eliminar las ondas dispersivas que degradan la forma y calidad de la emisión láser.

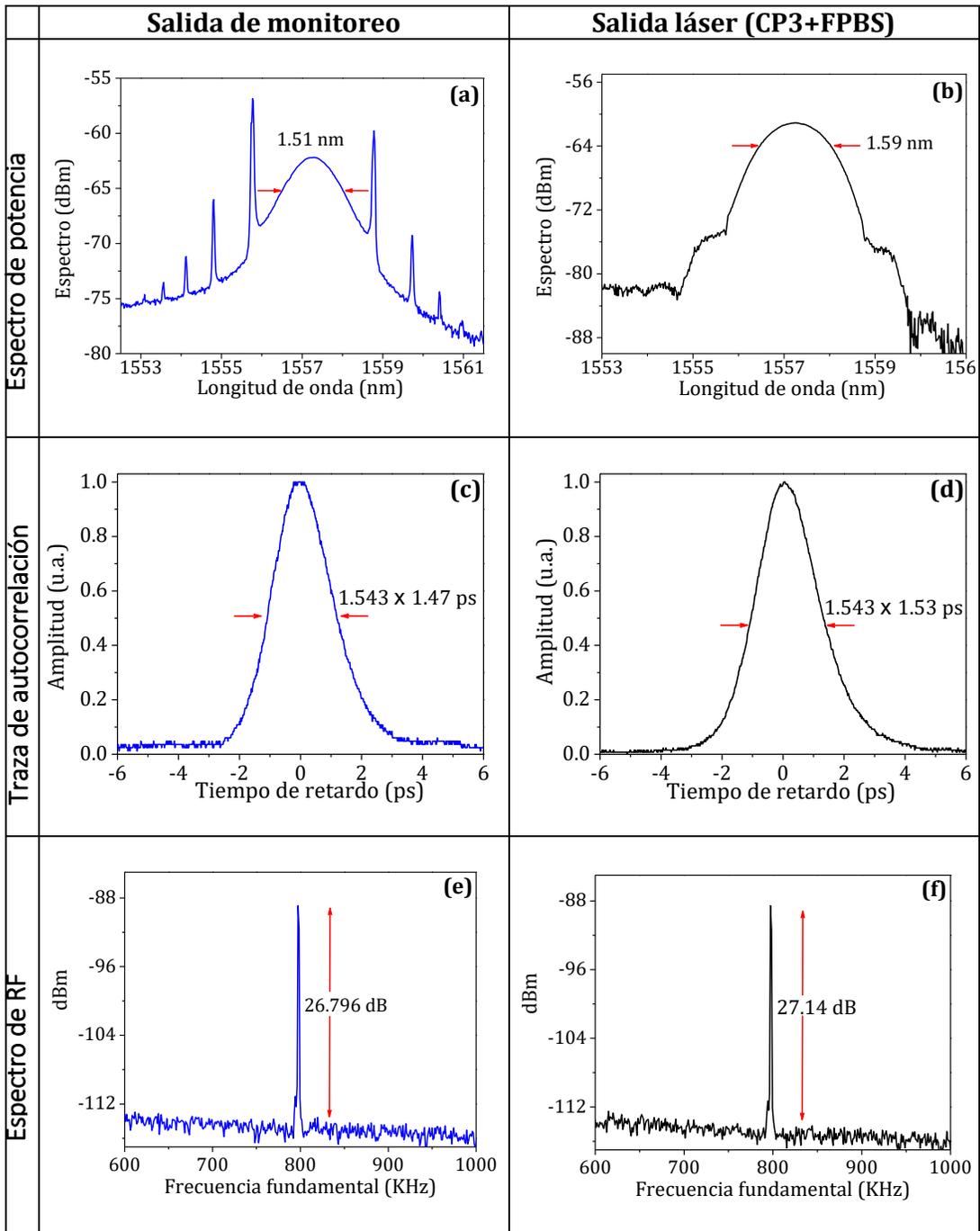


Tabla 7.1. Características de los pulsos ML. (a), (b) Espectro de potencia óptico, (c), (d) Función de autocorrelación, (e), (f) Espectro de RF, utilizando una ventana de 800 kHz y un ancho de banda 300 Hz. Las trazas azules y negras, hacen referencia a la salida de monitoreo y la salida láser, respectivamente. Estas mediciones fueron adquiridas con una potencia de bombeo de 7.5 mW.

7.3.2 Emisión simultánea de pulsos de ruido con solitones

Si la transmisión del NOLM en el régimen lineal es posicionada en un valor de 0.1 a través de la posición del ángulo de rotación del QWR (figura 7.3) y al mismo tiempo se realiza una pequeña perturbación sobre el carrete de fibra óptica altamente torcida, se produce una emisión simultánea de pulsos de ruido con solitones. La potencia mínima necesaria para mantener estable esta operación láser es de 78 mW, inferior a este valor, los pulsos comienzan a fluctuar y eventualmente a desaparecer. Otra forma de poder generar estos pulsos consiste en girar la placa QWR mientras exista una emisión uniforme de solitones o NLPs con una potencia de bombeo de al menos 78 mW. Es importante mencionar que el único cambio que se efectúa en esta configuración es sobre el QWR, todos los elementos restantes de la cavidad láser permanecen invariantes.

En la figura 7.5 se exhibe el tren de pulsos asociado a este régimen de emisión láser utilizando la máxima potencia de bombeo permitida, esto es, 101 mW. Bajo una inspección rápida, la gráfica presentada pareciera ejemplificar un tren de pulsos semejante a los expuestos previamente, sin embargo, al realizar un análisis más detallado, es notable la presencia de dos emisiones con diferentes tamaños. Una ampliación de esto se muestra en la figura 7.5(b), donde se distingue con mayor precisión la existencia de dos pulsos diferentes. El pulso de mayor intensidad es asociado a los NLPs, mientras que el pico de menor amplitud es referido al régimen de solitones.

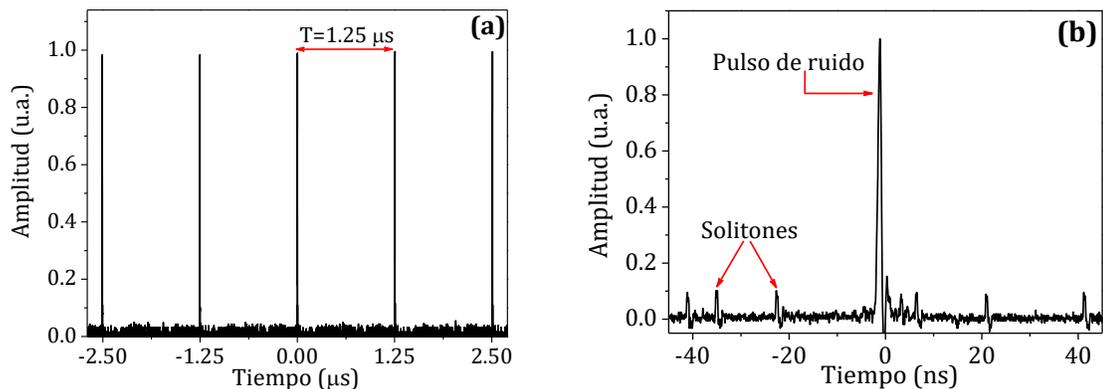


Figura 7.5. (a) Frecuencia de repetición para un régimen de emisión simultánea de pulsos de ruido con solitones. (b) Ampliación de la traza del osciloscopio del tren de pulsos generado.

Las características de la emisión simultánea adquiridas en la salida de monitoreo y la salida dependiente de la polarización, utilizando una potencia de bombeo de 101 mW, se representan en la tabla 7.2.

En ambas mediciones, es posible separar el espectro óptico en dos partes, una emisión que abarca un rango espectral 1536 a 1552 nm con una forma suave y ancha, que corresponde a las estas características espectrales de la emisión de NLPs, por otra parte, en la región del espectro entre 1552 y 1568 nm se tiene un perfil más delgado y de mayor intensidad, asociado al régimen de solitones. Las trazas de autocorrelación de ambas salidas láser presentan un pico delgado y bien definido, montado sobre una base ancha, estos resultados son una combinación de la traza de un solitón acompañada de un pulso de ruido. El análisis de la emisión simultánea de NLPs con solitones se finaliza con la medición del espectro de radiofrecuencia (RF) utilizando un span de 800 kHz y una resolución de 300 Hz, donde se observan dos pequeños lóbulos laterales que indican la existencia de una modulación aleatoria de los pulsos generados, estos lóbulos aparecen como consecuencia de los NLPs.

Con estos resultados es posible concluir que el F8L con salida dependiente de la polarización permite la emisión simultánea de pulsos de ruido con solitones, los cuales presentan una combinación de las características principales de cada régimen de emisión por separado.

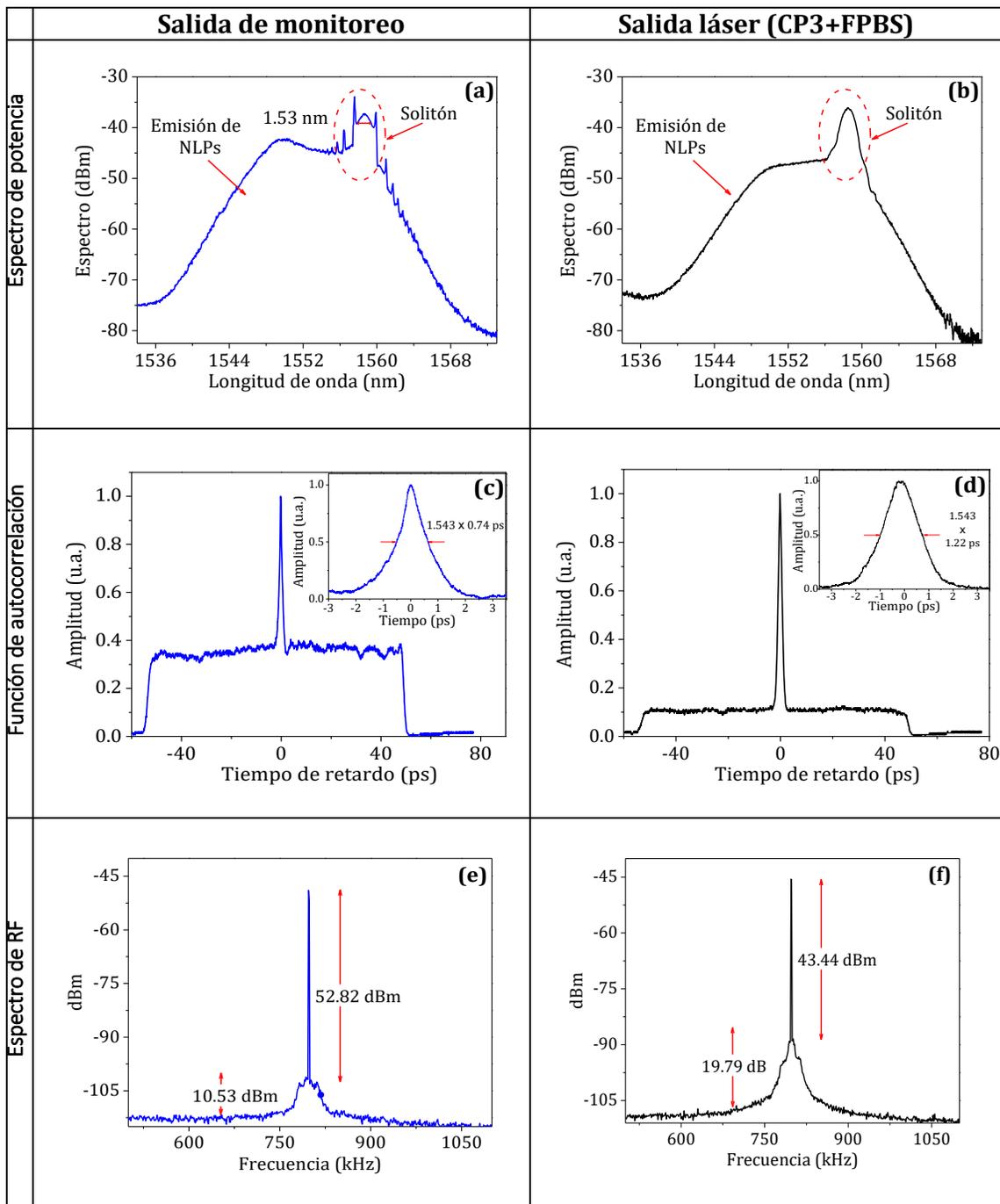


Tabla 7.2. Características de la emisión simultánea de NLPs con solitones. (a), (b) Espectro de potencia óptico, (c), (d) Función de autocorrelación, (e), (f) Espectro de RF, utilizando una ventana de 800 kHz y un ancho de banda 300 Hz. Las trazas azules y negras hacen referencia a la salida de monitoreo y la salida láser, respectivamente. Estas mediciones fueron adquiridas con la máxima potencia de bombeo (101 mW).

7.3.3 Emisión láser como pulsos de ruido (NLPs)

El último régimen de emisión láser permitido por el F8L es la operación de pulsos de ruido. Al colocar el QWR en una transmisión con un valor entre 0.15 y 0.21 para bajas potencias, los solitones desaparecen por completo para dar lugar a los NLPs, si la transmisión lineal adquiere valores mayores a 0.21 el F8L trabaja en el régimen de onda continua (CW, Continuous wave). En esta configuración experimental, la potencia mínima de bombeo requerida para sustentar NLPs estables es de 78 mW. En la figura 7.6 se presenta la traza del osciloscopio correspondiente al tren de pulsos generado con la máxima potencia de bombeo permitida, es decir, 101 mW. El periodo entre pulsos consecutivos es de $1.25 \mu\text{s}$, que es similar al obtenido en los otros dos regímenes de emisión prestados a lo largo de este capítulo, por tanto, la frecuencia de repetición fundamental es de 0.8 MHz.

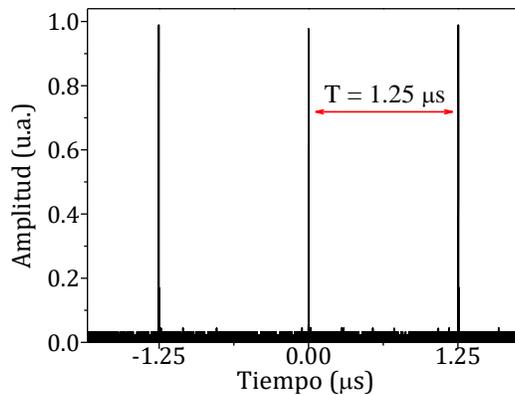


Figura 7.6 Tren de pulsos ML generado a una frecuencia de repetición de 0.8 MHz y una potencia de bombeo de 101 mW.

Es importante mencionar que los NLPs en la salida láser serán la fuente que alimentará a un medio no lineal para la generación de un espectro de SC, por consiguiente, a partir de esta sección se realizará un enfoque considerando únicamente la caracterización de estos pulsos.

El espectro de potencia de los NLPs se ilustra en la figura 7.7. La salida láser presenta un espectro con un ancho de banda de 17.43 nm, centrado a una longitud de onda de 1560.8 nm. Esta medición exhibe una forma suave y ancha sin picos de alta intensidad correspondientes a CW, lo que demuestra que los pulsos emitidos no tienen pedestal. La potencia promedio de salida fue de $776.9 \mu\text{W}$ para la máxima potencia de bombeo permitida.

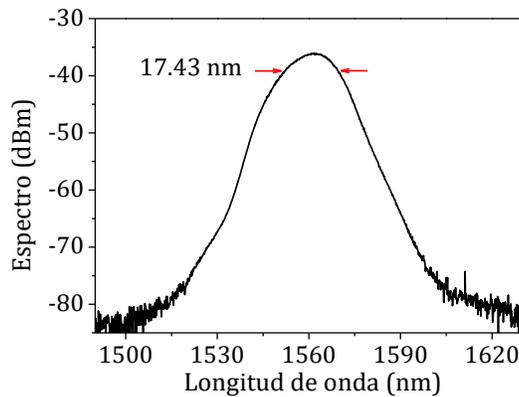


Figura 7.7. Espectro de potencia del régimen de NPLs con una potencia de bombeo de 101 mW.

Para analizar los NPLs en el dominio del tiempo se estudia su autocorrelación, la cual se presenta en la figura 7.8 con dos diferentes rangos de escaneo. En la primera gráfica se observa un pico estrecho montado sobre una base ancha y lisa que se extiende más allá de 100 ps, este resultado se encuentra limitado por el rango de medición permitido por el autocorrelador. La relación de intensidad pedestal a pico es de aproximadamente 0.6. Con la finalidad de calcular con mayor precisión la duración temporal de los sub-pulsos que conforman el NLP, la ventana de tiempo de la traza de autocorrelación se reduce, si se considera un perfil de secante hiperbólica, el ancho a mitad de altura es estimado en 204.33 fs. Tanto la forma del espectro como de la traza de autocorrelación confirman que láser opera en el régimen de NPLs.

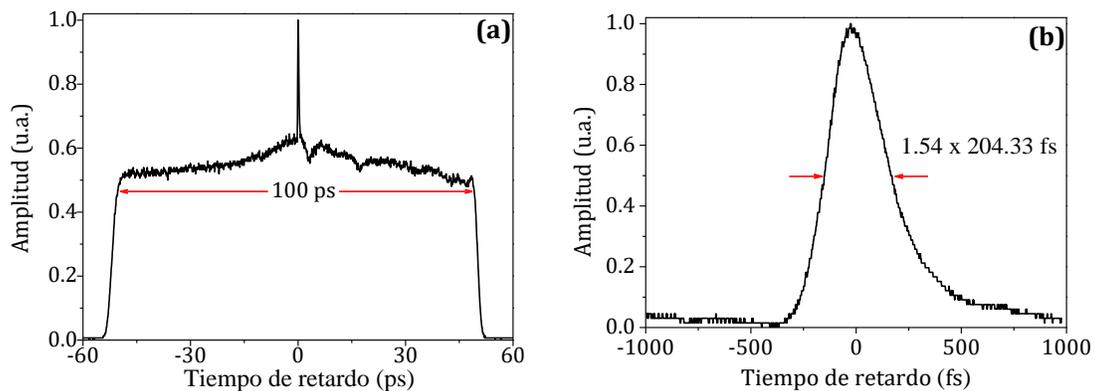


Figura 7.8. Trazas de la función de autocorrelación para el régimen de NPLs con una potencia de bombeo de 101 mW. (a) Utilizando todo el rango de escaneo permitido por el equipo. (b) Medición adquirida del pulso central.

El espectro de RF de los pulsos de salida se contempla en la figura 7.9, donde se indica que la frecuencia fundamental de repetición del láser es de 797.15 kHz, con una razón señal-ruido (SNR, Signal noise-ratio) de 44.82 dB. En esta gráfica se observan unos lóbulos laterales elevados, que representan las fluctuaciones inherentes en el tiempo de los NLPs. Este resultado fue realizado con un analizador de espectros de 3.2 GHz, utilizando un intervalo de 800 kHz y un ancho de banda de resolución de 100 Hz.

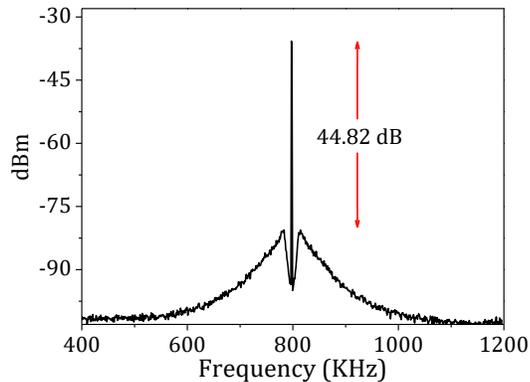


Figura 7.9. Espectro de RF para un NLP. Esta medición es adquirida utilizando un intervalo de 800 kHz y un ancho de banda de resolución de 100 Hz.

Con el objetivo de realizar un análisis más profundo de los NPLs se examina su evolución espectral, su variación en el dominio del tiempo y su potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo. En la figura 7.10(a) se describen de manera gráfica los resultados obtenidos espectralmente al aumentar la potencia de bombeo en intervalos de aproximadamente 3 mW, en un rango de 77.5 a 101 mW, que es la mínima y máxima potencia de bombeo, respectivamente, que conlleva a una emisión láser estable de NLPs. En la figura 7.10(b) se exponen los anchos de banda medidos a -3 dB de los espectros mostrados en la figura 7.10(a). De estos datos se puede percibir que conforme la potencia de bombeo incrementa, el ancho espectral también lo hace, dando lugar a NLPs que oscilan en un ancho de banda de 15.92 hasta 17.43 nm. El espectro óptico más ancho es generado al introducir la máxima potencia de bombeo.

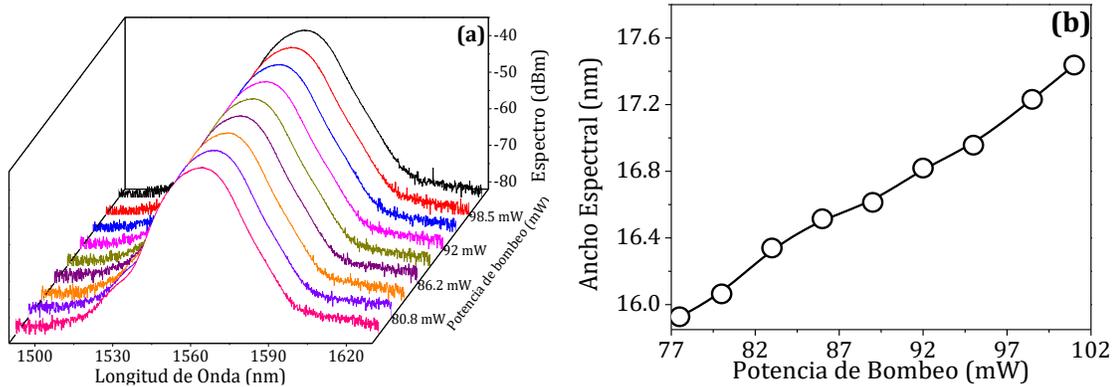


Figura 7.10. (a) Variación del espectro óptico de los NLPs al aumentar la potencia de bombeo de 77.5 a 101 mW, en intervalos de 3 mW (b) Ancho espectral medido a -3 dB.

De manera similar, se investigan los cambios en la duración temporal del pulso de ruido. Estos resultados se ilustran en la figura 7.11. En la primera gráfica se exhibe la función de autocorrelación utilizando todo el rango de escaneo disponible por el autocorrelador, de aquí es posible deducir que al incrementar la potencia de bombeo la relación de intensidad pedestal-pico no se ve afectada, sin embargo, al medir la duración temporal a mitad de altura del pico central (figura 7.11(b)) se aprecia que ésta disminuye de 214.12 a 204.33 fs si la potencia de bombeo aumenta. Un breve resumen de la duración temporal de los sub-pulsos internos del NLPs en función de la potencia de bombeo se realiza en la figura 7.11(c).

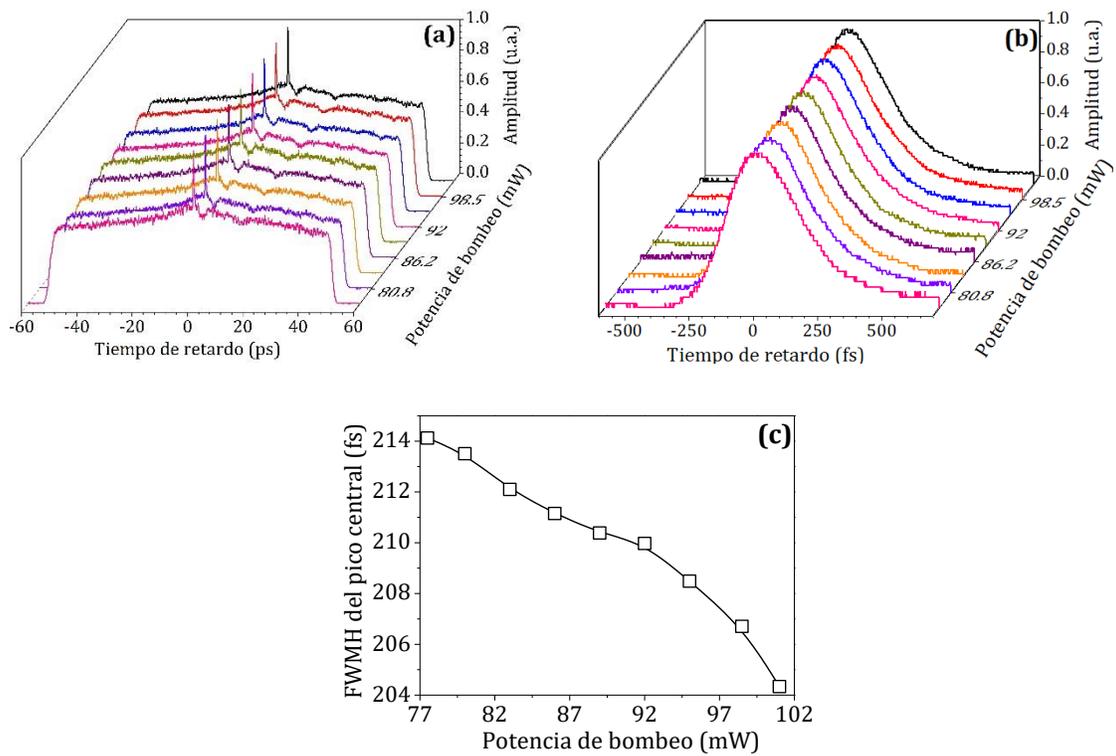


Figura 7.11. Trazas de la función de autocorrelación NLPs al variar la potencia de bombeo de entrada. (a) Utilizando todo el rango de escaneo disponible, (b) Ampliación del pico central, (c) Duración temporal medida a mitad de altura del pico central.

La descripción del comportamiento que experimenta la potencia promedio de salida se muestra en la figura 7.12. Entre más alta sea la potencia de bombeo más grande será la potencia promedio de salida, para una potencia de bombeo de 101 mW, se tiene una potencia de salida de 0.77 mW.

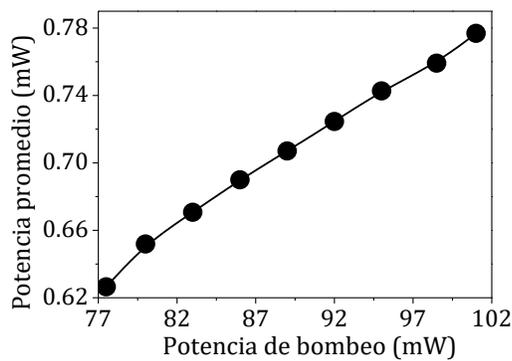


Figura 7.12. Potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo.

De este registro de datos, se desprende que para la máxima potencia de bombeo se obtiene el NLP con la mayor potencia promedio y el ancho espectral más grande. Al ser NLPs carentes de pedestal, con características espectrales y temporales bien definidas, estos pulsos son candidatos a ser utilizados como fuente de bombeo para la generación de espectros de supercontinuo donde se espera una alta uniformidad.

7.4 Generación de espectros de supercontinuo (SC)

Los experimentos de la generación de SC se realizan en el régimen de dispersión anómala empleando dos diferentes tipos de fibras ópticas. El primer conjunto de experimentos se lleva a cabo en un carrete de fibra óptica monomodo estándar de 800 m de largo (SMF-28e) y el segundo en 5 m de fibra óptica de alta no linealidad (HNLF, Highly nonlinear fiber). En ambos casos la fuente de bombeo que alimenta estas fibras ópticas consiste en los NLPs producidos por el F8L, los cuales fueron previamente amplificados para aumentar su potencia.

7.4.1 Amplificación de los pulsos de ruido

Para comenzar la generación del espectro de supercontinuo (SC) es necesario incrementar la potencia de los NLPs que serán introducidos a la fibra óptica usada como medio no lineal, de esta manera, tendrán la intensidad necesaria para producir efectos no lineales en pequeñas longitudes de fibra óptica. Para este fin se propone utilizar un amplificador de Erblio e Iterbio (Er/Yb), que puede ser bombeado con una máxima potencia de 2.74 W. El diseño experimental utilizado es el mismo que el mostrado en la figura 7.1, pero sin la inclusión de la fibra óptica no lineal, por tanto, después del proceso de amplificación, el pulso generado es tomado directamente por la salida del WDM.

El primer paso antes de iniciar el proceso de amplificación consiste en operar las condiciones necesarias en el F8L para obtener una emisión láser de NLPs estable y sin componentes de baja intensidad, esto requerimientos son: i) colocar el QWR en un ángulo de rotación que dé lugar a una transmisión del NOLM en el régimen lineal de 0.15 a 0.2 y ii) proveer una potencia de bombeo de 101 mW en el F8L. Bajo estas circunstancias se produce un NLP con un ancho de banda de 17.43 nm y una potencia promedio de salida de 0.77 mW. Es preciso destacar que las condiciones de los NLPs no serán modificadas, es decir, tanto la

potencia de bombeo, la posición del QWR y los controladores de polarización permanecerán constantes para todos los experimentos que presentarán a lo largo de esta sección.

Cuando los NLPs son enviados al amplificador, experimentan un ensanchamiento espectral que depende de la potencia de bombeo del amplificador, esta evolución se presenta en la figura 7.13(a), para fines de comparación se ha colocado en este mismo conjunto de mediciones el pulso de ruido inicial. Los cambios espectrales revelan la compresión de los NLPs al inicio de su amplificación, seguido de un corrimiento al rojo producido por la dispersión de Raman Scattering. En la figura 7.13(b) se registran los anchos de banda medidos a -3 dB del pulso resultante después del proceso amplificación, donde se observa que el ancho espectral incrementa gradualmente en el intervalo de potencia de 0.223 a 1.51 W, superior a este valor, el ancho espectral aumenta, hasta alcanzar su máximo a la mayor potencia de bombeo admitida por el amplificador.

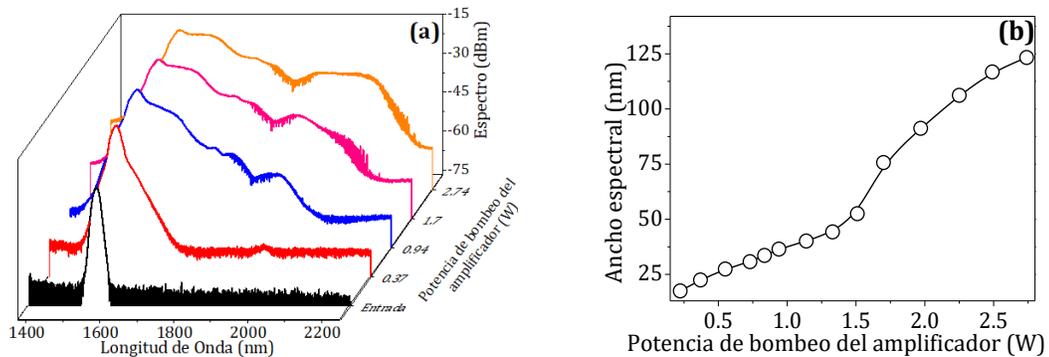


Figura 7.13. (a) Evolución espectral de los NLPs como función del incremento de la potencia de bombeo del amplificador. (b) Anchos espectrales medidos a -3 dB.

Al utilizar la máxima potencia de bombeo del amplificador (2.74 W), se produce un ensanchamiento de 17.43 a 123.32 nm (medido a -3 dB), lo que representa que el ancho de banda del NLP original es incrementado por un factor de siete, indicando que el pulso de ruido experimenta efectos no lineales significativos (figura 7.14). Si la medida del ancho de banda se extiende a -20 dB, entonces el ancho espectral toma un valor de 611.95 nm.

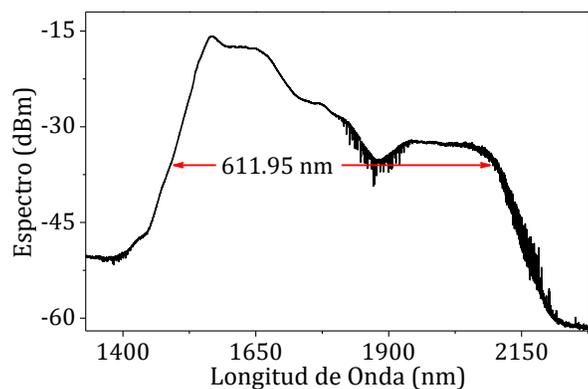


Figura 7.14. Espectro óptico producido al utilizar la máxima potencia de bombeo (2.74 W) concedida por el amplificador.

Las características temporales de los NLPs amplificados son descritas en la figura 7.15(a) y (b). Se contempla una traza de autocorrelación de doble escala con una relación de intensidad pedestal a pico que tiende a ser ligeramente más grande cada vez que la potencia de bombeo se incrementa, al mismo tiempo, en lo que refiere al pico central, se tiene una compresión temporal que se reduce de 204.33 hasta 173.5 fs. También es destacable que los NLPs resultantes no se ven afectados en su estabilidad. El registro del ancho temporal medido a mitad de altura de los NLPs amplificados se expone a manera de resumen en la figura 7.15(c).

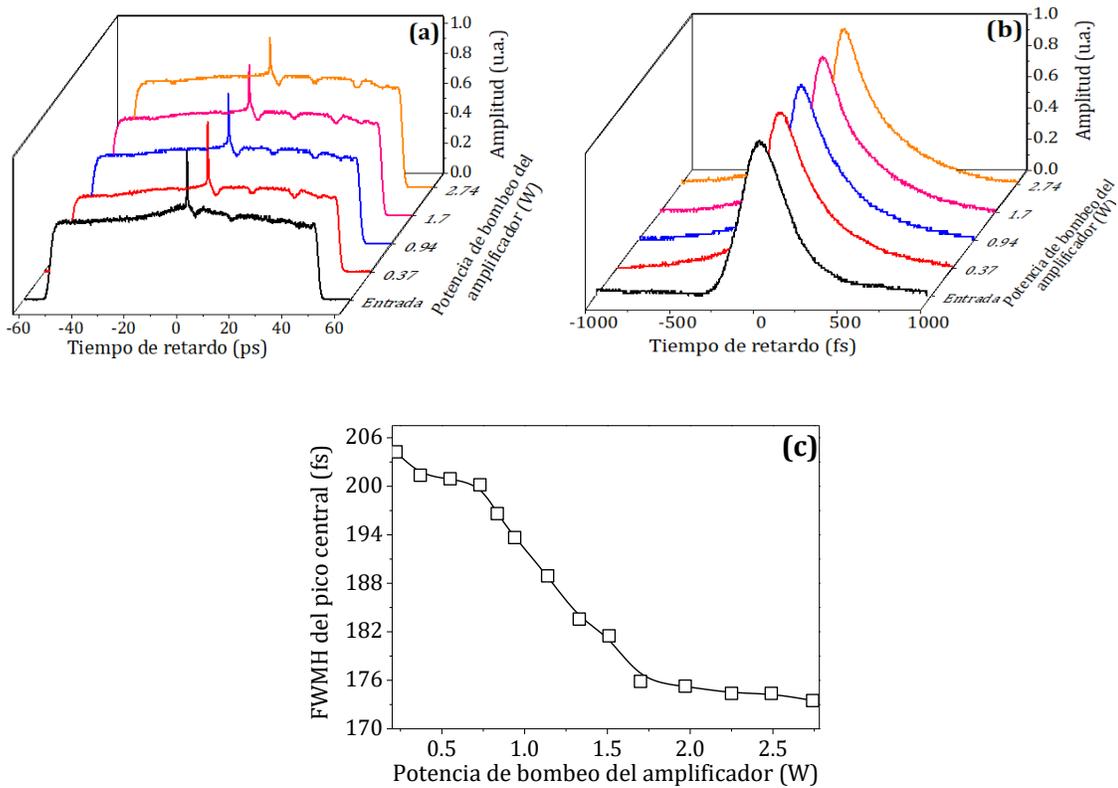


Figura 7.15. Evolución en el dominio del tiempo de los NLPs amplificados en función de la potencia de bombeo del amplificador. (a) Utilizando todo el rango de escaneo disponible por el autocorrelador (100 ps), (b) haciendo una ampliación centrada en el pico de coherencia, (c) medición de la duración temporal.

En la figura 7.16, se presenta la traza de autocorrelación obtenida al introducir la máxima potencia de bombeo concedida por el amplificador, el pulso producido exhibe una relación pedestal a pico de 0.7 y una duración medida a mitad de altura del pico central de 173.5 fs, este valor sugiere que las duraciones temporales de los sub-pulsos internos en los NLPs amplificados son significativamente estrechos, alcanzando una relación de compresión de aproximadamente 0.85.

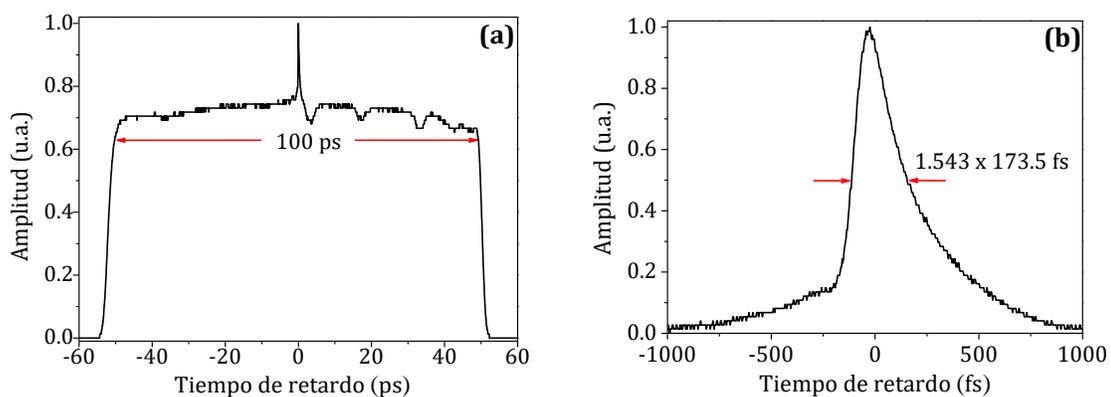


Figura 7.16. Trazas de la función de autocorrelación con una potencia de bombeo de 2.74 W. (a) Utilizando toda el rango disponible del autocorrelador, (b) centrándose únicamente en el pico de coherencia.

Finalmente, las potencias promedio de salida obtenidas después de la amplificación son medidas y presentadas en la figura 7.17. Es posible generar una potencia promedio de salida de 9.2 mW al utilizar la mayor potencia de bombeo del amplificador, esto corresponde a un incremento de 10.75 dB. En esta gráfica, es notable que la potencia promedio de salida aumenta a la par que la potencia de bombeo del amplificador lo hace.

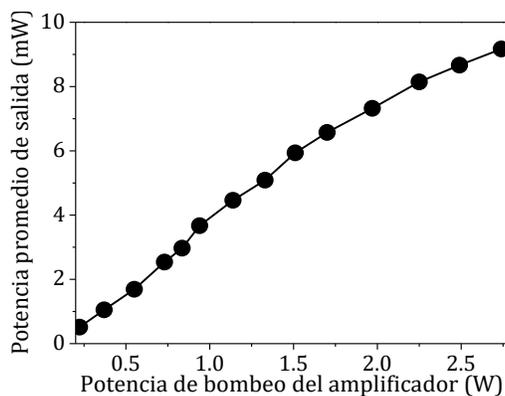


Figura 7.17. Potencia promedio de los NLPs después de haber sufrido un proceso de amplificación.

De los resultados anteriores se deduce que es factible ensanchar espectralmente los NLPs a través de un proceso de amplificación. Para este diseño experimental en particular, la amplificación de NLPs demuestra una mejora espectral de 17.43 a 123.32 nm, cubriendo un rango espectral de 1390 a 2172 nm. Esta propiedad hace que estos pulsos de ruido sean muy

atractivos para aplicaciones como la generación de SC en el infrarrojo que son bombeados por láseres de fibra óptica de Erblio. En la siguiente sección, la generación de SC mediante NLPs amplificados es demostrada en fibras ópticas estándar y altamente no lineales.

7.4.2 Generación de supercontinuo en una fibra SMF-28e

Los primeros experimentos se llevaron a cabo utilizando un carrete de fibra óptica SMF-28e de 800 m de longitud como medio no lineal. La generación de SC es evaluada para diferentes potencias de bombeo del amplificador, tal como se muestra en la figura 7.18(a). Es claro que conforme la potencia de bombeo del amplificador incrementa, el espectro óptico crece significativamente y tiende a ser cada vez más plano. Este resultado concuerda con observaciones previamente reportadas [37,38] donde la generación del espectro de SC se basa en NLPs previamente amplificados. El ensanchamiento espectral debido al auto-desplazamiento de frecuencias Raman (SFS, Raman self frequency shift) es razonablemente uniforme en un rango de longitudes de onda de 1534.10 a 1811 nm, en este intervalo el espectro posee una planicidad con una máxima fluctuación de 4 dB. Más allá de este rango espectral, aparece un pico resonante centrado a la longitud de onda de 2010.1 nm, originado por el fenómeno de mezcla de cuatro ondas (FWM, Four wave mixing) favorecido por alguna condición particular de coincidencia de fase [45]. Para conocer con exactitud la ampliación espectral producida, los anchos de banda son medidos a 10 y 20 dB para diferentes potencias de bombeo del amplificador, en la figura 7.18(b) se presentan los resultados obtenidos. El ensanchamiento más abrupto se genera al incrementar la potencia de bombeo de 0.55 a 0.73 W, para potencias mayores a este valor, el espectro tiende a crecer gradualmente, hasta llegar a su máximo ensanchamiento.

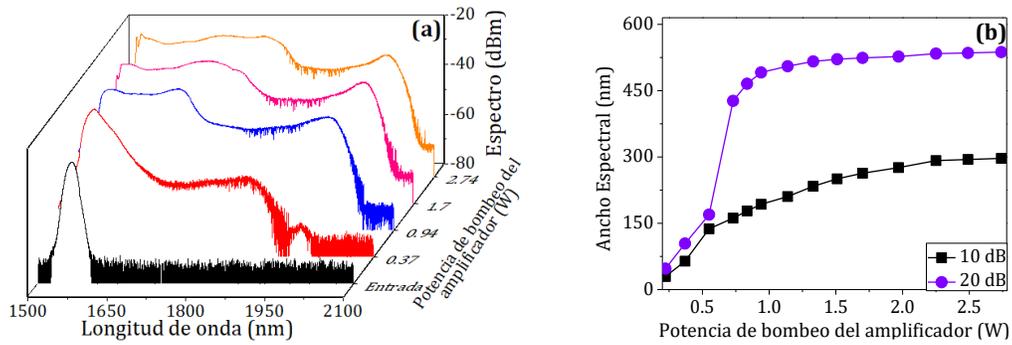


Figura 7.18. Generación de SC en un carrete de fibra óptica SMF-28e de 800 m de largo. (a) Evolución espectral del SC en función de la potencia del bombeo del amplificador. (b) Ancho espectral medido de 10 y 20 dB.

En la figura 7.19 se expone el espectro de SC obtenido a la máxima potencia de bombeo del amplificador, para la cual se obtiene un ancho de banda de 537.5 nm comprendiendo un rango espectral de 1508 a 2045.45 nm, donde se contempla la existencia de dos fluctuaciones, la primera de ellas de 4 dB y la segunda de 9.73 dB.

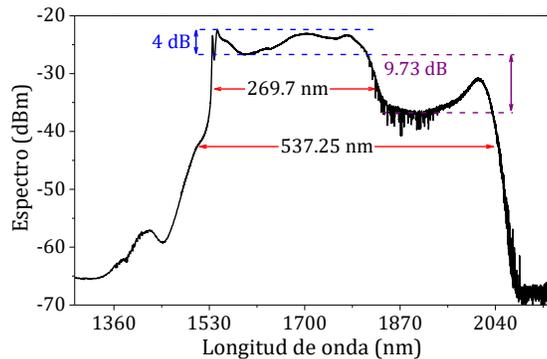


Figura 7.19. Espectro de SC más plano generado con 800 m de fibra óptica SMF-28e con una potencia de bombeo en el amplificador de 2.74 W.

Para concluir la caracterización de la generación de SC en una fibra óptica SMF-28e, se miden las potencias promedio de salida, con ello es posible estimar la cantidad de pérdidas producidas al recorrer los 800 m de fibra óptica, estos resultados se exhiben en la figura 7.20. De la misma manera que el ensanchamiento espectral, cuando la potencia de bombeo del amplificador aumenta, la potencia promedio de salida muestra un comportamiento creciente. Una potencia máxima de 2.4 mW es alcanzada al utilizar la máxima potencia de bombeo del amplificador.

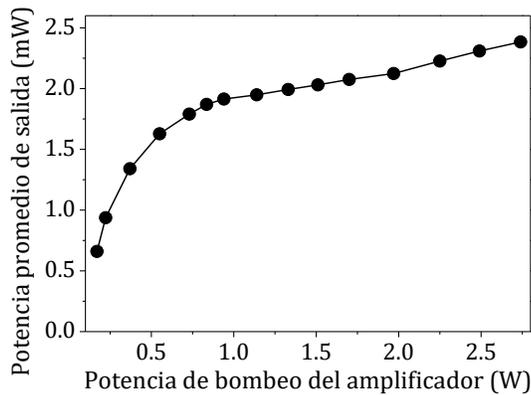


Figura 7.20. Potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo del amplificador.

De los resultados obtenidos se concluye que al introducir los pulsos producidos por el F8L dependiente de la polarización, a un carrete de fibra óptica SMF-28, es posible generar diferentes fenómenos no lineales que dan lugar a la formación de un espectro de SC, el cual muestra propiedades particulares como un ancho de banda de 537.5 nm medidos a 20 dB, con fluctuaciones que oscilan entre 4 y 9.7 dB.

7.4.3 Generación de supercontinuo en una fibra de alta no linealidad

La fibra SMF-28e es sustituida en el amplificador por una fibra de alta no linealidad de 5 m de longitud. El proceso para la generación de SC fue realizado bajo las mismas condiciones presentadas en el caso anterior con la finalidad de comparar ambos resultados. La HNLF tiene su longitud de onda de dispersión cero en 1548 nm y posee un parámetro no lineal de $11.3 \text{ W}^{-1}/\text{m}$. En la figura 7.21(a) se describe la evolución del espectro SC como una función de la potencia de bombeo del amplificador, el comportamiento muestra un espectro de SC que se amplía a medida que la potencia de bombeo del amplificador se incrementa, dando lugar a una forma espectral suave y sin fluctuaciones abruptas que no se ve afectada para potencias elevadas. Una fina estructura aparece alrededor de la longitud de onda de 1900 nm, causada por las resonancias moleculares de H_2O y CO_2 [46]. En la figura 7.21(b) se presenta el ancho espectral medido a 10 y 20 dB en función de la potencia de entrada. De 0.22 a 0.55 W, se tiene un cambio espectral radical, ya que aumenta de 17.43 a 944.71 nm, superior a 0.55 W el crecimiento en el ancho de banda tiende a ser más lento y gradual, alcanzando su máximo

en una potencia de bombeo del amplificador de 1.74 W, si la potencia de bombeo del amplificador es mayor a dicho valor, las variaciones espectrales son relativamente pequeñas, debido a la saturación de la fibra óptica de Er/Yb, no obstante, los espectros originados tienen un alto grado de planicidad.

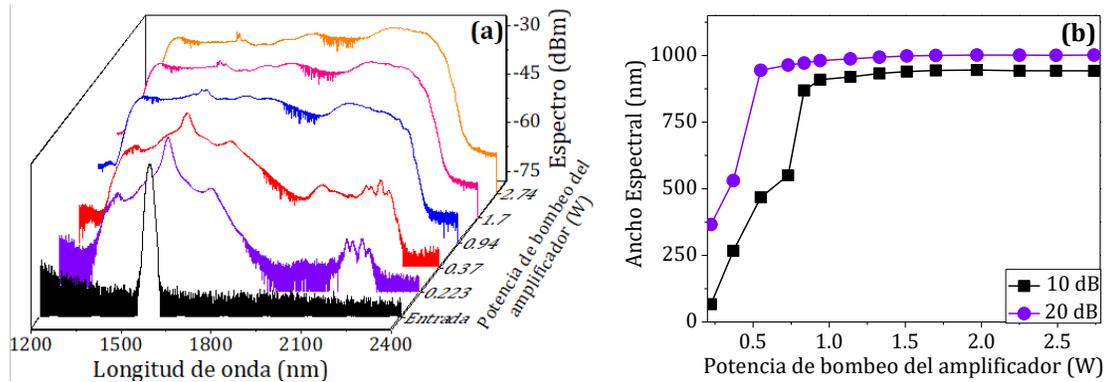


Figura 7.21. Generación de espectros de SC con 5 m de longitud de HNLF. (a) Evolución SC en función de la potencia de bombeo del amplificador. (b) Ancho espectral medido de 10 y 20 dB del espectro SC generado.

En la figura 7.22 se expone una imagen detallada del espectro más ancho y plano obtenido con la fibra HNLF, asociado a una potencia de bombeo del amplificador de 1.7 W, en este caso, el SC adquirido posee un espectro plano con una uniformidad de 3 dB y un ancho de banda de 1000 nm en el rango de 1261 a 2261 nm medido a -20 dB.

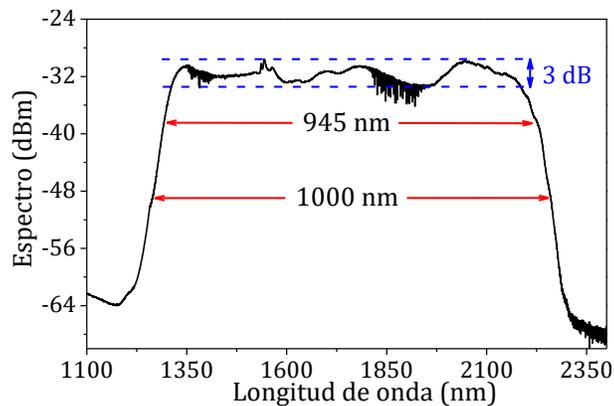


Figura 7.22. Espectro de SC más plano generado con 5 m de longitud de fibra HNLF con una potencia de bombeo en el amplificador de 1.7 W.

La relación entre la potencia promedio de salida y la potencia de bombeo de entrada se muestra en la figura 7.23. Ambas potencias aumentan de manera conjunta. Con la máxima potencia de 9.2 mW, que corresponde a una potencia de bombeo amplificadora de 2.74 W, se obtiene un SC con una potencia promedio de 2 mW.

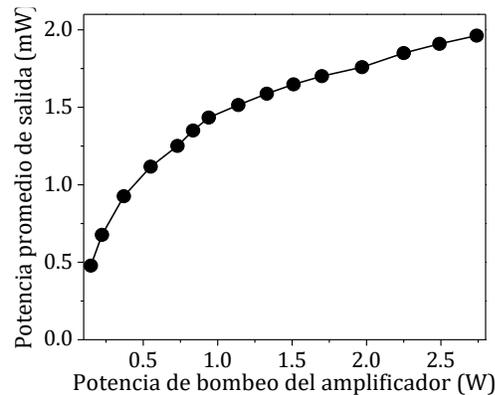


Figura 7.23. Potencia promedio de salida en función de la potencia de bombeo del amplificador.

Los resultados producidos con la fibra de alta no linealidad demuestran que es concebible generar espectros de SC altamente uniformes con longitudes de fibra óptica relativamente pequeñas. En comparación con el espectro originado con la fibra SMF-28e, se produce un incremento de 3.5 veces el ancho espectral medido a 10 dB, así como una significativa reducción de fluctuaciones y oscilaciones. No obstante, ambos resultados son una prueba fehaciente de que los NLPs libres de pedestal contribuyen a la mejora de la planicidad de los espectros de SC.

7.5 Generación de supercontinuo desajustando la salida dependiente de la polarización

Para fines de comparación, y con el objetivo de demostrar la mejora lograda con el esquema propuesto para la generación de SC, se repiten los experimentos utilizando la fibra óptica SMF-28e y HNLF bajo las mismas condiciones en las que fueron analizadas, pero ahora el controlador de polarización (CP3), colocado a la salida del NOLM en el F8L (figura 7.2), se desajusta para permitir la transmisión de bajas intensidades en la salida del láser. Si estos

pulsos son empleados como fuente de bombeo para la generación de SC, provocarán espectros poco planos, con discontinuidades y fluctuaciones grandes.

Las características de los NLPs tomados directamente en la salida del F8L al desajustar el CP3 se representan en la figura 7.24. Para estas mediciones la potencia de bombeo en el F8L se fija en 101 mW y la placa del QWR se sitúa en una transmisión de 0.15. Espectralmente el NLP se encuentra centrado a una longitud de onda de 1560 nm, con un ancho de banda óptico medido a -3 dB de 9.73 nm. En comparación con el espectro de la figura 7.7 estos NLPs muestran un pico de emisión espontánea amplificada alrededor de ~ 1530 nm, lo que sugiere la presencia de radiaciones de bajas intensidades. En el dominio del tiempo, figura 7.24(b), los NLPs exhiben una relación de intensidad de pedestal a pico de 0.65. De igual forma, si se considera un perfil de secante hiperbólica cuadrada, el ancho a mitad de altura del pico montado sobre el pedestal tiene una duración temporal de 244.67 fs, es decir, es 40 fs mayor al de los NLPs adquiridos cuando la salida láser se encuentra alineada.

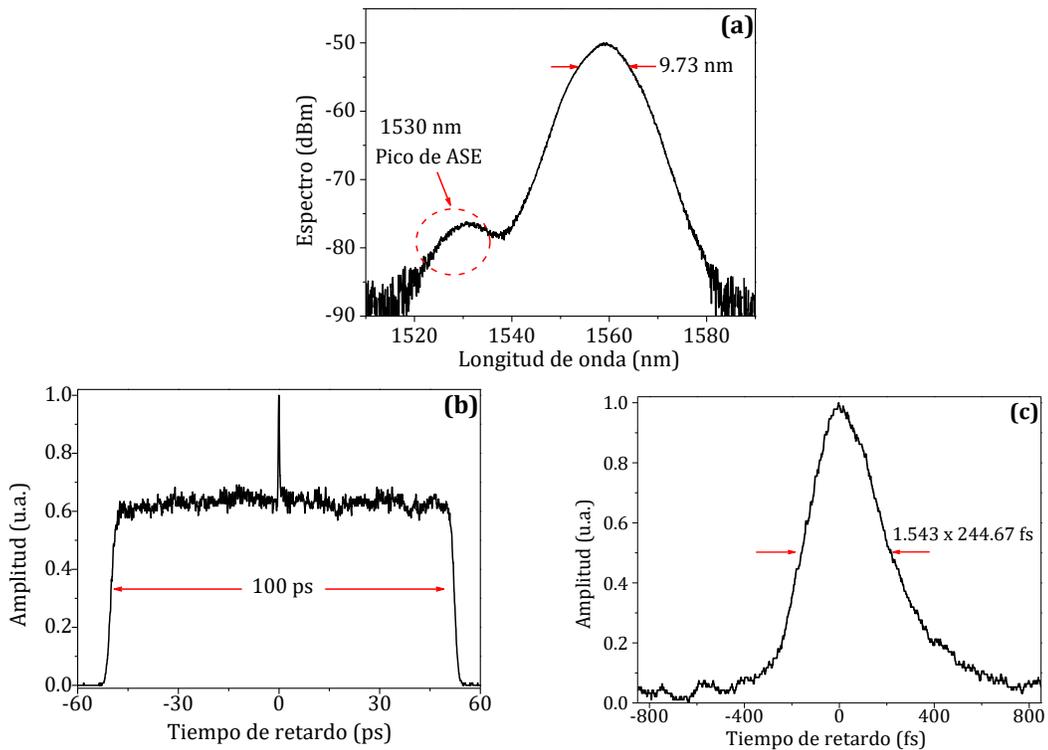


Figura 7.24(a). Características de los NLPs al desajustar la salida láser dependiente de la polarización. (a) Espectro óptico, (b) Traza de autocorrelación utilizando todo el intervalo de medición permitido por el equipo, (c) Ampliación considerando solo el pico central.

Después del análisis de los pulsos de ruido, la salida del láser es conectada al amplificador de fibra óptica, donde los NLPs son amplificados y posteriormente introducidos en la fibra óptica SMF-28e para la generación de SC. Los espectros de SC producidos se ilustran en la figura 7.25. Al utilizar el carrete de 800 m de longitud de fibra SMF-28e con una potencia de entrada de 2.74 W, se genera un espectro de SC que a -55 dB abarca un rango de longitudes de onda de 1463.95 a 1973.52 nm, donde un pico de alta intensidad asociado al bombeo remanente se hace presente junto con una serie de fluctuaciones de entre 30.12 y 21.74 dB. Cuando la fibra SMF-28e es sustituida por la HNLF y se bombea con una potencia de 1.7 W, un espectro de SC con un ancho de banda de ~ 1000 , en el rango de 1250 a 2250 nm es producido, tal como se contempla en figura 7.25(b), donde se visualizan oscilaciones espectrales de hasta 33.27 dB. Si se compara este resultado con los espectros de SC mostrados en las figuras 7.19 y 7.21, que fueron obtenidos con NLPs libres de pedestal, es posible concluir que los NLPs sin componentes de baja intensidad son mejores para la generación SC amplios con un alto grado de planicidad.

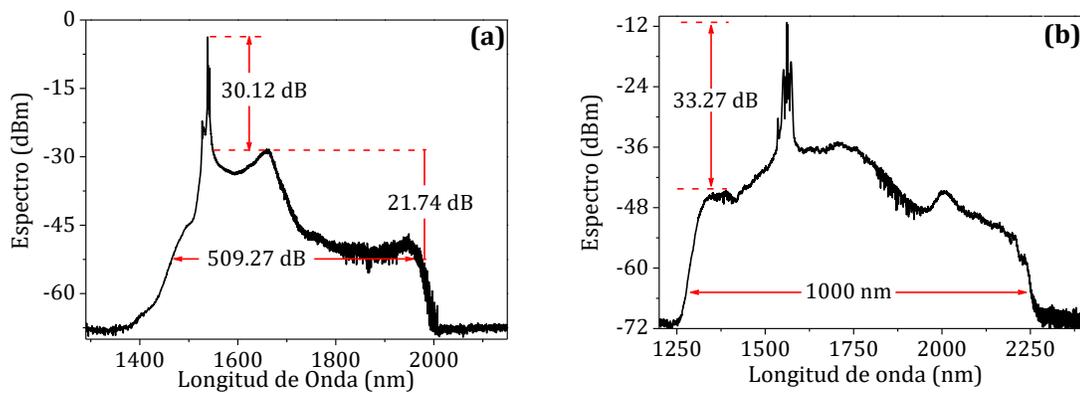


Figura 7.25 Espectros de SC producidos utilizando NLPs de baja calidad. (a) En un carrete de 800 m de longitud de fibra óptica SMF-28e, (b) en 5 m de HNLF.

A partir de estos resultados, la generación de espectros SC amplios y planos bombeados por NLPs amplificados se demuestra en el régimen de dispersión anómala. Con 5 m de longitud de HNLF, se produce una planicidad de ~ 3 dB para un ancho de banda de 1000 nm en el rango espectral de 1261 a 2261 nm, mientras que para 800 m de fibra monomodo SMF-28e, se logra un espectro de SC con un ancho de 537.25 nm. Es por esta razón que los

esquemas de SC basados en NLPs son fuentes ópticas muy atractivas para aplicaciones que requieren baja coherencia temporal.

7.6 Conclusiones

El F8L propuesto aprovecha la transmisión dependiente de la polarización del NOLM para eliminar los componentes de baja intensidad en la salida del láser mediante simples ajustes a través del ángulo de rotación del QWR. El F8L es capaz de operar en tres regímenes de emisión tales como: solitones convencionales, NLPs y emisión simultánea de solitones con NLPs. La eficacia de este montaje experimental es demostrada al utilizar los NLPs como fuente de bombeo para la generación de espectros de SC. Para el caso específico de emisión de NLPs, se obtuvieron pulsos ópticos con un ancho de banda espectral de 17.43 nm, los cuales al ser amplificados mediante una fibra dopada de Er/Yb, alcanzan una potencia promedio máxima de 9.2 mW y un ancho de banda espectral de 123.32 nm, que corresponde a una energía de 11.5 nJ. Al introducir estos pulsos a una fibra óptica usada como medio no lineal y controlando la potencia de bombeo del amplificador, es posible la generación de SC uniformes y con un alto grado de planicidad, logrando espectros de anchos de banda de hasta 1000 nm, de 1261 a 2261 nm. Este resultado comprueba que la emisión de NLPs libres de componentes de baja intensidad son una fuente de bombeo eficiente para la generación de espectros de supercontinuos anchos y con un alto grado de planicidad.

7.7 Referencias

1. R. R. Alfano, S. L. Shapiro, "Emission in the region 4000 to 7000 Å," *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 584-587 (1970).
2. W. Yu, R. R. Alfano, C. L. Sam, R. J. Seymour, "Spectral broadening of picosecond 1.06 μm pulse in KBr," *Opt. Commun.* **14**(3), 344-347 (1975).
3. W. Werncke, A. Lau, M. Pfeiffer, K. Lenz, H. J. Weigmann, C. D. Thuy, "An anomalous frequency broadening in water," *Opt. Commun.* **4**(6), 413-415 (1972).
4. A. Penzkofer, A. Laubereau, W. Kaiser, "Stimulated short-wave radiation due to single-frequency resonances of $\chi(3)$," *Phys. Rev. Lett.* **31**(14), 863-866 (1973).
5. W. L. Smith, P. Liu, N. Bloembergen, "Superbroadening in H₂O and D₂O by self-focused picosecond pulses from YAG:Nd laser," *Phys. Rev. A* **15**(6), 2396-2403 (1977).
6. C. Lin, R. H. Stolen, "New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.* **28**(), 216-218 (1976).
7. S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake, K. Mori, "3 Tbit/s (160 Gbit/s 3 19 channel) optical TDM and WDM transmission experiment," *Electron. Lett.* **35**(10), 826-827 (1999).
8. H. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, Y. Inoue, T. Shibata, M. Abe, T. Morioka, K-I. Sato, "More than 1000 channels optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12.5 GHz channel spacing," *Electron. Lett.* **36**(25), 2089-2090 (2000).
9. C. Courvoisier, A. Mussot, R. Bendoula, T. Sylvestre, J. G. Reyes, G. Tribillon, B. Wacogne, T. Gharbi, H. Maillotte, "Broadband supercontinuum in a microchip-laser-pumped conventional fiber: toward biomedical applications," *Laser Phys.* **14**(4) 507-14(2004).
10. C. F. Kaminski, R. S. Watt, A. D. Elder, J. H. Frank, J. Hult, "Supercontinuum radiation for applications in chemical sensing and microscopy," *Appl. Phys. B* **92**(3), 367-378 (2008).
11. A. Ruehl, M. J. Martin, K. C. Cossel, L. Chen, H. McKay, B. Thomas, C. Benko, L. Dong, J. M. Dudley, M. E. Fermann, I. Hartl, J. Ye, "Ultrabroadband coherent supercontinuum frequency comb," *Phys. Rev. A* **84**(1), 011806 (2011).
12. Th. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hansch, "Optical frequency metrology," *Nature* **416**(6877), 233-237 (2002).
13. K. Isobe, W. Watanabe, S. Matsunaga, T. Higashi, K. Fukui, K. Itoh, "Multi-spectral two-photon excited fluorescence microscopy using supercontinuum light source," *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2* **44**, L167-L169 (2005).
14. J. Swiderski, M. Maciejewska, "The generation of a broadband, spectrally flat supercontinuum extended to the mid-infrared with the use of conventional single-mode fibers and thulium-doped single-mode fibers pumped by 1.55 μm pulses," *Laser Phys. Lett.* **10**(1) 015106(2013).
15. J. Geng, Q. Wang, S. Jiang, "High-spectral-flatness mid-infrared supercontinuum generated from a Tmdoped fiber amplifier," *Appl. Opt.* **51**(7), 834840 (2012).

16. J. Swiderski, F. Théberge, M. Michalska, P. Mathieu, D. Vincent, "High average power supercontinuum generation in a fluoroindate fiber," *Laser Phys. Lett.* **11**(1), 015106 (2014).
17. R. Song, J. Hou, S. P. Chen, W. Q. Yang, T. Liu, Q. S. Lu, "Near-infrared supercontinuum generation in an all-normal dispersion MOPA configuration above one hundred watts," *Laser Phys. Lett.* **10**(1), 015401 (2013).
18. J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, R. I. Mata-Chavez, O. Pottiez, R. Rojas-Laguna, and E. AlvaradoMendez, "Experimental study on a broad and flat supercontinuum spectrum generated through a system of two PCFs," *Laser Phys. Lett.* **10**(7), 075101 (2013).
19. H. Zhu, R. Wang, T. Pu, T. Fang, P. Xiang, J. Zheng, D. Chen, "Optical stealth transmission based on super-continuum generation in highly nonlinear fiber over WDM network," *Opt. Lett.* **40**(11), 2561–2563 (2003).
20. N. Quang, M. Matsuura, N. Kishi, "WDM-to-OTDM conversion using supercontinuum generation in a highly nonlinear fiber," *IEEE Photonic. Tech. L.* **26**(18), 1882–1885 (2014).
21. S. K. Tripathy, J. S. N. Achary, N. Muduli, G. Palai, "Nonlinear rectangular photonic crystal fiber (PCF) for optical communication exclusively super continuum generation," *J. Laser Opt. Photonics* **2**(1), 1000114 (2015).
22. X. Jiang, N. Y. Joly, M. A. Finger, F. Babic, G. K. Wong, J. C. Travers, P. S. J. Russell, "Deep-ultraviolet to mid-infrared supercontinuum generated in solid-core ZBLAN photonic crystal fibre," *Nat. Photonics* **9**(2), 133–139 (2015).
23. E. A. Anashkina, A. V. Andrianov, M. Yu. Koptev, S. V. Muravyev, A. V. Kim, "Generating femtosecond optical pulses tunable from 2 to 3 μm with a silica-based all-fiber laser system," *Opt. Lett.* **39**(10), 2963-2966 (2014).
24. V. A. Kamynin, A. E. Bednyakova, M. P. Fedoruk, I. A. Volkov, K. N. Nishchev, A. S. Kurkov, "Supercontinuum generation beyond 2 μm in GeO_2 fiber: comparison of nano- and femtosecond pumping," *Laser Phys. Lett.* **12**(6), 065101 (2015).
25. J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.* **78**(4), 1135–1184 (2006).
26. J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, G. Korn, "Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic crystal fibers," *Phys. Rev. Lett.* **88**(17), (2002).
27. X. Gu, L. Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O'Shea, A. P. Shreenath, R. Trebino, R. S. Windeler, "Frequency resolved optical gating and single-shot spectral measurements reveal fine structure in microstructure-fiber continuum," *Opt. Lett.* **27**(13), 1174–1176 (2002).
28. N. Nishizawa, M. Hori, "Octave spanning high quality super continuum generation using 10 nJ and 104 fs high energy ultrashort soliton pulse," *Appl. Phys. Express* **1**(2), 022009, (2008).
29. N. Nishizawa, J. Takayanagi, "Octave spanning high-quality supercontinuum generation in all-fiber system," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(8), 1786-1792 (2007).

30. G. Qin, X. Yan, C. Kito, M. Liao, C. Chaudhari, T. Suzuki, Y. Ohishi, "Ultrabroadband supercontinuum generation from ultraviolet to 6.28 μm in a fluoride fiber," *Appl. Phys. Lett.* **95**(16), 161103(2009).
31. J. J. Miret, E. Silvestre, P. Andrés, "Octave-spanning ultraflat supercontinuum with soft-glass photonic crystal fibers," *Opt. Express* **17**(11), 9197–9203 (2009).
32. A. M. Heidt, "Pulse preserving flat-top supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**(3), 550-559 (2010).
33. Y. Nozaki, Y. Nomura, M. Aramaki, and N. Nishizawa, "Octave spanning coherent supercontinuum generation using 51 fs high-power ultrashort pulse from Er-doped similariton amplifier," *Japanese Journal of Applied Physics* **53**(2), 020301 (2014).
34. R. Liao, Y. Song, X. Zhou, L. Chai, C. Wang, M. Hu, "Ultra-flat supercontinuum generated from high-power, picosecond telecommunication fiber laser source," *Appl. Opt.* **55**(33), 9384-9388 (2016).
35. S. S. Lin, S. K. Hwang, J. M. Liu, "Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses," *Opt. Express* **22**(4), 4152-4160 (2014).
36. S. Kobtsev, S. Kukarin, S. Smirnov, I. Ankudinov, "Cascaded SRS of single- and double-scale fiber laser pulses in long extra-cavity fiber," *Opt. Express* **22**(17), 20770-20775 (2014).
37. A. Zaytsev, C. H. Lin, Y. J. You, C. C. Chung, C. L. Wang, C. L. Pan, "Supercontinuum generation by noise-like pulses transmitted through normally dispersive standard single-mode fibers," *Opt. Express* **21**(13), 16056-16062 (2013).
38. H. Chen, X. Zhou, S. P. Chen, Z. F. Jiang, J. Hou, "Ultra-compact Watt-level flat supercontinuum source pumped by noise-like pulse from an all-fiber oscillator" *Opt. Express*, **23**(26), 32909-32916 (2015).
39. V. Goloborodko, S. Keren, A. Rosenthal, B. Levit, M. Horowitz, "Measuring temperature profiles in high power optical fiber components," *Appl. Opt.* **42**(13), 2284–2288 (2003).
40. M. A. Putnam, M. L. Dennis, I. N. Duling, C. G. Askins, E. J. Friebele, "Broadband square-pulses operation of passively mode-locked fiber laser for fiber gratings interrogation," *Opt. Lett.* **23**(2), 138–140 (1998).
41. S. Keren, E. Brand, Y. Levi, B. Levit, M. Horowitz, "Data storage in optical fibers and reconstruction by use of low-coherence spectral interferometry," *Opt. Lett.* **27**(2), 125–127 (2002).
42. S. Keren, M. Horowitz, "Interrogation of fiber gratings by use of low-coherence spectral interferometry of noiselike pulses," *Opt. Lett.* **26**(6), 328–333 (2001).
43. S. Keren, A. Rosenthal, M. Horowitz, "Measuring the structure of highly reflecting fiber Bragg grating," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **15**(4), 575–577 (2003).
44. A. F. J. Runge, C. Aguergaray, N. G. R. Broderick, M. Erkintalo, "Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers," *Opt. Lett.* **38**(21), 4327–4330 (2013).
45. D. Castelló Lurbe, N. Vermeulen, E. Silvestre, "Towards an analytical framework for tailoring supercontinuum generation," *Opt. Express* **24**(23), 26629-26645 (2016).

46. L. S. Rothman, I. E. Gordon, Y. Babikov, A. Barbe, D. Chris Benner, P. F. Bernath, M. Birk, L. Bizzocchi, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue, K. Chance, E. A. Cohen, L. H. Coudert, V. M. Devi, B. J. Drouin, A. Fayt, J. M. Flaud, R. R. Gamache, J. J. Harrison, J. M. Hartmann, C. Hill, J. T. Hodges, D. Jacquemart, A. Jolly, J. Lamouroux, R. J. Le Roy, G. Li, D. A. Long, O. M. Lyulin, C. J. Mackie, S. T. Massie, S. Mikhailenko, H. S. P. Müller, O. V. Naumenko, A. V. Nikitin, J. Orphal, V. Perevalov, A. Perrin, E. R. Polovtseva, C. Richard, M. A. H. Smith, E. Starikova, K. Sung, S. Tashkun, J. Tennyson, G. C. Toon, V. G. Tyuterev, and G. Wagner, "The HITRAN 2012 molecular spectroscopic database," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **130**, 4–50 (2013).

CAPÍTULO 8

CONCLUSIONES Y TRABAJO A FUTURO

Los resultados más sobresalientes y significativos obtenidos a lo largo de este proyecto de tesis se exponen en este capítulo, además se presentan las conclusiones generales y el posible trabajo a futuro que puede ser desarrollado para optimizar las cavidades láser expuestas.

8.1 Conclusiones generales

A lo largo de este proyecto de investigación se presentó y analizó el desarrollo experimental de diferentes cavidades de fibra óptica optimizadas para lograr una emisión láser de alta calidad. Los láseres expuestos en los primeros capítulos utilizan la técnica mode locking (ML) activa para la generación de pulsos cortos. El elemento activo en estas cavidades consiste de un filtro acusto-óptico (FAO) conformado por una pequeña sección de fibra óptica sin núcleo, la cual funciona como bloqueador del modo fundamental (BMF). Dependiendo de la longitud del BMF es posible trabajar en la región espectral de 1.5 o 2 μm . El FAO tiene su principio de operación fundamentado en el acoplamiento intermodal inducido por una onda de flexión acústica, que es producida por medio de una señal de radiofrecuencia (RF). La respuesta espectral de este acoplamiento se manifiesta como un pico de transmisión pasabanda, cuya amplitud varía según la frecuencia acústica y voltaje que es aplicado al disco piezoeléctrico (DP). La dependencia de la transmisión con estos parámetros permite un mejor control sobre las pérdidas de la cavidad, de esta manera se evita el uso de ajustes aleatorios que conllevan a una limitación en términos de confiabilidad y repetitividad. En comparación con otros trabajos previamente reportados, el FAO presentado, posee un proceso de fabricación relativamente sencillo, que no requiere de técnicas o métodos sofisticados, siendo una ventaja sobresaliente.

Para la elaboración del primer láser, ver figura 3.9, el FAO utilizado exhibió una atenuación máxima de 31 dB centrada a la longitud de onda de 1531.1 nm, y una reinserción de energía con un ancho de banda de 0.91 nm con una pérdida de inserción mínima de 3 dB. Después del análisis del FAO, se colocó en la longitud de interacción un reflector acústico con el

objetivo de producir una onda de flexión estacionaria, de esta manera el FAO fue convertido en un modulador acusto-óptico (MAO). Cuando el MAO es incluido en una cavidad de anillo, reveló ser capaz de soportar la generación de pulsos ultracortos mode locking con duraciones temporales de aproximadamente 8.75 ps con anchos espectrales de 0.2 nm, esta emisión láser mostró una alta estabilidad con bajas fluctuaciones. La sintonización de la operación láser en longitud de onda se comprobó al variar la frecuencia acústica y adecuar el tamaño de la longitud de la cavidad. Posteriormente, la señal de RF que se propagaba en el FAO fue modulada mediante un pulso rectangular de frecuencia y ciclo de trabajo variable, que dio lugar a la emisión de pulsos Q switch (QS). Si de manera simultánea se realiza esta modulación a la par que se hace coincidir el tiempo de ida y vuelta de la cavidad con el periodo de la modulación acústica, un pulso Q-switched mode locking (QML) es generado. Los pulsos QML, se manifiestan con una envolvente asociada a un pulso QS que internamente está constituido por un tren de sub-pulsos ML igualmente espaciados. Dentro de este régimen de emisión se destaca la obtención de altas energías y bajas pérdidas. Además, es importante mencionar que la conmutación entre regímenes de emisión, se logra con ajustes finos en la frecuencia acústica y el voltaje aplicado al DP, es decir, no es necesario añadir nuevos elementos dentro de la cavidad láser, esto hace que la configuración experimental sea flexible y con un alto grado de repetitividad.

Siguiendo esta línea de investigación y con la finalidad de exponer el potencial del filtro acusto-óptico, se llevó a cabo la optimización del FAO en la región espectral cercana a dos micras. Para este proceso, se utilizó como medio de interacción una fibra óptica estrechada a un diámetro de 80 μm . Esta reducción permitió aumentar la intensidad de la onda acústica y en consecuencia mejorar el acoplamiento intermodal. Los resultados experimentales demostraron un ancho de banda al menos 5 veces más amplio que el generado en el caso de una fibra de 125 μm de diámetro y una reducción cercana al 51.3 % en la longitud total del FAO. Al colocar el FAO dentro de una cavidad de longitud larga, se exhibe que es un dispositivo ideal para propiciar la operación láser tanto en el régimen de onda continua (CW) como el pulsado, donde sobresale su extenso rango de sintonización espectral, que abarca 105.53 y 80.39 nm para CW y ML, respectivamente. Una ventaja adicional de esta cavidad, es la

facilidad de cambiar del régimen de emisión de CW al ML a través del aumento controlado de la potencia de bombeo.

A partir de los resultados obtenidos, es posible concluir que la implementación de un FAO basado en un BMF es un dispositivo eficiente que al ser incluido dentro de una cavidad de fibra óptica propicia la emisión láser sintonizable tanto en el régimen pulsado como CW. Además, demuestra ser un elemento útil y conveniente para aplicaciones que requieren cubrir un amplio rango de sintonización, ofreciendo la ventaja proporcionar una configuración robusta, simple y de fácil manejo. Si comparamos estos resultados con otros previamente publicados, es notable que factores como la técnica de desarrollo, estabilidad y sintonización son altamente mejorados. Estas propiedades posicionan a nuestro FAO como un dispositivo versátil con una amplia gama de aplicaciones dentro del campo de los láseres de fibra óptica.

La segunda parte de este proyecto consistió en el desarrollo de un láser de figura ocho (F8L) con una salida dependiente de la polarización, que utiliza un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM) como un absorbedor saturable artificial. El NOLM es constituido por una fibra óptica altamente torcida, que permite una configuración más estable gracias a que preserva el estado de polarización de la luz, y una placa retardadora de un cuarto de onda (QWR), que contribuye a una operación más flexible. La implementación más sobresaliente se encuentra en la salida del NOLM, donde se agregó un controlador de polarización (CP) seguido de un polarizador divisor de haz de fibra óptica (FBPS), con la finalidad de separar los componentes de polarización que conforman la salida láser, de esta forma se asegura la generación de pulsos ópticos sin contribuciones de componentes de baja intensidad como onda continua o pedestal, que degradan la operación láser. La posición del QWR demostró ser un punto crítico, ya que si es orientado de la forma correcta un tren de pulsos ML puede ser producido de manera exitosa. Dependiendo de la ubicación del ángulo de rotación del QWR, el F8L es capaz de operar en tres diferentes emisiones láser, tales como solitones convencionales, pulsos de ruido (NLPs) y una emisión simultánea de NLPs con solitones. Espectralmente, los pulsos ópticos muestran una curva suave sin picos sobresalientes, donde se observó que es posible eliminar contribuciones de baja intensidad tan pequeñas como las bandas de Kelly o las originadas por la emisión espontánea amplificada.

La eficacia de este montaje experimental fue corroborada al utilizar los NLPs libres de pedestal, generados por el F8L, como fuente de bombeo para la generación de espectros de supercontinuo (SC). Para llevar a cabo este proceso, los NLPs fueron sometidos a un amplificador de Er/Yb, donde alcanzaron anchos espectrales de 123.2 nm con una potencia promedio de salida de 9.2 mW, enseguida los NLPs fueron introducidos en una fibra óptica que actuaba como medio no lineal. Experimentalmente el mejor resultado se obtuvo con 5 m de fibra óptica de alta no linealidad, que originó espectros ópticos ultraplano con anchos de banda de 1000 nm y una fluctuación máxima de 3 dB. Por tanto, es posible concluir que la emisión de NLPs provenientes del F8L libres de pedestal son una fuente de bombeo eficiente para la generación de espectros de SC amplios y ultra planos.

8.2 Trabajo a futuro

El trabajo de tesis ha cumplido con el objetivo general de demostrar la eficiencia de un FAO pasabanda como dispositivo seleccionador en longitud de onda que propicia de manera estable una emisión láser sintonizable en los regímenes de onda continua o pulsado, tanto en la región espectral de 1.5 y 2 μm . Además, se mostró exitosamente el desarrollo de un láser de figura ocho que permite la producción de pulsos ópticos de alta calidad, que son una fuente de bombeo eficiente para la generación de espectros de supercontinuo ultra planos y anchos. Sin embargo, es posible realizar una serie de modificaciones que conlleven a resultados experimentales aún más relevantes.

En lo que refiere al bloqueador del modo fundamental, se pretende mejorar su fabricación perfeccionando la longitud de la fibra óptica sin núcleo con la finalidad de lograr que su máxima atenuación se encuentre en su totalidad en la región espectral de 2 μm , de esta manera al ser colocado dentro de una cavidad de fibra óptica, la emisión láser se emitirá dentro de esta misma zona. Así mismo, se desea reducir la longitud de interacción del FAO, para lograr un mejor acoplamiento intermodal y en consecuencia una respuesta de transmisión más rápida. Esto dará lugar a tiempos de respuesta más cortos, que conlleven a la generación de pulsos ópticos con menor duración temporal y mayores potencias pico. Con este fin, se propone seguir estudiando la dinámica de las fibras estrechadas hasta encontrar

el diámetro ideal para conformar la longitud de interacción del FAO. La optimización del BMF junto con el FAO, harán posible trasladar la emisión mode locking, Q-Switching y Q-switched mode locking al régimen espectral de 2 μm , que es de alto interés científico debido su amplia gama de aplicaciones.

En lo que concierne al F8L, se pretende realizar su simulación numérica con el objetivo de comprender de manera precisa la formación de los pulsos que emite, especialmente de los pulsos de ruido. Además, es indispensable buscar y analizar componentes de fibra óptica que generen menores pérdidas en la cavidad laser, para obtener pulsos ópticos con potencias más altas. Tales implementaciones cimentarán las bases necesarias para generar espectros de supercontinuo dentro de la misma cavidad, sin necesidad de amplificar previamente los pulsos ópticos o agregar fibras ópticas adicionales que funcionen como elementos no lineales. Finalmente, una propuesta más a futuro sería producir un espectro de SC en el régimen de dispersión normal bajo las mismas condiciones que se utilizaron a lo largo de este proyecto, compararlos y posiblemente realizar un montaje experimental utilizando ambos regímenes.

Todas estas propuestas favorecerán el desarrollo de láseres de fibra óptica más estables y eficientes que podrán ser objeto de estudio en diferentes áreas, abriendo las puertas a nuevas líneas de investigación con aplicaciones en diferentes ámbitos científicos.