



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN ÓPTICA, A.C.

ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DE
PULSOS DE RUIDO GENERADOS POR
LÁSERES DE FIBRA EN AMARRE DE
MODOS PASIVO



DOCTORADO EN CIENCIAS (ÓPTICA)

Asesor: Dr. Olivier Pottiez.

Estudiante: Héctor Santiago Hernández.

Diciembre de 2015
León, Guanajuato, México

ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DE PULSOS DE RUIDO GENERADOS POR LÁSERES DE FIBRA EN AMARRE DE MODOS PASIVO

Héctor Santiago Hernández

Tesis presentada como requisito parcial para optar al título de:

Doctor en ciencias (óptica)

Director:

Dr. Olivier Pottiez

Línea de Investigación:

Láseres pulsados de fibra óptica

Grupo de Investigación:

Fotónica

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA A.C.

FIBRAS ÓPTICAS Y LÁSERES

LEÓN, GUANAJUATO, MÉXICO

2015

A mi esposa:

Marcela Carolina Silva Torres

Agradecimientos

Ante todo agradezco a Dios por la fascinante experiencia de estudiar el doctorado en ciencias (óptica) en el Centro de Investigaciones en Óptica (CIO) y que culmina ahora con la presente tesis, permitiéndome de esta manera conocer al Dr. Olivier Pottiez, a quien le agradezco infinitamente la oportunidad que me dio de aprender de él como profesor y como ser humano, especialmente le agradezco su amistad, tiempo, conocimientos transmitidos y esfuerzo dedicados para la culminación de este proyecto.

Agradezco a mis padres por enseñarme a vivir con ética y valores, pues gracias a ello he logrado estos niveles académicos que demanda la sociedad actual.

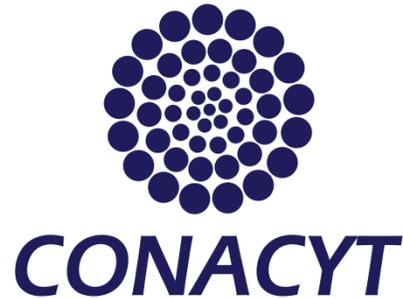
A mis hermanos agradezco su apoyo incondicional, pues han sido siempre un soporte en mis debilidades.

Agradezco a mi esposa, a quien dedico la presente tesis, ya que juntos hemos reído y llorado durante esta apasionante aventura.

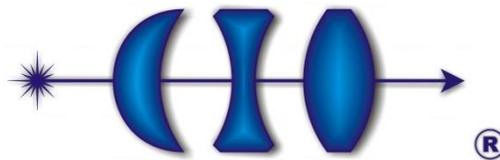
Agradezco de la manera más sincera a mis amigos Diego Torres y Adrián Coronel, pues este proyecto doctoral no se hubiera logrado sin sus consejos y aportaciones académicas.

Finalmente agradezco a todo el personal del CIO, incluyendo profesores y personal administrativo, pues siempre han hecho una excelente labor durante mi formación académica.

Agradecimientos institucionales



Agradezco al consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo otorgado mediante la beca de doctorado (CVU/becario No. 227532), así como al proyecto No. 130966, los cuales permitieron financiar y consecuentemente obtener los resultados necesarios para la elaboración del presente trabajo.



**CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.**

Agradezco al Centro de Investigaciones en Óptica (CIO) por darme la oportunidad de realizarme profesionalmente dentro de sus instalaciones. Principalmente estoy agradecido con el CIO por permitirme utilizar completamente la infraestructura, personal y equipo necesarios para desarrollar la presente tesis.

Resumen

Los pulsos de ruido son objetos complejos (con duraciones del orden de ns) compuestos de miles de pulsos ultracortos (por debajo de los ps) que se forman en láseres de fibra de amarre de modos pasivo. A una escala local, estos pulsos presentan duraciones, posiciones y amplitudes que varían constantemente. En contraste, de manera global, los pulsos de ruido son bastante estables (espectro óptico ancho y suave de decenas de nm, trazas de autocorrelación con un pico del orden de ps montado en un pedestal del orden de ns). Por lo tanto, los pulsos de ruido pueden considerarse como un estado de amarre de modos parcial y mostrar una naturaleza disipativa, incluso dar origen a un comportamiento de pulsos múltiples viajando en la cavidad.

En el presente trabajo se reporta el estudio experimental realizado sobre los pulsos de ruido generados en dos distintos láseres de fibra con forma de ocho: uno con una longitud de $\sim 300\text{m}$ con dispersión normal, y otro con una longitud de $\sim 225\text{m}$ con dispersión anómala. Para ambos láseres se encontraron clases de pulsos de ruido distintos, y a su vez cada clase de pulso presenta variaciones debidas a pequeños ajustes realizados en la birrefringencia de la cavidad. Para el láser con dispersión normal se encuentra que dichos cambios a la birrefringencia producen perfiles temporales con formas y duraciones variadas, en particular para algunos ajustes, el espectro óptico alcanza un ancho de banda de $\sim 130\text{nm}$ a 10dB. Por otra parte, para el láser con dispersión anómala, cambios en la birrefringencia producen la desintegración del pulso de ruido, liberando pequeñas unidades del mismo paquete principal.

Específicamente, para el láser de $\sim 300\text{m}$ se extrajo información de la estructura interna de los pulso de ruido, usando un interferómetro de Sagnac birrefringente como un filtro espectral y un espejo de lazo óptico no lineal como filtro de intensidades. De esta manera, mostramos que diferentes componentes espectrales del pulso están homogéneamente distribuidos dentro de la envolvente del paquete, mientras que la amplitud y/o la densidad de los subpulsos presentan grandes variaciones a lo largo de la envolvente. En algunos casos, el estudio reveló la existencia de un nivel intermedio de organización de los pulsos de ruido, entre el paquete de nanosegundos y los pulsos internos de subpicosegundos.

Por otra parte, para el láser de $\sim 225\text{m}$ se reportan dos casos representativos de la dinámica: en el primer caso los fragmentos liberados navegan alejándose del pulso principal y decaen después de viajar una fracción de tiempo en la cavidad, y enseguida decaen repentinamente; en el segundo caso, los sub-paquetes navegan en toda la cavidad sin decaer, hasta que ellos eventualmente se funden con el pulso principal. El resultado más intrigante es que dichos fragmentos, así como el paquete principal, son formados por unidades con una duración de subns y presentan aproximadamente la misma energía.

Palabras clave: Amarre de modos pasivo, Pulsos de ruido, Láser de fibra en forma de ocho.

Abstract

Noise-like Pulses are complex objects (\sim ns) composed of thousands of ultrashort pulses (\sim sub ps), which are formed in passive mode locked fiber laser. At a local level these pulses show lengths, positions and amplitudes that vary constantly. In contrast, the global properties of these pulses are quite stable (total duration of the bunch, its energy, or the average spectrum and autocorrelation traces). Therefore the noise-like pulses may be viewed as a state of partial mode locking, and the pulses show a dissipative nature, even giving rise to a behavior of multiple pulses traveling in the cavity.

In the present work we report the experimental study of noise-like pulses generated with two different figure eight fiber lasers of length \sim 300m and \sim 225m in normal and anomalous dispersion regimes, respectively. For both lasers we found different kinds of noise-like pulses, at the same time each kind of pulse shown variations caused by adjustments in the birefringence of the cavity. For the laser in normal dispersion regime, we found that such variations on the birefringence produce several waveforms; particularly, for some adjustments we observe a smooth spectrum with a 10dB bandwidth as large as 130nm. On the other hand, for the laser in anomalous dispersion regime the variations on the birefringence produce that several sub-packets of noise-like pulses emerge randomly from the main pocket.

Specifically, for the laser of \sim 300m information was extracted from the internal structure of noise-like pulses, using a birefringent Sagnac interferometer as a spectral filter and a nonlinear optical loop mirror as an intensity filter. In this manner we showed that the different spectral components of the bunch are homogeneously distributed within the temporal envelope of the bunch, whereas the amplitude and/or the density of the subpulses present substantial variations along the envelope. In some cases the analysis reveals the existence of an intermediate level of organization in the structure of the noise-like pulse, between the ns bunch and the sub-ps inner pulses.

On the other hand, for the laser of \sim 225m we report two representative cases of the dynamics: in the first case the released fragments drift away from the main bunch and decay over a fraction of the round-trip time, and then vanish suddenly; in the second case, the sub packets drift without decaying over the complete cavity round trip time, until they eventually merge again with the main waveform. The most intriguing result is that these fragments, as well as the main waveform, are formed of units with sub-ns duration and roughly the same energy.

Keywords: mode-locking, noise-like pulses, figure-eight fibre laser.

Contenido

| | <u>Pág.</u> |
|--|-------------|
| Resumen | I |
| Lista de figuras | V |
| Lista de tablas | IX |
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1 Pulsos ópticos..... | 3 |
| 1.1.1 Solitones..... | 3 |
| 1.1.2 Dispersion-managed soliton..... | 4 |
| 1.1.3 Similariton..... | 4 |
| 1.1.4 Soliton disipativo..... | 5 |
| 1.1.4.1 Láseres ANDi..... | 5 |
| 1.1.4.2 Resonancia de soliton disipativo..... | 6 |
| 1.1.5 Pulsos de ruido (Noise-like pulses)..... | 7 |
| 2. Pulsos de ruido: Estado del arte | 12 |
| 3. Conceptos básicos | 19 |
| 3.1 Amarre de modos..... | 21 |
| 3.2 Dispersión..... | 27 |
| 3.2.1 Dispersión cromática..... | 28 |
| 3.3 Efectos no lineales..... | 34 |
| 3.3.1 Efecto Kerr óptico..... | 34 |
| 3.3.1.1 Auto-modulación de fase..... | 35 |
| 3.4 Espejo de lazo óptico no lineal (NOLM)..... | 38 |
| 3.4.1 Control de rango dinámico (polarización circular a la entrada) .. | 44 |
| 3.4.2 Control de la potencia switcheo (polarización lineal a la entrada) | 46 |
| 4. Desarrollo experimental, resultados y discusiones | 49 |
| 4.1 Pulsos de ruido de erbio-Raman..... | 50 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 4.1.1 | Filtro de Sagnac | 52 |
| 4.1.2 | NOLM como filtro de intensidades | 53 |
| 4.1.3 | Resultados y discusiones | 54 |
| 4.2 | Dinámica de pulsos de ruido a una escala de subns | 70 |
| 4.2.1 | Resultados y discusiones | 72 |
| 5. | Conclusiones | 85 |
| A. | Anexo: Equipos de caracterización para óptica ultra rápida | 89 |
| | Bibliografía..... | 99 |

Lista de figuras

| | Pág. |
|--|-------------|
| Figura 1.1: Simulación de la dinámica de pulsos de ruido: (a) variación temporal de los pulsos, (b) variación del espectro óptico. El color de cada curva representa un ciclo en la cavidad. La envolvente representa el promedio de las iteraciones. . | 8 |
| Figura 1.2: Traza de autocorrelación (calculada numéricamente) promediada de 10 pulsos [43]. | 9 |
| Figura 1.3: Múltiples pulsos de ruido circulando en la cavidad: (a) altos armónicos (taza de repetición arriba de 1 GHz) en una cavidad de 5 km de fibra con un período de repetición de 24.48 μ s [44], (b) y (c) dos pulsos (no es 2° armónico si no simplemente son equidistantes) generados en un láser en forma de ocho con un periodo de repetición de \sim 300 μ s [39], (d) amarre de modos armónico de orden 48 generados en un láser de fibra de anillo con doble recubrimiento de Er/Yb con un período de repetición de 4.9 μ s [45], (e) 12 pulsos generados al romperse un pulso de ruido con un período de repetición de 1.6 μ s [30]. | 10 |
| Figura 2.1: Propiedades de los pulsos de ruido para diferentes ajustes del láser [37]: (a) espectros ópticos con distintos valores en ancho medio, (b) trazas de autocorrelación correspondientes a los espectros ópticos, (c) ampliación del pico central correspondientes a las trazas de autocorrelación. | 13 |
| Figura 2.2: Algunas aplicaciones de los pulsos de ruido:(a) esquemas del láser para medir la temperatura [49], (b) micro huecos taladrados en una placa pulida de titanio [57], (c) evolución espectral y temporal del supercontinúo, respectivamente [52]. | 14 |
| Figura 2.3: Influencia del ancho de banda de detección [61]. Las “ondas gigantes” son las que aparecen para amplitudes altas arriba de la distribución convencional tipo gaussiana (línea amarilla). | 16 |
| Figura 3.1: Distintas técnicas para generar pulsos láser. | 21 |
| Figura 3.2: Evolución temporal de la intensidad óptica cuando (a) los modos están desamarrados, y (b) tren de pulso periódico resultado de la suma de M modos amarrados (M=15 en ambos casos). | 24 |
| Figura 3.3: Esquema del láser en amarre de modos activo. | 24 |
| Figura 3.4: Acción del absorbedor saturable. Para pequeñas potencias de entrada P_{in} , la transmisión es pequeña, mientras que para potencias de entrada grande, el absorbedor se satura y $P_{out}/P_{in}=1$. | 26 |
| Figura 3.5: Esquema del láser en amarre de modos pasivo. | 27 |

| | |
|---|----|
| Figura 3.6: Medio dispersivo que ensancha el pulso de luz. En este caso, las componentes de baja frecuencia (longitud de ondas largas, denotada con R) viajan más rápido que las componentes de alta frecuencia (longitud de onda corta, denotada con B) [79]. Caso de dispersión normal. | 28 |
| Figura 3.7: Variaciones de β_2 y D con la longitud de onda para el silicio fundido [80]. | 30 |
| Figura 3.8: Propagación de un pulso gaussiano en un medio con dispersión cromática. (a) representación de las componentes espectrales del pulso inicial ($T=0$), para dispersión normal ($D<0$) y dispersión anómala ($D>0$). Lo cual da origen a: (b) ensanchamiento del pulso inicial ($T=0$), para dispersión normal y anómala respectivamente; y (c) genera un chirp positivo ($D<0$) y un chirp negativo ($D>0$). $P \propto A(\tau)^2$, ω_i es la frecuencia instantánea descrita en la ecuación (3.13), $\tau = TT_0$ es la escala normalizada de tiempo. | 33 |
| Figura 3.9: Pulso con chirp en un medio no lineal. (a) distribución de frecuencias en el tiempo para un pulso a la entrada ($T=0$) y a la salida ($T>0$). (b) Envolvente temporal del pulso a la entrada y a la salida no se modifican. (c) Perfil de frecuencias instantáneo a la entrada y a la salida, respectivamente. | 37 |
| Figura 3.10: Esquema del espejo de lazo óptico no lineal. | 38 |
| Figura 3.11: Esquema del NOLM desbalanceado en polarización. | 41 |
| Figura 3.12: (a) Transmisión a baja potencia como función de α . (b) característica no lineal para varios valores de α . Polarización a la entrada es circular a derechas. | 45 |
| Figura 3.13: Curvas de transmisión características bajo polarización lineal a la entrada del NOLM, para diferentes valores de ψ . $\alpha = 0$ en todos los casos. | 47 |
| Figura 4.1: Esquema del láser de fibra con forma de ocho para la generación de pulsos de ruido con diferentes perfiles temporales. | 51 |
| Figura 4.2: Filtro de Sagnac. | 52 |
| Figura 4.3: Espectro de transmisión del filtro de Sagnac medida experimentalmente [92]. | 53 |
| Figura 4.4: Etapa de polarización+amplificación+NOLM-2. | 54 |
| Figura 4.5: Tren de pulsos en amarre de modos fundamental medido con osciloscopio de 200 MHz. | 55 |
| Figura 4.6: Diversos perfiles temporales de NLPs tomados con un osciloscopio de muestreo de 50 GHz y un fotodetector de 25 GHz. Medición con promedio alto. | 56 |
| Figura 4.7: Ejemplo del perfil temporal de los pulsos de ruido tomados con un osciloscopio de muestreo de 50 GHz y un fotodetector de 25 GHz: en tres tiempos diferentes con promedio=0 (muestras 0,1 y 2), y perfil temporal tomando el promedio=1024 (muestra 3). | 57 |
| Figura 4.8: Diversos Espectros ópticos medidos mediante un analizador espectral óptico (con una resolución máxima de 0.03nm a 1550nm) en la salida 2 del láser (ver Figura 4.1). Curvas 0 y 3 corresponden a los respectivos perfiles temporales de la Figura 4.6. | 58 |

| | |
|--|----|
| Figura 4.9: Diversas trazas de autocorrelación: (a) y (b) curvas correspondientes a la muestras 0 y 3 respectivamente, (c) y (d) otros ejemplos de pedestales (insertado se muestra un acercamiento del pico central)..... | 59 |
| Figura 4.10: Filtraje espectral de NLP: (a) perfil temporal, (b) Espectros ópticos medidos mediante un analizador espectral óptico comercial MS9740A (tal como se muestra en el apéndice, cuenta con una resolución de 0.03 nm a 1550 nm). | 61 |
| Figura 4.11: Filtraje espectral (rojo, azul) de NLPs: (a) perfil temporal, (b) Espectros ópticos. | 62 |
| Figura 4.12: Perfil temporal del pulso usado para calibrar la transmisión no lineal del NOLM-2. | 64 |
| Figura 4.13: Medición de la transmisión no lineal del NOLM-2: (a) curva no lineal de la amplitud de salida, (b) transmisión contra potencia de entrada. | 65 |
| Figura 4.14: Comparación entre las mediciones tomadas a la entrada y salida del NOLM-2: (a) y (c) Perfiles temporales; (b) y (d) espectros ópticos..... | 66 |
| Figura 4.15: Representación de las variaciones en la energía colectiva de los pulsos de Ruido: (a) Intensidad y/o duración, (b) densidad. La curva roja representa la envolvente de los pulsos que comúnmente medimos en el laboratorio como perfil temporal (alto promediado). | 67 |
| Figura 4.16: Esquema del láser de fibra con forma de ocho para la generación de pulsos de ruido liberados a partir de una fase condensada. | 71 |
| Figura 4.17: Amarre de modos fundamental: (a) tren de pulsos obtenidos usando un fotodetector de 2-GHz y un osciloscopio de 200-MHz, (b) envolvente en el dominio del tiempo medida usando un fotodetector de 25-GHz y un osciloscopio de muestreo de 50 GHz, (c) espectro óptico observado a la salida 2, (d) trazas de autocorrelación (incrustado se muestra el pico principal). | 73 |
| Figura 4.18: Evolución de la dinámica de NLP observada con un fotodetector de 2-GHz y un osciloscopio de 200-MHz en modo “single shot”, conforme la posición de HWR2 fue variando: las figuras de la izquierda despliegan ~7 periodos de la cavidad, y las figuras de la derecha muestran un acercamiento de las trazas en una posición central. Las flechas indican la dirección de propagación de los subpulsos liberados por un pulso central..... | 75 |
| Figura 4.19: Análisis estadístico de las energías de los subpulsos (a) cuando los pulsos navegantes decaen y finalmente desaparecen y (b) cuando los subpulsos navegan a través de toda la cavidad; (c) y (d) energía del pulso principal extraída a partir de los datos en (a) y (b), respectivamente. | 76 |
| Figura 4.20: Perfiles temporales de dos representativos casos de la dinámica de NLP, obtenidos usando un fotodetector de 25-GHz y un osciloscopio de muestreo de 50-GHz: (a) subunidades navegando y decayendo en un corto tiempo, y (b) sub-unidades navegando en toda la cavidad, (c) y (d) energía del pulso principal obtenida por integración usando los datos 1-8 in (a) y (b), respectivamente. La muestra 0 fue obtenida con un promedio=1024, y la curvas de 1-8 sin promedio. Los pares de subpulsos derivando se indican con círculos punteados. | 79 |

| | |
|--|----|
| Figura 4.21: Periodos consecutivos tomadas con un fotodetector de 2 GHz y un osciloscopio de 200 MHz en modo “single shot” para el caso en el que se libera el pulso y decae rápidamente. Por claridad del grafico se eligieron 17 curvas cada $\sim 5.6 \mu s$ dentro de los 100 periodos consecutivos..... | 80 |
| Figura A.1: Esquema de un autocorrelador de intensidad [40]. | 90 |
| Figura A.2: Esquema de un autocorrelador interferométrico [40]. | 90 |
| Figura A.3: Esquema del ensamble de un espejo paralelo rotatorio [100]. | 91 |
| Figura A.4: Diagrama de bloques de un analizador espectral óptico [101]. | 93 |
| Figura A.5: Diagrama un analizador espectral óptico que basa su funcionamiento en un solo monocromador [101]. | 94 |
| Figura A.6: Proceso de muestreo secuencial [103]. | 96 |
| Figura A.7: Adquisición con una longitud de registro: (a) = 64, (b) = 2250 [103]. | 96 |
| Figura A.8: Modelo de fotodiodo [104]. | 97 |

Lista de tablas

| | <u>Pág.</u> |
|--|--------------------|
| Tabla A-1: Especificaciones del equipo FR-103XL. Específicamente la longitud de onda de detección de nuestro equipo es a 1550nm. | 92 |

Lista de Publicaciones

1. H. Santiago-Hernandez, O. Pottiez, R. Paez-Aguirre, H. E. Ibarra-Villalon, A. Tenorio-Torres, M. Duran-Sanchez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin and J. C. Hernandez-Garcia. "Generation and characterization of erbium-Raman noise-like pulses from a figure-eight fibre laser". Laser Phys. 25 (2015) 045106 (8pp).
2. H. Santiago-Hernandez, O. Pottiez, M. Duran-Sanchez, R. I. Alvarez-Tamayo, J. P. Lauterio-Cruz, J. C. Hernandez-Garcia, B. Ibarra-Escamilla, and E. A. Kuzin. "Dynamics of noise-like pulsing at sub-ns scale in a passively mode-locked fiber laser". OPTICS EXPRESS. Vol. 23, No. 15.
3. Olivier Pottiez, Rodrigo Paez-Aguirre, Hector Santiago-Hernandez, Manuel Duran-Sanchez, Baldemar Ibarra-Escamilla, Evgeny A. Kuzin, and Andres Gonzalez-Garcia. "Characterizing the Statistics of a Bunch of Optical Pulses Using a Nonlinear Optical Loop Mirror". Hindawi Publishing Corporation Mathematical Problems in Engineering Volume 2015, Article ID 947567, 10 pages.

Abreviaturas

Abreviatura Término

| | |
|-------------|--|
| <i>NLPs</i> | Pulsos de ruido (Noise-like Pulses). |
| <i>NOLM</i> | Espejo de lazo óptico no lineal (Nonlinear Optical Loop Mirror). |
| <i>NALM</i> | Amplificador de lazo óptico no lineal (Nonlinear Amplifying Loop Mirror). |
| <i>CW</i> | Haz viajando en sentido horario (Clockwise). |
| <i>CCW</i> | Haz viajando en sentido anti horario (Counter-Clockwise). |
| <i>HWR</i> | Retardador de media onda (Half-Wave Retarder). |
| <i>QWR</i> | Retardador de cuarto de onda (Quarter-Wave Retarder). |
| <i>WR</i> | Retardador de onda (Wave Retarder) |
| <i>WDM</i> | multiplexación por división de longitud de onda (Wavelength Division Multiplexing) |
| <i>DCF</i> | Fibra compensadora de dispersión (Dispersion-Compensating Fibre). |
| <i>EDF</i> | Fibra dopada de erbio (Erbium-Doped Fibre). |
| <i>DSR</i> | Resonancia de soliton disipativo (Dissipative Soliton Resonance). |
| <i>HiBi</i> | Altamente birrefringente (high-birefringence). |
| <i>ANDi</i> | Régimen de dispersión completamente normal (All-Normal Dispersion). |
| <i>GVD</i> | Dispersión de la velocidad de grupo (Group-Velocity Dispersion) |
| <i>MOPA</i> | Master Oscillator Power Amplifier. |
| <i>FSR</i> | Rango espectral libre (Free Spectral Range). |
| <i>SPM</i> | Automodulación de fase (Self Phase Modulation). |
| <i>NPR</i> | Rotación de polarización no lineal (Nonlinear Polarization Rotation). |
| <i>SFS</i> | Auto desplazamiento de frecuencias (Self-Frequency Shift) |

1. Introducción

En la presente tesis se realiza un estudio experimental sobre la generación y caracterización de pulsos ópticos definidos como pulsos de ruido, estos pulsos son generados mediante la técnica de amarre de modos pasivo en un láser de fibra, específicamente mediante un láser con cavidad en forma de ocho.

El conocimiento fundamental de la técnica de amarre de modos se tiene desde hace más de 40 años y en fibras ópticas se tiene desde más de 20 años [1-4]. Algunos láseres que operan bajo esta técnica, incorporan para su funcionamiento absorbentes saturables basados en: semiconductor [5], nanotubos de carbono [6] o grafeno [7]; incluso, el mismo efecto de absorción saturable se logra de manera artificial en diseños de fibra óptica, tales como las cavidades de anillo con rotación no lineal de polarización [3] o bien la configuración definida como láser en forma de ocho [8], los cuales presentan ventajas como un tiempo de respuesta muy rápido e incremento de la flexibilidad. En el diseño de la cavidad en forma de ocho, la acción del absorbente saturable es provista por un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM, por sus siglas en inglés [9]) o bien por un amplificador de lazo óptico no lineal (NALM, por sus siglas en inglés [10]).

Aunque existen varias técnicas y elementos para formar un láser en modo pulsado como se mostrará en la sección 3, tenemos mayor interés en la técnica de amarre de modos pasivo mediante láseres de fibra, debido a que estos son fuentes simples, compactos y de bajo costo que además ya se han estudiado bastante para la generación de una gran variedad de pulsos ópticos [11-17].

Durante la pasada década la tecnología de láseres de fibra en amarre de modos pasivo ha logrado avances importantes, ofreciendo así soluciones atractivas para un amplio rango de aplicaciones tanto industriales como científicas, tales como micro maquinado [18], metrología óptica [19], biomedicina [20-22], entre otras.

En la actualidad, se ha estudiado y demostrado que láseres de fibra en amarre de modos pasivo operan en varios regímenes para generar pulsos ultracortos coherentes, incluyendo el régimen de dispersión anómala donde generan pulsos de soliton convencional [23], régimen de “dispersion-managed soliton” [17], régimen “self-similar pulse” [12], régimen de dispersión completamente normal (all-normal dispersion, ANDi) [24, 25], y más recientemente el régimen de resonancia de soliton disipativo [26, 27]. Dichos regímenes de operación se suponen que generan pulsos ultracortos coherentes y estables, sin embargo se ha reportado que el amarre de modos también genera pulsos con baja coherencia temporal definidos como *pulsos de ruido* (NLPs, por sus siglas en inglés), los cuales se han observado recientemente en ambos regímenes de dispersión: normal [16, 28-31] y anómala [32-39].

En esta sección introductoria continuaremos describiendo los pulsos ópticos generados en láseres de fibra, incluyendo los pulsos de ruido (objeto de nuestro estudio); en la siguiente sección (estado del arte) mostraremos lo avances y desarrollos que se han realizado en el estudio y caracterización de estos originales pulsos desde sus descubrimiento; en la

sección de “conceptos básicos” analizaremos a detalle los fenómenos físicos que se presentan en nuestro estudio: amarre de modos, dispersión, fenómenos no lineales y el principio de funcionamiento del espejo de lazo óptico no lineal; en seguida mostraremos el desarrollo, resultados y discusiones realizadas durante la investigación; y finalmente describiremos las conclusiones a las que hemos llegado después de generar y caracterizar la dinámica que presentan los pulsos de ruido.

1.1 Pulsos ópticos

Un pulso óptico, básicamente lo podemos definir como un destello de luz [40]. Se ha encontrado que los láseres y otros dispositivos tienen la capacidad de generar pulsos de luz con propiedades especiales. Un amplio rango de técnicas generan pulsos con duraciones de nanosegundos, picosegundos e incluso femtosegundos mediante el uso de la tecnología láser, especialmente con láseres de fibra en amarre de modos pasivo.

1.1.1 Solitones

Uno de los pulsos más comunes generados en láseres de fibra mediante el amarre de modos son los solitones. El término “Soliton” fue introducido en 1965 por Zabusky y Kruskal [41], originalmente se utilizaba para referirse a soluciones localizadas de sistemas no lineales integrables. Dichas soluciones son notables debido a que conservan su forma y velocidad después de chocar unas con otras y permanecen intactas cuando interactúan con ondas de radiación. En óptica, los solitones convencionales (conservativos) integrables, son estructuras de radiación electromagnética localizadas, cuyo perfil (ancho, amplitud, etc.) se mantiene durante su propagación como resultado del efecto de compensación de factores actuando en direcciones contrarias tal como la dispersión y la no linealidad. Estos solitones son definidos como conservativos debido a que el efecto de los procesos de intercambio de

energía como la absorción y ganancia son bastante débiles o bien, no modifican fundamentalmente la dinámica en promedio, tal como sucede en muchos sistemas (como una cavidad láser de fibra), donde las ganancias/pérdidas periódicas pueden ser importantes, sin embargo, en promedio y bajo ciertas condiciones no afectan mucho la evolución del pulsos.

1.1.2 Dispersion-managed soliton

Se ha desarrollado una técnica definida como “dispersion-management” para la generación de pulsos ópticos llamados convenientemente solitones de dispersión manipulada. Esta técnica consiste en usar múltiples secciones de fibra con dispersión cuyos signos alternan periódicamente, de tal manera que la dispersión de velocidad de grupo (GVD) promedio en cada periodo sea bastante baja, mientras que la GVD local en cada punto a lo largo de la fibra sea relativamente grande. Solitones de dispersión manipulada no son meramente solitones en el sentido de que no son soluciones integrables de la ecuación de Schrödinger no lineal. Debido a grandes variaciones en la GVD local, los efectos dispersivos y no lineales no se pueden equilibrar localmente, dando como resultado variaciones en la forma, ancho, y chirp del pulso, produciendo así el efecto de que el pulso “respira” durante su trayecto en la cavidad. En general, este pulso si se puede equilibrar en un sentido global ya que el pulso evoluciona de una manera periódica. Esta técnica definida como “dispersion-management” es capaz de generar pulsos de alta energía (con energía mayor que el soliton convencional) en un régimen de dispersión neta cero e incluso dispersión ligeramente normal.

1.1.3 Similariton

La Investigación en el área de la óptica no lineal ha conducido al descubrimiento de otra clase de pulsos ultracortos, definidos como pulsos

autosimilares, también conocidos como similaritones. Estos pulsos surgen cuando la interacción de la no linealidad, dispersión y ganancia en un amplificador de fibra de alta potencia causa que la forma de un pulso cualquiera converja asintóticamente a un pulso parabólico ultracorto que evoluciona con auto similitud conforme es amplificado. Pulsos autosimilares convierten la fase no lineal en un chirp de frecuencia lineal que se puede compensar con dispositivos dispersivos. En comparación con los solitones ópticos, estos pulsos pueden alcanzar energías mayores sin romperse.

1.1.4 Soliton disipativo

En un sistema con fuentes y pérdidas de energía, se presentan pulsos ópticos definidos como solitones disipativos, estos pulsos disipativos son formaciones localizadas de un campo electromagnético que es balanceado por medio del intercambio de energía con el ambiente en presencia de no linealidades, dispersión y/o difracción. Además de los efectos conservativos, dispersión y no linealidades, las pérdidas y ganancias también entran en el balance. Como consecuencia, el impacto de los efectos disipativos revela situaciones inusuales en el cual los solitones se pueden encontrar, como solitones disipativos luminosos en el régimen de dispersión normal, o complejos multisolitones estables, los cuales también son conocidos como moléculas de solitones.

1.1.4.1 Láseres ANDi

La mayoría de los láseres de femtosegundos tienen segmentos de fibra con GVD normal y anómala, de tal manera que la cavidad consiste de un mapeo de dispersión, y la dispersión neta de la cavidad puede ser normal o anómala. Por otra parte, se han diseñado láseres de fibra completamente con dispersión normal denominados láseres ANDi (All-

Normal Dispersion). En este tipo de láseres se genera un pulso que se estaría estirando por siempre (con un chirp positivo enorme) en la cavidad debido a los efectos de dispersión normal y a los efectos no lineales. La forma de evitar que el pulso se estire por siempre en la cavidad, es mediante el uso de un filtro pasa bandas, de tal manera que solo se seleccione la parte central del espectro del pulso. Debido a que el pulso presenta un chirp enorme, el recorte espectral corresponde también a un recorte temporal. Cabe mencionar que el recorte espectral produce enormes pérdidas de energía generando así un fenómeno altamente disipativo. Estos pulsos generados en el láser ANDi son técnicamente inutilizables por estar bastante estirados con su enorme chirp lineal, alcanzando duraciones del orden de picosegundos; ahora bien, para tener pulsos cortos con alta energía (nJ) es preciso aumentar la potencia pico mediante un par de prismas o rejillas de bulto en salida del láser que ayudan a comprimir el pulso (incluso 3 órdenes de magnitud) y con ello a compensar la dispersión hasta obtener un pulso transform-limited con duración de femtosegundos y potencia pico que alcanzan valores de kW e incluso de MW.

1.1.4.2 Resonancia de soliton disipativo

Bajo ciertas condiciones de la ecuación de Ginzburg-Landau, se propone un nuevo concepto teórico para describir la formación de soliton conocido como resonancia de soliton disipativo (dissipative soliton resonance, o DSR por sus inglés), este concepto se refiere a la formación de pulsos con energía arbitrariamente alta sin que el mismo pulso se fragmente. El fenómeno de DSR se caracteriza por presentar un ancho y energía del pulso que incrementa conforme se incrementa la potencia de bombeo mientras se mantiene constante la amplitud, produciendo con ello que la forma del pulso operando en el régimen de DSR sea rectangular. De esta manera, la energía del pulso puede incrementarse enormemente

comparada con otros regímenes de operación de solitones. Utilizando la técnica de amarre de modos por medio de la rotación de la polarización no lineal, el fenómeno de DSR se ha observado en láseres de fibra de anillo operando en ambos regímenes de dispersión (positivo y negativo). Sin embargo, de acuerdo a la predicción teórica, la observación de DSR en láseres de fibra en amarre de modos es independiente de la técnica, por ejemplo también se observaron en láseres en forma de ocho por medio de un NALM [42].

1.1.5 Pulsos de ruido (Noise-like pulses)

Otro tipo de pulsos bastante complejos son definidos como pulsos de ruido, (objeto de estudio en el presente trabajo), esta clase de pulsos es bastante especial y un tanto extravagante por sus propiedades locales y generales que no tienen similitud con los pulsos antes mencionados. Los pulsos de ruido presentan un amplio rango de duración que va desde unos diez picosegundos hasta el microsegundo. Simulaciones (Figura 1.1 (a)) muestran como esta clase de pulsos está conformado por una colección muy compacta de miles de pulsos ultracortos (por debajo de los picosegundos), con duraciones y amplitudes que varían aleatoriamente. Sin embargo el promedio de la dinámica (envolvente) muestra curvas suaves. De esta manera es que estos pulsos, a pesar de su gran complejidad y variabilidad intrínsecas, adquieren un perfil temporal simple y un espectro óptico bastante largo y suave (abarcando incluso un ancho de banda de varias decenas de nm), debido al promediado realizado por los equipos de medición convencionales (osciloscopio de muestreo, analizador de espectro óptico).

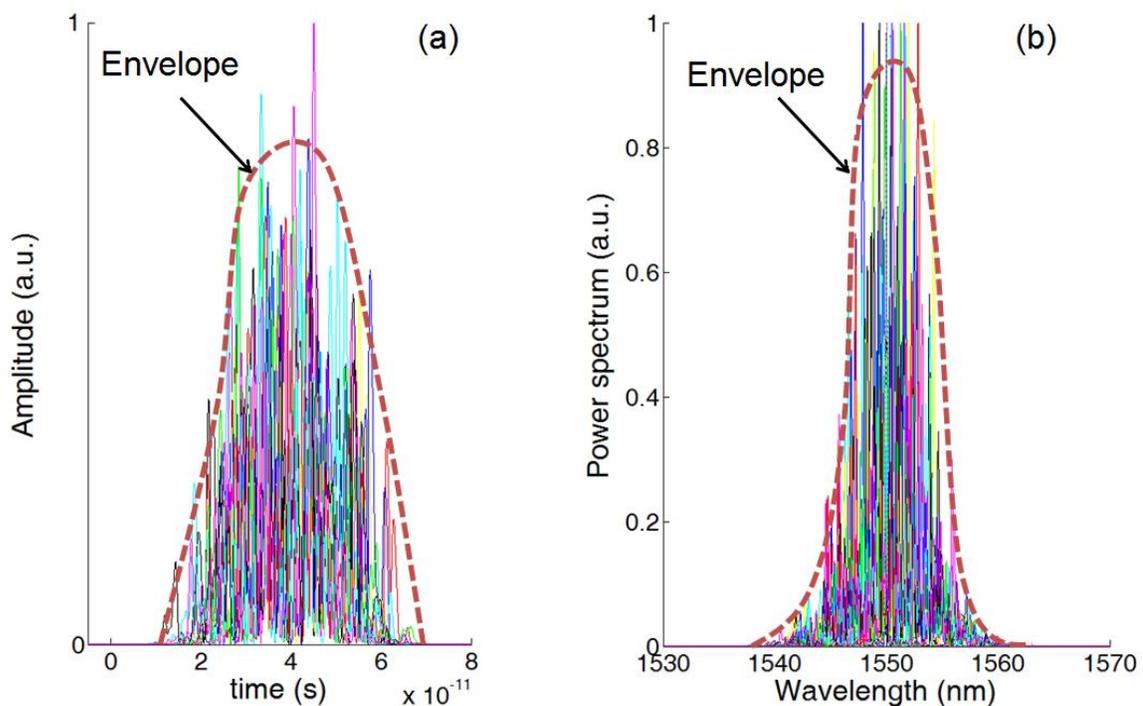


Figura 1.1: Simulación de la dinámica de pulsos de ruido: (a) variación temporal de los pulsos, (b) variación del espectro óptico. El color de cada curva representa un ciclo en la cavidad. La envolvente representa el promedio de las iteraciones.

Las trazas de autocorrelación demuestran la baja coherencia temporal de estos pulsos con un pico del orden de picosegundos montando un amplio pedestal del orden de nanosegundos [32, 43], tal como se muestra en la Figura 1.2 la extensión del pedestal refleja la duración total del pulso (~ 100 ps), mientras que el pico central refleja la duración de los subpulsos (~ 500 fs).

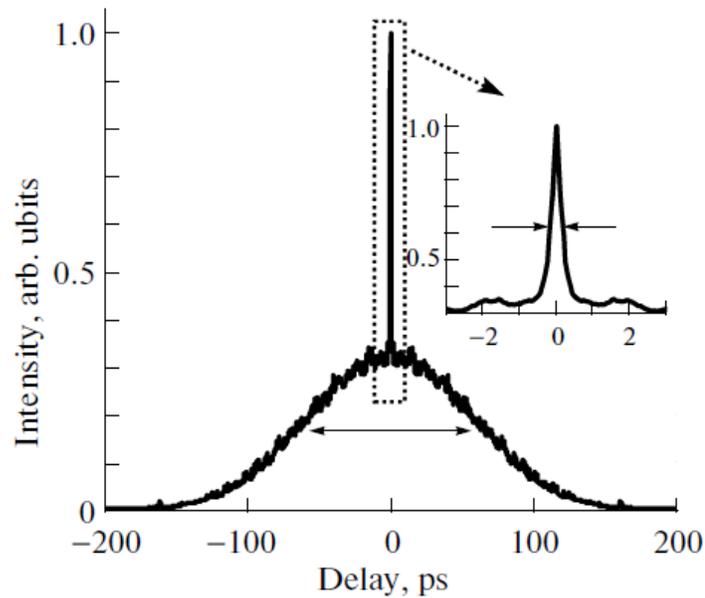


Figura 1.2: Traza de autocorrelación (calculada numéricamente) promediada de 10 pulsos [43].

Como podemos apreciar en las Figura 1.1 (a) y (b), la formación de pulsos de ruido en una cavidad láser es un fenómeno de pulsos múltiples, y por lo general estos subpulsos permanecen juntos, de tal manera un solo NLP circula en la cavidad (amarre de modos fundamental). En general, si la potencia de bombeo incrementa, la duración del pulso aumenta, y a su vez el número de subpulsos aumenta de manera proporcional [36]. A pesar de dicho comportamiento, también se han presentado regímenes de varios pulsos de ruido viajando en la cavidad, desde dos hasta más de 24,000 pulsos ya sea en una forma ordenada (amarre de modos armónico) o desordenada en la cavidad [30, 33, 39, 44, 45] como se observa en la Figura 1.3.

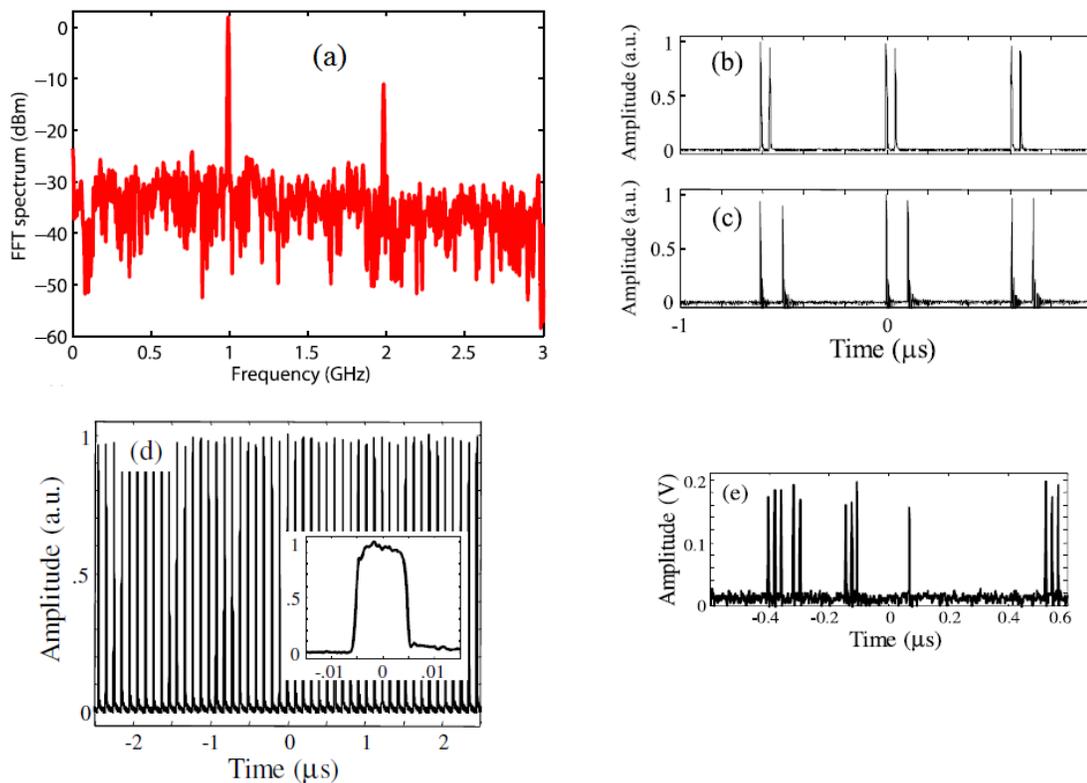


Figura 1.3: Múltiples pulsos de ruido circulando en la cavidad: (a) altos armónicos (taza de repetición arriba de 1 GHz) en una cavidad de 5 km de fibra con un período de repetición de $24.48 \mu\text{s}$ [44], (b) y (c) dos pulsos (no es 2° armónico si no simplemente son equidistantes) generados en un láser en forma de ocho con un período de repetición de $\sim 300 \mu\text{s}$ [39], (d) amarre de modos armónico de orden 48 generados en un láser de fibra de anillo con doble recubrimiento de Er/Yb con un período de repetición de $4.9 \mu\text{s}$ [45], (e) 12 pulsos generados al romperse un pulso de ruido con un período de repetición de $1.6 \mu\text{s}$ [30].

2. Pulsos de ruido: Estado del arte

La descripción de los pulsos de ruido en un láser en amarre de modos pasivo se reportó desde principios de los años noventa [46], sin embargo investigación específica sobre sus características fue realizada en 1997 en [32]. Desde entonces se ha realizado una gran cantidad de investigación sobre NLPs debido a sus extraordinarias propiedades, las cuales contrastan con otros pulsos (soliton convencional, similariton, etc.) que también se generan en láseres en amarre de modos pasivo [47].

Las propiedades de estos complejos pulsos, tales como su alta energía [16], espectro óptico ancho y liso [38], autocorrelación de doble escala y corta longitud de coherencia [32], hacen a estos pulsos experimentalmente fáciles de reconocer, tal como se observa en la Figura 2.1 [37].

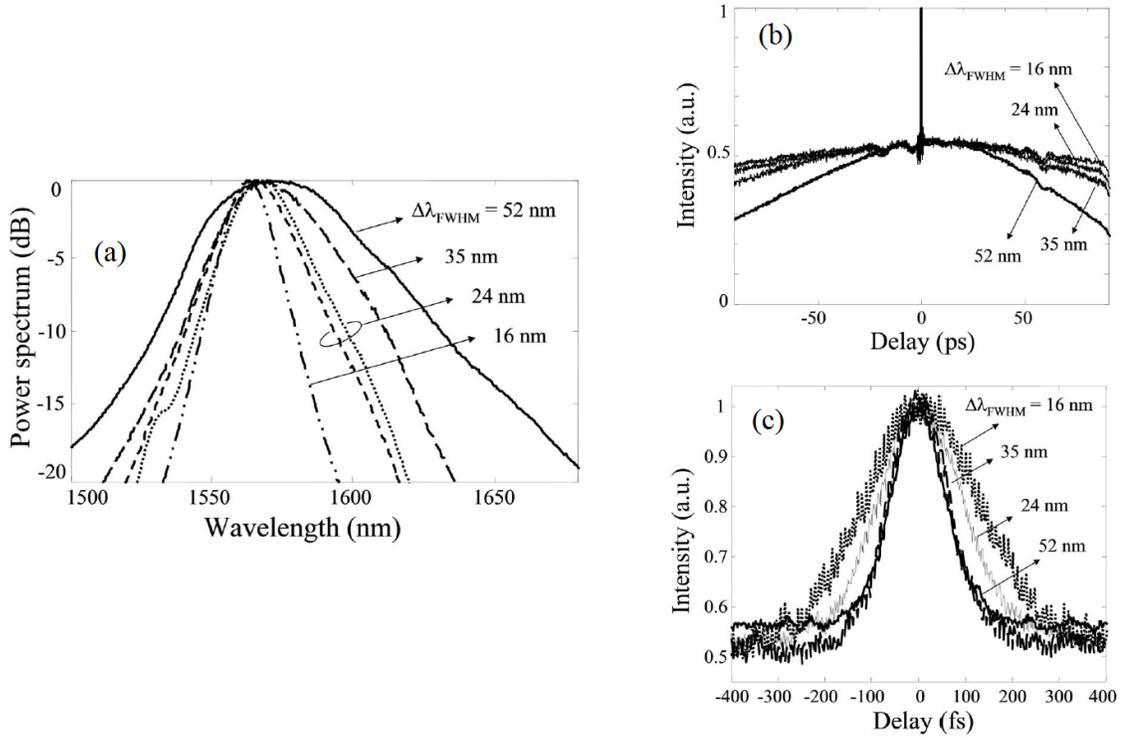


Figura 2.1: Propiedades de los pulsos de ruido para diferentes ajustes del láser [37]: (a) espectros ópticos con distintos valores en ancho medio, (b) trazas de autocorrelación correspondientes a los espectros ópticos, (c) ampliación del pico central correspondientes a las trazas de autocorrelación.

Además, dichas propiedades hacen a los pulsos de ruido bastante atractivos para distintas aplicaciones como se muestra en la Figura 2.2: sensado [48, 49], generación de supercontinúo [50-52], conversión de frecuencia no lineal [53, 54], almacenamiento de información [55], micro maquinado [56], entre otras. Usando un amplificador de potencia del oscilador maestro (master oscillator power amplifier, o MOPA, por sus siglas en inglés), se han alcanzado energías de unas cuantas decenas de micro Joules y potencias pico arriba de un tercio del megawatt [57], mientras que para los solitones conservativos se han reportado energías del orden de nano Joules [23], con lo cual podemos notar fácilmente el

enorme potencial que tienen los pulsos de ruido para las aplicaciones ya mencionadas.

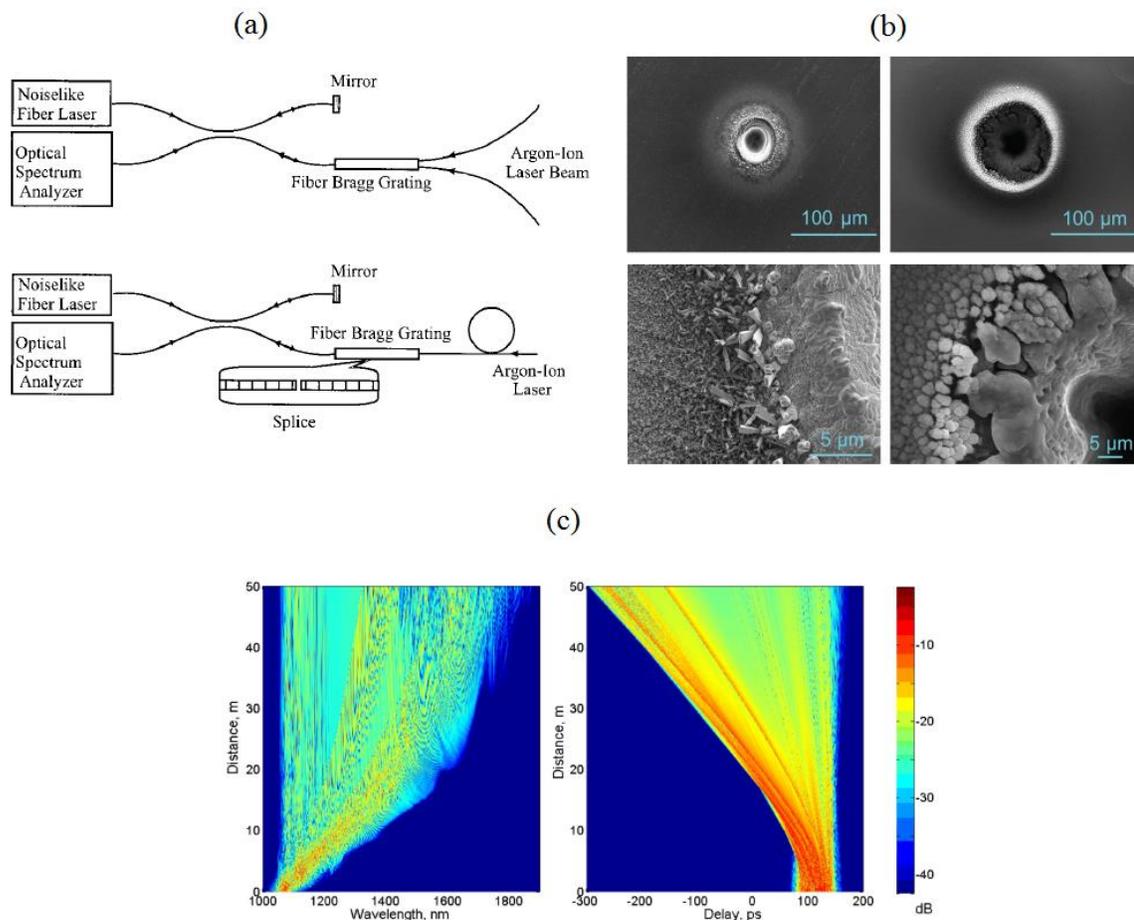


Figura 2.2: Algunas aplicaciones de los pulsos de ruido:(a) esquemas del láser para medir la temperatura [49], (b) micro huecos taladrados en una placa pulida de titanio [57], (c) evolución espectral y temporal del supercontinuo, respectivamente [52].

En cuanto a los mecanismos de formación de los NLP, se han dado varias hipótesis hasta el momento; por ejemplo en [32], la formación del pulso se atribuye a la cavidad larga, no uniforme y con birrefringencia aleatoria; en [34,35] se atribuye al efecto del colapso de un pulso mencionado en [58]; en [29], la formación del pulso se relaciona a la desintegración de pulsos del orden de picosegundos aislados que son inestables bajo ciertos

parámetros de la cavidad; en [28], el fenómeno se atribuye al efecto de fijación del pico de potencia, es decir, cuando el pico de potencia se ha establecido para el punto máximo de la transmisión no lineal, la ganancia disponible que queda, no incrementa la energía del pulso, pero a su vez amplifica las ondas dispersivas acompañantes, cuya interferencia con el pulso resulta en el patrón de pulsos de ruido observados; en [59] el régimen de pulsos de ruido se atribuye al efecto Raman no resonante; el régimen de operación identificado se liga intrínsecamente con el surgimiento de una señal Stokes fuertemente corrida en frecuencia. En [60], se relaciona con un tipo especial de soliton disipativo definido como “spiny soliton”, debido a que se generan picos con una dinámica caótica, una amplitud extremadamente grande y una duración ultracorta, y además tienen conexión con las ondas gigantes.

Como ya se mencionó, existen diferentes modelos de generación de pulsos de ruido, sin embargo ninguno de ellos se ha descartado por medio de la evidencia experimental, probablemente se deba a la poca información que proporcionan las mediciones estándares, tales como las trazas de autocorrelación y el espectro óptico, así como por las curvas del osciloscopio, con las cuales solo obtenemos información general y promediada de los mismos pulsos de ruido en cuestión. Por otra parte se ha comprobado que los resultados obtenidos por dichas técnicas de medición están afectados directamente por la banda de detección, como demuestra el experimento realizado en [61] donde se observa claramente que el fenómeno de las “ondas gigantes” son detectadas solo hasta que se monitorean con un osciloscopio de 20 GHz (Figura 2.3); por tanto se deben tener en cuenta los resultados de dicho experimento al hacer las respectivas inferencias y conclusiones. A notar que este artículo es sobre solitones múltiples, no sobre pulsos de ruido (en pulsos de ruido, los sub-pulsos son todavía más breves que solitones, así que sería imposible detectarlos con un osciloscopio, aun de muy alta frecuencia).

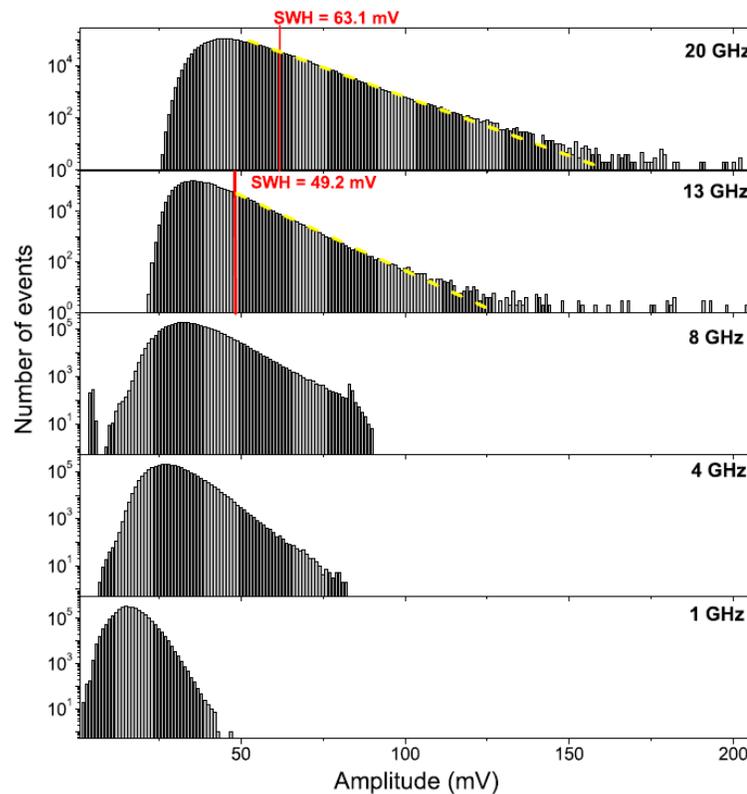


Figura 2.3: Influencia del ancho de banda de detección [61]. Las “ondas gigantes” son las que aparecen para amplitudes altas arriba de la distribución convencional tipo gaussiana (línea amarilla).

Una revisión reciente de la literatura revela que el interés de los pulsos de ruido se ha extendido a pasos agigantados en los últimos años, por ejemplo se han estudiado las fluctuaciones de fase y el ruido característico de NLPs de una manera más precisa [29, 62, 63]; para la conversión no lineal de la frecuencia, se ha demostrado la mejora de la eficiencia comparada con la de los pulsos convencionales [53, 54]; generación de pulsos de ruido con diversos perfiles temporales y espectrales [63-66], incluso con altos armónicos [44, 45]; nuevos regímenes de pulsos de ruido se han predicho numéricamente [60], incluso se ha reportado el atrapamiento de pulsos de ruido [69]; además la comunidad científica se comienza a interesar en el principio físico de

formación de estos pulsos debido a las posibles conexiones con las “olas gigantes” [67, 68], las cuales son fluctuaciones extremas de energía y bastante raras en aparecer; cabe mencionar que este concepto ha sido utilizado por la analogía que existe con olas gigantes que aparecen repentinamente en el océano.

Mediciones más ingeniosas podrían proporcionar información más decisiva sobre estos pulsos, a pesar de su complejo comportamiento. Una precisa caracterización de los pulsos de ruido es una desafiante tarea, sin embargo, notables esfuerzos por revelar la naturaleza de estos pulsos han comenzado; tal como muestra el estudio realizado para enfrentar el problema de la rápida variación del pulso de ruido en [62], se reporta una técnica de estiramiento del pulso para proveer mediciones espectrales de un solo pulso. Este trabajo mostró por primera vez la evidencia experimental de algunas características previamente reportadas por simulaciones numéricas [29] tales como el hecho que los pulsos de ruido están sujetos a fluctuaciones espectrales de un viaje a otro dentro de la cavidad láser, y que la suavidad de las trazas grabadas por un analizador espectral se debe a un intenso promediado en tiempo de las mediciones, lo cual hace que suavice los detalles rugosos. En [31], gracias a la captura de una gran cantidad de datos temporales mediante un osciloscopio rápido, y su procesamiento, se pueden evidenciar dinámicas complejas pero deterministas, lo cual hace pensar que la denominación de los “pulsos de ruido” (“ruido” presupone una naturaleza aleatoria) tal vez no sea la más adecuada.

Por todo lo anterior es que, en el presente trabajo pretendemos generar diversos regímenes de NLPs, aplicar y proponer técnicas alternativas para estudiar y caracterizar a éstos.

3. Conceptos básicos

La investigación realizada en el presente trabajo implica el conocimiento y dominio de diversos tópicos de la óptica y fotónica. Específicamente este capítulo está dedicado a describir los fenómenos ópticos más relevantes de nuestra investigación y que están presentes en la generación y guiado de pulsos ópticos en láseres de fibra.

Antes de entrar en materia, es importante mencionar que los láseres han impulsado enormemente el campo de la ciencia óptica, propiciando de esta manera un gran desarrollo científico y tecnológico; estos dispositivos en la actualidad son bastante versátiles tanto en su composición como en sus aplicaciones, por lo cual existen muchas formas de clasificarlos, sin embargo, una manera bastante sencilla de clasificar estos dispositivos es mediante la forma en que entregan su energía: continúa [70-76] o pulsada [9, 11, 77, 78] lo cual los hace bastante útiles para específicas aplicaciones. Especialmente estamos interesados en los láseres pulsados debido a la naturaleza misma de investigación que se realiza en la presente tesis.

Un amplio rango de técnicas generan pulsos con duraciones de nanosegundos, picosegundos e incluso femtosegundos mediante el uso de la tecnología láser. El método más directo para obtener luz láser pulsada es usando un láser de onda continúa en conjunto con un interruptor externo o modulador que permita el paso y bloqueo de la luz solo durante intervalos de tiempo cortos seleccionados. Este simple método presenta dos claras desventajas: primero desperdicia energía mientras se bloquea el paso de la luz y segundo la potencia del pulso está limitado por la potencia de la fuente láser en onda continua.

Otros esquemas más eficientes de pulsaciones se basan en cambiar el encendido y apagado del láser por medio de procesos de modulación interna, diseñados de tal manera que la energía sea almacenada durante el tiempo de apagado y liberada durante el tiempo de encendido. De esta manera, la energía puede almacenarse en el resonador, ya sea en forma de luz, o por medio de un sistema atómico, en la forma de inversión de población.

Como se muestra en el esquema de la Figura 3.1, existen varias configuraciones para lograr los mecanismos de pulsaciones láser, y cada una presenta características propias en sus pulsos; por ejemplo, la técnica de “Q-switching” permite la generación de pulsos energéticos con energías que alcanza valores de milijoules o incluso más, las duraciones son por lo general del orden de microsegundos y la razón de repetición van desde unos cuantos Hertz hasta los kilohertz; estas propiedades hacen a esta técnica muy útil para aplicaciones industriales. La técnica de amarre de modos o “mode-locking” (pasivo y activo) se utiliza para generar pulsos ultracortos con duraciones que van desde unas decenas de femtosegundos hasta unas centenas de picosegundos, con una razón de repetición de megahertz o gigahertz; las energías son moderadas, típicamente alcanza valores que van desde los picojoules hasta los

nanojoules. “Cavity dumping” puede alcanzar pulsos del orden de nanosegundos combinada con la técnica Q-switching, o bien generar pulsos ultracortos en combinación con mode locking. “Gain switching” es una técnica más utilizada con láseres de semiconductor, en el cual pueden formarse pulsos del orden de nanosegundos o picosegundos.

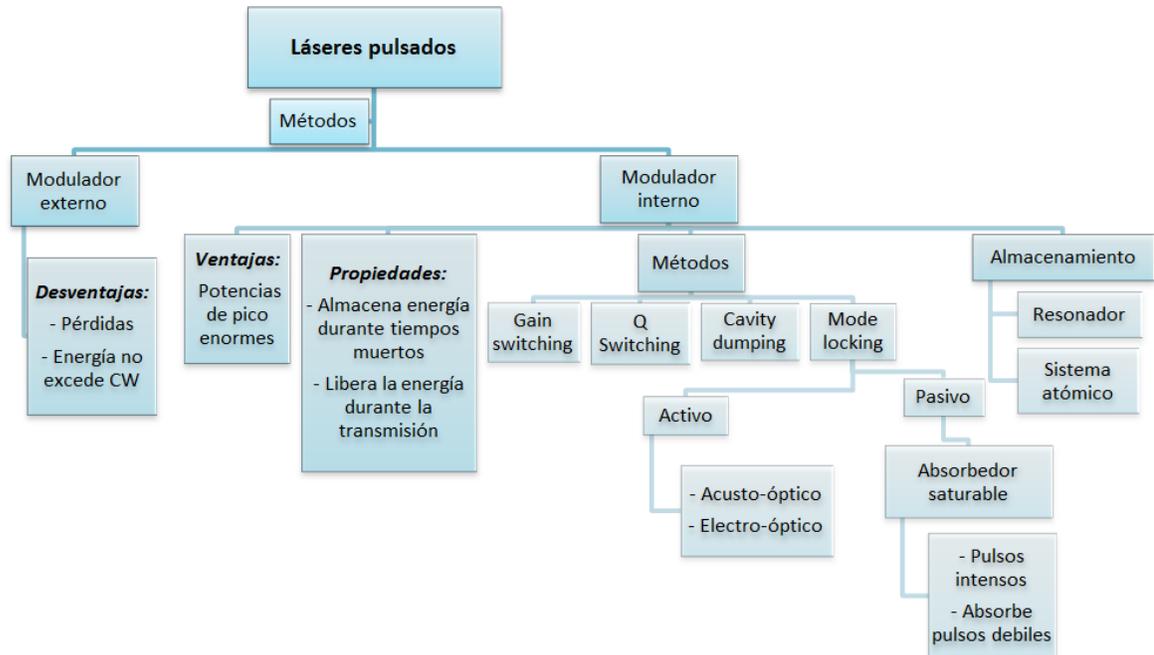


Figura 3.1: Distintas técnicas para generar pulsos láser.

En la siguiente sección se describirá a detalle la técnica de amarre de modos, debido a que es la que se utiliza en la presente tesis para generar los pulsos de ruido, en los que estamos centrando la atención de nuestra investigación.

3.1 Amarre de modos

Es bien sabido que la estructura resonante de un láser impone la condición sobre las frecuencias que son permitidas oscilar. Esta condición asegura simplemente que la señal permanezca en fase con sí misma

después de cada viaje de ida y vuelta, o dicho de otra manera, que el corrimiento de fase después de un viaje de ida y vuelta sea un múltiplo entero N de 2π (Interferencia constructiva), de estas consideraciones se sigue que las posibles frecuencias están dadas por

$$\nu_N = N \frac{c}{nL} = \frac{N}{T_r} \quad (3.1)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y n es el índice de refracción. T_r es el tiempo requerido para completar un viaje de ida y vuelta en el láser y es llamado tiempo ida y vuelta del viaje. L es la longitud de la cavidad recorrida por la luz durante un viaje de ida y vuelta. A partir de esta definición, se sigue que en el caso de una cavidad Fabry-Perot, L corresponde al doble de la longitud física del láser. Las frecuencias discretas dadas por la ecuación (3.1) definen los modos longitudinales (o axiales) en el láser, a múltiples enteros de la frecuencia de resonancia fundamental. Modos consecutivos son igualmente espaciados en frecuencia por el valor de esta resonancia de frecuencia fundamental, la cual es también el espaciamiento de frecuencias entre modos longitudinales, o rango espectral libre (FSR, por sus siglas en inglés) $\Delta\nu$.

$$\Delta\nu = \frac{c}{nL} = \frac{1}{T_r} \quad (3.2)$$

Ninguna condición es normalmente impuesta sobre la fase de los modos láser, así que estas fases pueden ser consideradas como aleatorias y estadísticamente independientes. Este es el caso en un láser “libre” (free-running, o sin amarre de modos). Por simplicidad, consideramos que todos los modos tienen la misma amplitud que el campo eléctrico en la salida del láser:

$$E(t) = A \sum_N e^{i[N\Delta\omega)t - \varphi_N]} \quad (3.3)$$

donde $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$, y φ_N es la fase del N -ésimo modo. La intensidad óptica a la salida del láser (o más precisamente, su envolvente) es el modulo al cuadrado de la expresión anterior (ecuación (3.3)). En el láser free-running, las fases φ_N son aleatorias e independientes. Como consecuencia, la intensidad óptica a la salida muestra un comportamiento temporal periódico e irregular como se observa en la Figura 3.2 (a). Sin embargo, el comportamiento temporal es completamente diferente si asumimos que las fases de todos los modos son idénticas. Se dice entonces que los modos están amarrados juntos. En efecto, se encuentra en este caso [79], para la intensidad óptica, la siguiente expresión:

$$I(t) = |E(t)|^2 = M^2 A^2 \frac{\frac{\sin^2\left(\frac{\pi Mt}{T_r}\right)}{\left(\frac{\pi Mt}{T_r}\right)^2}}{\frac{\sin^2\left(\frac{\pi t}{T_r}\right)}{\left(\frac{\pi t}{T_r}\right)^2}} = A^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi Mt}{T_r}\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi t}{T_r}\right)} \quad (3.4)$$

Donde M son el número de modos con fases iguales. Esta función es graficada en la Figura 3.2 (b), y corresponde a un tren de pulsos cuyo periodo es igual al tiempo de ida y vuelta T_r . Nótese que, de manera más general, un tren de pulsos es obtenido si las fases tienen la forma $\varphi = \varphi_0 + N\Delta\varphi$.

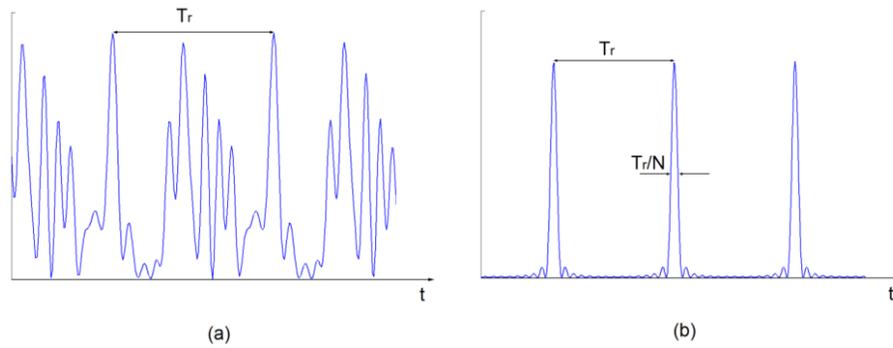


Figura 3.2: Evolución temporal de la intensidad óptica cuando (a) los modos están desamarrados, y (b) tren de pulso periódico resultado de la suma de M modos amarrados ($M=15$ en ambos casos).

Se ha encontrado que si un número grande M de modos son amarrados en fase, ellos forman un pulso de luz grande y estrecho que se reflejan hacia atrás y hacia delante entre los espejos del resonador, en la práctica la pregunta que queda es ¿Cómo los modos pueden amarrarse juntos de tal manera que tengan la misma fase? Esto puede realizarse con la ayuda de modulador activo o pasivo (interruptor) dentro del mismo resonador.

En un *láser en amarre de modos activo*, como se muestra en la Figura 3.3 el amarre de modos se logra mediante un modulador (electro óptico, por ejemplo) el cual modula las pérdidas del resonador en sincronía con los viajes de ida y vuelta, el modulador es posicionado cerca del final del mismo resonador.



Figura 3.3: Esquema del láser en amarre de modos activo.

El pulso viaja a través del modulador en tiempos donde las pérdidas son más pequeñas, y las pérdidas ligeramente mayores en las faldas del pulso recortan ligeramente al mismo pulso. Después de miles de vueltas, un estado estable es alcanzado, donde el efecto de acortamiento es balanceado por efectos de ensanchado del pulso; por ejemplo, por el efecto “gain narrowing”, el cual se presenta cuando la luz con un cierto ancho de banda es amplificado en un medio amplificador óptico con un ancho de banda limitado, este fenómeno generalmente conduce a una reducción del ancho de banda, es decir tiende a estrechar el espectro óptico. Así, para pulsos casi en el límite de transformación (límite de Fourier), es decir en el mínimo valor de duración posible del pulso para un espectro óptico dado, este pulso tiende a aumentar la duración [40].

En un láser en *amarre de modos pasivo*, la modulación de las pérdidas se realiza por medio de un absorbedor saturable implementado en la cavidad. El proceso de generación de pulsos inicia primero con el láser operando forma continua pero con fluctuaciones de la potencia debido a que varios modos están interfiriendo como se describe en la Figura 3.2 (a). En cada viaje de la luz de ida y vuelta en el resonador, el absorbedor saturable transmite mejor las intensidades altas que las bajas. Después que la luz ha dado muchos viajes de ida y vuelta en el resonador, un pulso se genera y puede mantenerse. Así, para un solo pulso que circula en la cavidad (con un absorbedor saturable rápido), cada vez que el pulso pasa por el absorbedor saturable, este satura la absorción, de esta manera reduce temporalmente las pérdidas, como se observa en la Figura 3.4. Es preciso mencionar que un autoencendido no siempre es posible lograr. Por lo general, absorbedores lentos son más adecuados para un autoencendido del amarre de modos, más que los absorbedores rápidos.

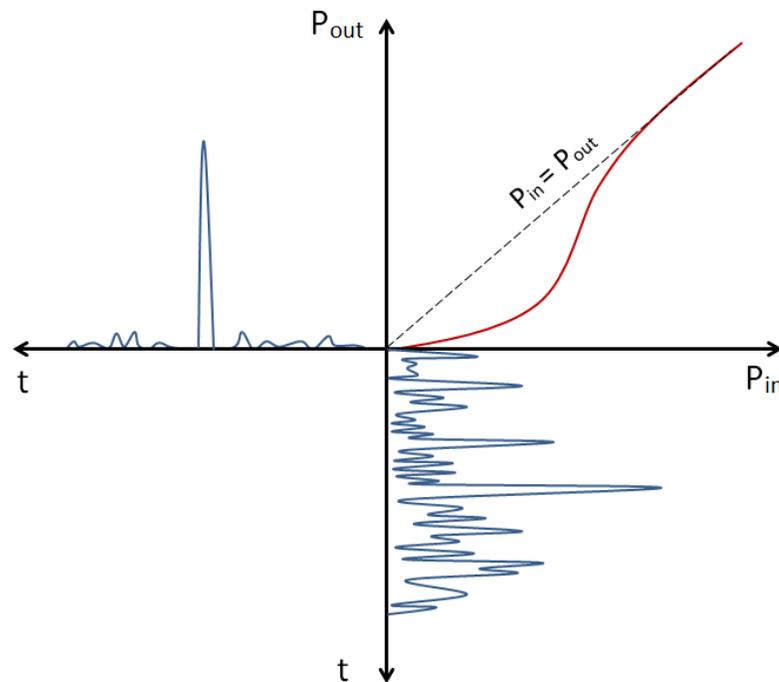


Figura 3.4: Acción del absorbente saturable. Para pequeñas potencias de entrada P_{in} , la transmisión es pequeña, mientras que para potencias de entrada grande, el absorbente se satura y $P_{out}/P_{in}=1$.

Como se muestra en Figura 3.5, el amarre de modos pasivo permite un arreglo experimental bastante simple del láser, ya que la sincronía de la modulación es posible automáticamente y no es necesario un operador electrónico. Sin embargo, el proceso de generación del pulso es más complicado y más difícil de controlar, especialmente cuando se presentan pulsos múltiples, ya que son muy difíciles de sincronizar.

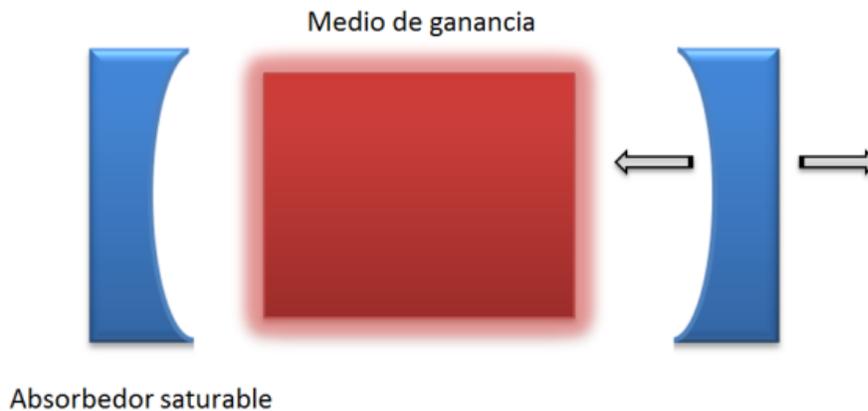


Figura 3.5: Esquema del láser en amarre de modos pasivo.

La duración del pulso está de nuevo determinada por un balance de varios efectos, la acción de formación del pulso, del absorbedor saturable así como del ensanchamiento del ancho de banda de ganancia limitada que afecta si el pulso se vuelve muy corto (y su espectro muy ancho, por Fourier), la dispersión cromática, las no linealidades ópticas como el efecto Kerr en el medio de ganancia juegan también un papel muy importante.

3.2 Dispersión

Uno de los fenómenos presentes en nuestro estudio es la interacción de la luz con un material dieléctrico, específicamente con la fibra óptica. Así, cuando un pulso óptico corto viaja a través de una fibra, su energía es “dispersada” en el tiempo, de tal manera que uno de los efectos de la dispersión es que el pulso se ensancha en un intervalo de tiempo. El origen de dicho ensanchamiento se debe principalmente a tres fuentes de dispersión en las fibras ópticas: dispersión cromática, dispersión intermodal y dispersión del modo de polarización [40]. En este caso nos dedicaremos a describir principalmente la dispersión cromática por ser la de mayor influencia en nuestro trabajo. La intermodal la descartamos en

nuestra descripción por el simple hecho de que en nuestro estudio se utiliza fibra monomodal; la dispersión del modo de polarización es presente pero pequeña en comparación con la cromática.

3.2.1 Dispersión cromática

Al analizar la interacción de una onda electromagnética con los electrones ligados de un material dieléctrico, lo que se encuentra es que la susceptibilidad eléctrica $\chi(\omega)$, índice de refracción $n(\omega)$, y la velocidad de la luz $c(\omega) = c_0/n(\omega)$ dependen fuertemente de la frecuencia, y por lo tanto de la longitud de onda, que es a lo que se define como dispersión cromática. En este tipo de dispersión se tiene que las diferentes frecuencias que conforman un pulso corto de luz viajan con algún retraso en el tiempo dentro del medio. De esta manera, si la distancia de propagación en el medio es grande, como en el caso de las fibras ópticas, tenemos que el pulso se dispersa en el tiempo y por tanto es más ancho a la salida, como se muestra en la Figura 3.6.

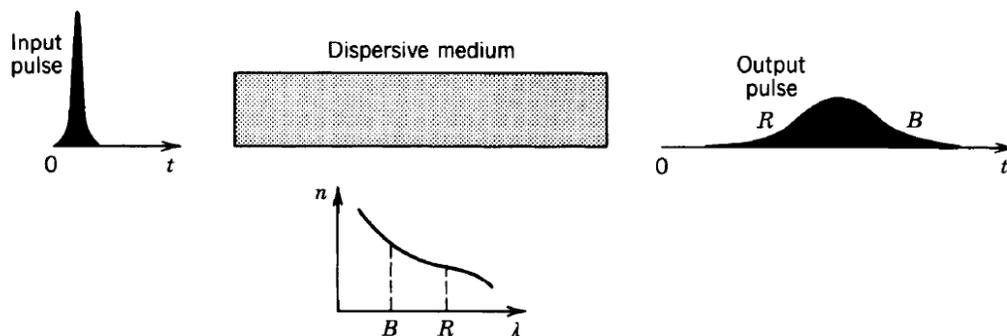


Figura 3.6: Medio dispersivo que ensancha el pulso de luz. En este caso, las componentes de baja frecuencia (longitud de ondas largas, denotada con R) viajan más rápido que las componentes de alta frecuencia (longitud de onda corta, denotada con B) [79]. Caso de dispersión normal.

En el régimen no lineal, la combinación de la dispersión, la no linealidad y los pulsos con chirp inicial, puede resultar en un comportamiento algo

diferente. Matemáticamente, los efectos de la dispersión de la fibra se toman en cuenta expandiendo la constante de fase de los modos de propagación β en series de Taylor alrededor de la frecuencia ω_0 en la cual se centra el espectro del pulso:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (3.5)$$

donde

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (3.6)$$

Los parámetros β_1 y β_2 están relacionados al índice de refracción $n(\omega)$ y sus derivadas por medio de [80]:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad (3.7)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right), \quad (3.8)$$

donde n_g y v_g son el índice y la velocidad de grupo respectivamente. Entonces, para un pulso óptico que viaja en un medio dispersivo con cierta velocidad de grupo, se tiene que el parámetro β_2 (ps²/km) representa la dispersión de dicha velocidad y por tanto es el responsable del ensanchamiento del pulso. Este fenómeno se conoce como *dispersión de la velocidad de grupo* (GVD, por sus siglas en ingles), y β_2 es el parámetro GVD. El parámetro de dispersión D definido como $d\beta_1/d\lambda$ (ps/nm/km), es también usado en la práctica.

Para definir la dispersión normal y anómala, se muestra en la Figura 3.7 el comportamiento de los parámetros β_2 y D descritos anteriormente; en esta figura se muestra específicamente la dispersión del material, y es posible apreciar como dichos parámetros cambian con la longitud de

onda. La característica más importante es que β_2 y D se cancelan alrededor de $1.27 \mu\text{m}$ y cambian de signo para longitudes de onda mayores. Dicha longitud de onda se conoce como longitud de onda de dispersión cero. Para longitudes de onda tales que $\lambda < \lambda_D$, se dice que la fibra exhibe *dispersión normal* cuando $\beta_2 > 0$ y $D < 0$. En el régimen de dispersión normal las componentes de alta frecuencia (con corrimiento hacia el azul) de un pulso óptico, viajan más lento que las de baja frecuencia (con corrimiento hacia el rojo) del mismo pulso. Para el régimen de *dispersión anómala* sucede todo lo contrario, es decir, tenemos que $\beta_2 < 0$, y $D > 0$.

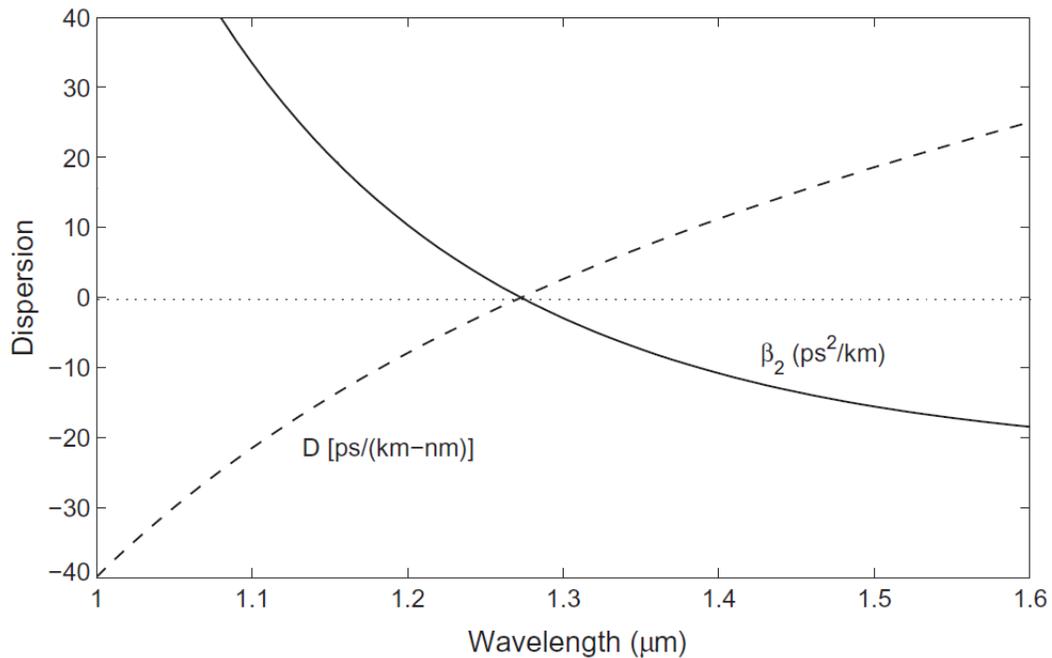


Figura 3.7: Variaciones de β_2 y D con la longitud de onda para el silicio fundido [80].

Es preciso mencionar que en una fibra óptica (la cual está hecha en base a silicio) el cero de dispersión y toda las curvas de la Figura 3.7, se recorren un poco hacia la derecha, debido a la dispersión producida por la misma guía de ondas. La *dispersión de la guía de onda* resulta de la

dependencia que presenta la distribución de la luz en la fibra, mediante la relación entre el radio del núcleo y la longitud de onda (a/λ). Si dicha relación se modifica al cambiar λ , entonces las porciones relativas de la potencia óptica en el núcleo y el recubrimiento a su vez se modifican; ya que la velocidad de fase en el núcleo y el recubrimiento son diferentes, la velocidad de grupo del modo es alterada. La dispersión de guía de ondas es particularmente importante en las fibras monomodo [79].

También es importante señalar que como consecuencia de la dispersión cromática, en la señal que viaja en la fibra se produce un fenómeno definido como “chirp”, el cual consiste en la variación temporal de la frecuencia instantánea a lo largo del pulso, produciendo así una agrupación de las frecuencias en la parte anterior y posterior del pulso. Para describir este fenómeno consideramos primero una señal con un perfil gaussiano, el cual podemos representar como

$$A(0, T) = e^{-\frac{(1+iC)T^2}{2T_0^2}} \quad (3.9)$$

donde el parámetro C es definido como el chirp, $T = t - \frac{z}{v_g}$, y T_0 es el ancho del pulso a la entrada de la fibra.

A partir de 3.10 se puede definir para el pulso inicial la fase $\phi = -\frac{CT^2}{2T_0^2}$, de ahí se define la frecuencia instantánea $\omega_i = -\frac{d\phi}{dT} = \frac{CT}{T_0^2}$, y el chirp: $\frac{d\omega_i}{dT} = C/T_0^2$ (es decir, en una gráfica de frecuencia instantánea normalizada $\omega_i T_0$ contra T/T_0 , C es el pendiente de la recta).

Si consideramos el caso en el cual el pulso incidente no presenta chirp, es decir, sin modulación de fase ($C = 0$), tenemos que el pulso transmitido en cualquier punto z a lo largo de la fibra dispersiva está dado por [80]:

$$A(z, T) = |A(z, T)|e^{i\phi(z, T)}, \quad (3.10)$$

donde la envolvente compleja está dada por

$$A(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} e^{-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}} \quad (3.11)$$

y la fase

$$\phi(z, T) = -\frac{\text{sgn}(\beta_2) \left(\frac{z}{L_D}\right)}{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} \frac{T^2}{2T_0^2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\text{sgn}(\beta_2) \left(\frac{z}{L_D}\right) \right) \quad (3.12)$$

donde $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ depende del signo del parámetro GVD β_2 , y $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ se define como la longitud de dispersión. La frecuencia instantánea se obtiene fácilmente de la misma ecuación (3.12)

$$\omega_i(T) = -\frac{\partial \phi}{\partial T} = \frac{\text{sgn}(\beta_2) \left(\frac{z}{L_D}\right)}{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} \frac{T}{T_0^2} \quad (3.13)$$

(3.13) muestra de nuevo que ω_i es lineal con T , y C es constante (pendiente de la recta).

En la Figura 3.8 se describe gráficamente el alcance que tienen las ecuaciones (3.9) a (3.13), en los renglones de la misma figura se describe: (a) el campo, (b) La envolvente del pulso, y (c) la frecuencia instantánea; mientras que en la primer columna se describen las propiedades para un pulso gaussiano incidente sin chirp inicial, es decir con $C=0$ en la ecuación (3.9); en la segunda columna se muestra el perfil del pulso que viajó en un medio con dispersión normal; y en la tercer columna para un campo que viajó en un medio con dispersión anómala. Para el caso de tener un medio con dispersión normal, el pulso adquiere un factor de chirp positivo ($C>0$) produciendo que las frecuencias más altas se concentren en la parte anterior del pulso y más bajas en la parte posterior del pulso [81], mientras que para dispersión anómala suceda todo lo contrario como se observa en la Figura 3.8 (a). En la Figura 3.8 (b) se

puede apreciar un ensanchamiento temporal del pulso para ambos casos en que el pulso viaja en un medio con dispersión normal y anómala. Finalmente, en la Figura 3.8 (c) se observa como la frecuencia instantánea cambia de sentido para ambos casos de dispersión (normal y anómala, respectivamente).

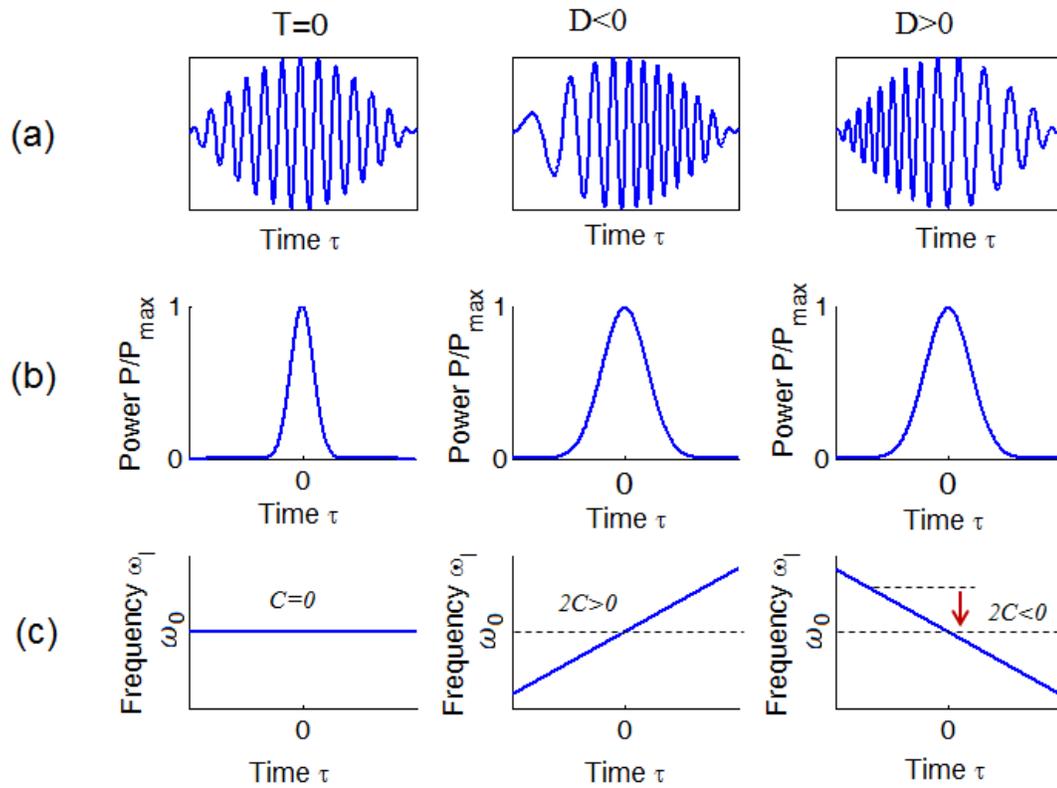


Figura 3.8: Propagación de un pulso gaussiano en un medio con dispersión cromática. (a) representación de las componentes espectrales del pulso inicial ($T=0$), para dispersión normal ($D<0$) y dispersión anómala ($D>0$). Lo cual da origen a: (b) ensanchamiento del pulso inicial ($T=0$), para dispersión normal y anómala respectivamente; y (c) genera un chirp positivo ($D<0$) y un chirp negativo ($D>0$). $P \propto |A(\tau)|^2$, ω_i es la frecuencia instantánea descrita en la ecuación (3.13), $\tau = \frac{T}{T_0}$ es la escala normalizada de tiempo.

3.3 Efectos no lineales

La respuesta de cualquier dieléctrico a la luz se convierte en no lineal para campos electromagnéticos intensos. El origen de la respuesta no lineal está relacionado al movimiento armónico de los electrones ligados bajo la influencia de un campo aplicado. Como resultado de la interacción del campo con el material dieléctrico tenemos que la polarización total \mathbf{P} inducida por los dipolos eléctricos es no lineal en el campo eléctrico \mathbf{E} , satisfaciendo así la relación más general

$$P = \varepsilon_0(\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)}:EE + \chi^{(3)}:EEE + \dots), \quad (3.14)$$

donde ε_0 es la permitividad del vacío y $\chi^{(j)}$ es la susceptibilidad de j-esimo orden.

La susceptibilidad lineal $\chi^{(1)}$ representa la contribución dominante a la polarización \mathbf{P} . La susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ es responsable de efectos como generación de segundo armónico, rectificación óptica, amplificación paramétrica óptica, entre otros efectos no lineales [82]. En medios que poseen centro simetría en sus moléculas, como es el caso de las fibras ópticas, las no linealidades de segundo orden valen cero y los efectos no lineales se originan a partir de la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$ y el material es definido como *medio Kerr*, el cual es responsable de la generación del tercer armónico y sumas y diferencias de tripletes de frecuencias [79].

3.3.1 Efecto Kerr óptico

El efecto Kerr óptico es un fenómeno en el cual el índice de refracción del medio cambia cuando la órbita del electrón se deforma debido a la interacción con un campo eléctrico intenso [83]. El índice de refracción bajo el efecto Kerr se expresa como

$$\tilde{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2|E|^2 \quad (3.15)$$

donde $n(\omega)$ es la parte lineal, $|E|^2$ es la intensidad óptica dentro de la fibra, y n_2 es el *coeficiente Kerr* o *coeficiente de índice no lineal*. Es preciso mencionar que en la deducción de la ecuación (3.15) es utilizado el sistema Heaviside-Lorentz, por lo que analizar dicha ecuación en otro sistema se deben considerar los respectivos factores de conversión; además, por comodidad en el área de fibras se considera que $|E|^2$ es igual a la intensidad de la luz medida en W/m^2 . El origen físico de este fenómeno es una polarización no lineal (relacionado a $\chi^{(3)}$) generada en el medio que a su vez modifica las propiedades de propagación de la luz. En otras palabras, el efecto Kerr es un efecto autoinducido en el cual la velocidad de fase depende de la intensidad de la misma onda.

Los efectos más interesantes e importantes en las fibras ópticas al utilizar el efecto Kerr son (1) solitones ópticos, (2) compresión del pulso óptico y (3) inestabilidades en modulaciones (auto modulación de fase, modulación de fase cruzada y lentes Kerr) [40, 84].

3.3.1.1 Auto-modulación de fase

La automodulación de fase (SPM, por sus siglas en inglés) se presenta con señales pulsadas o moduladas. Este fenómeno sucede cuando una señal intensa se propaga a través de un medio, entonces debido al efecto Kerr la intensidad óptica dependiente del tiempo produce que el índice de refracción sea también dependiente del tiempo [85]; así el índice dependiente del tiempo cambia la fase de la onda, la cual cambia también sus características temporales y espectrales [40]. El efecto es definido como automodulación de fase. Para demostrar esto, suponemos que un pulso óptico con una variación de intensidad dada $I(t)$ en el tiempo se propaga a través de cierta longitud L de un medio con un coeficiente Kerr

n_2 , y que la amplitud del pulso es suficientemente grande que genera un cambio en el índice significativo

$$\Delta n \equiv n(t) - n_0 = n_2 I(t) \quad (3.16)$$

y un cambio en la longitud de camino óptico $\Delta n(t)L$.

El campo del pulso experimentará un corrimiento de fase cambiante en el tiempo o una modulación de fase

$$e^{j\Delta\phi(t)} = e^{-j2\pi\Delta n(t)L/\lambda} = e^{-j2\pi n_2 I(t)L/\lambda} \quad (3.17)$$

producido por las variaciones de intensidad del pulso mismo.

El valor de n_2 es bastante pequeño ($n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$), a pesar de esto los efectos no lineales se pueden observar en fibras de silicio a niveles bajos de potencia, debido a su longitud y al fuerte confinamiento de la luz en un núcleo de diámetro muy reducido. De esta manera, consideramos la influencia de un medio no lineal en la que se propaga un pulso sin chirp inicial a un tiempo T , después que el pulso ha viajado cierta distancia en este medio, la envolvente temporal del pulso no cambia, mientras que la fase óptica instantánea y con ello la frecuencia instantánea ω_i han sido modificadas en todo el pulso [80]. De esta manera es que observamos que gracias al efecto Kerr, la intensidad del mismo pulso modula a sí mismo la fase. La dependencia del tiempo de ω_i puede verse como un chirp, aunque no es constante en el tiempo a lo largo del mismo pulso (pero aproximadamente lineal en el centro, con pendiente positivo).

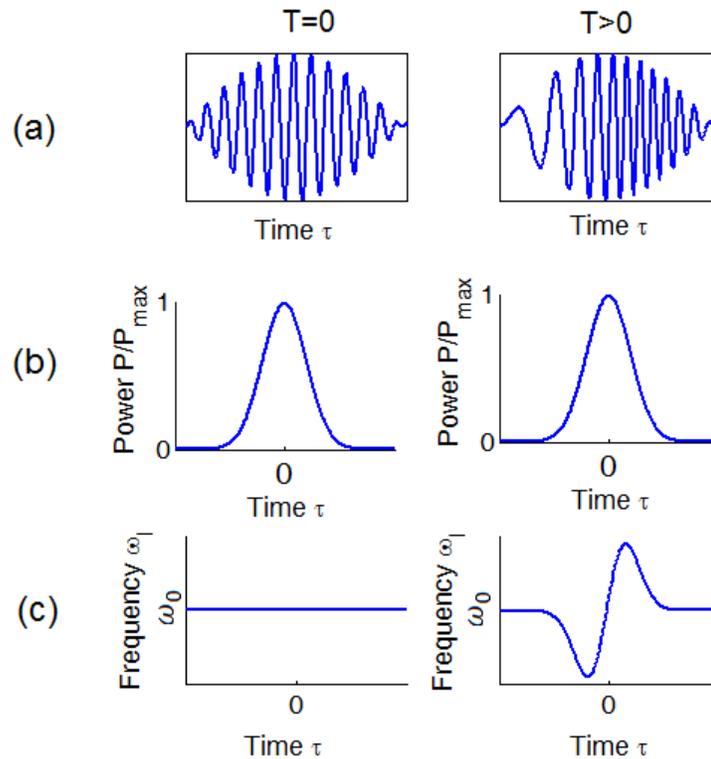


Figura 3.9: Pulso con chirp en un medio no lineal. (a) distribución de frecuencias en el tiempo para un pulso a la entrada ($T=0$) y a la salida ($T>0$). (b) Envoltura temporal del pulso a la entrada y a la salida no se modifican. (c) Perfil de frecuencias instantáneo a la entrada y a la salida, respectivamente.

Es importante notar que aunque el perfil temporal del pulso no es afectado por las no linealidades del efecto Kerr, el chirp que se genera si produce un ensanchamiento espectral. De hecho, contrario al fenómeno lineal (como la dispersión), los efectos no lineales introducen nuevas componentes de frecuencias al espectro del pulso, generando así el ensanchamiento espectral.

Finalmente, observando las Figuras 3.8 y 3.9, se puede entender porque un soliton conservativo se propaga sin deformación en un medio con dispersión anómala y no linealidad Kerr: los chirps generados por cada efecto tienen signos contrarios y se compensan. En el caso de dispersión

normal, los dos efectos no se compensan, al contrario se suman, y no permiten generar un pulso estable a menos de involucrar efectos disipativos (ver láser ANDi).

3.4 Espejo de lazo óptico no lineal (NOLM)

El espejo de lazo óptico no lineal (Nonlinear Optical Loop Mirror, o NOLM, por sus siglas en inglés), también conocido como interferómetro Sagnac de fibra no lineal, como se muestra en la Figura 3.10 es una estructura bastante simple, la cual consiste de un acoplador de fibra de 2×2 cuyos puertos de salida son conectados por una pieza de fibra para formar el lazo [9]. Además de la simplicidad de este dispositivo, la característica más importante del NOLM es que su respuesta depende del efecto Kerr óptico, cuyo tiempo de respuesta cae en el rango de femtosegundos. Es un interruptor ultrarrápido ya que basa su funcionamiento en el efecto Kerr, gracias a esta propiedad, este dispositivo óptico tiene aplicaciones variadas en transmisiones ópticas tales como: conmutación (switcheo), regeneración, (de)modulación, conversión de longitud de onda, etc., además se puede usar como absorbedor saturable para generar un amarre de modos pasivo, entre otras.

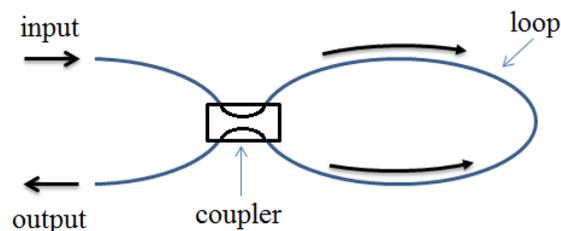


Figura 3.10: Esquema del espejo de lazo óptico no lineal.

Para obtener switcheo, se requiere romper de alguna forma la simetría del dispositivo, en los esquemas convencionales [9] se logra mediante una

asimetría de potencia (por ejemplo, mediante un acoplador asimétrico). En este trabajo, se utiliza específicamente un dispositivo simétrico en potencia pero desbalanceado en polarización, insertando un retardador de cuarto de onda asimétricamente en el lazo [87]. Dicha configuración presenta ventajas como: más estable, robusto, flexible, entre otras.

Para entender cómo el efecto Kerr afecta la propagación de la luz en una fibra, consideramos las ecuaciones no lineales acopladas, las cuales describen la evolución de la polarización para el caso de la onda continua [86]. Si consideramos que tenemos birrefringencia circular en la fibra, podemos utilizar bases de polarización circular $[C^+, C^-]$, y omitir los términos de birrefringencia lineal, de tal manera que las ecuaciones que describen al sistema se escriben como

$$\begin{aligned}\frac{dC^+}{dz} &= \frac{2}{3}i\gamma(|C^+|^2 + 2|C^-|^2)C^+ \\ \frac{dC^-}{dz} &= \frac{2}{3}i\gamma(|C^-|^2 + 2|C^+|^2)C^-\end{aligned}\tag{3.18}$$

donde z es la dirección de propagación, $\gamma = 2\pi n_2/\lambda A_{eff}$ es el coeficiente no lineal para polarización lineal, siendo n_2 el coeficiente Kerr, λ la longitud de onda, y A_{eff} el área modal efectiva [80]. Al introducir la potencia óptica $P = |C^+|^2 + |C^-|^2$ y el primer parámetro de Stokes $A_c = (|C^+|^2 - |C^-|^2)/P$, la ecuación (3.18) se puede describir como

$$\begin{aligned}\frac{dC^+}{dz} &= i\gamma P \left(1 - \frac{1}{3}A_c\right) C^+; \\ \frac{dC^-}{dz} &= i\gamma P \left(1 + \frac{1}{3}A_c\right) C^-\end{aligned}\tag{3.19}$$

El parámetro de Stokes puede tomarse como constante considerando que nos encontramos en el límite de la no linealidad débil [87]. De la ecuación (3.19) se muestra que la rotación de polarización no lineal (NPR, por sus siglas en inglés) es resultado del corrimiento de fase de componentes

circulares; además se demuestra que dicha evolución no lineal depende de la potencia P , y del estado de polarización del haz, por medio del parámetro A_c . Configuraciones convencionales del NOLM se basan en un desbalanceo de potencia para asegurar que los haces que se propagan en direcciones contrarias adquieran un corrimiento de fase diferente, tal como lo demuestra el lado derecho de la ecuación (3.19); por otra parte, el segundo término de la derecha, muestra que una diferencia de NPR puede presentarse incluso si las potencias son iguales, siempre que los parámetros de Stokes de los dos haces sean diferentes, es decir que los estados de polarización de cada haz sean diferentes.

Para sistema desbalanceado en polarización, en la práctica surge un problema debido a que el estado de polarización de cada haz debe mantenerse en toda la fibra, de tal manera que la diferencia de NPR pueda acumularse en todo el lapso. La birrefringencia residual tiende a modificar constantemente la polarización y por consiguiente a cancelar el efecto de la NPR a lo largo del NOLM. Una simple y efectiva manera de eliminar la birrefringencia residual es aplicando torsión a la fibra, obteniendo una configuración del NOLM como el que se muestra en la Figura 3.11. La torsión tiene dos efectos: primero, causa una rápida precesión de los ejes principales de la fibra, y segundo, genera actividad óptica (birrefringencia circular), produciendo que la polarización rote durante la propagación en la fibra. Es la precesión de los ejes que reduce fuertemente el efecto de la birrefringencia residual. Es preciso mencionar que la actividad óptica produce rotación pero no modifica la elipticidad de la polarización (ni el parámetro de Stokes A_c). Debe considerarse que una torsión aplicada a una fibra estándar hace que la fibra se comporte como una fibra con birrefringencia circular [88].

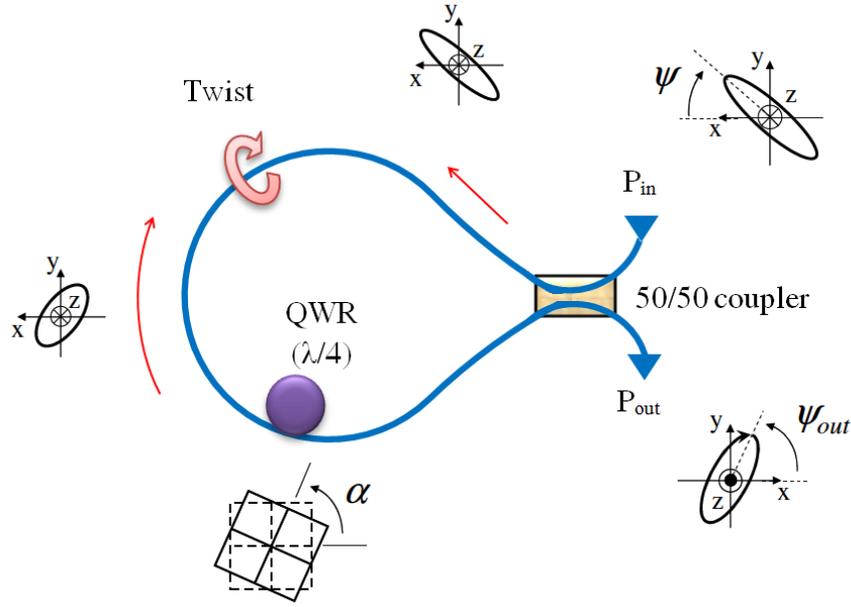


Figura 3.11: Esquema del NOLM desbalanceado en polarización.

En una fibra birrefringente torcida, la birrefringencia lineal puede ignorarse y para el caso de pulsos largos (ns) la dispersión cromática se puede ignorar [80]; la evolución de polarización no lineal se puede describir usando las ecuaciones acopladas para el caso de onda continua [86]. En bases de polarización circular, dichas ecuaciones se escriben como

$$\begin{aligned} \frac{dC^+}{dz} &= i\rho C^+ + ie^{2iqz}kC^- + i\gamma P \left(1 - \frac{1}{3}A_c\right) C^+; \\ \frac{dC^-}{dz} &= -i\rho C^- + ie^{-2iqz}kC^+ + i\gamma P \left(1 + \frac{1}{3}A_c\right) C^-, \end{aligned} \quad (3.20)$$

donde q es la razón de torsión de la fibra (en rad/m), $\rho = hq/2n$ es la potencia rotatoria, con $h \approx 0.13 - 0.16$ en la fibra de silicio [87, 89] y n es el índice de refracción, γ es el coeficiente no lineal para polarización lineal, y $k = \pi/L_B$ es el parámetro de birrefringencia lineal, con L_B siendo la longitud de batimiento. Los primeros dos términos del lado derecho de la ecuación (3.20) corresponden a la birrefringencia circular y lineal

respectivamente. Los factores de la exponencial compleja en los términos de birrefringencia lineal corresponden a la precesión de los ejes de birrefringencia causados por la torsión.

Si los términos de birrefringencia lineal son eliminados de la ecuación (3.20) (al considerar que el periodo de rotación es mucho menor que L_B), y si A_c es constante (aproximación no lineal débil), entonces las ecuaciones (3.20) se desacoplan y se integran analíticamente sobre la longitud de la fibra, obteniendo finalmente la matriz de Jones asociada con el lazo de la fibra $F_{CW/CCW}$. El campo a la salida puede calcularse como la suma de los campos que se propagan en direcciones opuestas a la salida del NOLM; finalmente, después de algo de algebra se encuentra que la salida del campo está dada por [90]:

$$\begin{aligned}
 E_{out} &= E_{out.CW} + E_{out.CCW} = \begin{bmatrix} C_{out}^+ \\ C_{out}^- \end{bmatrix} \\
 &= \sqrt{\frac{P_{in}}{2}} \begin{bmatrix} U \sin(R_d) e^{i(\varphi+R_m+\psi+\frac{3\pi}{4})} + V \sin(-R_m + 2\alpha) e^{i(\varphi-R_d-\psi+\frac{\pi}{4})} \\ U \sin(R_m - 2\alpha) e^{i(\varphi+R_d+\psi+\frac{\pi}{4})} + V \sin(-R_d) e^{i(\varphi-R_m-\psi+\frac{3\pi}{4})} \end{bmatrix} \quad (3.21)
 \end{aligned}$$

$$R_m = \frac{r_{CW} + r_{CCW}}{2} = \rho L_N - \frac{\gamma}{12} (A_{c,CW} + A_{c,CCW}) L_N P_{in}$$

$$R_d = \frac{r_{CW} - r_{CCW}}{2} = \rho L_N - \frac{\gamma}{12} (A_{c,CW} - A_{c,CCW}) L_N P_{in}$$

donde U y V son los parámetros reales del vector de Jones del campo a la entrada, cumpliendo la igualdad $U^2 + V^2 = 1$, P_{in} es la potencia de entrada del NOLM, L_N es la longitud del lazo, γ es el coeficiente no lineal para polarización lineal, α es el ángulo del retardador de cuarto de onda (QWR), ψ es la orientación del estado de polarización, CW y CWW se refieren a los haces viajando en sentido horario y anti horario respectivamente, $r_{cw/ccw} = \rho L_N - \gamma P_{in} A_{c,CW,CCW} L_N / 6$ es la rotación de elipse lineal y no lineal,

$\varphi = \gamma P_{in} L_N / 2$ es un corrimiento de fase no lineal. Este resultado (ecuación (3.21)) se puede usar para analizar la transferencia dependiente de la potencia característica del NOLM, y la evolución de la polarización a la salida para cualquier valor de la polarización de entrada, y parámetros del NOLM para el caso de onda continua. Ahora solo nos enfocaremos en la transferencia de potencia característica; a partir de la ecuación (3.21), primero se obtienen las expresiones de los módulos al cuadrado de las dos componentes circulares a la salida ($|C_{out}^+|^2$ y $|C_{out}^-|^2$), recordando que $U^2 + V^2 = 1$, y después de algo de álgebra la transferencia de potencia característica del NOLM se escribe como:

$$\begin{aligned} T_N &= \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{|C_{out}^+|^2 + |C_{out}^-|^2}{P_{in}} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(r_{cW} - 2\alpha) \cos(r_{cCW} - 2\alpha) \\ &= \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos\left(\rho L_N - \frac{1}{6} \gamma A_{c,cW} L_N P_{in} - 2\alpha\right) \cos\left(\rho L_N - \frac{1}{6} \gamma A_{c,cCW} L_N P_{in} - 2\alpha\right) \end{aligned} \quad (3.22)$$

podemos asumir que ρL_N es un múltiplo entero de 2π , para simplificar las ecuaciones y sin perder la generalidad, la ecuación (3.22) la podemos reescribir como

$$T_N = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos\left(\frac{1}{6} \gamma A_{c,cW} L_N P_{in} + 2\alpha\right) \cos\left(\frac{1}{6} \gamma A_{c,cCW} L_N P_{in} + 2\alpha\right) \quad (3.23)$$

Si asumimos que el acoplador no afecta la polarización, el parámetro de Stokes del haz CW conduce a $A_{c,cW} = A_{c,in}$. Por el contrario, el parámetro de Stokes del haz CCW será modificado por QWR. El calcular el parámetro de Stokes encontramos que

$$A_{c,cCW} = -\sqrt{1 - A_{c,cW}} \sin 2(\alpha + \psi) \quad (3.24)$$

El cual depende del parámetro de Stokes a la entrada y la orientación de la elipse con respecto a QWR, $\alpha + \psi$. La ecuación (3.23) muestra que la

característica de transmisión no lineal del NOLM es el producto de dos funciones coseno de la potencia, cuyas periodicidades están definidas por los parámetros de Stokes de los haces contra propagándose. En las siguientes subsecciones analizaremos el funcionamiento del NOLM para algunos casos importantes en la práctica.

3.4.1 Control de rango dinámico (polarización circular a la entrada)

Si consideramos que la polarización a la entrada del NOLM es circular a la izquierda o a la derecha ($A_{c,in} = \pm 1$), entonces la orientación de la polarización ψ no afecta en el análisis, simplificando el análisis del NOLM, ya que este parámetro es eliminado de las ecuaciones descritas anteriormente. Si el haz de entrada (y por consiguiente del haz CW) es circularmente polarizado, entonces el haz CCW se vuelve linealmente polarizado al pasar por QWR, independientemente del ángulo α , con lo que obtenemos de la ecuación (3.24) $A_{c,CCW} = 0$. Tomando dichas consideraciones, de la ecuación (3.23) obtenemos

$$T_N = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(2\alpha) \cos\left(\pm \frac{1}{6} \gamma L_N P_{in} + 2\alpha\right). \quad (3.25)$$

Este resultado demuestra que la transmisión es una función de la potencia sinusoidal. Su amplitud (o rango dinámico, definido como la razón entre el valor de la transmisión máxima y mínima) y sus fase dependen del ángulo α de QWR. La diferencia de potencias entre la transmisión mínima y máxima es definida como potencia crítica o potencia de “switchero”, y corresponde a un corrimiento de fase de π en la ecuación (3.25), está dado por $P_\pi = 6 \pi / \gamma L_N$.

La Figura 3.12 muestra la dependencia de la transmisión del NOLM sobre el ángulo QWR y la potencia de entrada. La Figura 3.12 (a) se obtiene de la ecuación (3.25) para $P_{in} = 0$. La Figura 3.12 (b) muestra que el ángulo

QWR permite ajustar la pendiente inicial de la transferencia no lineal característica, así como su rango dinámico. Entre 1 (sin dependencia de la potencia) e ∞ (transmisión mínima cero a baja potencia). La curva roja de la Figura 3.12 (b) es bastante interesante, ya que muestra un rango dinámico infinito, con una mínima y máxima transmisión en valores de 0 y 1 respectivamente. El rango dinámico infinito se obtiene de la ecuación (3.25) si $\alpha = k\pi/2$, donde k es un entero, pero es ajustable hasta 1 (caso límite donde la transmisión $T = 0.5$ es constante con la potencia). El ajuste del rango dinámico es útil para aplicaciones como la regeneración de señales ópticas ultra-rápidas.

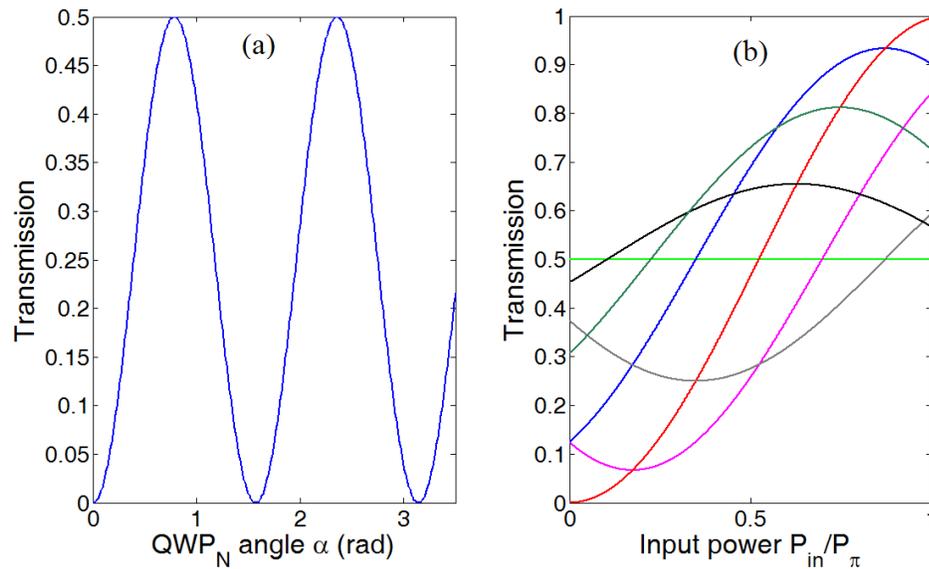


Figura 3.12: (a) Transmisión a baja potencia como función de α . (b) característica no lineal para varios valores de α . Polarización a la entrada es circular a derechas.

3.4.2 Control de la potencia switcheo (polarización lineal a la entrada)

Ahora analizaremos el caso en el que la luz es linealmente polarizada en la entrada del NOLM, en este caso consideramos $A_{c,in} = 0$, $U = V = \sqrt{2}/2$ y mediante la ecuación (3.24), rescribimos la ecuación (3.23)

$$T_N = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(2\alpha) \cos \left\{ -\frac{1}{6} \gamma L_N \sin[2(\alpha + \psi)] P_{in} + 2\alpha \right\} \quad (3.26)$$

este resultado muestra, al igual que el caso de polarización circular incidente, T_N es una función sinusoidal de la potencia. De igual manera, el rango dinámico y la fase de la función de transmisión dependen del ángulo α de QWR, solo que en este caso la potencia crítica está dada por $P_{\pi\psi} = 6\pi/|\gamma L_N \sin[2(\alpha + \psi)]|$. Con estas condiciones es inconveniente ajustar la curva característica de transmisión no lineal por medio de α , ya que la amplitud, la fase y el periodo se modifican simultáneamente. Sin embargo, la orientación de la polarización a la entrada ψ ofrece una conveniente manera para ajustar la potencia de switcheo sin afectar los demás parámetros. En el caso de que fijemos $\alpha = 0$, aseguramos un rango dinámico infinito. Así pues, el parámetro ψ permite ajustar la potencia crítica entre un valor mínimo $P_{\pi} = 6\pi/\gamma L_N$ e infinito, tal como lo muestran las curvas de la Figura 3.13. Ajustar la potencia de switcheo es útil, por ejemplo en un láser de figura ocho, permite ajustar las propiedades de los pulsos (esta configuración es la que se usa en este trabajo).

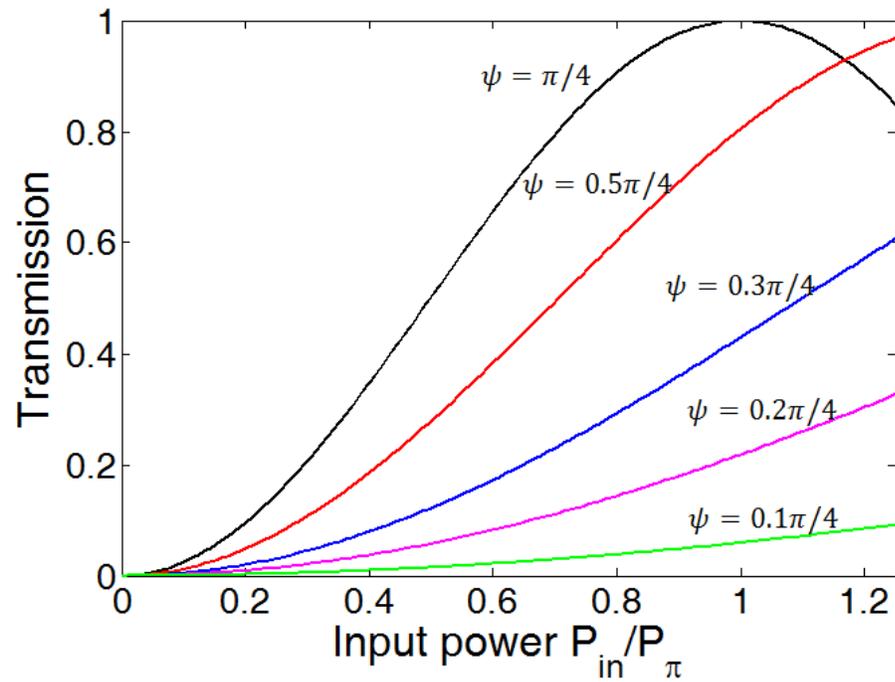


Figura 3.13: Curvas de transmisión características bajo polarización lineal a la entrada del NOLM, para diferentes valores de ψ . $\alpha = 0$ en todos los casos.

4. Desarrollo experimental, resultados y discusiones

Una vez que se ha dado una revisión de los fundamentos teóricos involucrados en la generación y el guiado de pulsos ópticos, en especial la generación de pulsos mediante la técnica de amarre de modos pasivo en láseres de fibra, procederemos a describir a detalle los experimentos realizados en nuestro trabajo de investigación para la generación y caracterización de los pulsos de ruido. De manera general se puede decir que en la presente tesis los pulsos de ruido (Noise-like pulses, o NLPs por sus siglas en inglés) han sido generados en un láser de fibra óptica mediante la técnica de amarre de modos pasivo, presentándose además, ya sea como un solo pulso o como pulsos múltiples circulando en la cavidad, por lo que su estudio y caracterización involucra el uso de varias técnicas y métodos.

Una manera de estudiar los NLPs es utilizando equipos de caracterización típica de pulsos ópticos tales como: el analizador espectral óptico, osciloscopio y autocorrelador, los cuales se describen en el anexo A. Por otra parte, se ha utilizado un interferómetro de Sagnac birrefringente

como filtro de frecuencias y un espejo de lazo óptico como filtro de intensidades, para extraer información acerca de la estructura interna de los mismos pulsos de ruido en cuestión, ya que los equipos convencionales no son capaces de resolver sus detalles. En el caso de que los pulsos de ruido que se presentan en forma múltiple en la cavidad, hemos realizado un análisis estadístico para estudiar el comportamiento caótico de NLPs, además se ha analizado la interacción entre ellos mismos o con otras componentes espectrales presentes: amplificación por emisión espontánea (1530 nm) y Raman (1670 nm).

Con la investigación desarrollada en la presente tesis, pretendemos proporcionar información útil a la comunidad científica para contribuir a develar el comportamiento caótico y principio de formación de estos complejos pulsos.

4.1 Pulsos de ruido de erbio-Raman

Uno de los estudios experimentales realizados en el presente trabajo es sobre los pulsos de ruido generados mediante la técnica de amarre de modos mediante un láser de fibra en forma de ocho, el cual presenta una longitud de ~ 300 m. La dispersión neta de la cavidad se calcula a -0.28 ps nm^{-1} . El arreglo experimental se muestra en la Figura 4.1. El láser con forma de ocho está formado por un NOLM-1 (del lado derecho) insertado en un láser con cavidad en forma de anillo (lado izquierdo). Dos acopladores 90/10 proveen los puertos de salida del mismo láser.

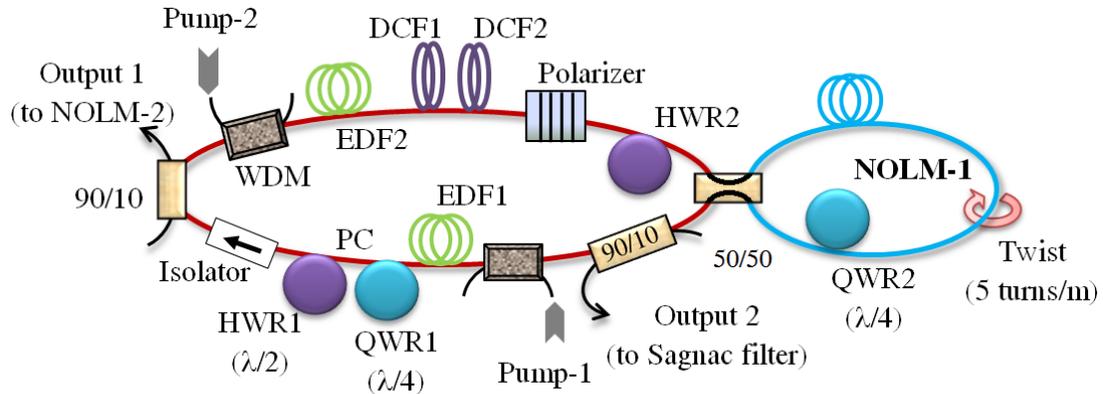


Figura 4.1: Esquema del láser de fibra con forma de ocho para la generación de pulsos de ruido con diferentes perfiles temporales.

La cavidad en forma de anillo incluye dos secciones de fibra compensadora de dispersión: 100m de DCF1 con $D=-3\text{ps/nm/km}$, y 55m de DCF2 con $D=-38\text{ps/nm/km}$. El anillo además incluye dos secciones de fibra dopada con erbio (EDF) con una absorción de 30-dB m^{-1} a 1530 nm: 3-m de EDF1 y 2 m de EDF2. Las EDFs son bombeadas a 980 nm por medio de acopladores WDM. Las potencias de bombeo dentro de EDF1 y EDF2 son $\sim 300\text{ mW}$ y 200 mW respectivamente. Un aislador óptico asegura que el láser opere en una sola dirección. La misma cavidad también incluye un polarizador y un controlador de polarización (PC) que consiste de dos placas retardadoras $\lambda/2$ (HWR1) y $\lambda/4$, respectivamente. El PC se utiliza para maximizar la potencia de transmisión a través del polarizador. Para controlar el ángulo de polarización lineal a la entrada del NOLM-1, un retardador de media onda (HWR2) fue implementado.

El NOLM-1 está formado por un acoplador 50/50, 100 m de fibra estándar con baja birrefringencia, de la empresa Corning SMF-28. Una razón de torsión de 5 vueltas por cada metro es aplicado a la fibra, con lo cual se asegura que la elipticidad se mantiene durante la propagación [88]. Aunque el NOLM-1, el cual se muestra en la Figura 4.1, es simétrico

en potencia, ya que un acoplador 50/50 es usado, un desbalance en polarización es creado por un retardador de cuarto de onda insertado en el mismo lazo [87]. Ajustando la orientación del QWR2 nos permite realizar ajustes del mismo NOLM-1 para la transmisión en baja potencia. Por otra parte, si modificamos la orientación de la entrada por medio del HWR2, es posible alcanzar las condiciones de conmutación del láser [37].

4.1.1 Filtro de Sagnac

El filtro de Sagnac [91, 92] se muestra en la Figura 4.2. Este elemento está formado por un acoplador 3-dB y $\sim 7\text{cm}$ de fibra altamente birrefringente (HiBi), el cual introduce la transmisión dependiente de la longitud de onda, además puede ajustarse usando dos retardadores de onda (WR1 y WR2). El WR1 es un retardador de media onda, el cual se obtiene enrollando la fibra, y el WR2 se obtiene mediante presión mecánica aplicada en la misma fibra. El filtro tiene un periodo de $\sim 100\text{ nm}$, su transmisión mínima y máxima puede sintonizarse por medio del ángulo de WR1 y el ángulo y presión aplicados a WR2.

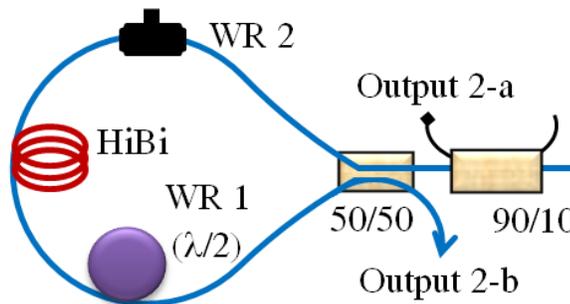


Figura 4.2: Filtro de Sagnac.

En la Figura 4.3 se muestra el espectro de transmisión del filtro de Sagnac, donde se puede apreciar un comportamiento sinusoidal dependiente de la longitud de onda, cuyo periodo está dado por $\Delta\lambda = \lambda_{0c}L_B/L$, donde (en nuestro caso) $\lambda_{0c} = 1550\text{ nm}$ es la longitud de onda

central, $L_B \approx 5\text{mm}$ es la longitud de batimiento y L es la longitud de la fibra HiBi. La transmisión máxima se puede recorrer hasta un periodo realizando ajustes a WR1 y WR2 del filtro [92].

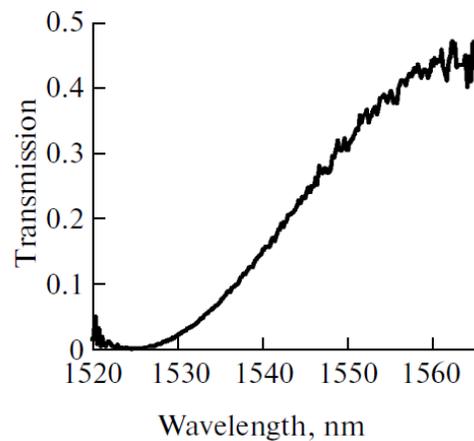


Figura 4.3: Espectro de transmisión del filtro de Sagnac medida experimentalmente [92].

De esta manera, el estudio de las componentes espectrales en los NLPs se logró ajustando las WRs del filtro, logrando a su vez sintonizar la transmisión del mismo filtro para seleccionar/remover diferentes secciones del espectro del pulso bajo estudio. El perfil temporal fue detectado mediante un fotodetector de 25 GHz y monitoreado por medio de un osciloscopio de muestro de 50 GHz.

4.1.2 NOLM como filtro de intensidades

Por otra parte, se toma ventaja del tiempo de respuesta ultra rápida ($\sim\text{fs}$) del efecto Kerr in la fibra, un NOLM se usa para obtener información sobre los pulsos del orden de subpicosegundos que conforman los pulsos de ruido, en los que tenemos particular interés. La Figura 4.4 muestra un esquema que se compone por una sección compuesta de amplificador +

polarizador (A-P) y un NOLM-2 como un filtro de amplitudes basado en su transmisión no lineal. Primero, un PC (QWR y HWR) se usó para maximizar la transmisión a través del polarizador; en seguida, 1.5 metros de EDF con una concentración de 1000 ppm de erbio fue implementado, con el objetivo de amplificar los pulsos que provienen de la salida del láser. El polarizador fue usado para asegurar una polarización lineal en la entrada del NOLM-2. Para controlar el ángulo de la polarización lineal en la entrada del mismo NOLM-2, un retardador de media onda (HWR-i) se implementó. Este NOLM también opera mediante una desbalance en la polarización. Es formado por un acoplador 50/50, un QWR y 55 m de fibra torcida (6 vueltas por metro) de marca Corning SMF-28.

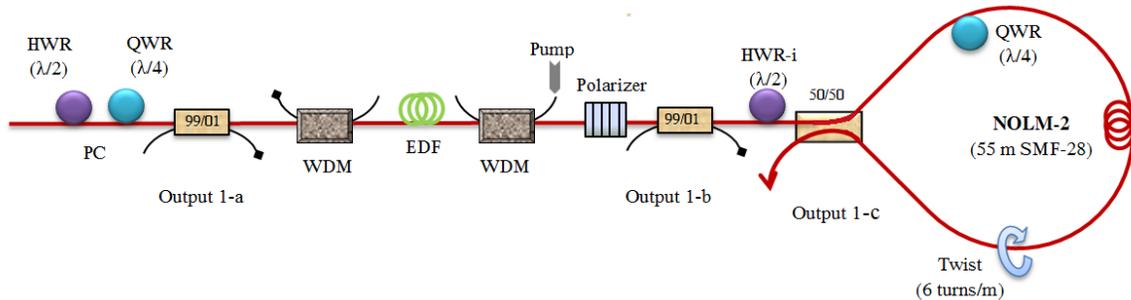


Figura 4.4: Etapa de polarización+amplificación+NOLM-2.

4.1.3 Resultados y discusiones

El estudio realizado sobre los pulsos de ruido generados en un láser con forma de ocho como el descrito en la Figura 4.1 arrojó resultados muy variados e interesantes que a continuación se describen. No se observó autoencendido del amarre de modos, sin embargo, al dar una pequeña estimulación mecánica al láser, y para algunas posiciones del controlador de polarización, logramos que el láser opere en forma pulsada mediante la técnica de amarre de modos. El osciloscopio (Figura 4.5) confirmó el respectivo amarre de modos por medio de la aparición de un tren de

pulsos estable que circula con un periodo de $1.42 \mu\text{s}$, lo cual significa que un solo pulso circula en la cavidad de longitud $\sim 290\text{m}$, es decir tenemos un amarre de modos fundamental.

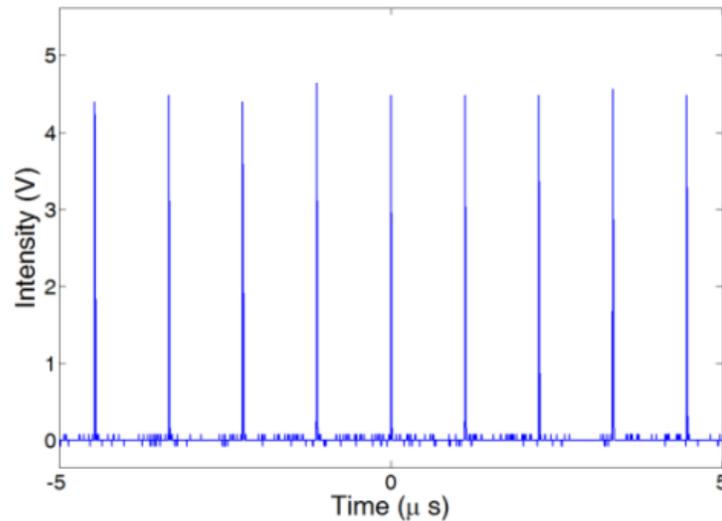


Figura 4.5: Tren de pulsos en amarre de modos fundamental medido con osciloscopio de 200 MHz.

Una vez que se logra que el láser opere en modo pulsado, las características del pulso pueden variar haciendo algunos ajustes en el mismo láser por medio de HWR2. De esta manera, realizando dichos ajustes, es posible obtener una gran diversidad de perfiles temporales, tal como se muestra en la Figura 4.6, donde se observa que cada perfil tiene una duración y forma diferente.

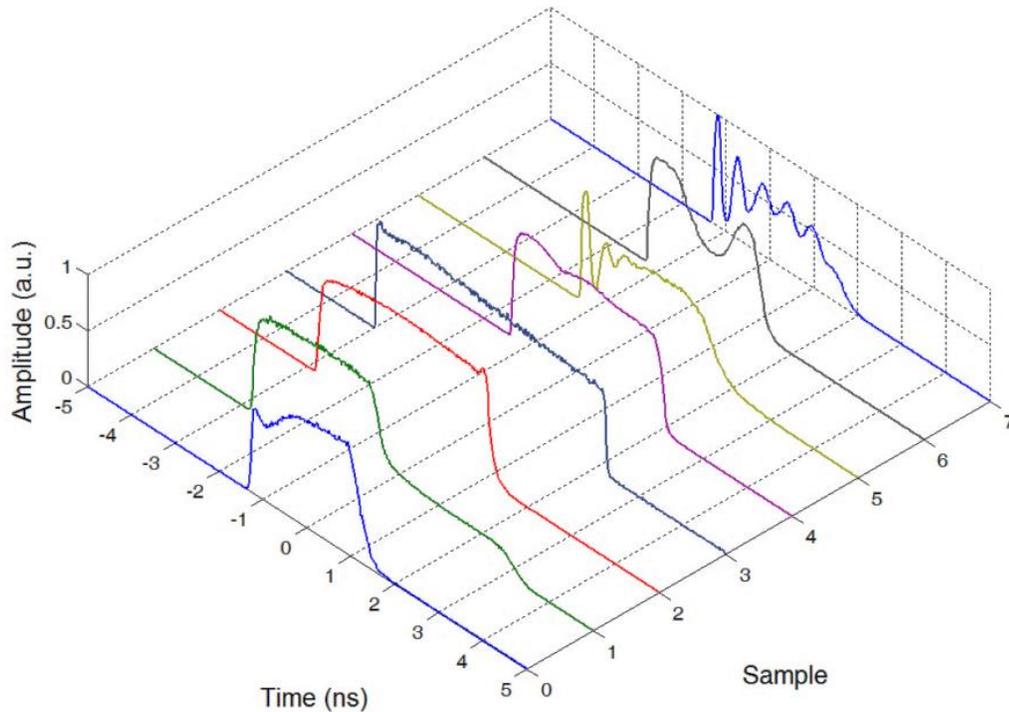


Figura 4.6: Diversos perfiles temporales de NLPs tomados con un osciloscopio de muestreo de 50 GHz y un fotodetector de 25 GHz. Medición con promedio alto.

Es importante notar que los perfiles temporales mostrados en la Figura 4.6 fueron tomados con un promedio alto ($\text{average}=1024$). Para fines prácticos estas curvas representan la envolvente del perfil temporal promedio de los pulsos de ruido. Bajando el promedio podemos tener una idea de la dinámica de los pulsos de ruido, tal como se ilustra en la Figura 4.7 (limitados por la resolución del equipo de detección), se observa un claro comportamiento aleatorio (curvas 0-2), estas mediciones fueron tomadas en tiempos diferentes pero bajo las mismas condiciones mediante un osciloscopio de muestreo de 50 GHz y un fotodetector de 25 GHz y con un promedio=0. Con el mismo equipo de medición, pero con un promedio=1024, se determinó el perfil temporal promedio de estos mismos pulsos de ruido, el cual se observa en la curva 3 de la Figura 4.7, en este

caso específico es posible observar un comportamiento de modulación, dando una forma parecida de un peine con varios dientes.

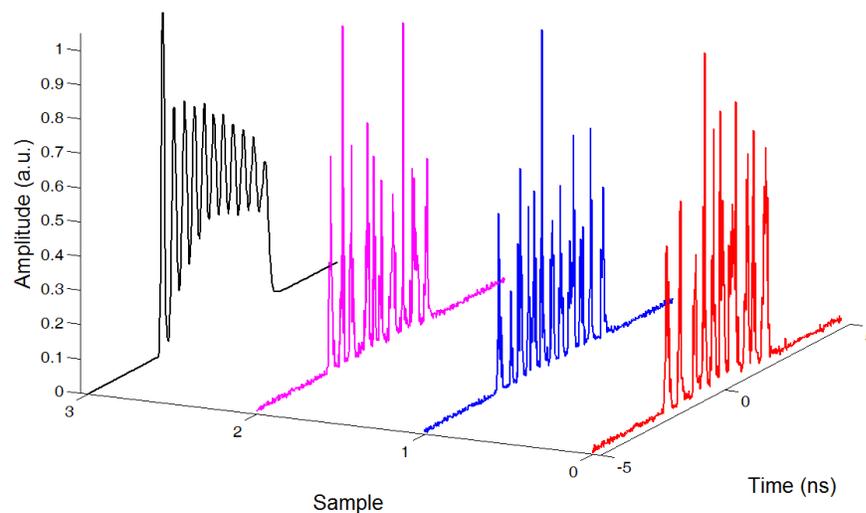


Figura 4.7: Ejemplo del perfil temporal de los pulsos de ruido tomados con un osciloscopio de muestreo de 50 GHz y un fotodetector de 25 GHz: en tres tiempos diferentes con promedio=0 (muestras 0,1 y 2), y perfil temporal tomando el promedio=1024 (muestra 3).

De igual manera en que obtenemos distintos perfiles temporales, los espectros ópticos correspondientes también presentan variaciones, como se observa en la Figura 4.8, a pesar de la diversidad, todas estas curvas son anchas y suaves (relacionado con el número muy grande de pulsos que se promedian), lo cual representa una firma de pertenecer al régimen de pulsos de ruido. Es preciso mencionar que hasta el momento no hemos observado una clara correspondencia entre el perfil temporal y la forma del espectro óptico.

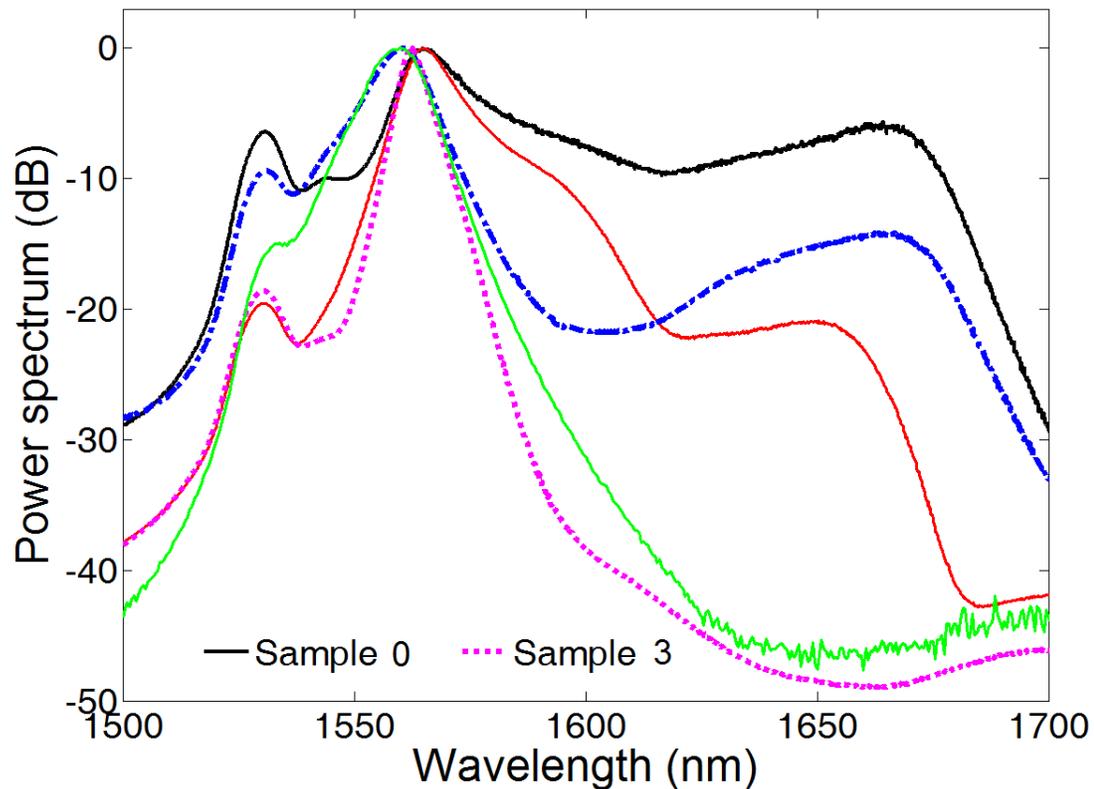


Figura 4.8: Diversos Espectros ópticos medidos mediante un analizador espectral óptico (con una resolución máxima de 0.03nm a 1550nm) en la salida 2 del láser (ver Figura 4.1). Curvas 0 y 3 corresponden a los respectivos perfiles temporales de la Figura 4.6.

Otra típica característica de estos pulsos es la doble escala presentada por las trazas de autocorrelación y las cuales se muestran en la Figura 4.9, el caso de la curva 0 y curva 3 se muestran en (a) y (b), respectivamente. De las mismas trazas de autocorrelación podemos notar que los pedestales adoptan diferentes formas, tales como rampas, planos, entre otros; esto podría indicar algunas diferencias en la estructura interna de estos tipos de pulsos, sin embargo el autocorrelador no provee suficiente información para revelar dichas diferencias.

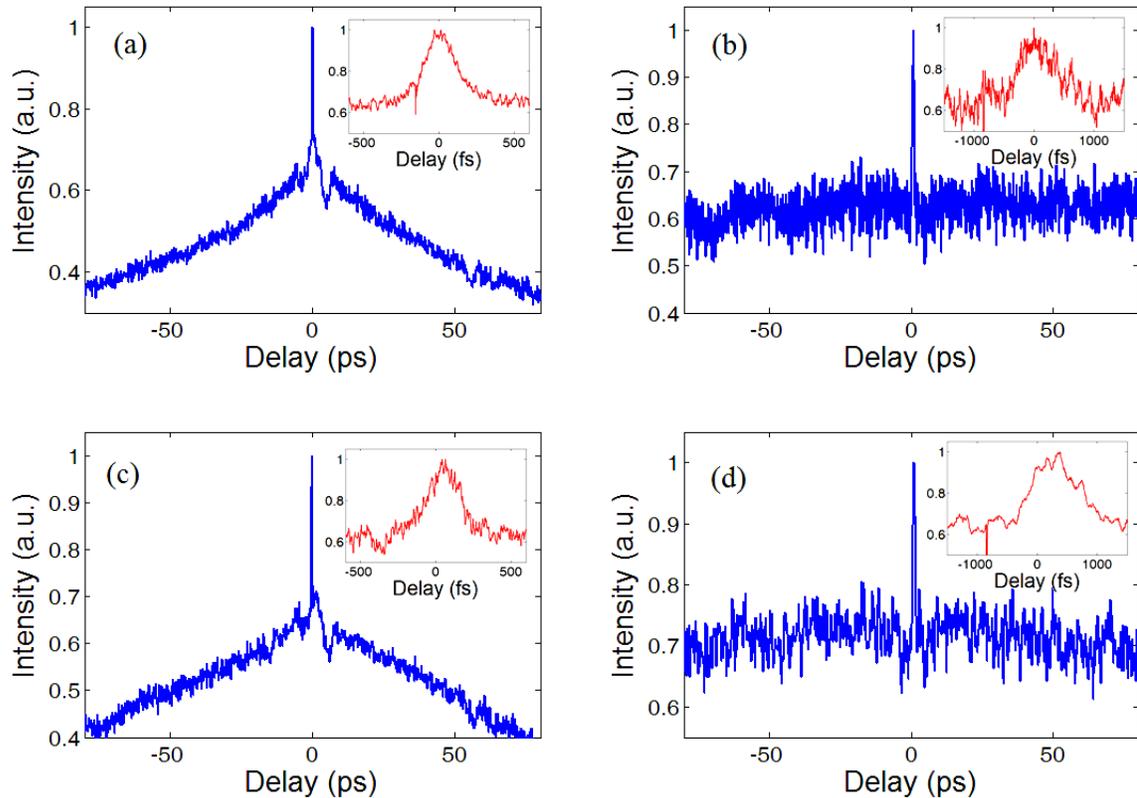


Figura 4.9: Diversas trazas de autocorrelación: (a) y (b) curvas correspondientes a la muestras 0 y 3 respectivamente, (c) y (d) otros ejemplos de pedestales (insertado se muestra un acercamiento del pico central).

El espectro de la curva 3, mostrado en la Figura 4.8, es simétrico en la región correspondiente a 1560 nm, y no presenta ningún pico a 1670nm, lo cual significa que no está presente el efecto Raman, mientras que en el caso del pulso 1 de la misma figura, el efecto Raman es presente: Auto desplazamiento de frecuencias (self-frequency shift, SFS por sus siglas en ingles), y pico a 1670 nm. Se estima que su contribución a la energía total es de ~50%, de acuerdo a los resultados presentados en la Figura 4.8; incluso podemos asegurar que el régimen de pulsos de ruido fue obtenido para varios grados de contribución del efecto Raman. Aunque este efecto probablemente juega un papel muy importante en la formación de NLPs cuando se presenta, los resultados muestran que, contrario a [59], este

efecto no puede tomarse como el único responsable para la formación de NLP en nuestro arreglo experimental (Figura 4.1).

Es importante hacer énfasis que la generación de NLP con ancho espectral de $\sim 130\text{nm}$ (a 10 dB del máximo) en la Figura 4.8 (curva 0) constituye un importante logro. Aunque un ancho espectral similar fue reportado con el mismo fenómeno de Raman inducido, mediante la configuración de anillo y un 1km de fibra altamente no lineal [93], en nuestro experimento la longitud total es menos de 300m, además no requerimos de la costosa fibra con alta no linealidad; creemos que el fuerte ensanchamiento Raman se origina principalmente en los 100m de DCF1 (Figura 4.1), debido a que La DCF1 tiene una dispersión de casi cero y está en la salida del EDF2, justo el punto donde la potencia del láser es mayor.

En seguida mostraremos a detalle los resultados que se obtuvieron al aplicar dos técnicas diferentes para caracterizar los NLPs: el primero mediante un filtro de Sagnac como el que se muestra en la Figura 4.2, el segundo mediante un espejo de lazo óptico como el que se muestra en la Figura 4.4.

Las componentes espectrales de diferentes tipos de pulsos de ruido fueron investigados utilizando un interferómetro de Sagnac, aunque en la presente sección mostramos los resultados obtenidos de dos de ellos: uno caracterizado por la presencia de una componente Raman como se muestra en las Figura 4.10(a) y (b), y el otro sin componentes Raman como se aprecia en las Figura 4.11(a) y (b). En las Figura 4.10(a) y (b) las líneas de guiones corresponden a la componente Raman, es decir, cuando la región cercana a 1560 nm fue removida mediante el filtro; la línea de puntos muestra el comportamiento principal de las componentes de 1560nm, es decir, cuando se eliminan en su mayoría (10 dB por debajo del pico a 1560nm) las componentes Raman. Para comparar el efecto del filtraje, las mediciones a la salida del láser fueron realizadas en la salida

2-a, es decir, se midió la señal del pulso sin filtrar, la cual se muestra como una línea continua en las mismas figuras en cuestión.

De la Figura 4.10(a) podemos observar que todos los perfiles temporales son bastante similares, la única diferencia notable se encuentra en la envolvente temporal de la componente Raman (línea de guiones), la cual es más ruidosa y presenta una pequeña joroba del lado derecho. Es importante mencionar que las mediciones fueron tomadas en distintos tiempos con el objetivo principal de descartar variaciones lentas del perfil del pulso que puedan presentarse entre mediciones consecutivas, asegurándonos de esta manera que las variaciones encontradas sean realmente significativas.

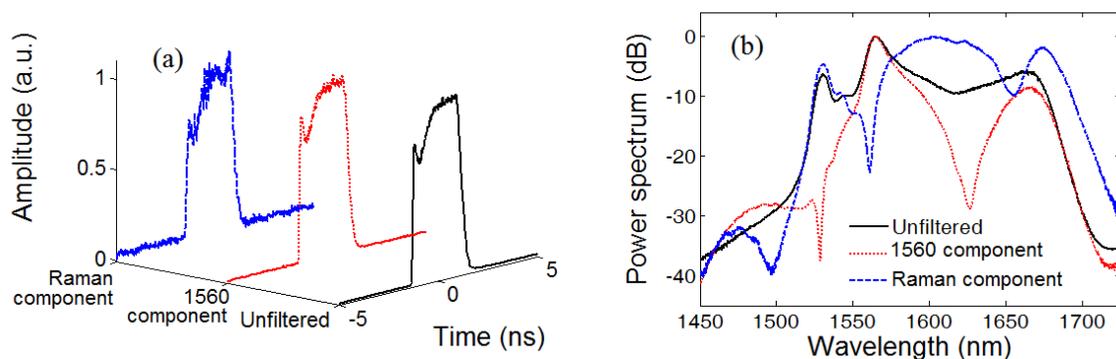


Figura 4.10: Filtrado espectral de NLP: (a) perfil temporal, (b) Espectros ópticos medidos mediante un analizador espectral óptico comercial MS9740A (tal como se muestra en el apéndice, cuenta con una resolución de 0.03 nm a 1550 nm).

Para el caso de los pulsos que no presentan componentes Raman, como se muestra en las Figura 4.11(a) y (b), el estudio de frecuencias se realizó filtrando las componentes que están corridas hacia el rojo y el azul respectivamente. De igual manera que el caso anterior, por comparación se muestra la señal sin filtrar como una línea sólida. En la Figura 4.11(a)

todos los perfiles temporales son bastante similares, a pesar de que el filtraje espectral fue aplicado a diferentes secciones del espectro óptico.

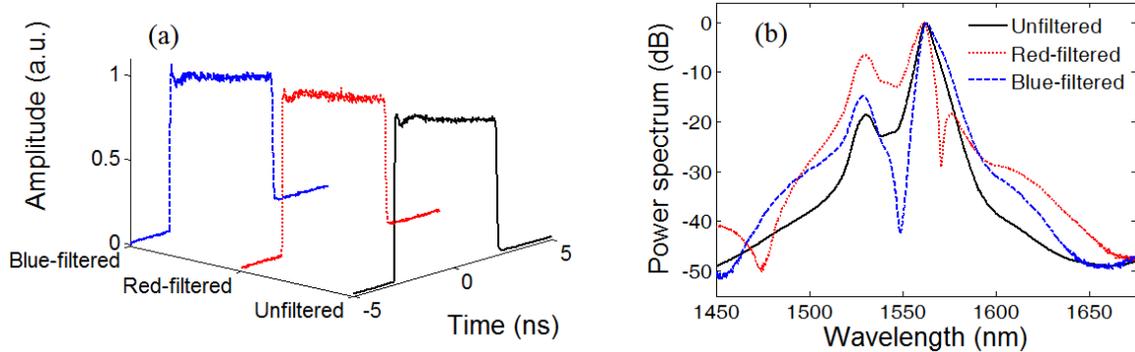


Figura 4.11: Filtraje espectral (rojo, azul) de NLPs: (a) perfil temporal, (b) Espectros ópticos.

Los espectros ópticos de ambos pulsos mostrados en las Figura 4.10(b) y Figura 4.11(b) presentan un pico característico a $\sim 1530\text{nm}$, lo cual podría pensarse que forma parte del espectro de los pulsos de ruido, sin embargo, por medio del filtro de Sagnac, fuimos capaces de remover ambas regiones de contribución: a 1560nm y 1670nm , dejando de esta manera solo la región de interés (1530nm); de esta manera, lo que encontramos es que el pulso desaparece totalmente en el osciloscopio, lo cual nos permite concluir que el pico a 1530nm se origina gracias al fenómeno de amplificación de emisión espontánea.

Con el filtraje espectral realizado a los pulsos de ruido, obtenemos información específica de la distribución temporal de las diferentes componentes espectrales. Este estudio experimental reveló que, para todos los tipos de NLPs generados por el láser (Figura 4.1), las diferentes componentes espectrales del pulso presentan distribuciones temporales bastante similares, pues al comparar los perfiles temporales filtrados con los perfiles sin filtrar (Figura 4.10 (a) y Figura 4.11(a)), no se observan diferencias muy notables. Por lo tanto, podemos concluir que no existe

una separación temporal dentro de la envolvente entre las diferentes componentes espectrales de los pulsos de ruido, entonces lo que podría estar sucediendo es: que los subpulsos con diferente contenido espectral están distribuidos homogéneamente dentro del paquete, o bien cada uno de los subpulsos contiene todas las componentes espectrales presente en el espectro de medición de cada NLP. Nosotros creemos que la última opción es la más probable, considerando que el ancho del pico de coherencia medido con las trazas de autocorrelación, de unos cuantos cientos de femtosegundos, corresponde a un ancho de banda de unas cuantas decenas de nanómetros, lo cual es consistente con el ancho de banda del espectro de los pulsos de ruido.

Para estudiar fenómenos relacionados con la intensidad de NLPs, se utilizó un dispositivo de fibra, formado básicamente de dos secciones: amplificador + polarizador (A-P) y un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM-2), las cuales se muestran a detalle en la Figura 4.4. Este esquema fue insertado en la salida 1 debido a que esta salida proporciona mayor potencia de salida. Es importante mencionar que el pico Raman (1670 nm) no está presente en esta salida, debido a que se encuentra fuera del espectro de amplificación de la fibra dopada de erbio (EDF1). Las placas retardadoras de onda QWR y HWR-i del NOLM-2 se ajustaron para transmitir al mínimo de potencia (cuando el láser opera en onda continua) y máxima potencia de transmisión (usando el láser en modo pulsado con máxima amplificación). Las características de transmisión no lineal del NOLM-2 fueron obtenidas simplemente midiendo un valor máximo que alcanza un perfil temporal como el que se muestra en la Figura 4.12.

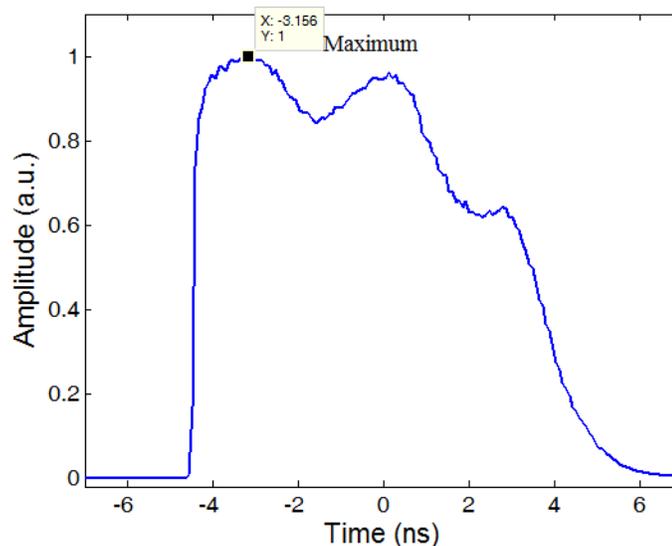


Figura 4.12: Perfil temporal del pulso usado para calibrar la transmisión no lineal del NOLM-2.

La potencia de entrada al NOLM-2 se fue variando al ajustar la potencia de bombeo de la fibra dopada de erbio (EDF) de la Figura 4.4, y fue medida a la salida del 1% de un acoplador 99/01 insertado justo a la entrada del NOLM-2 (salida 1-b de la Figura 4.4), y la potencia de salida se determinó midiendo la amplitud en el osciloscopio de muestreo de un valor máximo del pulso a la salida 1-c. Los resultados se muestran en las Figura 4.13 (a) y (b). Dichas curvas indican una clara dependencia no lineal, el mejor ajuste de los datos es una función coseno como se observa en la curva (línea continua) en la Figura 4.13 (b) y está dada por la ecuación: $T = 0.6815(mV/\mu W) * [1 - \cos(\pi * P_{in}/550\mu W)]$, donde P_{in} es la potencia de entrada del NOLM. Aunque para la mayoría de las mediciones la potencia de conmutación (switching) no fue alcanzada, los datos experimentales de la Figura 4.13 (b) muestran que dicha potencia si fue alcanzada (y tal vez levemente excedida) para este caso. En el rango de potencias de entrada cubiertas en el presente experimento, y para ajustes de los retardadores de onda, la transmisión del NOLM-2 crece

monotónicamente con la potencia, de tal manera que este dispositivo puede utilizarse como un filtro de amplitud, atenuando señales de baja intensidad y transmitiendo señales de alta intensidad.

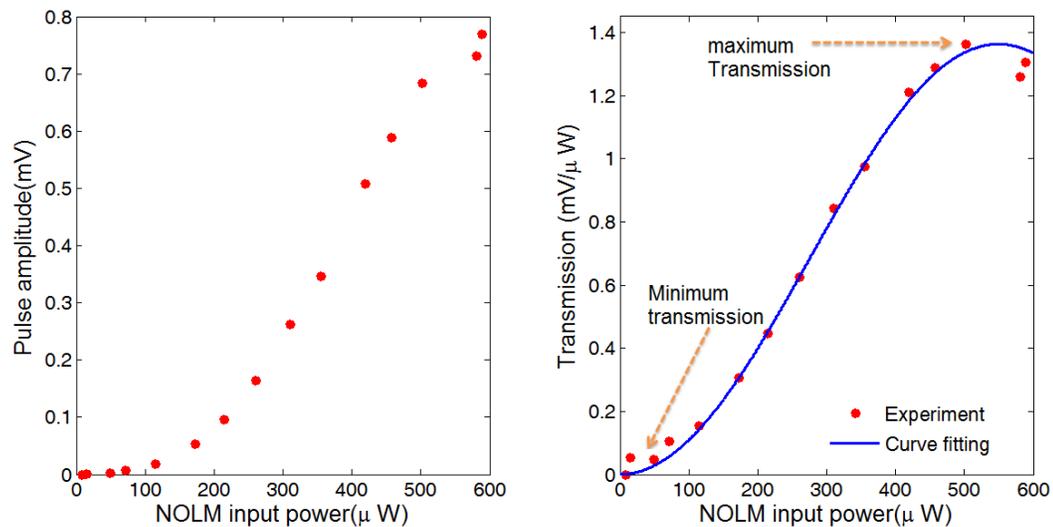


Figura 4.13: Medición de la transmisión no lineal del NOLM-2: (a) curva no lineal de la amplitud de salida, (b) transmisión contra potencia de entrada.

Dos perfiles temporales representativos de pulsos de ruido fueron estudiados mediante el NOLM-2 (filtro de potencia), los resultados se muestran en las Figura 4.14(a) y (c), las cuales fueron medidas a las salidas 1-b y 1-c, que corresponden a la entrada y salida del NOLM-2 respectivamente, donde pueden observarse claras diferencias en dichos perfiles.

En la Figura 4.14 (a), el valle a la salida es más profundo que a la entrada, además, del lado derecho del pulso, la pendiente es mayor a la salida que a la entrada. En la Figura 4.14 (c) podemos notar también algunas diferencias de amplitud, solo que en este caso los valles a la entrada son más profundos que a la salida. Por otra parte, los espectros ópticos de cada pulso se muestran a la derecha de cada pulso en las Figura 4.14 (b) y (d), respectivamente.

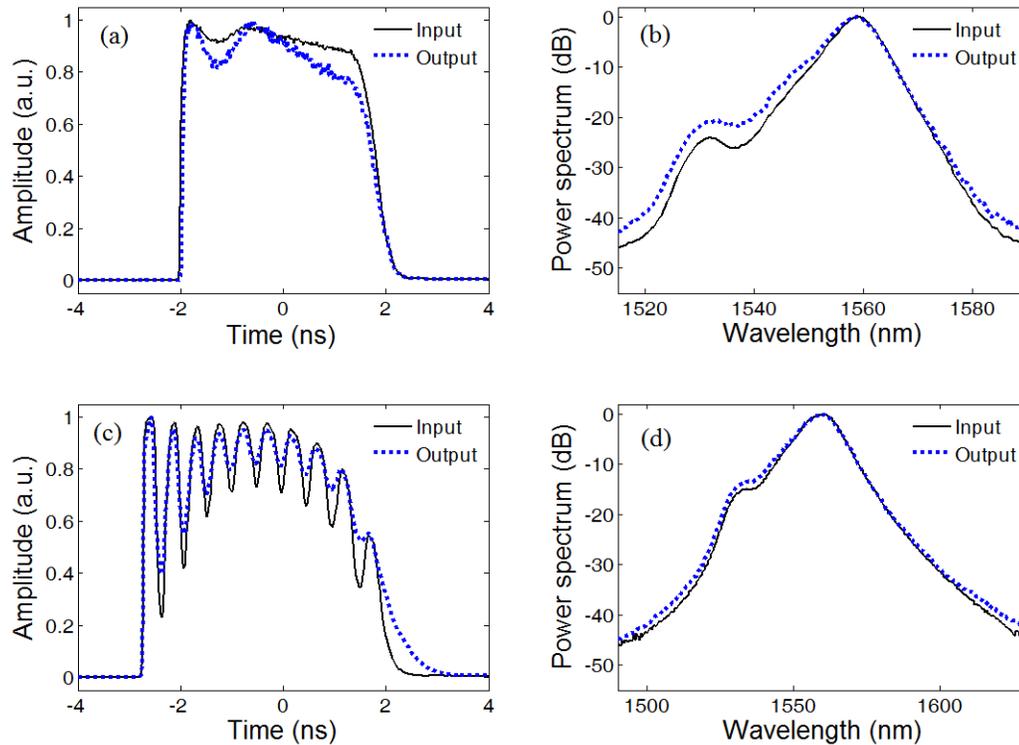


Figura 4.14: Comparación entre las mediciones tomadas a la entrada y salida del NOLM-2: (a) y (c) Perfiles temporales; (b) y (d) espectros ópticos.

Al considerar el ancho de banda de 25 GHz del fotodetector y el osciloscopio de muestreo (~ 49 ps de tiempo de respuesta) y asumiendo que los pulsos de ruido están formados de subpulsos con una duración de ~ 100 fs densamente empaquetados, las variaciones en la amplitud de las envolventes de los pulsos observadas en las Figura 4.14 (a) y (c), deben interpretarse como variaciones temporales lentas en la energía promedio de los subpaquetes de subpulsos en el manajo, cada subpaquete conteniendo unos cuantos cientos de subpulsos. Las variaciones de la energía colectiva observadas en el presente experimento pueden deberse principalmente a dos causas representadas en la Figura 4.15: (a) como variaciones en energía (intensidad y/o duración) de los subpulsos; o bien, (b) como cambios en el número de subpulsos en cada subpaquete, es decir, cambios en la “densidad” de dichos subpulsos.

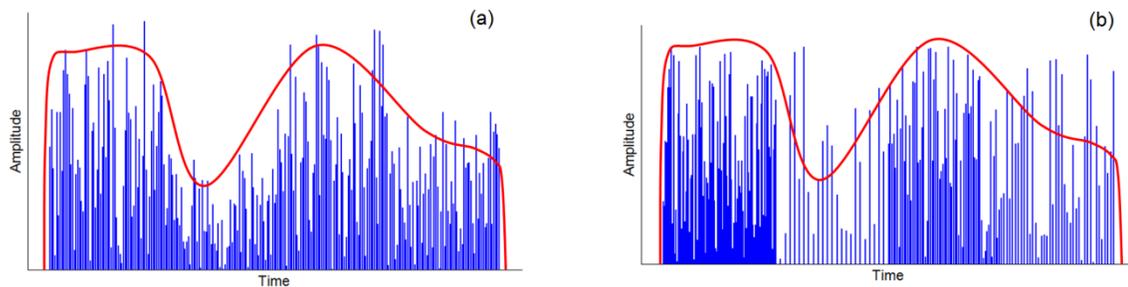


Figura 4.15: Representación de las variaciones en la energía colectiva de los pulsos de Ruido: (a) Intensidad y/o duración, (b) densidad. La curva roja representa la envolvente de los pulsos que comúnmente medimos en el laboratorio como perfil temporal (alto promediado).

Los resultados de la Figura 4.14 (a) muestran que las diferencias entre las porciones de amplitud altas y bajas de la envolvente incrementan a través del NOLM, soportando la conclusión de que, para este perfil, la envolvente refleja variaciones temporales en la intensidad de los mismos subpulsos, tal como se representa en la Figura 4.15(a). En efecto, con la curva característica como la que se muestra en la Figura 4.13 (b), la transmisión del NOLM es mayor para intensidades altas de subpulsos, y menor para para bajas intensidades de los subpulsos. De esta manera, podemos decir que, en promedio bajas intensidades de subpulsos se concentran en las secciones de baja amplitud de la respectiva envolvente, mientras que los subpulsos con intensidades altas se concentran principalmente en los picos de la envolvente para el caso del pulso mostrado en la Figura 4.14 (a).

Por otra parte, la Figura 4.14 (c) muestra que la diferencia entre los picos sucesivos de diferentes amplitudes se conserva (ni aumenta ni se reduce) a la salida del NOLM. Esto confirma que los subpulsos localizados en los picos experimentan la misma transmisión del NOLM, significa que en general tienen la misma intensidad. Suponiendo que, en promedio los subpulsos tienen duraciones similares, la diferencia en amplitud entre

dichos picos entonces puede explicarse por las diferencias en la densidad de los subpulsos, es decir, los subpulsos se encuentran más densamente empaquetados bajo picos con amplitudes más altas de la envolvente que los que se encuentran bajo los picos de amplitud más pequeña, tal como se representa en la Figura 4.15(b). De la misma Figura 4.14 (c) se observa que el contraste entre los picos y valles se reduce a través del NOLM, lo cual significa que los valles experimentan una transmisión mayor que los picos al pasar por el NOLM. De igual manera, en este caso concluimos que los subpulsos son empaquetados, con mayor densidad bajo los picos que bajo los valles, mientras que la transmisión mayor de los valles puede indicar que los subpulsos tienen una mayor intensidad en los valles que en los picos.

Para asegurarnos que las diferencias observadas en los perfiles temporales son debidos a efectos del absorbedor saturable (NOLM), y no a distorsiones del pulso debidos a la propagación a través de EDF, polarizador, fibra no lineal y dispersiva, reemplazamos el NOLM-2 por 55m de fibra torcida en lugar del esquema mostrado en la Figura 4.4, y medimos la autocorrelación óptica y la envolvente temporal de los pulsos a la entrada y la salida. Los resultados obtenidos indican que las envolventes temporales a la entrada y a la salida son idénticas, mientras que las trazas de autocorrelación son similares, con un 30-40% de incremento en el ancho del pico de coherencia a la salida. Esto demuestra que la distorsión del pulso a través del esquema de la Figura 4.4 es moderada y no puede ser responsable de las diferencias en los perfiles observados en la Figura 4.14.

A manera de discusión, y de acuerdo con lo observado y reportado en diversos estudios, podemos decir que el modo de NLP es una compleja dinámica de pulsos colectivos que se presentan en láseres de fibra en amarre de modos pasivo. Además, otros tipos de comportamientos de

pulsos múltiples como cristales de solitones, gas de solitones, etc., han sido observados y estudiados en estos tipos de láseres [94-96]. Incluso los solitones en fase condensada pueden identificarse mediante electrónica rápida [97]. En el caso de un gas de solitones, los pulsos son aleatoriamente distribuidos en el tiempo y navegan de una manera desordenada, aunque lentamente; es preciso mencionar que tal dinámica puede reconocerse fácilmente y por lo general puede ser observada directamente en el osciloscopio (aunque este tiene que ser muy rápido). En cambio, los NLPs (objeto de estudio en la presente tesis) son pulsos mucho más compactos, formados a su vez de una gran cantidad de pulsos de ~ 100 fs empaquetados de una forma muy densa. Incluso, su dinámica es muchísimo más caótica, en el sentido de que la posición, amplitud y energía de los subpulsos varían constantemente, además nuevos subpulsos están siendo creados mientras otros son destruidos continuamente dentro de la cavidad. El hecho de que la estructura interna de NLPs sea demasiado fina y los cambios bastante extremos y rápidos, explica el hecho de que es todo un reto realizar mediciones y como consecuencia complica su estudio y caracterización.

A pesar de dichas dificultades, las mediciones promedio realizadas y analizadas en esta sección desencadenan interesantes reflexiones. Particularmente, nos atrae el descubrimiento de que, en el caso de formas del pulso con múltiples picos como los que se muestran en la curva 7 de la Figura 4.6, y en la Figura 4.14 (c), las lentas variaciones (\sim ns) del pulso envolvente no solo mapean las variaciones de la energía subpulsos, sino que también la densidad a través del perfil temporal. Más específicamente, los subpulsos son estrechamente empaquetados bajo los picos ya mencionados, pero aparentan esparcirse bajo los valles. Tal distribución de subpulsos parece tener algunas analogías con el caso de la dinámica de lluvia de solitones/liberación de solitones [97], en el cual una fase condensada de solitones coexiste con una fase “vapor”, solitones

ampliamente espaciados que derivan acercándose/alejándose de la fase condensada. De manera similar, los picos de los perfiles temporales con múltiples picos observados en el presente trabajo pueden corresponder a series de paquetes algo similares y equidistantes, o fases condensadas formadas de subpulsos densamente empaquetados. Los valles podrían ser interpretados como intervalos escasamente poblados en el cual los subpulsos que son continuamente liberados de un paquete se mueven rápidamente hacia el siguiente, formando en cada momento subpulsos dispersados con un patrón de mayor separación. De manera alterna, los valles pueden aparecer como resultado de pequeñas variaciones aleatorias en la posición temporal de la fase condensada en viajes de ida y vuelta sucesivos. Como los paquetes densos fluctúan en torno a su posición, los subpulsos en sus bordes intermitentemente aparecerán en los valles; tras promediar sobre bastantes cientos de pulsos, la reducida probabilidad de sus presencia en los valles se traduce por la baja amplitud de la envolvente en esas ubicaciones. La pronunciada pendiente del pedestal en algunas trazas de autocorrelación, como se muestra en las Figura 4.9 (a) y (c), es indicativa de la existencia de tales paquetes de pulsos de subnanosegundos en algunos tipos de NLPs, incluso cuando picos y valles no son visibles en la envolvente del pulsos, presumiblemente debido a la fluctuación muy amplia de su posición temporal.

4.2 Dinámica de pulsos de ruido a una escala de subns

Una dinámica diferente y especial con relación al experimento de la sección anterior se presenta en un láser con forma de ocho bastante similar al descrito en la Figura 4.1. En este caso, como se muestra en la Figura 4.16 solo utilizamos una sección de 100m de fibra compensadora de dispersión (DCF) con un valor $D=-3\text{ps/nm/km}$, la cual se encuentra

justo entre un aislador y un controlador de polarización (PC), seguidos por un polarizador y una placa retardadora $\lambda/2$ (HWR2) para controlar el ángulo de polarización lineal a la entrada del NOLM. La dispersión neta de la cavidad se calcula a $+2.08 \text{ ps nm}^{-1}$

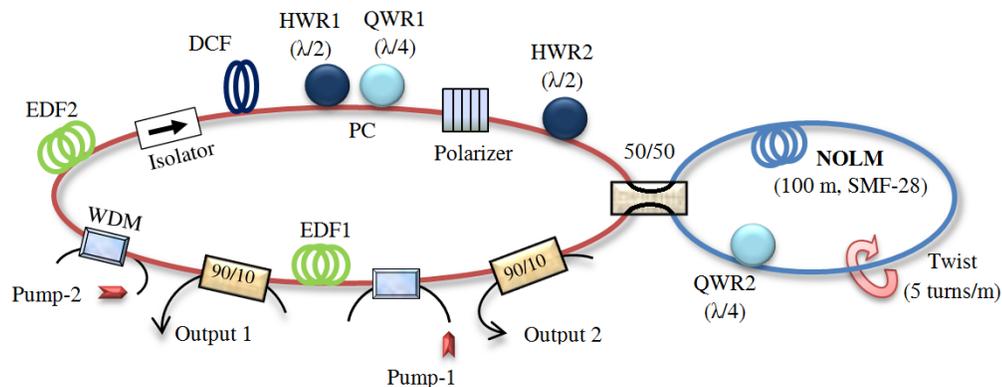


Figura 4.16: Esquema del láser de fibra con forma de ocho para la generación de pulsos de ruido liberados a partir de una fase condensada.

La metodología usada para la generación y estudio de la dinámica de pulsos de ruido a una escala de sub nanosegundos liberados de un pulso principal es como sigue:

1. El láser se hace operar en forma pulsada mediante un amarre de modos fundamental.
2. La dinámica de liberación de los subpulsos de ruido es observada haciendo pequeños ajustes del HWR2.
3. La liberación de los pulsos se sintoniza en dos modos principales de operación: cuando viajan y decaen en las vecindades del pulso principal y cuando viajan en toda la cavidad.
4. Para ambos casos mencionados en el punto anterior se hace un estudio estadístico de 60 mediciones tomadas con un fotodetector de 2 GHz y un osciloscopio de 200 MHz en modo de operación de “single shot”.

5. Para ambos casos mencionados en el punto 3, se obtienen los perfiles temporales usando un fotodetector de 25 GHz y un osciloscopio de muestreo de 50 GHz.
6. Comparamos los resultados obtenidos en los puntos 4 y 5.

4.2.1 Resultados y discusiones

En este experimento se encuentra, al igual que el experimento anterior que para algunas posiciones del controlador de polarización, y aplicando un pequeño estímulo, obtenemos una operación del láser en forma pulsada mediante un estable amarre de modos. En el osciloscopio podemos apreciar el tren de pulsos como se muestra en la Figura 4.17 (a), con un periodo de $T=1.12 \mu\text{s}$, lo que significa que un solo pulso circula en la cavidad de 225 m de largo. El pulso es medido en el dominio del tiempo como se muestra en la Figura 4.17 (b), las mediciones muestran que la envolvente del pulso tiene una forma cuadrada con una duración de $\sim 4\text{ns}$. El espectro óptico se muestra en la Figura 4.17(c), donde se observa una curva amplia y suave con un máximo cerca de 1560 nm, el ancho de banda a 3-dB es de 13 nm; la porción del espectro alrededor de 1670 nm corresponde al efecto del esparcimiento Raman. La traza de autocorrelación se muestra en la Figura 4.17(d), la cual presenta un pico estrecho ($\sim 500\text{fs}$) montado en un pedestal que se extiende más allá de la ventana de medición (200 ps) del autocorrelador. Dichas características confirman la naturaleza de pulsos de ruido generados en nuestro láser.

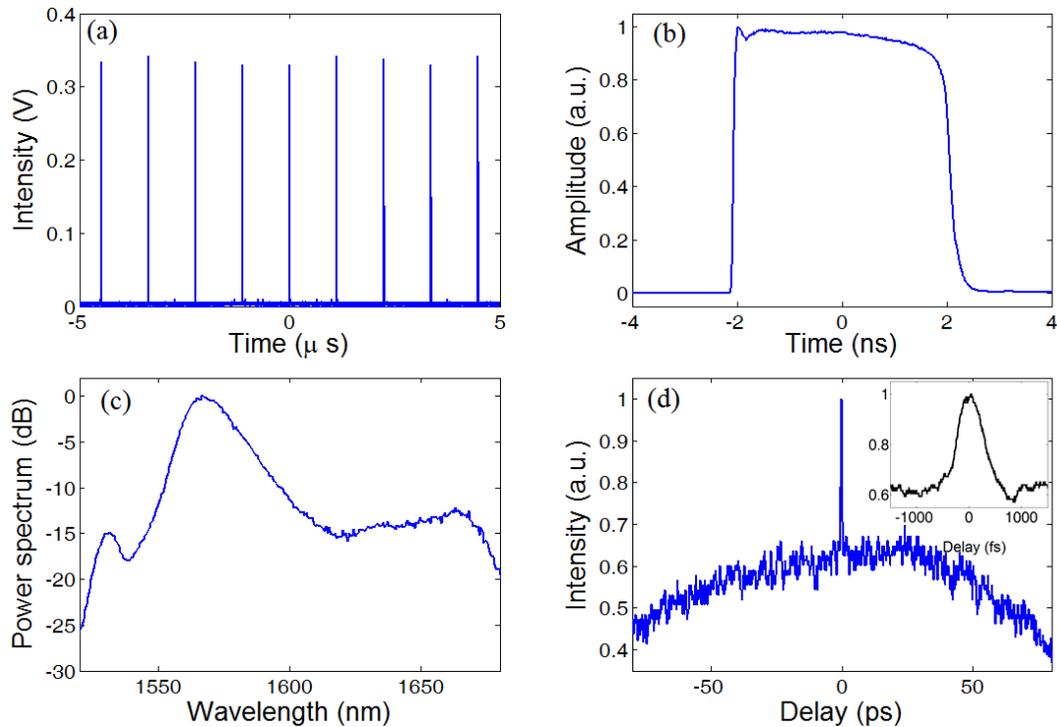


Figura 4.17: Amarre de modos fundamental: (a) tren de pulsos obtenidos usando un fotodetector de 2-GHz y un osciloscopio de 200-MHz, (b) envolvente en el dominio del tiempo medida usando un fotodetector de 25-GHz y un osciloscopio de muestreo de 50 GHz, (c) espectro óptico observado a la salida 2, (d) trazas de autocorrelación (incrustado se muestra el pico principal).

Una vez que se logra el amarre de modos fundamental, una gran diferencia con el experimento anterior se obtiene con la liberación de los subpulsos del pulso de ruido a partir de un paquete principal, y lo cual se observa en el osciloscopio al hacer pequeños ajustes del HWR2, tal como se observa en la Figura 4.18; varios subpaquetes de NLPs surgen aleatoriamente a partir del paquete principal y navegan decayendo levemente en ambas direcciones (aunque en proporción mucho mayor a la derecha), hasta que ellos desaparecen repentinamente después de una fracción del periodo de la cavidad, cuando su amplitud está aún lejos de cero (posiciones del HWR2 1 y 2 en la Figura 4.18). Si HWR2 es ajustada en otra posición, los subpulsos son capaces de navegar más lejos antes de

desaparecer, pero en este caso, solo a la derecha del pulso principal, como se muestra en la Figura 4.18 para las posiciones 3 y 4. Si el ajuste de HWR2 continua, los subpulsos derivan todavía más lejos, hasta que dejan de estar decayendo, recorriendo de esta manera todo el periodo completo, es decir, ellos vuelven a ser recapturados por el pulso de ruido principal; en este caso múltiples pulsos llenan completamente la cavidad y coexisten con el pulso principal en una manera bastante desordenada, tal como se muestra en la posición 5 de la Figura 4.18. Los subpulsos observados del lado izquierdo en la posición 5 son aquellos pulsos que fueron liberados del paquete principal y alcanzaron al mismo después de derivar durante un periodo completo.

En todos los casos descritos anteriormente, los subpulsos son continuamente liberados (en el último caso recapturados) por el NLP principal y el proceso continua indefinidamente de una manera cuasi estacionaria. El espectro óptico y las trazas de autocorrelación correspondientes al régimen de subpulsos liberados son bastante similares a los obtenidos en el modo fundamental estable mostrados ya en las Figura 4.17 (c) y (d), respectivamente, con un 20-50% de incremento en el ancho de banda del espectro óptico. Esto confirma que ese comportamiento complejo aun pertenece de manera global al modo de operación de pulsos de ruido en nuestro láser.

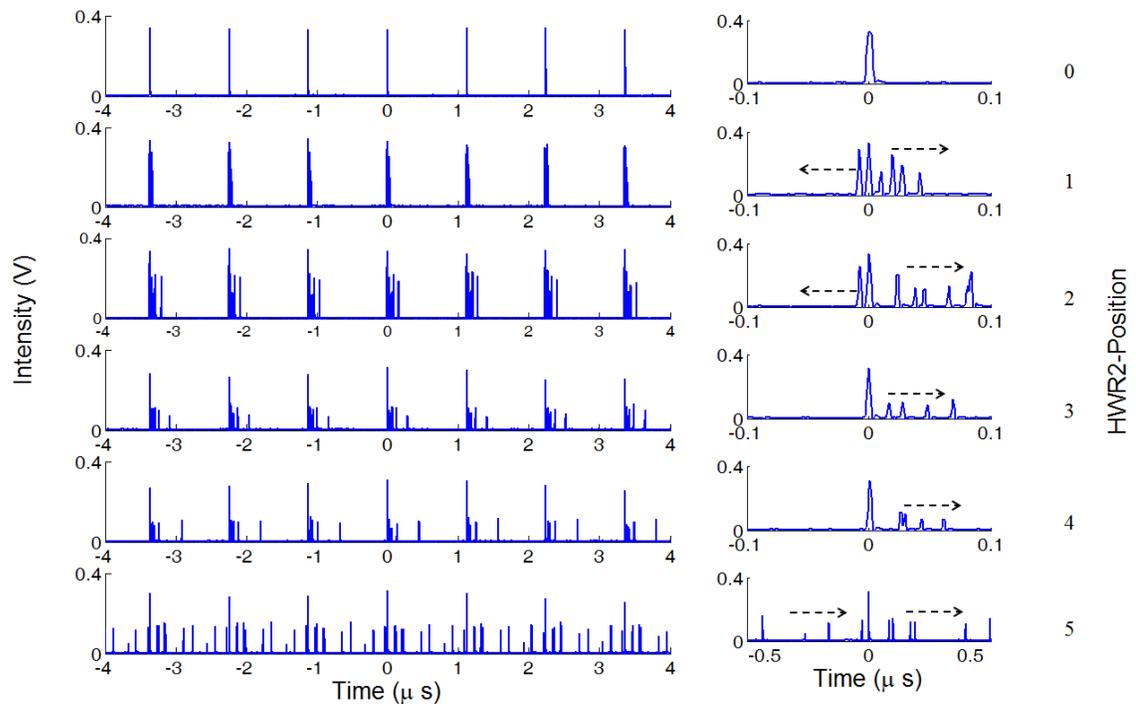


Figura 4.18: Evolución de la dinámica de NLP observada con un fotodetector de 2-GHz y un osciloscopio de 200-MHz en modo “single shot”, conforme la posición de HWR2 fue variando: las figuras de la izquierda despliegan ~ 7 periodos de la cavidad, y las figuras de la derecha muestran un acercamiento de las trazas en una posición central. Las flechas indican la dirección de propagación de los subpulsos liberados por un pulso central.

Analizamos estadísticamente la energía de los pulsos liberados a partir del pulso principal por medio de la construcción de histogramas. Sesenta mediciones fueron realizadas con un fotodetector de 2 GHz y un osciloscopio de 200-MHz en modo “single shot”. Debido al ancho de banda limitado de detección, las amplitudes del pico medidos en el osciloscopio son directamente proporcionales a la energía de los pulsos. Las distribuciones de energía se obtuvieron combinando las sesenta mediciones ya mencionadas. En cada medición, las energías alcanzadas por el pulso principal y la de todos los subpulsos liberados que aparecen entre $-T/2$ y $+T/2$ fueron capturadas, tal como se muestra en las Figura 4.19 (a) y (b), donde los puntos rojos y azules representan los pulsos

derivando y el pulso principal, respectivamente. Los histogramas de energía se muestran para dos casos representativos: cuando los subpulsos son liberados, navegan y decaen hasta que eventualmente desaparecen, como se muestra en la Figura 4.19(a); y cuando los subpulsos navegan en la cavidad antes de reincorporarse en el paquete principal, como se observa en la Figura 4.19(b).

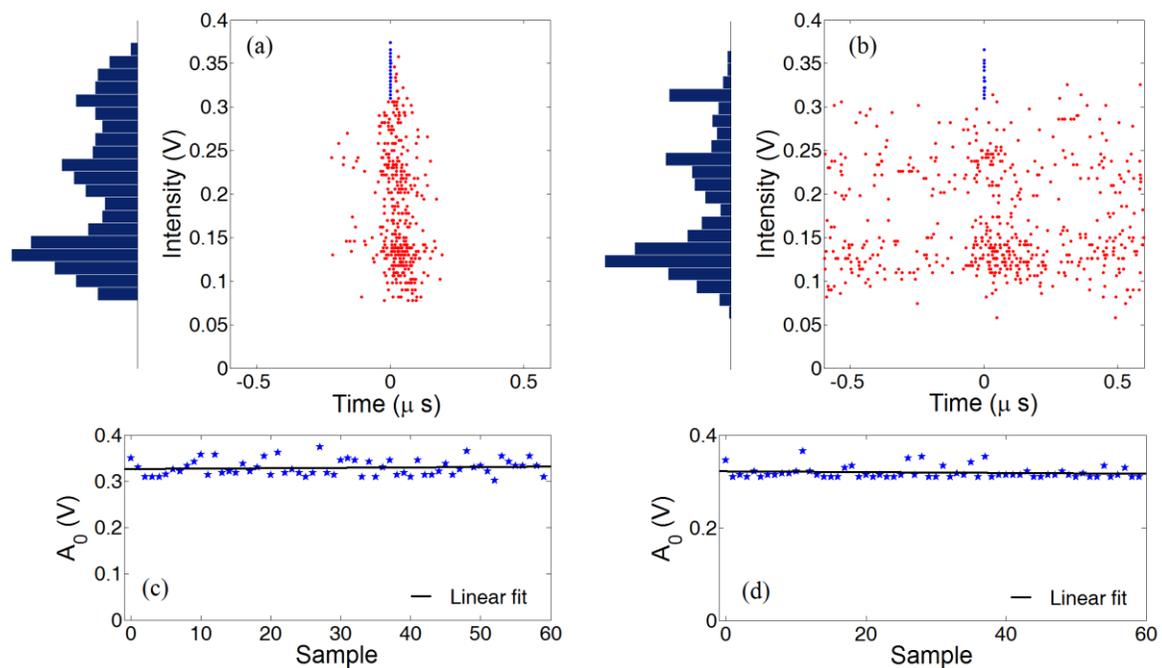


Figura 4.19: Análisis estadístico de las energías de los subpulsos (a) cuando los pulsos navegantes decaen y finalmente desaparecen y (b) cuando los subpulsos navegan a través de toda la cavidad; (c) y (d) energía del pulso principal extraída a partir de los datos en (a) y (b), respectivamente.

En la Figura 4.19(a) la concentración de puntos rojos a ambos lados del pulso principal indica que los subpulsos navegan en ambas direcciones, aunque el número de puntos del lado derecho es mucho mayor. La tendencia de decaimiento de los subpulsos conforme se alejan del pulso principal es visible en la misma figura. La desaparición abrupta de dichos puntos a una distancia aproximada de 1/5 de tiempo de ida y vuelta en la

cavidad, indica que los subpulsos se pierden a cierta distancia del pulso principal. Por otra parte, los puntos rojos en la Figura 4.19 (b) son dispersos de una manera más uniforme en toda el periodo, sin mostrar alguna evidencia de un decaimiento de la amplitud conforme se alejan del pulso principal. En cada caso, los histogramas revelan que los subpulsos tienen mayor probabilidad de alcanzar un valor de energía, tal como se observa en las Figura 4.19 (a) y (b) ; ambos casos muestran evidencias de que los valores se concentran alrededor de tres niveles discretos: 0.13 V, 0.24 V y 0.31 V; El valor más alto corresponde al pulso principal ($t=0$), y los otros dos corresponden a los paquetes liberados. Las amplitudes relativas de los histogramas a 0.13 V y 0.24 V también revelan que el primer nivel es más frecuente que el segundo. En ambos casos, las energías de los paquetes liberados se encuentran aproximadamente a una razón de 1:2. Además, la clara separación entre los picos del histograma a 0.13 V y 0.24 V en la Figura 4.19 (b) es bastante notoria: casi no existe energía de los subpulsos en la vecindad de 0.18 V. Finalmente, las Figura 4.19 (c) y (d) revelan que la energía del pulso principal permanece casi constante (~ 0.32 V) para ambos casos.

Los perfiles temporales obtenidos mediante un fotodetector de 25 GHz y un osciloscopio de muestro de 50 GHz se muestran en la Figura 4.20, para los dos casos representados en la Figura 4.19. Estas curvas abarcan un intervalo de tiempo corto de unos cuantos nanosegundos, cubriendo el pulso principal y la vecindad más cercana. Los perfiles temporales tomados con un promedio=1024 (curvas 0) mostrados en las Figura 4.20 (a) y (b) muestran ambos un intenso y estrecho pulso seguido por una larga cola de baja intensidad. Las trazas obtenidas sin promedio (curvas 1 a 8) mostradas en las Figura 4.20 (a) y (b) son tomadas en las mismas condiciones pero en tiempos distintos; dichas trazas son más ilustrativas de la dinámica del paquete principal.

Curvas sin promedio en la Figura 4.20 muestran que el pulso principal esta formado de una colección de subunidades aproximadamente idénticas con una duración por debajo de los nanosegundos, cuyo número y separación varían ampliamente entre mediciones. El desplazamiento relativo entre dichas subunidades explica el perfil obtenido en las mediciones con alto promedio, en particular explica la formación la cola larga. Es preciso mencionar que una subestructura de NLP de subunidades fluctuando es muy probable que se presente incluso en el amarre de modos estable, tal como lo prueba el pedestal que se observa en las trazas de autocorrelación (Figura 4.17(d)) con una duración de subnanosegundos, mucho más pequeña que los 4 ns de duración del NLP. Las mismas curvas sin promedio en las Figura 4.20(a) y (b) muestran subunidades que se separan del grupo principal, comenzando a derivar hacia la derecha del mismo grupo principal, es preciso mencionar que las curvas 1 y 5 de la Figura 4.20 (b) también muestran subunidades del lado izquierdo navegando en su regreso hacia el pulso principal. Aunque la mayoría de las subunidades aparecen como unidades individuales, algunas de ellas se asocian en pares. Finalmente, las Figura 4.20 (c) y (d) muestran la energía del pulso principal, la cual se obtuvo mediante integración de los datos en las Figura 4.20(a) y (b) respectivamente. Dichas figuras muestran grandes variaciones de la energía, lo cual contrasta con las Figura 4.19(c) y (d).

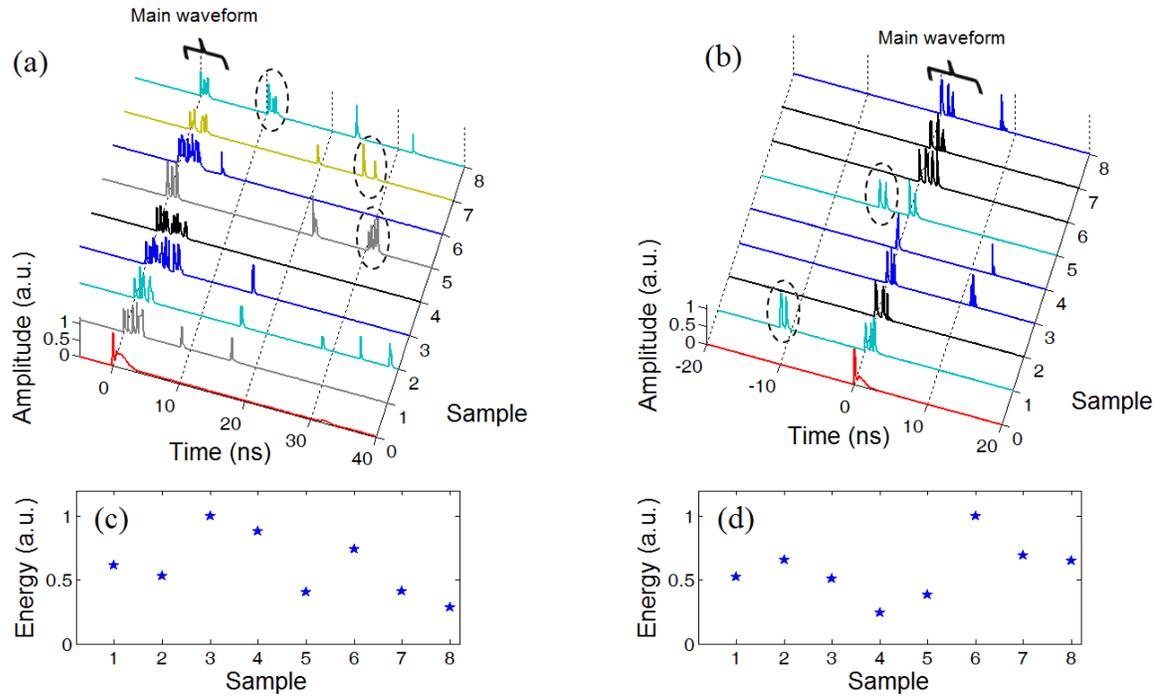


Figura 4.20: Perfiles temporales de dos representativos casos de la dinámica de NLP, obtenidos usando un fotodetector de 25-GHz y un osciloscopio de muestreo de 50-GHz: (a) subunidades navegando y decayendo en un corto tiempo, y (b) sub-unidades navegando en toda la cavidad, (c) y (d) energía del pulso principal obtenida por integración usando los datos 1-8 in (a) y (b), respectivamente. La muestra 0 fue obtenida con un promedio=1024, y la curvas de 1-8 sin promedio. Los pares de subpulsos derivando se indican con círculos punteados.

Aunque un osciloscopio de muestreo no permite mediciones en modo “single shot”, la duración de la medición es suficientemente corta (una fracción de milisegundos, correspondiendo a unos cuantos cientos de ciclos del láser) de tal manera que podemos asumir que la envolvente no sufre cambios bruscos a una escala de nanosegundos, para sustentar dicha hipótesis, grabamos más de 100 periodos consecutivos de la emisión láser usando el osciloscopio de 200 MHz, sin observar variaciones notables de la forma de la onda como se observa en la Figura 4.21 (en particular, en la posición de los subpulsos derivando) en la secuencia de 100 ciclos.

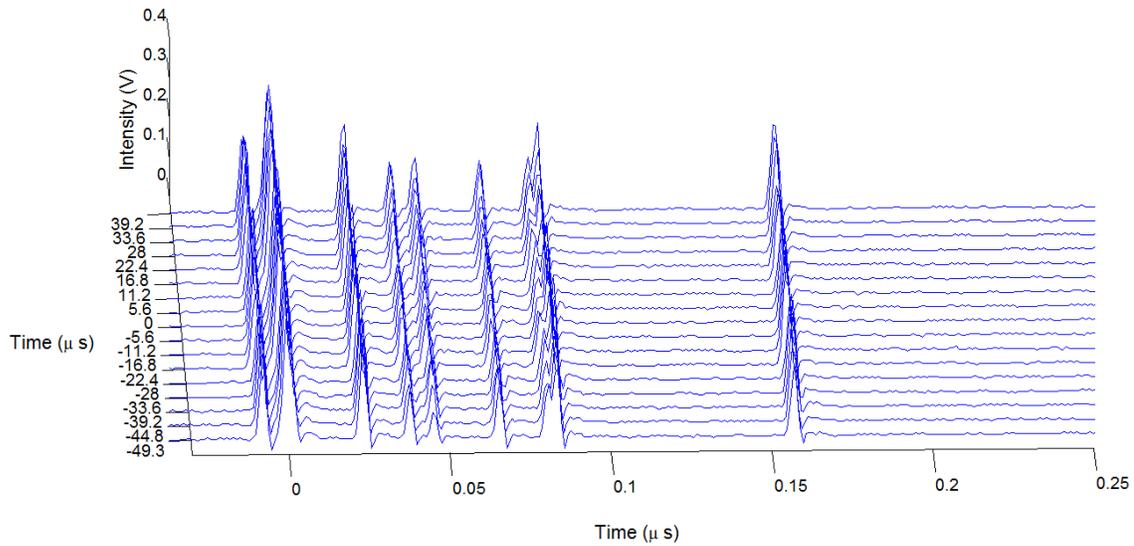


Figura 4.21: Periodos consecutivos tomadas con un fotodetector de 2 GHz y un osciloscopio de 200 MHz en modo “single shot” para el caso en el que se libera el pulso y decae rápidamente. Por claridad del grafico se eligieron 17 curvas cada $\sim 5.6 \mu\text{s}$ dentro de los 100 periodos consecutivos.

En la sección anterior (4.1) se reportaron los resultados obtenidos acerca de los pulsos de ruido generados por un esquema de láser en forma de ocho similar al utilizado en la presente sección, donde se encontró un nivel de organización intermedio en la forma del pulso temporal, a un escala de nanosegundos, formando subestructuras que incluyen un gran número de subpulsos del orden de femtosegundos (la unidad más fina del NLP, revelada por el pico de coherencia de autocorrelación) pero más pequeño que el pulso de ruido completo. En los resultados de la presente sección, se encontraron unidades intermedias similares, con una duración de $\sim 0.1\text{ns}$ y aproximadamente con la misma energía, aparecen formando al pulso principal como se observa en las Figura 4.20 (a) y (b), también es claro de las mismas figuras que dichos subpulsos son los elementos que se desprenden del pulso principal y comienzan a navegar en la cavidad. Aunque en su mayoría dichas unidades parecen navegar solas, algunas se agrupan en dos. Considerando que estas unidades

tienen aproximadamente la misma energía, se explican los dos niveles de energía discretos observados en la Figura 4.19, y la razón de 1:2 entre ellos es directamente relacionada a la existencia de dichas unidades viajando solas o en pares. Además, la amplitud más grande de los histogramas en el nivel discreto inferior en la Figura 4.19 es también consistente con el mayor número de unidades individuales observadas en la Figura 4.20, con respecto a los pares.

Las aparentes discrepancias entre las Figura 4.19 (c, d) y Figura 4.20 (c, d) con respecto a las variaciones de la energía del pulso principal son una clara representación de cómo el ancho de banda de detección afecta los resultados de una medición, tal como se discute en [61]. La Figura 4.20 (obtenida con una resolución de 25 GHz) muestra que, justo después de liberar una o varias unidades, lógicamente el número total de unidades en la cavidad se reduce, lo que trae como consecuencia que la energía que queda en el paquete principal sea más pequeña. Poco después de esto, nuevas unidades emergen, presumiblemente a partir de la radiación de fondo, de tal manera que la energía del paquete principal pueda restaurarse, una condición necesaria para que la evolución cuasi estacionaria pueda mantenerse. En el caso de la Figura 4.20(b) la recaptura de las subunidades llegando del lado izquierdo también contribuye a la recuperación del pulso principal. Esta dinámica asociada con grandes fluctuaciones de la energía del paquete principal, puede compararse a la dinámica de lluvia de solitones/liberación de solitones, donde la energía de la fase condensada y el número de solitones es sujeta a variaciones similares [98]. Al contrario, con las mediciones de baja resolución de 200 MHz (Figura 4.19), las unidades recién liberadas, al principio están cercanas al pulso principal y no pueden distinguirse del mismo pulso, y para cuando ya pueden distinguirse, otras unidades han sido recapturadas o nuevas unidades internas ya han emergido de la

radiación de fondo en el paquete principal, asegurando que solo variaciones marginales de su energía puedan ser registradas.

Como ya se mencionó, la dinámica de pulsos de ruido reportada en esta sección de la tesis tiene algunas analogías con la dinámica de lluvia de solitones/liberación de solitones [97-99]. Esto tiene sentido, ya que ambos tipos de fenómenos son una obvia manifestación de la dinámica no lineal disipativa, además, ambos son observados en el régimen anómalo de dispersión y dependen profundamente de ajustes de la polarización y la evolución de la polarización no lineal. En el presente caso, sin embargo, los solitones son reemplazados por subunidades del orden de nanosegundos con una coherencia de subpicosegundos, el cual, por alguna razón que aún debemos de clarificar presentan aproximadamente la misma energía. Tiene que resaltarse el hecho de que sólo la dinámica de liberación de unidades ha sido observada, y no se observó el equivalente a la dinámica de “lluvia” (unidades emergiendo a partir de la radiación de fondo y que viajen hacia el paquete principal). Al igual que en el caso del régimen de múltiples solitones, efectos no lineales disipativos serían de suma importancia para analizar la misteriosa evolución temporal reportada aquí, con un pulso principal que logra mantenerse a si mismo a pesar de las grandes variaciones de energía, y unidades navegando que se desvanecen abruptamente, o viajan a lo largo de todo el periodo.

Finalmente, como en el caso de la dinámica de solitones múltiples [94, 96, 98], es probable que la componente de radiación de fondo medie algún tipo de interacción entre las unidades de NLP, debilitando su cohesión y causando la deriva de los mismos. Tales interacciones pueden estar invocadas para entender la formación de pulsos navegando en pares. Aunque ninguna componente de onda continua es observada en el espectro de la Figura 4.17 (c), éste incluye el pico presente a 1530 nm, el

cual como se mostró corresponde a la emisión espontánea amplificada, y una componente Raman alrededor de 1670 nm. Estas componentes aunque son débiles, pueden jugar un papel importante en la dinámica reportada en esta sección de la tesis.

5. Conclusiones

En esta tesis se reporta el estudio experimental realizado sobre los pulsos de ruido, los cuales fueron generados en láseres de fibra (en régimen de dispersión normal y anómalo) mediante la técnica de amarre de modos pasivo y gracias a un espejo de lazo óptico (asimétrico en polarización) funcionando como absorbedor saturable. Cabe mencionar que el auto encendido no fue fácil de obtener, pues para lograrlo se requirió darle unos ligeros golpecitos.

En la generación de pulsos de ruido se obtuvieron diversas propiedades globales, tales como varias formas de perfiles temporales (mediante el láser en dispersión normal, con una longitud de 290m) y sub unidades de pulsos de ruido que se liberan de un pulso principal (mediante el láser en dispersión anómala, con una longitud de 225m). Dichos resultados nos hacen pensar fuertemente que existen varias clases de pulsos de ruido, y cada clase de pulso varía en sus propiedades globales principalmente por ajustes realizados en la birrefringencia de la cavidad.

Específicamente, para los pulsos de erbio-Raman generados en el láser de 290m, cuando el efecto Raman es aprovechado, un espectro óptico suave

se logra, con un ancho de banda de 130nm a 10dB. Sin embargo, los pulsos de ruido también fueron observados en ausencia del efecto Raman, mostrando evidencia de que este efecto no es relevante para todos los tipos de pulsos de ruido. Para los pulsos obtenidos con el mismo láser, también se hizo un estudio de la estructura interna, lo cual se realizó mediante el uso de un interferómetro de Sagnac birrefringente, además de un NOLM como un filtro de intensidades. Dichos estudios mostraron que las diferentes componentes espectrales de los NLPs están homogéneamente distribuidas a lo largo de su envolvente temporal. Por otra parte, la amplitud y/o densidad de los subpulsos presentan grandes diferencias a lo largo del perfil temporal. Mediante el filtro de intensidades encontramos que para una categoría particular de NLPs, el análisis dejó en claro que existe un nivel de organización dentro de la forma del pulso: El NLP está compuesto de una serie de paquetes del orden de subnanosegundos, los cuales a su vez están formados por miles de subpulsos densamente empaquetados.

El estudio temporal realizado a la clase de pulsos de ruido generados en el láser de 225m de longitud, reveló que el pulso de ruido principal es un conglomerado de unidades discretas a una escala de subnanosegundos, con una energía aproximadamente constante. Dichas unidades constituyen un nivel intermedio de organización en la estructura de los pulsos de ruido, y son elementos que se relacionan con la liberación y navegado de subpulsos que se desprenden del pulso principal, ya sea de manera individual o en pares. Los mecanismos detrás de esta peculiar dinámica y la naturaleza discreta cuantizada de las unidades intermedias aún permanecen poco claros.

Finalmente, el trabajo aquí realizado demuestra una vez más que los láseres de fibra en amarre de modos pasivo constituyen una plataforma ideal para el estudio de una compleja dinámica no lineal. Además, la

similitud de los pulsos de ruido con otros pulsos deja bastante clara la necesidad de seguir caracterizando este complejo tipo de pulsos con el fin de clarificar completamente su naturaleza y con ello dar soluciones a problemas emergentes. De esta manera, en la presente tesis se han sentado las bases para direccionar la investigación a un futuro cercano en tres fundamentales sectores: primero en la generación de distintas clases de pulsos de ruido, cambiando las propiedades de la cavidad láser como lo es la dispersión, polarización, etcétera; segundo, realizando mayor caracterización de dichos pulsos desarrollando nuevas técnicas y herramientas que proporcionen mayor información sobre la dinámica interna de dichos pulsos (que hasta ahora se presupone es caótica); y tercero, aprovechar las propiedades de los pulsos de ruido conocidas hasta el momento para aplicaciones reales en los diversos sectores productivos y de investigación. A la brevedad se realizará investigación básica para revelar la relación que tienen los pulsos de ruido con las ondas gigantes, lluvia/liberación de solitones, entre otros de reciente descubrimiento como es el “spiny soliton”.

A. Anexo: Equipos de caracterización para óptica ultra rápida

Este apartado de la tesis se ocupa en explicar algunos detalles técnicos utilizados para el desarrollo de la presente investigación, específicamente se hace una descripción de las técnicas y funcionamiento de los equipos utilizados.

Autocorrelador

El principio básico de funcionamiento de un autocorrelador es la división en dos copias de un pulso incidente y estas copias se superponen en un medio no lineal, con la condición de que se traslapen temporalmente.

El dispositivo más simple es el *autocorrelador de intensidad*. En este dispositivo, las dos copias del pulso, generados por un divisor de haz, se encuentran en un cristal no lineal. La señal se genera por medio de un doblamiento de la frecuencia. La señal no lineal es finalmente detectada con un fotodetector, el cual no necesita ser rápido.

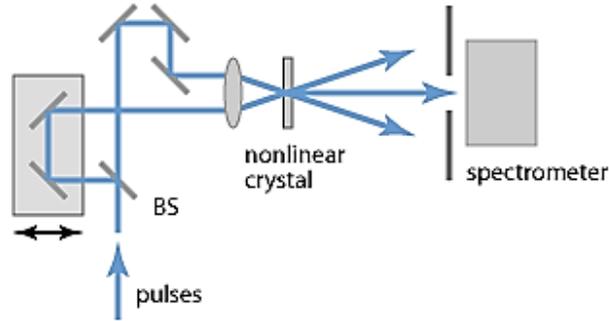


Figura A.1: Esquema de un autocorrelador de intensidad [40].

La señal de autocorrelación finalmente es detectada; para un retraso temporal τ está dada por

$$I_{AC}(\tau) = \int P(t)P(t + \tau)dt, \quad (\text{A.1})$$

En un *autocorrelador interferométrico*, las dos copias del pulso se envían colinealmente dentro del cristal, un filtro espectral transmite solo luz al doble de frecuencia al detector. En esta configuración, una señal al doble de frecuencia también ocurre cuando los pulsos no se traslapan, es decir la señal no es de fondo libre. Sin embargo las franjas aparecen para retrasos pequeños, y otra vez, la duración del pulso puede extraerse a partir del ancho de la señal de autocorrelación.

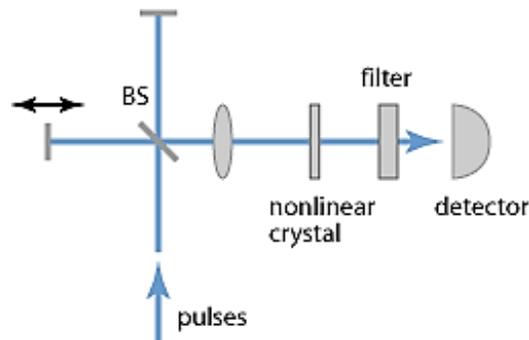


Figura A.2: Esquema de un autocorrelador interferométrico [40].

Un autocorrelador interferométrico se obtiene al grabar la potencia promedio de la señal doblada en frecuencia

$$I_{AC}(\tau) = \int [E(t)E(t + \tau)]^2 dt, \quad (\text{A.2})$$

Este tipo de trazas de autocorrelación muestran una oscilación rápida con un periodo de la mitad de la longitud de onda óptica.

Autocorrelador FR-103XL

El equipo autocorrelador utilizado en el presente trabajo es un equipo comercial (Femtochrome Research, FR-103XL), este equipo es libre de dispersión para monitorear anchos de pulsos ópticos ultracortos; es ideal para mediciones de pulsos del orden de femtosegundos originados por láseres de amarre de modos o láseres de Ti-Zafiro, y pulsos del orden de picosegundos originados por láseres de diodo pulsados o láseres de Nd-YAG/YLF.

El retraso periódico se introduce por medio de un espejo rotatorio paralelo como muestra en la siguiente figura:

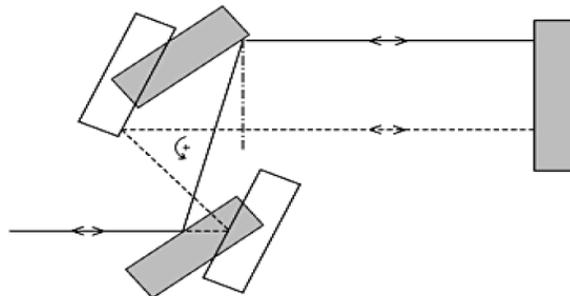


Figura A.3: Esquema del ensamble de un espejo paralelo rotatorio [100].

Las especificaciones del equipo dadas por el fabricante están dadas en la siguiente tabla de valores

| CARACTERISTICA | VALOR |
|---|----------------------------|
| Resolución del ancho del pulso | < 5 fs |
| Rango de escaneo | 200 ps |
| No linealidad | 7%/100 ps |
| Rango de longitud de onda | 410-2100 nm |
| Señal mínima (1 mm de cristal LiIO ₃) | $P_{av} * P_{pk} = (mW)^2$ |
| Polarización de entrada | Vertical/Horizontal |
| Dimensiones | 6'' X 6'' X 12.5'' |

Tabla A-1: Especificaciones del equipo FR-103XL. Específicamente la longitud de onda de detección de nuestro equipo es a 1550nm.

Analizador espectral óptico (OSA)

Un análisis del espectro óptico implica la medición de la potencia óptica como función de la longitud de onda. Las aplicaciones del análisis óptico espectral son variadas, tales como la evaluación de fuentes de luz láser y LED para conocer la composición espectral y distribución de potencia, así como la evaluación de características de transmisión de dispositivos ópticos como lo son las fibras ópticas.

Los analizadores de espectro óptico pueden clasificarse en tres categorías: rejillas basadas en difracción, interferómetro de Fabry-Perot e interferómetro de Michelson. La resolución de estos equipos es variable, por lo general van desde 0.1nm a 5nm o 10nm [101].

En la Figura A.4 se muestra un diagrama de un analizador espectral óptico, donde se observa que la luz incidente pasa a través de un filtro óptico que sintoniza las longitudes de onda (monocromador o interferómetro) el cual resuelve las componentes espectrales individuales.

El fotodetector convierte la señal óptica a una corriente eléctrica proporcional a la potencia óptica incidente. El generador de rampa determina la ubicación horizontal del trazo conforme se hace el barrido de izquierda a derecha.

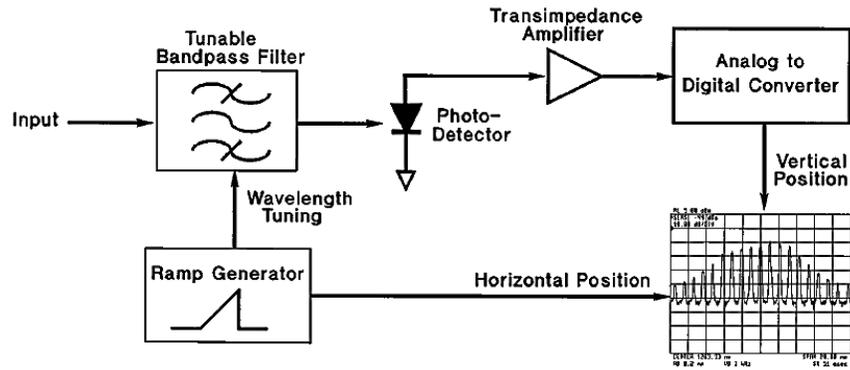


Figura A.4: Diagrama de bloques de un analizador espectral óptico [101].

El análisis espectral del presente trabajo de investigación se realizó mediante un equipo comercial (modelo MS9740A) el cual usa una rejilla de difracción con capacidad de analizar el espectro de la luz en un rango de 600nm a 1750nm.

En la Figura A.5 se muestra el esquema de un analizador espectral óptico el cual basa su funcionamiento en un solo monocromador, en este instrumento una rejilla de difracción se usa para separar las diferentes longitudes de onda de la luz. El segundo espejo cóncavo se utiliza para enfocar la longitud de onda deseada en la apertura. El ancho de la apertura es variable y se usa para determinar la resolución del instrumento.

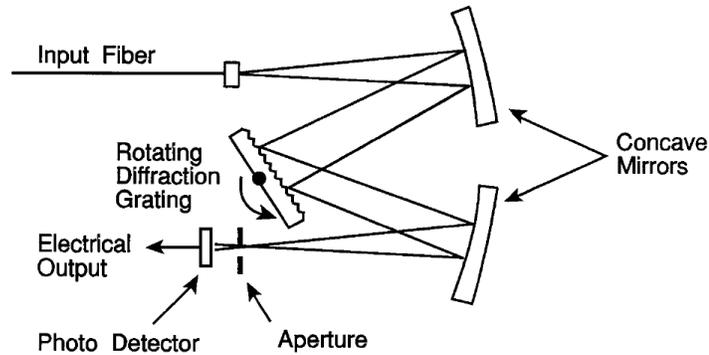


Figura A.5: Diagrama un analizador espectral óptico que basa su funcionamiento en un solo monocromador [101].

Las características básicas del MS9740A se describen a continuación [102]:

- Soporta tanto las fibras mono-modo (SM) como las fibras multimodo (MM).
- Mediciones de alta velocidad con tiempos de barrido de menos de 300ms/500nm.
- Alta precisión en la longitud de onda de ± 20 pm.
- Rango dinámico de 42dB (0.2 nm a partir del pico de longitud de onda) y 70dB (1 nm a partir del pico de longitud de onda), en modo dinámico alto.
- Alta resolución de 0.03 nm (banda de 1550 nm).
- Sensibilidad a Rx de -90dBm (200 nW) máximo.

Osciloscopio de muestreo rápido

El osciloscopio de muestreo rápido utilizado en el presente trabajo es un equipo comercial modelo "HP 54750A" el cual cuenta con tecnología típica de un osciloscopio de muestreo para adquirir y mostrar formas ondulatorias con un grande ancho de banda. Un osciloscopio de muestreo

no monitorea continuamente la entrada de la señal aplicada a un canal, este equipo lo que observa es solo la señal de entrada en puntos discretos en el tiempo. En cada punto discreto, el osciloscopio muestrea la señal y almacena una réplica del voltaje de entrada en un capacitor.

En el proceso de muestreo secuencial, la señal de entrada es muestreada una sola vez por cada disparo. El primer disparo en una secuencia produce la señal de entrada para ser muestreada con un retraso inicial. En el siguiente disparo (a una subsecuente razón de repetición de la forma de la onda) el instante de muestreo es retrasado por una pequeña cantidad relativa al retraso inicial. Cada disparo adicional produce que el instante de muestreo se retrase por mayores cantidades de tiempo, así que, después de varios disparos, la onda de entrada se forma a la entrada de la pantalla de izquierda a derecha. La Figura A.6 muestra el voltaje muestreado tomado sobre un cierto número de disparos. Después de que la pantalla completa es rellenada, el proceso inicia con una nueva secuencia. Significa que solo se puede medir con precisión una señal periódica y estable (por lo menos durante la duración de la secuencia). Si no es estable, se obtiene un “promedio” de la señal (aun cuando $avg = 1$), el modo “single shot” estrictamente hablando no existe.

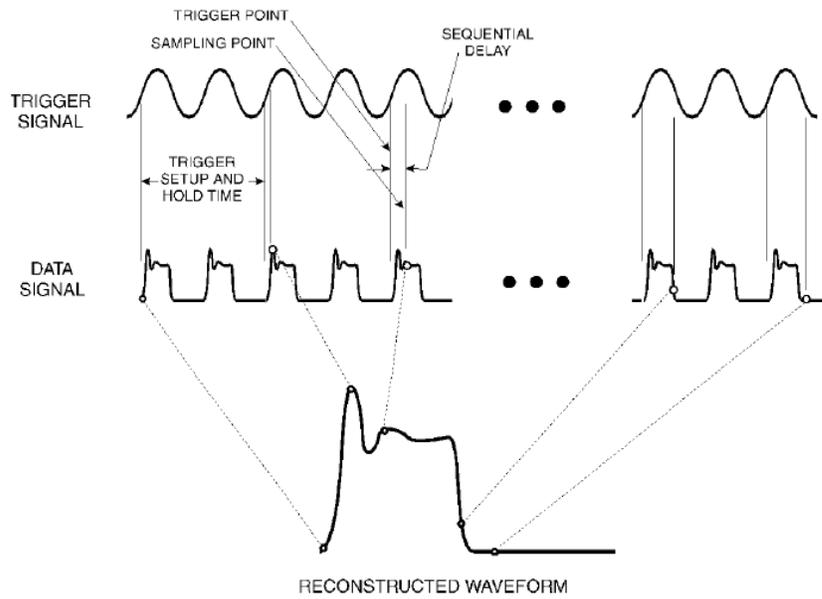


Figura A.6: Proceso de muestreo secuencial [103].

El número completo de puntos en una completa secuencia de adquisición se conoce como longitud de registro. Normalmente, una óptima longitud de registro es seleccionada automáticamente por el instrumento, sin embargo, este valor puede ajustarse manualmente entre 16 y 4096 puntos. Las Figura A.7 (a) y (b) muestran la forma de onda adquirida con una longitud de registro de 64 y 2250 respectivamente.

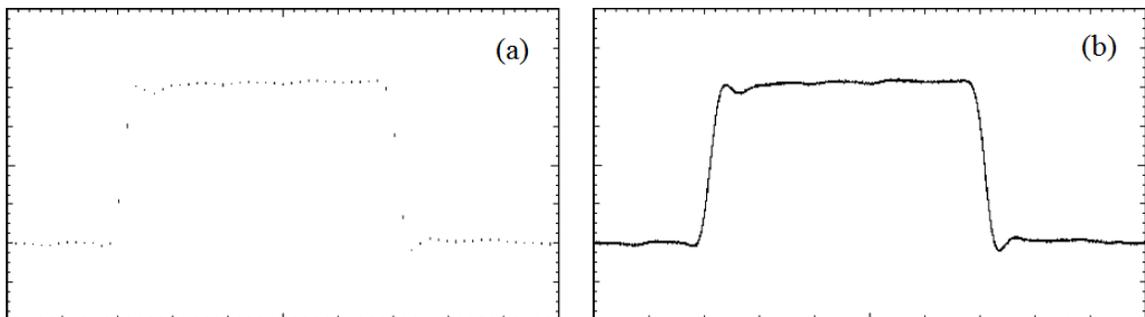


Figura A.7: Adquisición con una longitud de registro: (a) = 64, (b) = 2250 [103].

Fotodetector 2 GHz

Un fotodiodo de unión es un dispositivo (diodo PIN), el cual se comporta de manera similar a un diodo de señal ordinario, solo que este genera una fotocorriente cuando la luz es absorbida.

En la Figura A.8 se describe un modelo de fotodiodo de unión con componentes básicos que ayudan a visualizar las características principales y tener un mejor entendimiento de la operación de los fotodiodos “thorlabs”, como el usado en el presente trabajo.

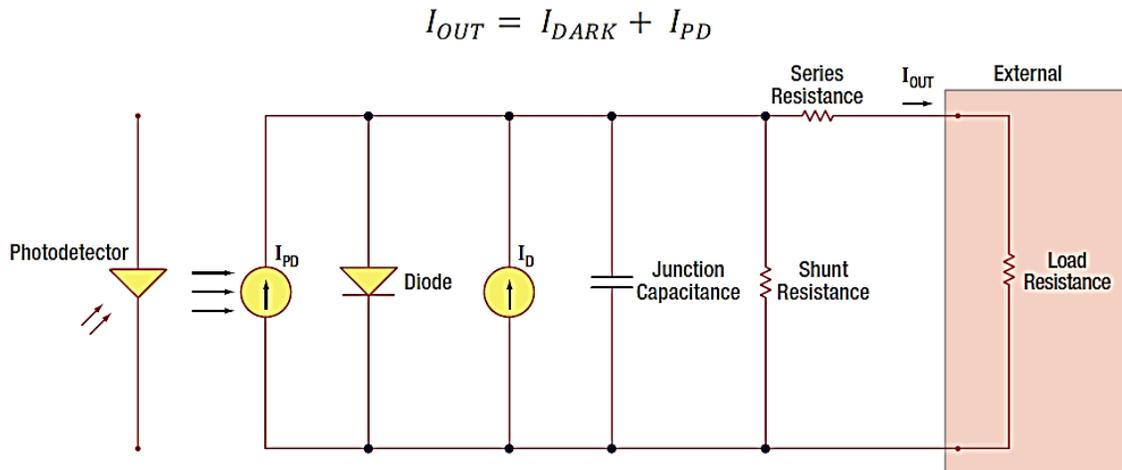


Figura A.8: Modelo de fotodiodo [104].

Bibliografía

- [1] Theory of mode locking with a fast saturable absorber. Hermann A. Haus, 7, 1975, J. Appl. Phys., Vol. 46, pág. 3049.
- [2] Self-starting passive mode locking. F. Krausz, T. Brabec, and Ch. Spielmann. 4, 1991, Optics Letters, Vol. 16.
- [3] Characterization of a self-starting, passively mode-locked fiber ring laser that exploits nonlinear polarization evolution. V. J. Matsas, D. J. Richardson, T. P. Newson, and D. N. Payne. 5, 1993, Optics Letters, Vol. 18, págs. 358-360.
- [4] Additive-Pulse Mode locking in Fiber Lasers. H. A. Haus, E. P. Ippen, and K. Tamura. 1, 1994, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 30.
- [5] Mode-locked ytterbium-doped linear-cavity fiber laser operated at low repetition rate. M. Zhang, L. L. Chen, C. Zhou, Y. Cai, L. Ren and Z. G. Zhang. 2009, Laser Phys. Lett., Vol. 6, págs. 657-60.
- [6] A 66 fs highly stable single wall carbon nanotube mode locked fiber laser. Zhenhua Yu, Yonggang Wang, Xiao Zhang, Xinzheng Dong, Jinrong Tian and Yanrong Song. 2014, Laser Physics, Vol. 24, pág. 15105.
- [7] All-normal-dispersion passively mode-locked Yb-doped fiber ring laser based on a graphene oxide saturable absorber. X. H. Li, Y. G. Wang, Y. S. Wang, Y. Z. Zhang, K. Wu, P. P. Shum, X. Yu, Y. Zhang and Q. J. Wang. 2013, Laser Physics Letters, Vol. 10, pág. 75108.
- [8] Dispersion in rare-earth-doped fibers. Irl N. Duling III. 24, 1991, Optics Letters, Vol. 16, págs. 1947-48.
- [9] Nonlinear-optical loop mirror. N. J. Doran and David Wood. 1, 1988, Optics Letters, Vol. 13, págs. 56-58.
- [10] Nonlinear amplifying loop mirror. M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter. 13, 1990, Optics Letters, Vol. 15, págs. 752-754.
- [11] All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror. Irl N. Duling III. 8, 1991, Opt. Lett., Vol. 16, págs. 539-41.
- [12] Self-Similar Evolution of Parabolic Pulses in a Laser. F. Ö. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, and F. W. Wise. 213902 , 2004, Phys. Rev. Lett., Vol. 92.
- [13] Competition and coexistence of ultrashort pulses in passive mode-locked lasers under dissipative-soliton-resonance conditions. Andrey Komarov,

- Foued Amrani, Alexander Dmitriev, Konstantin Komarov, and François Sanchez. 023838, 2013, *Phys. Rev. A*, Vol. 87.
- [14] High-energy mode-locked all-fiber laser with ultralong resonator. S. M. Kobtsev, S. V. Kukarin, S. V. Smirnov, Y. S. Fedotov. 2, 2010, *Laser Physics*, Vol. 20, págs. 351-356.
- [15] Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser. Caroline Lecaplain and Grelu Philippe. 9, 2013, *Optics Express*, Vol. 21, págs. 10897-10902.
- [16] A controllable noise-like operation regime in a Yb-doped dispersion-mapped fiber ring laser. A. K. Zaytsev, C. H. Lin, Y. J. You, F. H. Tsai, C. L. Wang and C. L. Pan. 4, 2013, *Laser Physics Letters*, Vol. 10.
- [17] 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser. K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson. 13, 1993, *Optics Letters*, Vol. 18, págs. 1080-1082.
- [18] High Power Femtosecond Fiber Chirped Pulse Amplification System for High Speed Micromachining. Lawrence Shah and Martin E. Fermann. 3, 2006, *JLMN-Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, Vol. 1.
- [19] Frequency metrology with a turnkey all-fiber system. T. R. Schibli, K. Minoshima, F.-L. Hong, H. Inaba, A. Onae, and H. Matsumoto, I. Hartl and M. E. Fermann. 21, 2004, *Optics Letters*, Vol. 29.
- [20] Two-photon microscopy with wavelength switchable fiber laser excitation. Jay R. Unruh, E. Shane Price, Roque Gagliano Molla, Lisa Stehno-Bittel, Carey K. Johnson, and Rongqing Hui. 21, 2006, *Optics Express*, Vol. 14.
- [21] Ultrahigh-resolution optical coherence tomography with a fiber laser source at 1 mm. Hyungsik Lim, Yi Jiang, Yimin Wang, Yu-Chih Huang, and Zhongping Chen, Frank W. Wise. 10, 2005, *Optics Letters*, Vol. 30.
- [22] Next generation light sources for biomedical applications. Clowes, J. 1, 2008, *Optik & photonik*, Vol. 3, págs. 36-38.
- [23] Ultrashort-pulse fiber ring lasers. L.E. Nelson, D.J. Jones, K. Tamura, H.A. Haus, E.P. Ippen. 2, 1997, *Applied Physics B*, Vol. 65, págs. 277-294.
- [24] All-normal-dispersion femtosecond fiber laser. Andy Chong, Joel Buckley, Will Renninger, and Frank Wise. 21, 2006, *Optics Express*, Vol. 14, págs. 10095-10100.
- [25] Dissipative soliton trapping in normal dispersion-fiber laser. L. M. Zhao, D. Y. Tang, X. Wu, and H. Zhang. 11, 2010, *Opt. Lett.*, Vol. 35, págs. 1902-1904.
- [26] Roadmap to ultra-short record high-energy pulses out of laser oscillators. N. Akhmediev, J.M. Soto-Crespo, Ph. Grelu. 17, 2008, *Physics Letters A*, Vol. 372, págs. 3124-3128.
- [27] Dissipative solitons for mode-locked lasers. Philippe Grelu and Nail Akhmediev. 2012, *Nature Photonics*, Vol. 6, págs. 84-92.

- [28] Noise-like pulse in a gain-guided soliton fiber laser. L. M. Zhao, D. Y. Tang, J. Wu, X. Q. Fu, and S. C. Wen. 2007, *Optics Express*, Vol. 15, págs. 2145-2150.
- [29] Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers. Sergey Kobtsev, Sergey Kukarin, Sergey Smirnov, Sergey Turitsyn, and Anton Latkin. 23, 2009, *Optics Express*, Vol. 17, págs. 20707-20713.
- [30] Multiple noise-like pulsing of a figure-eight fibre laser. O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, J. C. Hernández-García, A. González-García and M. Durán-Sánchez. 1, 2014, *Laser Phys.*, Vol. 24, pág. 015103.
- [31] Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers. D.V. Churkin, S. Sugavanam, N. Tarasov, S. Khorev, S.V. Smirnov, S.M. Kobtsev, and S.K. Turitsyn. 2014, *Nat. Commun.*, Vol. 6, pág. 7004.
- [32] Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser. M. Horowitz, Y. Barad, and Y. Silberberg. 11, 1997, *Opt.Lett.*, Vol. 22, págs. 799–801.
- [33] Control of noiselike pulse generation in erbium-doped fiber lasers. M. Horowitz and Y Silberberg. 10, 1998, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 10, págs. 1389–1391.
- [34] Soliton collapse and bunched noise-like pulse generation in a passively mode-locked fiber ring laser. D. Y. Tang, L. M. Zhao, and B. Zhao. 7, 2005, *Opt. Express*, Vol. 13, págs. 2289–2294.
- [35] Generation of 15-nJ bunched noise-like pulses with 93-nm bandwidth in an erbium-doped fiber ring laser. L. M. Zhao, D. Y. Tang. 4, 2006, *Applied Physics B*, Vol. 83, págs. 553–557.
- [36] Broadband quasi-stationary pulses in mode-locked fiber ring laser. J. U. Kang. 4-6, 2000, *Opt. Commun.*, Vol. 182, págs. 433–436.
- [37] Adjustable noiselike pulses from a figure-eight fiber laser. O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, and J. C. Hernández-García. 25, 2011, *Appl. Opt.*, Vol. 50, págs. E24–E31.
- [38] Super-Broadband Noise-Like Pulse Erbium-Doped Fiber Ring Laser With a Highly Nonlinear Fiber for Raman Gain Enhancement. Yoonchan, Luis A. Vazquez-Zuniga and Jeong. 17, 2012, *Photonics Technology Letters*, IEEE, Vol. 24, págs. 1549-1551.
- [39] Multiple continuous-wave and pulsed modes of a figure-of-eight fibre laser. O. Pottiez, A. Martinez-Rios, D. Monzon-Hernandez, G. Salceda-Delgado, J. C. Hernandez-Garcia, B Ibarra-Escamilla and E A Kuzin. 3, 2013, Vol. 23.
- [40] Rudiger Paschotta. *Laser Pulse Generation*. s.l. : SPIE Press, 2008. Vol. FG14, SPIE Field Guides.

- [41] Interaction of “Solitons” in a collisionless plasma and the recurrence of initial states. N. J. Zabusky and M.D. Kruskal. 6, 1965, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 15, págs. 240-243.
- [42] Dissipative soliton resonance in a passively mode-locked figure-eight fiber laser. Shi-Ke Wang, Qiu-Yi Ning, Ai-Ping Luo, Zhen-Bin Lin, Zhi-Chao Luo, and Wen-Cheng Xu. 2, 2013, *Optics Express*, Vol. 21, págs. 2402-2407.
- [43] Generation of Long Broadband Pulses with a Figure Eight Fiber Laser. J. C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, J. M. Estudillo-Ayala, and J. Gutierrez-Gutierrez. 8, 2011, *Laser Physics*, Vol. 21, págs. 1518–1524.
- [44] Noise-like pulses generated at high harmonics in a partially-mode-locked km-long Raman fiber laser. A. Boucon, B. Barviau, J. Fatome, C. Finot, T. Sylvestre, M. W. Lee, P. Grelu, G. Millot. 2, 2012, *Appl Phys B*, Vol. 106, págs. 283-287.
- [45] High-order harmonic noise-like pulsing of a passively mode-locked double-clad Er/Yb fibre ring laser. O Pottiez, J C Hernández-García, B Ibarra-Escamilla, E A Kuzin, M Durán-Sánchez and A González-García. 11, 2014, *Laser Physics*, Vol. 24, pág. 115103.
- [46] Self-starting passively mode-locked fibre ring laser exploiting nonlinear polarisation switching. V.J. Matsas, T.P. Newson, M.N. Zervas. 1-3, 1992, *Optics Communications*, Vol. 92, págs. 61-66.
- [47] On the formation of noise-like pulses in fiber ring cavity configurations. Yoonchan Jeong, Luis Alonso Vazquez-Zuniga, Seungjong Lee, Youngchul Kwon. 6, 2014, *Optical Fiber Technology*, Vol. 20, págs. 575–592.
- [48] Grating sensor array demodulation by use of a passively mode-locked fiber laser. Michael L. Dennis, Martin A. Putnam, Jin U. Kang, Tsung-Ein Tsai, Irl N. Duling III, and E. Joseph Friebele. 17, 1997, *Optics Letters*, Vol. 22, págs. 1362-1364.
- [49] Measuring temperature profiles in high-power optical fiber components. Vladimir Goloborodko, Shay Keren, Amir Rosenthal, Boris Levit, and Moshe Horowitz. 13, 2003, *Applied Optics*, Vol. 42, págs. 2284-2288.
- [50] 87 nm bandwidth noise-like pulse generation from erbium-doped fibre laser. Y. Takushima, K. Yasunaka, Y. Ozeki, and K. Kikuchi. 7, 2005., *Electron. Lett*, Vol. 41, págs. 399–400.
- [51] Supercontinuum generation in a standard fiber pumped by noise-like pulses from a figure-eight fiber laser. J. C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, and J. M. Estudillo-Ayala. 1, 2012, *Laser Phys.*, Vol. 22, págs. 221–226.
- [52] Supercontinuum generation by noise-like pulses transmitted through normally dispersive standard single-mode fibers. Alexey Zaytsev, Chih-

- Hsuan Lin, Yi-Jing You, Chia-Chun Chung, Chi-Luen Wang, and Ci-Ling Pan. 13, 2013, *Optics Express*, Vol. 21, págs. 16056-16062.
- [53] Efficiency of non-linear frequency conversion of double-scale picofemtosecond pulses of passively mode-locked fiber laser. Sergey V. Smirnov, Sergey M. Kobtsev, and Sergey V. Kukarin. 1, 2014, *Optics Express*, Vol. 22, págs. 1058-1064.
- [54] Cascaded SRS of single- and double-scale fiber laser pulses in long extracavity fiber. Sergey Kobtsev, Sergey Kukarin, Sergey Smirnov, and Ilya. 17, 2014, *Optics Express*, Vol. 22, págs. 20770-20775.
- [55] Data storage in optical fibers and reconstruction by use of low-coherence spectral interferometry. Shay Keren, Erel Brand, Yoav Levi, Boris Levit, and Moshe Horowitz. 2, 2002, *Optics Letters*, Vol. 27, págs. 125-127.
- [56] 83 W, 3.1 MHz, square-shaped, 1 ns-pulsed all-fiber-integrated laser for micromachining. Kivanç Özgören, Bülent Öktem, Sinem Yilmaz, F. Ömer Ilday, and Koray Eken. 18, 2011, *Optics Express*, Vol. 19, págs. 17647-17652.
- [57] High average/peak power linearly polarized all-fiber picosecond MOPA seeded by mode-locked noise-like pulses. H. L. Yu, P. F. Ma, R. M. Tao, X. L. Wang, P Zhou and J. B. Chen. 6, 2015, *Laser Physics Letters*, Vol. 12.
- [58] Soliton and collapse regimes of pulse generation in passively mode locking laser systems. A. I. Chernykh and S. K. Turitsyn. 4, 1995, *Opt. Lett.*, Vol. 20, págs. 398-400.
- [59] Raman-driven destabilization of mode-locked long cavity fiber lasers: fundamental limitations to energy scalability. Claude Agueraray, Antoine Runge, Miro Erkintalo, and Neil G. R. Broderick. 15, 2013, *Optics Letters*, Vol. 38, págs. 2644-2646.
- [60] Spiny solitons and noise-like pulses. W. Chang, J. M. Soto-Crespo, P. Vouzas, and N. Akhmediev. 7, 2015, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 32, págs. 1377-1383.
- [61] Dissipative rogue wave generation in multiple-pulsing mode-locked fiber laser. C Lecaplain, Ph Grelu, J M Soto-Crespo and N Akhmediev. 6, 2013, *JOURNAL OF OPTICS*, Vol. 15, pág. 064005(8pp).
- [62] Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers. Antoine F. J. Runge, Claude Agueraray, Neil G. R. Broderick, and Miro Erkintalo. 21, 2013, *Optics Letters*, Vol. 38, págs. 4327-4330.
- [63] Three key regimes of single pulse generation per round trip of all-normal-dispersion fiber lasers mode-locked with nonlinear polarization rotation. Sergey Smirnov, Sergey Kobtsev, Sergey Kukarin, and Aleksey Ivanenko. 24, 2012, *Optics Express*, Vol. 20, págs. 27447-27453.
- [64] Two regimes of widely tuneable noise-like pulses from a figure-eight fiber laser. O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, J. C. Hernandez-Garcia,

- A. Gonzalez-Garcia, M. Durán-Sánchez. 2014, *Laser Physics*, Vol. 24, págs. 105104-1-6.
- [65] Generation of broadband noise-like pulse from Yb-doped fiber laser ring cavity. Masayuki Suzuki, Rashid A. Ganeev, Shin Yoneya, and Hiroto Kuroda. 5, 2015, *Optics Letters*, Vol. 40, pág. 804.
- [66] Generation of Multiwavelength Noise-Like Square-Pulses in a Fiber Laser. Liu, Hao. 19, 2014, *Photonics Technology Letters*, Vol. 26, págs. 1990 - 1993.
- [67] Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: An experimental investigation. C. Lecaplain and Ph. Grelu. 2014, *Physical Review A*, Vol. 90, pág. 013805(8).
- [68] Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser. Antoine F. J. Runge, Claude Aguergaray, Neil G. R. Broderick, and Miro Erkintalo. 2, 2014, *Optics Letters*, Vol. 39, págs. 319-322.
- [69] Noise-like pulse trapping in a figure-eight fiber. Ai-Ping Luo, Zhi-Chao Luo, Hao Liu, Xu-Wu Zheng, Qiu-Yi Ning, Nian Zhao, Wei-Cheng Chen, and Wen-Cheng Xu. 8, 2015, *Optics Express*, Vol. 23, págs. 10421-10427.
- [70] Stable room-temperature multi-wavelength lasing realization in ordinary. Yan-ge Liu, Xinyong Dong, Ping Shum, Shuzhong Yuan, Guiyun Kai, and Xiaoyi. 2006, *Optics Express*, Vol. 14, págs. 9293-9298.
- [71] Channel-spacing-tunable multi-wavelength. Daru Chen, Shan Qin, and Sailing He. 2007, *Optics Express*, Vol. 14, págs. 930-935.
- [72] A tunable narrow-line-width multi-wavelength Er-doped. Jia Xiu-jie, Liu Yan-ge, Si Li-bin, Guo Zhan-cheng, Fu Sheng-gui, Kai Gui-yun. 2008, *Optics Communications*, Vol. 28, págs. 90-93.
- [73] Fine adjustment of cavity loss by Sagnac loop for a dual wavelength generation. M. Durán-Sánchez, A. Flores-Rosas, R. I. Álvarez-Tamayo, E. A. Kuzin, O. Pottiez, M. Bello-Jimenez, B. Ibarra-Escamilla. 2010, *Laser Physics*, Vol. 20, págs. 1270-1273.
- [74] A. W. Al-Alimi, M. H. Al-Mansoori, A. F. Abas, M. A. Mahdi, M. Ajiya, F. R. Mahamd Adikan. 2010, *Laser Physics*, Vol. 20, págs. 2001-2005.
- [75] A simple linear cavity dual-wavelength fiber laser using AWG as wavelength selective mechanism. A. A. Latif, M. Z. Zulki, N. A. Awang, S. W. Harun, H. Ahmad. 2010, *Laser Physics*, Vol. 20, págs. 2006-2010.
- [76] Utilizing erbium fiber ring scheme and Fabry-Perot laser diode for stable and wavelength-tunable laser in single-longitudinal-mode output. C-H Yeh, C-W Chow and C-L Pan. 2011, *Laser Physics Letters*, Vol. 8, pág. 130.
- [77] Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers. Francois Sanchez, Patrice Le Boudec, Pierre-Luc Francois, and Guy Stephan. 1993, *Phys. Rev. A*, Vol. 48, págs. 2220-9.

- [78] All fiber Er-Tm Q-switched laser. A. S. Kurkov, Ya E. Sadovnikova, A. V. Marakulin and E. M. Sholokhov. 2010, *Laser Physics Letters*, Vol. 7, págs. 795-7.
- [79] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*. Second Edition. s.l. : Wiley-Interscience, 2007.
- [80] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Fourth edition. s.l. : Academic, (2007).
- [81] A. H. Haus. *Waves and Fields in Optoelectronics*. 1st Ed. s.l. : Prentice-Hall, 1984.
- [82] A. E. Siegman, *Lasers*, Mill Valley. Lasers. s.l. : University Science Books, 1986.
- [83] Third-order optical susceptibilities of liquids and solids. R. W. Hellwarth. 1977, *Progress in Quantum Electronics*, Vol. 5, págs. 1-68.
- [84] Katsunari Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides*. s.l. : Elsevier, 2006.
- [85] Self-Phase Modulation: A review. Lloyd C. Bobb & Kimball Kramer. s.l. : FA-TR-75074., 1975, Technical research report.
- [86] Polarization instability in a twisted birefringent optical fiber. Sandra F. Feldman, Doreen A. Weinberger, and Herbert G. Winful. 7, 1993, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 10.
- [87] Theory of nonlinear loop mirrors with twisted low-birefringence fiber. Eugene A. Kuzin, Nikolai Korneev, Joseph W. Haus, and Baldemar Ibarra-Escamilla. 7, 2001, *JOSA B*, Vol. 18, págs. 919-925.
- [88] Circular-Birefringence Fiber for Nonlinear. Takuo Tanemura, and Kazuro Kikuch. 11, 2006, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, págs. 4108-4119.
- [89] Polarization optics of twisted single-mode fibers. R. Ulrich and A. Simon. 13, 1979, *Applied Optics*, Vol. 18, págs. 2241-2251.
- [90] Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fibre and a $\lambda/4$ birefringence bias. O. Pottiez, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, F. Méndez-Martínez. 1+3, 2//5, *Optics Communications*, Vol. 254, págs. 152-167.
- [91] Polarization-independent all-fiber wavelength-division multiplexer based on a Sagnac interferometer. Xiaojun Fang and Richard O. Claus. 20, 1995, *Optics Letters*, Vol. 20, págs. 2146-2148.
- [92] Switchable and Tuneable Multi-Wavelength Er-Doped Fibre Ring Laser Using Sagnac Filters. A. González-García, O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, and E. A. Kuzin. 3, 2010, *Laser Physics*, Vol. 20, págs. 720-725.
- [93] Raman-induced noiselike pulses in a highly nonlinear and dispersive all-fiber ring laser. Thibault North and Martin Rochette. 6, 2013, *Optics Letters*, Vol. 38, págs. 890-892.

-
- [94] Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers. A. B. Grudinin and S. Gray. 1, 1997, *JOSA B*, Vol. 14, págs. 144-154.
- [95] Soliton interaction in a fiber ring laser. D. Y. Tang, B. Zhao, L. M. Zhao, and H. Y. Tam. 2005, *Phys. Rev. E*, Vol. 72, pág. 016616.
- [96] Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter. F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, F. Sanchez. 1-2, 2010, *Appl. Phys. B*, Vol. 99, págs. 107-114.
- [97] Soliton rains in a fiber laser: An experimental study. Souad Chouli and Philippe Grelu. 2010, *Phys. Rev. A*, Vol. 81, pág. 063829.
- [98] Manipulating dissipative soliton ensembles in passively mode-locked fiber lasers. F. Sanchez, Ph. Grelu, H. Leblond, A. Komarov, K. Komarov, M. Salhi, A. Niang, F. Amrani, C. Lecaplain b, S. Chouli. 6, 2014, *Optical Fiber Technology*, Vol. 20, págs. 562-574.
- [99] Rains of solitons in a fiber laser. Souad Chouli and Philippe Grelu,. 14, 2009, *Optics Express*, Vol. 17, pág. 11776.
- [100] Femtochrome Research. Rapid Scanning Auto/crosscorrelator. 2123 4th Street, Berkeley, CA 94710. FR-103XL.
- [101] Agilent technologies. Optical Spectrum Analysis Basics. Optical Spectrum Analysis. Application Note 1550-4. s.l. : Innovating the HP Way.
- [102] Anritsu Corporation. MS9740A Optical Spectrum Analyzer Operation Manual. Document No.: M-W3328AE-15.0. 15th Edition.
- [103] Hewlrrtt-Packard Company. HP83480 A analyzer, HP54750 A oscilloscope. User's guide. s.l. : HP Part No. 83480-90027, 1997.
- [104] Thorlabs. Fiber Input Si Biased Detector. User Guide. s.l. : DET025AFC(/M).
- [105] Fiber loop reflectors. David B. Mortimore. 7, 1988, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 6, págs. 1217 - 1224.