



DESARROLLO DE TÉCNICAS DE MEDICIÓN Y DE PROCESAMIENTO DE DATOS NOVEDOSAS PARA CARACTERIZAR PULSOS ÓPTICOS EN UN LÁSER DE FIBRA DE AMARRE DE MODOS PASIVO



DOCTORADO EN CIENCIAS (ÓPTICA)

Asesor: Dr. Olivier Pottiez

Estudiante: Ernesto García Sánchez

Versión definitiva. Incluye cambios sugeridos por revisores.

Vo. Bo. Asesor

Fecha

Febrero de 2017
León, Guanajuato, México

DESARROLLO DE TÉCNICAS DE MEDICIÓN Y DE PROCESAMIENTO DE DATOS NOVEDOSAS PARA CARACTERIZAR PULSOS ÓPTICOS EN UN LÁSER DE FIBRA DE AMARRE DE MODOS PASIVO

Ernesto García Sánchez

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

2017

A mi familia:

Meli, Trini, Neto, Diana, Jesús, "Tute" y "Chela"

Especialmente a mis hijas...

María Fernanda

Ximena

Celeste

...por mantener la esperanza en que algún día
su papi terminaría su proyecto y volvería a tener más tiempo
para estar con ellas.

Agradecimientos

Agradezco a la vida la oportunidad de vivir la experiencia de estudiar el doctorado en el Centro de Investigaciones en Óptica (CIO) y que culmina con la defensa de esta tesis. Y que durante mi estancia en el CIO me dio la oportunidad de conocer al Dr. Olivier Pottiez, con quien estaré agradecido por el resto de mi vida por darme la oportunidad de aprender de él como profesor, pero sobre todo como ser humano, le agradezco por su tiempo y sus enseñanzas, así como por su amistad y su orientación para llevar a buen término este reto.

Agradezco a mis padres, por enseñarme su ética y valores, por su apoyo incondicional, por las lecciones tan especiales de vida que hasta ahora me han dado...

Agradezco a mis hermanos, porque siempre estuvieron apoyándome incondicionalmente.

Agradezco a mi esposa, porque a estas alturas ya caminamos media vida juntos. Que me ha ayudado a tener una vida más rica... y que ahora enfrentamos una experiencia retadora.

A mis pequeñas hijas, por preguntarme constantemente: ¿Ya mero terminas Papi? ¿Cuándo llegas? Y mantener la esperanza en que algún día podría volver a jugar con ellas como antes.

Agradezco a los Doctores que de alguna manera contribuyeron con mi formación, directa o indirecta, especialmente a los doctores:

David Moreno,
David Monzón,
Olivier Pottiez,
Ramón Carriles,
Luis Armando Díaz,

Quienes me apoyaron cuando decidí replantear mi vida.
Les estaré agradecido mientras viva.

Al Doctor Moisés Cywiak... por esas charlas inolvidables llenas de conocimiento académico; y sabiduría mexicana y extranjera.

Al comité de seguimiento de este proyecto de investigación: Dr. Yuri B., Dr. Alejandro Martínez R., y al Dr. David Monzón H.

A mis compañeros, especialmente a Francisco C. Mejía, Alejandro Marín, J. M. Franco, por sus consejos y apoyo... simple, directo, y lleno de realidad.

Finalmente agradezco a todo el personal del CIO, incluyendo investigadores, técnicos y personal administrativo, por su 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. 169763), así como al proyecto “Fronteras de la Ciencia” (Concesión 471), los cuales permitieron financiar y, en consecuencia, obtener los resultados presentados en este trabajo.



Agradezco al Centro de Investigaciones en Óptica (CIO) por darme la oportunidad de dar un paso académico (y profesional) más dentro de sus instalaciones. Gracias por permitirme usar la infraestructura y recursos necesarios para llevar a buen término este trabajo.

Resumen

Los pulsos de ruido (NLPs) son paquetes de ondas relativamente grandes, en el orden de nanosegundos, con una estructura muy fina (que puede resolverse en el orden de los pico- y femtosegundos) que presenta una evolución caótica. A pesar de su evolución caótica a nivel local, a la escala de resolución de los dispositivos opto-electrónicos (nanosegundos) suelen presentar un comportamiento estable (con una envolvente simple y sin detalles), aun en ciertos casos esta evolución caótica se ve reflejada más notablemente en los cambios de amplitud de su envolvente.

Cuando se aprecian a escalas de tiempo mayores (a nivel del ciclo de trabajo de la cavidad del láser), los NLPs suelen presentar una apariencia relativamente estable, formando trenes de pulsos periódicos. Es por lo anterior que este régimen también se conoce como un amarre de modos parcial, ya sea que el láser esté operando en el modo fundamental, amarre de modos armónico o dinámicas que se asemejan a un amarre de modos armónico. Además de los regímenes anteriores se han encontrado otros que presentan pulsos múltiples con dinámicas exóticas que están muy lejos del concepto de amarre de modos armónico.

Los NLPs son pulsos muy especiales, y entender los mecanismos de formación de estas colecciones compactas de formas de onda a nivel fundamental permitiría comprender y explotar sus propiedades únicas. Entre éstas destacan el ser altamente energéticos y su ancho de banda grande que los hace atractivos para una gran variedad de aplicaciones.

Sin embargo, debido a su elevada complejidad y alta variabilidad (por ciclo) la tarea de caracterizar estos objetos es una tarea retadora. Esto debido a que los métodos tradicionales de caracterización, como las mediciones promedio y/o con dispositivos optoelectrónicos de poca resolución, están desarrollados para medir trenes de pulsos (incluyendo solitones) estables, considerando que el pulso permanece constante a través de los ciclos a medida que se propaga por la cavidad. De este modo, estos métodos ofrecen poca información cuando se usan para caracterizar formas de onda altamente cambiantes.

Así, para la descripción y caracterización adecuada de estos paquetes tan cambiantes (y de sus dinámicas colectivas, en el caso de los regímenes de pulsos múltiples) es importante no solo medir las trazas individuales de las formas de onda, sino la secuencia de eventos de la luz en la cavidad. Es por ello que en este trabajo se usa la técnica que, mediante un mapeo espacio-temporal, permite observar la secuencia de las formas de onda a lo largo de los ciclos de trabajo del láser, ya sea que se requiera del seguimiento de las formas de onda durante ciclos consecutivos (hasta por un milisegundo), o mediante un seguimiento por tiempos mayores (minutos) capturando las formas de onda cada 230 ms o más, dependiendo de la rapidez de la dinámica en estudio.

En el presente trabajo se reporta el estudio experimental de las dinámicas de NLPs generados en un láser de fibra con forma de ocho de ~ 225 m en el régimen de dispersión anómala. Las mediciones experimentales se obtuvieron mediante el control por computadora y se usó

la técnica de mapeo en el dominio del tiempo para presentar los datos. Esta estrategia permitió analizar las mediciones experimentales para reconstruir la evolución de las formas de onda que conforman los NLPs a medida que se propagan en la cavidad.

Entre los fenómenos que se pudieron registrar, y estudiar, mediante la metodología implementada están, por ejemplo, NLPs con envolventes diversas y altamente estables; NLPs con envolventes altamente dinámicas, incluyendo la observación de la evolución de comportamientos compatibles con los eventos gigantes. Se observaron los procesos de expulsión de fragmentos (sub-paquetes, o sub-pulsos) de luz por parte del paquete principal y la manera dramática en la que este último recupera su energía (aún después de expulsar grandes paquetes de energía). Se dio seguimiento a la evolución de la amplitud de los sub-paquetes liberados por el paquete principal mientras viajaron por la cavidad, así mismo se observó el proceso de surgimiento de paquetes desde de la radiación de fondo, así también se dio seguimiento al decaimiento de paquetes, confirmándose la evolución cuasi-discreta de la amplitud. Se estudiaron diferentes dinámicas con pulsos múltiples, también se observaron diferentes niveles de auto-organización como resultado de la interacción de las diferentes manifestaciones de la luz (pulsos, componentes de onda continua, etc.) en la cavidad, más las contribuciones de otros fenómenos físicos. Entre las observaciones de fenómenos de pulsos múltiples intrigantes están el confinamiento de sub-paquetes viajeros a regiones específicas del periodo de la cavidad, dinámicas alternantes; acoplamiento de sub-paquetes aún a distancias relativamente grandes y el posicionamiento estacionario de paquetes en la cavidad.

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

Abstract

Noise-like pulses (NLPs) are relatively large packets of waves, in the order of nanoseconds, with a fine inner structure (that can be resolved at the order of pico- and femtoseconds) that present a chaotic evolution. Sometimes at nanoseconds scale this evolution is reflected clearly through the changes on the amplitude of its envelope.

When they are appreciated at larger time scales (at level of the cycle of the laser cavity), the NLPs usually have a relatively stable appearance. For this reason, this regime is also known as partial mode locking, which encompasses fundamental mode locking, harmonic mode locking or dynamics that mimic harmonic mode locking. A step away from these relatively stable regimes and the multiple pulses present exotic dynamics that are hardly connected with the harmonic mode locking concept.

NLPs are very special pulses, and to understand the formation mechanisms of these compact collections of waveforms at fundamental level let us catch and exploit their exclusive properties. Among these, their high energy per pulse and their broadband spectrum are particularly attractive for a great variety of applications.

However, due to their very high complexity and variability (along successive cycles), the characterization of these objects is a challenging task. This is due to the fact that traditional methods for pulse characterization, such as average measurements and/or techniques based on low resolution optoelectronic devices, were developed to measure trains of stable pulses (including solitons), assuming that the pulses remain constant through the cycles as they propagate in the cavity. As a consequence, these methods offer little information when they are used to characterize highly changing waveforms.

In spite of their chaotic evolution at local level, at the scale of the resolution of optoelectronics devices (nanoseconds), they usually present a stable behavior (with a simple envelope, without details), forming trains of periodic pulses (fundamental mode locking, or harmonic mode locking). And even so, in some cases the chaotic evolution of their fine structure can be seen reflected through changes in their envelope. Even more complex dynamics can appear, which are less stable than mode-locked regimes (fundamental or harmonic), these can be seen easily at nanosecond scale.

So, for an adequate description and characterization of these changing packets (and of their collective dynamics, in the case of the multi-pulse regimes), it is important to measure not only individual traces of these waveforms, but their sequence in the cavity. It is for this reason that, in this work, a technique is developed that, through spatial-temporal mapping, allows constructing the sequence of the waveforms throughout the cycles of the laser, following the waveforms either during consecutive cycles (for up to one millisecond), or over longer times (minutes), capturing waveforms at 230 ms intervals, or more, depending on the speed of the dynamics under study.

In the present work we report an experimental study on the dynamics of the NLPs generated by a ~ 225 m figure-eight fiber laser with anomalous dispersion. Experimental measure-

ments were captured through a computer-controlled oscilloscope, and a time domain mapping technique was used to display the measured data. This strategy allowed us to analyze the experimental measurements to reconstruct the evolution of the waveforms that conform the NLPs while they are propagating in the cavity.

We study NLPs with diverse envelopes, the process of the expulsion of sub-packets by the main bunch was observed, the evolution of their amplitude as they are rising, travel or decay, even different dynamics with multiple pulses, we also observed different levels of auto-organization as a result of the different presentations of light (pulses, continuous wave components, etc.) in the cavity, plus the contributions of other physical phenomena.

Among the phenomena that could be captured, and studied, through the implemented methodology we can cite, for example, NLPs with different morphologies, NLPs with an envelope with highly dynamic evolution, including the observation of behaviors compatible with rogue waves. The way the NLP manages to recover its energy through perturbations, even after large portions of its energy are expelled; the quasi-discrete evolution of the amplitude of sub-packets as they rise from the background radiation, travel or decay was confirmed. Other intriguing observations were the confinement of travelling sub-packets to specific regions of the period in the cavity, alternating dynamics; coupling of sub-packets even at a relatively large distance and stationary positioning of packets in the cavity.

Keywords: Passively mode-locked fibre lasers, noise-like pulses, figure eight fibre laser.

Contenido

Índice de figuras	ix
Lista de Publicaciones	xiii
1. Introducción	1
2. Conceptos básicos	3
2.1. Láseres de fibra en amarre de modos pasivo	3
2.2. Generación de pulsos de luz	3
2.3. Amarre de modos pasivo	6
2.4. Espejo de lazo óptico no lineal (NOLM)	7
2.5. Dispersión	8
2.5.1. Dispersión cromática	8
2.5.2. Dispersión de modos de polarización	10
2.6. Efectos no lineales	11
2.6.1. No-linealidad Kerr	12
2.6.2. Auto-modulación de fase	13
2.7. Respuestas no lineales con retardo	13
2.7.1. Esparcimiento de Brillouin	14
2.7.2. Esparcimiento Raman	14
2.8. Ondas dispersivas y disipativas	15
2.9. La ecuación no lineal de Schrödinger	15
2.10. Técnica de mapeo en el dominio del tiempo	17
3. Regímenes estacionarios, no tan estacionarios, caóticos y extremos en láseres de fibra de amarre de modos pasivo	21
3.1. Solitones conservativos	21
3.1.1. Solitón de dispersión manipulada (Dispersion-managed soliton)	21
3.1.2. Atrapamiento de solitones	22
3.2. Solitones disipativos	23
3.2.1. Láser ANDi (All- Normal Dispersion)	24
3.2.2. Resonancia de soliton disipativo	25
3.2.3. Balas disipativas de luz	26
3.2.4. Pulsos autosimilares	27
3.3. Dinámicas de solitones	27
3.3.1. Solitones pulsantes	27
3.3.2. Explosiones de solitones	28

3.4.	Interacciones entre solitones	29
3.4.1.	Colisiones de solitones	29
3.4.2.	Molécula de solitones.....	29
3.4.3.	Estructuras de solitones	31
3.4.4.	Lluvia de solitones	32
3.5.	Pulsos de ruido	33
3.6.	Eventos ópticos gigantes.....	33
3.7.	El espacio de los solitones disipativos.....	35
4.	Los pulsos de ruido.....	37
4.1.	Características y propiedades.....	37
4.2.	Aplicaciones.....	39
4.3.	Mecanismos de formación y control.....	41
4.4.	Modelado	43
4.5.	Los retos que vienen... ..	46
4.5.1.	Transformada de Fourier Dispersiva (Dispersive Fourier Transform, DFT) 46	
4.5.2.	Métodos indirectos.....	47
4.5.3.	Mapeo temporal.....	49
4.6.	Este trabajo.	49
5.	Resultados experimentales y discusión.....	53
5.1.	Arreglo experimental.....	53
5.2.	NLPs estables.....	55
5.3.	NLPs con envolvente variable.....	58
5.4.	NLPs en el límite de fragmentación	60
5.5.	Desprendimiento de sub-paquetes.....	62
5.6.	Evolución escalonada de sub-paquetes	65
5.7.	Ejemplos de dinámicas de pulsos múltiples.....	66
5.7.1.	Amarre de modos armónico incompleto	66
5.7.2.	Transición en el amarre de modos imperfecto.....	69
5.8.	Dinámicas de fragmentación de NLPs.....	71
5.8.1.	Intermitencia de sub-paquetes en la región central del periodo (1/2)	71
5.8.2.	Intermitencia de sub-paquetes en la región central del periodo (2/2)	74
5.9.	Viaje y acoplamiento de sub-paquetes	77
5.9.1.	Viaje de los sub-paquetes	78
5.9.2.	Acoplamiento de sub-paquetes	82

5.10. Discusión	83
Conclusiones y perspectivas	87
Anexo A	89
A.1. ¿Por qué usar dos fibras activas en el arreglo experimental?	89
A.2. ¿Puede automatizarse el amarre de modos en este sistema?	89
A.3. Características de la EDF	89
Bibliografía	91

Índice de figuras

Figura 2.1. Muestra de la familia de los láseres. El sistema usado en este trabajo (indicado por la flecha) usa el NOLM para conseguir el efecto de absorbedor saturable.	4
Figura 2.2. Salida de un láser sin mecanismo de amarre de modos (a) y con mecanismo de amarre de modos (b), el amarre de modos ayuda a la generación de pulsos [3]. Es importante aclarar que cuando no se tiene un amarre de modos, el patrón resultante que se obtendría en la salida del láser es una especie de “patrón de ruido” periódico.	5
Figura 2.3. Esquema de la configuración de un láser en amarre de modos pasivo con un espejo que funciona como absorbedor saturable [4].	6
Figura 2.4. El NOLM básico se compone de un acoplador, y sus salidas se unen mediante una fibra, formando un lazo óptico. Se muestra una forma cualitativa de la función de transmisión.	7
Figura 2.5. Fenómeno de dispersión cromática normal (a) y anómala (b). Las componentes espectrales de la luz viajan a diferente rapidez cuando esta atraviesa un medio dispersivo.	10
Figura 2.6. El método de mapeo en el dominio del tiempo permite observar un gran cúmulo de formas de onda individuales (a) para estudiarlas en conjunto a modo de imagen plana, o superficie (b). Además permite aplicar métodos avanzados de análisis y procesamiento de datos (ver el histograma de intensidades (c) que incluye la vista ampliada de una región); así como la vista de una región en donde se presenta una anomalía con su mapa de contorno a cinco niveles (d).	18
Figura 3.1. Fenómeno de atrapamiento en un soliton vectorial [26].	23
Figura 3.2. Representación conceptual de la diferencia entre los sistemas conservativos y disipativos [27]. Mientras que en los solitones convencionales (conservativos) sólo se toma en cuenta el equilibrio entre las no linealidades y la dispersión, en los solitones disipativos debe tomarse en cuenta, además, el balance en el intercambio de energía entre el soliton y el medio en el cual se propaga.	24
Figura 3.3. Espectro típico de un pulso disipativo generado por un láser ANDi.	25
Figura 3.4. Concepto DSR . El pulso almacena energía aumentando su duración temporal y manteniendo su amplitud [31].	26
Figura 3.5. El concepto de balas de luz se refiere a pulsos que mantienen su forma a nivel tridimensional, es decir, mantienen su intensidad, no presentan dispersión y su difracción está compensada [27].	26
Figura 3.6. Fenómeno de explosión de solitones. Se muestran las imágenes formadas por 70 trazas consecutivas de un pulso estable (a), y de un pulso que presenta el proceso de explosiones [34].	28
Figura 3.8. (a) Concepto de molécula de solitones [38]; (b) espectro de una molécula, obtenido experimentalmente [39]; (c) traza de autocorrelación típica, en el rango mostrado se aprecian tres pares (moléculas) de solitones [39].	30
Figura 3.9. Se han encontrado estructuras de solitones similares a los estados de la materia [44]. Se muestra la distribución temporal (a,d), así como los espectros (b,e) y trazas de autocorrelación (c,f) de los regímenes de gas de solitones (a-c) y cristal de solitones (d-f).	32

Figura 3.11. Si se lleva el registro de un gran número de pulsos ópticos (a) y su análisis estadístico muestra una distribución en forma de “L” (b), entonces se dice que se encuentran presentes eventos ópticos gigantes (c) [47].	35
Figura 4.1. Tren de solitones (a), su espectro (b) y su traza de autocorrelación (c) [71]. Tren de NLPs (d), espectro característico (e) y traza de autocorrelación (f).	38
Figura 4.2. (a) Aplicaciones de los NLPs al estudio de generación de supercontinuo [59]; (b) estudio de eventos gigantes [48]; (c) micromaquinado [70] e (d) interferometría de baja coherencia [81].	40
Figura 4.3. Mediciones experimentales de un NLP (a-c) [67]. Resultados de simulaciones mediante las ecuaciones extendidas no lineales de Schrödinger (d-f) [101] y mediante un modelo simplificado (g-i) [102].	44
Figura 4.4. Comparación de espectros de NLPs obtenidos mediante un OSA (línea negra) y un solo disparo usando la DFT (línea azul), se muestra el espectro obtenido mediante el promedio de muchos espectros de un disparo mediante la DFT (rojo). Secuencia de 1000 trazas DFT obtenidas con un osciloscopio, se observa la variación del espectro del pulso con cada disparo [48].	47
Figura 4.5. Principio del método para inspeccionar la estructura de un pulso usando un NOLM [82]. Para una transmisión característica. La incidencia de pulsos con energía equivalente, pero con diferente distribución, provoca una respuesta diferente. Se muestra la respuesta del NOLM para una distribución Gaussiana (a) y uniforme (b) de energía.	48
Figura 4.6. La técnica de mapeo en el dominio del tiempo permite construir imágenes a partir de trazas individuales (a), ello ayuda a observar patrones de comportamiento a largo plazo de las formas de onda [103]. Los datos pueden presentarse a modo de superficie para tener una visualización más rica de la evolución de las formas de onda en la cavidad (b).	50
Figura 5.1. Arreglo experimental usado para estudiar la dinámica de los NLPs.	53
Figura 5.2. Tren de NLPs capturado con el osciloscopio (a), espectro óptico (b), y traza de autocorrelación (c) con detalle amplificado de la traza de autocorrelación (miniatura).	54
Figura 5.3. Evolución de NLPs estables. Se muestran formas de onda con duración temporal entre ~ 3 (a) y 12 (b) ns; o diferente forma de envolvente relativamente estable, ya sea triangular (a, c, e) o rectangular (b, d, f). Cada superficie está conformada por 892 ciclos consecutivos.	57
Figura 5.4. NLPs con envolvente variante. Se muestran casos de NLP con envolvente rectangular que presentan protuberancias compatibles con eventos gigantes (a, b). También se muestran casos con morfología similar que incluyen perturbaciones notables en su amplitud (c, d), así como envolventes que tienen cambios en su duración, amplitud, y en la posición del pico del paquete (e, f). Cada superficie está conformada por 892 ciclos consecutivos.	59
Figura 5.5. NLPs con procesos de fragmentación abortados. Se muestra la interrupción de un fragmento expulsado hacia atrás (a), fragmento que casi se separa, a la izquierda del paquete principal, y decae súbitamente (b). Procesos de expulsión en los que los fragmentos son reabsorbidos por el paquete principal (c-e). Fragmento que alcanza a desprenderse pero decae rápidamente (f). El paquete principal recupera de inmediato su energía en todos los casos. Cada superficie está conformada por 892 ciclos consecutivos.	61

- Figura 5.6.** Detalle del proceso de expulsión de sub-paquetes desde el paquete principal. La expulsión de los fragmentos ocurre tanto a la izquierda (a, c, e), como a la derecha (b, d, f) del NLP principal. Este proceso ocurre a diferente rapidez, como se aprecia por la diferente inclinación de las flechas que indican la dirección del desplazamiento del fragmento a medida que éste último se desprende. Cada superficie está conformada por 892 ciclos consecutivos.. 63
- Figura 5.7.** Sub-paquetes alejándose del paquete principal en direcciones opuestas (a), las flechas sirven de guía visual. Proceso en el que el paquete principal (flecha verde) está liberando un fragmento, mientras que algunos de los fragmentos (flechas rojas) previamente liberados se fragmentan a medida que se alejan del paquete principal (b). Se muestra el detalle en el que un sub-paquete (~50 ns) presenta variaciones drásticas mientras que otro emerge (~200 ns) de la radiación de fondo (c). Cada superficie está conformada por 892 ciclos consecutivos. 64
- Figura 5.8.** Evolución escalonada de la amplitud de fragmentos al degradarse (a, b) y al emerger de la radiación de fondo (c, d). Se muestra la evolución de la superficie formada por la forma de onda (a, c) y del máximo de la amplitud (por ciclo) del pulso (b, d). Las superficies (a) y (c) están conformadas por 892 ciclos consecutivos. 65
- Figura 5.9.** Amarre armónico parcial de segundo orden (a), vista en perspectiva para mejor visualización del comportamiento del sub-paquete central (b). Distancia relativa entre el paquete principal y el sub-paquete (c). Comparativa del comportamiento de las amplitudes del paquete principal y el paquete central (d). El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms..... 67
- Figura 5.10.** Amarre armónico imperfecto de cuarto orden (a); distribución promedio de la energía de los paquetes (b) en donde se aprecian las posiciones del amarre parcial, así como el rango de movimiento de los sub-paquetes. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms en la figura (a)..... 68
- Figura 5.11.** Transición en la dinámica de amarres armónicos imperfectos, se pueden apreciar las regiones en las que están confinados los sub-paquetes, se aprecia la transición tres-dos-tres sub-paquetes centrales (a). Las transiciones (en perspectiva) afectan la amplitud del paquete principal (b), detalle de los regímenes de tres (c) y dos (d) paquetes centrales. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms. 69
- Figura 5.12.** Dinámica alternante entre dos regímenes, en la primera los sub-paquetes están ausentes (a) o presentes (b) en la región central del periodo. Se muestra la distribución de fragmentos en los flancos del paquete principal (c, d), así como el promedio de ~8000 trazas (e), lo que permite apreciar la distribución de la energía alrededor del paquete principal. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms en las figuras (a-e). 72
- Figura 5.13.** Detalle de la deriva de sub-paquetes hacia la izquierda (a) y hacia la derecha (b) del paquete principal. Detalle de un fragmento que llega a la región central del periodo y provoca un cambio en la dinámica de la luz en la cavidad. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms. 73
- Figura 5.14.** Fragmentación del paquete principal con alternancia entre dinámicas (a), sin fragmentos (b) y con fragmentos (c) centrales. Promedio de 1000 trazas (d). El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms en la figura (a-c)..... 75
- Figura 5.15.** Detalle de la deriva de fragmentos que provocan transición entre las dinámicas. Se muestra un pulso solitario (a) y un par de pulsos acoplados (b). Note que el acoplamiento se

rompe por la fragmentación de uno de los paquetes. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms. 77

Figura 5.16. Dinámica con fragmentación y sub-paquetes viajeros, el régimen cambia de procesos de fragmentación a un pulso que viaja en la región central del periodo (a); las flechas (verde y azul) indican el seguimiento de dos paquetes viajeros (SP 1 y SP 2), respectivamente (b); se incluye además la posición relativa de éstos respecto al paquete principal (c); así como la evolución de su intensidad (d). El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms. 79

Figura 5.17. Dinámica con fragmentación y sub-paquetes viajeros. Se muestran algunas trayectorias descritas por los sub-paquetes (a), la vista en perspectiva permite apreciar mejor las trayectorias (b). Se muestra la posición relativa (c) de los sub-paquetes con respecto al paquete principal, así como la evolución de la amplitud de éstos (d). La enumeración de los paquetes viajeros se estableció en función de su aparición. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms. 80

Figura 5.18. Sub-paquetes acoplados. Se observa que el acoplamiento se rompe cuando uno de los dos paquetes se degrada (traza ~8). El sub-paquete que sobrevive pasa de un estado estacionario a reiniciar su movimiento (hasta que vuelve a una posición estacionaria, trazas ~8 a la ~19) cuando el otro sub-paquete se desvanece. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms. 81

Figura 5.19. El acoplamiento de un par de paquetes se interrumpe cuando uno de éstos se desvanece (a). Durante el acoplamiento, la distancia relativa entre los paquetes se mantiene prácticamente constante (b). El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms. 83

Figura A.1 Espectro de absorción y emisión de la fibra activa usada en el arreglo experimental. ... 90

Lista de Publicaciones

1. E. Garcia-Sanchez, O. Pottiez, Y. Bracamontes-Rodriguez, J. P. Lauterio-Cruz, H. E. Ibarra-Villalon, J. C. Hernandez-Garcia, M. Bello-Jimenez, and E. A. Kuzin, “Complex dynamics of a fiber laser in non-stationary pulsed operation”, *Optics Express*, vol. 24, no. 17, pp. 18917-18930, 2016.
2. E. Garcia-Sanchez, O. Pottiez, Y. Bracamontes-Rodriguez, J. P. Lauterio-Cruz, H. E. Ibarra-Villalon, J. C. Hernandez-Garcia, M. Bello-Jimenez, and E. A. Kuzin, “A temporal insight into the rich dynamics of a figure-eight fibre laser in the noise-like pulsing regime”, *Laser Physics Letters*, vol. 13, p. 105106, 2016.

1. Introducción

Los láseres de fibra de amarre de modos pasivo, especialmente cuando son sintonizados o diseñados para operar en el régimen de pulsos de ruido (NLPs, por sus siglas en inglés), son sistemas que pueden ayudar a mostrar gran parte de la riqueza fenomenológica que la luz tiene al interactuar con los materiales y consigo misma.

Los NLPs son paquetes de formas de ondas con duración en el orden de nanosegundos con una estructura fina que evoluciona en forma caótica, cuyos detalles pueden resolverse a escalas de pico- y femto- segundos. Estos paquetes de luz (NLPs), sin embargo, presentan una apariencia estable cuando son observados a escalas de tiempo del tiempo de respuesta de los dispositivos optoelectrónicos (ns o fracción). Además de que la manera en que un conjunto de ondas de luz con evolución caótica conformando un paquete relativamente estable aún no está bien comprendido, el interés en el estudio de los NLPs radica en las propiedades especiales que presentan, como el ser altamente energéticos, o el tener un espectro óptico ancho, entre otras. Estas propiedades les dan el potencial para el desarrollo de aplicaciones en la investigación científica y en la implementación de nuevas tecnologías con aplicación en metrología, imágenes (médicas), maquinado y comunicaciones, entre otros.

Sin embargo, a diferencia de los pulsos convencionales que pueden caracterizarse mediante los métodos y aparatos de medición estándar; la estructura fina y altamente variable de los NLPs impide su caracterización precisa mediante los métodos conocidos. Por ello requiere de nuevos métodos de medición, así como de estrategias de procesamiento y presentación de datos que ayuden a profundizar en el conocimiento de su naturaleza.

Es por lo anterior que en este trabajo se procedió a estudiar la evolución de NLPs generados por un láser de fibra de figura ocho (de ~ 225 m). Este estudio cubre tanto la dinámica de las formas de onda que conforman el NLP, vista a través de los cambios en su envolvente, como las dinámicas colectivas cuando el láser opera en regímenes multi-pulso. Como en este tipo de estudios es crítico registrar la evolución de las formas de onda en la cavidad a lo largo de los ciclos, se procedió a abordar este estudio mediante la aplicación de una técnica de mapeo temporal. Esta técnica de mapeo se aplicó a series de datos obtenidos experimentalmente mediante un osciloscopio controlado por computadora, lo que permitió el tratamiento de datos que arrojó datos reveladores acerca de las diferentes dinámicas de NLPs estudiadas.

Con la finalidad de proporcionar un panorama de éste trabajo, en el Capítulo 2 se proporciona una perspectiva breve acerca de los conceptos de láseres y las técnicas utilizadas para que éstos entreguen pulsos de luz, la manera en la que el espejo en lazo óptico no lineal (Nonlinear Optical Loop Mirror, NOLM) es usado en una cavidad láser para conseguir el

amarre de modos, se mencionan algunos de los fenómenos físicos que sufre la luz a medida que se propaga en un medio, particularmente en una fibra óptica, cerrando con la presentación de la ecuación no lineal de Schrödinger, que es el caballo de batalla para obtener expresiones que describen la propagación de la luz, así como la presentación de la técnica de mapeo en el dominio del tiempo, que en este trabajo usamos para analizar los resultados experimentales obtenidos.

En el Capítulo 3 se proporciona un panorama de los regímenes de operación que pueden encontrarse en los láseres de fibra de amarre de modos pasivo. Se presentan ejemplos de regímenes que pueden encontrarse bajo los conceptos de los pulsos conservativos y disipativos, así como algunos fenómenos que se manifiestan en este tipo de regímenes. También se muestran diversos regímenes en los que múltiples pulsos se encuentran presentes en la cavidad, así como algunos fenómenos de interacción, cubriendo desde el soliton conservativo hasta los pulsos de ruido, incluyendo los eventos gigantes.

En el Capítulo 4 se presenta el estado del arte acerca de los NLPs en el que se plantea un panorama de lo que son estas misteriosas entidades, sus características, aplicaciones potenciales y la manera en que estos objetos rompen con los paradigmas históricos de los pulsos ópticos convencionales y los métodos que se usan para medirlos y caracterizarlos. Así, los NLPs son un nicho del cual pueden emerger técnicas ingeniosas de medición y caracterización de pulsos (ahora libre de promedios y muestreo por ciclo), sin contar la riqueza de conceptos físicos que aguardan en su intrincada naturaleza.

En el Capítulo 5 se presenta una serie de resultados experimentales que es una muestra de la riqueza de las dinámicas que tiene el espacio de los NLPs. Iniciando el estudio de éstos desde un régimen estable, continuamos con la obtención de diferentes formas de envolvente estable, así como diversas dinámicas internas del paquete que se ven reflejadas en la dinámica de la envolvente del mismo. Pasamos al estudio de los NLPs en los límites en los que las formas de onda que lo conforman se mantienen unidas. Un paso más allá del rompimiento del NLP, se observaron regímenes con dinámicas impresionantes en las que las formas de onda en la cavidad interactúan y se comportan de manera auto-organizada, o más aún, en forma exótica y misteriosa. Cerramos este capítulo con una discusión de los fenómenos físicos que probablemente están involucrados en éstos confusos comportamientos de la luz en la cavidad.

Finalmente se presenta una serie de conclusiones, así como algunas de las perspectivas de trabajo futuro, que se desprenden de manera natural de la información y de los resultados presentados en este trabajo.

2. Conceptos básicos

En este capítulo se presenta una serie de conceptos básicos que son necesarios para comprender algunos procesos involucrados en la generación de pulsos ópticos mediante un láser de fibra óptica, específicamente el láser en forma de ocho con amarre de modos pasivo que usa la evolución no lineal de polarización. Se incluye además, de manera breve, la descripción de algunos fenómenos físicos que juegan un papel importante en los resultados observados, así como el método de presentación de datos usado en el trabajo experimental.

2.1. Láseres de fibra en amarre de modos pasivo

Por la gran cantidad de aplicaciones que presentan, los láseres han impulsado grandemente el desarrollo científico y tecnológico [1]. La **Figura 2.1** presenta un esquema parcial de las tecnologías láser, como se observa inicialmente en esta figura, una clasificación general de los láseres puede hacerse por la forma en que éstos entregan la energía, que puede ser en forma continua (Continuous Wave, CW), o en forma discreta mediante pulsos de luz. En el modo de operación de CW el láser emite luz con intensidad constante, mientras que en el segundo caso el láser emite destellos de luz. Los láseres de fibra óptica destacan porque presentan una gran flexibilidad para poder guiar de manera simple la luz a los lugares donde sea requerida. Esta figura también nos brinda una idea del tipo de láser que se usa en este trabajo, se trata de un láser basado en la evolución no lineal de la polarización (Nonlinear Polarization Evolution, NPE), conseguida mediante un espejo no lineal en lazo óptico (Nonlinear Optical Loop Mirror, NOLM) que produce el efecto de absorbedor saturable en forma artificial.

Existen muchas técnicas para generar pulsos de luz que pueden cubrir una amplia gama de duraciones temporales (nanosegundos, picosegundos, o femtosegundos). Mientras que algunas técnicas se limitan al uso de estrategias de bloqueo y paso de la luz, desperdiciando energía, otras tienen la ventaja de poder almacenar energía durante cierto tiempo antes de ser liberada. Incluso se han implementado técnicas híbridas, que aprovechan las ventajas de ambos métodos de generación de pulsos. A continuación se mencionan algunas.

2.2. Generación de pulsos de luz

Entre los métodos representativos para obtener pulsos de luz mediante un láser se tienen los modos de operación de pulsado libre (o sin control), bombeo pulsado o modulado, conmutación rápida (Q-switching), y amarre de modos (mode-locking) [2].

El modo de pulsado libre, o descontrolado, es una condición del proceso de encendido de un láser de onda continua antes de alcanzar el estado estable; o también es debido a perturbaciones como las vibraciones, cambios de temperatura, etc., esto conduce a que la intensidad de la luz emitida por el láser presente un patrón de variaciones repentinas momentáneas, por lo que a este fenómeno se le llama “spiking” [2]. Por su naturaleza, este compor-

tamiento produce pulsos aleatorios en el tiempo que no pueden ser controlados. Las otras tres técnicas de generación de luz pulsada permiten el control de la emisión de los pulsos de luz.

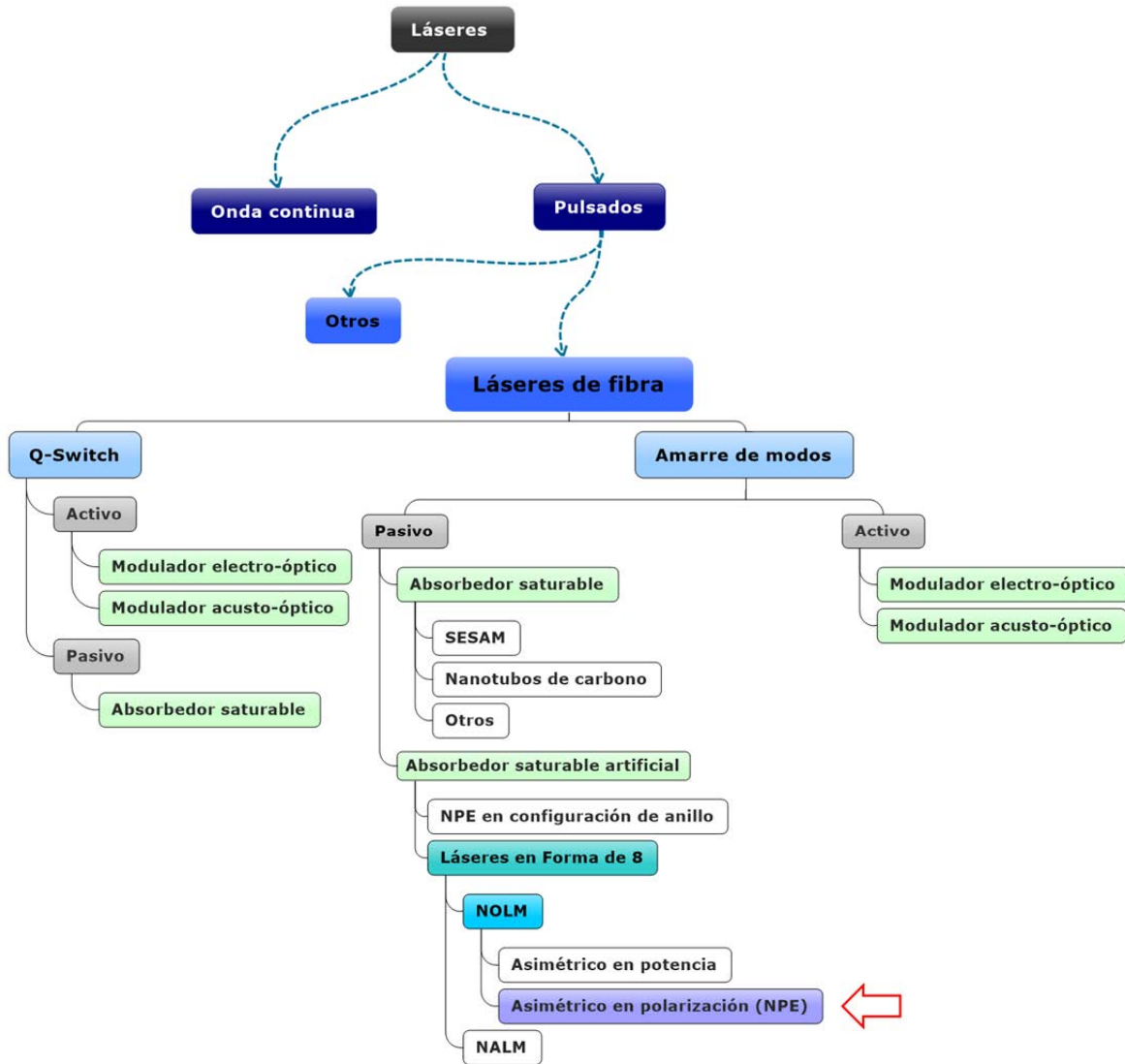


Figura 2.1. Muestra de la familia de los láseres. El sistema usado en este trabajo (indicado por la flecha) usa el NOLM para conseguir el efecto de absorbedor saturable.

El bombeo pulsado, o alternatively el uso de un modulador externo que permita el bloqueo intermitente del paso de la luz, es un método que puede implementarse usando un láser de onda continua y un interruptor externo (o modulador que permita el paso y bloqueo de la luz) durante los intervalos de tiempo deseados. La simplicidad del método presenta las desventajas de que se desperdicia energía mientras se bloquea el paso de la luz, y la potencia del pulso se limita a la potencia de la fuente láser en onda continua.

La conmutación rápida, (o Q-Switching) es una técnica en la que se provoca que un láser conmute rápidamente entre su estados de “entrega” (no oscilar) y “no entrega” (oscilar) de energía. Con esta técnica se pueden generar pulsos intensos con duración en el orden de nanosegundos, energías en el rango de los miliJoules, y con una tasa de repetición que cubre desde los Hertz a los kiloHertz. Aunque no en forma exhaustiva, en la [Figura 2.1](#) se muestran un poco de las diferentes técnicas para conseguir el Q-Switching.

A diferencia de la técnica de Q-switching, en la que el láser presenta una transición rápida entre “oscilar” y “no oscilar”, en la técnica del amarre de modos (Mode Locking) el láser siempre está funcionando con múltiples modos oscilando simultáneamente, y con una relación de fase entre ellos. Esta técnica permite la generación de pulsos ultracortos (desde decenas de femtosegundos a las centenas de picosegundos), con energía moderada (picoJoules a nanoJoules) y a elevadas tasas de repetición (MHz a GHz). Este concepto se muestra en la [Figura 2.2](#) [3], en donde se muestra la salida de un láser funcionando sin un mecanismo de amarre de modos (fases de los modos aleatorias), así como la salida de un láser que cuenta con este mecanismo (los modos están en fase). Se ilustra el concepto de interferencia destructiva (E_A, E_B, E_C) y constructiva de las ondas presentes en la cavidad. Mientras que en el primer caso ([Figura 2.2.a](#)) la generación de pulsos no está bien definida, en el segundo caso ([Figura 2.2.b](#)) la superposición de ondas genera un tren de pulsos con periodo $2L/c$, donde L es la longitud de una cavidad Fabry-Perot, y c es la velocidad de la luz.

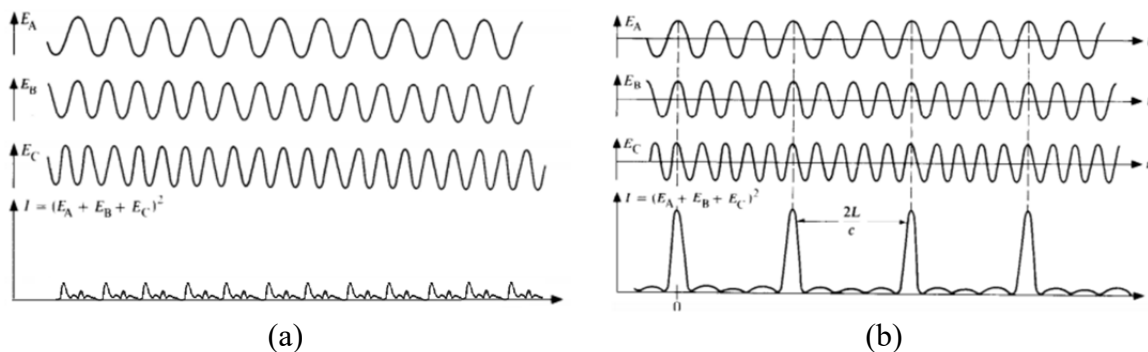


Figura 2.2. Salida de un láser sin mecanismo de amarre de modos (a) y con mecanismo de amarre de modos (b), el amarre de modos ayuda a la generación de pulsos [3]. Es importante aclarar que cuando no se tiene un amarre de modos, el patrón resultante que se obtendría en la salida del láser es una especie de “patrón de ruido” periódico.

Las técnicas de amarre de modos pueden clasificarse en dos grupos generales, que son:

1. Amarre de modos activo.
2. Amarre de modos pasivo.

Como el láser usado en este trabajo usa la técnica de amarre de modos pasivo, en la siguiente sección se comenta brevemente esta técnica.

2.3. Amarre de modos pasivo

En la técnica de amarre de modos pasivo se usa un absorbedor saturable dentro del resonador, que sirve para modular las pérdidas del resonador con mayor rapidez que un modulador electrónico, lo que permite generar pulsos muy cortos.

Cuando un pulso pasa por el absorbedor saturable, las componentes de baja intensidad del pulso (así como los pulsos de baja intensidad) sufren pérdidas importantes, mientras que esto no sucede con las componentes de alta intensidad, que sufren (si es que llegase a suceder) pérdidas mínimas de energía. Como este proceso es repetitivo, el absorbedor saturable recorta los flancos del pulso cada vez que éste último pasa a través de él. Así, con este proceso el absorbedor tenderá a reducir la duración del pulso; el estado estable se alcanza cuando el efecto de acortamiento del pulso es compensado con los efectos dispersivos y disipativos (p. ej. ancho de banda limitado de ganancia).

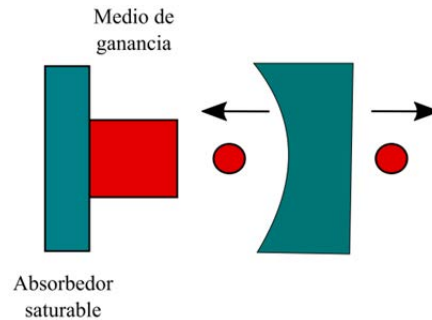


Figura 2.3. Esquema de la configuración de un láser en amarre de modos pasivo con un espejo que funciona como absorbedor saturable [4].

La Figura 2.3 muestra el esquema de un láser en amarre de modos pasivo que usa un espejo que funciona como absorbedor saturable, el medio de ganancia se indica como un recuadro en rojo, mientras que el pulso se representa por un círculo en rojo, las flechas indican la dirección de propagación del pulso, El absorbedor saturable es el componente crítico para conseguir el amarre de modos pasivo. Entre los absorbedores pasivos más importantes se tienen:

1. Absorbedor saturable de espejo semiconductor (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM).
2. Otros, como los basados en puntos cuánticos y en aislantes dopados, nanotubos...
3. Absorbedores saturables artificiales. Estos elementos permiten conseguir el efecto del absorbedor saturable de manera artificial. Entre estos están los basados en el corrimiento no lineal de la fase, como el amarre de modos por lente Kerr o por la rotación no lineal de la polarización.

Entre los elementos ópticos que tienen un efecto de absorbedor saturable artificial se tiene el espejo de lazo óptico no lineal, o NOLM (por Nonlinear Optical Loop Mirror), que es utilizado en el arreglo experimental de este trabajo.

2.4. Espejo de lazo óptico no lineal (NOLM)

El espejo de lazo óptico no lineal, o NOLM (por Nonlinear Optical Loop Mirror, o interferómetro de Sagnac no lineal) se construye, como se muestra en la **Figura 2.4.a**, a partir de la unión de los puertos de salida de un acoplador 2×2 , dos puertos de entrada y dos puertos de salida [5]. En la **Figura 2.4.b** se muestra una forma típica de la función de transmisión del NOLM, en ella se aprecia como al superar un umbral, en el que la potencia de entrada P_{in} alcanza la potencia crítica de conmutación P_{π} ($P_{in} / P_{\pi} = 1$), la transmisión del dispositivo comienza a descender.

Se trata de un interruptor ultrarrápido que, además de sus aplicaciones en comunicaciones ópticas (conmutación, modulación/demodulación, etc.) puede usarse para conseguir el efecto de absorbedor saturable en la cavidad de un láser de fibra. La característica más importante de este dispositivo es que su respuesta está en el orden de femtosegundos, ya que depende del efecto Kerr óptico.

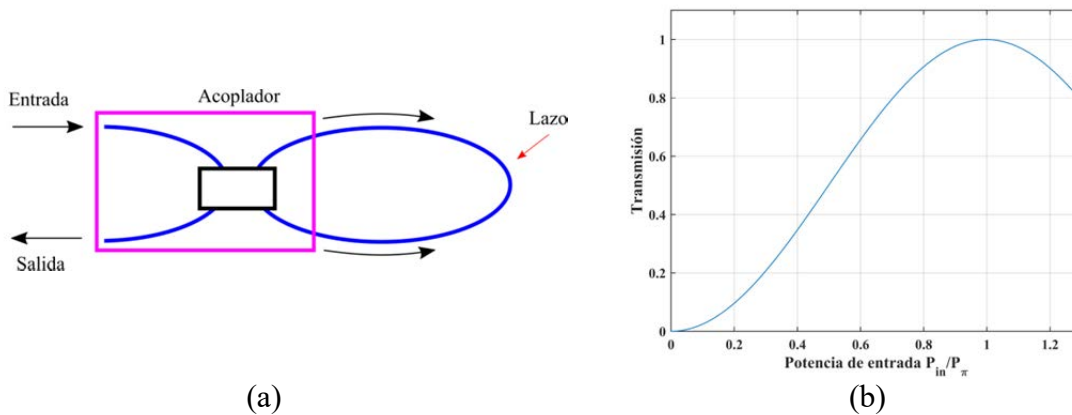


Figura 2.4. El NOLM básico se compone de un acoplador, y sus salidas se unen mediante una fibra, formando un lazo óptico. Se muestra una forma cualitativa de la función de transmisión.

Para conseguir la conmutación se requiere romper la simetría del dispositivo. Esto usualmente se hace por asimetría de potencia (por ejemplo, vía acoplador asimétrico), pero también se puede recurrir al desbalance de la polarización, aprovechando que el efecto Kerr no sólo depende de la potencia, sino también de la polarización (rotación no lineal de la polarización, NPR). Esto último se consigue al insertar un retardador de onda (en una posición asimétrica) en el lazo [6], en cualquier punto del lazo, siempre que no coincida con el punto medio de la longitud total del lazo.

Si se trabaja con un sistema desbalanceado en polarización, como en el caso del presente trabajo, surge el problema de mantener el estado de polarización de la luz a lo largo de toda la fibra, para cada haz, para que la diferencia de NPR pueda acumularse en todo el trayecto. Como la birrefringencia residual de las fibras convencionales modifica constantemente la polarización (y con ello cancela el efecto de la NPR) a lo largo del NOLM, se puede recurrir a una estrategia mecánica para eliminar la birrefringencia residual, que es aplicando torsión a la fibra.

Los efectos de la torsión en la fibra son:

1. Causa una rápida precesión de los ejes principales de la fibra, esto reduce por mucho el efecto de la birrefringencia residual.
2. Genera actividad óptica (birrefringencia circular), produciendo que la polarización rote durante la propagación en la fibra. A pesar de la rotación de la polarización, ni la elipticidad de esta ni el parámetro de Stokes se ven afectados. Esto es importante, ya que la NPR sólo depende de la elipticidad (o del primer parámetro de Stokes), no de la orientación de la elipse.

Así, una torsión aplicada a una fibra estándar provoca que ésta se comporte como una fibra con birrefringencia circular [7]. Se ha hecho un estudio a profundidad del funcionamiento y modelado del NOLM, incluyendo el efecto de la torsión en la fibra [5] [6] [8] [9] [10] [11]. Por otra parte, a medida que la luz se propaga por un medio, ésta sufre de efectos físicos lineales y no lineales que modifican sus propiedades y comportamiento. A continuación se mencionan algunos de ellos.

2.5. Dispersión

Un pulso óptico corto, o ultracorto, tiende a ensancharse temporalmente conforme se propaga a través de una fibra, dispersando su energía en el tiempo. Este ensanchamiento se debe principalmente a tres efectos dispersivos: la dispersión cromática, dispersión intermodal (para la fibra multimodal) y dispersión de modos de polarización [12]. De éstas, profundizaremos un poco en la dispersión cromática, ya que en nuestro arreglo experimental se usa fibra monomodo; y la dispersión de modos de polarización podemos comentarla brevemente, tomando en cuenta que es típicamente pequeña si la comparamos con la dispersión cromática.

2.5.1. Dispersión cromática

El índice de refracción de un material depende de la frecuencia óptica, o longitud de onda. Es decir, la respuesta del medio por el cual se propaga la luz depende de la frecuencia de la luz misma. La dispersión cromática se relaciona con las frecuencias de resonancia características a las cuales el medio absorbe la radiación electromagnética mediante sus electrones de enlace [13].

Este tipo de dispersión es importante en la propagación de pulsos cortos porque las diferentes componentes espectrales que componen el pulso viajan a diferente velocidad cuando éste atraviesa un medio.

La **Figura 2.5** muestra el fenómeno de dispersión cromática, cuando un pulso de luz atraviesa un medio dispersivo, en el régimen de dispersión normal las componentes de alta fre-

cuencia del pulso (“tendientes al azul”) viajan más lento que las componentes de baja frecuencia del pulso (“tendientes al rojo”), el pulso resultante es un “pulso dispersado”, o estirado en el que las componentes de baja frecuencia están adelantadas con respecto a las componentes de alta frecuencia, como se muestra en la .a. Ocurre lo opuesto cuando la interacción entre el pulso óptico y el medio dispersivo interactúan en el régimen de dispersión anómala, como se aprecia en la .b.

Si consideramos que un pulso óptico es un paquete de ondas de un rango de frecuencias, cada onda individual en el paquete al tener diferente frecuencia se desplazará por su medio de propagación a diferente velocidad. Mientras el paquete se mantenga unido puede observarse que la envolvente de un pulso óptico se mueve a la velocidad del cúmulo de ondas que lo conforman (velocidad de grupo), mientras que la dispersión de la velocidad de grupo describe el ensanchamiento del pulso. Este proceso se conoce como dispersión de velocidad de grupo (Group-Velocity Dispersion, GVD).

En un material, como la sílice (del que están hechas las fibras ópticas), la magnitud de dispersión (normal o anómala) depende del rango de longitud de onda. Para identificar la longitud de onda a la cual un medio cambia sus propiedades dispersivas, primero se obtiene la expansión en serie de Taylor de la constante de propagación del modo (fundamental) β para un pulso con frecuencia centrada en ω_0 , como sigue [13]:

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

Donde

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

tiende a invertir su signo en la longitud de onda de cero dispersión (λ_D). En sílice, esta longitud de cero dispersión se encuentra alrededor de 1.27 μm . Se dice que para las longitudes de onda tales que $\lambda < \lambda_D$ la fibra exhibe dispersión normal ($\beta_2 > 0$). En este régimen las componentes de alta frecuencia de un pulso óptico viajan más lento que las componentes de baja frecuencia (.a). Sucede lo opuesto en el caso en el que $\beta_2 < 0$ ($\lambda > \lambda_D$), conocido como régimen de dispersión anómala (.b) y es el régimen en el que las fibras soportan solitones mediante un balance entre los efectos dispersivos y los no lineales.

Donde el parámetro de la GVD, β_2 (ps^2/km), que se define como:

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

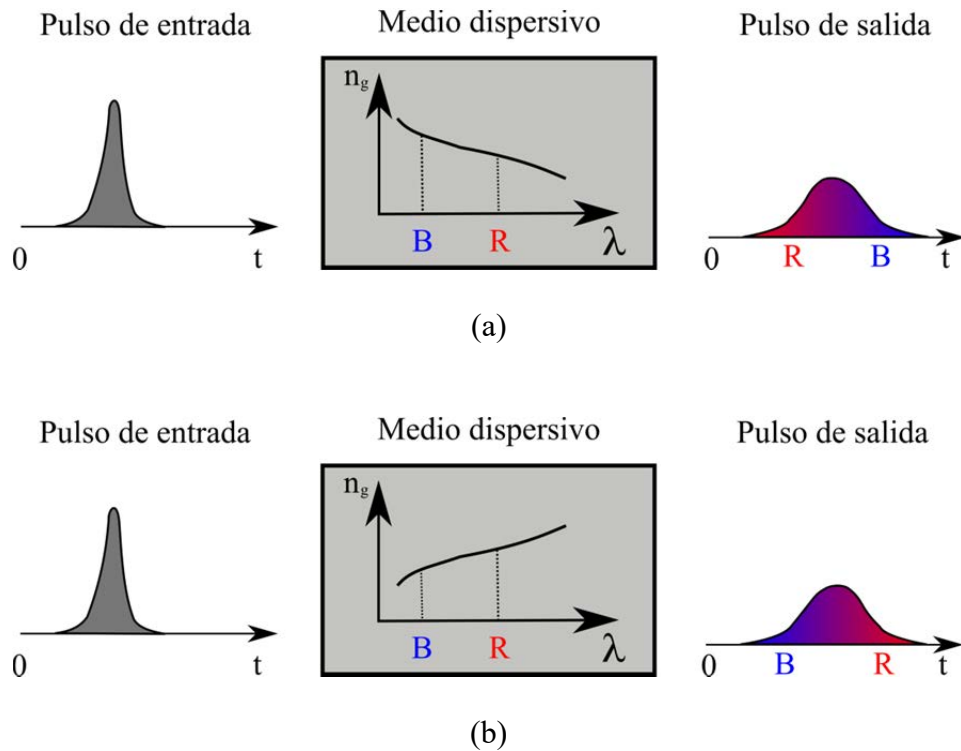


Figura 2.5. Fenómeno de dispersión cromática normal (a) y anómala (b). Las componentes espectrales de la luz viajan a diferente rapidez cuando esta atraviesa un medio dispersivo.

Es también importante notar que, en una fibra óptica, la GVD no sólo resulta de la dispersión del material que la constituye (sílice), sino que también está afectada por el hecho de que una fibra óptica es una guía de onda. En efecto, aun suponiendo que el material no presente dispersión, la fibra sí presentaría dispersión, debido a que los parámetros del modo fundamental dependen de la longitud de onda. La dispersión total en una fibra es por lo tanto el resultado de la combinación de la dispersión material y de la contribución de guía. En una fibra estándar, el efecto de la contribución de guía es desplazar la curva de dispersión del material hacia la derecha, de forma que la longitud de onda de cero dispersión se desplaza de 1.27 a $\sim 1.31 \mu\text{m}$ en una fibra de guiado débil “estándar”.

Cuando en una fibra se propagan pulsos de diferentes longitudes de onda, se mueven a diferente rapidez y se puede producir un efecto de “walk-off” (los pulsos se van separando temporalmente conforme se propagan), este efecto ayuda a describir fenómenos que ocurren entre dos o más pulsos muy cercanos entre sí.

2.5.2. Dispersión de modos de polarización

Una fibra monomodo no es realmente monomodo porque puede soportar dos modos degenerados que están polarizados en dos direcciones ortogonales. En condiciones ideales (fibra con simetría cilíndrica perfecta y libre de estrés) los modos excitados en diferentes direc-

ciones (x-y) podrían no acoplarse entre sí. Sin embargo, en las fibras reales, los defectos en la fibra, así como el estrés, rompen la simetría y provocan una mezcla de los estados de polarización. Así es que la propagación de la luz se vuelve ligeramente diferente para los modos polarizados en las direcciones x y y. A esta propiedad se le conoce como parámetro de birrefringencia modal. En una fibra birrefringente ideal, con ejes de birrefringencia bien definidos y constantes a lo largo de la propagación, la elipticidad presenta un batido periódico, pero esto no significa que haya acoplamiento (transferencia de energía) entre los dos modos, solo va cambiando la diferencia de fase entre ellos. Por otra parte, un intercambio de energía solo ocurre si hay perturbaciones, o si, por ejemplo, van variando las orientaciones de los ejes de birrefringencia, como es el caso de la birrefringencia aleatoria de una fibra estándar en condiciones reales. El eje con índice modal más pequeño se llama “eje rápido” porque su velocidad de grupo es mayor para la luz que se propaga en esa dirección, mientras que al eje con índice de modo mayor se le conoce como “eje lento”, ya que la luz que se propaga en esa dirección se desplazará a una menor velocidad. Este fenómeno cambia en forma aleatoria en las fibras estándar por lo que no hay manera de controlarlo y en estos casos el uso de un fotodetector insensible a los cambios de polarización es una buena opción.

Lo que es importante es que si un pulso de luz excita ambas componentes de polarización, éstas viajan por la fibra a diferente velocidad debido a sus diferencias en la velocidad de grupo. Entonces el pulso se vuelve ancho porque las velocidades de grupo cambian en forma aleatoria en respuesta a los cambios aleatorios en la birrefringencia. Este fenómeno, conocido como dispersión de modos de polarización tiene efectos importantes cuando un pulso de luz viaja largas distancias. Cuando se requiere sostener el estado de polarización de la luz que viaja por una fibra, se pueden usar fibras birrefringentes o artificios mecánicos, como la torsión de la fibra [8].

2.6. Efectos no lineales

Cualquier dieléctrico se convierte en un medio no lineal como respuesta a la propagación de la luz a través del mismo, cuando esta presenta campos electromagnéticos intensos. Esta respuesta tiene su origen en el movimiento armónico de los electrones de enlace cuando están sujetos a un campo aplicado. Como resultado de esta interacción la polarización neta inducida por los dipolos eléctricos es no lineal en el campo eléctrico y es descrita por la siguiente relación, de la que es usual que se consideren los términos hasta la susceptibilidad de tercer orden [2].

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

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

Mientras la susceptibilidad lineal $\chi^{(1)}$ representa la contribución dominante a la polarización y sus efectos se ven reflejados mediante el índice de refracción y el coeficiente de atenuación de la fibra, la susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ es responsable de efectos no

lineales como la generación de segundo armónico. En medios centro-simétricos, como en las fibras ópticas (sílice amorfa), las no linealidades de segundo orden originadas por la polarización son nulas (aunque pueden deberse a otros mecanismos [13]), así que los efectos no lineales se presentan debido a la susceptibilidad de tercer orden y el material es definido como medio Kerr, que describe la generación del tercer armónico y sumas y diferencias de tripletes de frecuencias, incluyendo el índice de refracción no lineal [14].

A continuación se mencionan en forma muy breve algunos efectos no lineales en las fibras ópticas. Se pueden consultar otras fuentes que ofrecen un buen panorama de los efectos no lineales [2] [15], o para un tratamiento más profundo [13].

2.6.1. No-linealidad Kerr

El efecto Kerr es el retraso de fase que sufre un pulso de luz al propagarse en una fibra, este retraso depende de la intensidad del pulso de luz y aumenta con la intensidad del mismo. En palabras más sencillas, se trata de un incremento del índice de refracción del material, en proporción a la intensidad de la luz que interactúa con el mismo [4]. Este incremento en el índice de refracción queda descrito por la expresión siguiente:

$$\Delta n = n_2 I$$

Donde $I = |E|^2$, siendo E el campo eléctrico de la onda electromagnética, I la intensidad óptica dentro de la fibra, y n_2 es el coeficiente Kerr (o coeficiente del índice de refracción no lineal). Debido a la rapidez con la que este cambio en el índice de refracción ocurre, usualmente es considerado como un efecto instantáneo [4].

Profundizando un poco más en el concepto, el cambio en el índice de refracción del medio se debe a que, durante la interacción con un campo eléctrico intenso, la órbita del electrón del material se deforma [16]. Así, tomando en cuenta el cambio en el índice de refracción de un material, éste índice queda expresado como:

$$\tilde{n}(\omega, I) = n(\omega) + \Delta n$$

donde $n(\omega)$ es el índice de refracción lineal. Es importante mencionar que, en el lenguaje de las fibras ópticas se considera que I es igual a la intensidad de la luz medida en W / m^2 . El origen de este fenómeno es una polarización no lineal generada en el medio, que termina modificando las propiedades de propagación de la luz. Así, el efecto Kerr es un efecto auto-inducido en el que la velocidad de fase de la onda depende de la intensidad de la misma.

Los efectos más importantes en las fibras ópticas al utilizar el efecto Kerr son la generación de solitones ópticos, compresión de pulsos ópticos y modulación inestable (auto-modulación de fase, modulación de fase cruzada y auto-enfoque) [17].

2.6.2. Auto-modulación de fase

La auto-modulación de fase, o Self-Phase Modulation (SPM), es una consecuencia del efecto Kerr, debido a la cual una onda pulsada (o modulada) de luz propagándose en la fibra sufre retraso no lineal de su fase como consecuencia de su propia intensidad.

Si un pulso óptico se transmite por una fibra, el efecto Kerr causa un corrimiento de la fase dependiente del tiempo debido a la dependencia temporal de la intensidad del pulso [18]. Este efecto, conocido como automodulación de fase se ve reflejado por un cambio en la fase de la onda debido al cambio en sus características temporales y espectrales [12]. Así, un pulso óptico sin “chirp” adquiere “chirp”, que es una variación temporal de la frecuencia instantánea.

Aun cuando el efecto Kerr sea pequeño y se use una potencia relativamente baja, los efectos no lineales pueden manifestarse debido a la longitud de la fibra y al confinamiento de la luz en un núcleo muy delgado. Y más aún, un pulso puede llegar a transmitirse sin deformación temporal, sin embargo, el chirp que se genera sí produce un ensanchamiento espectral mediante la generación de nuevas componentes de frecuencia en el espectro del pulso.

El soliton conservativo, que es un pulso de luz del que se hablará con más detalle en el siguiente capítulo, se propaga sin deformación en un medio con dispersión anómala y no linealidad Kerr porque los chirps generados por cada efecto tienen signos contrarios y se compensan entre sí. Cuando se tiene un sistema con dispersión neta normal, los efectos de chirp se suman y se requiere del uso de efectos disipativos para generar un pulso estable.

Es bien sabido que la dispersión cromática suele tener un fuerte efecto en los pulsos ultracortos. En el régimen de dispersión normal la dispersión cromática conduce al ensanchamiento temporal reduciendo los corrimientos no lineales de fase y favoreciendo los efectos del “chirp” sobre los pulsos; además cuando la dispersión es compensada por el efecto Kerr se pueden formar solitones en el régimen de dispersión anómala. Para un soliton fundamental, la auto-modulación de fase y la dispersión actúan juntas de modo que no existe ensanchamiento temporal ni espectral. Para los solitones de alto orden hay una evolución periódica que se vuelve complicada.

Aunque existen otros efectos no lineales como el auto-enfocamiento, el mezclado de cuatro ondas, la oscilación y amplificación paramétricas, éstos no se comentarán en este apartado. En cambio se comentarán brevemente un par de respuestas no lineales no instantáneas que pueden dar soporte al presente trabajo.

2.7. Respuestas no lineales con retardo

Las potencias ópticas que cambian rápidamente pueden provocar vibraciones en los materiales por los que un pulso se propaga, y si además tomamos en cuenta que los materiales suelen no tener un índice de refracción uniforme, esto puede provocar variaciones en el

índice de refracción. Este proceso puede tener influencia sobre la propagación de la luz en el material al provocar esparcimientos Raman y/o Brillouin.

2.7.1. Esparcimiento de Brillouin

El esparcimiento de Brillouin estimulado (Stimulated Brillouin scattering, SBS) es un fenómeno que acopla la luz con los modos de vibración del material por el cual se propaga, es decir, acopla la luz con ondas acústicas en el material [2]. Esta interacción suele darse cuando se acoplan dos ondas ópticas que se propagan en dirección opuesta.

Un método común para anular el SBS es asegurarse que la luz inyectada tiene un ancho de banda grande. Esto dispersa el espectro de ganancia de Brillouin y reduce el pico de ganancia. En el caso de pulsos ultra-cortos el SBS no suele ser un problema, pero puede ocurrir el esparcimiento Raman.

2.7.2. Esparcimiento Raman

El esparcimiento Raman (Stimulated Raman scattering, SRS) es un proceso de acoplamiento de la luz con las vibraciones moleculares del medio en el que se propaga [2]. Este esparcimiento puede presentarse hacia adelante y hacia atrás de un pulso. El esparcimiento hacia atrás puede suprimirse en los pulsos cortos, ya que estos pueden traslaparse en una fibra solamente por una distancia limitada. El SRS hacia adelante, sin embargo, puede actuar sobre una gran distancia de la fibra y puede conducir a una transferencia importante de potencia hacia una componente de longitud de onda desplazada en Raman, que típicamente tiene una longitud de onda que es más larga por algunas decenas de nanómetros. El pico de ganancia Raman se encuentra alrededor de 13 THz (~ 100 nm hacia el rojo para radiación a 1550 nm), sin embargo el efecto es sustancial también para desplazamientos de frecuencia menores.

Si un pulso tiene un ancho de banda óptico muy grande, SRS puede actuar aún dentro del espectro del pulso: la energía es redistribuida desde los componentes de alta frecuencia a los componentes de baja frecuencia del pulso. Como resultado, el espectro global del pulso se recorre hacia longitudes de onda más grandes, y puede perder su simetría. A este fenómeno se le conoce como autodesplazamiento Raman

En pocas palabras, el efecto Raman puede transferir energía, desde las componentes de alta frecuencia a las de baja frecuencia de un pulso. O transferir la energía incluso entre pulsos de diferente frecuencia.

2.8. Ondas dispersivas y disipativas

Las ondas dispersivas son perturbaciones cuya energía se redistribuye (o “dispersa”) a medida que se propaga, esto se debe a que distintos componentes de la perturbación viajan a diferente velocidad. Los solitones pueden emitir energía en forma de ondas dispersivas, a una onda dispersiva también se le conoce como radiación no solitónica (o radiación de Cherenkov). Las ondas dispersivas, así como las ondas continuas, pueden interactuar con los pulsos de luz (como los solitones [19] [20] [21]). Se presentan conceptos de éstos últimos en el siguiente capítulo.

Por otra parte, una onda disipativa es una perturbación que pierde su energía (se “disipa”) conforme transcurre el tiempo. En este caso, el término de amplitud de la perturbación va acompañado de un término (vía producto) que provoca que la primera disminuya. Entender los procesos de la disipación no lineal permite establecer técnicas para controlar pulsos de luz, aprovechando las propiedades y características de éstos, por ejemplo, los solitones disipativos, que se presentarán brevemente en el siguiente capítulo.

2.9. La ecuación no lineal de Schrödinger

El entendimiento de la propagación de la luz y de los fenómenos físicos que resultan a medida que ésta se propaga por un medio, requiere, además de trabajo experimental, modelos matemáticos que permitan describir lo que físicamente está sucediendo. En este aspecto las simulaciones numéricas de la propagación de la luz en los láseres son una herramienta clave que poco a poco ha ayudado a entender y confirmar (e incluso predecir) el comportamiento de la luz conforme viaja por los diferentes elementos que conforman un láser.

La ecuación no lineal de Schrödinger (Nonlinear Schrödinger Equation, o NLS) es la ecuación básica que gobierna la propagación de los pulsos de luz en las fibras ópticas y tiene la siguiente forma:

$$-i \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 u \quad (2)$$

Esta ecuación se ganó su nombre por la similitud que tiene con la ecuación de Schrödinger de la mecánica cuántica, aunque en realidad es una adaptación de las ecuaciones de Maxwell aplicadas a la propagación de la luz en las fibras mono-modo. La solución de esta ecuación es una forma directa de la forma del pulso observado después de propagarse una distancia z .

Los elementos de la ecuación (2) involucran las variables que son la distancia de propagación (z), el tiempo (t), la representación compleja de la envolvente del campo de luz $u(z, t)$ con la frecuencia óptica promedio y el tiempo de propagación en el marco de referencia del pulso. La magnitud de u , $|u|$, representa la amplitud de la envolvente del pulso. Se debe

tomar en cuenta que u tiene una fase asociada (al ser una cantidad compleja) que es importante al determinar la forma en la que el pulso se propaga.

El primer término al lado derecho de la igualdad describe los efectos de la dispersión cromática, que es la que se encarga de estirar o comprimir el pulso en el tiempo. El segundo término de ese lado de la igualdad corresponde al efecto Kerr de automodulación de fase, incluye la intensidad de la envolvente del pulso multiplicada por el mismo pulso, por lo que este término cambia la forma espectral del pulso (estira, o comprime, el pulso en el dominio de la frecuencia). Esta ecuación tiene la siguiente solución, que se conoce como soliton fundamental.

$$u(z, t) = \text{sech}(t) \exp(i z / 2). \quad (3)$$

El hecho de que el término exponencial de la ecuación (3) (que describe la fase) no sea dependiente del tiempo indica que el soliton fundamental no tiene chirp, y el hecho que su módulo ($\text{sech}(t)$) no depende de z indica que su forma temporal (y en particular su duración) no cambia a medida que se propaga. Esto ocurre porque los términos dispersivos y no lineales de la ecuación no lineal de Schrödinger se equilibran mutuamente.

La ecuación NLS puede modificarse para obtener expresiones que describan la propagación de pulsos ópticos en las que se tomen en cuenta otros mecanismos. Por ejemplo, si se toman en cuenta las pérdidas o ganancias, la ecuación NLS toma la forma:

$$-i \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + |u|^2 u - i \frac{1}{2} \alpha u \quad (4)$$

En donde el valor de α representa el factor de la pérdida ($\alpha < 0$) o la ganancia ($\alpha > 0$) del sistema, note que si las pérdidas están compensadas por la ganancia ($\alpha = 0$) la expresión se convierte en la ecuación NLS (2).

Una observación importante es que la ecuación NLS se expresa mediante la transformación de las cantidades físicas (por ejemplo, conviene recordar que t es un retardo en el marco de referencia del pulso en movimiento: $t = t' - z/v_g$, siendo t' el tiempo del laboratorio), de modo que ese proceso debe tomarse en cuenta. Gordon [22] y Agrawal [13] presentan la aplicación de la ecuación NLS para estudiar la propagación de los pulsos de luz en las fibras ópticas.

Por otra parte, como un láser está compuesto por diferentes elementos, un pulso de luz se propaga a través de éstos, cada uno con propiedades diferentes. En particular, la ecuación (4) se puede completar con términos adicionales que tomen en cuenta el efecto del ancho de banda de ganancia, filtros, modulador, absorbedor saturable, dispersión de tercer orden y superior, efecto Raman, etc. Esto implica que la ecuación ya no permite una resolución analítica exacta, y se requiere un modelo numérico que permita describir las diferentes etapas de la propagación del pulso de luz, implicando la solución de ecuaciones de propagación para cada una de ellas. Además, cuando los sistemas cuentan con elementos sensibles

a la polarización se requiere del uso de modelos vectoriales, por lo que en este caso se debe construir un sistema de ecuaciones acopladas basadas en la ecuación (4).

Además, un modelo más realista debería tomar en cuenta los tiempos de respuesta (o una aproximación de éstos) de los elementos con los que interactúan los pulsos de luz a medida que se propagan, como lo serían los tiempos de respuesta del medio de ganancia y del absorbedor saturable. Sin embargo, tomar en cuenta las consideraciones antes mencionadas, en conjunto con la longitud de algunos láseres (algunos de ~ 10 s o ~ 100 s de metros), vuelve las tareas de simulación muy costosas (computacionalmente hablando), especialmente cuando el pulso de luz presenta una envolvente complicada, tal y como sucede con los pulsos de ruido óptico, que al ser los objetos de estudio en este trabajo se presentarán de manera progresiva en los capítulos posteriores.

2.10. Técnica de mapeo en el dominio del tiempo

Esta técnica consiste en medir un conjunto de formas de onda, ya sea en forma consecutiva o a intervalos de tiempo definidos, y a partir de ellas construir una imagen de intensidades o una superficie en donde puede apreciarse, a través de dicha imagen, la cinemática de los pulsos de luz que estuvieron presentes en la cavidad durante el tiempo de medición. Esta técnica tiene la ventaja de que, una vez capturadas las formas de onda, a éstas se les puede hacer un análisis, o procesamiento de datos avanzado.

Para ilustrar el concepto de esta técnica, en la **Figura 2.6** se muestra el proceso de construcción de una superficie a partir de un conjunto de trazas, en este caso se tomó una medición de un disparo que cubrió la medición de la forma de onda de un pulso de ruido óptico durante 1 ms (892 ciclos), es decir, entre traza y traza transcurrió un tiempo de $\sim 1.12 \mu\text{s}$, que corresponde al periodo del láser. En la **Figura 2.6.a** se muestra el resultado de presentar los datos en caso de capturar una forma de onda del pulso cada $\sim 225 \mu\text{s}$, mientras que en la **Figura 2.6.b** se muestra la gráfica de la superficie construida con todas las trazas capturadas. Con una mayor cantidad de información capturada, o presentada, en el segundo caso, se puede observar mejor la evolución de la forma de onda durante el tiempo (1 ms) de captura. Con la ventaja adicional de que a la información capturada en el segundo caso se le puede aplicar un tratamiento de datos avanzado, como lo sería determinar la magnitud del espectro de frecuencia para cada traza y mostrar la “sábana espectral” para observar la evolución del espectro, incluso a esa sábana espectral se le podrían aplicar operadores de superficie, como lo es el gradiente. Además se pueden presentar los datos a manera de una imagen plana y aplicarle algoritmos de procesamiento de imágenes, sólo por mencionar ejemplos de la ventaja de trabajar de esta manera. En la **Figura 2.6.c** se muestra el histograma de amplitudes, que al compararlo con la figura de superficie (**Figura 2.6.b**) se aprecia que las amplitudes cercanas a cero pertenecen al ruido de fondo, mientras que los voltajes superiores a 0.25 pertenecen al perfil del pulso, se incluye detalle escalado en la región entre $\sim 0.09 \text{ V}$ $\sim 0.19 \text{ V}$. Se muestra además el procesamiento de una región de la superficie (que incluye la anomalía) para generar el mapa de contorno de cinco niveles (**Figura 2.6.d**).

En este trabajo se implementó una interfaz entre un ordenador y un osciloscopio de medición de “tiempo real”, o single-shot, que permitió la medición de formas de onda controlada por computadora a una resolución de 1 ns. La técnica nos permitió explotar básicamente dos estrategias de captura:

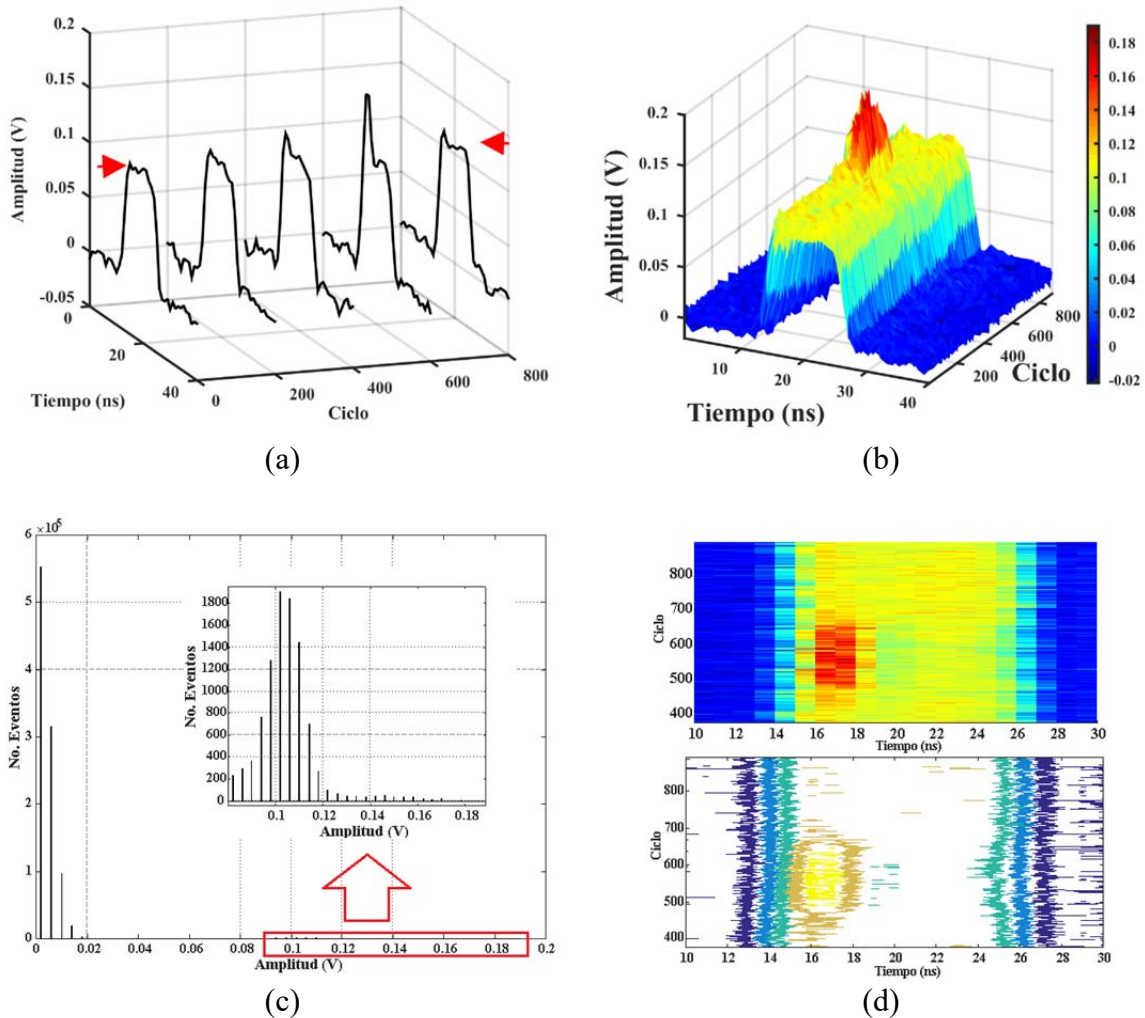


Figura 2.6. El método de mapeo en el dominio del tiempo permite observar un gran cúmulo de formas de onda individuales (a) para estudiarlas en conjunto a modo de imagen plana, o superficie (b). Además permite aplicar métodos avanzados de análisis y procesamiento de datos (ver el histograma de intensidades (c) que incluye la vista amplificada de una región); así como la vista de una región en donde se presenta una anomalía con su mapa de contorno a cinco niveles (d).

1. La primera utilizando la cantidad máxima de puntos que el osciloscopio puede capturar, que es de 1 millón de puntos, correspondiente a 1 ms de captura y equivalente a 892 ciclos del láser. De este modo se pudo hacer seguimiento, por ciclo, a la dinámica de la forma de onda del pulso, pudiendo hacer capturas cada ~ 3.4 s.
2. La segunda estrategia de captura consistió en medir ciclos no consecutivos de la forma de onda cada ~ 230 ms (lo que corresponde a ~ 205.000 ciclos).

Las limitaciones en la rapidez de captura de las formas de onda residieron principalmente en el uso de un sistema operativo que no es de tiempo real.

De este modo, se esperaba que al migrar el sistema de captura se puede acceder a una captura de forma de onda cada ~ 100 ms, tal vez menos.

3. Regímenes estacionarios, no tan estacionarios, caóticos y extremos en láseres de fibra de amarre de modos pasivo

Los láseres de fibra de amarre de modos pasivo tienen la capacidad de entregar energía en forma pulsada, es decir, en forma de destellos de luz, con propiedades especiales. En este capítulo se presentan en forma breve los conceptos importantes acerca de los pulsos de luz, con especial atención a los solitones, sus dinámicas e interacciones, que arrojan pistas para entender los resultados experimentales presentados en este trabajo. Se han publicado trabajos que ofrecen un buen panorama acerca del tema [23] [24], así como un tratamiento profundo acerca de los conceptos presentados, y más, acerca de los solitones, sus modelos matemáticos, y sus interacciones [13] [22] [25]. Es importante hacer notar que la bibliografía presentada sólo es una pequeña muestra de la vasta cantidad de trabajos publicados, sin embargo, aún hay mucho por hacer.

3.1. Solitones conservativos

El concepto de soliton fue introducido (1965) por Zabusky y Kruskal para referirse a soluciones localizadas de sistemas no lineales integrables. Estas soluciones tienen la característica especial de que mantienen sus propiedades después de interactuar unas con otras, aún al interactuar con ondas de radiación.

En óptica, el soliton convencional (de orden 1) es un tipo especial de pulso de luz que puede propagarse sin distorsión a través de largas distancias [13]. Esto es posible debido a que los efectos dispersivos se encuentran equilibrados por efectos no lineales (efecto Kerr). A este tipo de pulsos también se les conoce como solitones conservativos porque, en esencia, los procesos de intercambio de energía entre el pulso y su medio de propagación no son esenciales a la existencia de esos objetos, que fundamentalmente deben su existencia al balance entre la dispersión y el efecto Kerr, dos efectos conservativos. Cuando el concepto se aplica a sistemas complejos, en particular con una fuerte componente disipativa (perdidas, amplificación, filtros), como las cavidades de los láseres de fibra, se habla del soliton “promedio” (por ejemplo, si la cavidad presenta grandes pérdidas y una amplificación importante, la energía de un pulso varía ampliamente durante cada ciclo, así que ya no se trata de un soliton en el sentido estricto, sin embargo se comporta como un soliton en promedio, y sus propiedades no se alteran a lo largo de muchos ciclos).

3.1.1. Solitón de dispersión manipulada (Dispersion-managed soliton)

Los esquemas que hacen uso de esta técnica se conocen como “stretched-pulse fiber lasers” (láseres de pulsos “estirados”). En esta técnica se hace que un pulso se propague a través de

múltiples elementos (secciones de fibra) con dispersión alternante, pero que en promedio tienden a compensarse entre sí. De esta manera, aunque la dispersión por velocidad de grupo (Group Velocity Dispersion, GVD) a nivel local pueda ser grande, el efecto neto acumulado tiende a ser muy bajo [13], permitiendo “equilibrar” el pulso. Este es un ejemplo típico del concepto de soliton promedio.

A medida que el pulso se propaga por las diferentes secciones del láser, la alternancia de secciones con diferentes signos de dispersión provoca que este tenga un efecto de “respiro”, es decir, periódicamente, esta temporalmente estirado y comprimido durante su recorrido en la cavidad, alternando valores de chirp positivo y negativo. Este pulso evoluciona periódicamente a lo largo de la cavidad de modo que si se pudiera observar su forma de onda en cualquier posición en la cavidad, lo que veríamos sería una instantánea del proceso de “respiración” de la forma de onda. Debido a este proceso de respiración, el pulso alcanza su intensidad pico máxima durante su recorrido en la cavidad solamente en los puntos donde su compresión es máxima (transform-limited, chirp nulo), teniendo una intensidad moderada durante la mayor parte del recorrido. Esto permite moderar los efectos no lineales y alcanzar energías de pulsos mayores en comparación con los láseres de solitones tradicionales, sin rompimiento (unos nJ en lugar de ~ 0.1 nJ).

3.1.2. Atrapamiento de solitones

En ocasiones se presentan casos en los que los solitones interactúan entre sí, el fenómeno de atrapamiento de solitones es una muestra de ello (en el marco de solitones conservativos). Se trata de un proceso en el que dos solitones con polarizaciones ortogonales se acoplan entre sí, mientras viajan en una fibra con baja birrefringencia, y a pesar de presentar diferente velocidad de grupo se propagan como una sola unidad. A esta unidad también se le conoce como soliton vectorial con amarre de velocidad de grupo (Group Velocity Locked Vector Soliton, o GVLVS). Los solitones atrapados entre sí presentan desplazamientos de sus frecuencias centrales en direcciones opuestas, este desplazamiento de frecuencia es atribuido a la auto-modulación de fase y la modulación de fase cruzada.

Cuando la birrefringencia de la cavidad es pequeña, las frecuencias centrales de los espectros de los solitones polarizados ortogonalmente tienen poco desplazamiento entre sí, de modo que los espectros de ambos aparecen como uno solo. Pero si la birrefringencia es grande, el desplazamiento de las frecuencias centrales de los espectros de los solitones se hace evidente y puede observarse la firma espectral de este fenómeno, permitiendo la observación de dos pares de bandas laterales de “Kelly” en el espectro del soliton vectorial, un para por cada espectro individual, como puede observarse en la [Figura 3.1](#) [26], en donde se muestra la combinación de los espectros de los solitones mediante una línea continua (Before polarizer), así como los espectros ortogonales filtrados (After polarizer) a 0° y 90° mediante líneas punteadas.

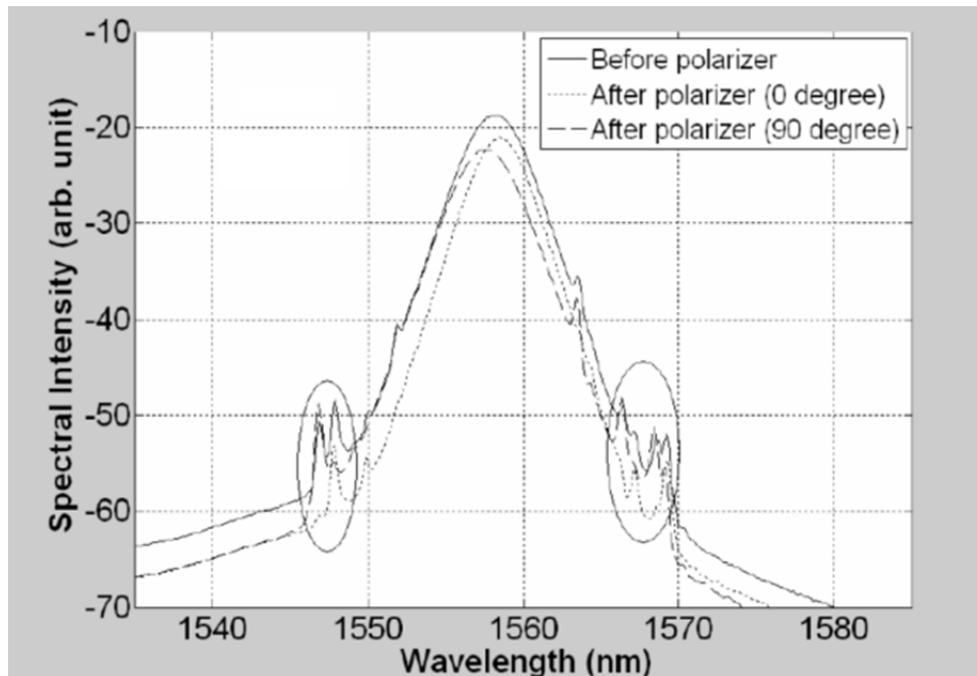


Figura 3.1. Fenómeno de atrapamiento en un soliton vectorial [26].

3.2. Solitones disipativos

Los solitones disipativos son pulsos que se mantienen mediante un balance que no solo involucra a los efectos conservativos (dispersivos y no lineales), sino también el intercambio de energía con el medio. Este concepto se originó a partir de plantear que la existencia de ondas solitarias puede existir en sistemas no-integrables y no conservativos; dicho concepto es un pilar para entender las dinámicas complejas de los pulsos de luz.

Las diferencias esenciales entre los solitones convencionales y disipativos se listan a continuación:

- El soliton convencional existe gracias al balance entre los efectos no lineales y la dispersión mientras que el soliton disipativo requiere, además de los efectos anteriores, de la intervención de las ganancias y las pérdidas del sistema.
- Desde el punto de vista de la solución de su ecuación de propagación, para un soliton conservativo usualmente se obtiene un número infinito de soluciones, y suele depender de sus condiciones iniciales; mientras que para el caso del sistema disipativo se obtiene una solución fija, en función de su conjunto de parámetros.
- Al intercambiar energía con el medio, los solitones disipativos presentan etapas, o regiones, de extracción de energía de un medio, así como otra etapa en la que entregan energía a este último. De manera que internamente, el soliton debe redistribuir su energía de alguna manera, lo que implica variaciones en la fase del soliton. Este

proceso no sucede con los solitones convencionales.

La **Figura 3.2** [27] muestra, a través de una imagen conceptual, las diferencias esenciales entre los solitones convencionales y los solitones disipativos. Mientras que un soliton convencional puede representar una familia de soluciones en las que las no linealidades y los efectos dispersivos están compensados (izquierda), en el caso de los solitones disipativos (derecha) se debe considerar, además de lo anterior, el equilibrio en el intercambio de energía entre el pulso (sistema) y su medio de propagación.

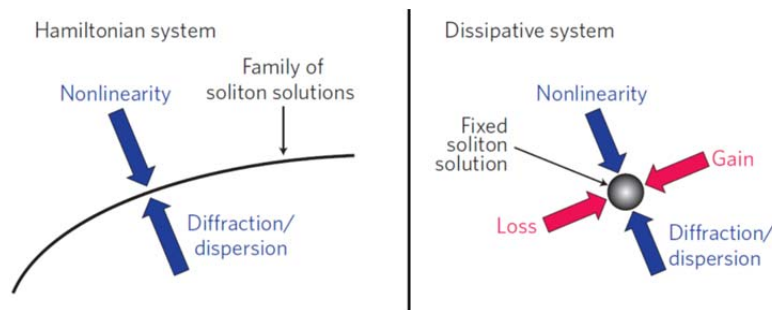


Figura 3.2. Representación conceptual de la diferencia entre los sistemas conservativos y disipativos [27]. Mientras que en los solitones convencionales (conservativos) sólo se toma en cuenta el equilibrio entre las no linealidades y la dispersión, en los solitones disipativos debe tomarse en cuenta, además, el balance en el intercambio de energía entre el soliton y el medio en el cual se propaga.

Las características del soliton disipativo (como la energía, forma de onda, etc.) están definidas por los parámetros de su ecuación, de modo que, mediante la variación de estos parámetros puede explorarse una gran variedad, por ejemplo, de perfiles de un pulso, o de dinámicas multipulso posibles. En general, existe mayor diversidad de tipos de pulsos en el marco de los solitones disipativos.

Además, los parámetros del sistema pueden sintonizarse para que éste opere en un modo semi-estable, entre diferentes regímenes de operación, de manera que la dinámica del sistema sea la que defina el régimen de operación que se encontrará activo en un momento determinado. Como ejemplos de este modo de operación pueden mencionarse los regímenes pulsantes y, pasos más allá, las dinámicas caóticas que pueden llegar a obtenerse gracias a los grados de libertad que los láseres presentan. Los pulsos disipativos se pueden generar en ambos modos de dispersión (normal o anómala).

3.2.1. Láser ANDi (All- Normal Dispersion)

En los láseres de dispersión “completamente normal” (All-Normal Dispersión, ANDi), la dispersión es fuertemente normal y no puede compensar el efecto Kerr; al contrario, los dos efectos se suman, y de no ser compensados en cada ciclo, tenderían a estirar indefinidamente el pulso en el dominio de tiempo. En este caso es un efecto disipativo, inducido por un filtro pasabandas, es el que compensa los efectos dispersivos y no lineal Kerr (en ciertos

casos, la cavidad no contiene un filtro físico, y el ancho de banda limitado de la ganancia juega este papel). Debido a la acción combinada de la dispersión y del efecto Kerr, el pulso presenta un chirp lineal importante; por lo tanto, el filtro pasabandas no solo elimina los flancos espectrales sino también los extremos temporales del pulso en cada paso, recortándolo. Hay que notar que no es una compresión conservativa, la energía en los flancos del pulso se pierde y la potencia pico no crece. Las pérdidas ocasionadas son típicamente elevadas ($\sim 80\%$), lo que implica que una fuerte amplificación (una potencia de bombeo importante) se requiere en cada ciclo para compensar estas pérdidas. La duración de los pulsos de salida de este tipo de láseres es típicamente larga (decenas de picosegundos), ya que presentan un chirp lineal muy importante; sin embargo, el pulso puede ser comprimido hasta unos cientos de femtosegundos usando un elemento dispersivo en la salida del láser (típicamente un par de rejillas de bulto). Debido al hecho que este tipo de pulsos está muy chirpeado en la cavidad, se pueden alcanzar energías muy altas sin rompimiento (decenas de nJ) [28].

En la evolución de este tipo de pulsos, el ancho de banda de la ganancia juega un rol crítico. De modo tal que si el ancho de banda de la ganancia es grande los pulsos evolucionan como los pulsos autosimilares (> 30 nm); mientras que cuando este ancho de banda está en el orden de los 10 nm el espectro presenta picos característicos en sus flancos, como se muestra en la [Figura 3.3](#) [29].

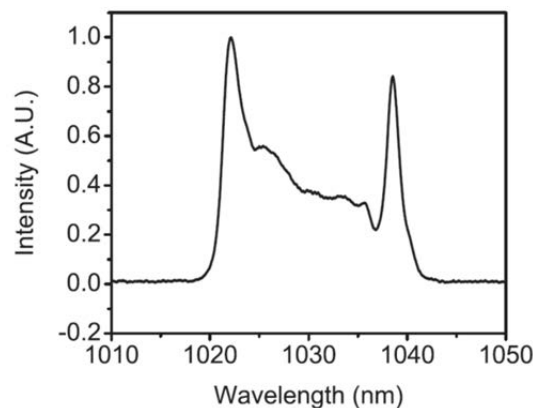


Figura 3.3. Espectro típico de un pulso disipativo generado por un láser ANDi.

3.2.2. Resonancia de soliton disipativo

La resonancia de soliton disipativo (Dissipative Soliton Resonance, DSR) se usa para describir solitones que, para un ajuste preciso de los parámetros del láser, pueden incrementar mucho (en teoría, indefinidamente) su energía sin fragmentarse. Esto implica que en la práctica, para cierta sintonización del sistema, la energía del pulso crece con la energía del bombeo sin romperse [30], debido a que el ancho del pulso crece, pero no su intensidad. Además, hay que tomar en cuenta que los componentes del sistema tienen límites físicos (antes de causarles daño) y que a altas energías los efectos físicos de alto orden son importantes y tienden a afectar el efecto de la resonancia. Una característica importante de este

proceso es que el ancho de banda del pulso no cambia, de manera que los cambios en el perfil del pulso no corresponden con una transición del modo pulsado al modo de onda continua [31].

Para que un pulso aumente grandemente su energía, mediante la DSR, sin fragmentarse o causar daño en los elementos físicos, la amplitud del pulso debe sostenerse en un nivel determinado, así que la energía en el pulso debe acumularse mediante la expansión de su ancho temporal al aumentar la potencia de bombeo. Esto conlleva a que la forma del pulso tienda a ser rectangular, de este modo el pulso puede acumular energía mientras tenga espacio en la cavidad. La **Figura 3.4** es usada para ilustrar este concepto, se puede observar el crecimiento temporal del pulso mientras acumula energía; $|\psi|$ es la magnitud del campo eléctrico. En este régimen, energías por pulso del orden de 100 nJ o mayores son potencialmente alcanzables.

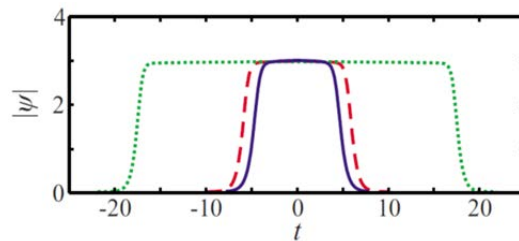


Figura 3.4. Concepto DSR . El pulso almacena energía aumentando su duración temporal y manteniendo su amplitud [31].

3.2.3. Balas disipativas de luz

Este concepto se refiere a un soliton con buen confinamiento en las tres dimensiones espaciales y bien localizado temporalmente. Se logra mediante el balance entre los procesos de enfocamiento y el agrandamiento (spreading) por la dispersión cromática, así como la compensación de la difracción angular, a medida que el pulso se propaga en un medio homogéneo. En la **Figura 3.5** se ilustra este concepto, vale la pena hacer notar que este tipo de solitones son pulsos que viajan sin sufrir los efectos de deformación provocados por la dispersión, la difracción o la atenuación, de manera que puede decirse que son los pulsos que pueden propagarse en la forma más perfecta, cuando se trata de mantener sus propiedades.

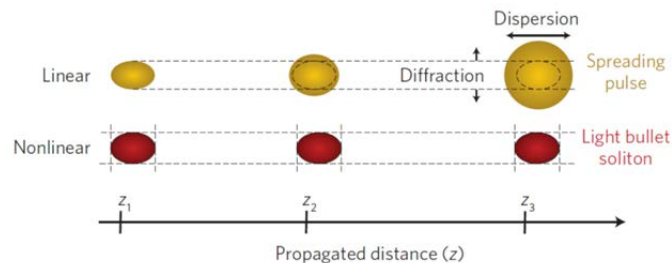


Figura 3.5. El concepto de balas de luz se refiere a pulsos que mantienen su forma a nivel tridimensional, es decir, mantienen su intensidad, no presentan dispersión y su difracción está compensada [27].

3.2.4. Pulsos autosimilares

Los pulsos autosimilares, o similaritones, son pulsos que se pueden expandir “por siempre” conservando su perfil (parabólico) en un amplificador [32]. En una cavidad resonante, sin embargo, para obtener un pulso en régimen estacionario, esta expansión debe ser compensada (dispersión, filtro óptico). Estos pulsos se forman cuando la contribución de la dispersión, la ganancia y las no linealidades en un amplificador de fibra alcanzan una potencia tal, que la forma del pulso tiende a una misma forma de onda a medida que es amplificado. Una vez generado uno de estos pulsos puede someterse a un proceso de reconfiguración en una fibra anómala pasiva. El cambio de dinámica de similariton a soliton se hace mediante el filtrado espectral para truncar el pulso (temporal y espectralmente) que sale de la fibra activa.

La lista anterior de solitones disipativos no es exhaustiva, Aparte de los descritos arriba, existen otros, se pueden mencionar por ejemplo los solitones “espinosos” (spiny solitons) [33], que llevan particular conexión con los pulsos de ruido. Al ser el soliton disipativo un marco más amplio que el conservativo, es probable que la lista se vaya incrementando más con el tiempo y los nuevos descubrimientos.

3.3. Dinámicas de solitones

Los regímenes pulsados más estudiados son aquellos en los cuales los pulsos se repiten de forma casi idéntica ciclo tras ciclo, formando en la salida del láser un tren periódico. Sin embargo, también existen modos de operación de los láseres en los que los pulsos individuales presentan características dinámicas especiales, o más aún, cuando se encuentran varios pulsos viajando en la cavidad pueden presentarse situaciones que, en función de su nivel de ordenamiento, pueden clasificarse como regímenes desde estacionarios hasta caóticos.

Entre los regímenes en los que existe un solo pulso en la cavidad se encuentran los solitones pulsantes, o explosiones de solitones, entre otros. Por otra parte, en los regímenes multipulso se pueden encontrar regímenes con diferentes niveles de estabilidad, entre los regímenes considerados estacionarios se encuentran el amarre de modos armónico y las moléculas de solitones. Mientras que entre los regímenes no estacionarios se encuentran, por ejemplo, regímenes como la lluvia de solitones. Estos regímenes son el resultado de las interacciones entre los pulsos, que pueden ser directas o a través de mediadores (como las componentes de onda continua y las ondas dispersivas, u ondas acústicas, dinámica de ganancia etc.) presentes en la cavidad.

3.3.1. Solitones pulsantes

A medida que un pulso se propaga por una cavidad láser interactúa con los diferentes elementos de la cavidad, de manera que el pulso sufre modificaciones a medida que se propa-

ga por los diferentes elementos presentes en el sistema. Si se hace una medición del pulso, en una posición determinada en la cavidad, al tener un casi idéntico conjunto de parámetros en cada vuelta se obtiene prácticamente el mismo pulso en régimen. Sin embargo, a más largo plazo (a escala de varios ciclos), el perfil del pulso puede variar periódicamente (con un periodo que no tiene nada que ver con el periodo de la cavidad, ya que es más largo y corresponde a varios ciclos). Éstas últimas pulsaciones suelen encontrarse (en el espacio de parámetros) cercanas a la frontera entre los regímenes estacionario e inestable de no degradación de pulsos. También pueden encontrarse combinaciones de eventos pulsantes de corto y largo tiempo, así como presentar comportamiento caótico en el que, aunque la evolución del perfil de pulso nunca se repite en forma exacta, el pulso permanece localizado.

3.3.2. Explosiones de solitones

Se considera que la explosión de un soliton sucede cuando la estructura de un soliton colapsa repentinamente, pero al poco tiempo el soliton recupera su forma. Este es un proceso en el que un pulso es prácticamente destruido, y a pesar de ello tiende a reconstituirse y recuperar su forma original. La [Figura 3.6](#) muestra imágenes formadas por 70 trazas espectrales consecutivas de pulsos medidos ciclo a ciclo, (la intensidad se indica por el tono de color), en el primer caso [Figura 3.6.a](#) se muestra la evolución del espectro de un pulso estable, mientras que en el segundo caso [Figura 3.6.b](#) se pueden observar las trazas en donde el pulso sufrió de explosiones, que es en donde la imagen presenta cambios repentinos en el ancho de banda (alrededor de las trazas 12, 27 y 48) y que se manifestaron al incrementar la potencia de bombeo del láser (de 80 mW a 97 mW) [34]. Estas explosiones solo afectan al pulso durante un número limitado de ciclos; el resto del tiempo, se observan secuencias estacionarias parecidas a la [Figura 3.6.a](#). De nuevo, se trata de un régimen cerca de la frontera de los regímenes estacionarios.

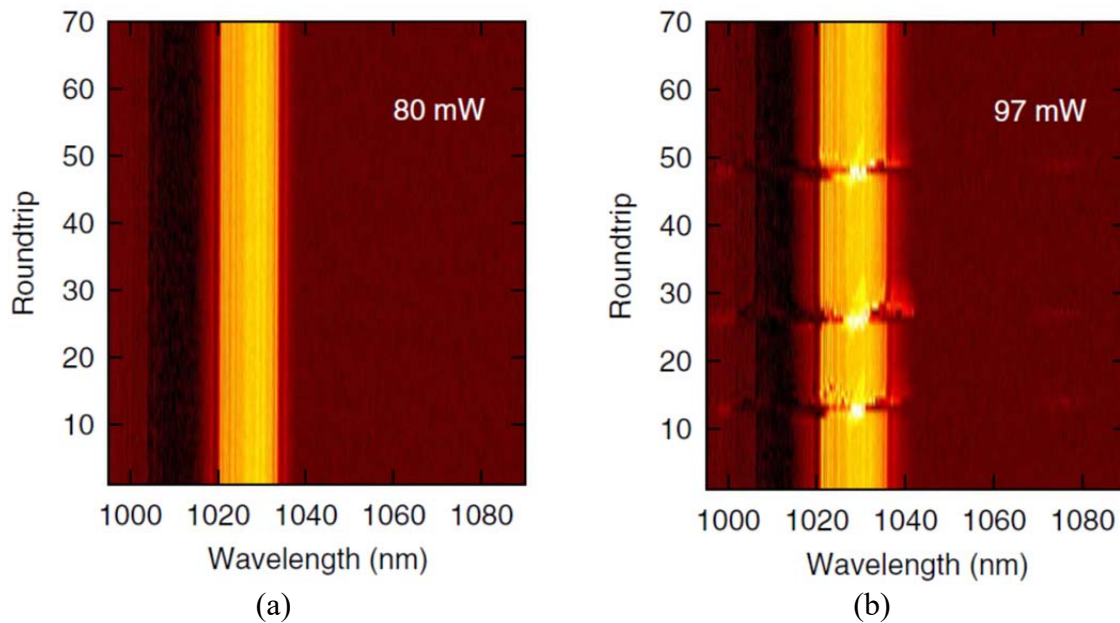


Figura 3.6. Fenómeno de explosión de solitones. Se muestran las imágenes formadas por 70 trazas consecutivas de un pulso estable (a), y de un pulso que presenta el proceso de explosiones [34].

3.4. Interacciones entre solitones

Cuando un láser opera en régimen multipulsos, los diversos solitones que se encuentran presentes en la cavidad ejercen fuerzas entre sí. Las fuerzas entre un par de solitones dependen de la distancia que los separa, así como de la fase relativa entre ellos [35]. Estas fuerzas deben tomarse en cuenta en los modelos de las dinámicas multipulso, y más aún, cuando en el régimen ocurren las colisiones de solitones. Además de la interacción directa entre solitones, existen otros dos tipos de interacción fuerte que están mediadas por componentes de onda continua (con diferentes grados de estabilidad) y por las ondas dispersivas [36], ondas acústicas (electrostricción), dinámica de ganancia, etc.

3.4.1. Colisiones de solitones

Cuando en un régimen multipulso, un pulso (o varios pulsos acoplados) presentan una rapidez diferente a la de otros pulsos, entonces eventualmente se presentará el fenómeno de choque de solitones. Mientras que los solitones convencionales pueden chocar entre sí o interactuar con campos electromagnéticos sin perder sus propiedades (por lo que no pueden formarse enlaces entre solitones) los solitones disipativos tienen un comportamiento diferente. Éstos pueden generar moléculas de solitones, una característica importante de los solitones que conforman un par es que sus fases están en cuadratura, por lo que la velocidad de grupo del par es distinta a la velocidad de grupo de los solitones independientes, esto conlleva a que cuando en una cavidad está presente una molécula de solitones coexistiendo con solitones libres, en algún momento se presentará una colisión entre éstos.

A este respecto ya se han hecho estudios teóricos y experimentales [25] [37] que arrojan resultados impresionantes. Por ejemplo, entre los estudios de la colisión de una molécula (con dos solitones), con un soliton libre se han encontrado diferentes casos como resultado de la colisión. La [Figura 3.7](#) muestra dos de los diferentes casos que se han encontrado, como lo es que el choque provoque la sustitución de un soliton en la molécula [Figura 3.7.a](#), o la formación de una molécula más compleja mediante la unión de un soliton libre con una molécula formada por dos solitones ([Figura 3.7.b](#)).

3.4.2. Molécula de solitones

Las moléculas de solitones son estructuras de varios solitones que pueden ser estacionarias y cuya energía es proporcional al número de solitones que pertenecen a la molécula [27].

De forma análoga a las moléculas conformadas por materia, las moléculas de solitones pueden formarse por la interacción de solitones que se encuentran, inicialmente, separados. De igual modo, la formación de una de estas moléculas requiere de energía de enlace, justificando que la cantidad de energía de una molécula de solitones es ligeramente distinta (inferior) a la cantidad de energía de los solitones independientes.

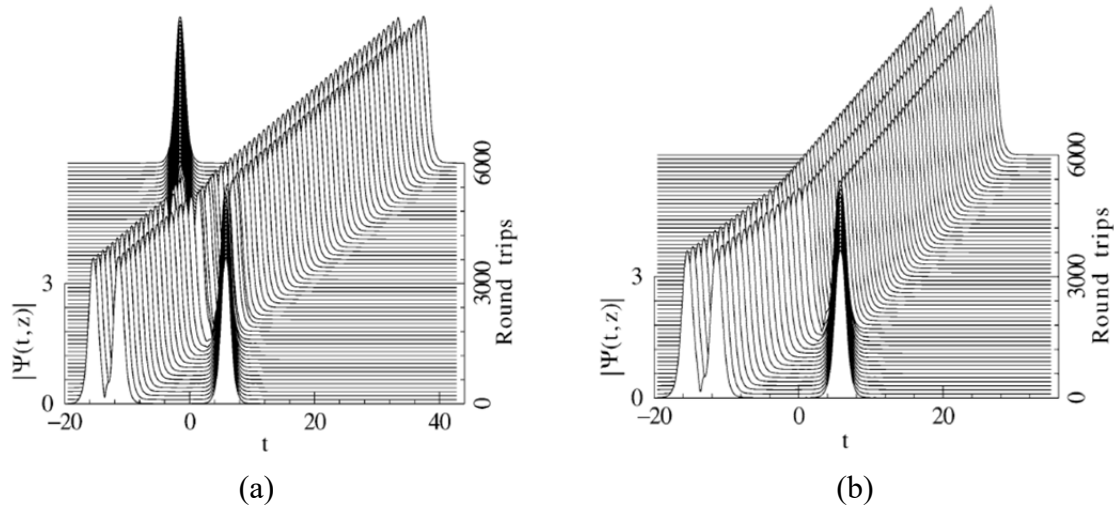


Figura 3.7. Simulación de la colisión de solitones. Se muestra el reemplazo del soliton en una molécula (a) y la unión de un soliton a una molécula (b) [25].

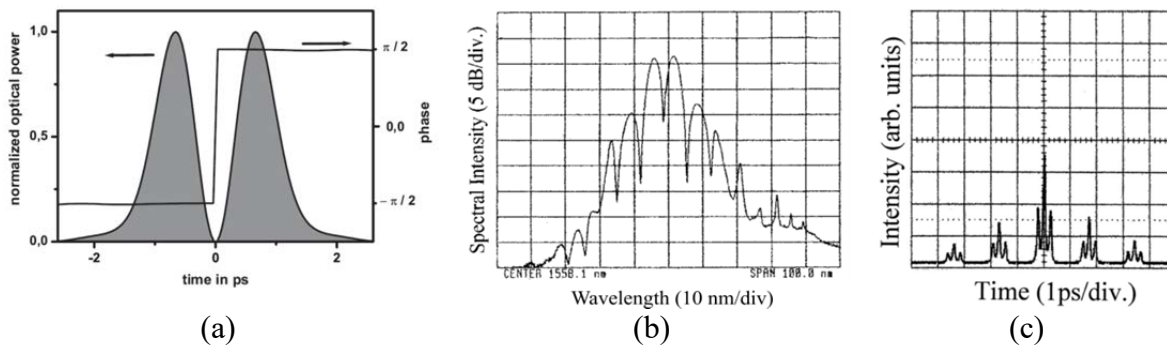


Figura 3.8. (a) Concepto de molécula de solitones [38]; (b) espectro de una molécula, obtenido experimentalmente [39]; (c) traza de autocorrelación típica, en el rango mostrado se aprecian tres pares (moléculas) de solitones [39].

Los pares de solitones representan uno de los pilares de las dinámicas colectivas de los solitones disipativos [27], ya que son un emblema de su interacción, y su concepto contribuye en el marco para comprender regímenes de pulsos múltiples, especialmente la aglomeración de pulsos [27]. La caracterización de las moléculas de solitones se hace mediante las franjas espectrales y la traza de autocorrelación óptica.

La **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia..**a muestra el concepto de la molécula de solitones en la que la estructura es descrita como una entidad compuesta por dos solitones brillantes enlazados por un soliton oscuro [40] [41]. Una característica importante es que los dos solitones brillantes mantienen una distancia fija entre sí y tienen fases opuestas [38]. Otra característica importante en la dinámica de los pulsos que conforman la molécula es que los pulsos brillantes se repelen cuando están relativamente cerca entre sí, mientras que cuando están relativamente separados tienden a atraerse hasta recuperar su distancia de

equilibrio, tal y como sucede cuando los átomos de una molécula diatómica se encuentran enlazados entre sí. Se muestra además el espectro de una molécula de solitones (**¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**b), puede notarse su modulación debida a la proximidad temporal de los solitones. La simetría del espectro alrededor de la frecuencia central muestra que la diferencia de fase entre los solitones está cercana a π , confirmando la condición de anti-fase [38]. Finalmente se muestra una traza de autocorrelación en la que se aprecian tres moléculas de dos solitones cada una (**¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**c).

Las moléculas de solitones pueden presentar vibraciones [42], o en situaciones más complejas tener isomerización (isómeros de solitones), en el que, mediante colisiones entre uno o más solitones [43], independientes, contra una molécula de solitones, dos o más solitones cambian de lugar o la estructura cambia de conformación. El caso más general de éste comportamiento de los solitones se obtiene con los solitones enlazados caóticamente.

3.4.3. Estructuras de solitones

Además de los sistemas moleculares complejos, como los isómeros de solitones se han encontrado macro-estructuras de solitones. En base al nivel de ordenamiento de los solitones en estas macro-estructuras, éstos regímenes pueden clasificarse según su analogía con los estados de la materia, como lo son los regímenes de gas, líquido y sólido (con diferentes fases cristalinas) de solitones [44]. Cada una de estas fases presenta un comportamiento espacial característico de los pulsos, así como sus propias firmas espectrales y trazas de auto-correlación particulares. Como se observa en la **Figura 3.9**, en donde se presentan las firmas de los regímenes de los solitones en estado gaseoso (**Figura 3.9.a-c**) y en estado cristalino (**Figura 3.9.d-f**). En el gas de solitones se observa que los solitones se dispersan a lo largo del periodo de la cavidad, mientras que en el estado cristalino se observan paquetes de pulsos altamente estructurados (se muestra un detalle de la duración temporal del cristal, unos ~ 10 ns), además de mostrar cristales con la misma forma temporal. Los espectros muestran claras diferencias, mientras que el espectro del gas no presenta modulación definida, el espectro del cristal de solitones muestra una fuerte modulación. Finalmente, la diferencia en las trazas de autocorrelación es notable, ya que mientras el gas no refleja una estructura definida al no mostrar picos de intercorrelación, la traza del cristal de solitones presenta picos de intercorrelación bien definidos, lo que confirma que la estructura del cristal está bien definida.

Además de las estructuras de solitones que se comportan en forma semejante a los estados de la materia, desde el punto de vista de los ordenamientos atómicos o moleculares, se han encontrado comportamientos que tienen una elevada analogía con los fenómenos físicos macroscópicos.

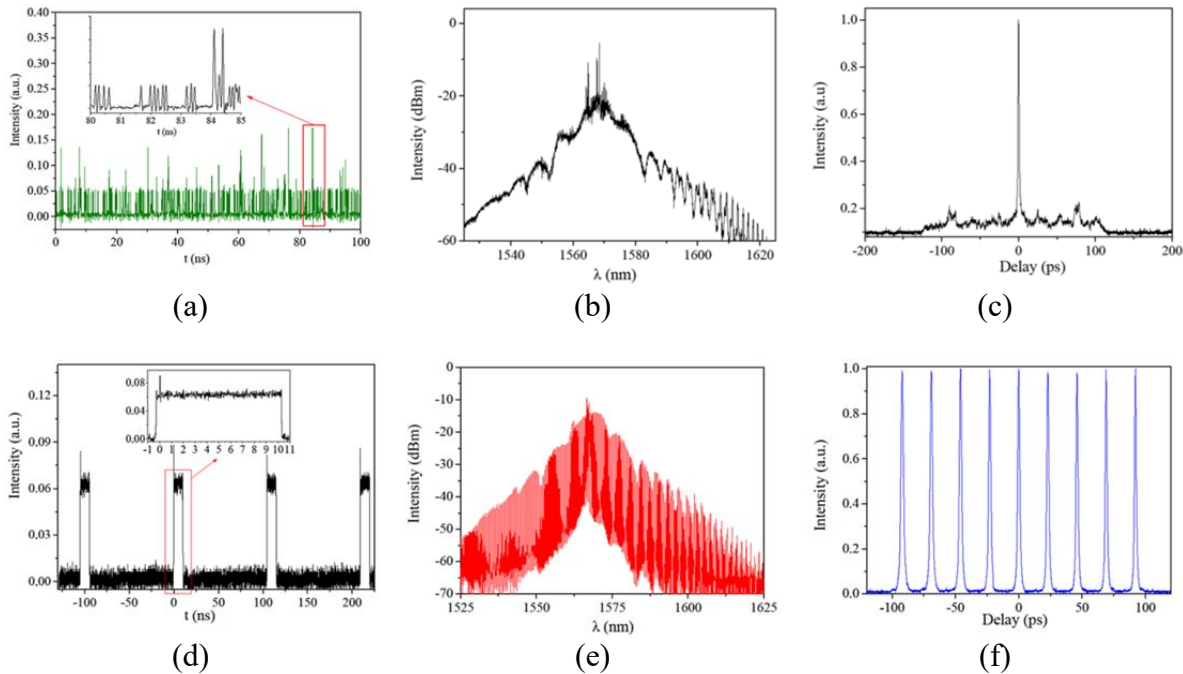


Figura 3.9. Se han encontrado estructuras de solitones similares a los estados de la materia [44]. Se muestra la distribución temporal (a,d), así como los espectros (b,e) y trazas de autocorrelación (c,f) de los regímenes de gas de solitones (a-c) y cristal de solitones (d-f).

3.4.4. Lluvia de solitones

La lluvia de solitones es una dinámica impresionante que ilustra la auto-organización de la luz en la cavidad [45] y que presenta una fuerte analogía con un fenómeno macroscópico. En este régimen se forman numerosos pulsos que emergen del ruido de la radiación de fondo y se desplazan hasta el pulso (en este caso paquete) principal, que es un agregado de solitones análogo a una fase condensada de materia, para fusionarse con ella.

El nombre de esta dinámica surge de su analogía con el ciclo del agua. El paquete de solitones, que representa la fase condensada emite radiación que se adelanta en la posición del paquete principal. La radiación emitida se superpone con modos de onda pre-existentes en la cavidad e interactúa con el ruido de la radiación de fondo. Posteriormente, en posiciones aleatorias de la cavidad se dan condiciones en las que se forman nuevos pulsos en forma espontánea (a partir de las fluctuaciones de la radiación de fondo), como se observa en la [Figura 3.10.a](#), una vez formado un pulso, este se mueve a velocidad constante en dirección del paquete de solitones que representa la fase condensada y se fusiona con él, como lo hacen las gotas de agua al llover, como se muestra en la [Figura 3.10.b](#).

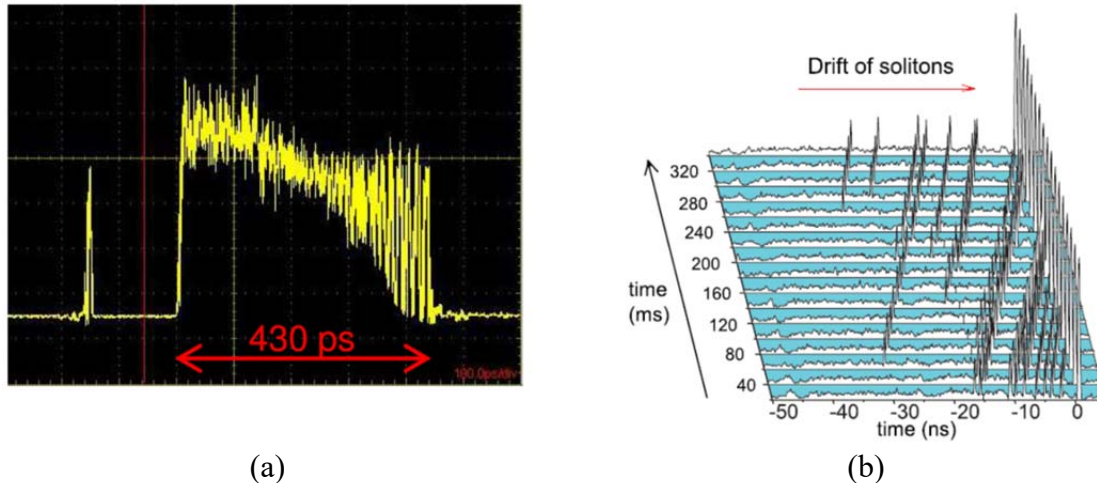


Figura 3.10. Lluvia de solitones. A la izquierda se muestra el detalle de una “gota” y del paquete principal [45]. A la derecha se muestra el proceso de viaje y fusión de los solitones (gotas) con la fase condensada (paquete con mayor amplitud) [46].

Una vez que este régimen se presenta, el flujo de solitones puede controlarse mediante la sintonización de la cavidad, además se ha demostrado que la inyección de una onda continua puede usarse para controlar esta dinámica [45], además de haberse reportado información complementaria del fenómeno, como lo es la lluvia de solitones armónica y el proceso inverso de la evaporación de la fase condensada [46].

3.5. Pulsos de ruido

En las secciones anteriores se presentaron pulsos ópticos que se caracterizan por ser coherentes y estables, sin embargo existe un régimen de operación de los láseres en el que generan un tipo de pulso conocido como pulso de ruido. Los pulsos de ruido son paquetes de miles (o millones) de pulsos ultracortos, cada uno con amplitud aleatoria que a su vez conforman un pulso con duración y amplitud variante que presenta características especiales.

Este régimen de operación de los láseres de fibra puede manifestarse por diferentes combinaciones de efectos físicos, y parece ser independiente del tipo de cavidad. Como el estudio de este tipo de entidades es el tema central de este trabajo, en el siguiente capítulo se presenta una perspectiva más amplia acerca de éstos pulsos y sus aplicaciones.

3.6. Eventos ópticos gigantes

Las ondas ópticas gigantes son un concepto que se migró de la oceanografía a la óptica [47], se trata de ondas raras que aparecen inesperadamente y sobrepasan, por mucho, el tamaño de las ondas promedio de la región en la que se encuentran. Esto las convierte en

eventos con un potencial altamente destructivo.

En óptica, los eventos gigantes fueron descubiertos y estudiados por primera vez hace menos de 10 años en fibras ópticas, en el marco de la propagación de solitones y generación de supercontinuo [47]. Desde entonces, la actividad en el tema se expandió y se encontraron eventos gigantes en diferentes sistemas de fibra y otros, en particular en láseres de fibra, incluyendo los de amarre de modos pasivo (en regímenes de solitones múltiples y de pulsos de ruido, en particular). Los láseres en los que se generan eventos ópticos gigantes pueden convertirse en el banco de trabajo (de laboratorio) en donde pueden estudiarse éstos fenómenos. Posteriormente este conocimiento puede exportarse a otros campos en donde se presentan fenómenos semejantes, como la oceanografía. Sin embargo es importante hacer notar que, al menos en óptica, el hecho de no observar eventos gigantes en la evolución de un fenómeno puede deberse a que la resolución temporal del sistema de medición es insuficiente.

Aunque los principios físicos que los forman aún no están bien comprendidos, lo interesante en este tipo de pulsos es que su perfil temporal es un claro indicio de que contienen componentes de muy alta frecuencia (comparadas con las componentes de frecuencia del promedio de las ondas circundantes), y al igual que en la oceanografía, pueden modelarse usando la ecuación no lineal de Schrödinger generalizada. Aunque aún deben hacerse consideraciones en lo que se refiere a las condiciones iniciales. Por ejemplo, incluir entre otros parámetros, pequeñas perturbaciones por ruido en los procesos de simulación [47].

A continuación se lista una serie de indicadores de que, en una muestra de fenómenos ondulatorios, existen eventos que potencialmente pueden reconocerse como gigantes:

- La distribución estadística de las ondas en el medio en el que se encuentran presenta una forma de "L". Es decir, hacia valores elevados de la amplitud, la probabilidad de encontrar eventos no decae tan rápidamente como en las distribuciones habituales (como por ejemplo, la Gaussiana).
- Algunas ondas muy grandes, comparadas con las demás ondas entre las que esta onda se encuentra, surgen de manera (aparentemente) impredecible y se propagan sin ensancharse antes de desaparecer inesperadamente.
- Se presentan eventos que cumplen con el criterio de que su amplitud es al menos el doble de la altura de onda significativa (Significant Wave Height, SWH). La SHW se define como la amplitud promedio del tercio más alto de las amplitudes de las ondas [48].

En la [Figura 3.11](#) se muestra la medición de alrededor de 15000 pulsos ópticos (a); al observar su distribución estadística (b) se nota claramente que presenta una forma de "L", por lo que se evidencia la presencia de eventos ópticos gigantes. Se incluye una superficie Tiempo-Longitud de onda-Intensidad, que permite visualizar la evolución del evento óptico gigante. La proyección de la superficie sobre el plano "Longitud de onda – Intensidad" refleja la evolución de las componentes de frecuencia, mientras que la proyección de la superficie en el plano "Tiempo-Intensidad" muestra la manera en que el evento describe un "muro de

luz”.

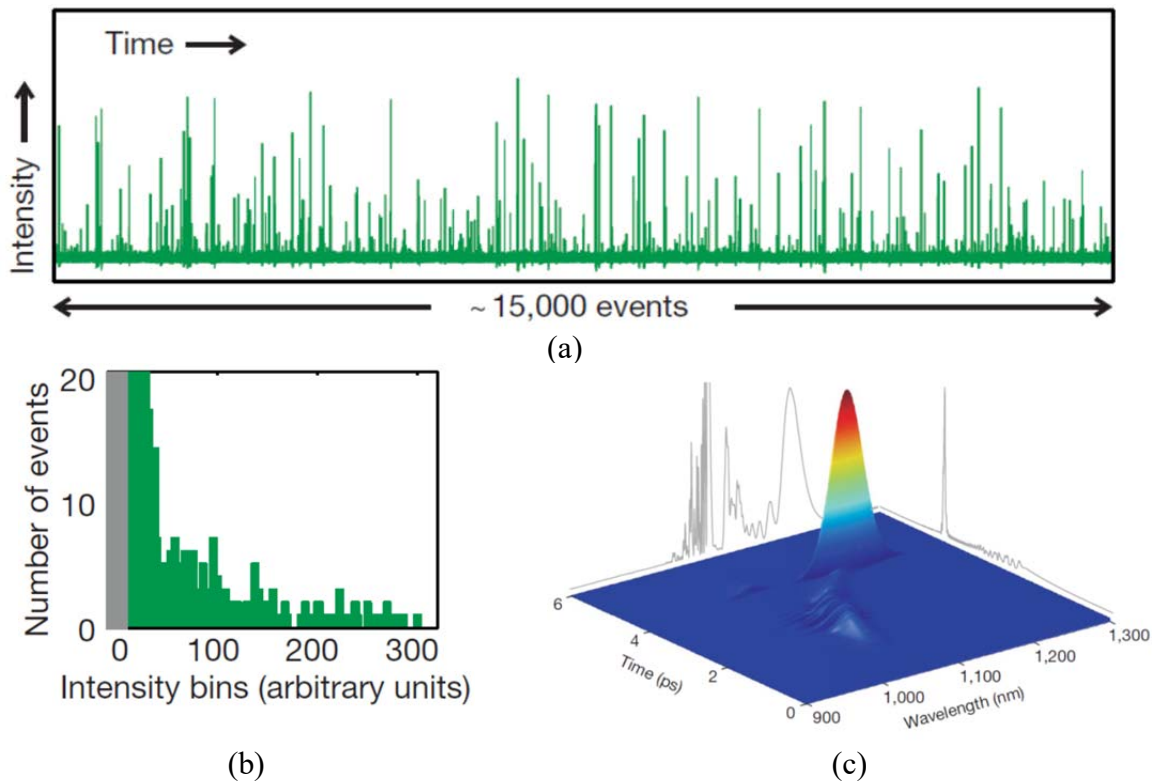


Figura 3.11. Si se lleva el registro de un gran número de pulsos ópticos (a) y su análisis estadístico muestra una distribución en forma de “L” (b), entonces se dice que se encuentran presentes eventos ópticos gigantes (c) [47].

Entre los mecanismos de formación de los eventos gigantes están los fenómenos no lineales debido a que éstos son muy sensibles a las condiciones iniciales [47]. Entre los fenómenos importantes involucrados se toman en cuenta, entre otros, la dispersión, la no linealidad Kerr, inestabilidad de modulación y la respuesta Raman (vibracional). Sin olvidar la importancia en cavidades láser de los efectos disipativos (“dissipative” rogue waves). A este respecto se ha encontrado que estos elementos, en conjunto con las perturbaciones por ruido, se encuentran presentes cuando un láser opera en el modo de generación de pulsos espinosos (Spiny solitons [33]) y pulsos de ruido óptico [48] [49]. También se encontraron eventos gigantes en las colisiones en un régimen de solitones múltiples, en un paquete de solitones en movimiento caótico [50].

3.7. El espacio de los solitones disipativos

Los diferentes componentes de los láseres de fibra óptica, así como los parámetros que pueden ajustarse en cada uno de ellos, ofrecen un universo de modos de operación importante por explorar para la generación y estudio de los solitones disipativos y sus dinámicas.

Esto significa una gran riqueza de configuraciones que permite la obtención de pulsos con diferentes características y dinámicas para su estudio. En general el estudio de este tipo de solitones, especialmente los casos que presentan mayor estabilidad, es accesible mediante el uso de herramientas de medición estándar. Sin embargo, como se verá más adelante, en cuanto se inicia el estudio de paquetes de solitones (y su comportamiento interno) se requiere del uso de herramientas basadas en la estadística y en los conceptos de sistemas disipativos no lineales para estudiarlos; también puede requerirse la captura de un gran número de formas de onda con el objeto de visualizar su evolución en la cavidad, especialmente en el caso de los regímenes con pulsos múltiples dispersos, que además interactúan entre sí, tal y como en el caso de la lluvia de solitones, las moléculas de éstos, o el estudio de la evolución de los eventos gigantes (como en los “Spiny Solitons”). Y dando un paso más allá, como se verá en los siguientes capítulos, el estudio y caracterización de los NLPs requiere del uso de los conceptos de los solitones disipativos en conjunto con las herramientas estadísticas, así como el uso y desarrollo de técnicas especiales (e ingeniosas) de medición que ayuden a registrar (o inferir) detalles muy finos en los pulsos. Esto debido a que las técnicas de medición estándar no son suficientes. Así, para regímenes no estacionarios (NLP, rogue waves) se tiene la necesidad de metodologías de medición que cubran las siguientes necesidades: 1) hacer mediciones “single-shot” (y no solo promediadas), 2) tener una resolución muy alta para tener acceso a detalles muy finos y 3) poder observar las secuencias de evolución a lo largo de los ciclos.

4. Los pulsos de ruido

La gran flexibilidad que tienen los láseres de fibra óptica ha facilitado su uso en gran cantidad de aplicaciones en la industria, las comunicaciones, medicina y la investigación fundamental [1].

Los láseres de amarre de modos pasivo merecen especial atención porque se pueden diseñar para generar una amplia gama de pulsos ópticos, empezando con los pulsos convencionales, como los solitones conservativos, disipativos, incluyendo entre otros, el régimen de resonancia de soliton disipativo (Dissipative Soliton Resonance, DSR por sus siglas en inglés), para generar pulsos con energía arbitrariamente grande, pulsos autosimilares (similaritones), etc. Además, pueden producir pulsos mucho más complejos, con características especiales, conocidos como pulsos [51] [52] [53], o ráfagas [54] de ruido (NLPs, por Noise-Like Pulses). A estos pulsos también se les conoce como racimos (o cúmulos) de femtosegundos [55], paquetes [56] o pulsos de doble escala [57]. La múltiple nomenclatura que tienen estos pulsos es justificada por su comportamiento extraño, y más aún porque la teoría alrededor de éstos aún no está bien establecida. En este trabajo nos referiremos a uno de estos objetos como pulso de ruido, o NLP (Noise-Like Pulse), por sus siglas en inglés.

Los NLPs tienen propiedades que los hacen muy diferentes a los pulsos convencionales, presentan duraciones en el rango entre los nano- y picosegundos, así como una envolvente que puede sintonizarse en modo relativamente estable. Esto se debe a que estas entidades son en realidad paquetes de pulsos de femtosegundos, con amplitud y duración fluctuantes, que de alguna manera se aglomeran y viajan juntos como una unidad. La naturaleza aleatoria de estos componentes provoca una dinámica interna en el paquete de modo tal, que su estructura interna cambia a medida que se propaga, fenómeno que a su vez se ve reflejado en la envolvente del pulso.

Los principios físicos que ayudan a explicar el por qué un paquete de miles, o millones, de pulsos fluctuantes interactúan en forma aparentemente caótica para conformar un paquete globalmente estable aún no están bien comprendidos. En este capítulo se presenta un panorama del trabajo de investigación orientado al entendimiento de estos fenómenos.

4.1. Características y propiedades

Los primeros reportes acerca de los pulsos de ruido en los láseres de fibra en amarre de modos pasivo se presentaron durante los 90's [58]. La aparición del primer estudio de sus características [51] fue el punto de partida para un creciente trabajo de investigación de sus propiedades, ya que son muy diferentes a las de otro tipo de pulsos (como los solitones) que también se generan en láseres en amarre de modos pasivo [59].

Las características distintivas de los NLPs son su espectro óptico ancho y liso, así como una traza de autocorrelación que presenta un pico montado sobre un pedestal [59] [60]. Esta traza de autocorrelación con doble escala (en lugar de una forma simple, por ejemplo, como

en el caso de los solitones), y espectro ancho y liso (típicamente más ancho que el espectro de los solitones y sin sus bandas espectrales laterales, o “Kelly sidebands”) hacen que estos pulsos sean fáciles de reconocer, tal como se observa en la **Figura 4.1**, en donde se muestra un tren de solitones y otro de este tipo de pulsos (**Figura 4.1.a, d**), así como las respectivas formas de sus espectros ópticos (**Figura 4.1.b, e**, note las bandas laterales del espectro en b) y de sus trazas de autocorrelación (**Figura 4.1.c, f**).

A primera vista, estas características estables y lisas de los NLPs (que son estructuras complejas y caóticas) pueden parecer sorprendentes, esto se debe al promediado de las mediciones convencionales, que “borran” todos los detalles finos de los NLPs.

Además de sus características distintivas (adicionales a su espectro ancho y suave [61] [62]) los pulsos de ruido presentan otras propiedades interesantes, como un tiempo de coherencia corto, capacidad de concentrar altas energías directamente en la salida del láser [55] [63] [64] [65] [66] [67] [68], y más (decenas de μJ) cuando el NLP se somete a una etapa de amplificación [59] [69] [70]. Ya se implementó un arreglo experimental prometedor que permite generar NLPs de alta energía y con un ancho de banda muy extenso (300 nJ, 200 nm), con la expectativa de que con el mismo arreglo se puedan alcanzar NLPs con energías de $\sim\mu\text{J}$ [63].

El espectro ancho y suave de los NLPs no sólo es una característica distintiva sino única, ya que el ancho de banda de estos pulsos puede llegar a rebasar los 100 nm [60] [63], lo que los hace bastante atractivos para su uso en la generación de supercontinuo.

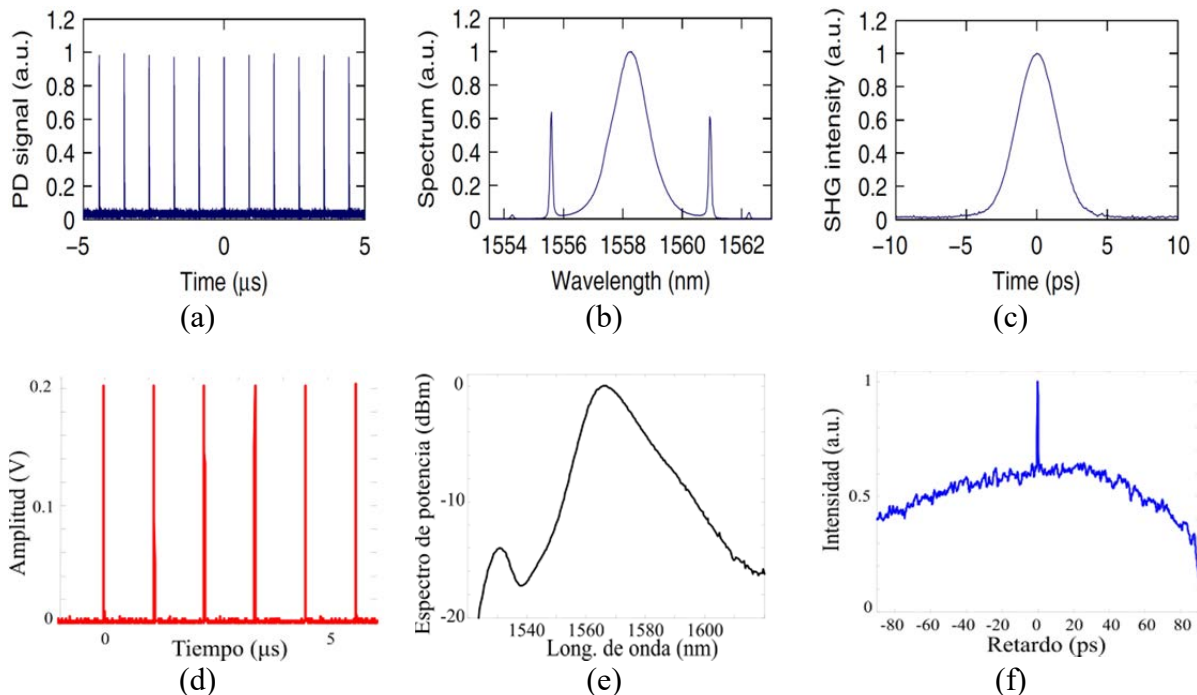


Figura 4.1. Tren de solitones (a), su espectro (b) y su traza de autocorrelación (c) [71]. Tren de NLPs (d), espectro característico (e) y traza de autocorrelación (f).

La traza de autocorrelación de los pulsos de ruido presenta un pico montado sobre un pe-

destal [Figura 4.1.f](#), indicando así que la duración de éstos puede descomponerse en dos escalas de tiempo (la duración del pico y la del pedestal). La duración del pico de la traza es un indicador global, pero importante, acerca de la duración de los sub-pulsos (que conforman el NLP) y que definen el tiempo de coherencia del paquete, que suele ser de unos cuantos cientos de femtosegundos. Mientras que el pedestal nos proporciona información de la duración global del paquete.

Otras propiedades que distinguen a los NLPs de los pulsos convencionales son su baja prestación a la compresión y al estiramiento [72]. Dicha característica se debe esencialmente a su duración grande y a la estructura de los pulsos.

4.2. Aplicaciones

Debido a sus propiedades, los NLPs tienen nichos de aplicación muy diversos, como la metrología [73] [74], generación de supercontinuo [75] [76] [77] [78], micromaquinado [70], conversión no lineal de frecuencia [79] [80] y más [81].

La propiedad que tienen los NLPs de verse poco afectados por la compresión y el estiramiento [72] les hace útiles en aplicaciones en donde la radiación con poca coherencia temporal sea útil, como en la imaginería óptica de alta resolución, ya que los pulsos pueden viajar por la fibra óptica hasta donde sean requeridos, con muy pocas pérdidas de la potencia de resolución del sistema (definida por el tiempo de coherencia del pulso).

Si a su baja afectación por los efectos de dispersión le sumamos lo amplio de su espectro, esta combinación de propiedades los hace idóneos para aplicaciones como la espectroscopía de plasma inducida por láser (LIBS, por Laser-Induced Breakdown Spectroscopy), que es un tipo de espectroscopía por emisión atómica en la que prácticamente no se requiere preparación de la muestra. Si a esta técnica precisa y segura (biológicamente hablando) se le entregan paquetes de pulsos ultracortos del tipo NLPs, el sistema resultante permitiría la implementación de una técnica LIBS más eficiente [55].

En lo referente a los procesos de conversión no lineal de frecuencia, ya se han hecho experimentos comparativos entre los NLPs y los pulsos convencionales, demostrando que la aplicación de los NLPs a estas tareas es una mejor opción [79] [80].

Los NLPs también pueden usarse como banco de trabajo para investigar fenómenos no-lineales novedosos, como las ondas ópticas gigantes [48] [49] [82]. El trabajo experimental sobre los NLPs ha mostrado que éstos tienen conexión con los eventos gigantes. Un evento gigante (u onda gigante) es el concepto de un fenómeno importado de la oceanografía, muy raro, en el que un muro gigantesco de agua se levanta y decae en forma repentina sin explicación aparente. En el caso de la óptica las ondas gigantes son fluctuaciones extremas de intensidad que ocurren en forma inesperada como eventos muy intensos y breves en tiempo (esta idea también se extiende conceptualmente a disparos de la energía). En este sentido también se ha relacionado a los NLPs con el régimen de “solitón espinoso” (Spiny soliton), este tipo de soliton disipativo se conforma por una base ancha y estable sobre la cual se

desarrollan fluctuaciones caóticas que, ocasionalmente, dan lugar al surgimiento efímero de un pico de intensidad muy corto e intenso, por lo que también se le ha relacionado con los eventos gigantes [33].

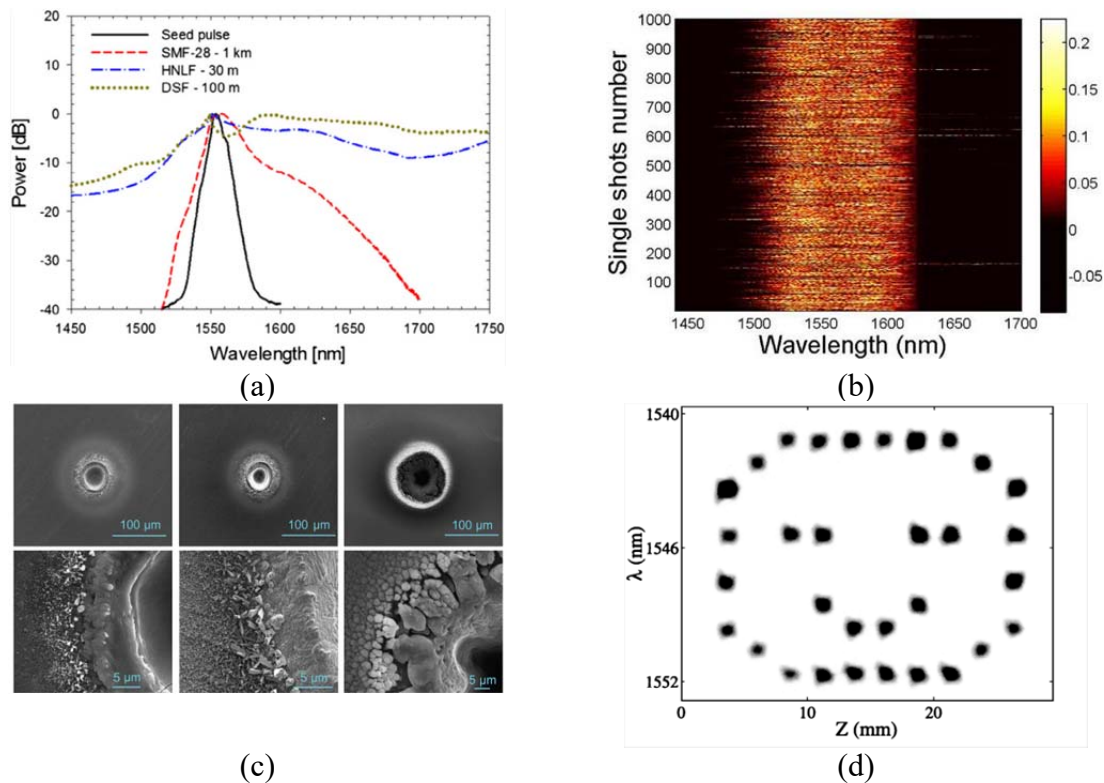


Figura 4.2. (a) Aplicaciones de los NLPs al estudio de generación de supercontinuo [59]; (b) estudio de eventos gigantes [48]; (c) micromaquinado [70] e (d) interferometría de baja coherencia [81].

En la **Figura 4.2** se muestran algunas de las aplicaciones de los NLPs mencionadas. Se presentan los espectros obtenidos después de propagar un NLP (línea negra) en diferentes tipos de fibra en un estudio de generación de supercontinuo [59] (**Figura 4.2.a**). Secuencia de 1000 mediciones de la forma de onda (de un disparo) de pulsos de ruido en donde el ensanchamiento (ocasional) excepcional del espectro permite identificar los casos en los que se presentan eventos gigantes [48] (**Figura 4.2.b**). Resultados de pruebas de ablación de titanio en un proceso de micromaquinado [70] (**Figura 4.2.c**); las muestras, de izquierda a derecha, corresponden a pulsos amplificados de 0.115 ns, 1 ns y 100 ns (en donde los pulsos de 1 ns son del tipo NLP, los pulsos de 100 ns se generaron mediante un láser comercial, y los pulsos de 115 fs mediante un sistema ANDi). Las muestras pertenecen a una exposición del material a una potencia de 3 W durante 0.5 s con cada tipo de pulso. En la muestra de la izquierda se aprecia poca profundidad en la excavación con poco daño térmico, mientras que en la muestra de la derecha se tiene una perforación profunda pero que presenta un mayor daño en la periferia de la excavación en el material. En cambio, en la muestra del centro, en donde el amplificador fue alimentado con NLPs, se tiene una buena profundidad de penetración con pocos daños alrededor de la misma, en este caso el uso de los NLPs tuvo el mejor desempeño al permitir la combinación de una buena profundidad de excavación con daños colaterales reducidos. Se presenta también el resultado de aplicar un método de recu-

peración de datos almacenados en una fibra, para ello se usó interferometría de baja coherencia en la que se usaron NLPs [81] (**Figura 4.2.d**).

4.3. Mecanismos de formación y control

Para usar eficazmente los NLPs en las aplicaciones existentes, así como para desarrollar nuevas tecnologías es conveniente entender los principios físicos de formación y control que los rigen.

Los pulsos de ruido pueden generarse usando los mismos esquemas con los que se generan los pulsos convencionales (solitones), aunque un láser con cavidad más larga tendrá una mayor tendencia a presentar regímenes de operación de NLPs que de solitones, pero ambos tipos de regímenes se pueden observar en un mismo esquema después de una adecuada sintonización, dependiendo de la potencia de bombeo, ajustes de polarización, etc. Para conseguir el amarre de modos algunos esquemas usan absorbedores saturables de diferente naturaleza [59] [83] [84] [85], el amarre de modos también puede lograrse al conseguir el efecto del absorbedor saturable de manera artificial, como sucede en las cavidades de anillo con rotación no lineal de la polarización y los láseres de figura ocho. Es importante hacer notar que un sistema basado en la rotación no lineal de la polarización (NPR, por Nonlinear Polarization Rotation), también conocida como evolución no lineal de la polarización (NPE, por Non-linear Polarization Evolution) [57], acompañada de un polarizador también pertenece a la categoría de absorbedores saturables artificiales, como sucede al usar espejos y amplificadores no lineales en lazo óptico (NOLM [62] y NALM [86]) en los láseres de figura ocho.

A partir de los experimentos se han construido diversas hipótesis para explicar los mecanismos de formación de los NLPs, como lo son el uso de una cavidad larga con birrefringencia aleatoria [51]; colapsos de pulsos [87] [88]; o desintegración de pulsos de picosegundos aislados e inestables (bajo ciertos parámetros de la cavidad).

La formación de NLPs también se ha atribuido al efecto de fijación del pico de potencia, en donde la transmisión del absorbedor saturable artificial se satura (en la potencia de conmutación se llega al máximo de transmisión, de modo que si aumenta la potencia la transmisión comienza a reducirse). Recordando la forma de la función de transmisión típica del NOLM de la **Figura 2.4.b**, una vez superado el valor de transmisión máximo, la función de transmisión del NOLM comienza a descender (y con ello suben las pérdidas sufridas por el pulso circulando en la cavidad), como la energía del pulso no puede crecer más, el resto de la energía disponible termina amplificando otras componentes de la señal [89], entre las que se encuentran las ondas dispersivas y el ruido de emisión espontánea amplificada, entre otros. Según otros autores, el régimen también se atribuye al efecto Raman no resonante del que surge una señal de Stokes corrida fuertemente en frecuencia [90]. La proliferación de modelos de formación de NLPs se debe en parte a la dificultad para caracterizar este tipo de pulsos. En efecto, las técnicas de mediciones convencionales (promedio) desarrolladas para pulsos repetitivos (solitones) no permiten capturar la estructura fina de los NLPs y sus detalles efímeros, y sólo proporcionan sus características generales (**Figura 4.1**), las cuales son

fácilmente reproducidas por los modelos. De ahí la necesidad de desarrollar técnicas de caracterización novedosas adaptadas a estos pulsos, la cual fue una motivación principal de este trabajo.

Los experimentos con los NLPs se han extendido al estudio de sus fluctuaciones de fase y su ruido característico [56] [71] [72].

El interés por entender al NLP ha conducido a la generación de éste tipo de paquetes con diferentes propiedades tanto temporales como espectrales [65] [72] [91] [92]; también se han encontrado algunos mecanismos de control [52] [93], incluso se ha reportado el fenómeno de atrapamiento de NLP (NLP-trapping) [94]. Este último fenómeno se refiere a que un NLP presenta dos componentes de polarización, los espectros de cada polarización se encuentran desplazados entre sí, esto implica que, de manera intrínseca, las polarizaciones presentan una diferencia en su velocidad de grupo, y a pesar de ello los paquetes se propagan juntos. El fenómeno es parecido al que ocurre en el marco de solitones, en éste caso se le conoce como amarre de la velocidad de grupo de soliton vectorial (Group Velocity Locked Vector Soliton, o GVLVS) [26].

En muchas ocasiones, en el régimen de NLP un solo NLP circula en la cavidad. Sin embargo, bajo ciertas circunstancias aún por aclarar, un pulso de ruido se divide en varios paquetes [67] [95] [96] y en ocasiones estos paquetes se sincronizan de alguna manera en la cavidad. Cuando esta sincronización tiene un patrón estacionario de múltiples paquetes equidistantes se habla de un régimen de amarre de modos armónico. En ciertos casos el orden del amarre de modos armónico, que se ve reflejado por el número de paquetes equidistantes en la cavidad, puede ser muy alto (desde miles [67] hasta decenas de miles [97]). Por otro lado se han encontrado regímenes no estables con dinámicas muy complejas. Entre estos modos de operación se han reportado dinámicas en las que el paquete principal expulsa constantemente sub-paquetes, éstos sub-paquetes suelen viajar ciertas distancias en la cavidad y aunque en algunos casos se desvanecen a cierta distancia, en otros viajan por toda la cavidad hasta alcanzar al paquete principal y fundirse nuevamente con él [96]; y más aún, a veces el paquete viajero (fragmento expulsado) encuentra condiciones en la cavidad en las que provoca la alternancia entre diferentes dinámicas, o dispara dinámicas más complicadas [98] [99].

En el caso de los regímenes que presentan expulsión de paquetes, desde el punto de vista de la dinámica colectiva, se ha encontrado que éstos tienen alguna analogía con dinámicas de múltiples solitones [27]. Estas dinámicas de solitones múltiples se han comparado con diferentes estados de la materia [44], sistemas físicos [42] o fenómenos naturales como la condensación y la lluvia [45] [46]. Esto arroja pistas de que existe la posibilidad de que las dinámicas de múltiples NLPs tengan mecanismos de interacción similares a los que tienen los casos de solitones múltiples, como lo serían los mediados por ondas continuas o dispersivas [24] [45] [46]. El trabajo experimental ya comenzó a arrojar los primeros indicios de los mecanismos de control de los regímenes multi-NLPs [95] [100].

Hasta ahora los resultados experimentales no permiten descartar las posibles explicaciones que se han dado en los estudios de los pulsos de ruido. Y las mediciones estándar realizadas (curvas de osciloscopio, espectro óptico y trazas de autocorrelación) sólo permiten registrar

información promedio y general de los NLPs. A esa dificultad se le suma el hecho de que se debe tomar en cuenta que las mediciones se ven afectadas por el ancho de banda de medición, como se ha demostrado en el caso de experimentos con solitones múltiples [50]. Así que la tarea de medición precisa se complica aún más al recordar que los NLPs son aglomeraciones de pulsos en el orden de femtosegundos, por lo que hay que considerar que en la actualidad no existe un sistema, o técnica que permita registrar (en forma precisa) su forma de onda usando un sólo disparo.

4.4. Modelado

A medida que los estudios experimentales arrojan información valiosa también se están haciendo esfuerzos para establecer modelos numéricos que ayudan a describir a estos objetos. Dichos modelos suelen basarse en extensiones de la ecuación no-lineal de Schrödinger (NLSE, por Non-Linear Schrödinger Equation) o en sistemas de ecuaciones simultáneas que describen las componentes de polarización de la radiación en la cavidad [51] [52] [53] [58] [72] [87] [89]. Sin embargo, existen dificultades prácticas asociadas al modelado de los NLPs y su propagación en la cavidad del láser, entre las dificultades más importantes se tienen:

- Los NLPs suelen ser muy grandes (\sim ns) comparados con los sub-paquetes que los conforman (\sim fs) y determinan sus detalles finos. Esto implica que un NLP se debe modelar con un gran número de puntos (de cientos de miles hasta millones) para tener una simulación con la precisión suficiente.
- Los láseres en donde se forman los NLPs son típicamente largos (decenas a cientos de metros, contra unos metros para los de los solitones), lo que alarga el tiempo de “propagación” (integración) para cada ciclo.

La combinación de las dos dificultades mencionadas genera un gran costo computacional. Por ello se han desarrollado modelos simplificados que permitan acelerar la investigación orientada a las aplicaciones prácticas de éstos pulsos [56].

En la **Figura 4.3** se muestran las formas temporales de pulsos de ruido (columna izquierda), su espectro óptico (columna central) y su traza de autocorrelación (columna derecha) obtenidas experimentalmente (**Figura 4.3.a-c**) [101], a través de simulaciones numéricas usando la ecuación no lineal de Schrödinger (**Figura 4.3.d-f**) [52] extendida y mediante un modelo simplificado (**Figura 4.3.g-i**) [102].

Es importante hacer notar que las mediciones experimentales se obtuvieron usando aparatos estándar de laboratorio (como un osciloscopio de 200 MHz y un fotodetector de 2 GHz). Las imágenes obtenidas mediante la simulación usando la NLSE extendida corresponden a una sola forma de onda del paquete (con una duración de \sim 120 ps) de pulsos (**Figura 4.3.d**), mientras que el espectro óptico (**Figura 4.3.e**) y la traza de autocorrelación (**Figura 4.3.f**) resultaron de promediar un gran número de iteraciones consecutivas. Las simulaciones obtenidas mediante el modelo simplificado muestran, en gris, las trazas correspondientes a una sola iteración (equivalente a la medición de un solo disparo) para obtener el perfil del NLP (**Figura 4.3.g**), el espectro óptico (**Figura 4.3.h**) y la traza de autocorrelación (**Figura 4.3.i**),

estos últimos muestran además, con línea azul, el promedio de un gran número de iteraciones del algoritmo.

Las mediciones experimentales muestran una descripción temporal del NLP y un espectro (a excepción de un pico de frecuencia) relativamente suaves, la traza de autocorrelación (Figura 4.3.c) presenta un pico de duración temporal de alrededor de un par de picosegundos, que refleja el promedio de la duración temporal de los sub-pulsos que conforman el NLP. Sin embargo la forma de onda del paquete obtenido experimentalmente (Figura 4.3.a) no presenta ese nivel de detalle porque el sistema de medición no permite resolverlo, de modo que lo que se observa en la medición es la envolvente del paquete que el osciloscopio puede detectar.

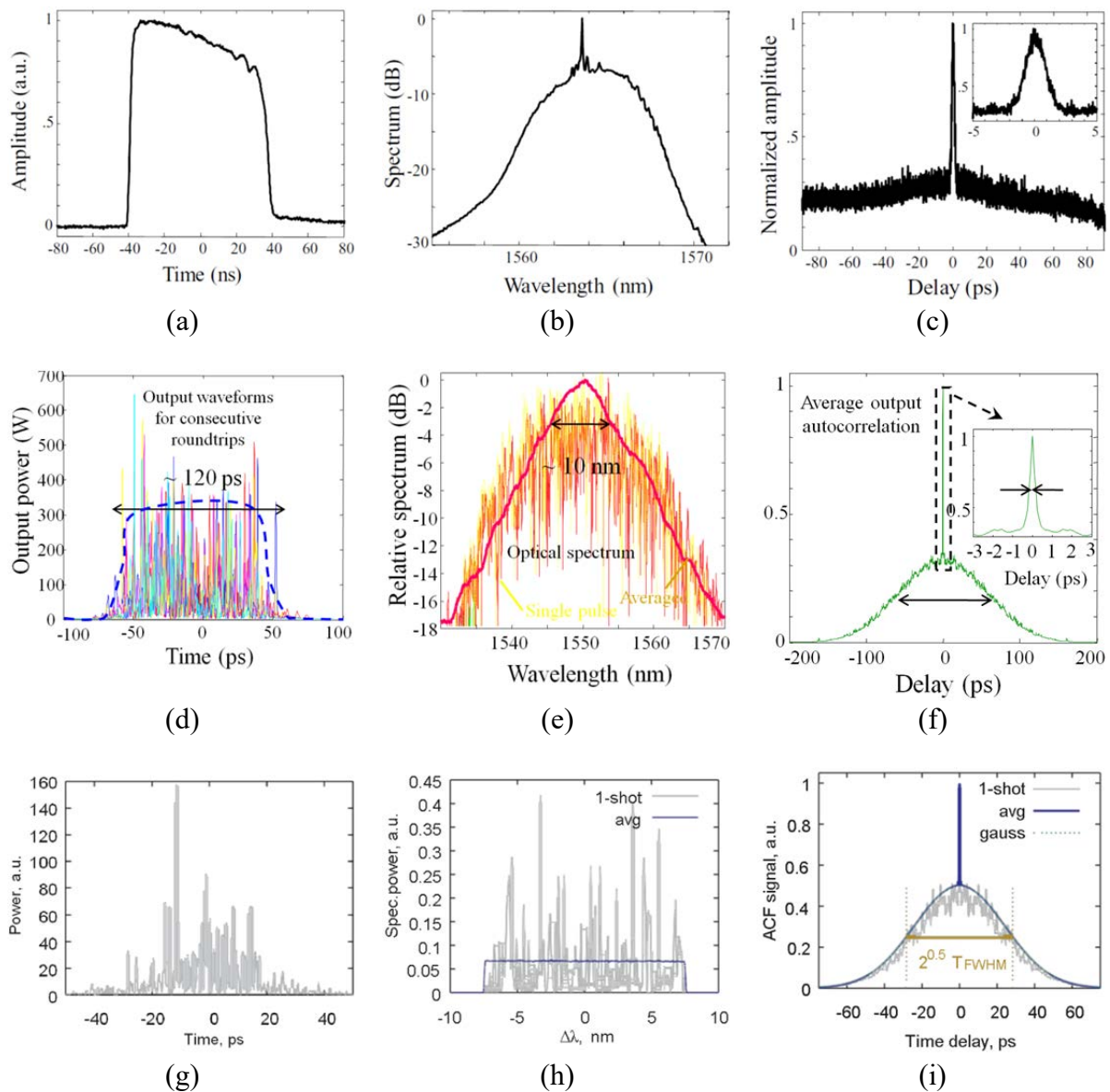


Figura 4.3. Mediciones experimentales de un NLP (a-c) [67]. Resultados de simulaciones mediante las ecuaciones extendidas no lineales de Schrödinger (d-f) [101] y mediante un modelo simplificado (g-i) [102].

La forma de onda del NLP obtenido experimentalmente (Figura 4.3.a) tiene una apariencia suave, mientras que las simulaciones (Figura 4.3.d, g) muestran paquetes de picos con amplitudes aleatorias (tal y como las trazas de autocorrelación lo sugieren), que el sistema de medición no es capaz de resolver, y que nos dan una idea más real del NLP con toda su complejidad. Como ya se mencionó, el espectro óptico experimental (Figura 4.3.b) es, en general, de apariencia suave, mientras que las simulaciones basadas en la ecuación no lineal de Schrödinger (Figura 4.3.e) muestran espectros ruidosos individuales, que al promediar un gran número de éstos proporcionan una muy buena aproximación (morfológica) al espectro suave (línea roja); la simulación basada en el modelo fenomenológico simplificado (Figura 4.3.h) también muestra la gran diferencia entre el espectro resultante de una sola iteración numérica (línea gris) y el espectro obtenido como resultado del promedio de muchas iteraciones, aunque en este último caso ya hay una diferencia morfológica notable al compararlo con los espectros de los dos casos anteriores. Las simulaciones ilustran que el espectro óptico de los NLPs es intrínsecamente complejo, con una estructura fina (muchos picos efímeros, como en el dominio del tiempo), y que el aspecto liso, sin detalles del espectro óptico no es una característica intrínseca de éste, sino un resultado del fuerte promediado en las mediciones realizadas con un analizador espectral.

Las trazas de autocorrelación (Figura 4.3.c,f,i) tienen prácticamente la misma forma, solamente presentan variaciones en las propiedades de la duración global del paquete y en la proporción amplitud pico-pedestal. En el caso de la simulación con el modelo simplificado (Figura 4.3.i) se observa, al igual que en el caso del espectro óptico (en gris), el resultado que se obtendría de la medición a un disparo, así como el promedio de muchas iteraciones (en azul).

Puede notarse rápidamente que la ecuación no lineal de Schrödinger describe bastante bien los resultados experimentales, por ello es aplicada para estudiar la física fundamental de la propagación de los NLPs. Por otra parte, los modelos simplificados permiten un menor gasto computacional, mientras se conservan las características más generales del NLP, y tienden a usarse para modelar aplicaciones prácticas que no requieren una descripción tan fiel de los NLPs.

Este es un ejemplo claro de que trabajar con simulaciones numéricas permite visualizar detalles que los sistemas de medición convencional no pueden mostrarnos, ilustrando así, toda la riqueza y complejidad de la información que se pierde con las mediciones estándar.

Aunque es muy complicado entender cómo es que un paquete de miles (o millones) de formas de onda, con fluctuaciones e interacciones caóticas entre ellas, puede conformar un paquete con una envolvente bellamente estable, los modelos teóricos arrojan poco a poco información importante. Así, conforme éstos describan mejor los resultados experimentales aumentará el entendimiento de la física que está detrás de los pulsos de ruido, pudiendo llegar a un nivel tal que la predicción numérica de nuevos regímenes sea posible, tal y como ha sucedido en otros casos [33].

4.5. Los retos que vienen...

Los solitones son pulsos muy estables y eso permite que en los casos más críticos (en cuanto a medición) se pueden usar técnicas estándar (como la usada por el osciloscopio de muestreo) para registrar su forma de onda de manera precisa. A diferencia de éstos, la estructura fina (a escala de sub-ps) y altamente fluctuante de los NLPs hace que medir su forma de onda (en forma precisa y de un solo disparo) sea un reto mayúsculo, e inalcanzable para la tecnología estándar actual. Los sistemas de medición rápida (basados en la tecnología optoelectrónica) aún están órdenes de magnitud muy lejos de alcanzar la rapidez y resolución requerida para poder medir en forma precisa la forma de onda de un NLP. Debido a esto, las mediciones convencionales arrojan información muy limitada porque fueron desarrolladas para medir pulsos estables. Por ejemplo, para obtener una forma de onda de un NLP con alto nivel de detalle suele recurrirse a técnicas de muestreo, que tiene el problema de que en este caso el pulso cambia con cada ciclo en la cavidad; la traza de autocorrelación solamente ofrece información temporal general del pulso, pero no proporciona altos detalles de su perfil; y las mediciones del espectro (por medio del OSA) ofrecen mediciones resultantes del promedio de muchos pulsos. Así, las mediciones convencionales solamente permiten medir características generales de los NLPs con poca información, ya que los detalles finos de las formas de onda son eliminados por el promediado de las mediciones.

Finalmente para poder dar seguimiento detallado a la evolución de la energía en la cavidad, ciclo a ciclo, se requeriría un sistema de medición que pudiese almacenar gran cantidad de información a alta velocidad. Así, actualmente no es posible dar seguimiento a la propagación de un pulso de luz de este tipo, con alta fidelidad, a medida que se propaga en la cavidad.

Debido a lo anterior, la comunidad científica que estudia los NLPs está trabajando arduamente en desarrollar técnicas de medición que permitan registrar en forma precisa estas formas de onda con estructura tan fina y cambiante. A continuación se mencionan algunas técnicas que destacan al respecto.

4.5.1. Transformada de Fourier Dispersiva (Dispersive Fourier Transform, DFT)

Esta técnica consiste en estirar pulsos ópticos usando un elemento con dispersión tan grande como para extender la duración del pulso por órdenes de magnitud, el efecto sobre el pulso es que al final se obtiene el equivalente a su propagación en el campo lejano. Como elemento dispersivo se puede usar una bobina de varios km de fibra dispersiva. Hecho esto, su forma de onda temporal es equivalente a la magnitud del espectro (transformada de Fourier) del pulso al inicio de su propagación. Finalmente este pulso en campo lejano puede llegar a ser lo suficientemente ancho que puede medirse utilizando un fotodiodo y un osciloscopio rápido para hacer mediciones en “tiempo real”.

Se puede decir que esta técnica funciona bien cuando la duración del pulso inicial es extendida al menos en un orden de magnitud. La resolución de esta técnica está limitada por el

ancho de banda del esquema de detección electrónico.

Aplicando esta técnica a la caracterización de los NLPs, el espectro a medir ya no es promediado como usando un OSA, sino que se puede medir de un solo disparo, pulso a pulso, a través de la DFT usando una fibra dispersiva y un osciloscopio rápido. Esta técnica permitió observar por vez primera los espectros de NLPs individuales, similares a los obtenidos en simulaciones [48] [71].

En la **Figura 4.4** se presentan resultados experimentales de la aplicación de la DFT, en el primer caso (**Figura 4.4.a**) se muestran, para fines comparativos, los espectros obtenidos con el OSA (en negro), de un disparo con la DFT (en azul), y un espectro obtenido promediando un gran número de espectros tomados a un disparo vía DFT (en rojo). Se nota que el efecto de promediado hace que se pierdan detalles ricos en información, y se obtiene un espectro liso similar al del OSA. Se incluye una imagen generada por 1000 mediciones del espectro de NLPs **Figura 4.4.b**, en la que se observa que el espectro de los NLPs presenta fluctuaciones con cada vuelta del pulso en la cavidad. Esta técnica se usó para monitorear la existencia de eventos gigantes a través de las variaciones espectrales de la evolución de los NLPs [48], como se muestra en la **Figura 4.2.b**.

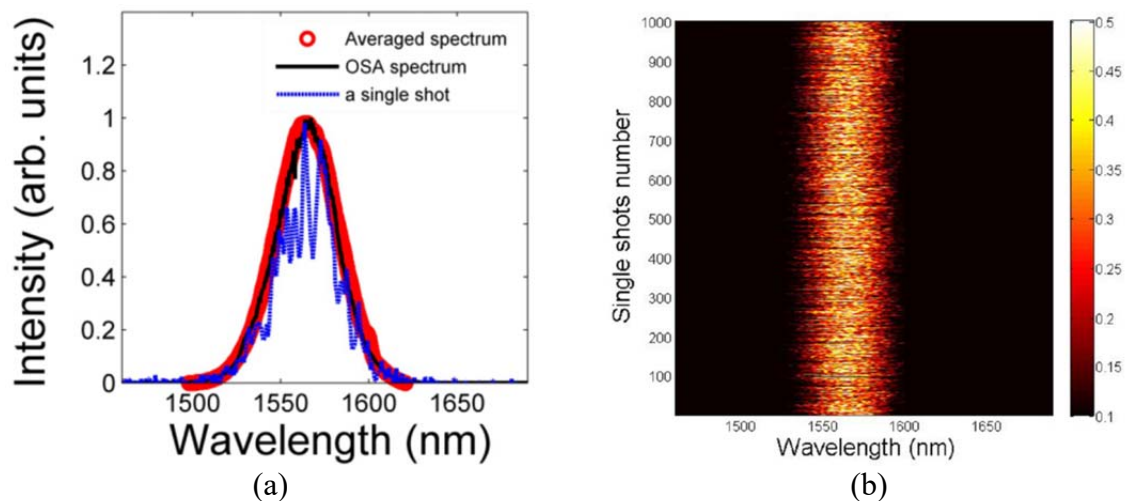


Figura 4.4. Comparación de espectros de NLPs obtenidos mediante un OSA (línea negra) y un solo disparo usando la DFT (línea azul), se muestra el espectro obtenido mediante el promedio de muchos espectros de un disparo mediante la DFT (rojo). Secuencia de 1000 trazas DFT obtenidas con un osciloscopio, se observa la variación del espectro del pulso con cada disparo [48].

4.5.2. Métodos indirectos

También se están implementando técnicas indirectas, por ejemplo ya se implementó una técnica para caracterizar estadísticamente los sub-pulsos que conforman un NLP [82]. Para ello se aprovechó la respuesta ultrarrápida de un NOLM desbalanceado en polarización, gracias al tiempo de respuesta breve (femtosegundos) del efecto Kerr que opera en la fibra, el método es sensible a la presencia de picos muy breves e intensos. Por lo que, en princi-

pio, con este método se logra una mejor resolución que la que se consigue solamente con los dispositivos optoelectrónicos. En sí, la técnica requiere de la medición de la transferencia de energía a través del NOLM y de la resolución de un sistema de ecuaciones algebraicas no lineales.

La **Figura 4.5** permite mostrar el principio de funcionamiento del método, en donde para una transmisión característica (miniatura de **Figura 4.5.a**) del NOLM, se tiene diferente respuesta para distintas distribuciones pero la misma energía incidente. Si el pulso está conformado por paquetes que tienen una estadística Gaussiana (**Figura 4.5.a**), o uniforme (**Figura 4.5.b**), como se observa en ambos casos por las distribuciones en las bases de las figuras (con centro de la distribución indicado por líneas punteadas), se puede observar que la energía del paquete en la salida del NOLM (rojo) es muy diferente. Esto muestra que la energía del NLP en la salida del NOLM contiene información sobre la distribución estadística de los sub-pulsos que lo conforman. La técnica consiste en usar la medición de la energía promedio de salida en función de la energía promedio de entrada, para hacer una estimación numérica de la estadística de los pulsos. Así, es importante tomar en cuenta que a pesar de que este método presenta sus propias limitaciones (relacionadas con la dispersión de la fibra, entre otras), es tan versátil que permite realizar un seguimiento estadístico de las componentes (a nivel de estructura) del NLP, o incluso utilizarlo como herramienta para detectar sub-paquetes altamente energéticos (compatibles con eventos gigantes) en la estructura del mismo [82].

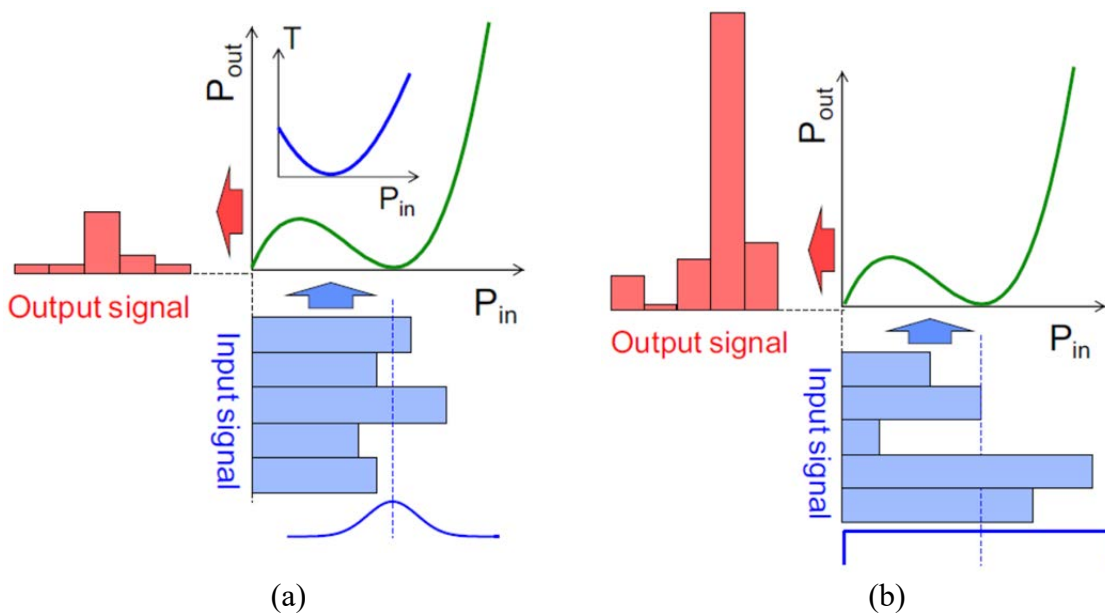


Figura 4.5. Principio del método para inspeccionar la estructura de un pulso usando un NOLM [82]. Para una transmisión característica. La incidencia de pulsos con energía equivalente, pero con diferente distribución, provoca una respuesta diferente. Se muestra la respuesta del NOLM para una distribución Gaussiana (a) y uniforme (b) de energía.

4.5.3. Mapeo temporal

Otra técnica es el mapeo temporal [103], éste método consiste en medir un conjunto de formas de onda de NLPs que posteriormente se unen para formar una imagen (o superficie). Esta imagen muestra la secuencia de la evolución de la forma de onda a lo largo de los ciclos. Las mediciones se organizan de modo tal que un eje queda concebido como “eje de tiempo rápido”, que queda definido por la velocidad de muestreo de la forma de onda por parte del sistema de medición, mientras que otro de los ejes puede concebirse como el “eje lento”, (número de ciclos) sobre el cual se organizan las formas de onda medidas por el osciloscopio, y cuya escala de tiempo, cuando es requerida, se determina por el tiempo transcurrido entre la medición de dos formas de onda consecutivas. Una vez organizados los datos en forma de matriz, esta define una imagen, o superficie, en la que el valor de intensidad de cada elemento (pixel, en el caso de una imagen) queda determinado por la magnitud de la variable medida por el sistema de medición.

Esta manera de organizar los datos experimentales permite presentar la evolución de la forma de onda en forma tal que ha permitido observar patrones insospechados en el comportamiento de NLPs a través de mediciones hechas con un osciloscopio (promediadas o individuales). Una ventaja adicional de esta técnica es que, una vez organizado el conjunto de mediciones, se presta para hacer un procesamiento y análisis de datos más avanzado. Por ejemplo, presentar una serie de trazas de correlación entre mediciones consecutivas, o las trazas de autocorrelación de las mismas presentadas en la misma forma [103].

En la **Figura 4.6** se muestran mediciones de NLPs mediante el uso de la técnica de mapeo temporal. En el primer caso (**Figura 4.6.a**) se muestra el mapeo en el que aparecen estructuras cuasi periódicas, a la izquierda se muestran dos perfiles de NLPs correspondientes a las trazas 150 y 300 (tiempo de evolución T), cuya localización en el mapeo temporal (a la derecha) se indica por las líneas punteadas (negra y roja) correspondientes [103], la imagen compuesta por una secuencia de 500 trazas muestra que la dinámica global de la intensidad del NLP tiende a describir un patrón periódico, el cual no es apreciable en mediciones *single-shot* individuales (izquierda). También se muestra, pero ahora en forma de superficie (**Figura 4.6.b**) el seguimiento, por ciclo, del comportamiento de un NLP a medida que expulsa sub-paquetes. Se observa que el paquete principal recupera rápidamente su energía (su amplitud prácticamente se duplica en pocos ciclos) mientras expulsa un fragmento, se observa un fragmento que ya ha sido expulsado del paquete principal, así como puede apreciarse que dos fragmentos previamente expulsados se degradan y se desvanecen rápidamente (~ 360 y ~ 370 ns).

4.6. Este trabajo.

A medida que el trabajo sobre los pulsos de ruido avanza se han encontrado modelos para simularlos numéricamente, así como experimentalmente se han ido descubriendo estructuras y comportamientos deterministas inesperados a escalas de nanosegundos y escalas menores de tiempo [62] [96] [98] [99] [103], así también, se han encontrado dinámicas colectivas que ocurren cuando el paquete se rompe en fragmentos [96] [98] [99]. Estos resulta-

dos son una muestra de la elevada complejidad de los fenómenos que moldean a los pulsos de ruido y determinan su dinámica compleja.

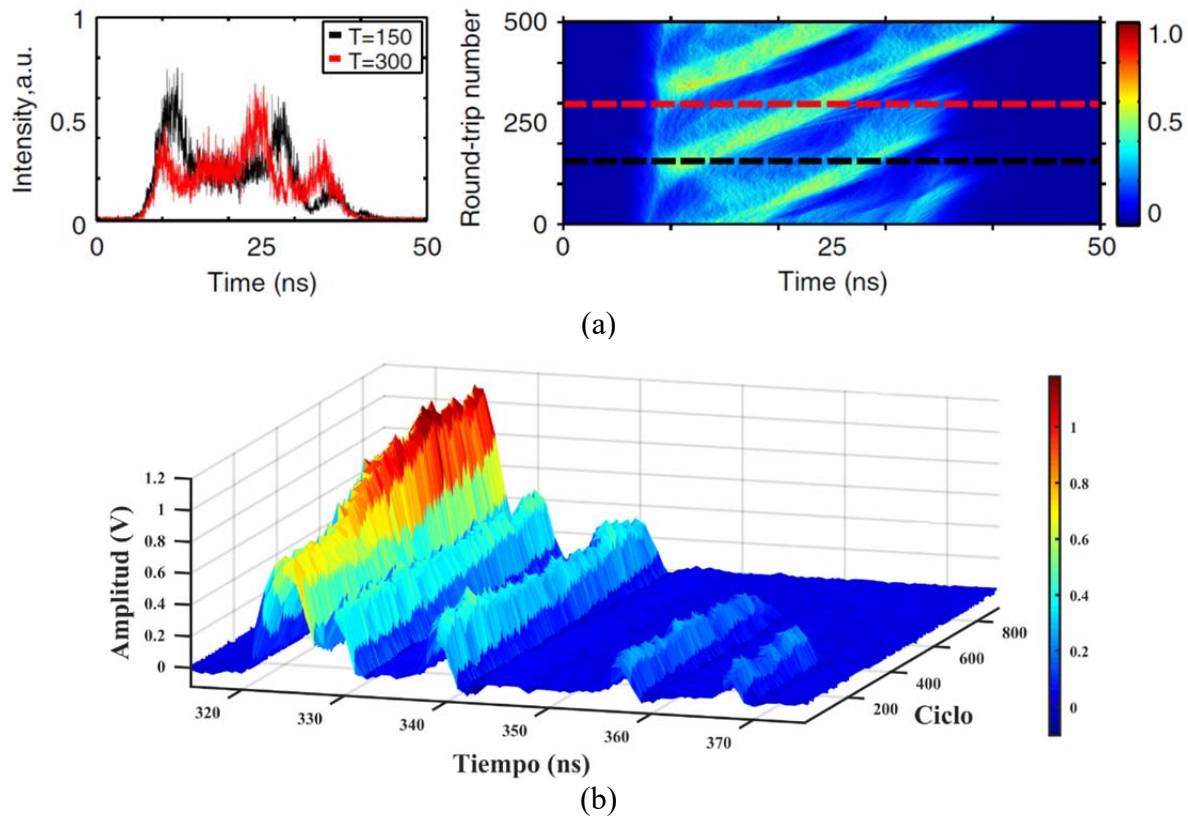


Figura 4.6. La técnica de mapeo en el dominio del tiempo permite construir imágenes a partir de trazas individuales (a), ello ayuda a observar patrones de comportamiento a largo plazo de las formas de onda [103]. Los datos pueden presentarse a modo de superficie para tener una visualización más rica de la evolución de las formas de onda en la cavidad (b).

Aún falta mucho trabajo por hacer. Se requiere ir más allá y desarrollar técnicas que complementen la información obtenida por los métodos convencionales, o más aún, desarrollar estrategias novedosas que permitan capturar información más rica, así como modelos que permitan develar la naturaleza de los NLPs en forma más decisiva. Así, a medida que aumente el entendimiento de este tipo de pulsos y sus dinámicas seguramente esto permitirá el desarrollo de metodologías e innovaciones que podrán aplicarse a diferentes campos de la ciencia y la tecnología.

En este trabajo se inicia el estudio de los NLPs partiendo del modo de operación fundamental, realizando ajustes en el láser que permiten perturbar gradualmente la dinámica interna del NLP hasta llegar a la fragmentación del paquete, iniciando así con el estudio y presentación de un conjunto de dinámicas colectivas que muestran la riqueza de fenómenos presentes en los láseres de fibra en amarre de modos pasivo. Para realizar este estudio se hizo uso de mediciones capturadas manualmente, así como de un esquema de medición controlado por computadora que nos permitió una rapidez de captura, de formas de onda que, en

forma manual no es posible y que nos permitió registrar la evolución de fenómenos y dinámicas de NLPs que, mediante el uso de la técnica de mapeo en el dominio del tiempo, son mostrados en forma reveladora [98] [99].

5. Resultados experimentales y discusión

En este capítulo se presenta un panorama de los resultados experimentales acerca del estudio de las dinámicas de los NLPs generadas en un láser de fibra de figura ocho en amarre de modos pasivo. El estudio cubre una amplia gama de dinámicas internas del sistema operando en los regímenes de NLPs, tanto individuales como múltiples. Aunque se usó un sistema de medición convencional (osciloscopio de 200 MHz y un fotodetector) se pudieron registrar fenómenos como la perturbación de la dinámica interna de los NLPs, expulsión de sub-paquetes, nacimiento de sub-paquetes desde la radiación de fondo, extinción de fragmentos, y diversas dinámicas que incluyen pulsos múltiples, incluyendo el acoplamiento de fragmentos viajeros.

Consideramos que con este trabajo proporcionamos información importante que contribuye a comprender los principios que rigen la formación y el comportamiento de los NLPs.

5.1. Arreglo experimental

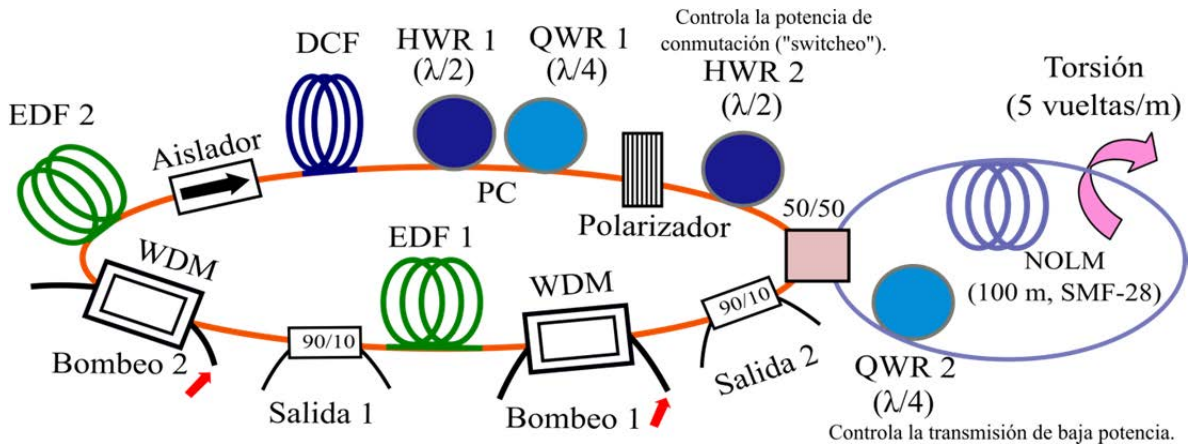


Figura 5.1. Arreglo experimental usado para estudiar la dinámica de los NLPs.

El arreglo experimental se muestra en la Figura 5.1. Se trata de un láser, en forma de ocho, de fibra dopada con Erblio. El láser tiene ~ 225 m de longitud con un NOLM de ~ 100 m insertado en la cavidad en anillo. En este sistema el anillo incluye un aislador insensible a la polarización, dos acopladores de salida (salida del 10%), 100 m de fibra de compensación de dispersión ($D = -3$ ps/nm/km), dos secciones de fibra dopada con Erblio de longitudes de 3 m y 2 m; ambas con absorción de 30 dB/m en 1530 nm), cada una bombeada por un diodo láser a 980 nm (con potencia de inyección fija a 200 mW y 300 mW), un controlador de polarización (PC) hecho con dos retardadores, un polarizador y un retardador de media onda (HWR) para ajustar el ángulo de polarización en la entrada del NOLM. El NOLM se basa en un esquema simétrico en potencia y desbalanceado en polarización [6], incluye 100 m de fibra SMF-28 de baja birrefringencia ($D = 17$ ps/nm/km) torcida (5 vueltas por metro) y un retardador de cuarto de onda (QWR) en el ciclo para romper la simetría de la polarización. El punto clave del arreglo es que la característica de conmutación del

NOLM depende de los ajustes en la polarización; en particular el valor de la transmisión de baja potencia depende del ángulo del retardador de cuarto de onda (QWR 2), y la potencia de “switcheo” depende del ángulo de la polarización de entrada (HWR 2) [10] [11]. Este diseño proporciona al esquema la flexibilidad necesaria para poder alcanzar, mediante simples ajustes de polarización, una amplia gama de regímenes. Podemos hacer una primera estimación al periodo de la cavidad si consideramos que la velocidad de la luz en un medio (v_m) está dada por $v_m = c/n$, en donde c es la velocidad de la luz en el espacio libre y n es el índice de refracción. Así, si consideramos gruesamente que la distancia que recorre la luz en un tiempo determinado está dada por $d = v_m t = ct/n$, despejando t resulta $t = dn/c$, con $d = 225$ m, $n = 1.45$ (sílica) y $c = 3.0 \times 10^8$ m, se tiene un periodo de ~ 1.1 μ s, mediante el osciloscopio se confirmó que el periodo de la cavidad es de 1.12 μ s.

La operación del láser en el régimen de NLPs se consigue mediante los ajustes apropiados de los controles de polarización y una estimulación mecánica (no tiene amarre de modos autoiniciado). Aunque el tren de pulsos de la **Figura 5.2.a** se asemeja a un tren estable de solitones es conveniente observar tanto sus características espectrales como su traza de autocorrelación. Las características de los NLPs pueden verificarse por la observación de un espectro óptico suave y ancho (**Figura 5.2.b**) con una ligera asimetría atribuida al auto-corrimiento de frecuencia por Raman, así como por una traza de autocorrelación con un pedestal ancho y un pico de coherencia de sub-picosegundos (**Figura 5.2.c**), de los pulsos. Empezando por la operación del láser en el que existe un único pulso (**Figura 5.2.a**), sintonizando los controladores de polarización pueden obtenerse una variedad de modos de operación, correspondientes a diferentes comportamientos en el dominio del tiempo (a escalas de nanosegundos), aun así las mediciones de la **Figura 5.2** (b, c) no muestran variaciones importantes a través de estos regímenes. Finalmente, es importante mencionar que los controladores de polarización usados en el arreglo experimental no están graduados y sólo permiten ajustes cualitativos. Por lo anterior es que no se hizo un registro de la polarización y sus efectos en la dinámica de los pulsos.

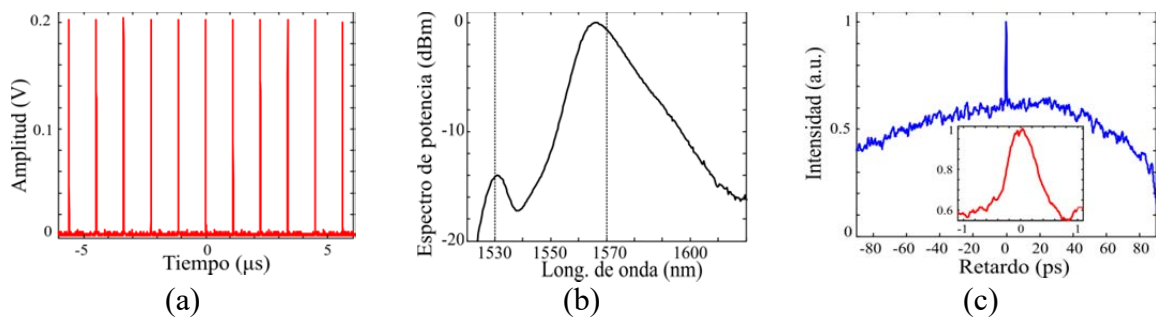


Figura 5.2. Tren de NLPs capturado con el osciloscopio (a), espectro óptico (b), y traza de autocorrelación (c) con detalle amplificado de la traza de autocorrelación (miniatura).

En los experimentos estudiamos el comportamiento temporal del paquete principal (que es el único NLP presente cuando el láser opera en el régimen fundamental, y usualmente es el pulso más energético cuando se tiene un régimen de pulsos múltiples), así como la dinámica colectiva en el caso de la presencia de múltiples pulsos en la cavidad. Para este propósito usamos un osciloscopio (200 MHz) de tiempo real. El arreglo de medición implementado,

controlado por computadora, nos permite capturas de formas de onda de dos maneras: ciclo a ciclo durante un intervalo de tiempo máximo de 1 milisegundo (equivalente a 892 ciclos), o midiendo un periodo cada ~ 230 milisegundos ($\sim 200,000$ ciclos), o más, por el tiempo que sea necesario (típicamente minutos). La serie de mediciones para estudiar una dinámica particular se presentan a manera de gráficos de superficie, como se explicó en detalle en el primer capítulo, este tipo de gráfico incluye dos ejes de tiempo y un eje para la intensidad (en Voltaje). Uno de los ejes de tiempo muestra los detalles de la(s) forma(s) de onda viajando en la cavidad (escala de nanosegundos) mientras que el otro eje de tiempo presenta la evolución de la onda a tiempos largos, ya sea en el siguiente ciclo del láser, o después de muchos ciclos. Las gráficas se construyen mediante la técnica de mapeo en el dominio del tiempo, y su colocación es consecutiva, ya sea ciclo a ciclo, o con intervalos de ~ 230 ms. Para estudiar los NLPS iniciamos sintonizando el láser para operar en el modo fundamental (un NLP circula en la cavidad).

5.2. NLPs estables

Partiendo de la operación del láser en el modo fundamental pudimos apreciar que, mediante diferentes ajustes de los retardadores de onda, el sistema puede generar una gran variedad de NLPs con diferentes características. Se pueden obtener NLPs con gran estabilidad tanto en su duración temporal como en la forma de su envolvente; o también NLPs con elevada fluctuación en dichas características. La [Figura 5.3](#) es un pequeño catálogo que muestra diferentes formas de onda de algunos de los NLPs que pueden obtenerse con este láser de fibra. Estas envolventes “bien comportadas” son evidencia de pulsos con forma relativamente estable a escala de nanosegundos. Los NLPs generados tuvieron una duración de ~ 3 -12 nanosegundos. Esta duración es difícilmente compatible con los solitones. Cada una de las muestras ilustra el seguimiento de la forma de onda del correspondiente NLP durante 1 milisegundo. Observando atentamente las fluctuaciones en la evolución de las crestas de los pulsos se aprecia el hecho de que el concepto de régimen “estable” de NLPs no está muy claro. De esta manera es que se debe tener en cuenta que la estabilidad aparente de las envolventes mostradas puede ser engañosa porque los NLPs están muy alejados de ser un régimen estable. Otro punto importante a tomar en cuenta es que la dinámica interna de estos objetos sucede a una escala de pulsos ultracortos (\sim fs), imposible de resolver para el esquema de medición utilizado.

La [Figura 5.3](#) muestra formas de onda bien comportadas, con duraciones bien definidas y envolvente con pequeñas variaciones. Las muestras presentan diversas formas de envolvente triangular ([Figura 5.3.a, c, e](#)) y rectangular ([Figura 5.3.b, d, f](#)).

Las formas de onda triangulares mostradas son ejemplos de pulsos con envolvente bien “centrada” ([Figura 5.3.a](#)), con amplitud cargada a la derecha ([Figura 5.3.c](#)), y a la izquierda ([Figura 5.3.e](#)). Estas muestras tienen duraciones de ~ 3 -5 nanosegundos, se pueden observar variaciones ligeras en sus techos de amplitud, podemos considerar que el caso mostrado en la [Figura 5.3.a](#) es uno de los ejemplos de NLP con forma de onda más estable que se pudieron medir. Las otras formas de onda triangulares, [Figura 5.3.c, e](#), presentan una ligera protu-

berancia alrededor del nivel medio del paquete. Note que la duración del paquete en el último caso, [Figura 5.3.e](#), es mayor y la protuberancia en su altura media es más notable.

Las formas de onda rectangulares muestran un techo de amplitud casi plano en posición horizontal ([Figura 5.3.b](#)), con hundimiento ([Figura 5.3.d](#)) y ligeramente inclinado ([Figura 5.3.f](#)). El caso de la [Figura 5.3.b](#) es otra de las formas de NLP más estables que se pudieron generar, note que aunque su techo es bastante suave y se pueden observar pequeñas variaciones en él.

Este conjunto de NLPs con diferentes formas de envolvente es una muestra de la flexibilidad que tiene el sistema para manipular diferentes características esenciales de los paquetes de pulsos ultra-cortos que los conforman, implicando una dinámica que aunque caótica a escala de femto-segundos, a nivel global muestra un elevado nivel de estabilidad. Y el hecho de que un NLP sufra cambios de configuración a nivel de su envolvente es un reflejo de los cambios de los pulsos ultra-cortos que los componen y que pueden ser controlados por las placas retardadoras del sistema (o por otros medios).

Dicho lo anterior, estas formas de onda, que pertenecen a modos de operación “estables” (a escala de nanosegundos), pueden perturbarse ajustando las placas del sistema de modo que los cambios en la dinámica interna del NLP sean visibles mediante fluctuaciones en la forma de la envolvente del pulso, como se muestra en la siguiente sección.

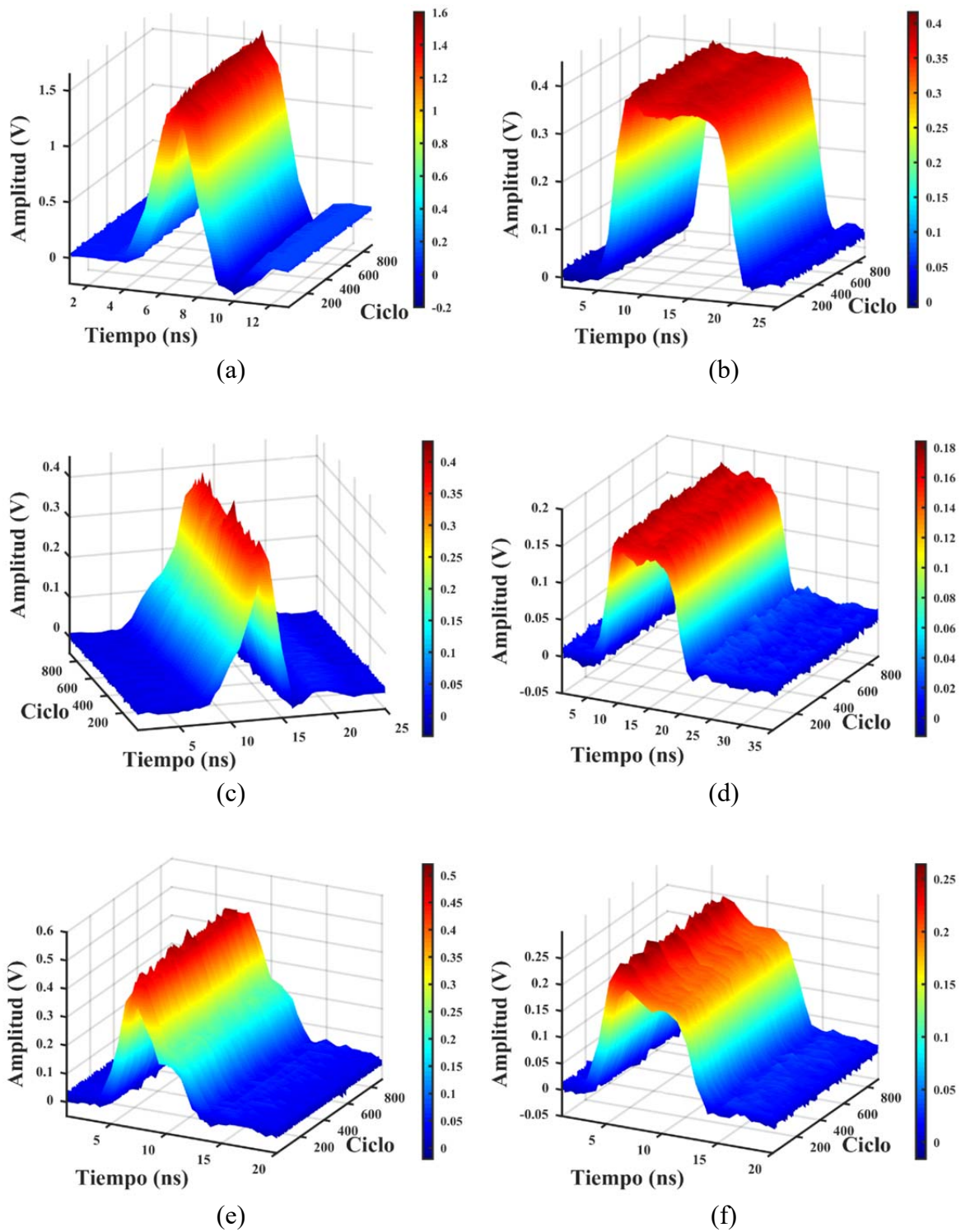


Figura 5.3. Evolución de NLPs estables. Se muestran formas de onda con duración temporal entre ~ 3 (a) y 12 (b) ns; o diferente forma de envolvente relativamente estable, ya sea triangular (a, c, e) o rectangular (b, d, f). Cada superficie está conformada por 892 ciclos consecutivos.

5.3. NLPs con envolvente variable

Como se mencionó en la sección anterior, la perturbación de la dinámica interna de los NLPs se consigue mediante ajustes de las placas del arreglo experimental, y se hace visible a través de fluctuaciones en la envolvente del paquete. La [Figura 5.4](#) muestra diferentes ajustes que permiten obtener NLPs con cierto nivel de perturbación, y que sin embargo aún conservan las características esenciales de su forma de onda.

La [Figura 5.4.a, b](#) muestra un NLP rectangular que presenta la particularidad de que, en el techo de su amplitud emergen protuberancias de manera súbita e impredecible, crecen y decaen a diferentes velocidades. En la primer muestra (a) se aprecia uno de estos eventos que presenta una duración de ~ 200 ciclos, mientras que en el segundo caso (b) este evento ocurre durante más de 1 milisegundo (1 ms es lo máximo que el equipo puede capturar al hacer mediciones por ciclo). A pesar del ancho de banda limitado del sistema de medición (200 MHz), la magnitud de la variación de estas protuberancias es equivalente a la amplitud del NLP estable, de modo que estos eventos (especialmente el del primer caso, por su fugacidad) son compatibles con los eventos gigantes.

La [Figura 5.4.c](#) muestra un NLP cuyo ancho tiende a presentar variaciones apenas perceptibles, pero su amplitud tiende a ser muy inestable, en este caso se puede observar que las variaciones en amplitud llegan a estar en el orden de la amplitud del pulso presentado en los primeros ciclos del seguimiento de la forma de onda. El caso mostrado en la [Figura 5.4.d](#) es un NLP con comportamiento semejante al caso anterior, pero en este caso la energía del paquete es mayor y las variaciones en amplitud se ven más dramáticas.

La [Figura 5.4.e](#) muestra un NLP con su envolvente en proceso de contracción, en este caso las variaciones en la duración del pulso son más notables que en los casos anteriores ([Figura 5.4.a-d](#)), también se observa que la amplitud del NLP aumenta claramente en la medida que el ancho del mismo se acorta. Finalmente, en la [Figura 5.4.f](#) se muestra un NLP con una forma de onda bastante dinámica, se observan cambios importantes en la duración del pulso, así como en su amplitud, además de que los valores máximos de esta última cambian de posición sobre el mismo paquete. Se puede observar un paquete bastante ancho cerca del ciclo ~ 600 , mientras que se observa como el paquete se contrae mientras crece en amplitud durante los ciclos finales de la secuencia mostrada.

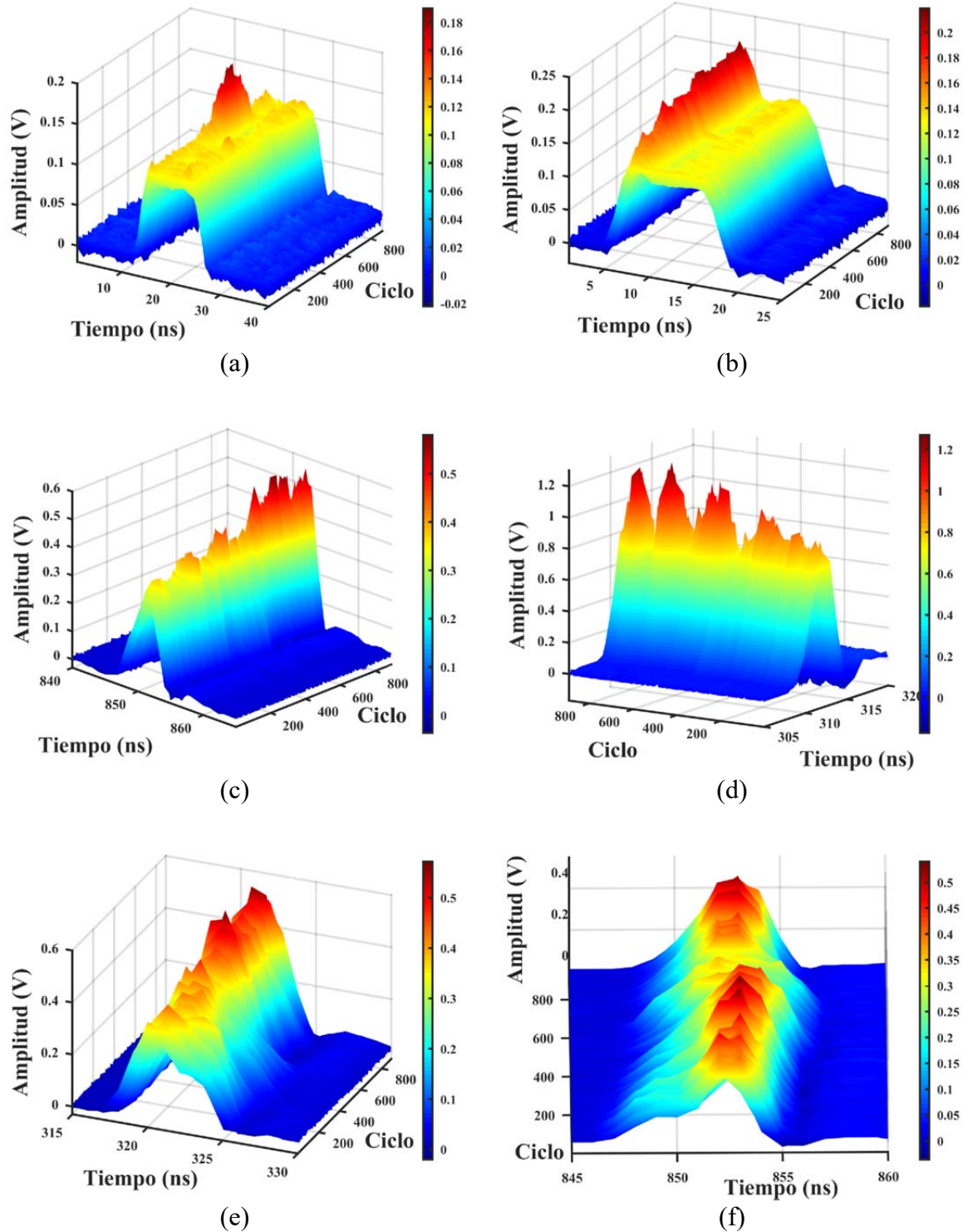


Figura 5.4. NLPs con envolvente variante. Se muestran casos de NLP con envolvente rectangular que presentan protuberancias compatibles con eventos gigantes (a, b). También se muestran casos con morfología similar que incluyen perturbaciones notables en su amplitud (c, d), así como envolventes que tienen cambios en su duración, amplitud, y en la posición del pico del paquete (e, f). Cada superficie está conformada por 892 ciclos consecutivos.

5.4. NLPs en el límite de fragmentación

Continuando con el estudio de la dinámica interna de los NLPs se procedió a perturbar la dinámica interna de los paquetes, para ello se hicieron ajustes en las placas de onda del sistema, con la intención de acercarnos lo mejor posible a un conjunto de parámetros de inestabilidad.

En el límite del modo de operación de NLPs con un sólo pulso se encuentra el caso en el que un sub-paquete, o fragmento del NLP, comienza a ser liberado hacia cualquiera de las dos direcciones (hacia adelante o hacia atrás) del paquete principal, pero en el límite mencionado este proceso es abortado. La [Figura 5.5](#) muestra “instantáneas” del inicio de la liberación de fragmentos hacia la izquierda ([Figura 5.5.a, b](#)) y derecha ([Figura 5.5.c-f](#)) del paquete principal.

La [Figura 5.5.a](#) muestra que un fragmento comienza a desprenderse a la izquierda del paquete principal, pero a medida que pasa el tiempo decae abruptamente. En la [Figura 5.5.b](#) puede notarse un caso similar, pero en este caso el fragmento alcanza a desprenderse, casi en su totalidad, posteriormente aumenta su energía, al parecer mientras está interactuando con el paquete principal y finalmente decae. En ambos casos el NLP tiende a recuperar su amplitud.

La [Figura 5.5.c](#) muestra el inicio de la fragmentación del paquete principal, sin embargo, después de unos cientos de ciclos el posible fragmento decae y el paquete principal tiende a recuperar su amplitud, el efecto final sobre la forma de onda del NLP es que éste se contrae temporalmente, lo que incrementa su intensidad.

Aumentando el grado de inestabilidad del NLP, la [Figura 5.5.d](#) muestra un caso en el que puede observarse el inicio de un proceso de expulsión de una gran cantidad de energía. El NLP presenta dos grandes crestas durante los primeros cientos de ciclos, pero en los ciclos finales una de las crestas en proceso de separación termina por ser reabsorbida y el NLP recupera su forma. Un paso más allá, la [Figura 5.5.e](#) y [f](#) muestra los casos en los que el NLP está a punto de expulsar un gran paquete de energía, aunque en el primer caso no se aprecia una separación entre el sub-paquete y el paquete principal, en el segundo caso se aprecia en forma clara, y dramática, la fragmentación del NLP, sin embargo el fragmento decae rápidamente y la forma de onda del paquete principal es restaurada. En ambos casos el paquete principal recupera rápidamente su energía.

Es importante hacer notar que en todos los casos observados, tanto los fragmentos que casi se desprenden del paquete principal como los fragmentos que consiguen hacerlo (pero que decaen en las faldas de éste) decayeron rápidamente al nivel de la radiación de fondo, y a su vez el paquete principal tendió a recuperar su amplitud. Así, los fragmentos decaen eventualmente y desaparecen después de unos cuantos cientos de ciclos y la operación en el modo fundamental del láser se mantiene mientras que la forma de la envolvente del NLP se comporta de manera altamente inestable.

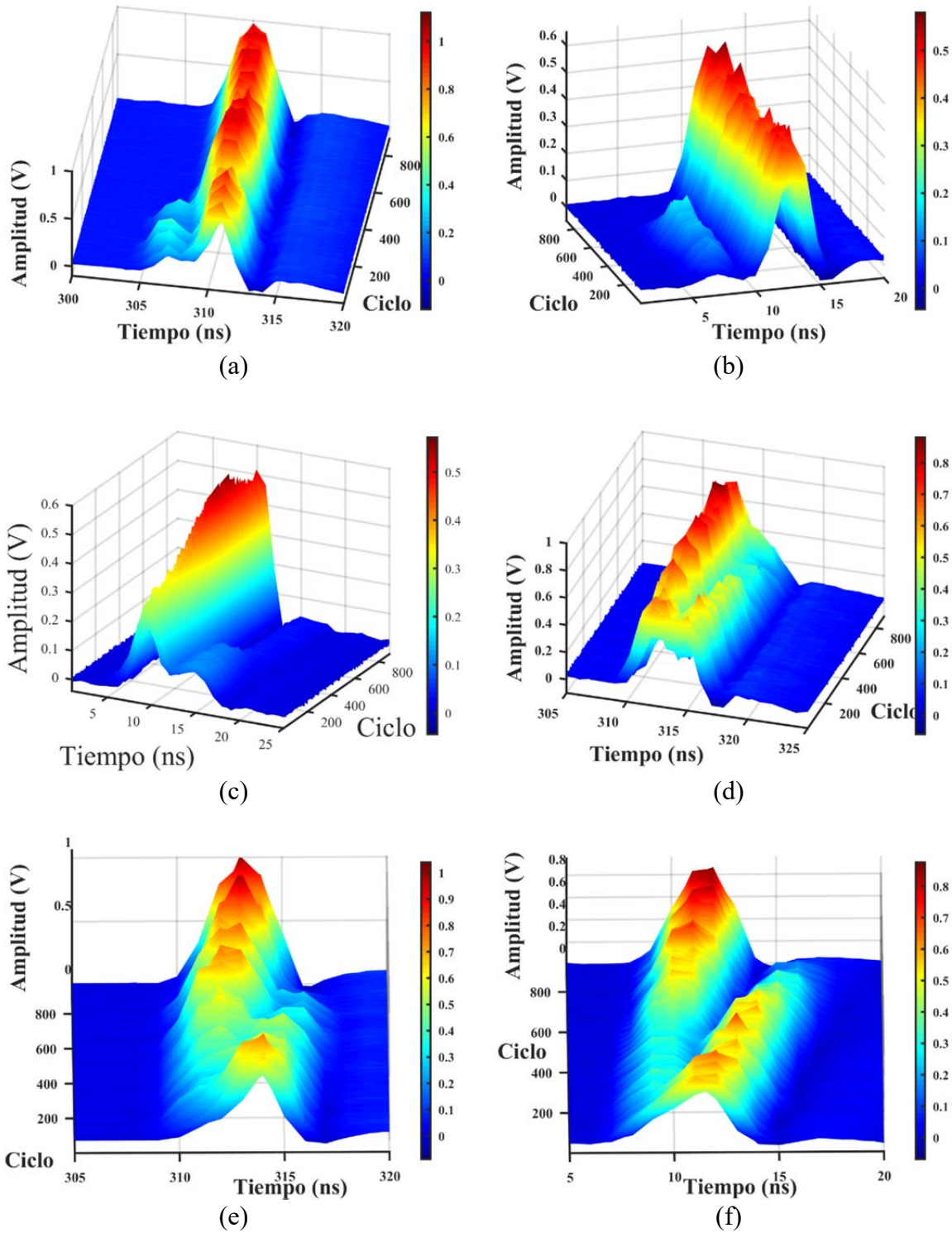


Figura 5.5. NLPs con procesos de fragmentación abortados. Se muestra la interrupción de un fragmento expulsado hacia atrás (a), fragmento que casi se separa, a la izquierda del paquete principal, y decae súbitamente (b). Procesos de expulsión en los que los fragmentos son reabsorbidos por el paquete principal (c-e). Fragmento que alcanza a desprenderse pero decae rápidamente (f). El paquete principal recupera de inmediato su energía en todos los casos. Cada superficie está conformada por 892 ciclos consecutivos.

5.5. Desprendimiento de sub-paquetes

Mediante ajustes en las placas de onda se puede sobrepasar el umbral de operación del láser en el que un sólo NLP circula en la cavidad, lo que permite entrar en regímenes más complejos. Una característica importante de estos modos de operación es que el pulso de ruido expulsa fragmentos que se separan del paquete principal y comienzan a alejarse de él. Diferentes etapas de este proceso de expulsión de paquetes se muestran en la [Figura 5.6](#) y [Figura 5.7](#) (ésta última figura también muestra un sub-paquete que en realidad no es un fragmento, sino que emerge desde la radiación de fondo). Estos fragmentos pueden ser expulsados a ambas direcciones de la forma de onda principal. Las gráficas mostradas permiten apreciar que el proceso de fragmentación ocurre a velocidad variable (notar la inclinación de las flechas en la [Figura 5.6](#)). Para dar una idea de la velocidad relativa del sub-paquete con respecto al paquete principal, se tiene una separación de alrededor de 1 ns en 892 ciclos (1 ms), que es equivalente a que un fragmento puede alejarse 1 ns por cada ms transcurrido.

El caso en el que los sub-paquetes sobreviven a la fragmentación del NLP principal es el núcleo de las dinámicas multi-pulso que se presentarán posteriormente. Los sub-paquetes pueden formarse por rompimiento del paquete principal ([Figura 5.6](#)), por fragmentación de otros sub-paquetes ([Figura 5.7.b](#)), o por la formación de éstos a partir de la radiación de fondo ([Figura 5.7.c](#)). Una vez liberado (o formado), el sub-paquete comienza a viajar en la cavidad e interactúa con otros sub-pulsos y con la radiación de fondo.

La [Figura 5.6](#) muestra detalles de la fragmentación del NLP principal, los fragmentos son expulsados a la izquierda (a, c, e) y a la derecha (b, d, f). Se muestra la etapa inicial (a, b) en la que se ve claramente el proceso de un NLP bien conformado. Le sigue una etapa intermedia, en la que un fragmento casi logra separarse (c, d). Finalmente se muestra un fragmento totalmente separado del paquete principal (e, f). En el último caso el fragmento se degrada abruptamente en cuanto se separa del paquete principal, mientras que éste último recupera rápidamente su energía.

En la [Figura 5.7](#) se muestran dos sub-paquetes que comenzaron su desplazamiento (en direcciones opuestas, como lo indican las flechas) en cuanto fueron liberados por el paquete principal (a). Se muestra al NLP principal (indicado por la flecha verde) que se está fragmentando, al igual que un par de sub-paquetes (indicados por las flechas rojas), con el mismo proceso, que fueron previamente liberados y que ya se están alejando del NLP principal (b). También se muestra un sub-paquete emergiendo desde la radiación de fondo (c), a unos 150 ns en la cavidad (en la posición de los ~ 200 ns), otro fragmento oscila dramáticamente amenazando con desaparecer.

En la siguiente sección se presentan detalles interesantes acerca de la evolución de la amplitud de los paquetes, tanto en proceso de “nacimiento” como de “extinción”.

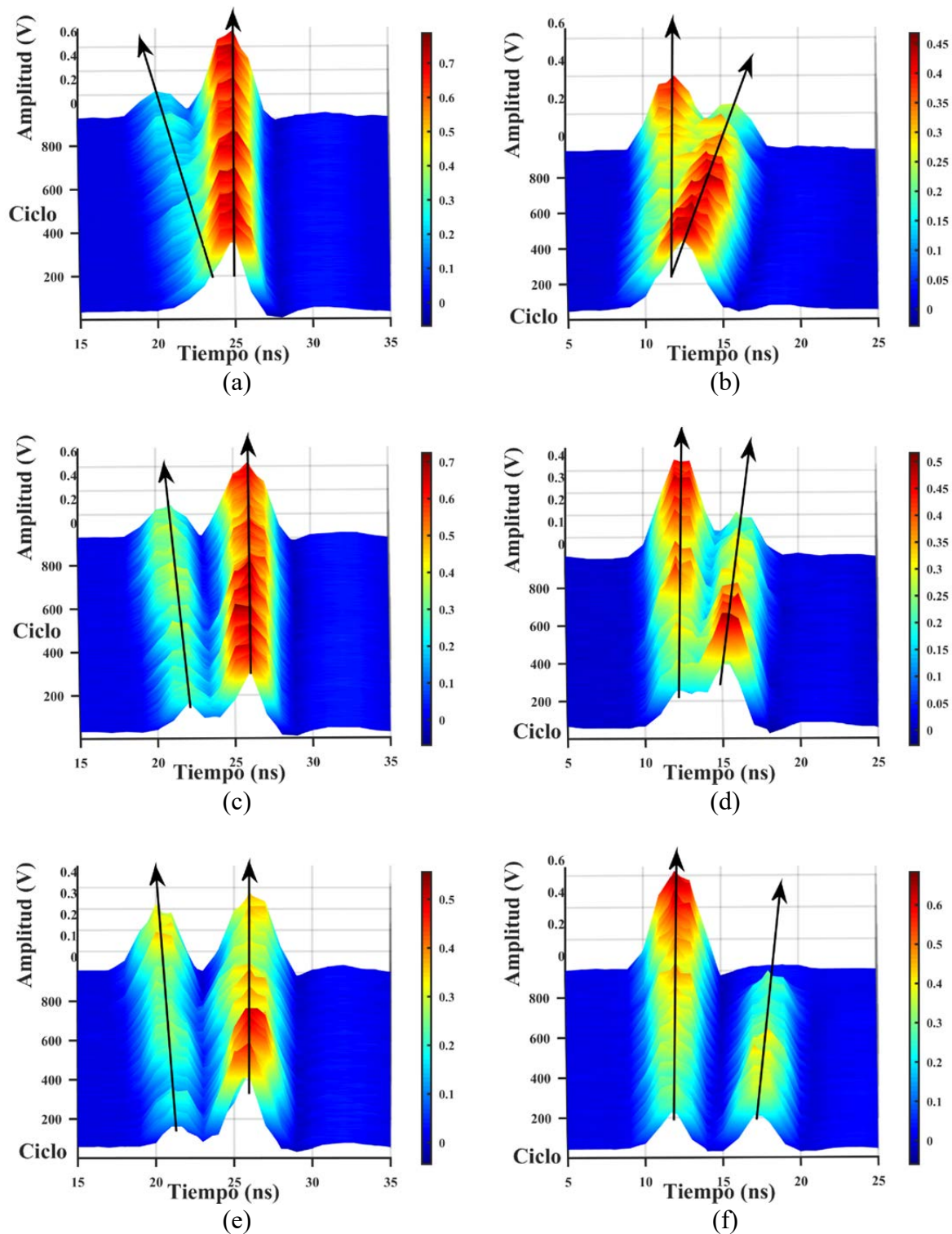


Figura 5.6. Detalle del proceso de expulsión de sub-paquetes desde el paquete principal. La expulsión de los fragmentos ocurre tanto a la izquierda (a, c, e), como a la derecha (b, d, f) del NLP principal. Este proceso ocurre a diferente rapidez, como se aprecia por la diferente inclinación de las flechas que indican la dirección del desplazamiento del fragmento a medida que éste último se desprende. Cada superficie está conformada por 892 ciclos consecutivos.

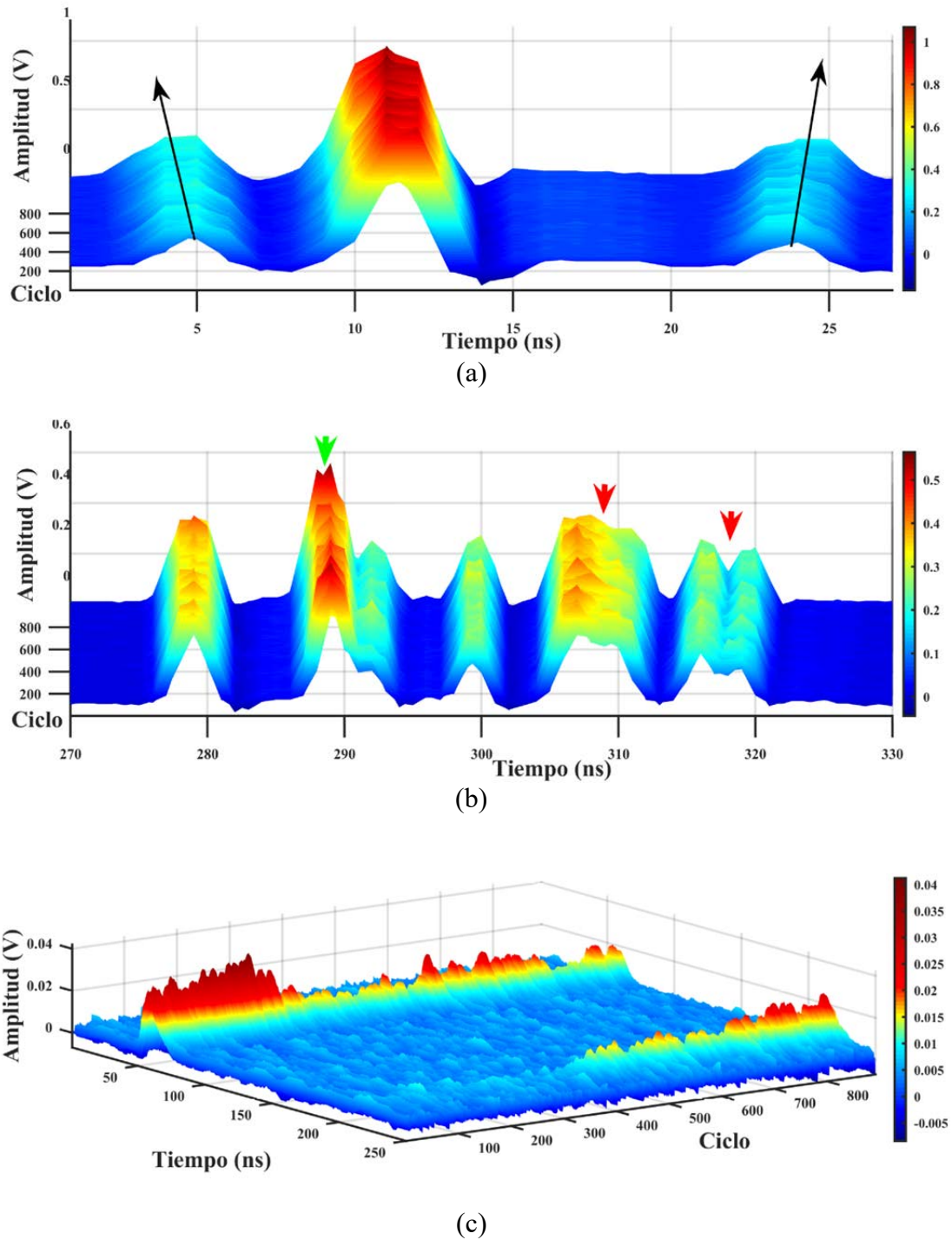


Figura 5.7. Sub-paquetes alejándose del paquete principal en direcciones opuestas (a), las flechas sirven de guía visual. Proceso en el que el paquete principal (flecha verde) está liberando un fragmento, mientras que algunos de los fragmentos (flechas rojas) previamente liberados se fragmentan a medida que se alejan del paquete principal (b). Se muestra el detalle en el que un sub-paquete (~50 ns) presenta variaciones drásticas mientras que otro emerge (~200 ns) de la radiación de fondo (c). Cada superficie está conformada por 892 ciclos consecutivos.

5.6. Evolución escalonada de sub-paquetes

Un punto importante para hacer notar acerca de los NLPs y sus fragmentos es la evolución casi-discreta de sus valores de amplitud [96] [98] [99]. Este proceso puede observarse al hacer un seguimiento minucioso de la amplitud de un paquete, especialmente cuando éstos emergen o se degradan, presentan una evolución de amplitud casi escalonada, como se muestra en la [Figura 5.8](#).

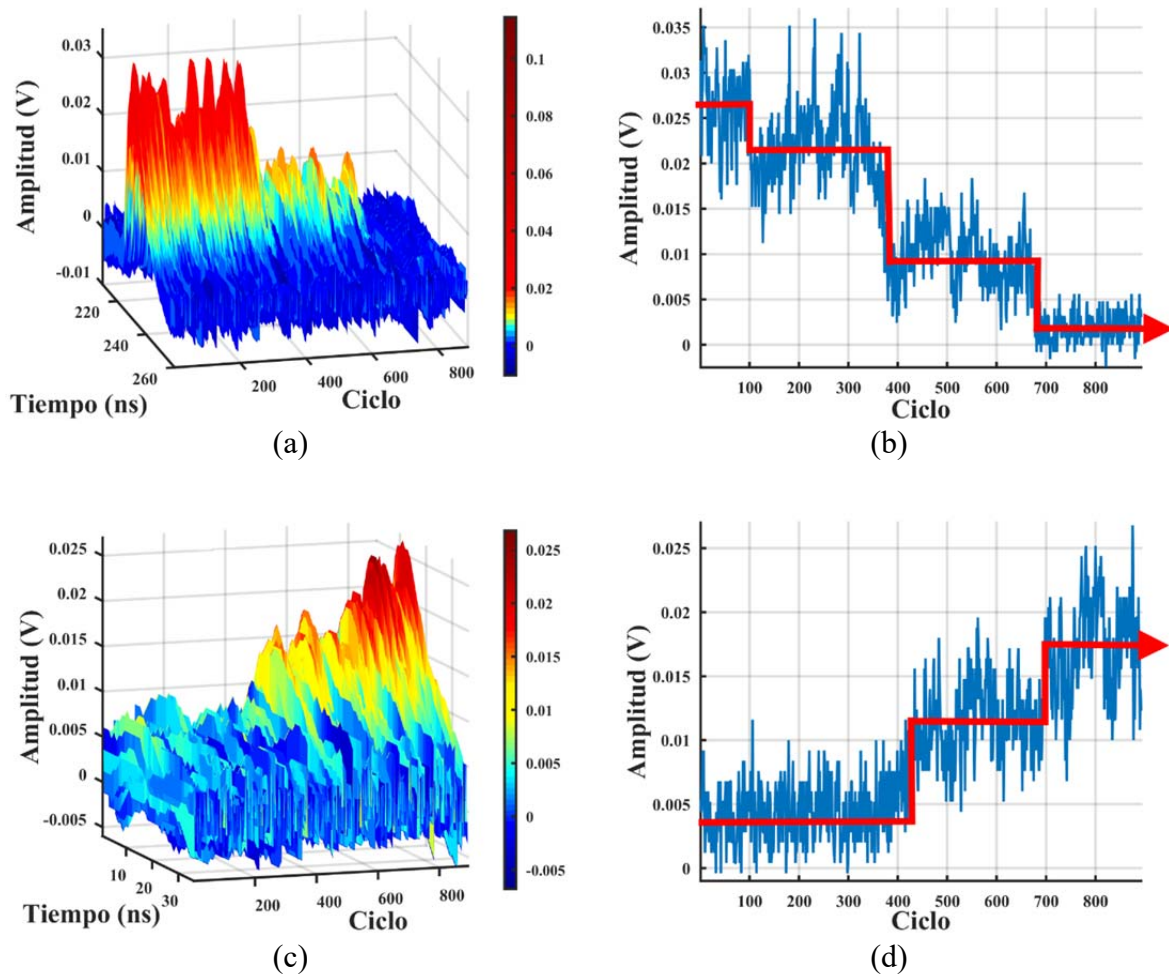


Figura 5.8. Evolución escalonada de la amplitud de fragmentos al degradarse (a, b) y al emerger de la radiación de fondo (c, d). Se muestra la evolución de la superficie formada por la forma de onda (a, c) y del máximo de la amplitud (por ciclo) del pulso (b, d). Las superficies (a) y (c) están conformadas por 892 ciclos consecutivos.

La [Figura 5.8](#) muestra (ciclo a ciclo) la evolución de un par de sub-paquetes. Se muestran los casos esenciales cuando un sub-paquete se degrada hasta desvanecerse ([Figura 5.8.a](#)) y cuando un sub-paquete emerge desde la radiación de fondo ([Figura 5.8.c](#)). Dando seguimiento a la evolución de la forma de onda de los sub-paquetes notamos que su amplitud no evo-

luciona en forma suave; sino que permanece oscilando a un nivel casi-constante durante algunos cientos de ciclos para después cambiar rápidamente (en unas decenas de ciclos). Esta evolución escalonada de la forma de onda podría ser un indicador de que los sub-paquetes están conformados por, o contienen, componentes elementales cuantizados como lo serían los solitones [104]. A este respecto la presencia de las bandas laterales (Kelly sidebands), en el espectro óptico, que los delata no fueron confirmadas [46]. Por último es importante notar que la rapidez de las transiciones de crecimiento y decaimiento es variable. Como se ilustra en la [Figura 5.8.b, d](#), en el caso del decaimiento del paquete, las transiciones de amplitud mostradas toman ~ 50 y ~ 20 ciclos, respectivamente, y en el caso en el que el paquete emerge del ruido de fondo ambas transiciones de crecimiento tomaron ~ 100 ciclos.

5.7. Ejemplos de dinámicas de pulsos múltiples

Como se mencionó anteriormente, el modo de operación en el que existen múltiples pulsos en la cavidad es el pilar de las dinámicas presentadas a partir de ahora. Es importante tomar en cuenta que los regímenes presentados son solamente una muestra del total de posibles modos de operación que pueden obtenerse con el sistema utilizado. Se presentarán primero los casos de dinámicas en las que el proceso de fragmentación del NLP no fue observado, para posteriormente tratar las dinámicas en las que sí aparece dicho proceso.

5.7.1. Amarre de modos armónico incompleto

Iniciamos las dinámicas de paquetes múltiples con un régimen relativamente simple en el que aparece solamente un paquete en medio del periodo, acompañando el modo de operación fundamental de generación de NLPs.

La [Figura 5.9](#) muestra esta dinámica en la que aparece solamente un sub-paquete en medio del periodo de la cavidad, correspondiente a un amarre armónico imperfecto de segundo orden. Este modo de operación presenta una distribución del paquete central relativamente estable por muchos ciclos y la [Figura 5.9.a](#) y la vista en perspectiva de las primeras 50 trazas ([Figura 5.9.b](#)) ayudan a entender que esta dinámica está compuesta por el pulso principal y un sub-paquete que nace de la radiación de fondo.

Las muestras de la dinámica, [Figura 5.9.a-c](#), permiten observar una serie de trayectorias rectas, y discontinuas, que ayudan a entender que en este proceso el paquete central emerge de la radiación de fondo, éste viaja hasta por ~ 160 nanosegundos hacia la izquierda y desaparece repentinamente. Este comportamiento, aparentemente periódico (con un periodo del orden de un segundo [Figura 5.9.b](#)), visto a detalle presenta variaciones que rompen la periodicidad del proceso, como se muestra en la [Figura 5.9.c](#), en donde se presenta, por traza, la distancia relativa (en nanosegundos) entre el paquete principal y el sub-paquete que aparece en la región central del periodo.

En esta dinámica puede notarse la gran distancia que viaja el sub-paquete y, además, que la zona en donde emerge el sub-paquete, así como la región de desplazamiento y la zona de decaimiento están delimitadas claramente en la parte media del periodo. Para entrar en más detalles, el tiempo de viaje abarca $\sim 15\%$ del periodo (160 ns), que es muy grande comparado con la duración del paquete principal ~ 5 ns). La distancia promedio (en tiempo) entre el paquete principal y el sub-paquete es de ~ 550 nanosegundos, la cual es cercana a la mitad del periodo (~ 560 ns).

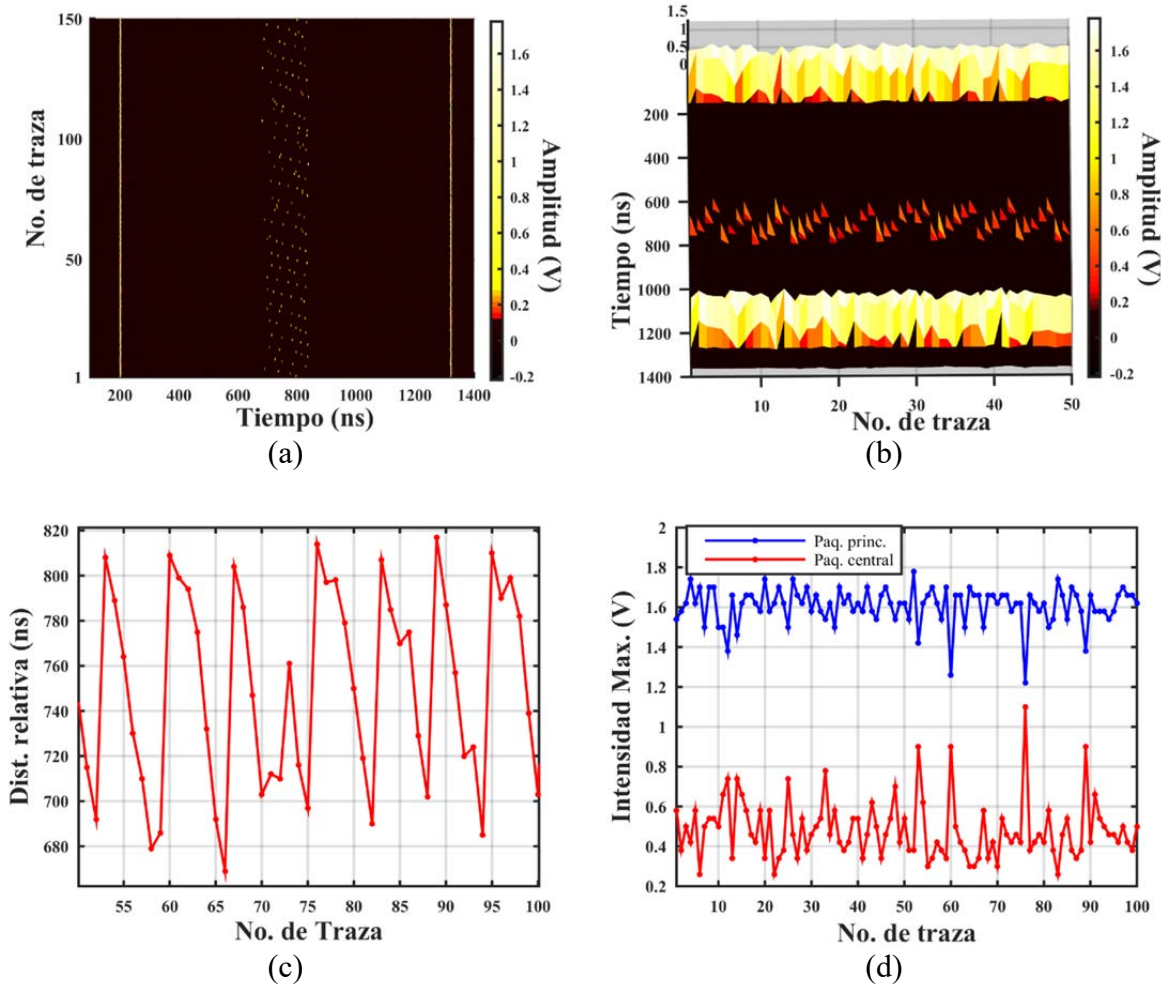


Figura 5.9. Amarre armónico parcial de segundo orden (a), vista en perspectiva para mejor visualización del comportamiento del sub-paquete central (b). Distancia relativa entre el paquete principal y el sub-paquete (c). Comparativa del comportamiento de las amplitudes del paquete principal y el paquete central (d). El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms.

Finalmente, en la Figura 5.9.d se incluye el seguimiento (por traza) de la amplitud máxima del paquete principal (línea azul) y el paquete central (línea roja). Observando los picos de intensidad de ambos paquetes, por ejemplo cerca de las trazas 90, 75 y 60, puede notarse que la energía de ambos paquetes está inversamente correlacionada, esto es fácil de explicar si se considera que la energía total circulando en la cavidad tiende a mantenerse constante ante un suministro constante de energía. Se determinó el coeficiente de correlación entre los valores máximos de las amplitudes de los paquetes, siendo éste de -0.7 , lo que muestra que

las amplitudes están correlacionadas e invertidas, confirmando así que (de alguna manera) la energía alterna entre los paquetes.

Otra dinámica que pertenece al amarre de modos armónico imperfecto se muestra en la [Figura 5.10](#), ahí ([Figura 5.10.a](#)) se puede observar el pulso principal y tres bandas de sub-paquetes; visualmente, estas bandas son más anchas que el pulso principal del cual puede identificarse su posición por las líneas sólidas, las cuales delimitan el periodo de la cavidad. Las bandas indican que al menos un sub-paquete está confinado dentro de cada una de estas regiones del periodo, en donde el sub-paquete puede viajar u oscilar a lo largo de unas cuantas decenas de nanosegundos. La distribución relativamente equidistante de estas bandas, incluyendo la posición del paquete principal y las posiciones centrales de las mismas puede apreciarse en la [Figura 5.10.b](#), y ello es un indicador de que esta dinámica es un régimen cercano a un amarre de modos armónico imperfecto de cuarto orden.

Un punto importante a notar es que, para este caso, el rango de desplazamiento permitido para cada sub-paquete es más pequeño que el mostrado para el caso de un sólo sub-paquete ([Figura 5.9](#)). Sin embargo, si sumamos los rangos de movimiento de las tres bandas de sub-paquetes encontramos que el rango total del movimiento de éstos es de ~ 150 nanosegundos, que es un rango de movimiento burdamente equivalente al rango de movimiento para el caso en el que se encuentra presente un sólo sub-pulso central. La [Figura 5.10.b](#) muestra la gráfica del promedio de las 1000 trazas mostradas en la [Figura 5.10.a](#), en ella se nota la distribución de la energía en la cavidad por casi 4 minutos, se observan las distribuciones de las posiciones del paquete principal y de los centros de las bandas de los paquetes centrales. Finalmente, el ancho de la base de los picos centrales de la distribución de energía proporciona una idea visual del rango de movimiento de los paquetes centrales.

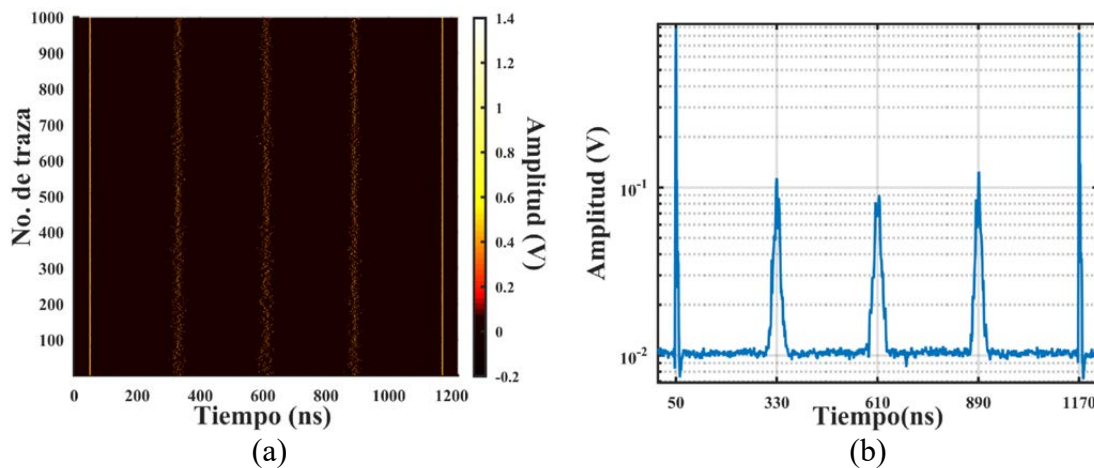


Figura 5.10. Amarre armónico imperfecto de cuarto orden (a); distribución promedio de la energía de los paquetes (b) en donde se aprecian las posiciones del amarre parcial, así como el rango de movimiento de los sub-paquetes. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms en la figura (a).

5.7.2. Transición en el amarre de modos imperfecto

La dinámica presentada a continuación está compuesta por dos modos de operación bien definidos, se puede decir que cada uno de ellos es, como en las dinámicas de la sección anterior, un amarre de modos armónico imperfecto. En este régimen compuesto se presenta la transición, entre este par de modos de operación, que sucede de manera impredecible, sin embargo, una vez establecido, cada régimen de operación presenta un nivel de estabilidad relativamente elevado.

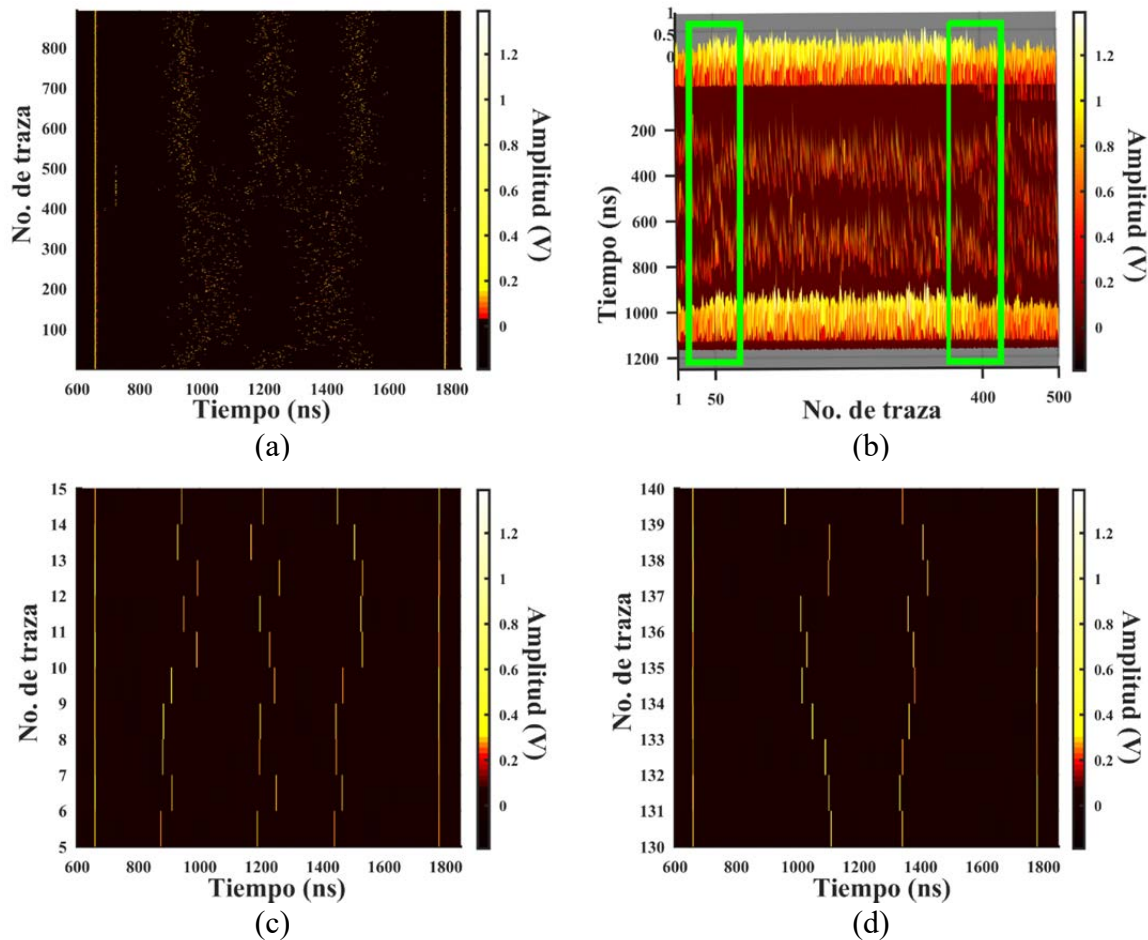


Figura 5.11. Transición en la dinámica de amarres armónicos imperfectos, se pueden apreciar las regiones en las que están confinados los sub-paquetes, se aprecia la transición tres-dos-tres sub-paquetes centrales (a). Las transiciones (en perspectiva) afectan la amplitud del paquete principal (b), detalle de los regímenes de tres (c) y dos (d) paquetes centrales. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms.

La Figura 5.11 muestra una dinámica multi-pulso más complicada que la de las secciones anteriores. En este régimen no es notable el proceso de expulsión de sub-paquetes, pero los paquetes centrales tampoco aparecen de manera intermitente, sino que son visibles durante todo el tiempo del proceso de medición (~ 4 minutos). Como se muestra en la Figura 5.11.a, la distribución de los sub-paquetes centrales no se mantiene estacionaria durante todo ese

tiempo, sino que evoluciona en forma intrigante. En la imagen formada por las primeras trazas, aparecen tres distintas nubes en la región central (semejante al caso del amarre armónico imperfecto presentado en la [Figura 5.10](#)) dispuestas simétricamente con respecto al centro del periodo. Posteriormente, alrededor de las trazas 40 y 80, ocurre una transición durante la cual las tres nubes evolucionan suavemente hasta conformar dos nubes más anchas que aparecen simétricamente a cada lado del centro del periodo. Este modo de operación se mantiene hasta la traza ~ 400 en donde se inicia una segunda transición suave hasta terminar por conformarse nuevamente tres nubes. Este último modo de operación se consolida en la traza ~ 500 y se mantiene hasta el final de la secuencia (~ 2 mín.).

En esta dinámica se observa que las nubes de los sub-paquetes, en general, dividen el periodo de la cavidad en intervalos iguales de tiempo, lo que como se mencionó antes sugiere su interpretación como una especie de amarre de modos armónico imperfecto. Por otra parte, en la [Figura 5.11.b](#) puede notarse que las transiciones reportadas no afectan solamente al número y localización de las nubes de los sub-paquetes, sino también al paquete principal. En esta figura se muestra, marcado por los rectángulos verdes, que la amplitud del paquete principal crece cuando el número de nubes se reduce de tres a dos (traza ~ 50), y posteriormente se reduce en la traza ~ 400 , cuando ocurre la transición opuesta, la vista en perspectiva permite una mejor apreciación de este comportamiento.

Observando de cerca los datos [Figura 5.11.c, d](#)) notamos que cada nube se produce por la presencia de un único sub-paquete, el cual es encontrado en diferentes posiciones a través de las mediciones, pero permanece confinado dentro de una región restringida del periodo durante largos periodos de tiempo. En particular, las tres nubes que se observan inicialmente (las primeras 40 trazas) y durante la última etapa de la secuencia (a partir de la traza ~ 500) están formados consistentemente por 3 sub-paquetes, uno para cada nube.

Aunque se pueden observar unas cuantas trayectorias cortas en estas figuras ([Figura 5.11.c, d](#)), éstas son discontinuas y muchos sub-paquetes no pueden conectarse claramente en secuencias entre mediciones consecutivas, así que puede ser que no estén relacionadas; aún así, en cada medición, aparece estrictamente un sub-paquete en cada uno de los dominios cubiertos por estas tres nubes. De manera similar, las dos nubes observadas entre los ciclos 100 y 400 se deben a la presencia de dos sub-paquetes intermedios en cada medición, cada uno de ellos confinado a una región específica. Aunque la posición de estos sub-paquetes varía ampliamente (sobre 100 nanosegundos o más, aún entre mediciones consecutivas), éstos aún están fuertemente confinados a su dominio específico, el cual no se traslapa con otros. Por ejemplo, la [Figura 5.11.a, b](#) muestra que entre las trazas 100 y 400 ningún sub-paquete puede observarse entre las dos nubes, en una región que se extiende por ~ 100 nanosegundos alrededor del centro del periodo. Finalmente, en adición a los sub-paquetes altamente móviles discutidos previamente, es importante notar el único sub-paquete que aparece en forma intermitente durante la segunda transición (ciclos 400 a 500), a una posición fija ~ 60 nanosegundos a la derecha del paquete principal, este último se puede localizar en la parte intermedia de la [Figura 5.11.a](#), y en la parte superior derecha de la [Figura 5.11.b](#).

Finalmente es importante notar que los acercamientos a porciones de la dinámica (Figura 5.11.c, d), independientemente del modo de operación con dos o tres nubes centrales, no muestran una semejanza clara con el comportamiento de la dinámica mostrada en la Figura 5.9, en donde se observan trazas (más o menos bien definidas) de trayectorias discontinuas, y que sugiere que los sub-paquetes continuamente se desvanecen y son reemplazados por el surgimiento espontáneo de nuevos sub-paquetes desde la radiación de fondo.

5.8. Dinámicas de fragmentación de NLPs

Ahora que se han presentado algunos detalles acerca de la dinámica del paquete principal, y de algunas dinámicas multi-pulso relativamente bien comportadas, discutiremos algunos regímenes en los que el proceso de expulsión de paquetes es fundamental, a continuación se presentan comportamientos complicados e interesantes de la dinámica colectiva mostrada por las diferentes formas de onda (paquete principal y sub-paquetes) que coexisten en la cavidad.

5.8.1. Intermitencia de sub-paquetes en la región central del periodo (1/2)

Las dinámicas presentadas en este apartado muestran el fenómeno de desprendimiento de sub-paquetes por el paquete principal y la existencia intermitente de sub-paquetes a la mitad del periodo. Esta dinámica colectiva consta de una alternancia no periódica entre dos dinámicas cuasi-estables, una de ellas previamente descrita [96] como parte de dos dinámicas independientes.

Las siguientes dos figuras (Figura 5.12 y Figura 5.13) presentan muestras de un conjunto de 8000 trazas que proporcionan un resumen de la dinámica, cada traza mostrada fue medida a intervalos de 230 milisegundos y cubre un poco más de un periodo de la cavidad. La posición del pulso principal queda marcado por las dos líneas rectas paralelas que se observan en los extremos de tiempo, una de ellas cerca de los ~ 200 ns. La elevada concentración de puntos a ambos lados del paquete principal (Figura 5.12.a, b) corresponde a la emisión continua de sub-paquetes por el paquete principal. Este proceso sucede en ambas direcciones, aunque principalmente hacia la derecha, como lo confirma la asimetría de las alas que flanquean el paquete principal en la Figura 5.12.e (promedio de las 8000 trazas), en donde se observa además que, en general, a medida que los sub-paquetes se alejan del paquete principal, éstos decaen progresivamente y eventualmente desaparecen.

En el primer estado (Figura 5.12.a) el pulso principal (que puede identificarse por la línea continua cerca los ~ 200 ns) expulsa sub-paquetes que se alejan de éste en las dos direcciones. Estos sub-paquetes decaen y eventualmente desaparecen después de viajar una distancia que aunque variable no excede un quinto del periodo (~ 220 ns) a cada lado del pulso principal, como se muestra en las distribuciones mostradas en la Figura 5.12.c,d, en donde se muestran las vistas en perspectiva de la distribución de los sub-pulsos (la Figura 5.12.e es la gráfica del promedio de las 8000 trazas mostrando la distribución de la energía alrededor del paquete principal); en este punto es importante mencionar que ocurren excepciones que resultan de especial interés y que se mencionan a continuación.

Como se indicó al principio de este apartado, el segundo estado de esta dinámica se caracteriza por la presencia de sub-paquetes espaciados en medio del periodo de la cavidad (Figura 5.12.b), estos sub-paquetes intermedios usualmente aparecen en esta región cuando un sub-paquete viaja a la derecha del paquete principal y alcanza la mitad del periodo, disparando esta dinámica.

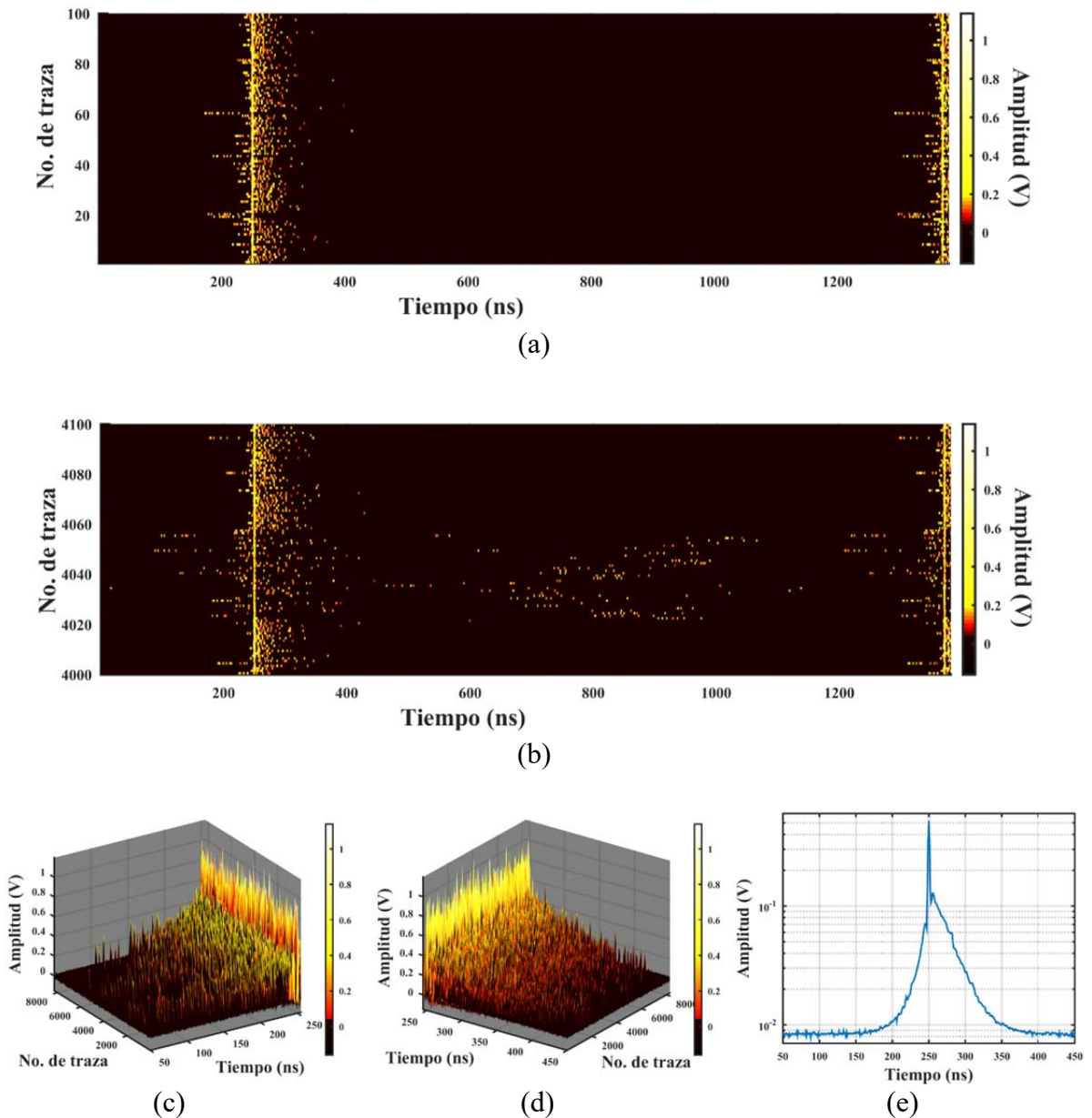


Figura 5.12. Dinámica alternante entre dos regímenes, en la primera los sub-paquetes están ausentes (a) o presentes (b) en la región central del periodo. Se muestra la distribución de fragmentos en los flancos del paquete principal (c, d), así como el promedio de ~ 8000 trazas (e), lo que permite apreciar la distribución de la energía alrededor del paquete principal. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms en las figuras (a-e).

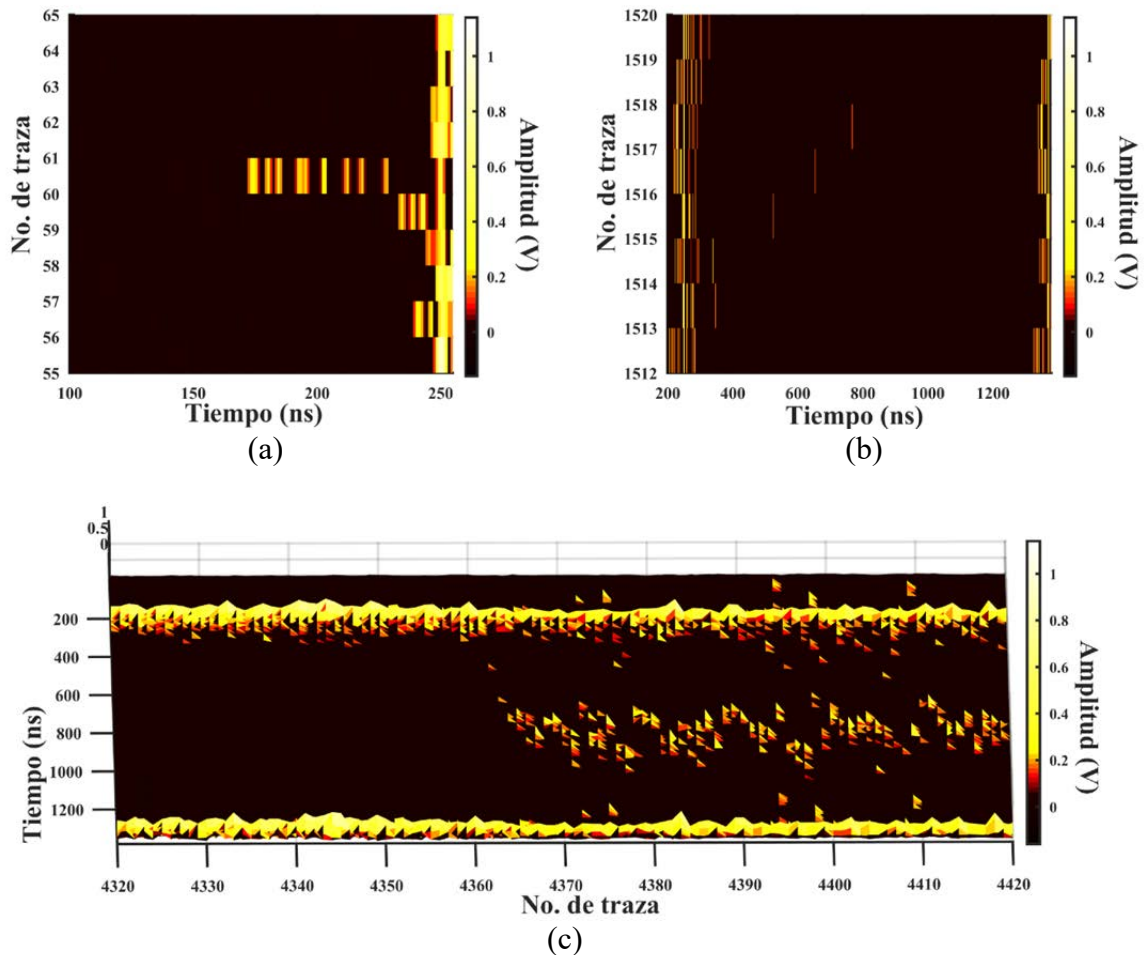


Figura 5.13. Detalle de la deriva de sub-paquetes hacia la izquierda (a) y hacia la derecha (b) del paquete principal. Detalle de un fragmento que llega a la región central del periodo y provoca un cambio en la dinámica de la luz en la cavidad. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms.

La **Figura 5.13** muestra más detalles de esta dinámica, se aprecia la expulsión de un sub-paquete (y su proceso de fragmentación) hacia la izquierda (**Figura 5.13.a**) y hacia la derecha (**Figura 5.13.b**) del paquete principal, en el primer caso el fragmento se degrada hasta desaparecer a ~ 100 nanosegundos, mientras que en el segundo caso se observa una excepción en la que el fragmento viaja a la derecha del paquete principal y alcanza la mitad del periodo de la cavidad. Finalmente se muestra, en perspectiva, el detalle de la transición entre las dos dinámicas (**Figura 5.13.c**) en donde se muestran ~ 10 segundos del modo de operación de expulsión de fragmentos (sin sub-paquetes centrales), y en la traza ~ 4360 un sub-paquete alcanza el centro del periodo que dispara el régimen en el que aparecen sub-paquetes en la región central, de éste se muestran ~ 15 segundos.

Es importante notar que cuando aparece el régimen con pulsos centrales, el número de fragmentos alrededor del paquete principal se reduce significativamente, como puede observarse comparando, por ejemplo, las nubes de sub-pulsos alrededor del paquete principal en la **Figura 5.12.b** alrededor de las trazas 4040 y 4080. Esto se puede explicar fácilmente si

consideramos que la energía total de la cavidad permanece (aproximadamente) constante debido a que está sometida a una alimentación de potencia de bombeo constante. En este caso los cambios en la concentración de los sub-paquetes en la cavidad solamente reflejan la re-distribución de la energía dentro de la cavidad que ocurre junto con la transición en el régimen de operación. Así, la aparición de los sub-paquetes en la mitad del periodo implica que parte de la energía, que en el otro régimen estaba concentrada en la vecindad del paquete principal, se relocaliza ahora en la mitad del periodo mediante el viaje de sub-pulsos (así como del surgimiento de paquetes desde la radiación de fondo).

Al observar las vistas de la distribución de sub-paquetes y del promedio de la distribución de la energía alrededor del paquete principal (Figura 5.12.c-e) vale la pena recordar que, aunque estas figuras dan la impresión de un decaimiento continuo, este proceso ocurre en forma escalonada, como se discutió previamente (Figura 5.8.a, b). Los puntos importantes aquí son la manera en que la energía se distribuye alrededor del pulso principal y que, en general, la energía contenida en los sub-paquetes decrece suavemente conforme se alejan del paquete principal. Finalmente, la gráfica de la Figura 5.12.e presenta una fuerte asimetría entre los flancos del paquete principal, confirmando que la liberación de sub-paquetes hacia la derecha es mayor, además de que el decaimiento de los sub-pulsos liberados hacia la izquierda ocurre más rápido.

5.8.2. Intermitencia de sub-paquetes en la región central del periodo (2/2)

Como se observó en la sección anterior, una vez que el proceso de liberación y viaje de sub-paquetes es disparado la situación se vuelve bastante compleja porque que muchas formas de onda se dispersan sobre grandes porciones de la cavidad y evolucionan de manera complicada. La dinámica presentada en este apartado es semejante al caso anterior, con la diferencia de que, mediante pequeños ajustes de las placas de onda se consigue que la alternancia entre los regímenes sea, visualmente, más frecuente, como puede comprobarse comparando la Figura 5.12.a, b (y la Figura 5.13.c), contra la Figura 5.14.a.

La Figura 5.14.a presenta 1000 trazas que muestran la evolución de las formas de onda distribuidas por la cavidad (la escala horizontal cubre un poco más de un periodo). De manera semejante a las mediciones anteriores, la adquisición fue disparada por el paquete principal, el cual es visible como las dos líneas verticales cuya separación define el periodo (~ 1120 ns). Los puntos esparcidos sobre la figura representan los sub-paquetes. La Figura 5.14.a revela una alternancia no-periódica más agresiva entre los dos regímenes (aparición o no de sub-paquetes en la región central del periodo). La Figura 5.14.b, c muestra un acercamiento visual a tales regímenes. De manera análoga al caso de la dinámica anterior, el tiempo durante el que cada régimen es sostenido de manera consistente es extremadamente variable. Mientras que en unos casos pueden durar más de 40 trazas (~ 10 s), en otros pueden observarse sub-pulsos de manera aislada (quizá debido a que un sub-pulso viajó muy rápido hacia el centro de la cavidad, o emergió en esta zona desde la radiación de fondo). La Figura 5.14.d muestra, en una escala semilogarítmica, la curva resultante de promediar las 1000 trazas. Los picos indican la posición del paquete principal, mientras que los sub-paquetes son responsables tanto de las alas alrededor de los picos como de la protuberancia entre la

región central de éstos. Los mínimos de esta curva, localizados aproximadamente a un cuarto y tres cuartos del periodo, indican posiciones en las cuales es poco probable encontrar sub-paquetes. Compare ésta última gráfica con la de la [Figura 5.10.b](#): de manera similar, esta gráfica sugiere un amarre de modos armónico incompleto (en este caso, de orden 2).

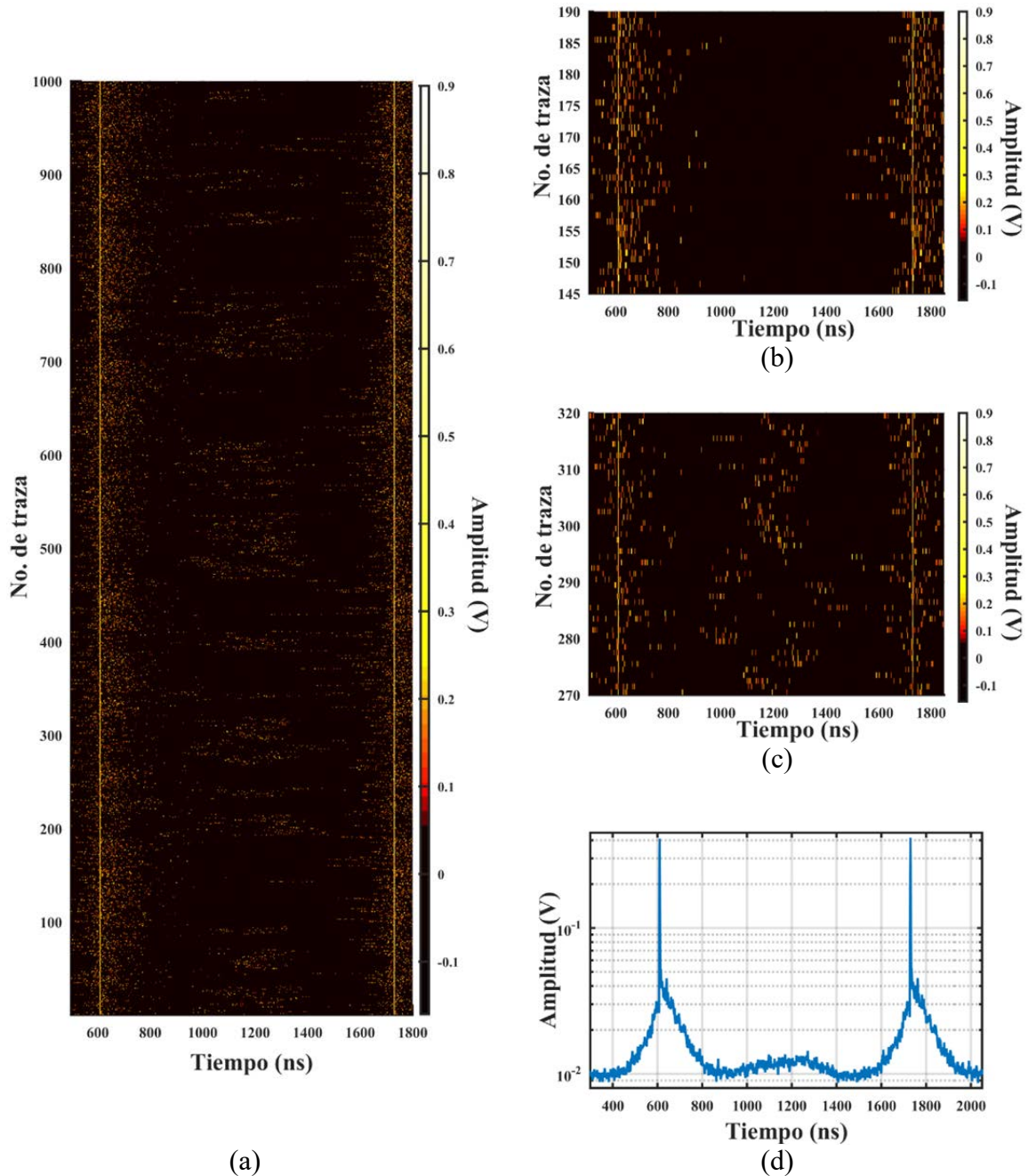


Figura 5.14. Fragmentación del paquete principal con alternancia entre dinámicas (a), sin fragmentos (b) y con fragmentos (c) centrales. Promedio de 1000 trazas (d). El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms en la figura (a-c).

Las trazas que conforman la figura cubren un poco más de un periodo de la cavidad, la posición del pulso principal queda marcada por las dos líneas rectas paralelas que se observan en los extremos de tiempo. La elevada concentración de puntos a ambos lados del paquete principal (Figura 5.14.a-c) corresponde a la emisión continua de sub-paquetes por el paquete principal. Este proceso sucede en ambas direcciones, aunque principalmente hacia la derecha, como lo confirma la asimetría de las alas que flanquean el paquete principal en la Figura 5.14.d, en donde se observa además, que a medida que los fragmentos se alejan del paquete principal, éstos decaen progresivamente y eventualmente desaparecen después de un cuarto de la cavidad. Recordemos, sin embargo, que en el sentido más estricto, no es exactamente así debido a la existencia de otro régimen en el que aparecen los sub-paquetes centrales (Figura 5.14.c). La evidencia (global) de esta concentración intermitente de sub-paquetes centrales se muestra en la Figura 5.14.d, la cual muestra una protuberancia que se extiende a lo largo de ~ 400 nanosegundos y presenta su máximo en la parte media del periodo. Esta protuberancia sugiere que los sub-paquetes centrales, cuando están presentes, conforman un grupo débilmente ligado, que se extiende sobre unos cuantos cientos de nanosegundos y está centrado a la mitad del periodo. Sin embargo esta característica general no revela los aspectos sutiles de la dinámica de los sub-paquetes centrales, o detalles de la transición entre los modos de operación que conforman esta dinámica compuesta, tal y como para esto último se mencionó e ilustró en la Figura 5.12 (y la Figura 5.13) representativa del caso anterior.

Respecto a la transición en los modos de operación de esta dinámica, la Figura 5.15 muestra un acercamiento a este proceso de cambio, entre el estado en el que los sub-paquetes están ausentes sobre más de la mitad del periodo en la región central, al estado en donde los sub-paquetes centrales son observados. Las trayectorias resaltadas por las flechas sugieren un posible mecanismo de cambio entre estos dos estados: algunos de los sub-paquetes liberados por el paquete principal no se desvanecen por completo durante el primer cuarto del periodo, desde el paquete principal, y son capaces de alcanzar la región central del periodo. Esta zona parece proporcionar las condiciones para que estos sub-paquetes se mantengan a sí mismos durante un tiempo altamente variable. Por otra parte, si se observa con atención la distribución de los paquetes centrales es notable que ésta no es estacionaria durante ese tiempo, sino que tiende a reconfigurarse constantemente. El número variable de sub-paquetes que aparece en la porción central del periodo es otra característica de este régimen, que también sugiere que los sub-paquetes pueden dividirse (es altamente probable que un sub-paquete se fragmente en nuevas unidades), o que muchas de esas unidades emergen espontáneamente de la radiación de fondo.

La Figura 5.15.a muestra el caso en el que un sub-paquete (traza ~ 45) viaja al centro de la cavidad y provoca una transición en el modo de operación (flecha verde). Se observa que momentos después el viaje de otro sub-paquete (flecha azul) termina repentinamente (trazas ~ 50 – ~ 60). Finalmente la Figura 5.15.b muestra el detalle en el que un par de sub-pulsos se acoplan y viajan juntos hasta alcanzar el centro de la cavidad y disparan nuevamente la dinámica con sub-paquetes centrales (flecha verde). En las siguientes secciones se presentan más observaciones acerca de este proceso de viaje y acoplamiento de sub-paquetes. Además, se mostrarán indicios de los efectos de este proceso en la dinámica colectiva de las formas de onda en la cavidad.

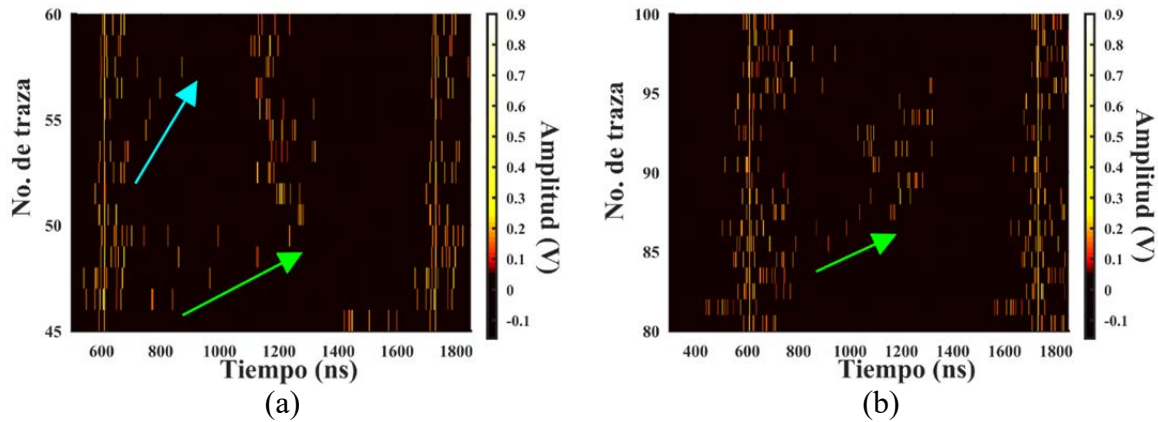


Figura 5.15. Detalle de la deriva de fragmentos que provocan transición entre las dinámicas. Se muestra un pulso solitario (a) y un par de pulsos acoplados (b). Note que el acoplamiento se rompe por la fragmentación de uno de los paquetes. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms.

5.9. Viaje y acoplamiento de sub-paquetes

Las dinámicas presentadas previamente nos han mostrado indicios de que los sub-paquetes son expulsados desde el paquete principal o emergen de la radiación de fondo, se desplazan en el centro de la cavidad, se fragmentan de manera semejante al paquete principal para terminar por desvanecerse. Una observación importante es la confirmación de que la amplitud de los fragmentos evoluciona de manera escalonada conforme un sub-paquete emerge o se desvanece. Las dinámicas presentadas a continuación permiten observar la evolución de la amplitud, así como el comportamiento de viaje, de los sub-paquetes a medida que se propagan en la cavidad.

Los experimentos (y sus gráficas) presentados hasta ahora proporcionan un buen panorama acerca de la dinámica global de las formas de onda, así como de la distribución de la energía en la cavidad, algunas de las figuras, como las que muestran el promedio de cierto número de trazas (Figura 5.10.b y Figura 5.12.e) pueden conducir a la conclusión de que la amplitud de los sub-paquetes baja suavemente a cero a medida que se alejan del paquete principal. Sin embargo esto no siempre es así, aunque ya se observó que los sub-paquetes también pueden emerger de la radiación de fondo (Figura 5.8.c y Figura 5.9.a, b), que sus trayectorias son interrumpidas en forma repentina acabando de tajo con su proceso de desplazamiento (Figura 5.13.a.b), o disparan otro régimen de operación (Figura 5.13.c y Figura 5.15.a, b), ahora es el momento de observar la evolución del comportamiento de los fragmentos con los ciclos en la cavidad.

Las siguientes dinámicas son lo suficientemente lentas como para estudiar su comportamiento global, así como para estudiar el comportamiento de los sub-paquetes a medida que se propagan.

5.9.1. Viaje de los sub-paquetes

Como se mencionó al final de la sección anterior, el estudio del movimiento de los pulsos de luz en la cavidad requiere el monitoreo de dinámicas, lo suficientemente lentas como para que el sistema de medición pueda realizar la captura de “las instantáneas”, con un buen nivel de detalle para mapear en una imagen la dinámica de la luz en la cavidad

La **Figura 5.16** es otra dinámica complicada que puede obtenerse con el arreglo experimental, en esta se pueden identificar dos modos de operación, una en donde se liberan sub-paquetes de los que algunos de éstos tienden a viajar por casi toda la cavidad, y otra en donde se aprecia un pulso viajero que aparentemente emerge y viaja en la región central del periodo antes de desaparecer. Se observa una dinámica durante las primeras trazas (~ 50 trazas, **Figura 5.16.a**). Posteriormente se observa la transición al segundo régimen en el que las trayectorias discontinuas sugieren un sub-paquete que emerge de la radiación de fondo y viaja una distancia variable en la región central de la cavidad con un comportamiento acelerado, como puede observarse en la **Figura 5.16.a** a partir de la traza ~ 50 . Este modo de operación se mantiene hasta la traza ~ 360 , en donde ocurre la transición opuesta, evidencia de ello es que el proceso de fragmentación del paquete principal inicia nuevamente, como lo muestra la **Figura 5.16.b** en donde se observa el incremento progresivo de la distancia de viaje del sub-paquete central, y en algunos momentos el proceso de fragmentación. Además se indican las trayectorias de dos sub-paquetes viajeros (flechas verde y azul). La posición relativa con respecto al paquete principal de éstos últimos se muestra en la **Figura 5.16.c**, así como la evolución de su amplitud (**Figura 5.16.d**).

Previamente se observó la evolución escalonada de la amplitud de los sub-paquetes a medida que éstos emergen o se degradan (**Figura 5.8**). Prestando atención ahora a la amplitud de los sub-paquetes a medida que viajan se aprecia un resultado semejante. Dicho comportamiento es en forma escalonada (**Figura 5.16.d**), destacando que los valores de amplitud se agrupan en ~ 0.6 V, y las transiciones ocurren en saltos de ~ 0.3 V (notar algunos valores de amplitud en ~ 0.9 V, ~ 1.2 V y ~ 1.5 V).

La **Figura 5.17.a** muestra las primeras 50 trazas de la dinámica de la **Figura 5.16.a**, puede notarse que en este caso algunos de los fragmentos viajan a tiempos largos, se trata de las trayectorias de cuatro sub-paquetes claramente identificados. Es importante notar que aunque esta dinámica presenta cierta analogía con las observadas en la **Figura 5.12** (y **Figura 5.14**), en este caso los sub-paquetes no se desvanecen dentro de una distancia de viaje corta a partir del paquete principal, ni vagan en la parte central del periodo. En lugar de ello, éstos son capaces de viajar durante casi un periodo completo, alcanzan una posición a una distancia relativamente cercana del paquete principal (~ 120 ns), en donde permanecen estacionarios por un tiempo (recordando que el tiempo entre traza y traza es de ~ 230 ms), y en ocasiones llegan a moverse ligeramente hacia atrás antes de desaparecer.

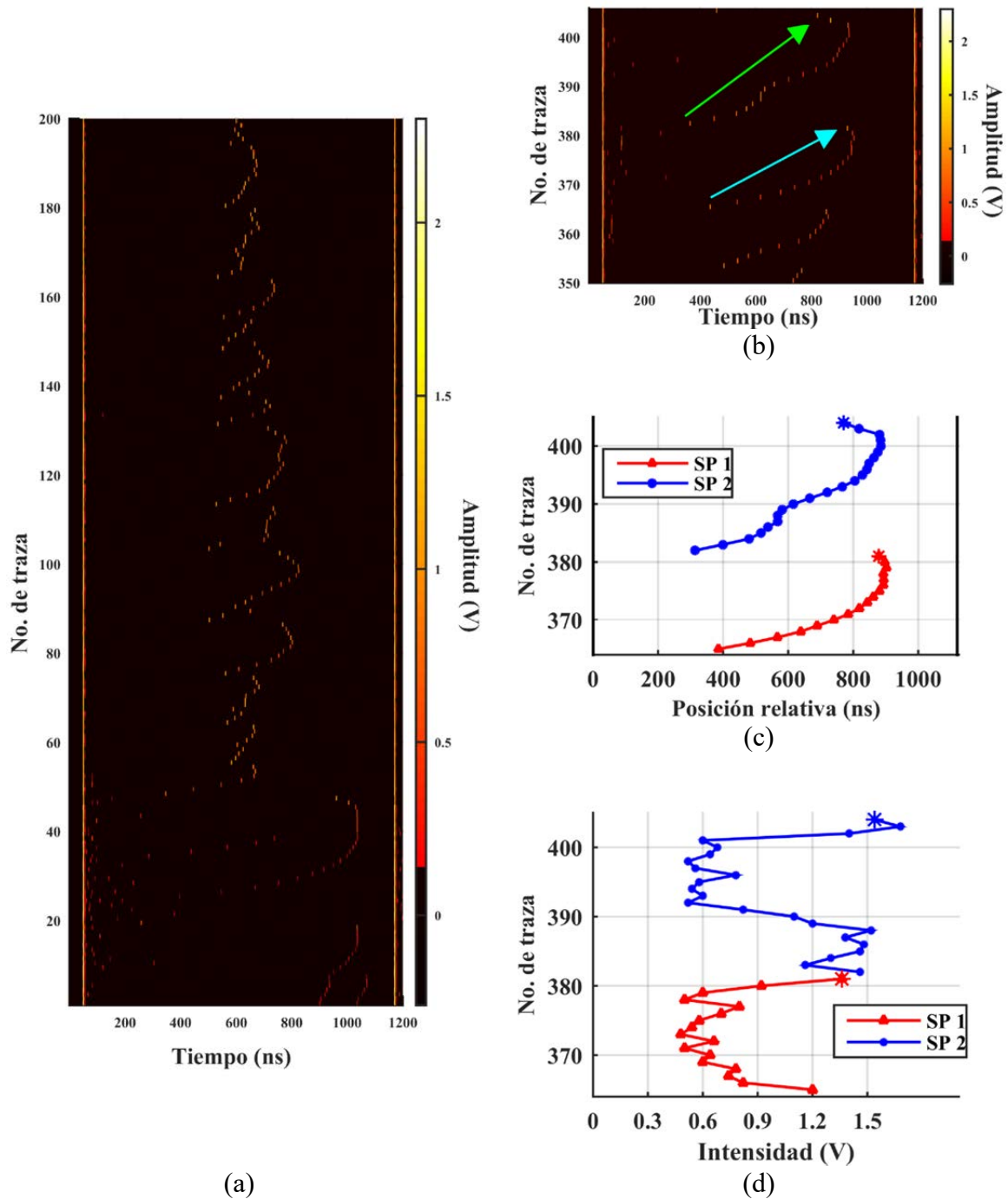


Figura 5.16. Dinámica con fragmentación y sub-paquetes viajeros, el régimen cambia de procesos de fragmentación a un pulso que viaja en la región central del periodo (a); las flechas (verde y azul) indican el seguimiento de dos paquetes viajeros (SP 1 y SP 2), respectivamente (b); se incluye además la posición relativa de éstos respecto al paquete principal (c); así como la evolución de su intensidad (d). El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms.

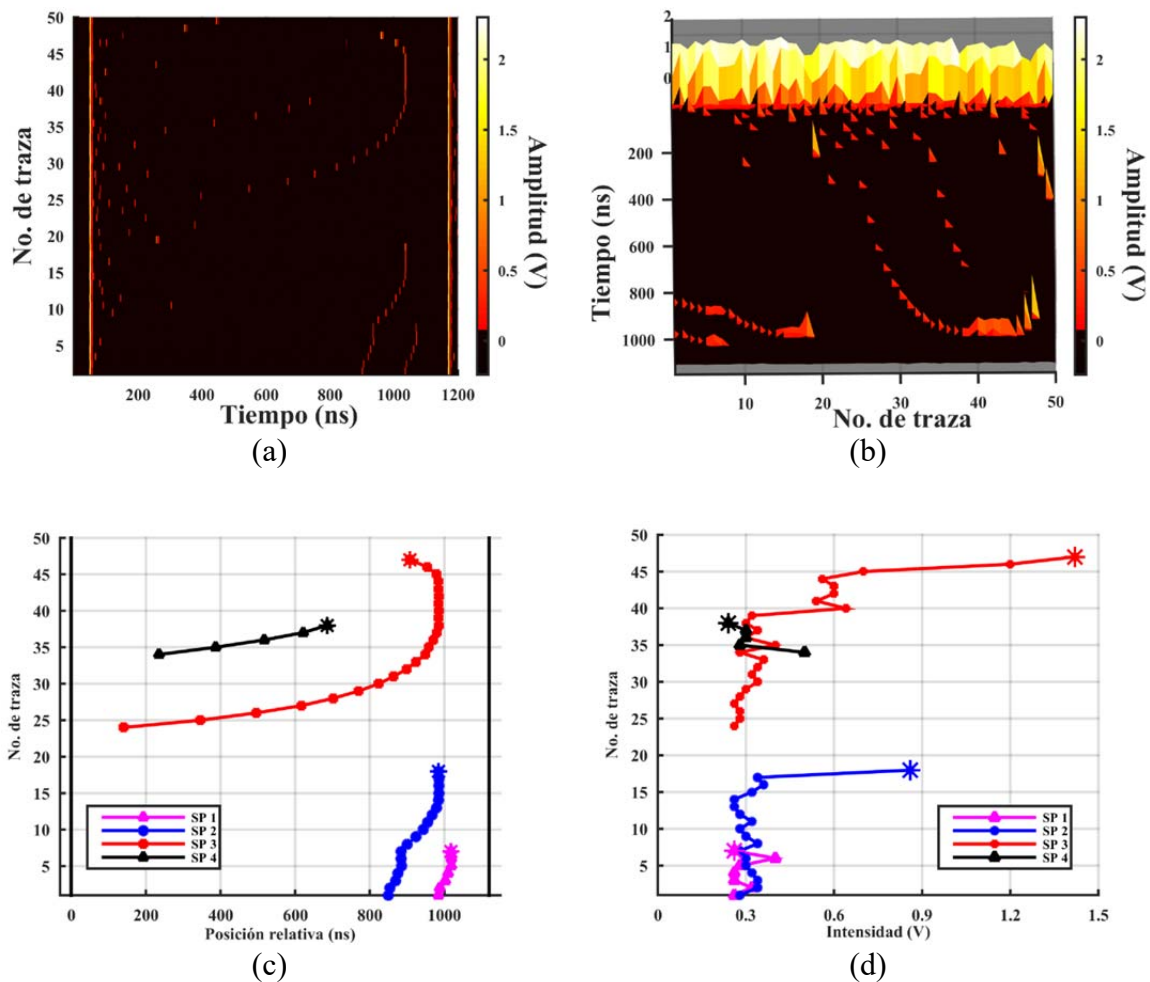


Figura 5.17. Dinámica con fragmentación y sub-paquetes viajeros. Se muestran algunas trayectorias descritas por los sub-paquetes (a), la vista en perspectiva permite apreciar mejor las trayectorias (b). Se muestra la posición relativa (c) de los sub-paquetes con respecto al paquete principal, así como la evolución de la amplitud de éstos (d). La enumeración de los paquetes viajeros se estableció en función de su aparición. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms.

Las trayectorias de estos cuatro sub-paquetes (Figura 5.17.a), así como una vista en perspectiva de las mismas (Figura 5.17.b) permite estudiar su evolución. Enumerando los sub-paquetes en el orden en el que aparecen (de abajo hacia arriba), el sub-paquete 3 muestra el proceso completo recién descrito. Una vez expulsado por el paquete principal, este sub-paquete viaja a través del 90% del periodo, entonces frena progresivamente y permanece estacionario a ~ 120 nanosegundos del paquete principal. Después de permanecer en esta posición durante unos ~ 2 segundos, retrocede ligeramente y termina desvaneciéndose abruptamente. En el caso de los sub-paquetes 1 y 2, sólo se registró la etapa final del proceso. Es notable que todos estos tres pulsos se detienen y desaparecen casi a la misma distancia del paquete principal. El sub-paquete 2 también es ilustrativo de una trayectoria más complicada, mostrando evidencia de reducir y volver a aumentar su rapidez antes de alcan-

zar su posición final. Un estudio más detallado revela (como se muestra en el acercamiento a sub-paquetes 1 y 2 en la [Figura 5.18](#)) que las trayectorias de los sub-paquetes 1 y 2, sugieren una especie de interacción de acoplamiento entre ellas. El acoplamiento se rompe cuando el sub-paquete 1 se desvanece, quizá esta sea la razón por la que el sub-paquete 2 comienza a moverse nuevamente, hasta alcanzar su posición final antes de desvanecerse. Finalmente, el sub-paquete 4 muestra un ejemplo de una trayectoria que en principio es casi paralela a la del sub-paquete 3, pero que es interrumpida por la desaparición repentina del sub-paquete después de viajar alrededor del $\sim 60\%$ del periodo.

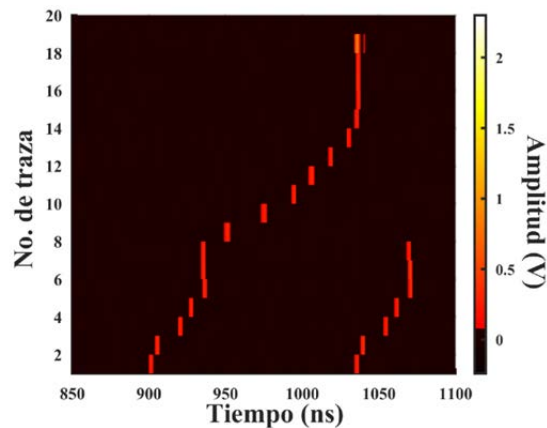


Figura 5.18. Sub-paquetes acoplados. Se observa que el acoplamiento se rompe cuando uno de los dos paquetes se degrada (traza ~ 8). El sub-paquete que sobrevive pasa de un estado estacionario a reiniciar su movimiento (hasta que vuelve a una posición estacionaria, trazas ~ 8 a la ~ 19) cuando el otro sub-paquete se desvanece. El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms.

Si ahora observamos la evolución de la amplitud de los sub-paquetes de la [Figura 5.17](#) a medida que se alejan del NLP principal notamos, sorprendentemente, que conforme se alejan del paquete principal, la intensidad de los sub-paquetes no decae, sino que tiende a oscilar alrededor de un valor casi constante, que es de unos ~ 0.3 V en todos los casos. Mientras que los sub-paquetes 1 y 4 mantienen aproximadamente su amplitud hasta desaparecer, las amplitudes de los sub-paquetes 2 y 3 pasan por cambios escalonados una vez que sus respectivas posiciones son estabilizadas a ~ 100 nanosegundos del paquete principal. En particular, la amplitud del sub-paquete 3 salta en una primera ocasión al valor de ~ 0.6 V, manteniendo este nivel durante ~ 1 segundo, y a continuación realiza otros dos saltos adicionales consecutivos, alcanzando valores de ~ 1.2 V y ~ 1.42 V, antes de desvanecerse. Es notable que estos valores corresponden a dos, cuatro y casi cinco veces la amplitud inicial del sub-paquete, respectivamente. Finalmente, el sub-paquete 2 sufre un salto único de 0.3 V a 0.86 V, que significa un salto de casi tres veces la amplitud original, antes de desaparecer súbitamente. Estas observaciones complementan la información presentada en la [Figura 5.16.d](#), donde el valor de intensidad mínimo registrado fue de ~ 0.6 V, pero cuyas transiciones gruesamente corresponden con saltos de 0.3 V.

La información obtenida acerca de la evolución escalonada de la amplitud de los sub-paquetes a medida que emergen, viajan o se degradan contrasta con la información obtenida

previamente ([Figura 5.12.e](#) y [Figura 5.14.d](#)), en donde la suave pendiente de las alas que flanquean el paquete principal indican que, globalmente, la amplitud de los sub-paquetes decae suavemente a medida que se alejan del paquete principal. Dando seguimiento a paquetes individuales podemos apreciar claramente transiciones abruptas en su amplitud. La tendencia de los sub-paquetes de presentar valores discretos de amplitud fue notada previamente mediante un enfoque estadístico [96]. Aquí vemos adicionalmente que la amplitud de los sub-paquetes individuales puede transitar hacia arriba o hacia abajo, en valores discretos, durante la vida de los sub-paquetes.

Vale la pena notar que, hasta donde se observó, aunque algunos patrones cinemáticos observados tengan una forma cualitativa casi idéntica, éstos no son exactamente idénticos y se presentan de manera aperiódica.

5.9.2. Acoplamiento de sub-paquetes

Como se mostró en la parte final del apartado anterior, dos sub-paquetes pueden interactuar y terminar acoplados entre sí. Detalles visuales de este fenómeno pudieron notarse en diferentes dinámicas, como se observa en los primeros ciclos de la [Figura 5.17](#) (y [Figura 5.18](#)) con los sub-paquetes 1 y 2; y en la [Figura 5.15.b](#), en donde se observa un par de sub-paquetes que viajan juntos manteniendo una separación visualmente constante entre ellos. Este acoplamiento aparece a pesar de que la distancia entre sub-paquetes es relativamente grande comparada con la duración de los mismos. Aunque un par de sub-paquetes acoplados puede viajar una larga distancia, bajo algunas circunstancias uno de estos sub-paquetes, eventualmente, se desvanece o se rompe, interrumpiendo el acoplamiento ([Figura 5.18](#)).

Iniciamos el estudio de la cinemática de los sub-paquetes acoplados a partir del acoplamiento de paquetes observado en la [Figura 5.18](#) de la dinámica anterior. La [Figura 5.19.a](#) muestra nuevamente el par acoplado, las trayectorias de los sub-paquetes sugieren que llega un momento en el que el par se mantiene estacionario por un breve periodo de tiempo (~0.7 s), hasta que uno de los sub-paquetes se desvanece. También se observa que en cuanto sucede esto último, el sub-paquete que sobrevive comienza a desplazarse nuevamente hasta llegar a una posición estacionaria para finalmente desvanecerse. Se puede apreciar que la distancia entre los sub-paquetes se mantiene casi constante a pesar del tamaño de los paquetes y de la distancia que los separa, como se muestra en la [Figura 5.19.b](#). La distancia promedio entre los sub-paquetes es de 134.3 ns, y se observa un aumento en la separación a 135 ns (1 ns) en las trazas 5 y 6 (lo que representa un cambio menor al 1.0 %) que después vuelve a reducirse a 134 ns.

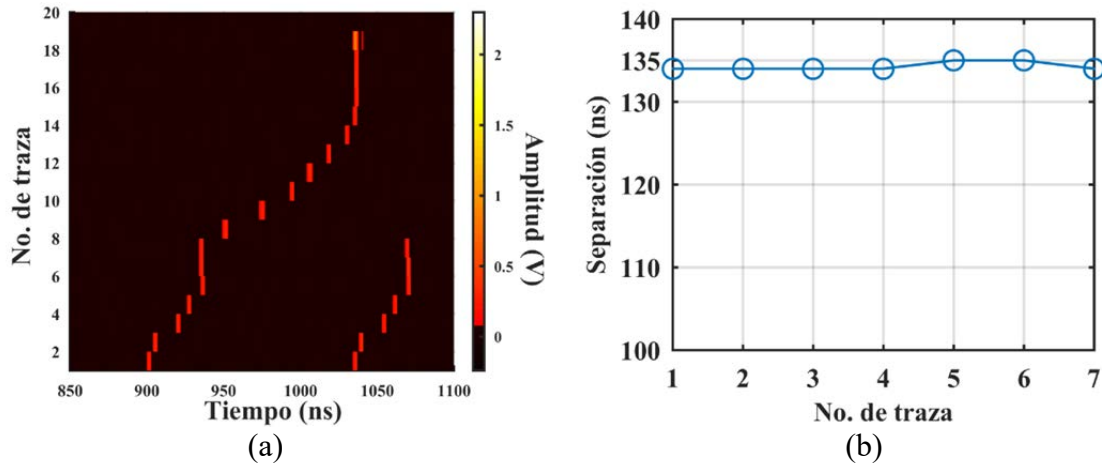


Figura 5.19. El acoplamiento de un par de paquetes se interrumpe cuando uno de éstos se desvanece (a). Durante el acoplamiento, la distancia relativa entre los paquetes se mantiene prácticamente constante (b). El tiempo entre dos trazas consecutivas es de 230 ms.

5.10. Discusión

A pesar de que los procesos aleatorios, el caos y la inestabilidad (a nivel de su estructura interna) caracterizan la formación y la evolución de los pulsos de ruido, es muy notable que a escala global suele observarse un paquete con una envolvente bella y estable, en el sentido de que un único y compacto paquete circula en la cavidad, describiendo un tren de pulsos regulares en la salida del láser. Esta envolvente puede, mediante ajustes en las placas de onda, sintonizarse en su forma y duración de modo tal que puede conservar su estabilidad, tal y como se observó en la [Figura 5.3](#). Aunque esa estabilidad también puede perturbarse de modo que los NLPs presenten cierta dinámica en lo que se refiere a su amplitud, duración, o forma de la envolvente, y aun usando una resolución temporal gruesa, estas perturbaciones pueden observarse siguiendo la forma de onda del NLP por varios ciclos, ya que la dinámica de esta última es un reflejo de las variaciones internas del paquete ([Figura 5.4](#)). Con todo y esto, la estabilidad que se observa a gran escala en la generación de los NLPs (mientras no existan sub-paquetes adicionales en la cavidad) justifica el uso del término “amarre de modos”, aunque imparcial o incompleto, para estos modos de operación. Siendo claro que este régimen relativamente estable sólo puede mantenerse mediante fuertes efectos disipativos. Dicha estabilidad se mostró mediante acercamientos y en forma dramática en la [Figura 5.5](#) (más aún, en la [Figura 5.6](#)), cuando se perturba la estabilidad del NLP y de alguna manera éste mantiene la cohesión de sus componentes, o más aún, cuando éste recupera su energía después de expulsar sub-paquetes de gran tamaño ([Figura 5.6](#) y [Figura 5.7.b](#)).

Mediante ajustes en la polarización se puede provocar que el láser opere en regímenes menos estacionarios. En estos modos la forma de onda del paquete principal comienza a presentar inestabilidades ([Figura 5.4](#)), e incluso se puede inducir la fragmentación del paquete de forma que éste libera constantemente paquetes secundarios que viajan en ambas direcciones del paquete principal (aunque predominantemente hacia tiempos más largos). Esta liberación de fragmentos por parte del paquete principal, o incluso aún por los mismos sub-

paquetes (**Figura 5.7.a, b**), puede interpretarse como un debilitamiento de las fuerzas de interacción de los pulsos ultra-cortos que mantienen la cohesión del paquete principal. Esta dinámica se reportó por primera vez en formas estacionarias no alternantes [96] y a partir de entonces se dio continuidad a su estudio, lo que fue la entrada al encuentro de nuevos regímenes de operación (como los reportados en este trabajo). Algunos de los procesos de interacción pueden postularse, en analogía como en el caso de los solitones, como interacciones directas, o mediadas por ondas continuas, dispersivas, u otras [24] [35] [36] [46].

Cuando los fragmentos logran sobrevivir al proceso de separación del paquete que los expulsó, al viajar por la cavidad por el tiempo suficiente pueden encontrar condiciones adecuadas que les permiten activar dinámicas colectivas complicadas (**Figura 5.13.c** y **Figura 5.15**), cuya evolución temporal está regida por las diferentes interacciones, ya sean de largo alcance entre el paquete principal y los sub-paquetes, y por las interacciones por los sub-pulsos entre sí. Puede suponerse que esta interacción está mediada por ondas continuas y/o dispersivas.

Se considera además, importante tomar en cuenta un mecanismo de interacción basado en la dinámica de recuperación y vaciamiento de la ganancia [105], en presencia de múltiples pulsos, porque éste puede explicar la tendencia de los sub-paquetes a concentrarse en el punto medio del periodo, o a distribuirse en forma casi equidistante, asemejando el amarre de modos armónico, como en la **Figura 5.9** (y en la **Figura 5.10**). Es importante destacar que éstas distribuciones no conforman formalmente un amarre de modos armónico como tal, más bien una especie de amarre de modos armónico parcial, o incompleto, por decirlo así. Los efectos finales de las interacciones conducen a la auto-organización de los paquetes de luz en cúmulos que se combinan y dividen a grandes escalas de tiempo (**Figura 5.11**).

Cuando el efecto total de las interacciones es relativamente débil conduce a movimientos relativos lentos y comportamientos inestables, como la conformación de nubes de pulsos no muy bien definidas. Por otra parte, cuando el efecto de las interacciones es relativamente fuerte puede conducir a comportamientos con pulsos con aceleración evidente o a conformaciones con elevado grado de estabilidad, como lo es el caso de la aglomeración de los pulsos ultracortos en un paquete que conforma un NLP; o como en el caso de la conformación de paquetes acoplados (**Figura 5.15.b** y **Figura 5.19**), en donde la interacción entre los pulsos es tan fuerte que a pesar de estar separados por una distancia relativamente grande, los elementos que conforman el par se mantienen a una distancia fija mientras viajan en la cavidad.

La evolución escalonada de la energía en los sub-paquetes, su surgimiento sorpresivo desde la radiación de fondo, o su decaimiento abrupto, así como su división en múltiples sub-estructuras sugiere una fuerte conexión entre estas entidades y los solitones (a pesar de que no se confirmó la presencia de los mismos), por lo que puede inferirse que el efecto Kerr y la dispersión anómala juegan un papel importante en la fenomenología estudiada. Sin embargo, la diferencia de tiempos en los procesos de variación de amplitud sugiere que estos procesos suceden por cambios de intensidad de los diferentes mecanismos de interacción, ofreciendo una rica combinación de interacciones que se reflejan en diferentes cambios discretos de amplitud a diferentes tasas de tiempo. Esta evolución discreta de la amplitud

fue sugerida por vez primera con anterioridad [96] y fue confirmada en este trabajo a escalas cortas y largas de tiempo (Figura 5.8, Figura 5.16 y Figura 5.17).

Además de que el espectro óptico suave y sin estructura de los NLPs no confirmó la existencia de solitones, éstos aún podrían ser componentes de los sub-paquetes que lo componen, además, por los comportamientos dinámicos observados, las componentes continuas o disipativas están presentes y contribuyen a mediar las interacciones, tal y como se demostró en el caso de la dinámica de la lluvia de solitones [46]. Por otra parte, sí es importante hacer notar el auto-corrimiento de frecuencia inducido por Raman, el cual es responsable de la forma asimétrica del espectro óptico, y que puede también estar relacionado con la asimetría izquierda-derecha en la liberación de sub-paquetes observada en esta cavidad.

Otro punto importante a tratar, es que el espectro de regímenes observados y discutidos, desde el modo de operación fundamental hasta las dinámicas más complicadas, se consiguieron mediante pequeños ajustes en la polarización (otros parámetros, como la potencia de bombeo se mantuvieron fijos). Esto muestra la manera en que cada uno de los regímenes observados resulta de un sutil balance de fenómenos físicos, y cómo pequeños cambios en las condiciones de operación del láser puede tener efectos importantes en su modo de operación. Esta elevada sensibilidad es también ilustrada por la observación de transiciones espontáneas entre regímenes, aún sin ajustes, cuando al parecer se ajustan sus parámetros en una región cercana al límite de la estabilidad. Dicho esto queda demostrado que la polarización juega un rol crítico en el establecimiento de los regímenes y dinámicas reportadas aquí; esto es de esperarse, especialmente porque el láser en estudio (y el NOLM que éste contiene) depende fuertemente de los efectos de la polarización, así, es muy importante adoptar un enfoque vectorial para modelar y estudiar los NLPs en forma precisa, tal y como se demostró en el caso de los solitones múltiples [24].

Finalmente, es obligatorio mencionar que el conjunto de dinámicas reportadas aquí no es exhaustiva, y el espacio de parámetros por explorar en el láser sugiere que existen muchos regímenes adicionales [96]. Los regímenes reportados son estables a escala de horas; sin embargo, después de días o semanas, usualmente hay que hacer pequeños ajustes en los retardadores para recuperar un régimen particular. Hablando en bruto, los diferentes regímenes son reproducibles, aún si el láser es desensamblado y re-ensamblado en la misma configuración, aunque se pueden observar algunas variaciones en los detalles de cada dinámica (como la distancia promedio que viajan los sub-paquetes antes de desaparecer, la velocidad de desplazamiento de éstos, etc.).

Conclusiones y perspectivas

En esta tesis se reportó el estudio experimental de la dinámica de los pulsos de ruido generados por un láser de fibra con amarre de modos pasivo, que incluye un NOLM haciendo la función de absorbedor saturable. Se mostró la riqueza de las dinámicas mediante la medición y análisis de secuencias en el dominio del tiempo con resolución de nanosegundos.

La dinámica de los NLPs se estudió tanto a nivel de estructura interna (reflejada a través de su envolvente) como a nivel colectivo, en el caso de pulsos múltiples.

El estudio de la dinámica de la estructura interna de los NLPs se inició partiendo del modo de operación fundamental y estable del láser. Mediante la sintonización de las placas de onda del sistema se obtuvieron NLPs con diferentes propiedades (duración, forma de su envolvente, etc.); y posteriormente se procedió a perturbar la estabilidad del NLP y se obtuvieron envolventes con una gran riqueza dinámica. Más aún, se pudo observar el desarrollo de eventos que son compatibles con los eventos gigantes.

El siguiente paso en la perturbación de la dinámica interna de los NLPs nos permitió observar la evolución de éstos en el límite de los mecanismos físicos que mantienen unidos a los pulsos ultracortos que los conforman, para posteriormente observar el proceso de expulsión de fragmentos por parte del paquete principal. Entrar en este régimen nos permitió confirmar la evolución discreta en los procesos de formación y decaimiento de los sub-paquetes presentes en la cavidad, además de abrir la puerta al espacio de nuevos regímenes con gran riqueza en sus dinámicas colectivas en la que los pulsos presentes en la cavidad fluctúan de manera caótica, los sub-paquetes son expulsados por el pulso principal o emergen de la radiación de fondo, viajan a lo largo (o quedan confinados en alguna región) de la cavidad, se fragmentan, se acoplan y decaen, no sin antes auto-organizarse entre sí. Esta auto-organización es evidente al apreciarse patrones cinemáticos relativamente ordenados y cuasi-periódicos, aún en los regímenes cuya distribución es altamente aleatoria se observaron indicios de auto-organización, como el acoplamiento de sub-paquetes a medida que viajan en la cavidad, o la distribución de éstos en regiones bien definidas emulando un amarre de modos armónico imperfecto.

También se observaron dinámicas compuestas que fueron evidenciadas por los modos de operación alternante, en algunas ocasiones se pudo observar el proceso de transición entre estos modos de operación, en particular cuando sub-paquetes que normalmente permanecen en la vecindad del paquete principal, de repente alcanzan el centro de la cavidad y disparan un cambio de régimen.

La evolución discreta de la amplitud de los fragmentos liberados por el paquete principal sugiere que éstos son aglomeraciones de unidades discretas, y que además tienden a interactuar y a auto-organizarse entre sí. Las pruebas de ello se pudieron observar de manera impactante en los procesos de formación y decaimiento de los sub-paquetes, así como en el fuerte acoplamiento de paquetes separados por una gran distancia entre sí.

Aunque los mecanismos detrás de éstas dinámicas, incluyendo la evolución discreta de los fragmentos aún están poco claros, ya se tienen los primeros indicios de los fenómenos que

juegan un rol importante en ellas.

Así, como se pudo apreciar a lo largo de la información presentada en este trabajo, el estudio de los NLPs conlleva la necesidad de romper paradigmas en muchos ámbitos, se requiere del desarrollo de técnicas de medición novedosas, así como métodos de análisis, representación y caracterización precisa de éstos pulsos. Así, el gran espacio de parámetros que falta por explorar en los láseres de fibra en amarre de modos pasivo permite la visualización de varias líneas de investigación y desarrollo tecnológico a seguir (a corto, mediano y largo plazo), entre las que están:

- La exploración de nuevas clases de pulsos de ruido y el estudio de sus propiedades. Se recomienda un registro exhaustivo de los parámetros del láser, que será de utilidad en la reproducción de los regímenes para su estudio, tanto en pruebas experimentales, como en las simulaciones numéricas.
- Las simulaciones numéricas son bastante útiles, sino es que indispensables, para comprender y develar los fenómenos físicos involucrados en las dinámicas de los NLPs.
- Desarrollar nuevas técnicas de medición de pulsos. Un sistema capaz de medir ciclo a ciclo, con alta resolución (\sim ps, \sim fs) y por periodos de tiempo relativamente largos, la(s) forma(s) de onda que emerge(n) de un láser aún no es una opción tecnológica viable.
- Desarrollar herramientas y métodos que permitan obtener mayor información sobre la dinámica interna de los NLPs, que hasta donde se sabe es altamente caótica.
- Aprovechar el conocimiento que se tiene actualmente acerca de los NLPs para aplicarlos, donde sea factible, a atender necesidades de ciencia y desarrollo tecnológico. O en su defecto buscar áreas de oportunidad para ello.

Creemos que los resultados experimentales pueden usarse como guías para la construcción de modelos numéricos que ayudarán a entender los procesos involucrados en la dinámica (a diferentes escalas de tiempo) de los NLPs. Estos modelos numéricos seguramente deberán incluir la dispersión cromática y la no linealidad Kerr, la ganancia, el efecto Raman y la dinámica de la ganancia, además de la polarización, entre otros.

Tenemos la confianza de que este trabajo estimulará el trabajo teórico y numérico orientado a la comprensión de la física que describe los fenómenos reportados (y posteriores). En la medida que se comprendan los principios físicos, y se desarrollen mecanismos de control de los NLPs, se abrirán las puertas para el desarrollo de nuevas tecnologías.

Como muestra de lo anterior, el conocimiento actual que se tiene acerca de los pulsos de ruido es que tienen propiedades únicas que los hacen adecuados para aplicaciones de conversión de frecuencia, espectroscopía, micromaquinado y técnicas de imaginería. Además, la riqueza de modos de operación que presentan los láseres de fibra en amarre de modos pasivo los posiciona como un excelente banco de prueba para el estudio de fenómenos no lineales y dinámicas complejas. Como ejemplo de esto último destaca la fuerte conexión que los NLPs tienen con las “rogue waves” ópticas, cuyas aplicaciones potenciales hace que sea importante lograr controlarlas, ya sea para provocarlas o inhibirlas.

Anexo A

A.1. ¿Por qué usar dos fibras activas en el arreglo experimental?

El arreglo incluye dos fuentes de bombeo por razones históricas, al principio sólo se contaba con elementos para ensamblar un primer amplificador. Posteriormente se incluyó el segundo en cuanto se tuvieron los elementos para construirlo. Éste último amplificador se incluyó en el arreglo con la intención de tener mayor potencia, mayor energía de pulso y con ello interacciones más fuertes y/o complicadas. Otro motivo para dejar dos fuentes de bombeo es que no se tenía una fibra lo suficientemente larga como para alimentarla con las dos fuentes. Por otra parte, empalmar dos fibras dopadas para conformar una sola fibra más larga implica pérdidas en el empalme.

A.2. ¿Puede automatizarse el amarre de modos en este sistema?

Aunque en principio el sistema no cuenta con amarre de modos autoiniciado, se ha observado en ocasiones, al desensamblarlo y re-ensamblarlo nuevamente, que el sistema amarra los modos por sí mismo. Aunque no se hizo seguimiento de las condiciones que provocan el amarre de modos auto-iniciado, este es un indicio de que la automatización del amarre de modos del sistema es factible.

A.3. Características de la EDF

Las fibras activas son del mismo tipo, correspondiente a la fibra Er30-4-125 de Liekki. Las siguientes son algunas de las especificaciones típicas que el fabricante proporciona en la hoja técnica [106] [107]. La Figura A.1 muestra el espectro de absorción y emisión.

Característica	Valor	Unidad
Absorción pico del núcleo (1530 nm)	30±3	dB/m
Longitud de onda de corte	890±90	nm
Diámetro del revestimiento	125±2	µm
Error de concentricidad del núcleo	≤ 0.7	µm

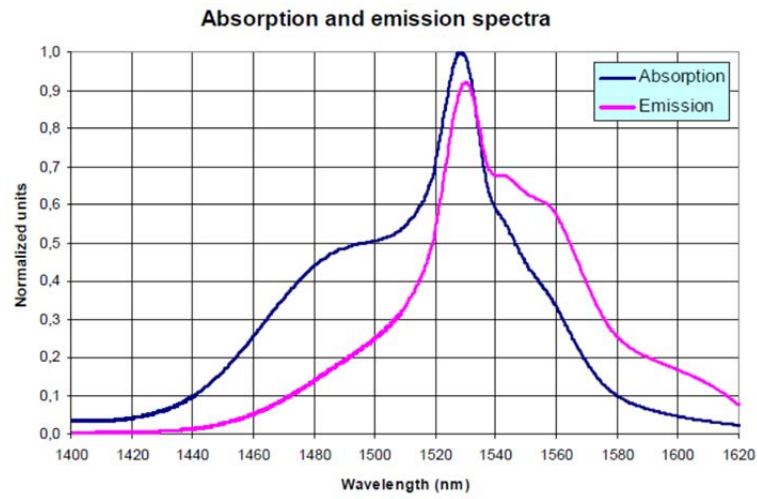


Figura A.1 Espectro de absorción y emisión de la fibra activa usada en el arreglo experimental.

Bibliografía

- [1] M. E. Fermann and I. Hartl, "Ultrafast fibre lasers," *Nature Photonics*, vol. 7, no. 11, pp. 868-874, 2013.
- [2] R. S. Quimby, *Photonics and lasers. An introduction.*: Wiley-Interscience, 2006.
- [3] T. Ennejah and R. Attia, "Mode locked fiber lasers," in *Current Developments in Optical Fiber Technology.*: InTech, 2013, ch. 15, pp. 405-426.
- [4] R. Paschotta. rp-photonics. [Online]. https://www.rp-photonics.com/passive_mode_locking.html
- [5] N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Optics Letters*, vol. 13, no. 1, pp. 56-58, 1988.
- [6] E. A. Kuzin, N. Korneev, J. W. Haus, and B. Ibarra-Escamilla, "Theory of nonlinear loop mirrors with twisted low-birefringence fiber," *Journal of the Optical Society of America B*, no. 18, pp. 919-925, 2001.
- [7] T. Tanemura and K. Kikuchi, "Circular-birefringence fiber for nonlinear optical signal processing," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 11, pp. 4108-4119, 2006.
- [8] R. Ulrich and A. Simon, "Polarization optics of twisted single-mode fibers," *Applied Optics*, vol. 18, no. 13, pp. 2241-2251, 1979.
- [9] J. M. Estudillo-Ayala, E. A. Kuzin, and B. Ibarra-Escamilla, "Teoría del interferómetro de Sagnac de fibra de baja birrefringencia y torcida," *Revista Mexicana de Física*, vol. 47, pp. 271-274, 2001.
- [10] O. Pottiez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, and F. Méndez-Martínez, "Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fibre and a $\lambda/4$ birefringence bias," *Optics Communications*, vol. 254, no. 1-3, pp. 152-167, 2005.
- [11] B. Ibarra-Escamilla et al., "Experimental investigation of the nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias," *Optics Express*, vol. 13, no. 26, pp. 10760-10767, 2005.
- [12] R. Paschotta, *Laser pulse generation*, SPIE Field Guides, Ed.: SPIE Press, 2008, vol. FG14.
- [13] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 5th ed.: Academic Press, 2013.
- [14] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, 2nd ed.: Wiley-Interscience, 2007.
- [15] S. P. Singh and N. Singh, "Nonlinear effects in optical fibers: origin, management and applications," *Progress in Electromagnetics Research*, vol. 73, pp. 249-275, 2007.
- [16] R. W. Hellwarth, "Third-order optical susceptibilities of liquids and solids," *Progress in Quantum Electronics*, vol. 5, pp. 1-68, 1977.
- [17] K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides.*: Elsevier, 2006.
- [18] L. C. Bobb and K. Kramer, "Self-phase modulation: A review," Technical research report FA-TR-75074, 1975.
- [19] R. Samudra, S. K. Bhadra, and G. P. Agrawal, "Dispersive waves emitted by solitons

- perturbed by third-order dispersion inside optical fibers," *Physical Review A*, vol. 79, p. 023824, 2009.
- [20] A. Efimov et al., "Interaction of an optical soliton with a dispersive wave," *Physical Review Letters*, vol. 95, p. 213902, 2005.
- [21] T. Cheng et al., "Experimental observation of multiple dispersive waves emitted by multiple mid-infrared solitons in a birefringence tellurite microstructured optical fiber," *Optics Express*, vol. 23, no. 16, pp. 20647-20654, 2015.
- [22] L. F. Mollenauer and J. P. Gordon, *Solitons in optical fibers, fundamentals and applications.*: Academic Press, 2006.
- [23] S. Lopez-Aguayo, M. Esparza-Echevarría, G. Lem-Carrillo, and J. C. Gutiérrez-Vega, "Ondas solitarias no lineales: una introducción a los solitones ópticos espaciales," *Revista Mexicana de Física*, vol. 60, pp. 39-50, 2014.
- [24] F. Sanchez et al., "Manipulating dissipative soliton ensembles in passively mode-locked fiber lasers," *Optical Fiber Technology*, vol. 20, no. 6, pp. 562-574, 2014.
- [25] N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, M. Grapinet, and P. Grelu, "Dissipative soliton interactions inside a fiber laser cavity," *Optical Fiber Technology*, vol. 11, pp. 209-228, 2005.
- [26] L. M. Zhao, D. Y. Tang, H. Zhang, X. Wu, and N. Xiang, "Soliton trapping in fiber lasers," *Optics Express*, vol. 16, no. 13, pp. 9528-9533, 2008.
- [27] P. Grelu and N. Akhmediev, "Dissipative solitons for mode-locked lasers," *Nature Photonics*, vol. 6, pp. 84-92, 2012.
- [28] D. S. Kharenko, E. V. Podivilov, A. A. Apolonski, and S. A. Babin, "20 nJ 200 fs all-fiber highly chirped dissipative soliton oscillator," *Optics Letters*, vol. 37, no. 19, pp. 4104-4106, 2012.
- [29] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, and F. Wise, "All-normal-dispersion femtosecond fiber laser," *Optics Express*, vol. 14, no. 21, pp. 10095-10100, 2006.
- [30] E. Ding, P. Grelu, and N. Kutz, "Dissipative soliton resonance in a passively mode-locked fiber laser," *Optics Letters*, vol. 36, no. 7, pp. 1146-1148, 2011.
- [31] P. Grelu, W. Chang, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, "Dissipative soliton resonance as a guideline for high-energy pulse laser oscillators," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 27, no. 11, pp. 2336-2341, 2010.
- [32] F. Ö. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark, and F. W. Wise, "Self-Similar Evolution of Parabolic Pulses in a Laser," *Physical Review Letters*, vol. 92, no. 21, p. 213902, 2004.
- [33] W. Chang, J. M. Soto-Crespo, P. Vouzas, and N. Akhmediev, "Spiny solitons and noise-like pulses," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 32, no. 7, pp. 1377 - 1383, 2015.
- [34] A. F. J. Runge, N. G. R. Broderick, and M. Erkintalo, "Dynamics of soliton explosions in passively mode-locked fiber lasers," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 33, no. 1, pp. 46-53, 2016.
- [35] J. P. Gordon, "Interaction forces among solitons in optical fibers," *Optics Letters*, vol. 8, no. 11, pp. 596-598, 1983.
- [36] D. Y. Tang, B. Zhao, L. M. Zhao, and H. Y. Tam, "Soliton interaction in a fiber ring

- laser," *Physical Review*, vol. 72, p. 016616, 2005.
- [37] O. Descalzi and H. R. Brand, "Non-unique results of collisions of quasi-one-dimensional dissipative solitons," *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, vol. 373, p. 20150115, 2015.
- [38] M. Stratmann, T. Pagel, and F. Mitschke, "Experimental observation of temporal soliton molecules," *Physical Review Letters*, vol. 95, no. 14, p. 143902, 2005.
- [39] D. Y. Tang, W. S. Man, H. Y. Tam, and P. D. Drummond, "Observation of bound states of solitons in a passively mode-locked fiber laser," *Physical Review A*, vol. 64, no. 3, p. 033814, 2001.
- [40] A. M. Weiner et al., "Experimental observation of the fundamental dark soliton in optical fibers," *Physical Review Letters*, vol. 61, no. 21, pp. 2445-2448, 1988.
- [41] W. J. Tomlinson, R. J. Hawkins, A. M. Weiner, J. P. Heritage, and R. N. Thurston, "Dark optical solitons with finite-width background pulses," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 6, no. 3, pp. 329-334, 1989.
- [42] P. Wang et al., "Generation of wavelength-tunable soliton molecules in a 2- μm ultrafast all-fiber laser based on nonlinear polarization evolution," *Optics Letters*, vol. 41, no. 10, pp. 2254-2257, 2016.
- [43] M. Roy, M. Olivier, F. Babin, and M. Piché, "Dynamics of periodic pulse collisions in a strongly dissipative-dispersive system," *Physical Review Letters*, vol. 94, no. 20, p. 203903, 2005.
- [44] F. Amrani et al., "Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter," *Applied Physics B*, vol. 99, pp. 107-114, 2010.
- [45] S. Chouli and P. Grelu, "Rains of solitons in a fiber laser," *Optics Express*, vol. 17, no. 14, pp. 11776-11781, 2009.
- [46] S. Chouli and P. Grelu, "Soliton rains in a fiber laser: An experimental study," *Physical Review A*, vol. 81, p. 063829, 2010.
- [47] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali, "Optical rogue waves," *Nature*, vol. 450, pp. 1054-1057, 2007.
- [48] C. Lecaplain and P. Grelu, "Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: An experimental investigation," *Physical Review A*, vol. 90, p. 013805, 2014.
- [49] A. F. J. Runge, C. Aguergaray, N. R. G. Broderick, and M. Erkintalo, "Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser," *Optics Letters*, vol. 39, no. 2, pp. 319-322, 2014.
- [50] C. Lecaplain, P. Grelu, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, "Dissipative rogue waves generated by chaotic pulse bunching in a mode-locked laser," *Physical Review Letters*, vol. 108, no. 23, p. 233901, 2012.
- [51] M. Horowitz, Y. Barad, and Y. Silberberg, "Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser," *Optics Letters*, vol. 22, pp. 799-801, 1997.
- [52] O. Pottiez, R. Grajales-Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, and J. C. Hernández-García, "Adjustable noiselike pulses from a figure-eight fiber laser," *Applied Optics*, vol. 50, no. 25, pp. E24-E31, 2011.
- [53] D. Lei et al., "Effect of birefringence on the bandwidth of noise-like pulse in an

- Erbium-doped fiber laser," *Journal of Modern Optics*, vol. 56, no. 4, pp. 572-576, 2009.
- [54] M. E. Fermann and M. Hofer, "Mode-Locked Fiber Lasers," in *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*: Marcel Dekker, Inc., 2001, ch. 8, pp. 395-477.
- [55] B. Nie, G. Parker, V. V. Lozovoy, and M. Dantus, "Energy scaling of Yb fiber oscillator producing clusters of femtosecond pulses," *Optical Engineering*, vol. 53, no. 5, p. 051505, 2014.
- [56] S. Kobtsev, S. Kukarin, S. Smirnov, S. Turitsyn, and A. Latkin, "Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers," *Optics Express*, vol. 17, no. 23, pp. 20707-20713, 2009.
- [57] S. Kobtsev, S. Smirnov, S. Kukarin, and S. Turitsyn, "Mode-locked fiber lasers with significant variability of generation regimes," *Optical Fiber Technology*, vol. 20, no. 6, pp. 615-620, 2014.
- [58] V. J. Matsas, T. P. Newson, and M. N. Zervas, "Self-starting passively mode-locked fibre ring laser exploiting nonlinear polarisation switching," *Optics Communications*, vol. 92, pp. 61-66, 1992.
- [59] Y. Jeong, L. A. Vazquez-Zuniga, S. Lee, and Y. Kwon, "On the formation of noise-like pulses in fiber ring cavity configurations," *Optical Fiber Technology*, no. 20, pp. 575-592, 2014.
- [60] L. A. Vazquez-Zuniga and Y. Jeong, "Super-Broadband noise-like pulse erbium-doped fiber ring laser with a highly nonlinear fiber for raman gain enhancement," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 17, pp. 1549-1551, 2012.
- [61] T. North and M. Rochette, "Raman-induced noiselike pulses in a highly nonlinear and dispersive all-fiber ring laser," *Optics Letters*, vol. 38, no. 6, pp. 890-892, 2013.
- [62] H. Santiago-Hernandez et al., "Generation and characterization of erbium-Raman noise-like pulses from a figure-eight fibre laser," *Laser Physics*, vol. 25, no. 4, p. 045106, 2015.
- [63] J. P. Lauterio-Cruz et al., "High energy noise-like pulsing in a double-clad Er/Yb figure-of-eight fiber laser," *Optics Express*, vol. 24, no. 13, pp. 13778-13787, 2016.
- [64] J. Li et al., "All-fiber passively mode-locked Tm-doped NOLM-based oscillator operating at 2- μ m in both soliton and noisy-pulse regimes," *Optics Express*, vol. 22, no. 7, pp. 7875-7882, 2014.
- [65] J. Liu et al., "Generation and evolution of mode-locked noise-like square-wave pulses in a large-anomalous-dispersion Er-doped ring fiber laser," *Optics Express*, vol. 23, no. 5, pp. 6418-6427, 2015.
- [66] X. W. Zheng et al., "High-energy noiselike rectangular pulse in a passively mode-locked figure-eight fiber laser," *Applied Physics Express*, vol. 7, p. 042701, 2014.
- [67] O. Pottiez et al., "High-order harmonic noise-like pulsing of a passively mode-locked double-clad Er/Yb fibre ring laser," *Laser Physics*, no. 24, p. 115103, 2014.
- [68] A. K. Zaytsev et al., "A controllable noise-like operation regime in a Yb-doped dispersion-mapped fiber ring laser," *Laser Physics Letters*, vol. 10, p. 045104, 2013.
- [69] H. L. Yu et al., "High average/peak power linearly polarized all-fiber picosecond MOPA seeded by mode-locked noise-like pulses," *Laser Physics Letters*, vol. 12, p.

- 065103, 2015.
- [70] K. Özgören, B. Öktem, S. Yilmaz, F. Ö. Ilday, and K. Eken, "83 W, 3.1 MHz, square-shaped, 1 ns-pulsed all-fiber-integrated laser for micromachining," *Optics Express*, vol. 19, pp. 17647-17652, 2011.
- [71] A. F. J. Runge, C. Aguergaray, N. R. G. Broderick, and M. Erkintalo, "Coherence and shot-to-shot spectral fluctuations in noise-like ultrafast fiber lasers," *Optics Letters*, vol. 38, no. 21, pp. 4327-4330, 2013.
- [72] S. Smirnov, S. Kobtsev, S. Kukarin, and A. Ivanenko, "Three key regimes of single pulse generation per round trip of all-normal-dispersion fiber lasers mode-locked with nonlinear polarization rotation," *Optics Express*, vol. 20, no. 24, pp. 27447-27453, 2012.
- [73] M. L. Dennis et al., "Grating sensor array demodulation by use of a passively mode-locked fiber laser," *Optics Letters*, vol. 22, no. 17, pp. 1362-1364, 1997.
- [74] V. Goloborodko, S. Keren, A. Rosenthal, B. Levit, and M. Horowitz, "Measuring temperature profiles in high-power optical fiber components," *Applied Optics*, vol. 42, no. 13, pp. 2284-2288, 2003.
- [75] J. C. Hernandez-Garcia, O. Pottiez, and J. M. Estudillo-Ayala, "Supercontinuum generation in a standard fiber pumped by noise-like pulses from a figure-eight fiber laser," *Laser Physics*, vol. 22, no. 1, pp. 221-226, 2012.
- [76] A. Zaytsev et al., "Supercontinuum generation by noise-like pulses transmitted through normally dispersive standard single-mode fibers," *Optics Express*, vol. 21, no. 13, pp. 16056-16062, 2013.
- [77] S. S. Lin, S. K. Hwang, and J. M. Liu, "Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses," *Optics Express*, vol. 22, no. 4, pp. 4152-4160, 2014.
- [78] Y. Takushima, K. Yasunaka, Y. Ozeki, and K. Kikuchi, "87 nm bandwidth noise-like pulse generation from erbium-doped fibre laser," *Electronics letters*, vol. 41, no. 7, 2005.
- [79] S. V. Smirnov, S. M. Kobtsev, and S. V. Kukarin, "Efficiency of non-linear frequency conversion of double-scale pico-femtosecond pulses of passively mode-locked fiber laser," *Optics Express*, vol. 22, no. 1, pp. 1058-1064, 2014.
- [80] S. Kobtsev, S. Kukarin, S. Smirnov, and I. Ankudinov, "Cascade SRS of single- and double-scale fiber laser pulses in long extra-cavity fiber," *Optics Express*, vol. 22, no. 17, pp. 20770-20775, 2014.
- [81] S. Keren, E. Brand, Y. Levi, B. Levit, and M. Horowitz, "Data storage in optical fibers and reconstruction by use of low-coherence spectral interferometry," *Optics Letters*, vol. 27, no. 2, pp. 125-127, 2002.
- [82] O. Pottiez, R. Paez-Aguirre, J. L. Cruz, M. V. Andrés, and E. A. Kuzin, "Statistical characterization of the internal structure of noiselike pulses using a nonlinear optical loop mirror," *Optics Communications*, no. 377, pp. 41-51, 2016.
- [83] M. Zhang et al., "Mode-locked Ytterbium-doped linear-cavity fiber laser operated at low repetition rate," *Laser Physics Letters*, vol. 6, no. 9, pp. 657-660, 2009.
- [84] Q. Wang et al., "All-fiber ultrafast thulium-doped fiber ring laser with dissipative

- soliton and noise-like output in normal dispersion by single-wall carbon nanotubes," *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 1, p. 011103, 2013.
- [85] Y. Chen et al., "The formation of various multi-soliton patterns and noise-like pulse in a fiber laser passively mode-locked by a topological insulator based saturable absorber," *Laser Physics Letters*, vol. 11, no. 5, p. 055101, 2014.
- [86] Y. S. Fedotov, A. V. Ivanenko, S. M. Kobtsev, and S. V. Smirnov, "High average power mode-locked figure-eight Yb fibre master oscillator," *Optics Express*, vol. 22, no. 25, pp. 31379-31386, 2014.
- [87] D. Y. Tang, L. M. Zhao, and B. Zhao, "Soliton collapse and bunched noise-like pulse generation in a passively mode-locked fiber ring laser," *Optics Express*, vol. 13, pp. 2289-2294, 2005.
- [88] L. M. Zhao and D. Y. Tang, "Generation of 15-nJ bunched noise-like pulses with 93-nm bandwidth in an Erbium-doped fiber ring laser," *Applied Physics B. Lasers and Optics*, vol. 83, pp. 553-557, 2006.
- [89] L. M. Zhao, D. Y. Tang, J. Wu, X. Q. Fu, and S. C. Wen, "Noise-like pulse in a gain-guided soliton fiber laser," *Optics Express*, vol. 15, no. 5, pp. 2145-2150, 2007.
- [90] C. Agueraray, A. Runge, M. Erkintalo, and N. G. R. Broderick, "Raman-driven destabilization of mode-locked long cavity fiber lasers: fundamental limitations to energy scalability," *Optics Letters*, vol. 38, no. 15, pp. 2644-2646, 2013.
- [91] O. Pottiez et al., "Two regimes of widely tuneable noise-like pulses from a figure-eight fibre laser," *Laser Physics*, vol. 24, p. 105104, 2014.
- [92] H. Liu et al., "Generation of Multiwavelength Noise-Like Square-Pulses in a Fiber Laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, no. 19, pp. 1990-1993, 2014.
- [93] M. Horowitz and Y. Silberberg, "Control of noiselike pulse generation in Erbium-doped fiber lasers," *IEEE Photonics technology letters*, vol. 10, no. 10, pp. 1389-1391, 1998.
- [94] A-P. Luo et al., "Noise-like pulse trapping in a figure-eight fiber laser," *Optics Express*, vol. 23, no. 8, pp. 10421-10427, 2015.
- [95] O. Pottiez et al., "Multiple noise-like pulsing of a figure-eight fibre laser," *Laser Physics*, no. 24, p. 015103, 2014.
- [96] H. Santiago-Hernandez et al., "Dynamics of noise-like pulsing at sub-ns scale in a passively mode-locked fiber laser," *Optics Express*, vol. 23, no. 15, pp. 18840-18849, 2015.
- [97] A. Boucon et al., "Noise-like pulses generated at high harmonics in a partially-mode-locked km-long Raman fiber laser," *Applied Physics B*, vol. 106, pp. 283-287, 2012.
- [98] E. Garcia-Sanchez et al., "Complex dynamics of a fiber laser in non-stationary pulsed operation," *Optics Express*, vol. 24, no. 17, pp. 18917-18930, 2016.
- [99] E. Garcia-Sanchez et al., "A temporal insight into the rich dynamics of a figure-eight fibre laser in the noise-like pulsing regime," *Laser Physics Letters*, vol. 13, p. 105106, 2016.
- [100] Y-Q. Huang, Y-L. Qi, Z-C. Luo, A-P. Luo, and W-C. Xu, "Versatile patterns of multiple rectangular noise-like pulses in a fiber laser," *Optics Express*, vol. 24, no. 7, pp. 7356-7363, 2016.

- [101] J. C. Hernandez-Garcia et al., "Generation of long broadband pulses with a figure-eight fiber laser," *Laser Physics*, vol. 21, no. 8, pp. 1518-1524, 2011.
- [102] S. Koltsev, S. Smirnov, and S. Kukarin, "Double-scale pulses generated by mode-locked fibre lasers and their applications," in *Fiber laser.: InTech*, 2016, ch. 4, pp. 69-88.
- [103] D. V. Churkin et al., "Stochasticity, periodicity and localized light structures in partially mode-locked fibre lasers," *Nature Communications*, no. 6, p. (6), 2015.
- [104] A. B. Grudinin, D. J. Richardson, and D. N. Payne, "Energy quantization in figure eight fibre laser," *Electronics letters*, vol. 28, no. 1, pp. 67-68, 1992.
- [105] J. N. Kutz, B. C. Collings, K. Bergman, and W. H. Knox, "Stabilized pulse spacing in soliton lasers due to gain depletion and recovery," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, no. 9, pp. 1749-1757, 1998.
- [106] nlight.net. [Online]. <http://www.nlight.net/nlight-files/file/DatasheetsV2/Optical%20Fiber/Er30-4-125.pdf>
- [107] thorlabs.com. [Online]. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1504