



Casa abierta al tiempo

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA-IZTAPALAPA.

DIVISIÓN DE CIENCIAS BÁSICAS E INGENIERÍA.

DEPARTAMENTO DE FÍSICA.

“Dinámica de pulsos múltiples en un láser de anillo de amarre de modos pasivo”.

Tesis que presenta:

Ing. Físico Hugo Enrique Ibarra Villalón.

Para obtener el grado de

Maestro en Ciencias (Física).

Asesores:

Dr. Armando Gómez Vieyra.
UAM-Azcapotzalco
Departamento de Ciencias Básicas.
División de Ciencias Básicas e
Ingeniería.

Dr. Olivier Jean Michel Pottiez.
Centro de Investigaciones en Óptica A.C.
División de Fotónica.

Jurado Calificador:

Presidente: Dr. Armando Gómez Vieyra.

Secretario: Dr. José Luis Hernández Pozos.

Vocal: Dr. Marcelo David Iturbe Castillo.

Ciudad de México, 20 de julio del 2017.



Casa abierta al tiempo

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA-IZTAPALAPA.

DIVISIÓN DE CIENCIAS BÁSICAS E INGENIERÍA.

DEPARTAMENTO DE FÍSICA.

“Dinámica de pulsos múltiples en un láser de anillo de amarre de modos pasivo”.

Tesis que presenta:

Ing. Físico Hugo Enrique Ibarra Villalón.

Para obtener el grado de

Maestro en Ciencias (Física).

Asesores:

Dr. Armando Gómez Vieyra.
UAM-Azcapotzalco
Departamento de Ciencias Básicas.
División de Ciencias Básicas e
Ingeniería.

Dr. Olivier Jean Michel Pottiez.
Centro de Investigaciones en Óptica A.C.
División de Fotónica.

Jurado Calificador:

Presidente: Dr. Armando Gómez Vieyra.

Secretario: Dr. José Luis Hernández Pozos.

Vocal: Dr. Marcelo David Iturbe Castillo.

Ciudad de México, 20 de julio del 2017.



Casa abierta al tiempo

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA

ACTA DE EXAMEN DE GRADO

No. 00052
Matrícula: 2152801013

DINÁMICA DE PULSOS MÚLTIPLES
EN UN LÁSER DE ANILLO DE
AMARRE DE MODOS PASIVO

En la Ciudad de México, se presentaron a las 11:00 horas del día 20 del mes de julio del año 2017 en la Unidad Iztapalapa de la Universidad Autónoma Metropolitana, los suscritos miembros del jurado:

DR. ARMANDO GOMEZ VIEYRA
DR. MARCELO DAVID ITURBE CASTILLO
DR. JOSE LUIS HERNANDEZ POZOS

Bajo la Presidencia del primero y con carácter de Secretario el último, se reunieron para proceder al Examen de Grado cuya denominación aparece al margen, para la obtención del grado de:

MAESTRO EN CIENCIAS (FISICA)

DE: HUGO ENRIQUE IBARRA VILLALON

y de acuerdo con el artículo 78 fracción III del Reglamento de Estudios Superiores de la Universidad Autónoma Metropolitana, los miembros del jurado resolvieron:

APROBAR

Acto continuo, el presidente del jurado comunicó al interesado el resultado de la evaluación y, en caso aprobatorio, le fue tomada la protesta.



HUGO ENRIQUE IBARRA VILLALON
ALUMNO

REVISÓ

LIC. JULIO CESAR DE LARA ISASSI
DIRECTOR DE SISTEMAS ESCOLARES

DIRECTOR DE LA DIVISIÓN DE CBI

DR. JOSE GILBERTO CORDOBA HERRERA

PRESIDENTE

DR. ARMANDO GOMEZ VIEYRA

VOCAL

DR. MARCELO DAVID ITURBE CASTILLO

SECRETARIO

DR. JOSE LUIS HERNANDEZ POZOS

Resumen.

En años recientes, los láseres de fibra de amarre de modos han tenido un gran desarrollo debido a sus ventajas y sus aplicaciones. En el trabajo presentado, se analiza la generación de pulsos ultracortos (duración ns, ps y fs) en un láser de fibra óptica de cavidad de anillo, el cual consta de aproximadamente 20 metros de fibra óptica de los cuales 1 metro corresponde a fibra dopada con Erblio que funge como medio de amplificación, el resto es fibra monomodal convencional SMF-28. Consta de un aislador óptico para garantizar que la propagación del haz del láser sea en una sola dirección, además de elementos de fibra óptica, tales como un WDM (Wavelength Division Multiplexing) para acoplar el bombeo (Diodo láser que emite a 980 nm con una potencia de 300 mW) a la fibra dopada con Erblio, un polarizador y placas retardadoras variables que permiten cambiar el estado de polarización, modificando la emisión del láser e inclusive la respuesta espectral y el comportamiento de los pulsos.

A nivel teórico, se plantea el modelo de un caso conservativo de la propagación de los pulsos bajo el efecto de SPM (Self-Phase Modulation) y la dispersión de segundo orden en un caso ideal, sin considerar el estado de polarización. Todo esto a partir de la ecuación de Schrödinger no lineal y en especial se puede obtener una solución analítica para el caso de la inestabilidad modulacional, presentada en este trabajo. Sin embargo, los pulsos generados a partir de un láser de amarre de modos pasivo, están en un caso disipativo, que es modelado por la ecuación compleja de Ginzburg-Landau, la cual es una extensión de la ecuación de Schrödinger no lineal agregando la contribución de la ganancia y pérdidas (lineales y no lineales) producidas por la cavidad, así como términos asociados a una corrección de la no linealidad.

A nivel experimental, el láser de fibra óptica de cavidad de anillo operó en un régimen pulsado, a partir de un amarre de modos pasivo producido por un absorbedor saturable artificial, mecanismo que funciona con la combinación del efecto de la rotación de polarización no lineal y un polarizador. Con este amarre de modos y a partir de ajustes en polarización fue posible generar dos tipos de pulsos coexistiendo en la cavidad, que bajo ciertos criterios basados en la respuesta espectral y mediciones de autocorrelación se identificaron como: pulso de ruido (en inglés Noise-like pulse “NLP”, son paquetes largos $\sim ns$ que contienen miles o cientos de sub-pulsos caóticos) y paquetes de solitones disipativos.

En el régimen de pulso de ruido y paquetes de solitones, se identificó que se generaran efectos no lineales, tales como SPM (por sus siglas en inglés Self-Phase Modulation), XPM (por sus siglas en inglés Cross-Phase Modulation) y Raman self-frequency shift, así como la existencia de inestabilidad

modulacional y debido a que un láser de amarre de modos pasivo es un sistema disipativo se tendrá la contribución de las ganancias y pérdidas lineales y no lineales en la cavidad. Con la presencia de estos efectos no lineales y con los parámetros adecuados del láser (dispersión, potencia de bombeo, saturación de ganancia, un adecuado control de polarización y el absorbedor saturable), se logró tener un dinámica caótica en este régimen; en donde a partir de sus interacciones se pueden generar fluctuaciones en la estructura interna de los pulsos que crean eventos con una energía mucho mayor a la energía promedio y con una probabilidad de aparición baja pero mucho mayor a las predicciones de modelos estadísticos estándares (Gaussianos), a estos eventos se les conoce como ondas gigantes disipativas (en inglés Dissipative Rogue Waves). En el caso conservativo, las ondas gigantes se definen como un evento en donde existe una concentración importante de la energía, la cual estaba ampliamente distribuida en el tiempo y el espacio, llegando puntualmente a niveles de intensidad muy altos.

Agradecimientos.

En esta etapa de mi formación académica, quiero agradecer a todas las personas que han estado presentes durante este proceso, de antemano una disculpa a las personas que haya omitido.

Gracias al Dr. Olivier J. M. Pottiez, por su entrega y paciencia en este trabajo de investigación. Por siempre estar a la vanguardia como investigador y compartir todos sus conocimientos. Sin duda uno de los mejores profesores que he tenido.

Un agradecimiento especial al Dr. Armando Gómez Vieyra, por su gran ayuda al hacer posible este proyecto de investigación. También por todo su apoyo y dedicación, sin duda, un gran profesor que marco mi desarrollo académico.

Al Dr. José Luis Hernández Pozos y al Dr. Marcelo David Iturbe Castillo por aceptar ser mis sinodales y por todas sus atenciones.

A la Dra. Yazmin E. Bracamontes, por su ayuda y consejos en la parte experimental de este trabajo. Así mismo por la gran amistad y el apoyo de los integrantes del laboratorio de fibras óptica en el CIO: Myriam, Pablo, Irma, Josue, Marivel y Karla, al hacerme más amena mi estancia.

Al posgrado en física de UAM-I, por el buen nivel de investigación que tienen y darme la oportunidad de abrirme sus puertas. Al igual agradezco a todos los profesores que tuve la dicha de conocer, por compartir todos sus conocimientos, para así poder fortalecer mi desarrollo académico.

Agradezco a la Dirección de Formación Académica del Centro de Investigaciones en Óptica A.C. por su apoyo para llevar a cabo mi estancia de investigación. En general a todo el CIO, por su gran hospitalidad al haberme proporcionado todos los servicios y por incluirme en sus actividades.

Esta tesis fue realizada con el apoyo académico otorgado por el CONACYT mediante la beca de maestría (CVU/No. De Becario: 687612/578488). Así como el proyecto de “Fronteras en la Ciencia” (Concesión 471).

Fuera del ámbito académico, para mí es importante mencionar al médico Eduardo Raño Vargas, por preocuparse por mi porvenir y no darse por vencido.

A mis padres, por todo el apoyo incondicional que me han brindado y ser parte de este nuevo logro. Siempre estaré agradecido con ellos.

Si buscas resultados distintos, no hagas siempre lo mismo.

Albert Einstein.

Índice.

Resumen.	I
Agradecimientos.	III
Índice de figuras.	VII
Capítulo 1 Introducción.	1
1.1 Justificación.....	1
1.2 Objetivos.	2
1.3 Antecedentes.	2
1.3.1 El láser.....	3
1.3.2 Procesos físicos en los láseres.	4
1.3.2.1 Inversión de población.....	5
1.3.2.2 Sistema de tres niveles de energía.	6
1.3.3 Láseres de fibra óptica.....	10
1.3.3.1 Láseres de fibra óptica de amarre de modos pasivo.	11
1.3.3.2 Rotación de Polarización No Lineal (NLPR).....	13
Referencias.....	22
Capítulo 2 Solitones.	25
2.1 Origen de los solitones.	25
2.2 Efectos No Lineales involucrados en la generación de solitones.	26
2.3 Ecuación de Schrödinger no lineal.	31
2.4 Inestabilidad Modulacional.	37
2.4.1 Inestabilidad modulacional a partir de un análisis de estabilidad lineal.	37
2.5 Solución exacta de la ecuación de Schrödinger No lineal para el caso de la inestabilidad modulacional.	39
2.6 Autodesplazamiento en frecuencia Raman.	48
2.7 Solitones Disipativos.....	49
Referencias.....	55
Capítulo 3 Rogue Waves.	57
3.1 Introducción a las Ondas Gigantes (Rogue Waves).....	57
3.2 Ondas gigantes en pulsos ultracortos.....	59
3.2.1 Ondas gigantes conservativas.	60
3.2.2 Ondas gigantes disipativas.....	62

Referencias.....	75
Capítulo 4 Arreglo Experimental.....	77
4.1 Arreglo experimental del láser de cavidad de anillo.	77
4.2 Régimen de pulso de ruido y paquetes de solitones.....	78
4.2.1 Implementación de filtro de Sagnac.	81
4.2.2 Medición de autocorrelación.	87
4.2.3 Medición con osciloscopio de muestreo.	87
4.3 Caracterización del láser de fibra óptica de cavidad de anillo.	88
4.3.1 Variación del pulso de ruido en función de la potencia de bombeo.	89
4.3.2 Variación de los solitones en función de la potencia de bombeo.	90
Capítulo 5 Dinámica en un régimen de pulsos ruido-soliton.....	93
5.1 Evolución del pulso de ruido propagándose con paquetes de solitones.	93
5.2 Generación de ondas gigantes disipativas a partir de explosiones múltiples en el pulso de ruido.....	97
5.3 Identificación de ondas gigantes disipativas en el regimen de pulso de ruido y paquetes de solitones.	102
5.3.1 Eventos gigantes del pulso de ruido y soliton filtrando cada componente.	106
5.3.2 Detección de ondas gigantes disipativas separando la contribución de pulso de ruido y soliton.....	110
Capítulo 6 Discusión de resultados experimentales.....	129
Conclusiones y perspectivas.....	129
Apéndice I Lista de acronimos.	135
Apéndice II Programa del filtro de Sagnac.....	136
Apéndice A Deducción del índice de refracción no lineal en función de la susceptibilidad no lineal de tercer orden.....	140
Apéndice B Evolución de polarización no lineal en una fibra birrefringente torcida.	142
Apéndice C Matriz de transformación de un polarizador lineal en la base de polarización circular.....	144
Apéndice D Deducción de la ecuación de onda con la contribución de la polarización.	145

Apéndice E| Remanente de pulsos..... 147

E.1) Remanente de pulsos tipo solitón al filtrar pulso de ruido.147

E.2) Remanente de pulso de ruido al filtrar los pulsos tipo solitón.....147

Índice de figuras

Capítulo 1 Introducción

1.3 Antecedentes.

Figura 1.3.1 Esquema del láser de Rubí.4

Figura 1.3.2 Representación de la emisión estimulada.5

Figura 1.3.3 Sistema de tres niveles de energía.6

Figura 1.3.4 a) Curva de Transmisión característica de un absorbedor saturable artificial. Arreglo experimental del NOLM con asimetría en b) potencia y c) polarización. d) Arreglo experimental del NALM.....13

Figura 1.3.5 Propagación de la luz con diferentes estados de polarización en una fibra isotrópica ideal para el caso de baja potencia (conservando el estado de polarización) y el caso de alta potencia (a partir de la no linealidad dependiente de la intensidad, el estado de polarización elíptico y circular sufrirán el efecto de rotación de polarización no lineal).17

Figura 1.3.6 Esquema de absorbedor saturable con la NLPR del estado de polarización elíptico y un polarizador lineal: a) Bajas potencias (sin la presencia de la NLPR no se tiene un efecto de absorbedor saturable). b) Altas potencias (con la presencia del NLPR se tiene el efecto de absorbedor saturable).18

Figura 1.3.7 Curva de transmisión en el polarizador lineal vertical ($\alpha = 90^\circ$), al incidir sobre éste un estado de polarización elíptico con la contribución de la NLPR (Parámetros: $u = 25, v = 15, Ac = 35, \gamma N = 1.5 \text{ km} - 1W - 1, L = 100m$.).....20

Figura 1.3.8 Curvas de transmisión del polarizador lineal (rotado a un ángulo $\alpha = 90^\circ$ con respecto a la horizontal), tomando en cuenta diferentes longitudes “L” de la fibra isotrópica ideal.21

Figura 1.3.9 Curvas de transmisión a diferentes ángulos de rotación con respecto al eje horizontal del polarizador lineal.	21
---	----

Capítulo 2 Solitones.

2.1 Origen de los solitones.

Figura 2.1.1 a) Solitón de tercer orden en fibra óptica que muestra un patrón en su propagación. b) Solitón que conserva su forma a lo largo de 10,000 km de fibra óptica.	25
---	----

Figura 2.1.2 Evolución espacial del pulso solitón, representando curvas de iso-niveles de intensidad bajo la influencia de a) ruido, b) absorción o c) perturbación grande (al introducir oscilaciones a una solución estacionaria del solitón)..	26
--	----

2.2 Efectos No Lineales involucrados en la generación de solitones.

Figura 2.2.1 Pulso blanco en presencia de un régimen de dispersión anómala.	29
--	----

Figura 2.2.2 Pulso blanco en presencia de un régimen de dispersión normal.	29
---	----

Figura 2.2.3 Gráfico en donde se muestra como la automodulación de fase (SPM), genera un chirp positivo en la parte central del pulso (curva roja).	30
--	----

Figura 2.2.4 Representación de la fase no lineal de un pulso debido al efecto Kerr de SPM (curva azul) y la fase constante en un solitón en un medio con SPM y dispersión cromática (recta roja) ...	30
--	----

2.5 Solución exacta de la ecuación de Schrödinger no lineal para el caso de la inestabilidad modulacional.

Figura 2.5.1 Gráfico del potencial de orden cuatro, en donde se indica la región de la solución $0 \leq z \leq \alpha_1$	42
--	----

Figura 2.5.2 Potencial $V(Q) = 12(Q - Q_1)(Q - Q_2)(Q - Q_3)(Q - Q_4)$	43
---	----

Figura 2.5.3 Región de solución con los parámetros a_1 y a_2 , dejando fijo al parámetro $a_3 = 12.45$

Figura 2.5.4 Evolución de un pulso en donde la solución está en el caso de inestabilidad modulacional.47

Figura 2.5.5 Evolución de la energía de los pulsos en función de la variable espacial ξ para el caso de la Inestabilidad modulacional.48

2.6 Autodesplazamiento en Frecuencia Raman.

Figura 2.6.1 a) Medición de la ganancia espectral Raman en una fibra óptica de silicio.49

Figura 2.6.2 Primera observación experimental del espectro de pulsos tipo solitón en presencia de Raman self-frequency shift.49

Capítulo 3 Rogue Waves.

3.1 Introducción a las RWs

Figura 3.1.1 a) Distribuciones estadísticas Gaussiana, Rayleigh y en forma de L en escala lineal. b) Distribuciones estadísticas con ondas gigantes y sin ondas gigantes en escala semi-logarítmica.59

3.2 Ondas gigantes en pulsos ultracortos.

Figura 3.2.1 Gráficos representativos de breathers generados por el efecto de la inestabilidad modulacional. (Akhmediev Breathers “AB”, Peregrine Soliton “PS” y Kuznetsov-Ma “KM”).....60

Figura 3.2.2 a) Dinámica de un régimen de KM, AB, PS co-propagándose. b) Gráfico representativo de la colisión de un AB. c) Estructura representativa de un solitón racional de segundo orden. d) Distribución estadística de las intensidades pico de los breathers analizados, en donde se indica la intensidad umbral IRW para las ondas gigantes. Se analiza la evolución de los breathers en la intensidad promedio (i) y el evento con la intensidad pico más grande (ii) correspondiente a una colisión de tres breathers.61

Figura 3.2.3 a) Evolución de un solitón con una amplitud alta (línea punteada) colisionando con múltiples solitones de amplitud más pequeña. b) Evolución de la amplitud del solitón al colisionar con múltiples solitones. c) Energía en la colisión de dos solitones (la curva roja representa al solitón de mayor amplitud Q_1 y curva azul representa al solitón de menor amplitud Q_2) en función de su diferencia de fase.62

Figura 3.2.4 Secuencia de pulsos en una laser de amarre de modos de Q-Switching (Q-Switching mode-locked fiber laser) a partir de un osciloscopio con ancho de banda de 200 MHz y con uno de 20 GHz.....63

Figura 3.2.5 Influencia del ancho de banda electrónico en la detección de eventos gigantes.64

Figura 3.2.6 Evolución de la potencia pico y dinámica de los pulsos con $g_0 = 1.1$ (a y b) y $g_0 = 2.3$ (c y d). e) distribución estadística de la potencia pico registrada en la evolución del pulso para diferentes valores de $g_0 = 0.7, 1.1, y 2.3$. f) Evento gigante para los valores de ganancia de pequeña señal $g_0 = 0.6, 1.1 y 2.3 m - 1$66

Figura 3.2.7 Distribución estadística de la potencia pico registrada en la evolución del pulso para dos diferentes valores de la energía de saturación $Esat = 0.1 y 0.4 nJ$66

Figura 3.2.8 a) Evolución de los pulsos a dos diferentes energías de saturación (del lado izquierdo a $Qsat = 3$ y del lado derecho a $Qsat = 6$) el eje vertical representa la evolución de cada ciclo en la cavidad láser y el eje horizontal al tiempo. b) Funciones de densidad de probabilidad para dos diferentes energías de saturación.67

Figura 3.2.9 Distribución estadística registrando eventos de la energía del pulso a) sin inyección de onda continua, con inyección de onda continua a una potencia b) 1.6 mW y c) 2 mW.68

Figura 3.2.10 Ilustración del método para identificar ondas gigantes disipativas a partir de un NOLM, en donde se aprecia que en base a la curva característica de la potencia del NOLM (filtro en potencia) la transmisión de la señal de salida es diferente en el caso de que se tenga un paquetes de pulsos con la misma energía (área de los rectángulos) pero diferente distribución: a)distribución gaussiana y b) distribución uniforme.....69

Figura 3.2.11 Evolución de 4 secuencias experimentales a), b), c) y d) de solitones disipativos en presencia de una explosión de solitones. e) distribución estadística de las amplitudes en un régimen de explosión de solitones.....70

Figura 3.2.12 a) Histograma de la amplitud de NLP en un régimen de dispersión normal. b) Histograma de la amplitud de NLP en un régimen de dispersión anómala.....	71
Figura 3.2.13 Espectro en el arreglo con a) régimen de dispersión normal y b) régimen de dispersión anómala.....	72
Figura 3.2.14 Evolución espectral single-shot utilizando la técnica de transformada de Fourier dispersiva para a) un régimen de dispersión normal y b) un régimen de dispersión anómala.....	73
Figura 3.2.15 Histogramas de la distribución de las intensidades pico de los espectros registrados en a) un régimen de dispersión normal y b) un régimen de dispersión anómala.....	73
Figura 3.2.16 Evolución espectral de pulsos tipo Raman noise-like pulse a partir de la técnica de la transformada dispersiva de Fourier, se muestra como la componente espectral Raman a lo largo de la evolución a cada Round-trip puede tener una contribución mínima, promedio o máxima.....	74
Figura 3.2.17 a) Espectro con una ganancia Raman baja $\sim 1,060\text{ nm}$, $1,090\text{ nm}$ y su respectivo histograma de la energía espectral de esta componente. b) Espectro con ganancia Raman alta $\sim 1,060\text{ nm}$, $1,090\text{ nm}$ y su respectivo histograma de la energía espectral de esta componente.....	74

Capítulo 4 Arreglo experimental.

4.1 Arreglo experimental del láser de cavidad de anillo.

Figura 4.1.1 Esquema del láser de cavidad de anillo.....	77
--	----

4.2 Régimen de pulso de ruido propagándose con solitones.

Figura 4.2.1 a) Espectro y b) evolución temporal del régimen ruido-solitón.....	79
---	----

Figura 4.2.2 Evolución a cada ciclo en la cavidad láser del pulso de ruido (confinado de 0 a 5 ns) y 11 paquetes de solitones que sufren un desplazamiento uniforme de $\Delta\tau = 7.8\text{ ns}$ en 1,000 ciclos (producido por: “Temporal walk-off”)......	80
--	----

Figura 4.2.3 Evolución a cada ciclo en la cavidad del pulso de ruido (centrado en $\tau = 50nm$) y paquetes de solitones (con un desplazamiento temporal (walk-off) de 7.7 ps por ciclo). Se identifican 3 colisiones de un mismo paquete de solitones con el pulso de ruido (puntos A, B y C).	81
Figura 4.2.4 Esquema del filtro de Sagnac en donde se enumera las transiciones que sufre la luz incidente, el cual consta de dos placas retardadoras de un cuarto de onda (QWR) y fibra altamente birrefringente (Hi-Bi).	82
Figura 4.2.5 Resultado numérico de la Transmisión en función de la longitud de onda del filtro de Sagnac a) Filtrando espectro centrado en 1530 nm. b) Filtrando espectro centrado en 1560 nm. c) superposición de la curva de transmisión al filtrar pulso de ruido (curva roja) y solitón (curva verde) con la respuesta espectral.	85
Figura 4.2.6 a) Transmisión a la salida del filtro de Sagnac, a diferentes ángulos de α_1 dejando fijo el ángulo de la placa QWR $\alpha_2 = 45^\circ$. b) Transmisión en función de la longitud de onda al ir variando la longitud de la fibra birrefringente, dejando fijo $L_b = 2.5$ mm y los ángulos de las placas retardadoras QWR.....	85
Figura 4.2.7 Espectro filtrando a) pulso de ruido y b) solitones.	86
Figura 4.2.8 Retraso temporal que sufre el pulso de ruido al ser filtrado con su correspondiente respuesta espectral a la salida del láser (traza azul) y a la salida del filtro (traza roja).	86
Figura 4.2.9 a) Autocorrelación del pulso de ruido. b) Autocorrelación de los pulsos tipo solitón...87	
Figura 4.2.10 medición en osciloscopio de muestreo a) a la salida del láser. b) De un periodo a la salida del láser. c) filtrando los paquetes de solitones d) filtrando pulso de ruido.	88
 4.3 Caracterización del láser de fibra óptica de cavidad de anillo.	
Figura 4.3.1 Respuesta espectral a diferente potencia de bombeo del régimen pulso de ruido y paquetes de solitones.	88
Figura 4.3.2 a) Evolución del espectro en función del bombeo al filtrar pulso de ruido. b) Transmisión filtrando pulso de ruido en función de la potencia de bombeo.....	89

Figura 4.3.3) Envolvente del pulso de ruido en función del bombeo del láser.	89
Figura 4.3.4 a) Evolución del espectro en función de la potencia de bombeo filtrando solitones. b) Transmisión filtrando pulsos tipo solitón en función del bombeo.	90
Figura 4.3.5 Evolución de los paquetes de solitones a diferentes potencias de bombeo.	91

Capítulo 5 Dinámica en un régimen de pulsos ruido-solitón.

5.1 Evolución de pulso de ruido propagándose con paquetes de solitones.

Figura 5.1.1 Procesamiento de datos de una medición de un solo disparo tomada con un osciloscopio rápido, en donde los N periodos consecutivos se distribuirán en N ciclos para tener una secuencia temporal en 3D (con un eje tiempo corto (delimitado por la duración del periodo), eje tiempo largo (Ciclos) y un eje de intensidad).	94
---	----

Figura 5.1.2 Medición Single-Shot con osciloscopio de ancho de banda de 16 GHz.	94
--	----

Figura 5.1.3 Evolución de los pulsos a cada ciclo que completan en la cavidad.	95
---	----

Figura 5.1.4 Evento gigante disipativo en el pulso de ruido, en donde se indica el desprendimiento de un paquete de solitones.	96
---	----

Figura 5.1.5 Régimen pulso de ruido-solitón con la adquisición de 2,000 ciclos consecutivos a) Evolución de la Intensidad máxima a cada ciclo. b) Evolución de la energía a cada ciclo y c) Espacio fase de la intensidad con respecto a la energía en donde se indica la zona identificada como un atractor y las trayectorias asociadas con eventos gigantes.	97
--	----

5.2 Generación de ondas gigantes disipativas en régimen de pulso de ruido y paquetes de solitones.

Figura 5.2.1 Evolución del pulso de ruido y solitones a lo largo de 20,000 ciclos, en presencia de eventos gigantes múltiples.	98
---	----

Figura 5.2.2 Espacio fase de la intensidad con respecto a la energía normalizada registrados a partir de la evolución temporal de los pulsos en 40,000 ciclos.	99
Figura 5.2.3 Evolución de la energía en regimen Ruido-Soliton a lo largo de 40,000 ciclos.....	99
Figura 5.2. 4 Distribución estadística de la energía (40,000 eventos) a) en escala lineal y b) en escala semi-logarítmica. Distribución estadística con la contribución de las intensidades de los paquetes de solitones y el pulso de ruido en c) escala lineal y d) escala semi-logarítmica.	100
Figura 5.2.5 Secuencia de los pulsos operando en un régimen similar al de conmutación óptica (Q-Switching).	101
Figura 5.2.6 a) Evolución temporal de los pulsos operando en un régimen de conmutación óptica. b) Evolución de la energía en la cavidad a cada ciclo.	101
Figura 5.2.7 a) Espacio fase de la intensidad con respecto a la energía que describen los pulsos en un régimen de conmutación óptica. b) Trayectorias asociadas a los primeros tres periodos de la evolución de los pulsos comparados con la trayectoria que describiría en el caso de tener una dinámica estable (trayectoria punteada).	102
5.3 Identificación de ondas gigantes disipativas en el regimen de pulso de ruido y paquetes de solitones.	
Figura 5.3.1 Evolución de la energía con la contribución de pulso de ruido y paquetes de solitones en 60,000 ciclos. (adquiridos a partir de 30 mediciones single-shot)	103
Figura 5.3.2 Ondas gigantes disipativas múltiples generadas a lo largo de 2,000 ciclos consecutivos. En esta secuencia el pulso de ruido desaparece en cierto instante al transmitirle toda su energía a los paquetes de solitones y después reaparece con un desplazamiento temporal de $\sim 1ns$	104
Figura 5.3.3 Espacio-fase de la intensidad con respecto a la energía normalizada realizado a partir de la evolución del pulso de ruido y paquetes de solitones a lo largo de 60,000 ciclos.	104
Figura 5.3.4 Histograma de la energía del pulso de ruido y solitones en 60,000 ciclos a) escala lineal y b) escala semi-logarítmica.	105

Figura 5.3.5 Histograma de las intensidades del pulso de ruido y solitones en 60,000 ciclos.....	105
Figura 5.3.6 Respuesta espectral a) filtrando pulso de Ruido b) filtrando solitones	106
Figura 5.3.7 Evolución a cada ciclo filtrando pulso de ruido, en donde se aprecia que los fragmentos que se alejan del pulso de ruido se van disipando.	107
Figura 5.3. 8 Evolución del pulso de ruido en presencia de dos eventos gigantes (recuadro rojo), se especifica la evolución de la energía del pulso de ruido a través de 2,000 ciclos (Recuadro amarillo).	107
Figura 5.3.9 Evolución filtrando los paquetes de solitones, en presencia de dos ondas gigantes disipativas que ocurren cuando del remanente de pulso de ruido existe un desplazamiento de su energía hacia un paquete de solitones.....	108
Figura 5.3.10 Evolución de la energía en 2,000 ciclos de un paquete de solitones (recuadro rojo).	109
Figura 5.3.11 Transición de un paquete de solitones al pulso de ruido.....	109
Figura 5.3.12 Medición de memoria segmentada (Fast-Frame) en osciloscopio Tektronix DPO 71604C.....	111
Figura 5.3.13 sistema de adquisición de distribuciones estadísticas con las intensidades pico del osciloscopio Tektronix DPO 71604C.....	111
Figura 5.3.14 Evolución de la energía al filtrar pulso de ruido en 38,000 ciclos.	112
Figura 5.3.15 Secuencia de mediciones continuas en donde se identificaron ondas gigantes disipativas a) de 2,000 a 4,000 ciclos y b) de 36,000 a 38,000 ciclos.	113
Figura 5.3.16 Espacio-fase de la intensidad con respecto a la energía asociado a la dinámica al filtrar únicamente pulso de ruido.....	113
Figura 5.3.17 Histograma de la energía a lo largo de 38,000 ciclos a) escala lineal y b) escala semi-logarítmica.	114
Figura 5.3.18 Histograma con la contribución de todos los máximos del pulso de ruido evolucionando a lo largo de 38,000 ciclos.....	114

Figura 5.3.19 Evolución de la energía filtrando solitón a través de 40,000 ciclos.	115
Figura 5.3.20 Evento gigante en la evolución de los paquetes de solitones.	116
Figura 5.3.21 Espacio-Fase de la intensidad con respecto a la energía en la dinámica de los pulsos al filtrar únicamente la parte de los paquetes de solitones.	116
Figura 5.3.22 Distribución estadística de la energía filtrando solitón en 40,000 ciclos a) en escala lineal y b) en escala semi-logarítmica.	117
Figura 5.3.23 Histograma filtrando solitón considerando la contribución de la intensidad de todos los solitones a lo largo de 40,000 ciclos a) escala lineal especificando la superposición de dos distribuciones (Gaussiana -línea verde, y en forma de L-línea azul). b) escala semi-logarítmica. ...	118
Figura 5.3.24 Primer medición con memoria segmentada (Fast-Frame) al filtrar el pulso de ruido.	119
Figura 5.3.25 Espacio-Fase de la intensidad con respecto a la energía del pulso de ruido con la información asociada a 160,000 segmentos.	119
Figura 5.3.26 Distribución estadística del pulso de ruido implementando el sistema de adquisición de memoria segmentada (160,000 segmentos).	120
Figura 5.3.27 Distribución estadística de la contribución de la intensidad máxima del pulso de ruido con la adquisición de memoria segmentada.	121
Figura 5.3.28 Evolución de los paquetes de solitones a través de 20,000 segmentos (Fast-Frame).	121
Figura 5.3.29 Espacio Fase de la intensidad con respecto a la energía asociado a 160,000 segmentos. Identificando la región del atractor de intensidades bajas (línea punteada roja) y la región del atractor de intensidades altas (línea punteada verde).	122
Figura 5.3.30 Distribución estadística de la contribución de energía filtrando solitones con el sistema de adquisición de memoria segmentada (160,000 segmentos) a) escala lineal b) escala semi-logarítmica.	123
Figura 5.3.31 Histograma filtrando solitón de la contribución de las intensidades de los solitones con memoria segmentada.	124

Figura 5.3.32 Histograma de las intensidades a la salida del láser (Ruido-Solitón) a) escala lineal y b) escala semi-logarítmica.....125

Figura 5.3.33 Histograma de las intensidades del pulso de ruido con el sistema de adquisición del equipo (registrando 86,127,000,000 de eventos) a) escala lineal y b) escala semi-logarítmica.125

Figura 5.3.34 Histograma de las intensidades al filtrar solitones con el sistema de adquisición del equipo.....127

Índice de Tablas.

Tabla 1. Secuencia que sigue la luz incidente en el filtro de Sagnac.83

Capítulo 1 | Introducción.

Una de las líneas de investigación de los láseres, son los láseres de fibra óptica de amarre de modos, los cuales producen pulsos cortos y ultracortos (nanosegundos, picosegundos y femtosegundos) cuyas aplicaciones van desde sensores, aplicaciones en medicina, procesamiento de materiales, entre otros. Sin embargo, existen muchos fenómenos implícitos en la formación y generación de pulsos ultracortos, que pueden limitar su uso en alguna aplicación en específico. Por este motivo, el estudio de la generación y dinámica de pulsos en un láser de fibra que son temas de gran trascendencia en la comunidad científica.

Este trabajo de tesis se centra en el estudio de la generación y dinámica de los pulsos generados en un láser de fibra óptica de cavidad de anillo. La arquitectura de este láser es muy común para la generación de pulsos ultracortos [1, 2, 3, 4]. Con este arreglo experimental, que está ajustado precisamente en polarización, es posible producir dos tipos de pulsos simultáneamente: pulsos de ruido (Noise-like pulses) y solitones.

Es importante entender los procesos físicos actuando en un láser, así como las ventajas que se tiene al utilizar láseres pulsados de fibra óptica en comparación de otros tipos de láseres. Por esa razón en esta sección se estudiará sobre ello.

1.1 Justificación.

Los láseres de fibra óptica son láseres de estado sólido que resuelven dificultades que presentan los láseres de estado sólido de bulto y diodos láser. Los láseres de estado sólido de bulto pueden enfocar un haz de luz de gran intensidad sobre un área muy pequeña (aunque no tan pequeña en comparación de un láser de fibra óptica), la gran desventaja es que se necesitan sistemas de enfriamiento e instalaciones eléctricas especiales, por otra parte, los diodos láser producen haces circulares y uniformes, pero su potencia no excede de un par de watts. Los láseres de fibra óptica resuelven estos dos problemas que se presentan, es decir no necesitan sistemas de enfriamiento (debido a que la longitud y dimensión transversal reducida de la fibra óptica favorece a la disipación térmica) ni instalaciones eléctricas especiales y producen haces de altas potencias [5], además se tiene un alto confinamiento transversal del haz en las fibras (área efectiva de $\sim 50\mu m^2$).

Con un láser de fibra óptica es posible emitir en longitudes de onda que difícilmente pueden emitir los láseres de estado sólido de bulto. Además, es posible generar pulsos ultracortos (picosegundos y femtosegundos) a un bajo costo, estos pulsos se pueden utilizar en aplicaciones médicas, procesamiento de materiales, detección remota y telecomunicaciones, entre otras.

Los láseres de fibra óptica de amarre de modos que producen pulsos tipo solitón ofrecen la posibilidad de estudiar la dinámica producida por estos pulsos, ya que se puede tener múltiples pulsos en la cavidad del

láser. Sin embargo, el estudio se complica, cuando el número de pulsos es muy elevado (100 o más), razón por la cual en este proyecto de investigación se propone construir un láser de amarre de modos con arquitectura de anillo con una longitud de fibra relativamente corta de aproximadamente 20 metros de fibra óptica y la potencia de bombeo adecuada, se busca tener una cantidad reducida de solitones, para poder estudiar las interacciones entre ellos y además ver cuáles son los efectos de la polarización en la dinámica de los solitones.

1.2 Objetivos.

Objetivo General.

Establecer una metodología para el estudio de la generación de pulsos ultracortos (duraciones del orden de picosegundo y femtosegundos) en un láser de amarre de modos pasivo con arquitectura de anillo a partir de la variación de parámetros del láser, para tener caracterizados distintos regímenes de pulsos y así comprender la dinámica que hay en las interacciones de estos.

Objetivos Específicos.

- Estudiar los mecanismos de operación y la arquitectura de los láseres de amarre de modos pasivo, para la generación de pulsos ultra-cortos.
- Determinar experimentalmente los parámetros y ajustes del láser de amarre de modos de arquitectura de anillo (potencia de bombeo, longitud de onda, dispersión, ajustes de birrefringencia, etc.), para la generación de regímenes de pulsos tipo solitón o pulsos de ruido e inclusive la coexistencia de estos dos tipos de pulsos en la cavidad del láser.
- Estudiar teórica y experimentalmente los mecanismos de la formación y dinámica en las interacciones de los pulsos generados por el láser de anillo.

1.3 Antecedentes.

Las arquitecturas más usuales en los láseres de fibra óptica para generar pulsos ultra-cortos son a través del mecanismo de amarre de modos (en inglés Mode-Locking, ML) pasivo, que generalmente presentan una configuración de figura de ocho [6] y de cavidad de anillo [7].

El solitón es uno de los tipos de pulsos que más se ha estudiado, que en el caso conservativo (sin intercambio de energía de los pulsos con el medio), es visto como un pulso que se propaga sin deformarse o como un patrón periódico, que se genera a partir de la compensación de la dispersión y los efectos no lineales. Estos pulsos se generaron durante décadas a partir de láseres de fibra de AM (por sus siglas en inglés “Amplification Modulated”) pasivo en cavidades en un régimen de dispersión anómala. En general, el concepto de solitón conservativo se aplica a cavidades láser (las cuales tienen pérdidas y necesitan

amplificación), que operen en un régimen de solitón promedio (Average Soliton), utilizadas principalmente en sistemas de comunicación [8].

En los láseres de amarre de modos pasivo, debido principalmente a la ganancia y las pérdidas no lineales generadas en la cavidad, es posible la generación de una nueva categoría de pulsos llamados solitones disipativos, cuyo origen es a partir de un sistema no integrable y no conservativo. Además, se asocian a una mayor diversidad de pulsos generados potencialmente con mayor energía y aparecen en cualquier régimen de dispersión.

En el caso de la coexistencia de pulsos múltiples en la cavidad, se han reportado diferentes comportamientos colectivos análogos a estados de la materia [1], causados por las fuerzas de interacción, en donde el concepto de solitón disipativo tiene gran relevancia para el estudio de las interacciones entre solitones múltiples.

Los láseres de amarre de modos, bajo ciertas circunstancias (cavidad larga, potencia de bombeo elevada, un ancho de banda espectral ancho, entre otros), generan un tipo de pulsos radicalmente distintos a los solitones; estos pulsos son conocidos como: pulsos de ruido [6], los cuales son paquetes de cientos o miles de sub-pulsos con diferentes amplitudes, presentando una evolución muy compleja (caótica).

1.3.1 El láser.

El acrónimo de LASER proviene de la palabra en inglés “Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”. La primera investigación que se asoció con el láser es el efecto de emisión estimulada propuesta por Albert Einstein en 1917, consistía en una explicación teórica de como los electrones pueden emitir luz a cierta longitud de onda específica a partir de una intervención externa [9]. Fue hasta 1928 que se comprobó experimentalmente la emisión estimulada, trabajo realizado por los físicos alemanes Rudolf Walter Ladenburg y H. Kopfermann [10].

Un efecto fundamental para la operación del LASER es la inversión de población (sección 1.2), este efecto fue propuesto por Arthur L. Schawlow en la década de los 30’s y otros principios físicos (modelo de tres y cuatro niveles de energía, bombeo óptico, amplificación óptica entre otros) [11], hicieron posible la construcción del primer dispositivo con un mecanismo que emitió luz a partir de la emisión estimulada, el cual fue conocido como MASER, por el acrónimo de Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation, inventado en 1954 por los físicos Charles Townes, J. P. Gordon y H. J. Zeiger [12]. El MASER emitía microondas a partir la emisión estimulada con un modelo de tres niveles de energía (propuesto por Basov y Prokhorov [11]) utilizando como medio activo el Amoniaco.

La transición del MASER al LASER fue complicada debido a que las microondas y la luz visible difieren en varios aspectos. La diferencia más importante es que la energía de los fotones de la luz visible es miles de veces más grande que la energía de las microondas, lo cual implica que la longitud de onda de la luz visible es miles de veces más pequeña que las longitudes de onda de las microondas. Para resolver el problema fue necesario una nueva cavidad resonante con un nuevo material, utilizado como medio activo al rubí para alcanzar la inversión de población para generar un haz de luz visible.

El 19 de mayo de 1960, Theodore Maiman construyó el primer láser en los laboratorios de investigación de Hughes, en Malibu, California. Este láser fue nombrado como el láser de rubí, consistió en una barra de rubí de aproximadamente un centímetro de diámetro, a la cual se enrolló una lámpara helicoidal de xenón (Fig. 1.3.1) y sus extremos fueron recubiertos por una película reflectiva, las cuales funcionaron como espejos. El bombeo óptico es producido por la lámpara de xenón, al producir destellos de luz muy intensos, que provocan una inversión de población en el sistema, emitiendo fotones que completan un gran número de ciclos reflejándose en los espejos dentro de la cavidad, hasta que el dispositivo emitió pulsos con una longitud de onda centrada en el rojo [13].

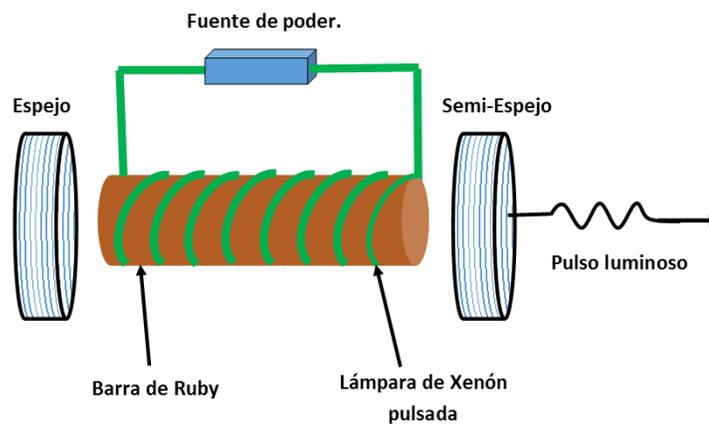


Figura 1.3.1 Esquema del láser de Rubí.

Después del láser de Rubí, en 1961 Snitzer construye el primer dispositivo que dio pie a los láseres de fibra óptica [14]. Este dispositivo consiste en una cavidad resonante, que consta de una varilla dopada con Neodimio, esta barra es similar a una fibra óptica con un dopante (medio de amplificación en una cavidad láser) y su modelo teórico para la generación de fotones es similar a un sistema de tres niveles de energía.

1.3.2 Procesos físicos en los láseres.

En esta sección, se estudiarán los procesos físicos involucrados en el mecanismo de los láseres. Como ya se mencionó uno de los más importantes es la emisión estimulada [13], que consiste en la interacción de un átomo en un estado excitado con un fotón, el fotón provocará una transición radiante del átomo hacia un

estado más bajo de energía, por lo que se producirá un nuevo fotón coherente de características iguales al incidente, es decir con la misma dirección, fase, energía, polarización, etc. (Fig. 1.3.2).

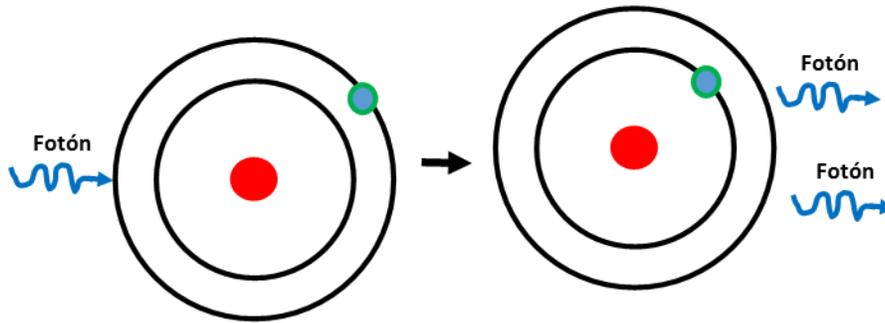


Figura 1.3.2 Representación de la emisión estimulada.

1.3.2.1 Inversión de población.

La inversión de población es un proceso físico que se puede explicar a partir del siguiente modelo [15]. Partimos de la distribución de Boltzmann, en el caso en que se tiene dos niveles de energía cercanos y no degenerados en equilibrio termodinámico.

El número de partículas, en el nivel más alto de energía N_2 , estará en función del número de partículas en el nivel más bajo N_1 , siguiendo la distribución de Boltzmann:

$$N_2 = N_1 e^{-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} = N_1 e^{-\frac{h\nu_0}{k_B T}} \quad (1.3.1)$$

donde: $E_2 > E_1$ y $E_2 - E_1 = h\nu_0$, ν_0 es la frecuencia de resonancia de la transición entre dos niveles de energía.

El número total de partículas (átomos) en el sistema es $N = N_1 + N_2$. En equilibrio termodinámico, el nivel más bajo de energía tendrá una población mayor en comparación del nivel más alto, en este caso, el sistema no emite fotones. Si la temperatura se incrementa, la población en el nivel más alto de energía se incrementará, sin embargo, la población N_2 seguirá siendo menor que la del nivel más bajo N_1 . Si la temperatura es muy alta ($T \rightarrow \infty$), a partir de la ecuación 1.3.1 se deduce que la población en los dos niveles de energía es la misma $N_1 = N_2$.

Si en el láser, se activa la ganancia óptica a través de la emisión estimulada, el sistema saldrá de su condición de equilibrio termodinámico y en este caso el número de partículas en el nivel más alto de energía (N_2) es mayor que la del nivel más bajo (N_1). A este proceso se le conoce como *inversión de población*.

Los estados atómicos con inversión de población son conocidos por ser estados con temperaturas absolutas negativas, debido a que en el caso clásico de la distribución de Boltzmann (Ec. 1.3.1), la inversión de

población ($N_2 > N_1$) se da cuando la temperatura es negativa, esta condición termodinámicamente no es posible. En conclusión, con este análisis termodinámico, cuando un láser emite un haz de luz debido a que se dio la inversión de población, se tendrán valores de entropía pequeños [16].

En física cuántica, la inversión de población ocurre cuando un sistema de niveles de energía se sale de su estado de equilibrio, provocando que la cantidad de partículas (átomos) del medio activo que se encuentre en los niveles más altos de energía sea mayor que los niveles más bajos de energía. En este caso la inversión de población no ocurre en un sistema de dos niveles de energía, es necesario un nivel intermedio dando lugar a un sistema de tres niveles de energía.

1.3.2.2 Sistema de tres niveles de energía.

Un sistema de tres niveles de energía (Fig. 1.3.3) es un modelo adecuado para un amplificador de fibra dopada con Erblio. Para este análisis, el sistema tiene tres niveles de energía no degenerados, E_1 , E_2 y E_3 , a los cuales se les asocia las variables, N_1 , N_2 y N_3 , que son el número de partículas por unidad de volumen en cada uno de estos niveles. El bombeo óptico sobre el sistema produce una transición de los átomos del estado base al estado de mayor energía (Nivel 3). Después los átomos sufren un rápido decaimiento no radiante hacia el nivel de energía intermedio (Nivel 2), en esta transición, una fracción de la energía se disipa en forma de fonones. Las partículas del estado intermedio sufren una transición al estado base a partir de un decaimiento radiante, esto significa que en esta transición se emitirán fotones a partir de emisión espontánea y emisión estimulada, por lo que es evidente que la inversión de población se dará entre el nivel intermedio y el estado base.

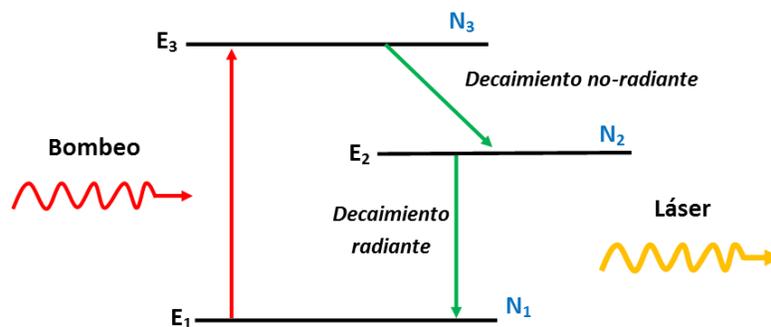


Figura 1.3.3 Sistema de tres niveles de energía.

A continuación, se analizará la evolución de la población con respecto al tiempo de cada uno de los niveles de energía [17].

El número de átomos de la población total por unidad de volumen en el sistema está dado por:

$$N = N_1 + N_2 + N_3 \quad (1.3.2)$$

La razón de cambio de la población con respecto al tiempo en el nivel de energía superior (nivel 3) está dado por la siguiente expresión:

$$\frac{dN_3}{dt} = W_p N_1 - T_{32} N_3 \quad (1.3.3)$$

donde:

- $W_p = W_{13}$ es la razón de cambio del número de átomos por unidad de tiempo que sufren una transición del estado base al nivel excitado
- $T_{32} = A_{32} + S_{32}$ es la razón de cambio del número de átomos por unidad de tiempo que sufren una transición espontánea del nivel de energía 3 al nivel de energía 2, A_{32} es la contribución de la transición radiante y S_{32} es la contribución de la transición no radiante.

La Ec. 1.3.3 nos da información de cómo va cambiando la población en el nivel de energía 3. El primer término ($W_p N_1$) es la contribución del número de átomos por unidad de tiempo que están llegando del estado base (Nivel 1) y en el caso ideal se desprecia el decaimiento del nivel 3 hacia el estado base, el segundo término $T_{32} N_3$ es la razón de cambio del número de átomos por unidad de tiempo que están decaiendo del nivel 3 al nivel intermedio (Nivel 2), a partir de las transiciones espontáneas radiantes y no radiantes, pero en el caso ideal la mayor contribución en el proceso de decaimiento se debe a transiciones no radiantes. Esto significa que $S_{32} \gg A_{32}$ en la Ec. 1.3.3.

La razón de cambio del número de partículas por unidad de tiempo en el nivel de energía intermedio (nivel 2), está dada por la siguiente ecuación:

$$\frac{dN_2}{dt} = -W_{21} N_2 + N_3 T_{32} - N_2 T_{21} \quad (1.3.4)$$

donde:

$W_{21} = \frac{\pi^2 c^2}{h \omega^3 n_0^2} A_{21} g(\omega) I_1$ es la tasa de cambio de las transiciones de los átomos a partir de emisión estimulada de las partículas del nivel 2 al nivel 1, en esta expresión A_{21} [1/s] es el cambio asociado con las transiciones radiantes, $g(\omega)$ es una función de peso lineal y I_1 es la intensidad de la radiación producida por los fotones que son generados de esta transición a partir de emisión estimulada y emisión espontánea. $T_{32} = A_{32} + S_{32}$ es la razón de cambio por unidad de tiempo de las transiciones de partículas que están decaiendo del nivel 3 hacia el nivel 2, asociado a procesos radiantes y no radiantes. $T_{21} = A_{21} + S_{21}$ es la razón de cambio por unidad de tiempo de las transiciones espontáneas de las partículas, que pasan del nivel de energía 2 al nivel de energía 1 a través de procesos radiantes $S_{21} \ll A_{21}$.

De la Ec. 1.3.4, el primer término $W_{21}N_2$ es asociado con transiciones estimuladas de los átomos del nivel de energía intermedio (nivel 2) al estado base (Nivel 1) a partir de la emisión estimulada, este término representa a una pérdida de población de los átomos en el nivel 2, por lo cual lleva un signo negativo. El segundo término N_3T_{32} es asociado con las transiciones espontáneas de los átomos, que pasan del nivel 3 al nivel 2, por lo que este término es una contribución de una ganancia de la población hacia el nivel de energía 2, en consecuencia, tiene un signo positivo. El tercer término representa una pérdida en la población debida a la emisión espontánea, que se da en las transiciones del nivel 2 al estado base. En las transiciones radiantes (emisión estimulada y emisión espontánea $A_{21} \gg S_{21}$), del nivel 2 al estado base, ocurre una inversión de población tal que $N_2 > N_1$.

De la misma forma la razón de cambio de la población de átomos en el nivel 1 (estado base) se asocia con la siguiente expresión:

$$\frac{dN_1}{dt} = W_{21}N_2 + N_2T_{21} - W_pN_1 \quad (1.3.5)$$

En la Ec. 1.3.5, el primero y el segundo término son la contribución del número de átomos por unidad de tiempo que están asociados con una transición del nivel de energía 2 al nivel de energía 1 (estado base), a partir de emisión estimulada ($W_{21}N_2$) y emisión espontánea (N_2T_{21}), en esta transición no hay contribución de transiciones no radiantes. El tercer término W_pN_1 representa a la pérdida de la población del estado base ya que los átomos debido al bombeo son excitados hacia el nivel 3.

Si el análisis se centra en el caso estacionario, la razón del cambio temporal de la población de partículas para cada nivel de energía es cero:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = 0 \quad (1.3.6)$$

Aplicando el caso estacionario (Ec. 1.3.6) a las Ecs 1.3.3, 1.3.4 y 1.3.5, es posible obtener el número de átomos en el nivel de energía 2 y 3 en función de la población N_1 del estado base.

$$N_3 = \frac{W_p}{T_{32}} N_1 \quad (1.3.7)$$

$$N_2 = \frac{T_{32}}{T_{21} + W_{21}} N_1 \quad (1.3.8)$$

Cuando la inversión de población se alcanza en el estado estacionario, es necesario cumplir con la condición de que $N_2 - N_1 > 0$. Por esa razón es necesario encontrar una expresión para $N_2 - N_1$ en función

de las razones de cambio por unidad de tiempo en las transiciones entre los niveles de energía W_{ij} y T_{ij} y así poder delimitar una condición de la inversión de población en función de estos parámetros.

Comenzando el análisis a partir de la siguiente razón entre la condición de inversión de población y la población total:

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{N_2 - N_1}{N_1 + N_2 + N_3} \quad (1.3.9)$$

Es posible reducir la Ec.1.3.9 al sustituir las Ecs 1.3.7 y 1.3.8, obteniendo la siguiente expresión:

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{T_{32}(W_p - (W_{21} + T_{21}))}{T_{32}(T_{21} + W_{21}) + W_p T_{32} + W_p(T_{21} + W_{21})} \quad (1.3.10)$$

Si se aplica la condición de inversión de población $N_2 - N_1 \geq 0$ a la Ec. 1.3.10, ahora se tendrá una nueva condición en función de las razones de cambio por unidad de tiempo de las transiciones de los átomos:

$$W_p > W_{21} + T_{21} \quad (1.3.11)$$

La desigualdad que describe a la inversión de población (Ec. 1.3.11), da información de que es necesario que la razón del número de átomos por unidad de tiempo que son excitados del estado base hacia el nivel 3, debido al bombeo óptico, debe ser mayor que la razón del número de átomos que decaen del nivel intermedio (nivel 2) al estado base, debido a las transiciones que involucran procesos radiantes (emisión espontánea y emisión estimulada).

Por otra parte, en el proceso de inversión de población, se debe de cumplir que el mayor número de átomos de la población debe de estar en el nivel intermedio (nivel 2), debido a que a este nivel de energía le están llegando una mayor cantidad de átomos (transición no radiante que va del nivel 3 al nivel 2 de los que están saliendo), en comparación del número de átomos que están saliendo debido a un decaimiento por emisión espontánea y estimulada hacia el estado base. Esto es consistente, debido a que las transiciones no radiantes son procesos que tienen una duración menor que las de las transiciones radiantes, por lo que $T_{32} > T_{21}$. Además, el tiempo de vida de los átomos en los niveles de energías es inversamente proporcional a las razones por unidad de tiempo del número de átomos, que sufre una transición entre dos niveles de energía, por lo que el tiempo de vida de los átomos en el nivel de energía 2 es mucho mayor al tiempo de vida de los átomos en el nivel de energía 3.

1.3.3 Láseres de fibra óptica

Los láseres de fibra óptica, como todo láser, usan una fuente de bombeo, una cavidad resonante y un medio activo (también conocido como medio de amplificación), que en este caso es una fibra dopada con alguna tierra rara, la emisión a partir de estas fibras amplificadoras se describe con un sistema de tres o cuatro niveles de energía.

Las principales ventajas de un láser de fibra óptica en comparación con un láser pulsado de estado sólido son [18]:

- Una mejor eficiencia en la conversión del bombeo óptico a una señal pulsada con un ancho espectral considerable. Esta eficiencia solo es superada por los láseres de Ti:Záfiro.
- La generación de pulsos ultracortos ($\sim ps, fs$) a partir de un mecanismo de amarre de modos a bajo costo, estos pulsos son generados a partir de los efectos no lineales ópticos que dependen de la intensidad óptica. Estos efectos son producidos a partir del confinamiento de luz intensa en una fibra óptica con un área efectiva pequeña y longitud grande.
- Son minimizadas las transiciones no radiantes de los iones en el medio de ganancia, esto hace que se minimice la cantidad de fonones generados a partir de la transición de las partículas del estado base al nivel excitado, debido al bombeo, teniendo el caso ideal estudiado en la [sección 1.3.2.2](#). Si la energía que se disipa en forma de fonones al excitar con el bombeo los átomos del estado base es mínima, provocará que se tenga una mayor cantidad de fotones en los niveles en donde se está generando la inversión de población.
- En un láser de fibra óptica, se ocupa como fuente de bombeo a un diodo semiconductor láser, en donde existe una alta eficiencia del acoplamiento entre el diodo de alta intensidad y el láser de fibra. Los láseres de estado sólido utilizan fuentes de bombeo con una calidad muy baja en la generación de pulsos ultracortos, donde es común utilizar lámparas de flasheo, por lo que la potencia pico de los pulsos generados en un láser de estado sólido será mucho mayor que la potencia pico de los pulsos generados en un láser de fibra óptica.
- La construcción de los láseres de fibra óptica genera un menor costo en comparación de los láseres de estado sólido.
- Debido a su longitud y dimensión transversal reducida favorecen a la disipación térmica (fonones).
- Gracias a la producción actual de diodos de bombeo de alta potencia y tecnología de fibras de doble recubrimiento, se han desarrollado láseres de fibra de alta potencia (hasta 10 kW en onda continua), ofreciendo una alternativa económica a los láseres de bulto y gas (CO_2) para aplicaciones industriales.

Una de las desventajas de utilizar láseres de fibra óptica pulsados (láseres de amarre de modos) son los cambios de birrefringencia debidos a la temperatura, los cuales alteran el modo de operación, por esta razón, es común tener que reajustar el control de polarización cuando se tienen cambios de temperatura u otro tipo de perturbación ambiental.

1.3.3.1 Láseres de fibra óptica de amarre de modos pasivo.

Para que una cavidad de fibra óptica opere en un régimen pulsado, es necesario producir un amarre de modos. Existen dos técnicas para lograrlo, la primera es un amarre de modos pasivo que consiste en una modulación de las pérdidas y la fase en una configuración que opera por sí misma. La segunda técnica, es un amarre de modos activo en el que se necesita un elemento electrónico que module las pérdidas en el tiempo.

El elemento que se necesita para que un láser de amarre de modos pasivo opere en un régimen pulsado es un absorbedor saturable, definido como un dispositivo óptico que funciona como un filtro no lineal al absorber las bajas potencias y transmitir las altas potencias que llegan a saturar el dispositivo, propiciando la generación de pulsos cortos. Dependiendo el tiempo de saturación, los absorbedores saturables se clasifican en: rápidos cuando el tiempo de respuesta es menor que la duración del pulso y lentos cuando el tiempo de respuesta es mayor a la duración del pulso. Para que el láser de fibra óptica opere con un mecanismo de autoencendido en la generación de pulsos, se puede utilizar un absorbedor saturable lento además del rápido.

Comúnmente los absorbedores saturables que se implementan en los láseres de fibra óptica son de semiconductor, el más utilizado es el SESAM (por sus siglas en inglés, “Semiconductor Saturable Absorber Mirror”), que introducen una pérdida selectiva al absorber las componentes a bajas intensidades, para así poder generar conmutación óptica, una de las desventajas es que usualmente genera pulsos cortos de baja energía [19]. También se han utilizado absorbedores saturables de puntos cuánticos (nanocristales de semiconductor) embebidos en un material semiconductor [20], lo cual provoca que se absorba a partir de una baja fluencia de saturación (energía de saturación por unidad de área).

También se han implementado absorbedores saturables a partir de nanotubos de carbono, con los cuales se puede generar una alta tasa de repetición de pulsos en una cavidad compacta [21].

Sin embargo, en los láseres de fibra óptica de amarre de modos pasivo, es mucho más común el uso de absorbedores saturables artificiales, los cuales están basados en los efectos no lineales que operan en la fibra óptica y se catalogan como artificiales debido a que no absorben la contribución de la señal a baja intensidad, sino que otro componente (no la misma fibra) en el esquema la absorbe, permitiendo de igual forma obtener una curva de transmisión que corresponde a un filtro pasa altas Fig. 1.3.4.a. En el caso de un láser de figura de ocho, es el aislador óptico en la cavidad, él que se encarga de absorber la señal de baja intensidad; en el

caso de cavidades de anillo (amarre de modos basado en la rotación de polarización no lineal), es un polarizador el que absorbe la señal de baja intensidad.

Un absorbedor saturable artificial implementado en láseres de fibra óptica de figura de ocho es un espejo de lazo óptico no lineal NOLM (por sus siglas en inglés “Non-Linear Optical Loop Mirror”) [22], definido como un arreglo interferométrico, en donde el haz de luz a la entrada se distribuye en dos brazos (uno en sentido horario, CW “Clock-Wise”, y otro en sentido anti-horario, CCW “Counter Clock-Wise”) y a partir de cualquiera de sus configuraciones, se genera un rompimiento de la simetría entre los dos haces que se contra-propagan. En general, la asimetría se realiza en potencia, una de las configuraciones más comunes es colocar a la entrada un acoplador distinto al 50/50 (Fig 1.3.4.b), de tal forma que la transmisión dependerá de la proporción de la interferencia constructiva que se da en la contra-propagación de los haces, que es directamente proporcional a la potencia del haz de entrada hasta alcanzar una conmutación óptica. Otra forma de romper la simetría, es en polarización, esto se logra colocando una placa retardadora que modifique el estado de polarización en alguno de los brazos (sentido horario o sentido anti-horario), en la Fig. 1.3.4.c, se observa el caso de un NOLM que presenta asimetría en polarización, a la entrada se tiene luz linealmente polarizada que se distribuirá en los dos brazos, por lo que en el sentido anti-horario la placa retardadora de un cuarto de onda QWR (rotada a un ángulo adecuado) modificara el estado de polarización, de lineal a elíptico o circular, en el sentido horario la luz conserva su estado de polarización lineal, a partir de la contra-propagación de los dos haces y considerando que el coeficiente no lineal es diferente para distintos estados de polarización (coeficiente no lineal de la polarización circular es $2/3$ veces menor en comparación del coeficiente no lineal de la polarización lineal), se podrá obtener una conmutación óptica, aún cuando los haces contra-propagantes tengan potencias iguales.

Otro absorbedor saturable artificial, que frecuentemente se utiliza, es un espejo no lineal amplificado de lazo óptico NALM (por sus siglas en inglés, Nonlinear Amplifying Loop Mirror), en este interferómetro se genera una asimetría en potencia, a partir de la implementación de un amplificador de fibra dopada con Erblio en uno de los brazos (en sentido antihorario CCW, Fig. 1.3.4.d). En este caso el haz en sentido anti-horario está amplificado y el haz en el sentido horario, no. La transmisión será dependiente de la potencia de la señal de entrada, debido a que a mayor potencia inyectada en el interferómetro, se tendrá un mayor grado de interferencia constructiva.

En el caso de los láseres de fibra óptica de cavidad de anillo, el absorbedor saturable artificial, es producido por el efecto NLPR (Nonlinear Polarization Rotation) y un polarizador. En la siguiente sección se explicará este mecanismo.

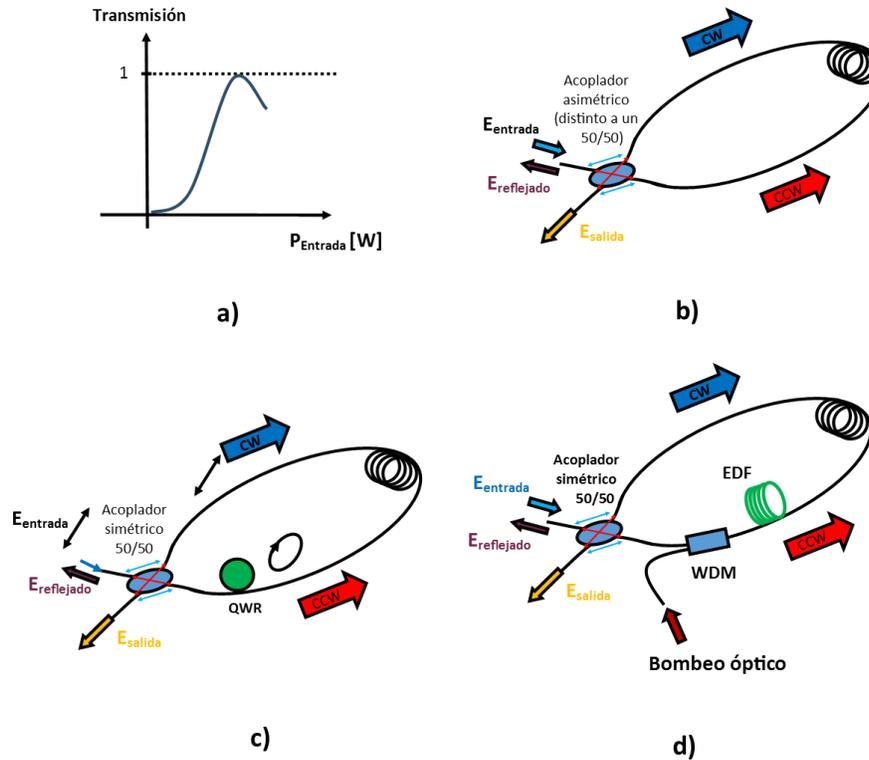


Figura 1.3.4 a) Curva de Transmisión característica de un absorbedor saturable artificial. Arreglo experimental del NOLM con asimetría en b) potencia y c) polarización. d) Arreglo experimental del NALM.

1.3.3.2 Rotación de Polarización No Lineal (NLPR).

Los efectos no lineales se producen debido a la propagación de un pulso intenso en la fibra óptica, en específico, cuando se genera una rotación en el estado de polarización elíptico, se conoce como rotación de polarización no lineal (NLPR, por sus siglas en inglés Non-linear Polarization Rotation). Para comprender este efecto, se analiza el acoplamiento entre las 2 componentes de polarización, debido a la parte no lineal del índice de refracción en función del estado de polarización inicial [7].

Partiendo del campo eléctrico que describe a un pulso de luz con un estado de polarización arbitrario:

$$\vec{E} = \frac{1}{2} (E_{0x} \hat{u}_x + E_{0y} \hat{u}_y) e^{i(\omega_0 t)} + c. c. \quad (1.4.12)$$

donde E_{0x} y E_{0y} son amplitudes complejas.

La fibra óptica es un medio amorfo y centro-simétrico, por lo tanto, no presenta efectos no lineales de orden par, el primero que aparece es de orden 3 en la contribución de la polarización no lineal:

$$\vec{P}_{NL}^{(3)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2 \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.3.13)$$

La polarización no lineal tendrá dos contribuciones en la dirección de los ejes principales:

$$\vec{P}_{NL}^{(3)}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}(P_x \hat{u}_x + P_y \hat{u}_y)e^{-i\omega_0 t} + c. c \quad (1.3.14)$$

Cada componente de tercer orden de la polarización que aparece en la Ec. 1.3.14, tiene las siguientes consideraciones:

- La componente “ $i = x, y$ ” del estado de polarización es

$$P_i^{(3)} = \frac{3}{4}\epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l^* \quad (1.3.15)$$

- El tensor de tercer orden de la susceptibilidad $\chi_{ijkl}^{(3)}$, consta de 81 elementos, sin embargo, si el medio es isotrópico, el tensor de susceptibilidad se reducirá a la siguiente expresión que consta de 21 elementos con 3 términos independientes.

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \chi_{xxxy}^{(3)} \delta_{ij} \delta_{kl} + \chi_{xyxy}^{(3)} \delta_{ik} \delta_{jl} + \chi_{xyyx}^{(3)} \delta_{il} \delta_{jk} \quad (1.3.16)$$

Con la simplificación de la susceptibilidad, Ec. 1.3.16, cada componente de polarización está dada por:

$$P_i = \frac{3}{4}\epsilon_0 \sum_j \chi_{xxxy}^{(3)} E_i E_j E_j^* + \chi_{xyxy}^{(3)} E_j E_i E_j^* + \chi_{xyyx}^{(3)} E_j E_j E_i^* \quad (1.3.17)$$

A partir de la Ec. 1.3.17, la primera componente de polarización (eje horizontal) es:

$$P_x = \frac{3}{4}\epsilon_0 \left[\chi_{xxxy}^{(3)} E_x (|E_x|^2 + |E_y|^2) + \chi_{xyxy}^{(3)} E_x (|E_x|^2 + |E_y|^2) + \chi_{xyyx}^{(3)} E_x^* (E_x E_x + E_y E_y) \right] \quad (1.3.18)$$

Al simplificar la Ec. 1.3.18, es necesario considerar que en un medio isotrópico se puede hacer la siguiente aproximación para la susceptibilidad no lineal:

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xxxy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)} \quad (1.3.19)$$

Sustituyendo la Ec. 1.3.19 en la Ec. 1.3.18 se llega a la siguiente expresión:

$$P_x = \frac{3}{4}\epsilon_0 [\chi_{xxxx}^{(3)} E_x |E_x|^2 + (\chi_{xxxy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)}) E_x |E_y|^2 + \chi_{xyyx}^{(3)} E_x^* E_y E_y] \quad (1.3.20)$$

Se asume la aproximación, $E_x |E_y|^2 \approx E_x^* E_y E_y$, para simplificar la Ec. 1.3.20:

$$P_x = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} (E_x |E_x|^2 + E_x |E_y|^2) \quad (1.3.21)$$

Al mismo tiempo, podemos aproximar $E_x |E_y|^2 \approx \frac{2}{3} E_x |E_y|^2 + \frac{1}{3} E_x^* E_y E_y$, simplificando finalmente la componente de polarización no lineal:

$$P_x = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} \left[\left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} (E_x^* E_y) E_y \right] \quad (1.3.22)$$

Análogamente, la componente vertical de la polarización no lineal de tercer orden es:

$$P_y = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} \left[\left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3} (E_y^* E_x) E_x \right] \quad (1.3.23)$$

Para acoplar las componentes del estado de polarización (horizontal y vertical), es necesario asociar la polarización no-lineal de tercer orden con la parte no-lineal del índice de refracción producido por el efecto Kerr, en donde el índice de refracción depende de la intensidad ([Sección 2.2.2](#)):

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.3.24)$$

donde $n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re}\{\chi^{(3)}\}$, (ver. [Apéndice A](#))

Cada componente de la polarización inducida es $P_j = \epsilon_0 \epsilon_j^{NL} E_j$. Por lo que de la primera componente de polarización no lineal, Ec. 1.3.22, se cumple que:

$$P_x = \epsilon_0 \epsilon_x^{NL} E_x = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} \left[\left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} (E_x^* E_y) E_y \right] \quad (1.3.25)$$

A partir de la expresión 1.3.25, es posible deducir la permitividad no lineal:

$$\epsilon_x^{NL} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) \quad (1.3.26)$$

La permitividad no lineal tiene una conexión con la parte no lineal del índice de refracción ([Apéndice A](#)), dada por el siguiente termino:

$$\Delta n_j = \frac{1}{2n_0} \epsilon_j^{NL} \quad (1.3.27)$$

Finalmente, es posible tener las componentes no lineales del índice de refracción en función de las componentes horizontales y verticales del estado de polarización. A partir de la sustitución de la Ec. 1.3.26

en la Ec. 1.3.27 se tendrá la componente horizontal de la parte no lineal del índice de refracción y en un procedimiento análogo se deduce la componente vertical del índice de refracción no lineal.

$$\Delta n_x = n_2 \left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) \quad (1.3.28)$$

$$\Delta n_y = n_2 \left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) \quad (1.3.29)$$

Las Ecs. 1.3.28 y 1.3.29 representan el acoplamiento de las dos componentes del estado de polarización en la fibra óptica. Cuando esta contribución del índice de refracción no lineal existe en la propagación de un pulso en la fibra óptica, es posible inducir una birrefringencia no lineal que depende de la intensidad de las componentes ortogonales del estado de polarización del pulso incidente. La birrefringencia no lineal provoca la rotación de un estado de polarización elíptico, a este efecto se le conoce como rotación de polarización no lineal (NLPR).

Las ecuaciones acopladas nos dan información sobre dos efectos. El primer término, $n_2|E_x|^2$ o $n_2|E_y|^2$, está asociado con la automodulación de fase SPM (Sección 2.2.2), el cual es un efecto en donde se produce un cambio en el índice de refracción y una modulación de fase en los pulsos. El segundo término, $\frac{2}{3}n_2|E_y|^2$ y $\frac{2}{3}n_2|E_x|^2$, está asociado a la modulación cruzada de fase (Cross-Phase Modulation, XPM), que se produce por la interacción de las dos componentes del estado de polarización. Una de estas dos componentes modulará el índice de refracción del medio por lo que tendremos el efecto Kerr y esta misma componente conducirá la modulación de fase de la otra componente, aun cuando ésta es demasiado débil para modular su propia fase.

El cambio de fase de la birrefringencia no lineal está dado por la expresión 1.3.30, el cual está en función de la diferencia de las componentes de la parte no lineal del índice de refracción.

$$\Delta\phi(t) = \frac{2\pi z}{\lambda a_{eff}} (\Delta n_x - \Delta n_y) = \frac{1}{3} \gamma_{NL} z \left(|E_x|^2 - |E_y|^2 \right) \quad (1.3.30)$$

donde: $\gamma_{NL} = \frac{n_2 \omega}{c a_{eff}}$

En conclusión, el cambio de fase dado por la Ec. 1.3.30 es dependiente de la intensidad de las componentes ortogonales del estado de polarización.

1.3.3.2.1 Rotación de polarización no lineal (NLPR) en un láser de fibra de amarre de modos pasivo.

El amarre de modos pasivo a partir de NLPR es generado en un láser de cavidad de anillo. El mecanismo que se utiliza para poder amarrar los modos y así generar pulsos ultracortos es la combinación del efecto de NLPR con un polarizador, lo cual funciona como absorbedor saturable del láser. En esta sección se explicará este mecanismo.

En el caso ideal, en donde una fibra monomodal es perfectamente isotrópica (en la práctica no existe una fibra óptica perfectamente isotrópica, en general son birrefringentes; sin embargo, si se aplica torsión a la fibra convencional, ésta presenta propiedades similares a la fibra isotrópica). Al hacer incidir luz, el estado de polarización se mantendrá cuando se tenga bajas potencias. Sin embargo, a altas potencias se generarán los efectos no lineales descritos anteriormente, en este caso la fibra únicamente conservara el estado de polarización lineal y circular, y para un estado de polarización elíptico ocurrirá el efecto de la rotación de polarización no lineal, en donde la elipse rotara conforme se va propagando [23] (Fig. 1.3.5). Cabe destacar que en el estado de polarización circular, a altas potencias, experimentara el efecto de la rotación de polarización no lineal; sin embargo, esta rotación no afectara la polarización, por la simetría circular de este estado de polarización.

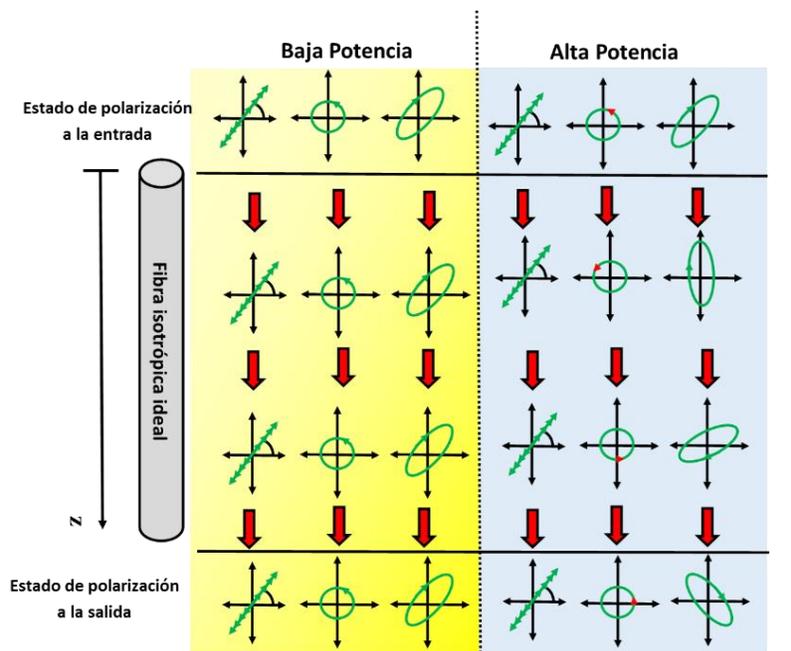


Figura 1.3.5 Propagación de la luz con diferentes estados de polarización en una fibra isotrópica ideal para el caso de baja potencia (conservando el estado de polarización) y el caso de alta potencia (a partir de la no linealidad dependiente de la intensidad, el estado de polarización elíptico y circular sufrirán el efecto de rotación de polarización no lineal).

Para el estudio del absorbedor saturable producido por NLPR y un polarizador, se parte del sistema descrito por la Fig. 1.3.6, en donde a partir de un arreglo de polarizadores y placas retardadoras se garantiza que se tenga un estado inicial de polarización elíptico en cierto segmento del láser. Como se vio anteriormente, operando a bajas potencias no habrá cambio alguno en el estado de polarización y la transmisión en el polarizador lineal es mínima cuando el eje mayor de la elipse es perpendicular a la orientación del polarizador (Fig. 1.3.6.a). En el caso de altas potencias, las componentes de polarización al propagarse por una fibra óptica inducirán una birrefringencia generando NLPR, por lo que el estado de polarización elíptico rotará conforme se propaga en la fibra óptica (Fig. 1.3.6.b) y la transmisión del polarizador lineal será máxima cuando el eje mayor de la elipse se alineó con la orientación del polarizador.

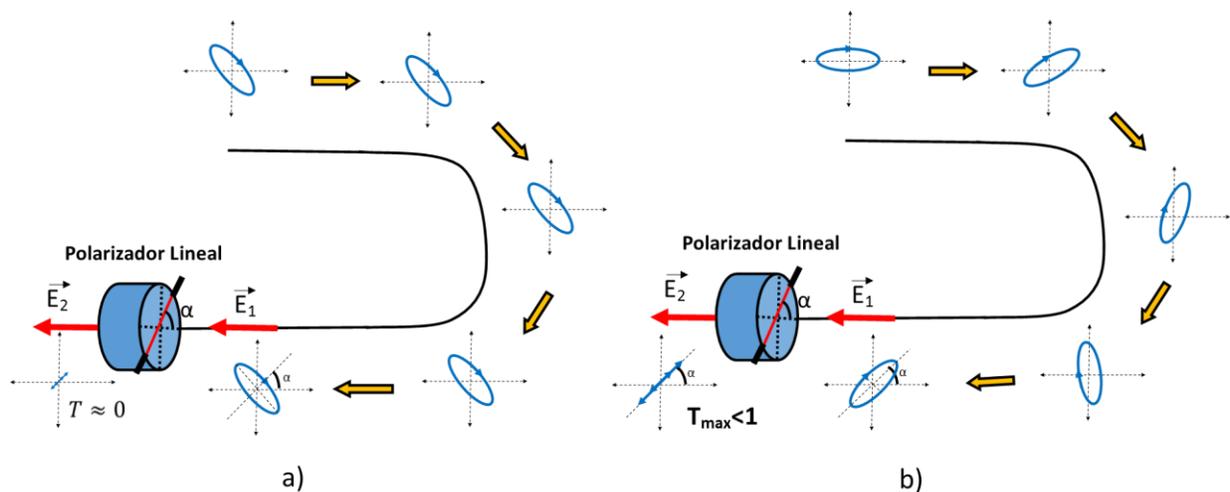


Figura 1.3.6 Esquema de absorbedor saturable con la NLPR del estado de polarización elíptico y un polarizador lineal: a) Bajas potencias (sin la presencia de la NLPR no se tiene un efecto de absorbedor saturable). b) Altas potencias (con la presencia del NLPR se tiene el efecto de absorbedor saturable).

El efecto de absorbedor saturable (Fig. 1.3.6.b) se analizará a partir de la transmisión del polarizador lineal, para ello es necesario estudiar la evolución de las componentes del estado de polarización en un formalismo de las matrices de Jones en una base de polarización circular $\{C_+, C_-\}$. Para este análisis, se parte de un estado de polarización arbitrario a una potencia inicial “P”:

$$E_{in} = \sqrt{P} \begin{pmatrix} ue^{i\psi} \\ ve^{-i\psi} \end{pmatrix} \quad (1.3.20)$$

donde: $\psi \rightarrow$ orientación de la elipse de polarización y $u, v \rightarrow$ son parámetros reales que satisfacen $u^2 + v^2 = 1$.

La evolución de polarización de este primer estado, en una fibra isotrópica ideal de longitud L , tendrá la contribución de una fase no lineal ($e^{i\varphi} = e^{\gamma_N P L}$) y la NLPR (e^{ir} con $r = -\frac{1}{3}\gamma_N P A_c L$) (Apéndice B). Entonces, el estado de polarización que se presenta antes de incidir en el polarizador lineal está dado por la siguiente expresión:

$$E_1 = (NPE)E_{in}$$

$$E_1 = \sqrt{P} \begin{pmatrix} e^{i(\varphi+r)} & 0 \\ 0 & e^{i(\varphi-r)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ue^{i\psi} \\ ve^{-i\psi} \end{pmatrix} = \sqrt{P} \begin{pmatrix} ue^{i(\varphi+r+\psi)} \\ ve^{i(\varphi-r-\psi)} \end{pmatrix} \quad (1.3.21)$$

El estado de polarización, E_1 , pasará a través del polarizador lineal orientado a un ángulo α con respecto al eje horizontal, teniendo a la salida el siguiente estado de polarización E_2 :

$$E_2 = [P_{L\alpha}]_C E_1 = \frac{1}{2} \sqrt{P} e^{i\varphi} \begin{pmatrix} ue^{i(\psi-r)} + ve^{-i(\psi+r-2\alpha)} \\ ue^{i(\psi+r-2\alpha)} + ve^{-i(\psi+r)} \end{pmatrix} \quad (1.3.22)$$

donde la matriz de transformación del polarizador lineal. en la base de polarización circular (Apéndice C) es

$$[P_{L\alpha}]_C = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & e^{2i\alpha} \\ e^{-2i\alpha} & 1 \end{pmatrix}$$

La transmisión del polarizador lineal (Ec. 1.3.23) dependerá de la potencia P del estado de polarización inicial, que aparece en el término asociado al efecto de la NLPR ($r = -\frac{1}{3}\gamma_N P A_c L$).

$$T = \frac{|E_2|^2}{|E_1|^2} = \frac{1}{2} + uv \cos(2(\psi + r - \alpha)) \quad (1.3.23)$$

A partir de la Ec. 1.3.23, se concluye que para un estado de polarización circular (circular derecha $u = 1, v = 0$ y $A_c = 1$ ó bien circular izquierda $u = 0, v = 1$ y $A_c = -1$), la transmisión es constante ($T = \frac{1}{2}$). Para el caso de un estado de polarización lineal, orientado a un ángulo ψ con respecto al eje horizontal ($u = v = \frac{1}{\sqrt{2}}$ y $A_c = 0$), la expresión de la transmisión únicamente estará en función del ángulo de orientación del polarizador lineal, $T = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2(\psi - \alpha))$.

El efecto de absorbedor saturable a partir de la Ec. 1.3.23, de la transmisión, se puede estudiar con el siguiente ejemplo: un estado de polarización inicial elíptico que se propaga en la fibra óptica isotrópica (de

longitud $L=100\text{m}$), eligiendo un estado inicial con polarización elíptico $E_{in} = \sqrt{P} \begin{pmatrix} \frac{2}{\sqrt{5}} \\ \frac{1}{\sqrt{5}} \end{pmatrix}$ (expresado como la

superposición de un estado de polarización circular derecho con un estado de polarización izquierdo, siempre y cuando tengan diferente amplitud $u \neq v$; en este caso el eje mayor de la elipse orientado con el eje horizontal $\psi = 0$) y el polarizador lineal alineado verticalmente (ángulo $\alpha = 90^\circ$). La transmisión se simplifica a una expresión dada en la Ec. 1.3.24, describiendo una curva similar a un filtro pasa altas

(potencias bajas son absorbidas y las potencias altas son transmitidas), Fig. 1.3.7. También se puede comprobar que la transmisión máxima $T_{max} = 0.9$, se obtiene a la potencia $P_{\pi} = \frac{3\pi}{2\gamma_N A_c L} = 52.35\text{W}$ (Potencia de Switcheo), con el primer parámetro de Stokes $A_c = u^2 - v^2 = \frac{3}{5}$ y el coeficiente no lineal $\gamma_N = 1.5 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$.

$$T = \frac{1}{2} - \frac{2}{5} \cos\left(\frac{2}{3}\gamma_N P A_c L\right) \quad (1.3.24)$$

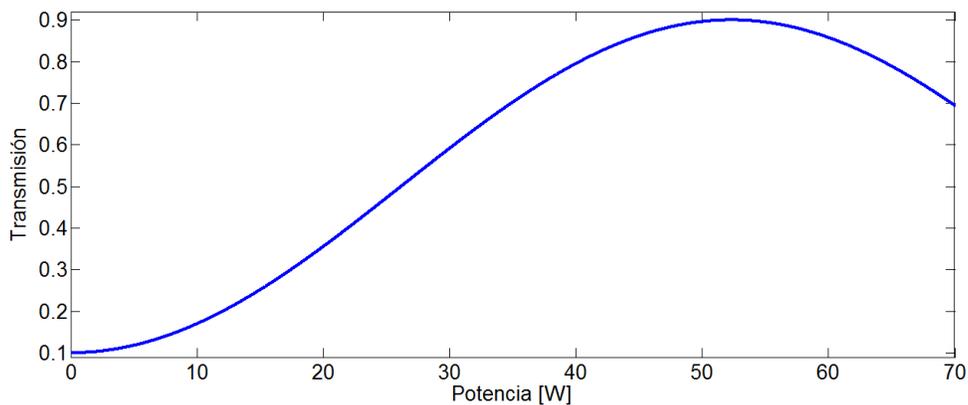


Figura 1.3.7 Curva de transmisión en el polarizador lineal vertical ($\alpha = 90^\circ$), al incidir sobre éste un estado de polarización elíptico con la contribución de la NLPR (Parámetros: $u = \frac{2}{\sqrt{5}}$, $v = \frac{1}{\sqrt{5}}$, $A_c = \frac{3}{5}$, $\gamma_N = 1.5 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$, $L = 100\text{m}$.)

A partir de la expresión de la transmisión en el polarizador lineal vertical (Ec 1.3.24), se concluye que a una mayor longitud “L” de fibra óptica isotrópica se alcanza una transmisión máxima con una menor potencia “ P_{π} ”, tal y como se aprecia en la Fig. 1.3.8, el primer máximo de la curva de transmisión para el caso de $L=100 \text{ m}$ se alcanza a 52W , conforme la longitud “L” va decreciendo el primer máximo de transmisión se va alcanzando a potencias mayores ($L=80 \text{ m}$ se alcanza una transmisión máxima con 65.44W , a $L=60 \text{ m}$ con 87.26W y a $L=40\text{m}$ con 130.89W).

Al considerar el mismo estado de polarización elíptico y los mismos parámetros ($A_c = \frac{3}{5}$, $\gamma_N = 1.5 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$, $L = 100\text{m}$), se analizan los cambios que se tienen al ir variando el ángulo de rotación con respecto al eje horizontal del polarizador lineal (Fig. 1.3.9), apreciando que la curva de transmisión únicamente sufre desplazamientos horizontales en la potencia.

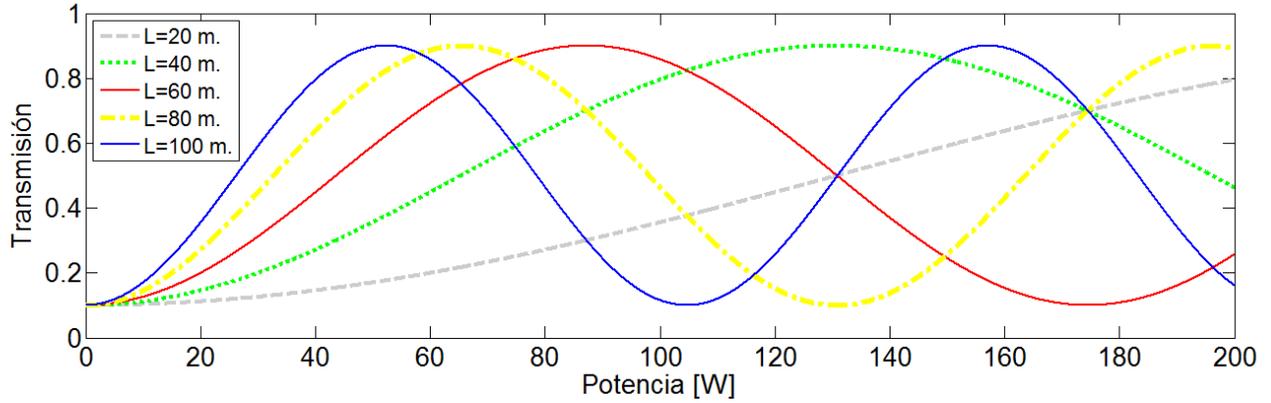


Figura 1.3.8 Curvas de transmisión del polarizador lineal (rotado a un ángulo $\alpha = 90^\circ$ con respecto a la horizontal), tomando en cuenta diferentes longitudes “L” de la fibra isotrópica ideal. (Parámetros: $u = \frac{2}{\sqrt{5}}, v = \frac{1}{\sqrt{5}}, A_c = \frac{3}{5}, \gamma_N = 1.5 \text{ km}^{-1} \text{ W}^{-1}$)

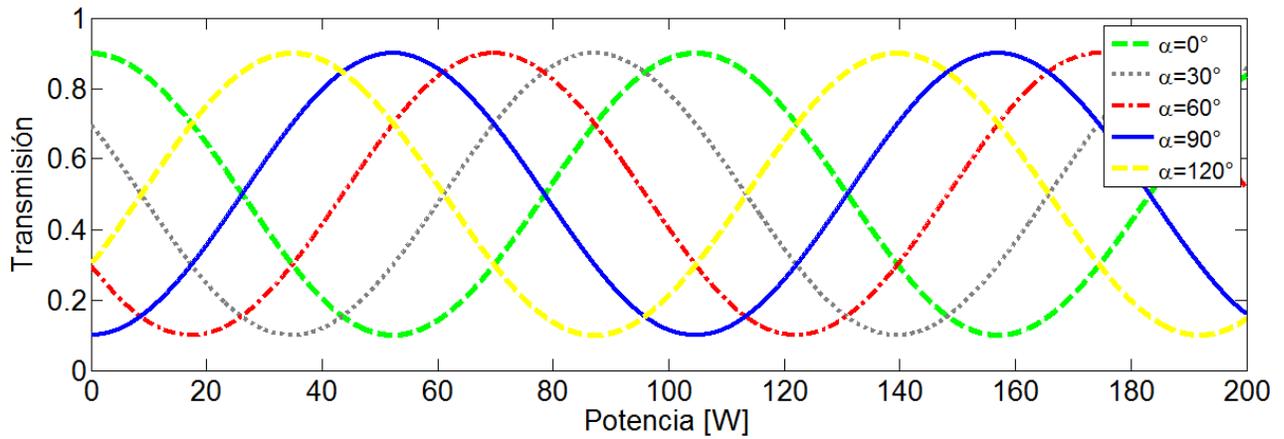


Figura 1.3.9 Curvas de transmisión a diferentes ángulos de rotación con respecto al eje horizontal del polarizador lineal. (Parámetros: $u = \frac{2}{\sqrt{5}}, v = \frac{1}{\sqrt{5}}, A_c = \frac{3}{5}, \gamma_N = 1.5 \text{ km}^{-1} \text{ W}^{-1}, L = 100 \text{ m}.$)

Referencias

- [1] F. Amrani. A. Haboucha. M. Salhi. H. Leblond . A. Komarov. F. Sanchez. **Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter.** [Appl. Phys. B 99, 107 \(2010\).](#)
- [2] I. N. Duling III, “All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror”, [Opt. Lett. 16 \(8\), 539 \(1991\)](#)
- [3] K. Tamura et al., “77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser”, [Opt. Lett. 18 \(13\), 1080 \(1993\)](#)
- [4] L. E. Nelson et al., “Ultrashort-pulse fiber ring lasers”, [Appl. Phys. B 65, 277 \(1997\)](#)
- [5] Mejía Beltrán Efraín. Láseres de fibra. [Noticio Año 2 No.5 México \(2014\) p.11](#)
- [6] Pottiez O., B Ibarra Escamilla, E A Kuzin, J C Hernández García y M Durán S. **Multiple noise-like pulsing of a figure-eighth fiber laser.** [IOP, Laser Phys. 24 \(2014\)\(015103\).](#)
- [7] Agrawal Govind P., 2013. “Nonlinear fiber optics”. 5° edición. Inglaterra. Academic Press
- [8] Essiambre R.J. y Govind P. Agrawal. “Soliton communication beyond the average-soliton regime”, [J. Opt. Soc. Am. B 12, 2420-2425 \(1995\)](#)
- [9] Einstein, Albert. “Zur Quantentheorie der Strahlung”, [Physikalische Zeitschrift, 18, 121-128 \(1917\).](#)
- [10] H. Kopfermann and R. Ladenburg. **Experimental Proof of ‘Negative Dispersion.’** [Nature 122, 438-439 \(1928\)](#)
- [11] Hetch, J. 1992. **LASER pioneers.** Academic Press, Inc.San Diego, CA USA P.1-63
- [12] Gordon, J. P. and Zeiger, H. J. and Townes, C. H. "Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH3". [APS Phys. Rev. 95, 282 \(1954\).](#)
- [13] Malacara, D. 1997. **Óptica Tradicional y Moderna.** 2nd ed. México D.F.: Fondo de Cultura Económica, Cap. 4.
- [14] Snitzer E. **Optical Maser Action of Nd⁺³ in a Barium Crown Glass.** [Phys. Rev. Lett. 7, 444 \(1961\)](#)
- [15] VTer-Mikirtychev Valerii (Vartan). 2014. “ **Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers**”. Springer Series in Optical Sciences V.181

- [16] N.G. Basov (1964), **Semiconductor lasers, Nobel lecture**. Stockholm, Sweden.
- [17] Thyagarajan K. A. Ghatak (2010), **“Lasers. Fundamentals and applications”**, 2° ed. Springer Science+Business Media, LLC.
- [18] Diels, Jean Claude and Wolfgang Rudolph (2006). **“Ultrashort Laser Pulse Phenomena. Fundamentals, techniques and applications on femtosecond scale”**. 2° ed. Academic Press, USA.
- [19] Keller U. et al. **“Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers”** [IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2, 435 \(1996\)](#).
- [20] P. T. Guerreiro and S. Ten, **“PbS quantum-dot doped glasses as saturable absorbers for mode locking of a Cr:forsterite laser”**, [Appl. Phys. Lett. 71 \(12\), 1595 \(1997\)](#)
- [21] A. Martinez and S. Yamashita, **“Multi-gigahertz repetition rate passively modelocked fiber lasers using carbon nanotubes”**, [Opt. Express 19 \(7\), 6155 \(2011\)](#)
- [22] Ibarra Villalón Hugo Enrique (2014). **“Estudio de la generación de pulsos múltiples en una láser de fibra de mode-lock pasivo”**. México D.F. [Tesis descargable \(Acervo general COSEI UAM-A\)](#)
- [23] Duling, Irl. N. III (1995). **“Compact sources of ultrashort pulses”**. Cambridge University Press

2.1 Origen de los solitones.

Soliton es un término que se originó en la hidrodinámica, descrito por primera vez en 1844 por Scott Russell [1]. Él observó en 1834, una onda en el agua muy peculiar, generada por la masa de agua que se acumuló cuando un bote paró repentinamente en un canal, la principal característica de la onda de agua es que se propagaba sin deformarse a una razón de ocho a nueve millas por hora a lo largo de aproximadamente 30 pies, después se iba desvaneciéndose poco a poco, una o dos millas, hasta que se perdió por completo. En ese momento, Scott Russell le llamo a este fenómeno *onda de traslación*.

El concepto de onda de traslación se utilizó en varias ramas de la física, en particular en óptica, las cuales se le conocieron por primera vez como Ondas Solitarias, definidas como ondas que preservan su forma al propagar siempre y cuando no existan interacciones con otras ondas solitarias. Sin embargo, se necesitaban ondas que preservaran su estructura bajo interacciones con otras ondas del mismo tipo, para conservar la esencia de las ondas de traslación. Así que fue hasta 1965, cuando por primera vez se utilizó el término de solitón para describir esta propiedad de una onda propagándose en un medio dispersivo y no lineal [2].

Definido el término de solitón, en óptica, se refiere a un pulso de luz, que bajo ciertas condiciones, al existir un balance entre la no linealidad y efectos de dispersión puede presentar un patrón periódico (Fig. 2.1.a) o preservar su forma (figura 2.1.b para un solitón fundamental) durante su propagación en el medio e incluso cuando existen interacciones con otros solitones [3].

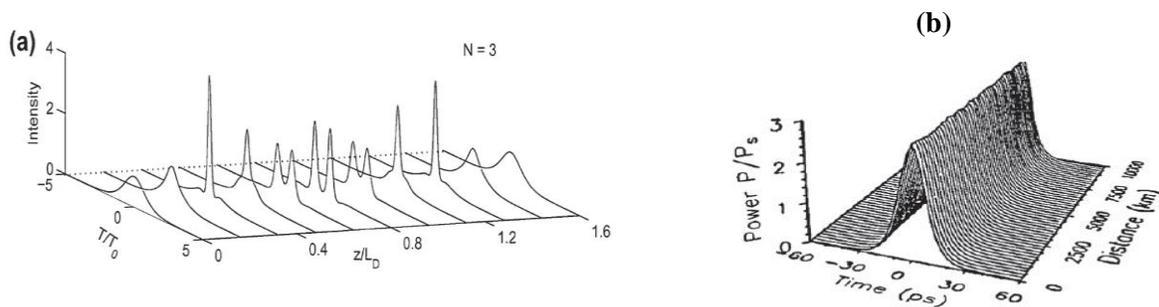


Figura 2.1.1 a) Solitón de tercer orden en fibra óptica que muestra un patrón en su propagación. b) Solitón que conserva su forma a lo largo de 10,000 km de fibra óptica (Gráficos tomados de la referencia [3]).

A nivel teórico, los solitones se comenzaron a estudiar desde un enfoque del electromagnetismo, dando pie a la deducción de su ecuación de propagación conocida como la ecuación de Schrödinger No Lineal, cuya solución se propuso en 1971 por Zakharov y Shabat, proponiendo el método de inversión de dispersión [4].

Uno de los primeros trabajos teóricos que describe la propagación de un solitón en una fibra óptica, fue el modelo matemático realizado por Hasegawa y Tapert (1973) [5]. En el modelo se describen los cambios que

producen el ruido, la absorción o una perturbación (al introducir oscilaciones a una solución estacionaria del pulso) a un solitón propagándose en una fibra óptica dispersiva y no lineal, a partir de los gráficos de la Fig. 2.1.2, con las curvas de iso-niveles de intensidad, se aprecian estas variaciones en el pulso tipo solitón. En el caso del ruido, el solitón no modifica su perfil temporal conforme se va propagando. En el caso de la absorción, el solitón se va deformando constantemente. En el último caso con la perturbación, el solitón sufre ligeras modificaciones periódicas en su perfil temporal, sin perder por completo su forma.

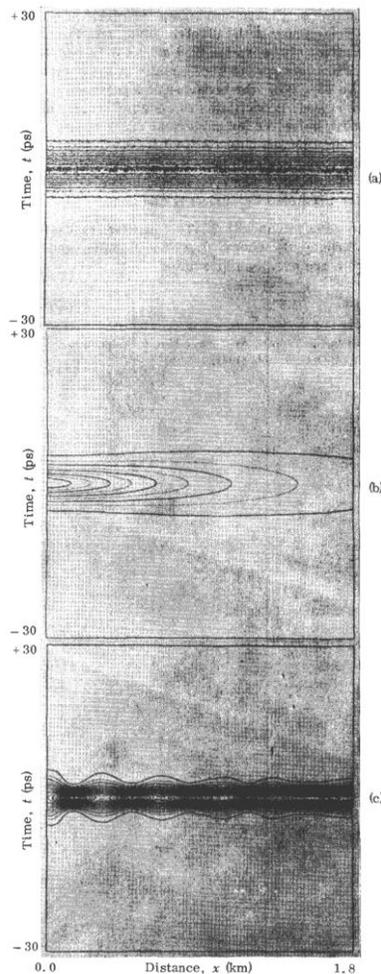


Figura 2.1.2 Evolución espacial del pulso solitón, representando curvas de iso-niveles de intensidad bajo la influencia de a) ruido, b) absorción o c) perturbación grande (al introducir oscilaciones a una solución estacionaria del solitón). (Figura tomada de la referencia [5]).

2.2 Efectos No Lineales involucrados en la generación de solitones.

Como ya se mencionó, un solitón en el caso ideal (sistema conservativo), se puede generar a partir de la compensación de dos efectos: la automodulación de fase SPM (“Self-Phase Modulation”) y la dispersión cromática en un régimen anómalo. Esto provoca que el pulso que se propaga por la fibra óptica preserve su

forma (solitón conservativo de orden 1, o fundamental) o bien evolucione con un patrón periódico (solitón conservativo de orden superior).

A continuación, se describirán estos efectos dispersivos y no lineales para poder comprender como se da la generación de solitones en el caso ideal (sistema conservativo).

2.2.1 Dispersión cromática.

La dispersión cromática es un fenómeno en el que la velocidad de fase y la velocidad de grupo de la luz que se propaga en un medio transparente son dependientes de las frecuencias ópticas. Su origen es la variación del índice de refracción en función de la longitud de onda, para el caso cuando se tiene dispersión normal en el medio, el índice de refracción de grupo decrece, si la longitud de onda aumenta. Cuando se tiene dispersión anómala, el índice de refracción aumenta, si la longitud de onda aumenta.

El retraso de la fase por unidad de longitud en una fibra óptica, ocasionado por una luz monocromática a cierta longitud de onda, se le conoce como constante de propagación “ β ”. En una fibra óptica esta constante depende de los modos y la longitud de onda. La constante de propagación aparece en la expresión del campo eléctrico representativo de un pulso propagándose en una fibra óptica (Ec. 2.2.1).

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = F(x, y)A(z, t)e^{-i\beta z}\hat{u}_z \quad (2.2.1)$$

donde $F(x, y)$ representa al perfil transversal del modo en la fibra y $\vec{A}(z, t)$ es la variación de la envolvente del pulso en función de la dirección de propagación.

Debido a que no es posible tener una forma explícita de una función asociada a la constante de propagación, se aproxima a un desarrollo en serie en las frecuencias ω alrededor de ω_0 :

$$\beta = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots \quad (2.2.2)$$

donde $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ y $\beta_m = \left(\frac{d^m\beta}{d\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0}$ para $m \geq 1$.

De la expresión anterior, la primera derivada de la constante de propagación con respecto a la frecuencia angular $\beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega}$ es la velocidad de grupo inversa (v_g^{-1}), la cual representa el retardo temporal máximo en un pulso por unidad de longitud de la fibra (asumiendo que el pulso tiene un ancho espectral pequeño comparado con la frecuencia central ω_0). La segunda derivada $\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}$ es el término de la dispersión de velocidad de grupo (GVD, Group Velocity Dispersion) por unidad de longitud, comúnmente en unidades de $[\frac{fs^2}{m}]$ ó $[\frac{ps^2}{km}]$.

Las siguientes derivadas en la serie de Taylor son los términos de dispersión de orden superior (3, 4, etc.), son tomados en cuenta cuando la dispersión de segundo orden es nula o cuando el espectro es muy ancho.

El parámetro de dispersión, en el contexto de las fibras ópticas, está definido por la siguiente expresión:

$$D_{\lambda}(\lambda) = \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \lambda} (n_g) \quad (2.2.3)$$

donde v_g es la velocidad de grupo, n_g es el índice de refracción de grupo. Las unidades del parámetro de dispersión (D_{λ}) son $\left[\frac{\text{ps}}{\text{nm} \cdot \text{km}} \right]$.

El parámetro de dispersión de grupo en términos de la dispersión de la velocidad de grupo por unidad de longitud $\beta_2 \left[\frac{\text{ps}^2}{\text{km}} \right]$, puede escribirse como:

$$D_{\lambda}(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.2.4)$$

El signo negativo significa que con un incremento de la frecuencia se tiene un decremento en la longitud de onda.

El régimen de dispersión anómala se da cuando se tiene que $\beta_2 < 0$ y $D_{\lambda}(\lambda) > 0$. Es el régimen en el que opera la fibra estándar de telecomunicaciones a 1550 nm. Aquí, las longitudes de onda más largas viajan más lento con respecto a las longitudes de onda cortas, tal y como se puede observar en la Fig. 2.2.1, en donde se tiene un pulso inicial “blanco”, es decir que tiene periodicidad uniforme (frecuencia instantánea constante en el tiempo). Después de la propagación del pulso blanco en el medio dispersivo, se observa que, debido a la presencia del régimen anómala, la luz roja (longitud de onda larga) se atrasa con respecto a la luz azul (longitud de onda corta), provocando el ensanchamiento del pulso. El pulso blanco pasa de tener una frecuencia instantánea constante a una frecuencia instantánea dependiente del tiempo de forma lineal. A este cambio en las frecuencias con respecto al tiempo (representado por la pendiente de la recta) se le conoce como *chirp*. Como se puede observar en la Fig. 2.2.1, debido a que la frecuencia va decreciendo conforme transcurre el tiempo se tiene un *chirp* negativo. La introducción de un *chirp* por el efecto de dispersión se acompaña de un ensanchamiento temporal del pulso, mientras que su amplitud espectral (en particular, su ancho de banda) no se ve alterada.

El régimen de dispersión normal se da cuando $\beta_2 > 0$ y $D_{\lambda}(\lambda) < 0$, en este régimen las longitudes de onda cortas viajan más lento que las longitudes de onda largas, en la Fig. 2.2.2 se representa un pulso “blanco”, y en presencia del medio con un régimen de dispersión normal, la luz azul se atrasa con respecto a la luz roja, en otros términos, se tendrá que la frecuencia instantánea crecerá con respecto al tiempo por lo

que se generara un *chirp* positivo. Igual que en el régimen de dispersión anómala, se generará un ensanchamiento temporal del pulso sin modificar la amplitud espectral.

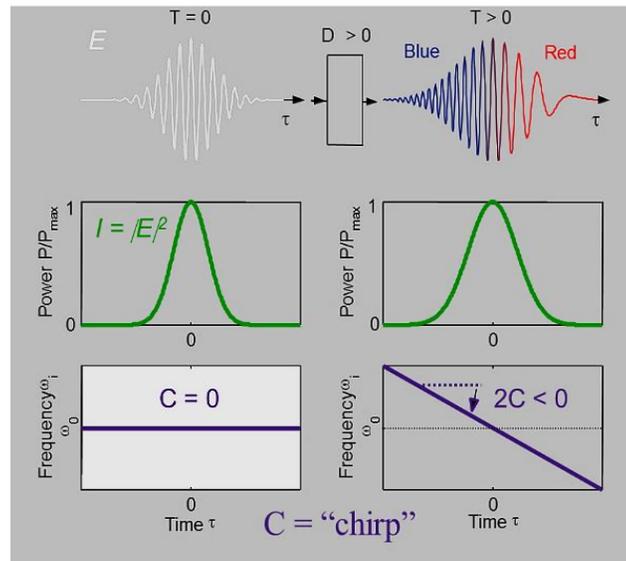


Figura 2.2.1 Pulso blanco en presencia de un régimen de dispersión anómala [cortesía del Dr. Olivier Pottiez].

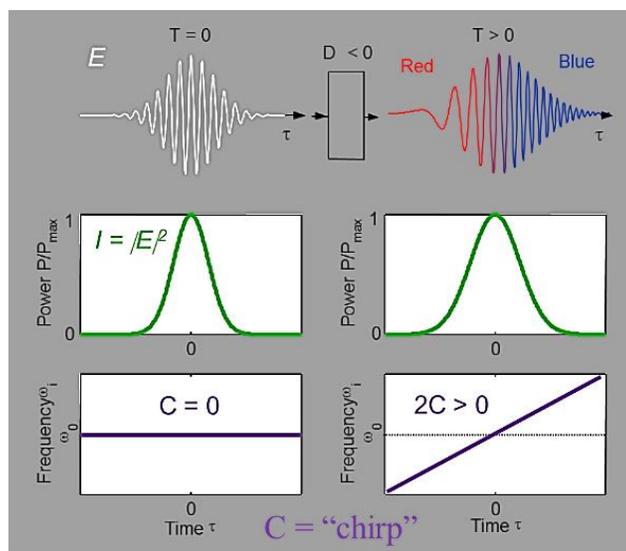


Figura 2.2.2 Pulso blanco en presencia de un régimen de dispersión normal. [cortesía del Dr. Olivier Pottiez]

2.2.2 Efecto Kerr.

El efecto Kerr corresponde a un cambio en el índice de refracción del material de acuerdo a la intensidad de la luz que se transmita en este material:

$$n = n_0 + n_2|E(z, t)|^2 \quad (2.2.5)$$

Cuando el pulso se propaga en la fibra óptica con una intensidad alta, existirá el efecto Kerr, que no solo aumentará el índice de refracción, sino que a la par se tendrá un retardo provocado por un cambio de fase dependiente del tiempo de acuerdo con la intensidad del pulso. De forma que un pulso inicial sin *chirp* adquirirá un *chirp* positivo en la parte central del pulso. El *chirp* en este caso ya no es uniforme a través del perfil del pulso y la frecuencia instantánea ya no es una recta, como se ve en la Fig. 2.2.3. A este cambio se le llama automodulación de fase, en inglés Self-Phase Modulation SPM [6], lo que significa, que el mismo pulso modula, su propia fase.

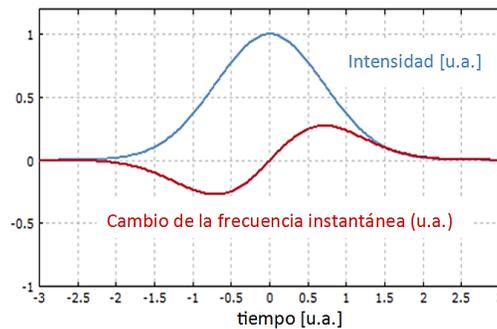


Figura 2.2.3 Gráfico en donde se muestra como la automodulación de fase (SPM), genera un chirp positivo en la parte central del pulso (curva roja) (gráfico tomado de la referencia [6]).

Para la generación de solitones, se debe de tener un láser de amarre de modos que esté operando en un régimen de dispersión cromática anómala y que además genere el efecto de auto-modulación de fase. Al tener estos dos efectos, en el sistema se propicia una compensación, ya que la dispersión anómala genera un *chirp* negativo y la auto-modulación de fase genera un *chirp* positivo en la parte central, por lo que el pulso se propaga con una frecuencia instantánea uniforme y al no existir cambios en la frecuencia instantánea significa que se tiene una fase constante en el tiempo, pero no en la posición (Fig. 2.2.4).

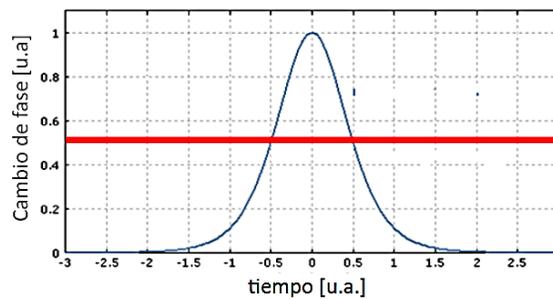


Figura 2.2.4 Representación de la fase no lineal de un pulso debido al efecto Kerr de SPM (curva azul) y la fase constante en un solitón en un medio con SPM y dispersión cromática (recta roja)(Figura tomada de la referencia [6]).

2.3 Ecuación de Schrödinger no lineal.

A partir del electromagnetismo, es posible deducir la ecuación de Schrödinger No Lineal para describir como se da la propagación de un pulso tipo solitón a lo largo de una fibra óptica [3]. Para la deducción de esta ecuación se consideran la dispersión cromática y el efecto no lineal Kerr, los cuales son fundamentales para la generación de solitones.

A partir de las ecuaciones de Maxwell, en específico de la ecuación de Gauss y de Ampere-Maxwell es posible deducir la siguiente ecuación de onda (Apéndice D), en donde aparece la contribución de la polarización con su parte lineal y su parte no lineal.

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{P}_L + \vec{P}_{N.L.}) \quad (2.3.1)$$

Partiendo de la Ec. 2.3.1, es posible deducir la ecuación de propagación para un pulso de luz en una fibra óptica bajo las siguientes consideraciones:

- $\vec{P}_{N.L.}$ → es una pequeña perturbación de la polarización lineal \vec{P}_L , esto se justifica ya que el cambio en el índice de refracción es $< 10^{-6}$ en la práctica.
- $\vec{E}(\vec{r}, t)$ es un campo que varía muy lentamente en el tiempo (relativo a un periodo de la luz $\sim fs$).
- Se tiene una respuesta instantánea en el tiempo, lo cual quiere decir que las expresiones de la polarización sufren la siguiente modificación:

$$P_L = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') E(\vec{r}, t') e^{i\omega_0(t-t')} dt'$$

$$P_{N.L.}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 \int_{-\infty}^{\infty} dt_3 \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) E(\vec{r}, t_1) E(\vec{r}, t_2) E(\vec{r}, t_3)$$


Respuesta instantánea
 $\int_{-\infty}^{\infty} dt_l \rightarrow \delta(t-t_l)$

$$P_L = \epsilon_0 \chi^{(1)}(t) E(\vec{r}, t)$$

$$P_{N.L.} = \epsilon_0 \chi^{(3)}(t) E(\vec{r}, t) E(\vec{r}, t) E(\vec{r}, t)$$

Al considerar una respuesta instantánea, estamos despreciando las contribuciones de las vibraciones moleculares, propicias cuando se tiene una susceptibilidad no lineal de tercer orden (Efecto Raman y

dispersión de Brillouin) para la fibra óptica, la respuesta a las vibraciones se hace en una escala de tiempo de 60 a 70 fs.

Bajo estas consideraciones la polarización no lineal se aproxima a

$$P_{N.L.} \approx \epsilon_0 \epsilon_{N.L.} E(\vec{r}, t). \quad (2.3.2)$$

Estudiando la respuesta en el dominio de las frecuencias, en específico alrededor de la frecuencia ω_0 , el campo y la polarización lineal y no lineal tendrán la siguiente forma:

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\vec{r}, t) e^{i(\omega - \omega_0)t} dt \quad (2.3.3)$$

$$\vec{P}_L(\vec{r}, \omega - \omega_0) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\vec{r}, t) e^{i(\omega - \omega_0)t} dt \quad (2.3.4)$$

$$\vec{P}_{N.L.}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{N.L.} \vec{E}(\vec{r}, t) e^{i(\omega - \omega_0)t} dt \quad (2.3.5)$$

Sustituyendo las Ecs. 2.3.3, 2.3.4 y 2.3.5 en la ecuación de onda (Ec. 2.3.1) se llega a:

$$[\nabla^2 + k_0^2 \epsilon(\omega)] \vec{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = 0 \quad (2.3.6)$$

$$\text{donde } k_0 = \frac{\omega - \omega_0}{c} \text{ y } \epsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)} + \epsilon_{N.L.}$$

Se implementará el método de separación de variables a la Ec. 2.3.6, proponiendo la siguiente solución:

$$\vec{E} = F(x, y) A(z, \omega - \omega_0) e^{i\beta_0 z} \hat{k} \quad (2.3.7)$$

donde $F(x, y)$ representa al perfil transversal del modo en la fibra, $A(z, \omega - \omega_0)$ es la variación de la envolvente del pulso en función de la dirección de propagación (eje z) y β_0 es la constante de propagación del campo a la frecuencia ω_0 .

Tomando en cuenta que $A(z, \omega - \omega_0)$ es una función que presenta una variación muy pequeña con respecto de "z" ($\frac{\partial^2 A(z, \omega - \omega_0)}{\partial z^2} \ll 1$) y al sustituir la solución propuesta (Ec. 2.3.7) en la ecuación 2.3.1 se obtiene:

$$\frac{1}{F(x, y)} (\partial_x^2 + \partial_y^2) F(x, y) + \epsilon(\omega) k_0^2 = \beta_0^2 - 2i\beta_0 \frac{1}{A} \partial_z A = cte = \beta^2 \quad (2.3.8)$$

Finalmente tendremos las siguientes ecuaciones diferenciales parciales:

$$[\partial_x^2 + \partial_y^2 + \epsilon(\omega)k_0^2 - \beta^2]F(x, y) = 0 \quad (2.3.9)$$

$$[2i\beta_0\partial_z + (\beta^2 - \beta_0^2)]A(z, \omega - \omega_0) = 0 \quad (2.3.10)$$

Al resolver la ecuación 2.3.9 por teoría de perturbaciones a primer orden, es posible analizar que $F(x, y)$ corresponde a la distribución de los modos en la fibra óptica, en especial con el modo fundamental HE_{11} de tal forma que la solución es:

$$F(x, y) = J_0(p\rho) \text{ con } \rho \leq a \quad (2.3.11)$$

$$F(x, y) = \left(\frac{a}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} J_0(pa) e^{-q(\rho-a)} \text{ con } \rho > a$$

donde $a \rightarrow$ radio del núcleo y $\rho = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} \rightarrow$ es la distancia radial.

Los parámetros $p = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}$ y $q = (\beta^2 - n_c^2 k_0^2)^{\frac{1}{2}}$, con el índice de refracción definido como:

$$n = \begin{cases} n_1 & \text{para } \rho \leq a \\ n_c & \text{para } \rho > a \end{cases}$$

Para resolver la Ec. 2.3.10 es necesario hacer una aproximación cuasi-monocromática (Ec. 2.3.12), en donde β es la constante de propagación (vector de onda) dependiente de las ω . Además, es un parámetro que tiene que ver con la dispersión del pulso en la fibra óptica. β_0 es la constante de propagación del campo que incide a la fibra óptica a la frecuencia ω_0 .

$$(\beta^2 - \beta_0^2) \approx 2\beta_0(\beta - \beta_0) \quad (2.3.12)$$

Al deducir la expresión anterior estamos considerando que β tiene un valor muy cercano a β_0 debido a que $(\beta^2 - \beta_0^2) = (\beta + \beta_0)(\beta - \beta_0)$ se aproxima $(\beta^2 + \beta_0^2) \approx 2\beta_0$. Sustituyendo esta aproximación en la Ec. 2.3.10:

$$\partial_z A = i(\beta - \beta_0)A \quad (2.3.13)$$

Se tiene que tomar en cuenta que la constante de propagación β tiene un parte lineal y una parte no lineal:

$$\beta(\omega) = \beta_L(\omega) + \Delta\beta(\omega) \quad (2.3.14)$$

donde la parte no lineal está definida por: $\Delta\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} \Delta n(\omega) |F(x, y)|^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy}$

Sustituyendo la Ec. 2.3.14 en la Ec. 2.3.13, se obtiene la Ec. 2.3.15, dando como información que cada componente espectral, se asociara a un pulso que se propaga a lo largo de la fibra óptica (hacia el eje z). Además de la existencia de un cambio de fase dependiente de la intensidad (SPM):

$$\partial_z A = i(\beta_L + \Delta\beta(\omega) - \beta_0)A \quad (2.3.15)$$

Es difícil conocer la forma explícita de una función asociada a la constante de propagación por lo que se procede a realizar un desarrollo en serie en las frecuencias ω alrededor de ω_0 .

$$\beta_L = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots \quad (2.3.16)$$

$$\Delta\beta(\omega) = \Delta\beta_0 + (\omega - \omega_0)\Delta\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\Delta\beta_2 + \dots \approx \Delta\beta_0 \quad (2.3.17)$$

donde $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ y $\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0}$ para $m \geq 1$

Sustituyendo las aproximaciones para la constante de propagación (Ecs. 2.3.16 y 2.3.17) en la Ec. 2.3.15, se llega a la siguiente expresión:

$$\partial_z A = i \left((\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \dots + \Delta\beta_0 \right) A. \quad (2.3.18)$$

donde $\beta_1 = \frac{\partial}{\partial \omega} \beta = \frac{1}{v_g}$ es la velocidad de grupo inversa, la cual representa el retardo temporal máximo en un pulso por unidad de longitud de la fibra (asumiendo que el pulso tiene un ancho espectral pequeño comparado con la frecuencia central ω_0) y $\beta_2 = \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \beta$ es el término de la GVD (Group Velocity Dispersion) por unidad de longitud.

Aplicando la transformada inversa de Fourier, $(\omega - \omega_0) \rightarrow i \frac{\partial}{\partial t}$, a la Ec. 2.3.18 y despreciando los términos de orden >2 se obtiene:

$$\frac{\partial}{\partial z} A(z, t) + \beta_1 \frac{\partial}{\partial t} A(z, t) + i\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} A(z, t) = i\Delta\beta_0 A(z, t) \quad (2.3.19)$$

La constante de propagación se relaciona con la parte lineal y no lineal del índice de refracción de la siguiente forma:

$$\beta_L(\omega) \approx \frac{n(\omega)\omega_0}{c} \quad (2.3.20)$$

La parte no lineal de la ecuación 2.3.19, se puede simplificar como:

$$i\Delta\beta_0 A \rightarrow i\gamma_0(\omega_0)|A|^2 A \quad (2.3.21)$$

donde $\gamma_0 = \frac{n_2(\omega_0)\omega_0}{c a_{eff}}$ y el área modal efectiva es $a_{eff} = \frac{(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^4 dx dy}$

Sustituyendo en la Ec. 2.3.19, la aproximación en donde aparece la no linealidad (Ec. 2.3.21) y una parte en donde están contenidas las pérdidas ($\frac{\alpha}{2} A$), se obtiene:

$$\frac{\partial}{\partial z} A(z, t) + \beta_1 \frac{\partial}{\partial t} A(z, t) + i\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} A(z, t) + \frac{\alpha}{2} A(z, t) = i\gamma_0(\omega_0)|A(z, t)|^2 A(z, t) \quad (2.3.22)$$

Se propone la siguiente transformación temporal ignorando la radiación que se propaga en dirección opuesta al pulso, para así obtener una solución retardada que se mueve en el marco de referencia de la velocidad de grupo:

$$T = t + \frac{1}{v_g} z = t + \beta_1 z \quad (2.3.23)$$

Se toma esta transformación en la variable temporal, de tal forma que se tendrán las siguientes simplificaciones en las derivadas:

$$A(z, t) \longrightarrow A(z, T) \quad (2.3.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} A(z, t) \longrightarrow \frac{\partial}{\partial T} A(z, T)$$

$$\beta_1 \frac{\partial}{\partial t} A(z, t) + \frac{\partial}{\partial z} A(z, t) \longrightarrow \frac{\partial}{\partial z} A(z, T)$$

Aplicando las simplificaciones de la Ec. 2.3.24 en la Ec. 2.3.22 se llega a la Ecuación de Schrödinger No lineal con pérdidas:

$$\frac{\partial}{\partial z} A(z, T) + i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} A(z, T) + \frac{\alpha}{2} A(z, T) = i\gamma_0(\omega_0)|A(z, T)|^2 A(z, T) \quad (2.3.25)$$

Tomando el caso ideal sin pérdidas en la fibra óptica ($\alpha = 0$):

$$i \frac{\partial}{\partial z} A(z, T) - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} A(z, T) + \gamma_0(\omega_0)|A(z, T)|^2 A(z, T) = 0 \quad (2.3.26)$$

Esta ecuación nos da información de los cambios que presenta la forma de la envolvente del pulso a lo largo de su propagación en la fibra óptica. En el caso de los solitones, se debe tener un régimen de dispersión anómala, por lo que $\beta_2 < 0$ y la solución de esta ecuación nos dará como resultado un pulso que evoluciona periódicamente a lo largo de toda la fibra óptica.

Es necesario normalizar la ecuación de Schrödinger no lineal, con la finalidad de asociar los parámetros del pulso propagándose en la fibra óptica, por lo que se propone un cambio de variable:

$$U = \frac{A(z, T)}{\sqrt{p_0}}; \quad \xi = \frac{z}{L_D}; \quad \tau = \frac{T}{T_0}; \quad (2.3.27)$$

donde $L_D = \frac{T_0^2}{\|\beta_2\|}$ es la longitud de dispersión, p_0 es la potencia pico del pulso, T_0 es el ancho temporal del pulso incidente.

Con este cambio de variable la Ec. 2.3.26, se reduce a la siguiente expresión:

$$i \frac{\partial}{\partial \xi} U = \frac{1}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} U - \frac{p_0 \gamma_0 T_0^2}{\|\beta_2\|} |U|^2 U \quad (2.3.28)$$

$$\text{donde } \text{sgn}(\beta_2) = \frac{\beta_2}{\|\beta_2\|} = \pm 1$$

En la Ec. 2.3.28 aparece un parámetro que nos indica el orden del solitón que se estudiará, $N^2 = \frac{L_D}{L_{N.L.}} = \frac{\gamma_0 p_0 T_0^2}{\|\beta_2\|}$ y si además proponemos un cambio de variable $\psi = NU$, la ecuación se reducirá a la siguiente expresión:

$$i \frac{\partial}{\partial \xi} \psi = \frac{1}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \psi - |\psi|^2 \psi \quad (2.3.29)$$

Para el caso de los solitones, se tendrá una dispersión anómala, con $\text{sgn}(\beta_2) = -1$, entonces la ecuación de Schrödinger no lineal es:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + |\psi|^2 \psi = 0. \quad (2.3.30)$$

Aplicando el método de inversión de dispersión [3] y considerando $N=1$ en la solución de la ecuación de Schrödinger no lineal, se obtiene como solución a un solitón fundamental (Ec. 2.3.31) cuya forma no cambia en su propagación tal y como se observa en la Fig. 2.1.1.b.

$$\psi(\xi, \tau) = \eta \text{sech}(\eta\tau) e^{\frac{i\eta^2\xi}{2}} \quad (2.3.31)$$

donde η es la amplitud del solitón.

2.4 Inestabilidad Modulacional.

La inestabilidad modulacional (MI, por sus siglas en inglés Modulational Instability) es un efecto que propicia una modulación espontánea de una onda con amplitud inicialmente constante.

Para comprender el efecto de la inestabilidad modulacional, se presentan dos análisis distintos: el primer análisis consiste en modificar la solución de la NLSE a partir de una pequeña perturbación [3] y el segundo análisis (Sección 2.5) consiste en obtener una solución analítica para este efecto a partir de la NLSE [7]; esta solución se apega al caso ideal que propicia ondas gigantes en un sistema conservativo (Sección 3.2.1).

2.4.1 Inestabilidad modulacional a partir de un análisis de estabilidad lineal.

La inestabilidad modulacional en primera aproximación se puede estudiar en un caso ideal en donde una onda continua que se propaga en una fibra óptica, al sufrir perturbación lineal y bajo cierto régimen de dispersión, se puede propiciar un crecimiento exponencial de la intensidad [3].

La luz en onda continua propagándose en una fibra óptica, tiene un campo representativo, que es solución de la NLSE (Ec. 2.3.26) con la particularidad de no presentar una variación de su perfil con respecto al tiempo (T), entonces la NLSE se reduce a la Ec. 2.4.1 cuya solución está dada por la expresión 2.4.2:

$$i \frac{\partial}{\partial z} A(z) = -\gamma |A(z)|^2 A(z) \quad (2.4.1)$$

$$A(z) = \sqrt{P_0} e^{i\phi_{NL}(z)} \quad (2.4.2)$$

Donde $\phi_{NL} = \gamma P_0 z$

La solución de la Ec. 2.4.2 nos indica que la onda continua se propagará en la fibra óptica sin sufrir algún cambio de amplitud (estado estable) y solo se tendrá una fase ϕ_{NL} con una dependencia lineal con respecto a la distancia de propagación y es producida por la automodulación de fase (SPM).

La onda continua puede ser modificada por una perturbación $a(z, T)$, generando una variación en el perfil de onda continua con respecto a la variable temporal y la variable espacial. Se propone que la solución perturbada de la ecuación de Schrödinger sea de la forma:

$$A = \left(\sqrt{P_0} + a(z, T) \right) e^{i\phi_{NL}} \quad (2.4.3)$$

Sustituyendo la Ec. 2.4.3 en la NLSE (Ec. 2.4.1), se tendrá la siguiente ecuación que describe el comportamiento de la perturbación $a(z, T)$:

$$i \frac{\partial}{\partial z} a(z, T) = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} a(z, T) - \gamma P_0 (a + a^*) \quad (2.4.4)$$

La solución de la perturbación estará en términos de dos componentes en frecuencia Ω (co-propagándose con la onda continua) y $-\Omega$ (contra-propagándose con la onda continua):

$$a(z, T) = a_1 e^{ikz} e^{-i\Omega T} + a_2 e^{-ikz} e^{i\Omega T} \quad (2.4.5)$$

Resulta que estas dos componentes en frecuencia: $\omega_0 + \Omega$ y $\omega_0 - \Omega$, están representadas por bandas laterales en la respuesta espectral, que son generadas cuando la inestabilidad modulacional ocurre.

Al sustituir la Ec. 2.4.5 en la Ec. 2.4.4 se obtiene la relación de dispersión:

$$k = \pm \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| \sqrt{\Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega_c^2} \quad (2.4.6)$$

donde $\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}$

La relación de dispersión nos muestra que para el estado de equilibrio, su estabilidad depende críticamente de la dispersión normal o anómala. Para el caso de la dispersión normal ($\beta_2 > 0$), el número de onda k dado por la Ec. 2.4.6 es real (>0), entonces la solución de la perturbación no se modificará en su expresión dada por la Ec. 2.4.5. Para el caso de la dispersión anómala ($\beta_2 < 0$) y considerando que en la parte experimental $\Omega_c^2 > \Omega^2$, el vector de onda está dado por:

$$k = \pm i\kappa \quad (2.4.7)$$

donde $\kappa = \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| \sqrt{\Omega_c^2 - \Omega^2}$

La solución de la perturbación en el caso de la dispersión anómala, obtenida al sustituir la Ec. 2.4.7 en la solución de la Ec. 2.4.5 es:

$$a(z, T) = (a_1 e^{-i\Omega T} e^{\pm \kappa z} + a_2 e^{i\Omega T} e^{\mp \kappa z}) \quad (2.4.8)$$

En este caso (dispersión anómala), se observa que para una de las componentes en frecuencia de la perturbación, se tendrá un crecimiento exponencial con respecto a la distancia de propagación “z”. Cuando ocurre esta inestabilidad producida por la perturbación se generará una modulación temporal espontanea en la onda continua y transformará a está en un tren de pulsos. Estas inestabilidades que operan en sistemas no lineales se les conoce como *self-pulsing instabilities*.

A pesar del análisis presentado, para el caso de dispersión normal, la perturbación es mínima y es despreciable al no ocurrir un crecimiento exponencial, sin embargo, este efecto puede producirse en este régimen de dispersión bajo ciertas condiciones; como en el caso de que esté presente el efecto de la automodulación cruzada de fase (XPM), en donde se tienen dos bombeos ópticos a diferente longitud de onda o con estados de polarización ortogonales propagándose simultáneamente.

2.5 Solución exacta de la ecuación de Schrödinger No lineal para el caso de la inestabilidad modulacional.

El objetivo de esta sección es dar una solución exacta de la ecuación de Schrödinger no lineal (NLSE) siguiendo la referencia [7], por lo que se implementó un método para reducir los grados de libertad, de tal forma que la solución tendrá una analogía matemática con un sistema dinámico en un formalismo clásico de una partícula en un potencial de orden cuarto. La solución en particular describirá a la inestabilidad modulacional.

La posibilidad de reducir el número de grados de libertad es una consecuencia de tener una relación lineal entre la parte real e imaginaria de la solución de la NLSE (Ec. 2.3.30), proponiendo la siguiente solución:

$$\psi = u(\tau, \xi) + iv(\tau, \xi) \quad (2.5.1)$$

La relación lineal entre la parte imaginaria y la parte real es:

$$u(\tau, \xi) = a_0(\xi)v(\tau, \xi) + b_0(\xi) \quad (2.5.2)$$

Satisfaciendo la Ec. 2.5.2, se propone el cambio de variable:

$$u = Q(\tau, \xi) \cos \phi(\xi) - \delta(\xi) \sin \phi(\xi), \quad (2.5.3)$$

$$v = Q(\tau, \xi) \sin \phi(\xi) + \delta(\xi) \cos \phi(\xi),$$

$$a_0 = \cot \phi(\xi)$$

$$b_0 = -\frac{\delta(\xi)}{\sin \phi(\xi)}$$

El objetivo de este cambio de variable es introducir un cambio de fase dependiente de la variable espacial ξ en la solución:

$$\psi = (Q(\tau, \xi) + i\delta(\xi))e^{i\phi(\xi)} \quad (2.5.4)$$

Sustituyendo la solución de la Ec. 2.5.4 en la Ec. 2.3.30, se tiene la siguiente ecuación.

$$\frac{1}{2}Q_{\tau\tau} + (Q^2 + \delta^2)Q - \phi_\xi Q - \delta_\xi + i[Q_\xi - \phi_\xi \delta + (Q^2 + \delta^2)\delta] = 0 \quad (2.5.5)$$

La parte real e imaginaria de la NLSE conformaran un sistema de ecuaciones diferenciales parciales:

$$\text{Re: } Q_{\tau\tau} - 2\phi_\xi Q - 2\delta_\xi + 2Q^3 + 2\delta^2 Q = 0 \quad (2.5.6)$$

$$\text{Im: } Q_\xi - \phi_\xi \delta + \delta Q^2 + \delta^3 = 0 \quad (2.5.7)$$

Si la parte real, Eq. 2.5.6, la multiplicamos por Q_τ e integramos con respecto a τ , se llega:

$$Q_\tau^2 + Q^4 + 2(\delta^2 - \phi_\xi)Q^2 - 4\delta_\xi Q = h(\xi) \quad (2.5.8)$$

donde $h(\xi)$ es una constante de integración.

Se procede a obtener ecuaciones diferenciales parciales en las que no aparezca la variable Q y así poder dar solución para $\delta(\xi)$ y $\phi(\xi)$. Para esto se aplicará la relación de Frobenius $Q_{\tau\xi} = Q_{\xi\tau}$, implementando las ecuaciones 2.5.7 y 2.5.8, y agrupando los términos a los distintos órdenes de Q :

$$\begin{aligned} &[-4\delta_\tau \delta \phi_\xi + 4\delta^3 \delta_\xi] + [-4\delta h + 4(\delta^2 - \phi_\xi)(\phi_\xi \delta - \delta^3 - 4\delta_{\xi\xi})]Q \\ &+ [-8\delta \delta_\xi - 2\phi_{\xi\xi}]Q^2 + \vartheta(Q^3) = h_\xi(\xi) \end{aligned} \quad (2.5.9)$$

Los términos a cero, primer y segundo orden de Q proporcionan un sistema de tres ecuaciones diferenciales parciales, Ecs. 2.5.10, 2.5.11 y 2.5.12. Este mismo sistema de ecuaciones lo proporciona los términos de tercer, cuarto y quinto orden de Q .

$$4\delta \delta_\xi + \phi_{\xi\xi} = 0 \quad (2.5.10)$$

$$h_\xi + 4\delta \delta_\xi \phi_\xi - 4\delta^3 \delta_\xi = 0 \quad (2.5.11)$$

$$\delta h + \delta_{\xi\xi} - 2\delta^3 \phi_\xi + \delta \phi_\xi^2 + \delta^5 = 0 \quad (2.5.12)$$

La idea central es resolver este sistema de tres ecuaciones, para después resolver la Ec. 2.5.8, con ello podremos obtener la solución analítica propuesta (Ec. 2.5.4), al determinar las expresiones que describen a las variables $Q(\tau, \xi)$, $\delta(\xi)$ y $\phi(\xi)$.

Integrando la Ec. 2.5.10, con respecto a ξ , se obtendrá la siguiente expresión:

$$\phi_\xi = \frac{W}{2} - 2\delta^2 \quad (2.5.13)$$

donde $\frac{W}{2}$ es una constante de integración

A partir de la Ec. 2.5.13, es claro que conociendo la función que describe δ , se podrá conocer ϕ , por lo que a continuación se deduce una ecuación diferencial para δ .

Sustituyendo la Ec. 2.5.13 en la Ec. 2.5.11 e integrando con respecto a ξ , se llega a

$$h + W\delta^2 - 3\delta^4 = H(\tau) \quad (2.5.14)$$

donde $H(\tau)$ es una constante de integración.

Sustituyendo las Ecs 2.5.13 y 2.5.14 en la Ec. 2.5.12 es posible deducir una ecuación diferencial que ayudara a dar solución de δ :

$$12\delta^5 - 4W\delta^3 + \delta \left(H + \frac{W^2}{2} \right) + \delta_{\xi\xi} = 0 \quad (2.5.15)$$

Se necesita nuevamente obtener una constante de integración de la Ec. 2.5.15, ya que más adelante, estas constantes facilitaran las simplificaciones. Multiplicando la Ec. 2.5.15 por δ_{ξ} e integrando con respecto a ξ :

$$\delta_{\xi}^2 + \delta^2 \left(H + \frac{W^2}{4} \right) + 4\delta^6 - 2W\delta^4 = D(\tau) \quad (2.5.16)$$

donde $D(\tau)$ es una constante de integración.

Al proponer el cambio de variable $z = \delta^2$, la Ec. 2.5.16, se transforma en:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4z} z_{\xi}^2 + z \left(H + \frac{W^2}{4} \right) + 4z^3 - 2Wz^2 &= D \\ z_{\xi}^2 &= -16z^4 + 8Wz^3 - (4H + W^2)z^2 + 4Dz \end{aligned} \quad (2.5.17)$$

Las constantes de integración $H(\tau)$, $W(\tau)$ y $D(\tau)$ se proponen en función de los parámetros α_1 , α_2 y α_3 . De tal forma que el polinomio de cuarto grado en z , que aparece en la ecuación 2.5.17 se pueda factorizar con estas nuevas constantes.

$$\begin{aligned} W(\tau) &= 2(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) \\ H(\tau) &= 2(\alpha_1\alpha_2 + \alpha_2\alpha_3 + \alpha_1\alpha_3) \\ D &= 4\alpha_1\alpha_2\alpha_3 \end{aligned} \quad (2.5.18)$$

El polinomio de cuarto orden se factoriza con el cambio de variable propuesto llegando a la siguiente ecuación

$$z_{\xi}^2 = -16z(z - \alpha_1)(z - \alpha_2)(z - \alpha_3) \quad (2.5.19)$$

Es evidente que la Ec. 2.5.19 es análoga a la Ec. 2.5.20, cuya expresión matemática es similar a la ecuación de movimiento de una partícula en un potencial de orden cuarto $U(z) = 8z(z - \alpha_1)(z - \alpha_2)(z - \alpha_3)$, ver Fig 2.5.1, cuya solución se puede expresar en términos de funciones elípticas de Jacobi tomando la solución en un segmento del potencial, Ec. 2.5.21.

$$z^2_{\xi} = -2 U(z) \leftrightarrow z_{\xi\xi} = -\frac{dU}{dz} \quad (2.5.20)$$

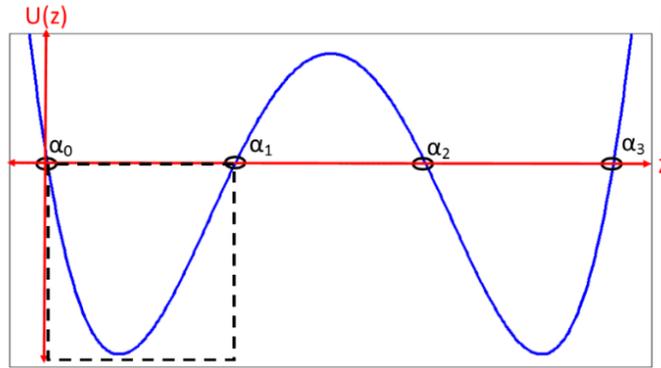


Figura 2.5.1 Gráfico del potencial de orden cuatro, en donde se indica la región de la solución $0 \leq z \leq \alpha_1$.

$$z(\xi) = \frac{\alpha_1 \alpha_3 \operatorname{sn}^2\left(\frac{\mu \xi}{2}, k\right)}{\alpha_3 - \alpha_1 \operatorname{cn}^2\left(\frac{\mu \xi}{2}, k\right)} \quad 0 \leq z \leq \alpha_1 \quad (2.5.21)$$

donde $\mu = 4\sqrt{\alpha_2(\alpha_3 - \alpha_1)}$ y el modulo de la función elíptica es $k^2 = \frac{\alpha_1(\alpha_3 - \alpha_2)}{\alpha_2(\alpha_3 - \alpha_1)}$

Ya que se tiene una de las soluciones de una de las variables $\delta = \sqrt{z}$ de la solución de la NLSE. Ahora se procederá a simplificar la ecuación diferencial parcial de la variable $Q(\tau, \xi)$ (Ec. 2.5.8), para posteriormente determinar su solución. La Ec. 2.5.8 se modifica a partir de la sustitución de las Ecs. 2.5.13, 2.5.19 y el cambio de variable $z = \delta^2$.

$$Q^2_{\tau} = -Q^4 + (W - 6z)Q^2 + 8\sqrt{(\alpha_1 - z)(\alpha_2 - z)(\alpha_3 - z)}Q + (H - Wz + 3z^2) \quad (2.5.22)$$

Se utiliza la fórmula de Ferrari [8], la cual simplifica el polinomio en Q de cuarto orden que aparece en la Ec. 2.5.22 a un polinomio cuadrático (Ec. 2.5.23), bajo la condición de que la raíz α_3 es conocida y que la variación de la variable Q con respecto a τ es pequeña, por lo que $Q^2_{\tau} \approx 0$:

$$Q^2 \pm 2\sqrt{\alpha_3 - z}Q + \alpha_3 - \alpha_2 + z \pm 2\sqrt{(\alpha_1 - z)(\alpha_2 - z)} = 0 \quad (2.5.23)$$

Al utilizar la fórmula de Ferrari, es posible tener dos ecuaciones de segundo orden, por lo que tendremos cuatro raíces para Q. Además, debido a que esta variable Q representa la parte real de la solución de la NLSE,

entonces el discriminante de la Ec. 2.5.23, debe ser mayor o igual cero, lo cual se confirma con su expresión matemática:

$$D_{\pm} = 4 \left[\alpha_1 + \alpha_2 - 2z \mp 2\sqrt{(\alpha_1 - z)(\alpha_2 - z)} \right] = 4 \left[\sqrt{\alpha_1 - z} \mp \sqrt{\alpha_2 - z} \right]^2 \quad (2.5.24)$$

Las cuatro raíces correspondientes a la Ec. 2.5.23 son:

$$Q_1 = \sqrt{\alpha_3 - z} + \sqrt{\alpha_1 - z} + \sqrt{\alpha_2 - z} \quad (2.5.25)$$

$$Q_2 = \sqrt{\alpha_3 - z} - \sqrt{\alpha_1 - z} - \sqrt{\alpha_2 - z}$$

$$Q_3 = -\sqrt{\alpha_3 - z} - \sqrt{\alpha_1 - z} + \sqrt{\alpha_2 - z}$$

$$Q_4 = -\sqrt{\alpha_3 - z} + \sqrt{\alpha_1 - z} - \sqrt{\alpha_2 - z}$$

Se puso la condición de conocer la variable α_3 y además se restringe a la condición de que $\alpha_3 \geq \alpha_2 \geq \alpha_1$. Por lo que las raíces, que se presentan en la Ec. 2.5.25, deben cumplir que $Q_4 \leq Q_3 \leq Q_2 \leq Q_1$. La Ec. 2.5.22 se puede expresar como la siguiente ecuación diferencial parcial en donde el polinomio de cuarto orden es factorizado con sus respectivas raíces:

$$Q_{\tau}^2 = -(Q - Q_1)(Q - Q_2)(Q - Q_3)(Q - Q_4) \quad (2.5.26)$$

La Ec. 2.5.26 tiene una expresión matemática similar a la ecuación de movimiento de una partícula en un potencial de orden cuarto de la forma $V(Q) = \frac{1}{2}(Q - Q_1)(Q - Q_2)(Q - Q_3)(Q - Q_4)$, cuya representación gráfica está representada en la Fig. 2.5.2. Por lo tanto, la solución de la Ec. 2.5.26 está dada por:

$$Q = \frac{Q_1(Q_2 - Q_4) + Q_4(Q_1 - Q_2) \operatorname{Sn}^2(p\tau, k_1)}{Q_1 + Q_3 + (Q_1 - Q_2) \operatorname{Sn}^2(p\tau, k_1)} \quad \text{con } Q_2 \leq Q \leq Q_1 \quad (2.5.27)$$

donde $p = \sqrt{\alpha_3 - \alpha_1}$ y $k_1^2 = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha_3 - \alpha_1}$

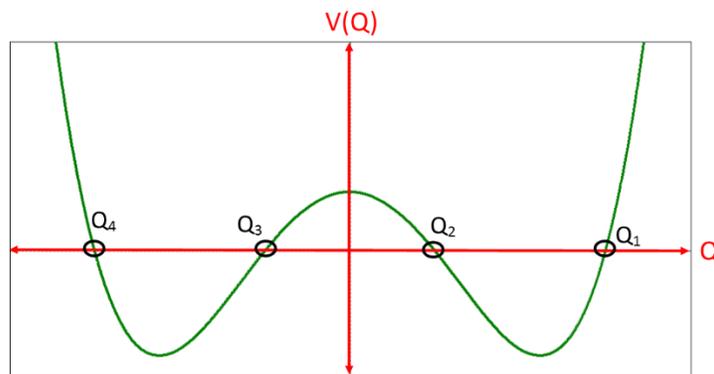


Figura 2.5.2 Potencial $V(Q) = \frac{1}{2}(Q - Q_1)(Q - Q_2)(Q - Q_3)(Q - Q_4)$.

La forma de atacar el problema con una solución analítica de la Ec. 2.3.30, es realizar una reducción de parámetros de la solución propuesta por la Ec. 2.5.4. Esto se logra al dividir las raíces α_1, α_2 y α_3 entre un número positivo “q”, que es equivalente a una transición de la solución $\psi(\tau, \xi)$ a una solución diferente $\psi'(\tau, \xi)$, la cual tendrá las raíces $a_i = \frac{\alpha_i}{q}$, por lo que significa que la solución de la NLSE es invariante ante la siguiente transformación escalar:

$$\psi'(\tau, \xi|q) = q\psi(q\tau, q^2\xi) \quad (2.5.28)$$

$\psi(\tau, \xi)$ <i>Raíces:</i> α_1, α_2 y α_3 $\alpha_3 \geq \alpha_2 \geq \alpha_1$	$\psi'(\tau, \xi)$ <i>Raíces:</i> $a_1 = \frac{\alpha_1}{q}$ $a_2 = \frac{\alpha_2}{q}$ $a_3 = \frac{\alpha_3}{q}$ $a_3 \geq a_2 \geq a_1$
---	--

Se consideró el caso en el que las raíces de esta transformación son reales y positivas, además se delimita que el parámetro de la transformación escalar es $q = 2\alpha_3$ (amplitud del pulso). Con esta elección, se conocerá $a_3 = \frac{1}{2}$ y a partir del valor que toman las raíces a_1 y a_2 (con la condición: $a_3 \geq a_2 \geq a_1$), donde es posible determinar las soluciones de la NLSE, estas soluciones representaran un comportamiento en particular de los pulsos dependiendo la región de las soluciones de la Fig. 2.5.3.

De la Fig. 2.5.3, la solución que se tiene eligiendo la sección \overline{OC} , representa una solución periódica estacionaria, el punto “C” representa a un solitón con un cero asintótico, el punto “B” representa la solución de un solitón racional, la recta \overline{AC} tiene una solución periódica y la parte más importante es la recta \overline{OB} que representa a las soluciones con inestabilidad modulacional, efecto que está presente en una dinámica caótica que propicie la generación de ondas gigantes conservativas. A estas estructuras que emergen debido a la inestabilidad modulacional ($a_1 = a_2$) dentro del plano de solución, se les denomina “*breathers*”, de los cuales la solución en el punto “A” del plano, con los parámetros $a_1 = a_2 = 0.25$ esta reportado como un *Akhmediev Breather* “AB”. Mientras la solución racional $a_1 = a_2 = 0.5$, esta reportado como un *Peregrine Soliton* “PS”. Fuera de este análisis también se conoce una estructura tipo breather llamada *Kuznetsov-Ma* (“*KM Soliton*”) (vea la Fig. 3.2.1) [9].

La inestabilidad modulacional se presenta cuando $a_1 = a_2$, delimitado por valores que van de 0 a $\frac{1}{2}$ ($0 \leq a_1 = a_2 \leq \frac{1}{2}$). Es necesario simplificar las soluciones de $\alpha(\xi), \delta(\xi)$ y $Q(\tau, \xi)$, que están dadas por las Ecs 2.5.13, 2.5.21 y 2.5.27 respectivamente.

De la ecuación 2.5.21 se aproxima la solución $z(\xi)$, en este caso ($a_1 = a_2$), donde el módulo de la función elíptica se reduce a $k^2 = 1$, por lo que se llega a las siguientes aproximaciones en las funciones elípticas de Jacobi, $sn^2(x, k = 1) = \tanh^2 x$ y $cn^2(x, k = 1) = \text{sech}^2 x$, para así obtener la expresión de “z”:

$$z(\xi) = \frac{a_1 \operatorname{senh}^2\left(\frac{\beta\xi}{2}\right)}{\cosh^2\frac{\beta\xi}{2} - 2a_1} \quad (2.5.29)$$

donde $\beta = \sqrt{8a_1(1 - 2a_1)}$

A partir de la ecuación diferencial 2.5.13, al integrar con respecto a ξ , es posible obtener una función para $\phi(\xi)$:

$$\phi(\xi) = \frac{1}{2}\xi + \arctan \gamma \quad (2.5.30)$$

donde $\gamma = \sqrt{\frac{2a_1}{1 - 2a_1}} \tanh \frac{\beta\xi}{2}$

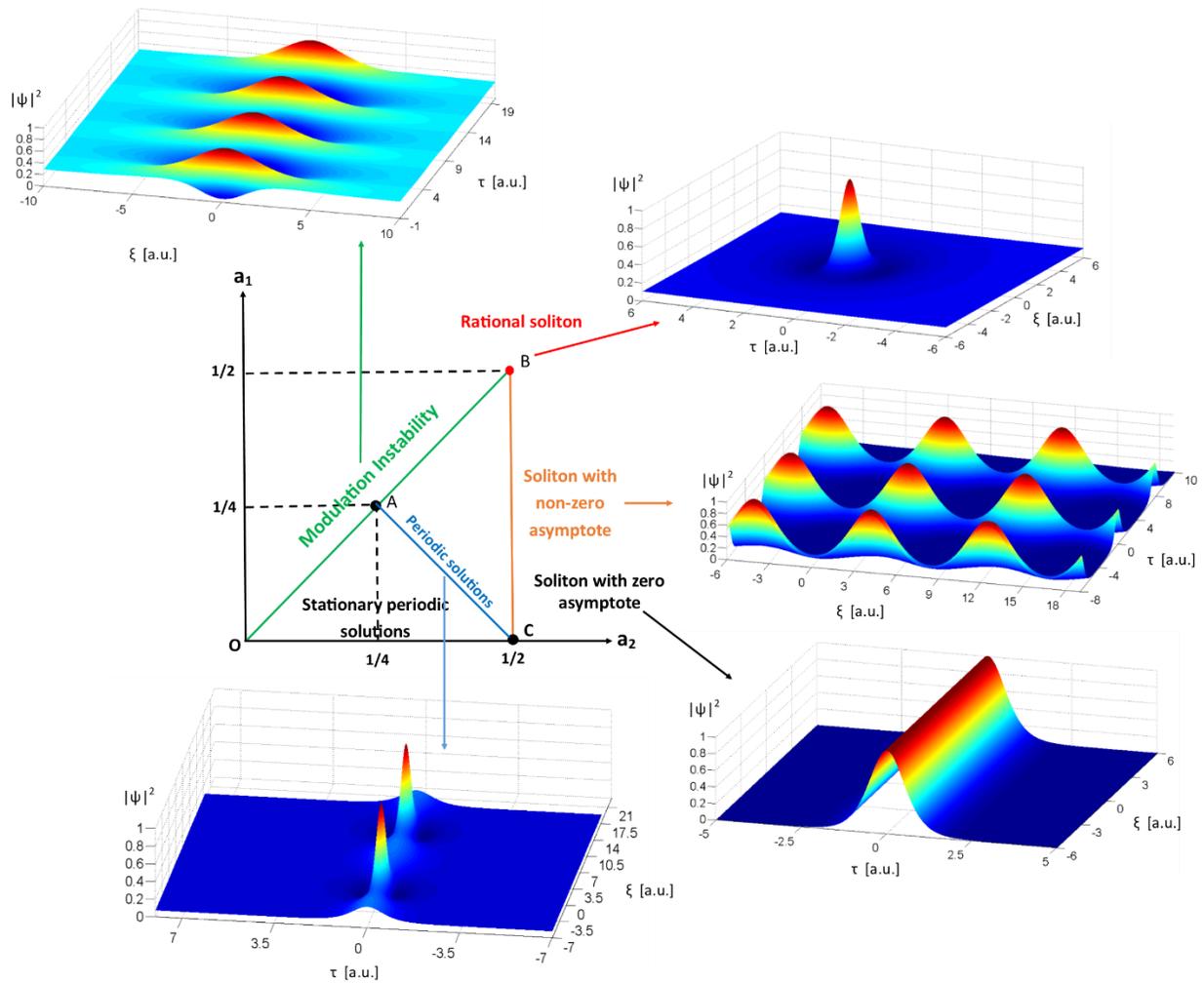


Figura 2.5.3 Región de solución con los parámetros a_1 y a_2 , dejando fijo al parámetro $a_3 = \frac{1}{2}$.

Se procede a calcular la solución de Q , en este caso de estudio, primero se sustituye la Ec. 2.5.29 en las raíces Q_i (Ec. 2.5.25), llegando a expresiones en donde se tendrán una raíz con multiplicidad 2:

$$Q_{1,2} = \frac{\sqrt{1-2a_1} \left(\cosh \frac{\beta\xi}{2} \pm 2\sqrt{2a_1} \right)}{\sqrt{2 \cosh^2 \frac{\beta\xi}{2} - 4a_1}} \quad (2.5.31.a)$$

$$Q_{3,4} = \frac{-\sqrt{1-2a_1} \cosh \frac{\beta\xi}{2}}{\sqrt{2 \cosh^2 \frac{\beta\xi}{2} - 4a_1}} \quad (2.5.31.b)$$

Sustituyendo 2.5.31.a y 2.5.31.b en la solución para Q (Ec. 2.5.27) se obtiene finalmente en el caso de inestabilidad modulacional.

$$Q = \frac{\sqrt{1-2a_1} \cosh^2 \frac{\beta\xi}{2} - 4a_1 + \sqrt{2a_1} \cosh \frac{\beta\xi}{2} \cos 2p\tau}{\sqrt{\cosh \frac{\beta\xi}{2} - 2a_1} \sqrt{2} \left[\cosh \frac{\beta\xi}{2} - \sqrt{2a_1} \cos(2p\tau) \right]} \quad (2.5.32)$$

donde $p = \sqrt{\frac{1}{2} - a_1}$

Finalmente se debe hacer una simplificación en la fase dada por la ecuación 2.5.30, que aparece en la solución de la Ec. 2.5.4, aproximando el resultado cuando $\gamma \ll 1$ $\left[e^{i\phi} = e^{i\left(\frac{\xi}{2} + \arctanh \gamma\right)} \approx (1 + i\gamma) e^{i\frac{\xi}{2}} \right]$

A partir de la Ec. 2.5.4, se llega a la siguiente solución de la NLSE para el caso de la inestabilidad modulacional:

$$\psi = [Q + \gamma\sqrt{z} + i(\sqrt{z} + \gamma Q)] e^{i\frac{\xi}{2}} \quad (2.5.33)$$

Las funciones de Q y z están dadas por las Ecs. 2.5.29 y 2.5.37 respectivamente, sustituyéndolas en la Ec. 2.5.38 y tomando el caso en que $a_1 = a_2 = \frac{1}{4}$, entonces $\beta = 1$ y $p = \frac{1}{2}$, finalmente la solución está dada por:

$$\psi(\tau, \xi) = [A + iB] e^{i\frac{\xi}{2}} \quad (2.5.34)$$

donde: $A = \frac{(\sqrt{\cos \xi - 1} - \sqrt{2} \sinh \frac{\xi}{2}) \sinh \frac{\xi}{2} - [\cosh \frac{\xi}{2} + \sinh \frac{\xi}{2} \tanh \frac{\xi}{2}] \cos \tau}{(\sqrt{2} \cos p\tau - \cosh \frac{\xi}{2}) \sqrt{\cosh \xi}}$

$$B = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sinh \frac{\xi}{2}}{\cosh^2 \frac{\xi}{2}}} + \frac{\left[\cosh \frac{\xi}{2} + \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \tau \cosh \frac{\xi}{2} - 1 \right] \tanh \frac{\xi}{2}}{2 \left[\cosh \frac{\xi}{2} - \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \tau \right] \sqrt{\cosh^2 \frac{\xi}{2} - \frac{1}{2}}}$$

A continuación, se muestra la respuesta de la intensidad del pulso $|\psi|^2$, descrito por la solución de la Ec. 2.5.34, en la Fig. 2.5.4:

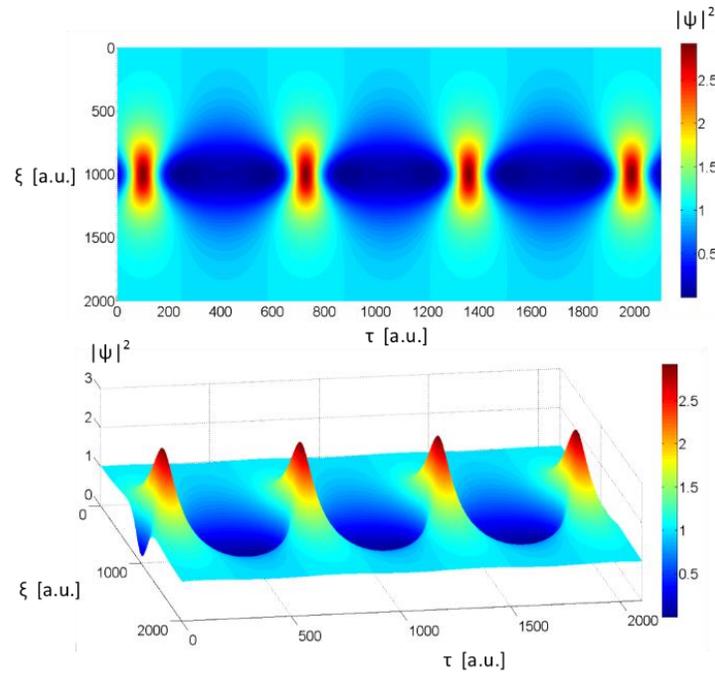


Figura 2.5.4 Evolución de un pulso en donde la solución está en el caso de inestabilidad modulacional.

La energía del pulso está definida como el área bajo la curva de la intensidad (Ec. 2.5.35) y en este caso, debido a que el sistema es conservativo, la energía permanece constante (Fig. 2.5.5). Lo que provoca la inestabilidad modulacional es una distribución de la energía hacia ciertos eventos que sobresalen en intensidad, generando estructuras cuya energía crece y decrece de forma periódica. En la Sección 3.2.1, se analiza como a partir de la evolución de estos pulsos generados por la inestabilidad modulacional, conocidos como breathers, se puede favorecer la generación de ondas gigantes (ver Capítulo 3), teniendo una dinámica caótica, en donde los breathers colisionan entre sí.

$$E(\tau) = \int |\psi(\tau, \xi)|^2 d\xi \tag{2.5.35}$$

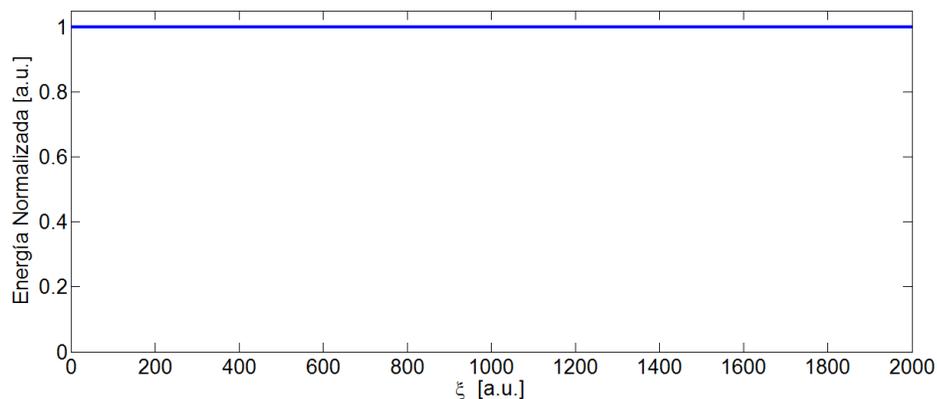


Figura 2.5.5 Evolución de la energía de los pulsos en función de la variable espacial ξ para el caso de la Inestabilidad modulacional.

2.6 Autodesplazamiento en frecuencia Raman.

En el análisis anterior se despreciaron efectos no lineales (de tercer orden) producidos por las vibraciones generadas por el pulso al propagarse en la fibra óptica, por medio de dispersión inelástica estimulada tales como SRS (por sus siglas en inglés “Stimulated Raman Scattering”) y SBS (por sus siglas en inglés “Stimulated Brillouin Scattering”). El efecto Raman se debe principalmente a la respuesta no instantánea de los fonones ópticos en el medio no lineal, producidos por transiciones no radiantes de los átomos de un nivel de energía alto a uno bajo. El SBS es producido por las vibraciones causadas por los fonones acústicos en el medio no lineal [3].

Para pulsos cuyo ancho espectral es >0.1 THz, al estar presente el efecto Raman y al tener un solo pulso se puede amplificar las componentes a bajas frecuencias a través de la transferencia de energía de las componentes a altas frecuencias del mismo pulso, es decir, que se auto-inducirá una ganancia no lineal hacia las componentes espectrales de menor frecuencia (Fig. 2.6.1), esto se le conoce como Intrapulse Raman Scattering, el cambio que se produce en la respuesta a frecuencias bajas se le conoce como un autodesplazamiento en frecuencia Raman, en inglés, Raman Self-Frequency Shift [3].

Este efecto de Raman Self-Frequency Shift se puede visualizar con un rompimiento de la simetría del espectro en el resultado experimental, con un régimen de pulso de ruido propagándose con pulsos tipo solitón como puede verse en Fig. 4.2.1, aunque no necesariamente existe esta asimetría, sino todo lo contrario en el caso de los pulsos tipo solitón, el espectro conserva su simetría. En presencia de este efecto, parte de la energía se transfiere hacia las componentes de baja frecuencia, tal y como se aprecia en la Fig. 2.6.2, que presenta el primer resultado experimental del efecto Raman Self-Frequency Shift reportado en la literatura [10].

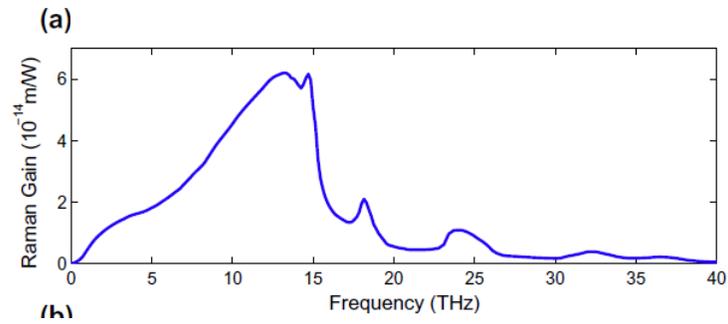


Figura 2.6.1 a) Medición de la ganancia espectral Raman en una fibra óptica de silicio (Gráfico tomado de la referencia [3]).

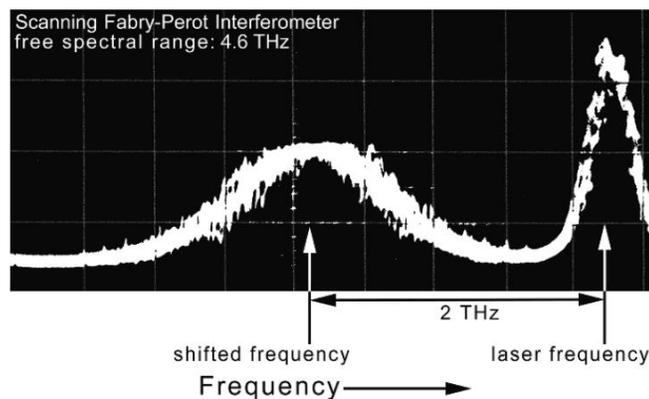


Figura 2.6.2 Primera observación experimental del espectro de pulsos tipo solitón en presencia de Raman self-frequency shift (Gráfico tomado de la referencia [10]).

2.7 Solitones Disipativos.

La ecuación de Schrödinger no lineal describe el comportamiento que tienen los pulsos tipo solitón al propagarse en la fibra óptica (medio no lineal centrosimétrico), no obstante, estos solitones están en el caso conservativo en donde su energía permanece constante. Sin embargo, generalmente los láseres de fibra óptica de amarre de modos pasivo (de figura de ocho y de anillo) son sistemas disipativos, por lo que la energía en la cavidad no permanece constante, entonces la ecuación de Schrödinger no lineal no representa una buena aproximación en estos sistemas.

En específico, en los láseres de cavidad de anillo de amarre de modos pasivo en un régimen de dispersión anómala, se generan pulsos que se propagan indefinidamente en el tiempo cuya estructura experimenta pérdidas y ganancias en la energía producidas por la cavidad, a este tipo de pulsos se le conoce como solitones disipativos. La forma de estos solitones está definida por las características del sistema (ganancia, pérdidas, dispersión, efectos no lineales, bombeo óptico, absorbedor saturable, entre otros).

Los modelos propuestos para simular la generación de pulsos ultracortos en láseres de amarre de modos pasivo están basados en:

- 1) **Simulaciones numéricas**, que toman en cuenta la transmisión de la onda de luz a cada ciclo que completa en la cavidad. Siendo este el modelo la forma más usual de reproducir la propagación de pulsos generados por la cavidad con parámetros arbitrarios.
- 2) **Un modelo continuo** introducido por Haus [11] en donde se asume que el pulso sufre pequeños cambios a cada ciclo que completa en la cavidad, al sufrir estos cambios en la forma del pulso existirá una re-distribución de la energía, por lo que este modelo puede reproducir el comportamiento de los solitones disipativos.

El segundo modelo da una aproximación de la dinámica del perfil temporal representativo de los pulsos que son generados en un láser de amarre de modos pasivo, descrito por la ecuación compleja de Ginzburg-Landau [7]:

$$i\psi_z + \frac{D}{2}\psi_{\tau\tau} + |\psi|^2\psi + \nu|\psi|^4\psi = i\delta\psi + i\epsilon|\psi|^2\psi + i\beta\psi_{\tau\tau} + i\mu|\psi|^4\psi \quad (2.7.1)$$

Donde:

$z \rightarrow$ Distancia a lo largo del eje de propagación.

$\tau \rightarrow$ tiempo de retardo

$\psi \rightarrow$ representa a la envolvente del campo eléctrico.

$D = \pm 1 \rightarrow$ Coeficiente de dispersión de grupo.

$\beta \rightarrow$ describe la respuesta espectral debido a la limitación del ancho de banda.

$\delta \rightarrow$ coeficiente de ganancia neta, dada por la diferencia del coeficiente lineal de ganancia menos el de las pérdidas.

$\epsilon \rightarrow$ Coeficiente de ganancia no lineal del absorbedor saturable.

$\mu \rightarrow$ coeficiente de corrección de la ganancia no lineal debido al absorbedor saturable rápido.

$\nu \rightarrow$ coeficiente de corrección del índice de refracción no lineal ($n_{NL} = n_2I + \nu I^2$).

La CGLE (Ec. 2.7.1), es una extensión de la ecuación de Schrödinger no lineal, la parte de la izquierda contiene términos conservativos y representan a la NLSE (tal y como aparece en la Ec. 2.3.29), pero con un término no lineal de quinto orden adicional ($\nu|\psi|^4\psi$), debido a que existe una corrección en la no linealidad del índice de refracción ($n = n_0 + n_2|\psi|^2 + \nu|\psi|^4$). Ahora en el caso disipativo de un láser de amarre de modos pasivo con un absorbedor saturable rápido se agrega la contribución de: la ganancia lineal en la cavidad ($i\delta\psi$), la ganancia no lineal del sistema debido al absorbedor saturable ($i\epsilon|\psi|^2\psi$) y se tendrá un factor de corrección de ganancia característico del absorbedor saturable rápido ($i\mu|\psi|^4\psi$), que representa a

una saturación de la ganancia no lineal; físicamente corresponde al decaimiento de la transmisión más allá del máximo en los absorbentes saturables artificiales. Además, un término que toma en cuenta el ancho de banda espectral limitado, filtro pasabandas o ancho de banda de amplificador, $i\beta\psi_{\tau\tau}$.

Como se puede analizar, la ecuación CGLE considera las pérdidas y ganancias, lineales y no lineales, que son producidas por la cavidad del láser, la dispersión, efectos no lineales de tercer y quinto orden. Por lo que al aproximar esta ecuación a una solución analítica o bien una solución aproximada a partir de métodos numéricos, es posible analizar la propagación de pulsos tipo solitón disipativo generados por un láser de amarre de modos pasivo, en específico con un absorbente saturable rápido, como por ejemplo un láser de fibra de cavidad de anillo, que opera en un régimen pulsado a partir de la rotación de polarización no lineal (Sección 1.3.2).

Las soluciones estacionarias de la CGLE representaran un punto fijo en un espacio fase de la intensidad con respecto a la energía, ya que los solitones evolucionan a lo largo de la distancia de propagación con un perfil temporal constante. La contribución del término de quinto orden de la corrección de la ganancia debida al absorbente saturable ($i\mu|\psi|^4\psi$), genera la estabilidad en esta solución y en el caso de la solución estacionaria no es necesario tener la corrección del índice de refracción no lineal ($\nu = 0$). Además, puede existir un término extra con la contribución de una corrección en la respuesta espectral $is\partial_{\tau\tau\tau}\psi$, al introducir este término en la CGLE, se obtiene la ecuación conocida como la ecuación de Swift-Hohenberg compleja CSHE (Ec. 2.7.2). A partir de esta ecuación, con la elección adecuada de los parámetros es posible obtener una simulación para el caso de una solución estacionaria del solitón (Fig. 2.7.1)

$$i\psi_z + \frac{D}{2}\psi_{\tau\tau} + |\psi|^2\psi + i\nu|\psi|^4\psi = i\delta\psi + i\epsilon|\psi|^2\psi + i\beta\psi_{\tau\tau} + is\partial_{\tau\tau\tau}\psi + i\mu|\psi|^4\psi \quad (2.7.2)$$

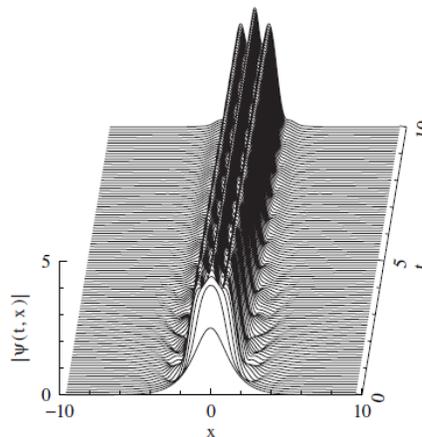


Figura 2.7.1 Solución estacionaria de la ecuación CSHE con los parámetros $D = 1, \beta = 0.3, \epsilon = 1.6, \nu = 0, \mu = -0.1, \delta = 0.5$ y $s = 0.05$ (Gráfico tomado de la referencia [12])

Una de las soluciones de la CGLE, son los solitones pulsantes (en inglés pulsating solitons), son un tipo de solitón disipativo robusto, cuya forma del perfil temporal evoluciona con un comportamiento periódico (un solo periodo, periodo doble, periodo triple, etc.), a una escala de tiempo mucho mayor en comparación con la periodicidad de cada ciclo en la cavidad.

Los solitones pulsantes presentaran un cambio periódico en su perfil temporal, es decir, que la forma del pulso se modificará conforme se va propagando, hasta que, a determinada distancia regrese a su forma inicial, en esta distancia pueden ocurrir una cantidad grande de ciclos en la cavidad.

Siguiendo un análisis numérico, se llega a una aproximación de la Ec. 2.7.1, para el caso de una solución de un solitón pulsante plano (con un solo periodo) (Fig. 2.7.2.a), en donde se presenta un comportamiento periódico al ensancharse y comprimirse la envolvente del pulso conforme se va propagando. Al estudiar el espacio fase de la intensidad con respecto a la energía $Q(z) = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(z, t)|^2 dt$, Fig. 2.7.2 b, se apreciará una trayectoria cerrada que representa un ciclo que se repetirá a cada periodo de evolución de los pulsos (cantidad grande de ciclos en la cavidad), esto confirma la existencia de estabilidad en la dinámica de los pulsos.

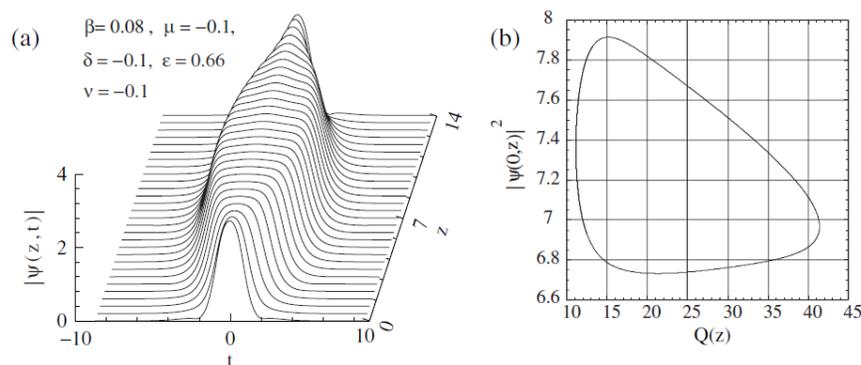


Figura 2.7.2 a) solitón pulsante plano (solución de la CGLE). b) Espacio fase de la Intensidad en función de la energía en una solución de solitón pulsante estable (gráfico tomado de la referencia [12]).

Al hacer un cambio mínimo en los parámetros de la CGLE, y producir un cambio significativo en la propagación del pulso, entonces se tiene una bifurcación. En específico, si con esta variación de los parámetros de la ecuación (al modificar $\epsilon = 0.66 \rightarrow 0.785$ y $\nu = -0.1 \rightarrow -0.07$), se transforma un solitón pulsante simple (Fig. 2.7.1.a) a un solitón pulsante de doble periodo (Fig. 2.7.3.a), entonces ocurre una bifurcación de periodo doble, es decir que estos solitones se propagaran en un patrón periódico (cuya duración es superior a la del periodo en la cavidad láser), en donde cada periodo está conformado por dos estructuras cuyas envolventes evolucionan de forma distinta. Debido a este cambio, al tener dos estructuras en cada período, se reflejará en un cambio del espacio fase de la intensidad con respecto a la energía (Fig. 2.7.3.b), donde se tiene dos trayectorias cerradas bien definidas correspondientes a las dos estructuras.

Al seguir modificando los parámetros de la CGLE, se pueden generar una secuencia de un número infinito de bifurcaciones de periodo doble, entonces se tendrá una solución caótica en donde el solitón pulsante no sigue un arreglo periódico (Fig.2.7.4). Al analizar el espacio fase bidimensional de la intensidad con respecto a la energía se observan trayectorias distintas (asociadas a los diferentes periodos de evolución del solitón pulsante), dando como información la existencia de una solución caótica, también al estar concentradas estas trayectorias en un espacio delimitado en el espacio fase, se tiene lo que se conoce como un atractor.

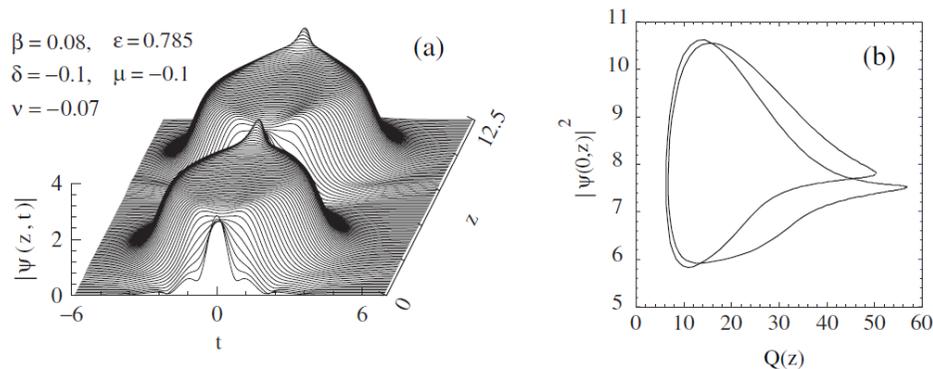


Figura 2.7.3 a) Solitón pulsante de periodo doble, solución de la CGLE b) Espacio fase de la intensidad del pulso con respecto a su energía en una solución de solitón pulsante de periodo doble. (Gráfico tomado de la referencia [12]).

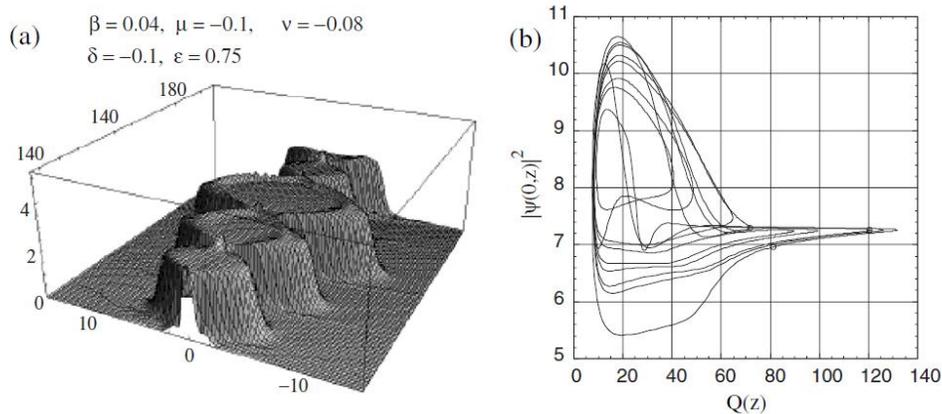


Figura 2.7.4 a) Solitones disipativos en una solución caótica de la CGLE. b) Espacio fase de la intensidad con respecto a la energía. (Gráfico tomado de la referencia [12]).

En la generación de pulsos ultracortos, a partir de láseres de amarre de modos pueden existir dinámicas de los pulsos, en donde se propicie eventos de una intensidad pico que sobresale por mucho de la intensidad promedio, a estos eventos se les conoce como Ondas Gigantes (Rogue Waves en inglés) (ver. Capítulo 3). En específico en la **Sección 3.2.2.2**, se estudiará la generación de ondas gigantes (a nivel experimental),

debido a la explosión de solitones, esta dinámica de los pulsos a nivel teórico puede ser modelada a partir de una solución de la CGLE. En donde, a partir de una elección específica de los parámetros ($\beta = 0.125, \epsilon = 1.0, \delta = -0.1, \nu = -0.6, \mu = -0.1$) se tiene una evolución de un perfil temporal del solitón, en un caso estacionario, con la presencia de explosiones espontaneas (similares a erupciones volcánicas que desprenden lava a sus alrededores).

La explosión de los solitones (Fig. 2.7.5.a), siendo solución de la CGLE, tiene las siguientes características:

- Las explosiones ocurren intermitentemente. De acuerdo a los parámetros de la CGLE, el período de aparición de las explosiones cambia drásticamente.
- Las explosiones aparecen espontáneamente, sin embargo, también se pueden generar a partir de perturbaciones.
- Las explosiones tienen condiciones similares en su generación, sin embargo, no son idénticas. Razón por la que en el espacio fase (Fig. 2.7.5.b) se tendrán trayectorias diferentes para cada evento asociado a una explosión.
- Una de las principales características, es que antes y después de una explosión, se tiene una solución estacionaria de los solitones disipativos.

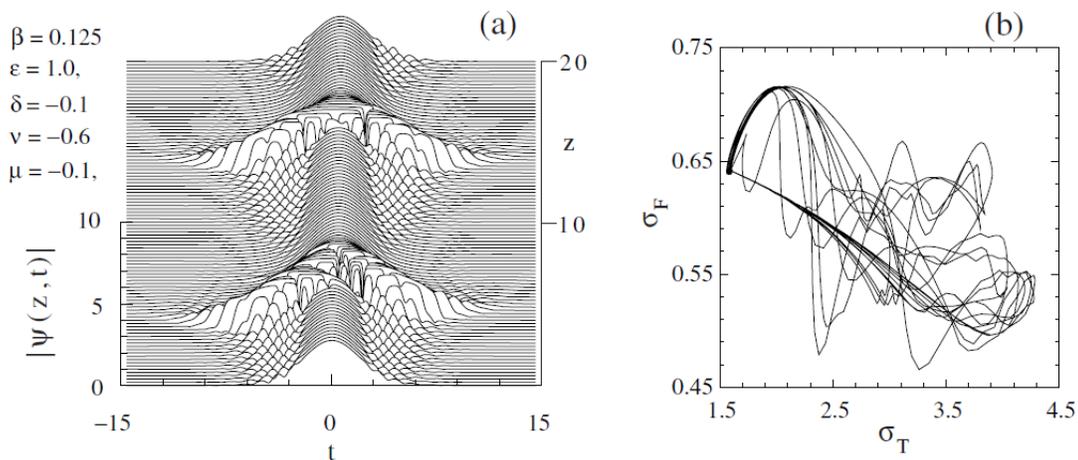


Figura 2.7.5 a) Evolución de los pulsos tipo solitón en presencia de dos explosiones consecutivas, solución de CGLE. b) Espacio fase del ancho espectral σ_F con respecto al ancho temporal σ_T del solitón, en una solución caótica con explosiones de solitones (gráfico tomado de la referencia [12]).

Referencias.

- [1] J. Scott Russell, **Report of 14th Meeting of the British Association for Advancement of Science** (York, September 1844), pp. 311–390.
- [2] Zabusky, N.J. And M. D. Kruskal “**Interaction of solitons in a collisionless plasma and the recurrence of initial states**”. [Phys. Rev. Lett.15.240 \(1965\).](#)
- [3] Agrawal Govind P., 2013. **Nonlinear Fiber Optics**. 5° edición. Inglaterra. Academic Press.
- [4] Zakharov and A.B. Shabat. **Exact theory of two-dimensional self-focusing and one dimensional self-modulation of waves in nonlinear media**. [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 61, 118-134 \(1971\).](#)
- [5] Hasegawa A.and Frederick Tappert. “**Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion**”. [Appl. Phys. Lett. 23, 142 \(1973\).](#)
- [6] Paschotta, Rüdinger.,2010. **Field Guide to Optical Fiber Technology**. Washington, Estados Unidos. [SPIE PRESS,116. \(2010\).](#)
- [7] Akhmediev N. and A. Ankiewicz, 1997 **Solitons, Nonlinear pulses and beams**.1°Ed. Inglaterra. Chapman and Hall.
- [8] Korn G.A. and Korn T. M. (1961). **Mathematical Handbook for Scientists and Engineers**. McGraw Hill, NY.
- [9] John M. Dudley, Frédéric Dias, Miro Erkintalo and Goëry Genty. **Instabilities, breathers and rogue waves in optics**. [Nature Photonics 8, 755–764 \(2014\)](#)
- [10] F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, **Discovery of the Soliton Self-Frequency Shift**, [Optics Letters 11, 659–661 \(1986\).](#)
- [11] Haus H. A. **Theory of mode locking with a fast saturable absorber**. [J. Appl. Phys., 46, 3049-3058 \(1975\).](#)
- [12] Akhmediev N. and A. Ankiewicz, 2005 **Dissipative Solitons**. [Springer Lect. Notes Phys. 661](#)

Capítulo 3 | Rogue Waves.

3.1 Introducción a las Ondas Gigantes (Rogue Waves).

Recientemente se han estado estudiando ondas gigantes (en inglés, Rogue Waves (RW)), que es un concepto que tienen su origen en la hidrodinámica, cuando en el mar se generan olas espontáneamente que superan por mucho la altura promedio y pueden ser realmente peligrosas para cualquier embarcación en altamar. Estas se diferencian de un tsunami, el cual es un movimiento oceánico que se propaga hasta tocar tierra y en altamar son prácticamente invisibles. En hidrodinámica la altura promedio de las ondas gigantes que se han registrado en los océanos es en promedio de 100 ft, las regiones en donde estos eventos se generan con mayor frecuencia son Agulhas (Sudáfrica), Kuroshio (Japón) y el triángulo de las Bermudas [1].

El concepto de onda gigante se ha aplicado en óptica en muchos sistemas, incluyendo láseres de fibra óptica de onda continua [2] y láseres de fibra de amarre de modos que generan pulsos ultracortos. Las ondas gigantes en pulsos ultracortos son eventos que se generan con un crecimiento en la amplitud de su perfil temporal, que rebasa por mucho la amplitud promedio. El mecanismo que propicia la aparición de eventos gigantes depende mucho del tipo de pulsos que se están generando, en específico en pulsos de ruido (Noise-like pulse), los cuales son paquetes con una duración $\sim ns$ conformados por cientos o miles de sub-pulsos (con una duración de sub-ps). En este tipo de pulsos se generan ondas gigantes (RW) a partir de fluctuaciones de la estructura interna del pulso. Por otro lado, cuando se tiene una dinámica con solitones múltiples, los eventos gigantes provienen de las interacciones y colisiones entre los pulsos que se dan en un movimiento relativo caótico.

Una de las principales características de una onda gigante es que estos eventos tienen una probabilidad de aparición muy baja, aunque no tan baja como lo predicen las estadísticas convencionales tipo gaussianas y además deben ser eventos impredecibles, por lo que la dinámica de los pulsos necesariamente tiene que ser caótica.

El primer trabajo experimental y de simulación sobre ondas gigantes en óptica fue el de Solli y sus colaboradores [3]. A partir de un arreglo experimental que generó un espectro de supercontinuo, con la amplificación de pulsos generados en un láser de amarre de modos de Iterbio antes de ser introducidos en una fibra microestructurada de alta no linealidad, en un régimen de fisión de solitones, proceso en el que un solitón de orden superior se fisiona en solitones fundamentales. El supercontinuo se acotó con un filtro cuya frecuencia de corte (cut-on) es 1,450 nm. La detección de ondas gigantes en los pulsos, con la contribución espectral filtrada, no se puede lograr con una detección en tiempo real con mediciones single-shot de un

osciloscopio rápido, ya que la resolución no es suficiente para detectar estos eventos. Se necesitó implementar un método conocido como transformada de Fourier dispersiva (en inglés *Dispersive Fourier Transform*, DFT), el cual permite aproximar el perfil temporal de los pulsos a su espectro (con mediciones single-shot de un osciloscopio rápido). Esto se logra implementado una fibra óptica compensadora ($D = -1,300 \frac{ps}{nm}$), debido a que éste es un medio dispersivo, que provoca un ensanchamiento temporal del pulso, se logra capturar mediciones single-shot con una mayor información de la estructura interna del pulso, al poder registrar las variaciones en la potencia asociadas a ondas gigantes espectrales. A nivel simulación la generación de ondas gigantes en la fibra microestructurada de alta no linealidad se aproxima a un sistema conservativo a partir de la NLSE, con la contribución de la dispersión y el efecto Kerr.

Cuando se registran mediciones de los pulsos en su energía (intensidad) y repuesta espectral, la distribución estadística que comúnmente siguen es la distribución Gaussiana o bien la distribución de Rayleigh (Fig. 3.1.1.a). Sin embargo, cuando en el sistema existen ondas gigantes, se generará una mínima contribución de eventos muy alejados del valor del evento promedio, por lo que la distribución estadística presentará un sesgo cargado hacia los eventos máximos, a ésta se le conoce como distribución estadística en forma de L (Fig. 3.1.1.a).

No basta con tener una distribución estadística en forma de L, por lo que en la siguiente Fig. 3.1.1.b, se muestra en una distribución estadística en escala semi-logarítmica, donde se puede identificar la presencia de eventos gigantes a partir de cuatro criterios:

- 1) Una distribución estadística en forma de L, ya que las ondas gigantes hacen que en la distribución se produzca un sesgo muy pronunciado hacia eventos extremos con intensidades o energía alta.
- 2) Eventos mayores a 2.2 veces el parámetro SWH. (por sus siglas en inglés, “*Significant Wave Height*”). Este parámetro SWH es definido como el promedio de la tercera parte de los eventos más altos.
- 3) Son ondas gigantes, aquellos eventos que estén por encima del decaimiento exponencial característico de las estadísticas (Rayleigh), en el extremo de intensidades altas, el cual aparece lineal en escala semi-logarítmica.
- 4) Además de las características estadísticas anteriores, los eventos gigantes por definición deben ser eventos impredecibles y efímeros.

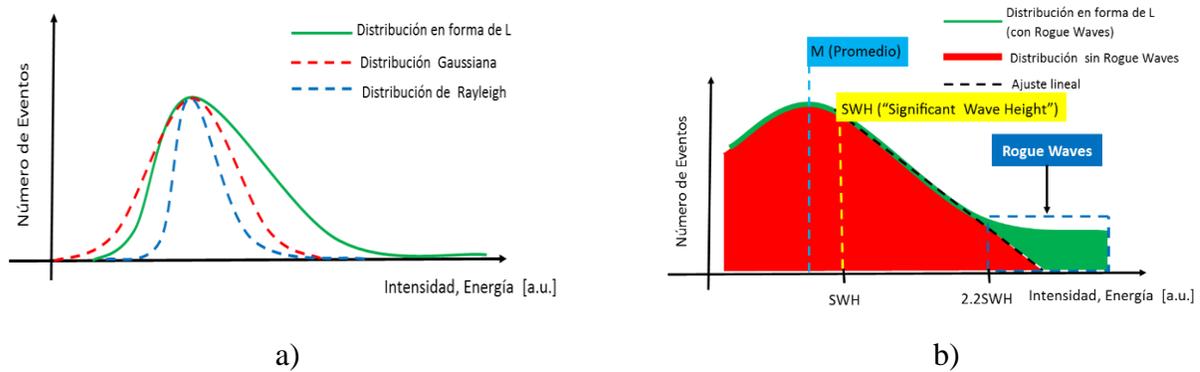


Figura 3.1.1 a) Distribuciones estadísticas Gaussiana, Rayleigh y en forma de L en escala lineal. b) Distribuciones estadísticas con ondas gigantes y sin ondas gigantes en escala semi-logarítmica.

3.2 Ondas gigantes en pulsos ultracortos.

La generación de ondas gigantes a partir de pulsos ultracortos se puede estudiar en dos contextos diferentes: en un sistema conservativo (Sección 3.2.1) y en un sistema disipativo (Sección 3.2.2).

La generación de ondas gigantes en un sistema conservativo, en el caso más sencillo, se modelan con la NLSE considerando la contribución de la dispersión y el efecto Kerr, obteniendo soluciones tipo breather (sección 2.5), las cuales son estructuras similares a ondas gigantes, pero técnicamente no lo son, únicamente las soluciones tipo breather de orden superior son consideradas como eventos gigantes. Además, se necesita de una dinámica entre distintos tipos de breathers, para que a partir de sus interacciones (colisiones) se generen eventos que cumplan con los criterios estadísticos de los eventos gigantes [4]. Sin embargo, los mecanismos en la generación de ondas gigantes en un contexto conservativo, pueden ser más complejos, cuando se toma en cuenta efectos como: la dispersión de orden superior [5], Raman Self-Frequency Shift, la inestabilidad modulacional y las colisiones entre solitones, entre otros.

Los pulsos en el caso disipativo, a nivel teórico son modelados por la ecuación CGLE (Sección 2.7), al tener la contribución de términos conservativos y la contribución de las pérdidas y ganancia que se dan en una cavidad de un láser de amarre de modos pasivo con un absorbedor saturable rápido. Las soluciones estables de la CGLE son solitones disipativos, en específico, en el caso de las ondas gigantes se necesita una solución caótica en donde existan fluctuaciones intermitentes en la estructura del pulso, por ejemplo, las explosiones de solitones descritas en la [Sección 2.7](#).

A nivel experimental y de simulaciones numéricas, se ha estudiado que los láseres de fibra óptica de amarre de modos (sistema disipativo) generan solitones disipativos (cavidades láser cortas de pocos metros de fibra óptica) y también, generan pulsos conocidos como Noise-like pulse NLP (pulso de ruido) en cavidades largas, a niveles altos de bombeo. Los NLP son paquetes con una duración $\sim ns$, conformados por cientos o miles de sub-pulsos (con una duración de sub-ps). En este contexto, las ondas gigantes se pueden generar debido a

las fluctuaciones en la estructura interna de los NLP, sin embargo, existirán ciertos problemas en su detección que se describirán en esta sección.

3.2.1 Ondas gigantes conservativas.

En un contexto conservativo, la inestabilidad modulacional (Secciones 2.4 y 2.5), aparece en la propagación de una onda continua o pulsos largos en una fibra óptica pasiva, generando una modulación espontánea, es decir, que existe una redistribución de la energía que propicie estructuras cuya intensidad crece y decrece de forma periódica, a las cuales se les conoce como breathers y son solución de la ecuación de Schrödinger no lineal. Como se mencionó, en el plano de soluciones de la Fig. 2.5.3, para el caso de la inestabilidad modulacional, aparecen dos breathers: AB (Akhmediev-Breather) y PS (Peregrine Soliton es la solución racional). Fuera de este plano de soluciones, existe otra estructura de breather conocida como solitón KM (Kuznetsov-Ma). En la Fig. 3.2.1 se muestran los breathers AB, PS y KM.

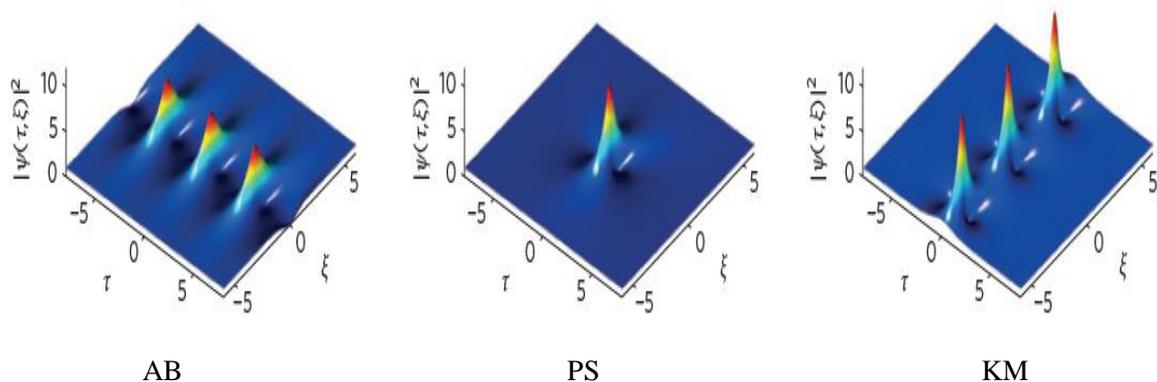


Figura 3.2.1 Gráficos representativos de breathers generados por el efecto de la inestabilidad modulacional. (Akhmediev Breathers “AB”, Peregrine Soliton “PS” y Kuznetsov-Ma “KM”). (Gráficos tomados de la referencia [4]).

La generación de ondas gigantes a partir de breathers es estudiada en el trabajo de Dudley y sus colaboradores [4], a nivel simulación, en la Fig. 3.2.2.a, se estudia la dinámica en donde solo coexisten los tres tipos de breather (AB, PS y KZ). Además, concluyeron que los eventos gigantes (>2.2 SHW) recaen en las interacciones entre los breathers o bien en los breathers de orden superior, tal y como se muestra en la Fig. 3.2.2.b, con la colisión entre ABs dentro de una dinámica caótica ó bien un breather que supera la intensidad pico de los PS, conocido como solitón racional de alto orden (Fig. 3.2.3.c), ambos generando fluctuaciones en energía que estadísticamente corresponderán a ondas gigantes. En la Fig. 3.2.2.d, se muestra la distribución estadística en donde los eventos con una intensidad mayor a $I_{RW} \sim 13$, son considerados ondas gigantes, los cuales representan el 0.01 % de las intensidades analizadas, en la simulación de la Fig. 3.2.2.a, se puede apreciar que los AB y PS tienen una intensidad ($I < 9$) que es cercana a la intensidad promedio en

la distribución y la parte sesgada de la distribución asociada a las ondas gigantes corresponden a eventos en donde se generaron colisiones entre los breathers.

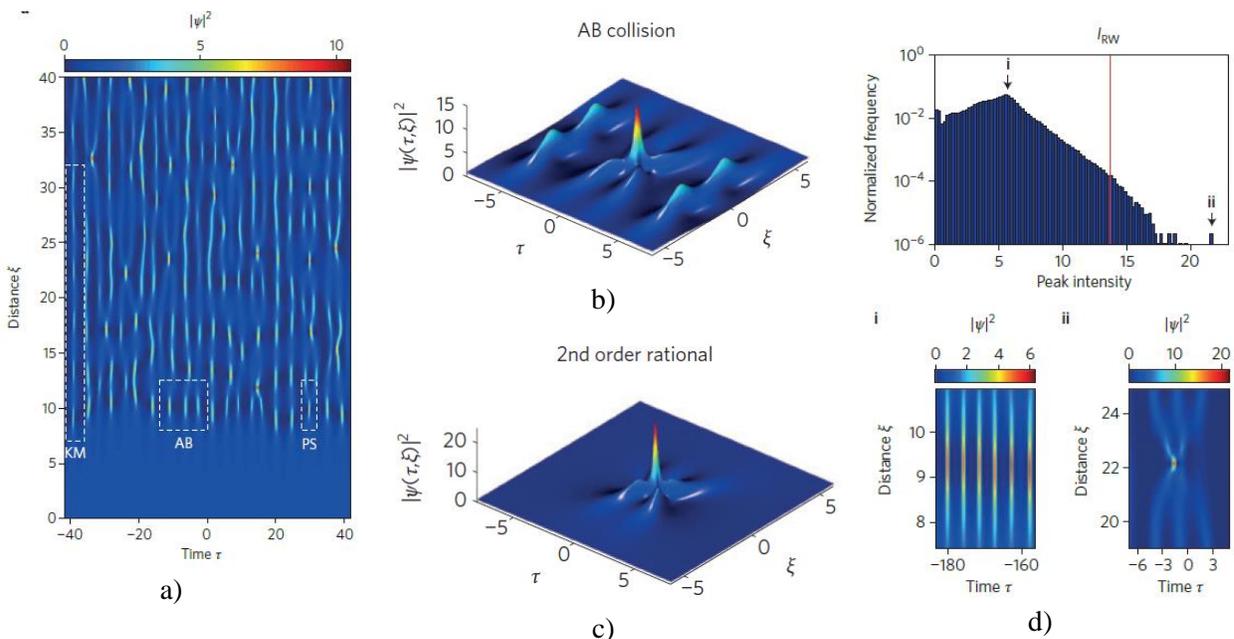


Figura 3.2.2 a) Dinámica de un régimen de KM, AB, PS co-propagándose. b) Gráfico representativo de la colisión de un AB. c) Estructura representativa de un solitón racional de segundo orden. d) Distribución estadística de las intensidades pico de los breathers analizados, en donde se indica la intensidad umbral I_{RW} para las ondas gigantes. Se analiza la evolución de los breathers en la intensidad promedio (i) y el evento con la intensidad pico más grande (ii) correspondiente a una colisión de tres breathers. (Gráficos tomados de la referencia [4])

Las ondas gigantes conservativas también se pueden generar a partir de la colisión entre pulsos tipo solitón, en donde existe una conservación de la energía, de esta forma, el solitón de menor amplitud en el momento del choque le cede la mayor parte de su energía al solitón de mayor amplitud, si el incremento de la energía debido a la colisión es mucho mayor a la energía promedio entonces podríamos tener ondas gigantes. Uno de los trabajos teóricos representativo en la generación de ondas gigantes debido a la interacción de solitones es el de Akhmediev y sus colaboradores [5], en este trabajo los autores hacen referencia a las ondas gigantes como súper-solitones. A nivel de simulación reproducen la colisión de un solitón (amplitud A) con múltiples solitones (amplitud $<A$), en un medio no lineal con dispersión de tercer orden (a partir de la NLSE) (Fig. 3.2.3.a). Cada vez que el solitón de mayor amplitud colisiona con los de menor energía, va cambiando la dirección de propagación y su amplitud va creciendo progresivamente debido al intercambio de energía que existe en cada choque, a tal grado que será considerado como una onda gigante (Fig. 3.2.3.b).

El intercambio de energía en la colisión de dos solitones presenta una dependencia con la diferencia de fase que existe entre los pulsos en el momento del choque [5]. En la Fig. 3.2.3.c, se visualiza el intercambio de energía en la colisión de dos solitones en función de su diferencia de fase θ , la curva roja representa a la energía del pulso de mayor amplitud (“ Q_2 ”) y la curva azul representa la energía del pulso de menor amplitud

(“ Q_1 ”). El comportamiento que se visualiza en el gráfico, presenta la condición de que si la diferencia de fase es pequeña ($\theta \ll \frac{\pi}{2}$) no habrá un intercambio de energía entre los pulsos, en contraparte para una diferencia de fase en el intervalo $\theta \in \left[\frac{\pi}{2}, \pi\right]$ existirá un intercambio de energía entre los solitones.

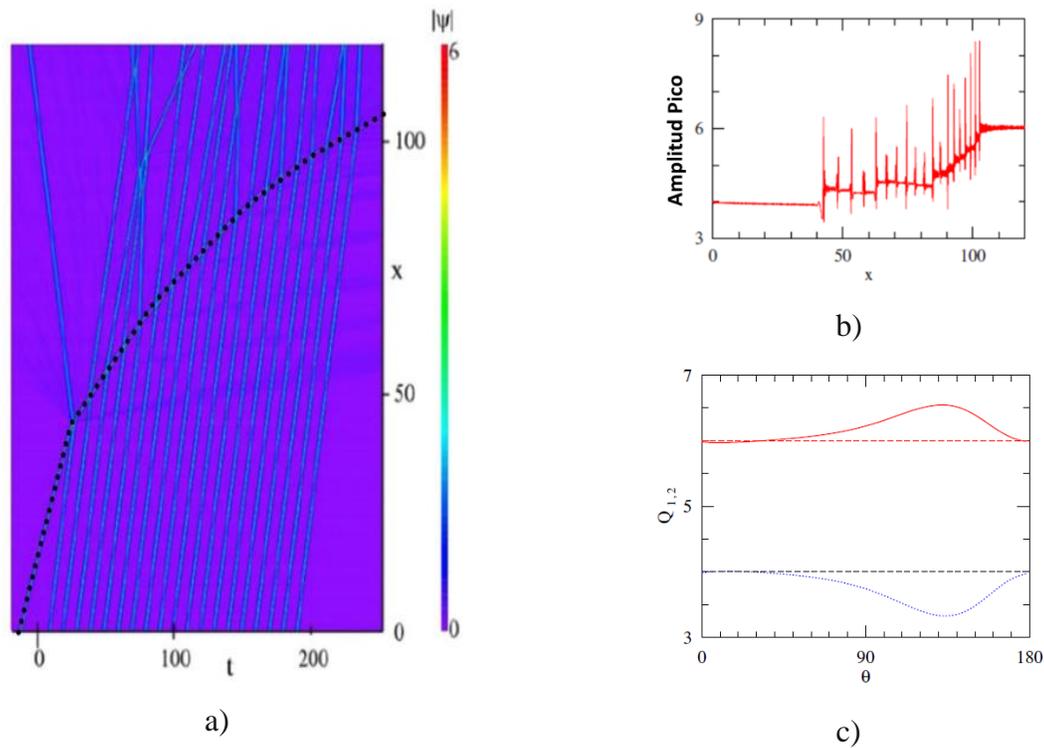


Figura 3.2.3 a) Evolución de un solitón con una amplitud alta (línea punteada) colisionando con múltiples solitones de amplitud más pequeña. b) Evolución de la amplitud del solitón al colisionar con múltiples solitones. c) Energía en la colisión de dos solitones (la curva roja representa al solitón de mayor amplitud Q_1 y curva azul representa al solitón de menor amplitud Q_2) en función de su diferencia de fase. (Gráficos tomados de la referencia [5]).

3.2.2 Ondas gigantes disipativas.

Los láseres de fibra óptica de amarre de modos, pueden generar pulsos cortos conocidos como Noise-like pulses (pulsos de ruido), los cuales son paquetes de cientos o miles de sub-pulsos (de sub-ps), con una duración total $\sim ns$. También en láseres cortos de amarre de modos pasivo se generan solitones disipativos (Sección 2.7) o bien bonches de solitones.

En esta sección, se analizará como a partir de láseres de fibra de amarre de modos, vistos como sistemas disipativos, generando NLPs o solitones disipativos, se pueden producir eventos extremos llamados ondas gigantes disipativas, así como las variantes que existen en su identificación.

3.2.2.1 Condiciones en los láseres de amarre de modos relacionados con la generación y detección de ondas gigantes disipativas.

Los láseres de amarre de modos son sistemas disipativos, en los cuales se puede tener cierto control de los parámetros (potencia de bombeo, dispersión, polarización, etc.), para poder generar un régimen de pulsos cuya dinámica sea caótica y así garantizar que a partir de las interacciones de los pulsos se generen fluctuaciones impredecibles que puedan ser consideradas ondas gigantes, cumpliendo los primeros tres criterios estadísticos de la [Sección 3.1](#).

Para posibles aplicaciones, lo que se busca es un control de las ondas gigantes para poder predecir su formación. Por ejemplo, un láser de Q-Switch de amarre de modos (QSML Q-Switched Mode-Locked) puede cumplir con los criterios estadísticos para la identificación de ondas gigantes [6], pero no con la esencia que representa una onda gigante disipativa vista como un evento impredecible. Esto debido a que la operación de los láseres de este tipo presenta con exactitud la frecuencia en la que aparecerá el evento máximo y tendrá el mismo comportamiento de los pulsos para cualquier ancho de banda del osciloscopio (Fig. 3.2.4).

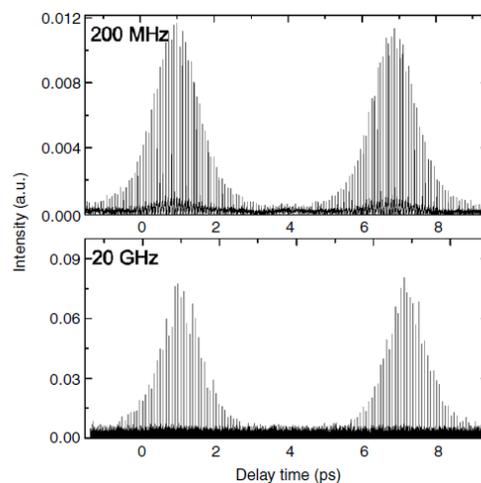


Figura 3.2.4 Secuencia de pulsos en una laser de amarre de modos de Q-Switching (Q-Switching mode-locked fiber laser) a partir de un osciloscopio con ancho de banda de 200 MHz y con uno de 20 GHz. (Figura tomada de la referencia [6]).

Para otros regímenes de pulsos distintos al caso anterior, el parámetro en el láser, que es fundamental en la generación de ondas gigantes disipativas, es la **potencia de bombeo**. Esto es consecuencia de que el láser de amarre de modos, al incrementar el bombeo, se incrementará el número de los pulsos en la cavidad así como sus interacciones. De tal forma, que con el bombeo adecuado se pueda tener una dinámica caótica de los pulsos, en donde sea posible generar fluctuaciones en la energía y por consiguiente también a nivel espectral; a tal grado que estas variaciones cumplan con los criterios de la [Sección 3.1](#), para ser considerados ondas gigantes disipativas. Para tener una dinámica caótica de los pulsos también intervienen los ajustes en polarización, ya que en un láser de amarre de modos ajustando un controlador de polarización, se puede

incrementar el número de pulsos que conforman a un paquete de solitones, como en el trabajo de Lecaplain y sus colaboradores [7]. En este trabajo, en un láser de amarre de modos pasivo de cavidad de anillo, a partir de los grados de libertad del control de polarización y con la potencia de bombeo óptima se genera una bifurcación para así llegar a un régimen caótico en donde se tiene la presencia de eventos gigantes, en un régimen de solitones con un movimiento relativo caótico. Existe otro trabajo, en donde con el mismo arreglo experimental del láser de amarre de modos pasivo, al realizar ajustes en polarización se pudo pasar de un régimen de solitones disipativos a un régimen de NLP [6], presenciando ondas gigantes en el régimen de solitones, pero no en el régimen de NLP, ya que posiblemente las fluctuaciones de la estructura interna del NLP, generan estos eventos que son muy breves ($< ps$), por lo que su detección no fue posible a partir de un osciloscopio rápido, aún con un ancho de banda muy grande (20 GHz).

Para identificar ondas gigantes disipativas en potencia (picos muy breves e intensos), se debe tomar en cuenta que su detección depende mucho del ancho de banda del osciloscopio con el que se están haciendo las mediciones en tiempo real, debido a que las fluctuaciones en la estructura del pulso pueden ocurrir en escalas de tiempo que están fuera de la resolución del equipo. En el trabajo de Lecaplain y sus colaboradores [6], se muestra como al analizar ondas gigantes disipativas, que se generaron a partir de las colisiones entre paquetes de solitones. El ancho de banda juega un papel muy importante para poder detectar los eventos de las colisiones, que ocurren en un rango temporal del orden de 100 ps o menos (Fig. 3.2.5), por lo que, a anchos de banda de 1, 4 y 8 GHz no se podrán detectar eventos gigantes y solo a partir de anchos de banda muy grandes 13 y 20 GHz es posible detectar distribuciones estadísticas en forma de L e identificar una mínima cantidad de eventos gigantes.

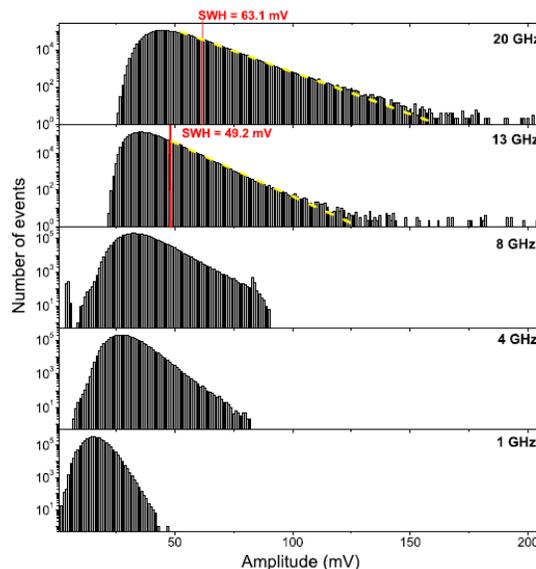


Figura 3.2.5 Influencia del ancho de banda electrónico en la detección de eventos gigantes. (Gráfico tomado de la referencia [6])

En la generación de ondas gigantes disipativas en un láser de amarre de modos, la saturación de ganancia de la fibra dopada juega un papel muy importante para la dinámica, que sigue el régimen de pulsos generados. Zaviyalov y sus colaboradores [8], demostraron que la generación de ondas gigantes en un régimen de dispersión normal, está directamente relacionada con la saturación de ganancia de la fibra dopada. Esta es descrita por la función $g(z) = \frac{g_0}{1 + \int \frac{|U(z,t)|^2}{E_{sat}} dt}$, en términos de la ganancia de pequeña señal g_0 y de la energía de saturación E_{sat} [J]. Por lo que proponen un modelo teórico de la ecuación de Schrödinger no lineal, en donde aparece una contribución de la saturación de ganancia de una fibra dopada dada por la ecuación:

$$\frac{\partial U(z,t)}{\partial z} + \frac{i}{2}(\beta_2 + i g(z)T_1^2) \frac{\partial^2 U(z,t)}{\partial^2 t} = \frac{1}{2}g(z)U(z,t) + i\gamma|U(z,t)|^2U(z,t) \quad (3.2.1)$$

donde $U(z,t)$ → envoltente del pulso, z → distancia de propagación, t → tiempo de retardo, $\beta_2 > 0$ → dispersión de velocidad de grupo (en un régimen de dispersión normal), γ → parámetro de no linealidad, $g(z)$ → es la saturación de ganancia de la fibra dopada y T_1 → es el inverso de la ganancia lineal.

A partir de una simulación numérica de la Ec. 3.2.1, se demuestra que con los parámetros adecuados y al ir variando el parámetro de ganancia de pequeña señal “ g_0 ”, la dinámica de los pulsos se vuelve más caótica y existe un incremento de las potencias pico que alcanzan los pulsos, conforme a este parámetro se incrementa (Fig. 3.2.6 a, b, c y d). La distribución estadística se ve afectada por este mismo parámetro, conforme su valor se incrementa, la distribución va a tender a seguir una distribución estadística en forma de L (Fig. 3.2.6 e). Con eventos extremos, cada vez más alejados, ya que conforme g_0 se incrementa, se incrementará la potencia pico del evento gigante (Fig. 3.2.6.f).

Con el mismo análisis numérico de la Ec. 3.2.1 (Zaviyalov y sus colaboradores [8]), estudiaron el efecto que tiene la energía de saturación (al dejar los demás parámetros fijos) en la generación de ondas gigantes, ya que en este caso la energía de saturación es inversamente proporcional a la potencia máxima que alcanzan los pulsos. Entonces a menores energías de saturación se generará una mayor cantidad de eventos gigantes ya que se producirá una distribución estadística en forma de L, con una parte cada vez más sesgada. Es posible observar este comportamiento en las distribuciones estadísticas de la Fig. 3.2.7, con una energía de saturación $E_{sat} = 0.1 \text{ nJ}$ se alcanza una intensidad máxima de 70 W, con una energía de saturación mayor $E_{sat} = 0.4 \text{ nJ}$ se alcanzó una intensidad máxima de 50W.

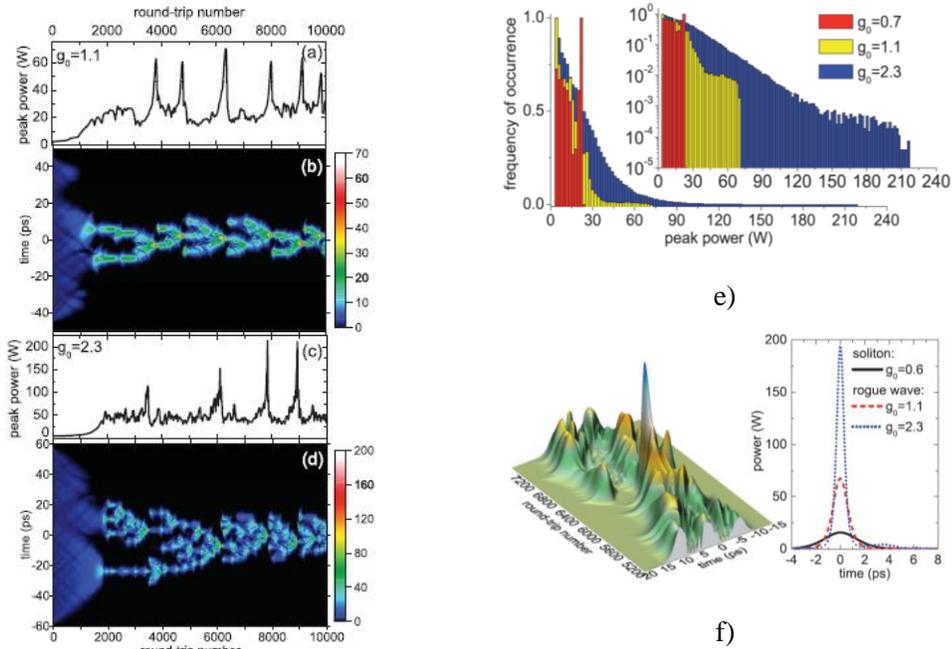


Figura 3.2.6 Evolución de la potencia pico y dinámica de los pulsos con $g_0 = 1.1$ (a y b) y $g_0 = 2.3$ (c y d). e) distribución estadística de la potencia pico registrada en la evolución del pulso para diferentes valores de $g_0 = 0.7, 1.1, \text{ y } 2.3$. f) Evento gigante para los valores de ganancia de pequeña señal $g_0 = 0.6, 1.1 \text{ y } 2.3 \text{ m}^{-1}$. (Gráficos tomados de la referencia [8])

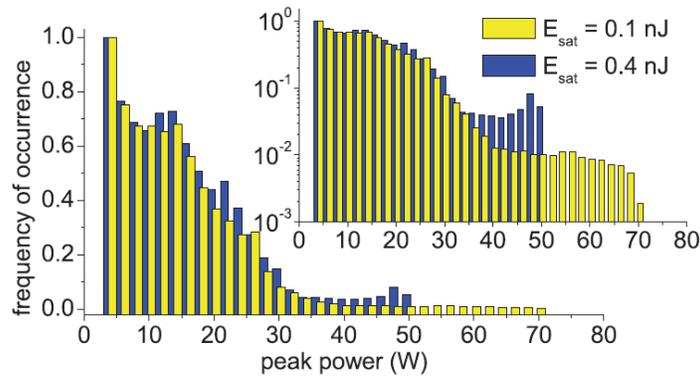


Figura 3.2.7 Distribución estadística de la potencia pico registrada en la evolución del pulso para dos diferentes valores de la energía de saturación $E_{sat} = 0.1 \text{ y } 0.4 \text{ nJ}$. (Gráfico tomado de la referencia [8])

En una simulación numérica, similar al caso anterior con la NLSE, considerando la contribución de la saturación de ganancia de la fibra dopada en el láser (definida por la función $g(z)$), solo que ahora en un régimen de dispersión anómala, se pudo concluir que la energía de saturación (Q_{sat}) tiene un papel importante en la generación de ondas gigantes [9]. Conforme la energía de saturación va incrementando su valor, se van generando eventos aislados con una intensidad pico cada vez más grande. En la Fig 3.2.8.a se muestra la evolución de los pulsos para dos valores distintos de energía de saturación ($Q_{sat} = 3 \text{ y } Q_{sat} =$

6 [a.u.]), siguiendo una dinámica con movimientos caóticos. En la Fig. 3.2.9.b se muestran sus correspondientes distribuciones en forma de L de las intensidades pico (Probability Density Function, “PDF”), donde se puede notar que la parte sesgada hacia los eventos de intensidad alta es más pronunciada para la energía de saturación mayor $Q_{sat} = 6$, en comparación de la energía de saturación menor $Q_{sat} = 3$.

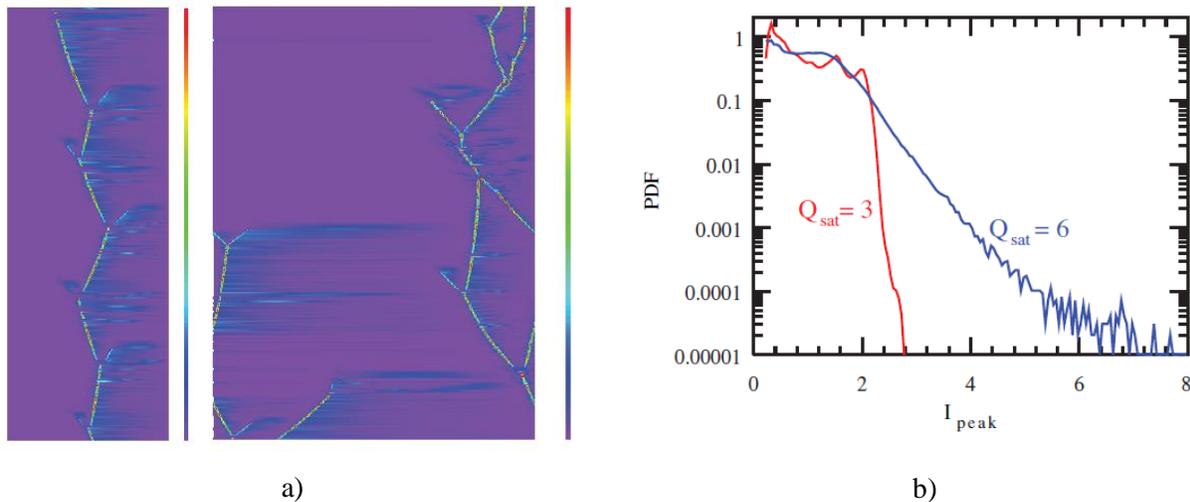


Figura 3.2.8 a) Evolución de los pulsos a dos diferentes energías de saturación (del lado izquierdo a $Q_{sat} = 3$ y del lado derecho a $Q_{sat} = 6$) el eje vertical representa la evolución de cada ciclo en la cavidad láser y el eje horizontal al tiempo. b) Funciones de densidad de probabilidad para dos diferentes energías de saturación. (Gráficos tomados de la referencia [9])

Dentro de la dinámica pulsos (solitones disipativos o NLPs), las ondas dispersivas (producidas por las perturbaciones del sistema) o bien las ondas continuas alteran el comportamiento colectivo de los pulsos, al aumentar o disminuir la frecuencia de sus interacciones, favoreciendo un mayor número de eventos gigantes en el caso de que se aumente la frecuencia de las colisiones entre los pulsos. En específico Lecaplain y sus colaboradores [6] demostraron experimentalmente, como al introducir al sistema una onda continua, se puede inducir y controlar la generación de ondas gigantes, la inyección de la onda continua no afectara el número de pulsos, únicamente afectara a la dinámica de los pulsos. En la Fig. 3.2.9.a se observa como a partir de pulsos múltiples, se tiene una distribución estadística en forma de L, sin embargo, la cantidad de eventos gigantes en energía que estén por encima de 2.2 SWH (144.32 mV) son mínimos. Cuando al sistema se le inyecta una onda continua a una potencia de 1.6 mW fue posible incrementar el número de eventos gigantes (Fig. 3.2.9.b) y al subir la potencia de la onda continua a 2 mW se presenta una distribución estadística con un sesgo más pronunciado (Fig. 3.2.9.c) y en este caso se reportó que la interacción de la onda continua a esta potencia con los pulsos, provoca un régimen de Q-Switching Mode-Locking (QSML).

Se concluye que las ondas gigantes disipativas son el resultado de tener una dinámica caótica en los pulsos, así como sus interacciones, que generan fluctuaciones en energía cumpliendo los criterios para considerarse

eventos gigantes. Sin embargo, también existen efectos no lineales como el efecto Raman y la inestabilidad modulacional que también propician fluctuaciones en la energía, que pueden generar eventos gigantes. Para tener la dinámica de pulsos caótica y los efectos no lineales se deben tomar en cuenta las siguientes características en el láser: la dispersión, potencia de bombeo, la saturación de ganancia, un adecuado control de polarización, el absorbedor saturable implementado, debido a que es un sistema disipativo no se debe de olvidar la dinámica de las pérdidas y ganancias que se inducen en la cavidad.

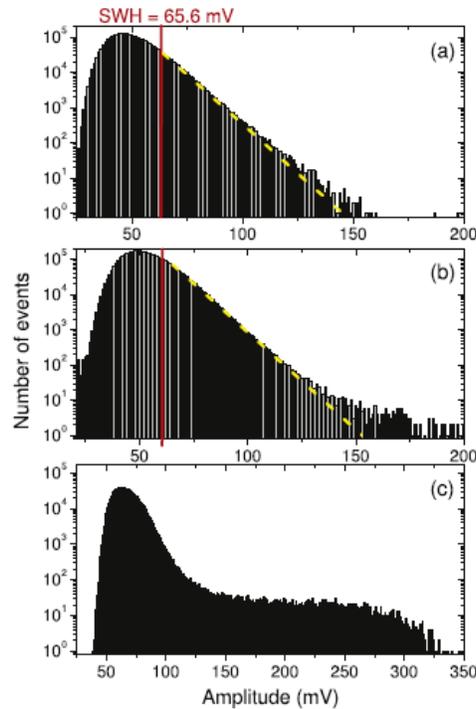


Figura 3.2.9 Distribución estadística registrando eventos de la energía del pulso a) sin inyección de onda continua, con inyección de onda continua a una potencia b) 1.6 mW y c) 2 mW. (Gráfico tomado de la referencia [6])

En cuestión de detección, si son ondas gigantes disipativas en intensidad se debe considerar un ancho de banda óptimo, para tener la resolución suficiente que pueda medir las fluctuaciones generadas en el pulso. De hecho, las fluctuaciones que se dan en la estructura interna del NLP, que pueden ser ondas gigantes, no pueden ser identificadas con un osciloscopio a pesar de tener un ancho de banda muy grande ($\sim 20\text{GHz}$), debido a que estos eventos necesitan una resolución de ps o sub-ps. En estos casos se recurre usualmente a identificar ondas gigantes espectrales (a un ancho de banda accesible) a partir del método de la transformada de Fourier dispersiva.

En la detección de ondas gigantes disipativas en los pulsos de ruido existe un método al aplicar un NOLM, utilizando la respuesta ultra-rápida en el tiempo ($\sim fs$) del efecto Kerr en la fibra óptica [10]. El método consiste en una reconstrucción de la estadística de la intensidad de los pulsos a partir de mediciones de energía

a través de un NOLM, el cual funciona como un filtro en potencia. En específico, en la Fig. 3.2.10 se muestra la transmisión que tiene una señal (pulso de ruido con un perfil temporal complejo) al pasar a través del NOLM, la señal de entrada puede ser representada por una serie de rectángulos que obedecen a una distribución estadística de amplitudes. En particular, en la Fig. 3.2.10.a se tienen una distribución Gaussiana y en la Fig. 3.2.10.b se tiene una distribución uniforme. En este esquema la señal de entrada tiene la misma energía en a) y b) con diferente perfil temporal, pero a la salida la energía dependerá mucho de la distribución de amplitudes de cada perfil. Por lo tanto, la característica de energía transmitida contiene información para poder reconstruir la distribución estadística de las intensidades de los sub-pulsos en la que aparecerán las fluctuaciones de la estructura interna del pulso, que son imposibles de registrar en mediciones single-shot en tiempo real con un osciloscopio rápido al necesitar una resolución de ps ó sub-ps.

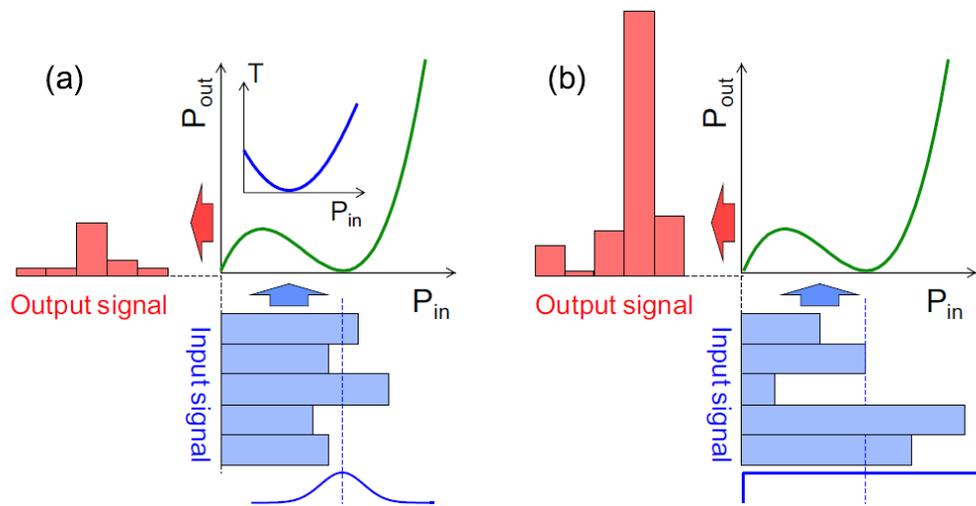


Figura 3.2.10 Ilustración del método para identificar ondas gigantes disipativas a partir de un NOLM, en donde se aprecia que en base a la curva característica de la potencia del NOLM (filtro en potencia) la transmisión de la señal de salida es diferente en el caso de que se tenga un paquetes de pulsos con la misma energía (área de los rectángulos) pero diferente distribución: a) distribución gaussiana y b) distribución uniforme (Figura tomada de la referencia [10]).

3.2.2.2 Generación de ondas gigantes disipativas a partir de explosión de solitones.

Como se estudió en la Sección 2.7, un láser de fibra óptica de amarre de modos que utiliza un absorbedor saturable rápido, es un sistema disipativo que se puede modelar por la CGLE y una de sus soluciones en una dinámica caótica es la presencia de una explosión de solitones. A nivel experimental existe un trabajo reciente, que identifica ondas gigantes disipativas a partir de explosiones de solitones [11], básicamente discute la evolución que sigue el pulso estable y en un instante indeterminado existe una inestabilidad en la cavidad que genera una explosión en la evolución de los pulsos, tal y como se muestra en las secuencias de la Fig.3.2.11.a-d. Estas explosiones generan fluctuaciones que estadísticamente fueron identificadas como

ondas gigantes al seguir una distribución estadística en forma de L y existir eventos mayores a 2.2 veces SWH (Fig. 3.2.11.d). Sin embargo, se identifica un gran número de eventos gigantes, esto se debe principalmente a que la explosión de solitones se da con mucha frecuencia y en el caso teórico, en la CGLE, se aprecia que las explosiones aparecen con cierta periodicidad (Fig. 2.7.4), por esta razón se pierde un poco la esencia de la definición de evento gigante, los cuales deben tener una probabilidad pequeña de aparición.

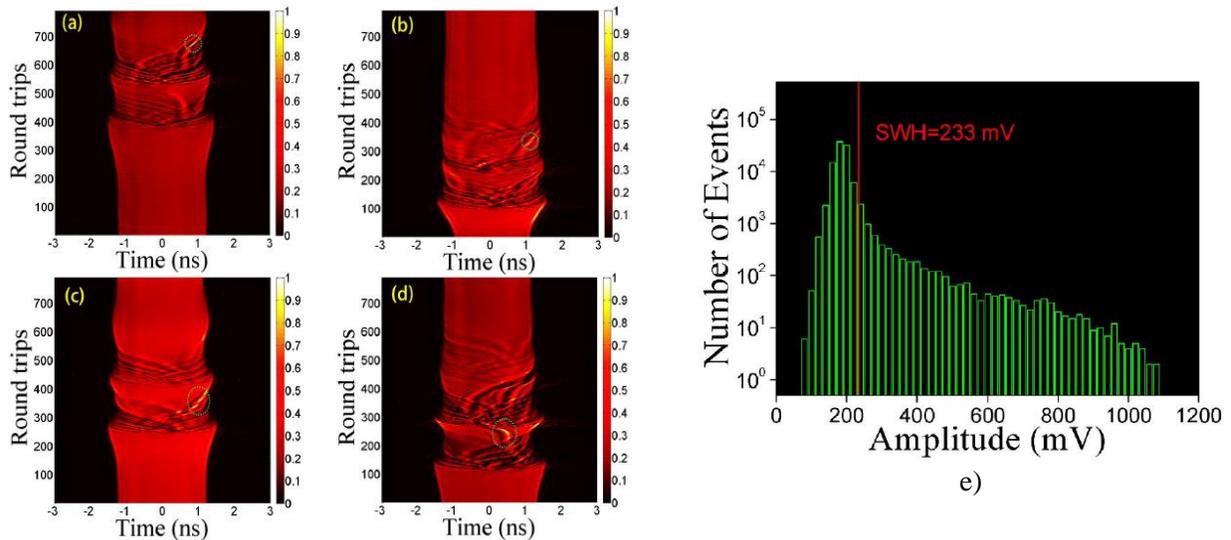


Figura 3.2.11 Evolución de 4 secuencias experimentales a), b), c) y d) de solitones disipativos en presencia de una explosión de solitones. e) distribución estadística de las amplitudes en un régimen de explosión de solitones. [Figura tomada de la referencia (11)].

3.2.2.3 Ondas gigantes disipativas en Noise-like Pulses (Pulsos de ruido).

Uno de los trabajos que más contribución ha tenido en la identificación de ondas gigantes disipativas, en la dinámica de un pulso de ruido es el de Lecaplain y Grelu [12]. En este, se estudian dos esquemas diferentes de láser de cavidad de anillo, uno con dispersión normal y el otro con dispersión anómala. Detectan ondas gigantes en energía y ondas gigantes espectrales; a continuación, se describen cada una de estas mediciones:

1) Ondas gigantes disipativas en energía.

La detección de las ondas gigantes disipativas en energía, en los dos esquemas del láser (régimen de dispersión anómala y régimen de dispersión normal), se identifican a partir de la medición de secuencias en tiempo real (durante un tiempo prolongado) registrando la energía de los pulsos. En ambos esquemas del láser, los eventos gigantes se generaron a partir de fluctuaciones en la estructura interna del pulso, sin embargo, detectar estas fluctuaciones es complicado por la demanda del ancho de banda que se necesita en el osciloscopio. Debido a que en la estructura interna del pulso de ruido están concentrados sub-pulsos con

una duración muy corta (duración de 326 fs en un régimen de dispersión normal y 83 fs en un régimen de dispersión anómala, estimados por mediciones de autocorrelación). Por lo anterior, Lecaplain y Grellu, se enfocan en medir solo la energía del NLP, ciclo tras ciclo, contando con que los eventos extremos que están emergiendo de la estructura fina de los paquetes alteren de forma significativa la energía total del paquete.

En el trabajo de Lecaplain [12] se presentan histogramas con millones de eventos de energía [mV] del NLP, para así probar contundentemente la existencia de ondas gigantes disipativas, como ya se mencionó a partir de los 4 criterios que se describieron en la Sección 3.1. En la Fig. 3.2.12.a se aprecia como en un régimen de dispersión normal se tiene una distribución Gaussiana y no hay evidencia de la existencia de ondas gigantes disipativas, al no presentar una distribución estadística en forma de L. En la Fig. 3.2.12.b se muestra el histograma de las energías [mV] del NLP, en un régimen de dispersión anómala, cuya distribución estadística tiene forma de L, verificando que sí existen eventos mayores que el doble de SWH ($2*SWH=99.4mV$), que son considerados ondas gigantes disipativas; por lo general, será una mínima cantidad de eventos, pero superior a lo que predice una estadística estándar estilo gaussiana.

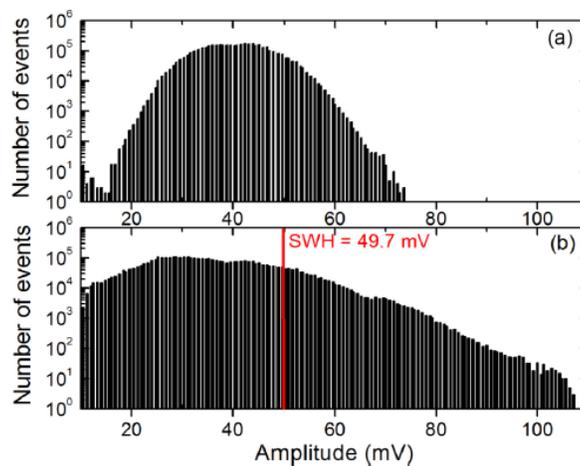


Figura 3.2.12 a) Histograma de la amplitud de NLP en un régimen de dispersión normal. b) Histograma de la amplitud de NLP en un régimen de dispersión anómala. (Figura tomada de la referencia [12]).

En el régimen de dispersión anómala, la duración de la envolvente y los sub-pulsos que la conforman, es más corta debido a que se tiene espectro ancho $\sim 80nm$ (generado por el efecto de Raman SFS) (Fig. 3.2.13.b), propiciando un régimen de pulsos más caótico con fluctuaciones notorias en la energía, que pueden ser registradas por el equipo de medición. Todo lo contrario, ocurre con el arreglo en un régimen de dispersión normal en donde la duración de los sub-pulsos es mayor y el ancho espectral mucho menor (Fig. 3.2.13.a). Su dinámica no es tan caótica como en el caso anterior, por lo que existe una menor cantidad de eventos gigantes en la estructura interna del pulso de ruido, que difícilmente se verán reflejados en los cambios de la energía del paquete, sin embargo, no se descarta la presencia de ondas gigantes disipativas.

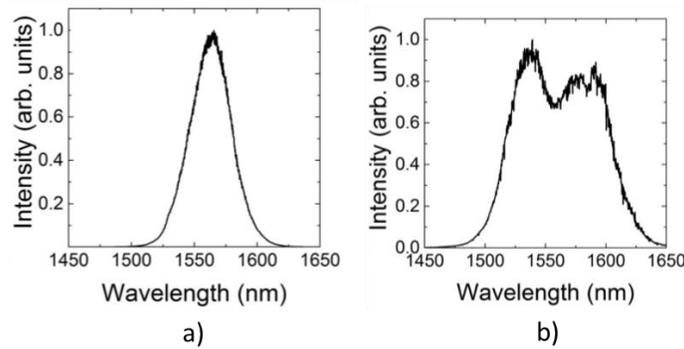


Figura 3.2.13 Espectro en el arreglo con a) régimen de dispersión normal y b) régimen de dispersión anómala. (Gráfico tomado de la referencia [12]).

2. Ondas gigantes disipativas espectrales.

En la detección de ondas gigantes disipativas, en el dominio del tiempo (eventos muy intensos y cortos $< \text{ps}$), en ocasiones a pesar de tener un ancho de banda muy grande ($\sim 20 \text{ GHz}$), no se tiene la resolución suficiente para detectar ondas gigantes asociadas a las fluctuaciones en la estructura interna del NLP, para resolver este problema Lecaplain y sus colaboradores [12] implementan una técnica en donde existe un ensanchamiento temporal dispersivo del pulso conocida como DFT (por sus siglas en inglés, Dispersive Fourier Transform), en donde la demanda de ancho de banda es menor.

A partir de la técnica DFT, se puede medir la evolución del espectro a cada ciclo asociado al pulso de ruido, con una medición single-shot usando un osciloscopio rápido. Se implementa un medio dispersivo en esta técnica con la finalidad de que el perfil temporal del pulso se pueda aproximar al perfil espectral, es decir, que el pulso de ruido en el medio dispersivo sufrirá un ensanchamiento en su duración en al menos un orden de magnitud y al implementar la transformada dispersiva de Fourier se podrá tener la evolución del espectro a cada ciclo en la cavidad (Fig. 3.2.14). Con lo anterior, se podrán identificar picos espectrales de gran intensidad asociados a ondas gigantes espectrales (Spectral Rogue Waves), sin perder de vista que estos eventos son producidos por las fluctuaciones de la estructura interna del pulso de ruido. Sin embargo, estas ondas gigantes espectrales no se pueden relacionar con las ondas gigantes disipativas en intensidad en el dominio del tiempo, ya que esta técnica no permite reconstruir el perfil temporal del pulso al no tener la fase asociada a cada espectro registrado en los disparos.

En ambos regímenes de dispersión, se encontraron ondas gigantes espectrales al cumplir con los criterios de tener una distribución estadística en forma de L y existir eventos mayores a 2.2 veces el parámetro SWH (Figura 3.2.15). En el caso anterior, no se encontraron ondas gigantes en energía para un régimen de dispersión normal, ya que el ancho de banda de 6 GHz del osciloscopio no es suficiente para registrar las

fluctuaciones en el pulso de ruido en este régimen. Sin embargo, con la técnica DFT, la resolución del osciloscopio es suficiente para poder registrar los eventos extremos asociados a las ondas gigantes.

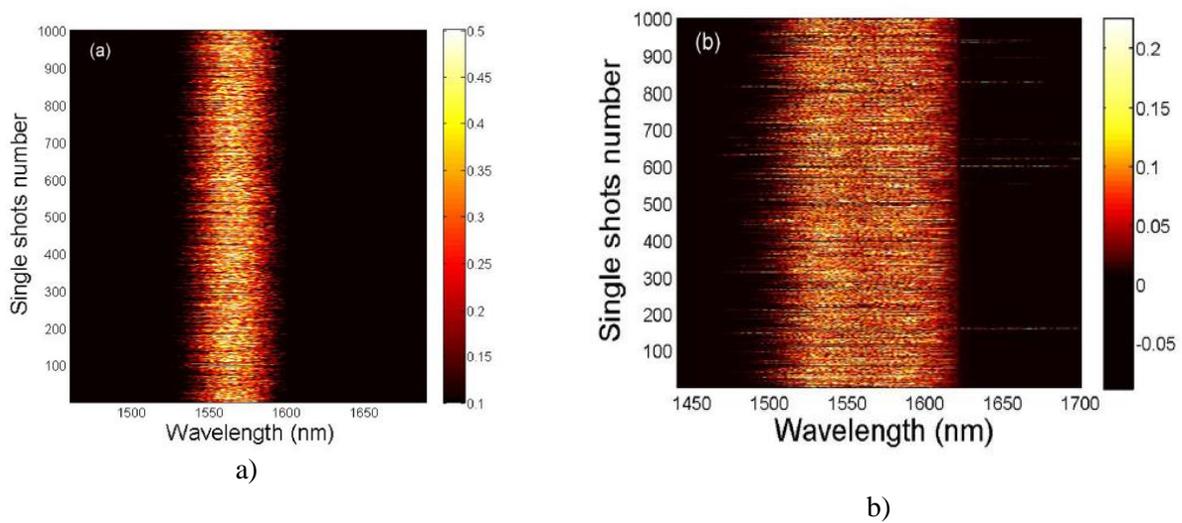


Figura 3.2.14 Evolución espectral single-shot utilizando la técnica de transformada de Fourier dispersiva para a) un régimen de dispersión normal y b) un régimen de dispersión anómala. (Gráficos tomados de la referencia [11])

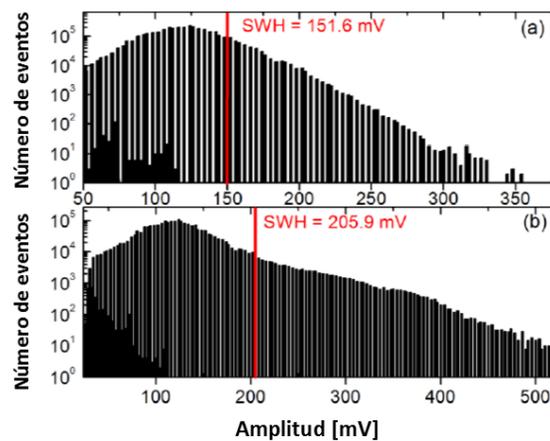


Figura 3.2.15 Histogramas de la distribución de las intensidades pico de los espectros registrados en a) un régimen de dispersión normal y b) un régimen de dispersión anómala. (Gráficos de la referencia [12]).

Dentro del estudio de pulsos de ruido existe una categoría en específico llamada **Raman Noise-like pulse**, los cuales son paquetes de sub-pulsos, cuyo espectro contiene una componente Raman, que se genera a partir de que componentes espectrales de alta frecuencia, le ceden parte de su energía a componentes de frecuencia más baja. Un trabajo enfocado a la identificación de ondas gigantes disipativas en Raman noise-like pulses es el desarrollado por Runge y sus colaboradores [13], donde presentan un arreglo de un láser de fibra óptica de Yb (~200 m utilizando un NALM como absorbedor saturable) que puede generar fluctuaciones en pulsos tipo Raman noise-like pulse, que cumplen con los criterios para identificar ondas gigantes espectrales aplicando la técnica de DFT. Donde es posible identificar como va fluctuando la componente Raman en cada

adquisición (Fig. 3.2.16). En este caso las fluctuaciones del sistema están relacionadas directamente con el NALM. Al registrar una serie de eventos, a partir de la energía (área bajo la curva) de la componente espectral Raman $\sim[1,060 \text{ nm}, 1,090 \text{ nm}]$. Se concluye que la existencia de ondas gigantes disipativas, son generadas cuando se tiene una baja ganancia en la componente espectral Raman (Fig. 3.2.17.a). Por consiguiente, existe una ausencia de ondas gigantes disipativas al tener una ganancia Raman alta, en donde los eventos registrados siguen una distribución gaussiana (Fig. 3.2.17.b).

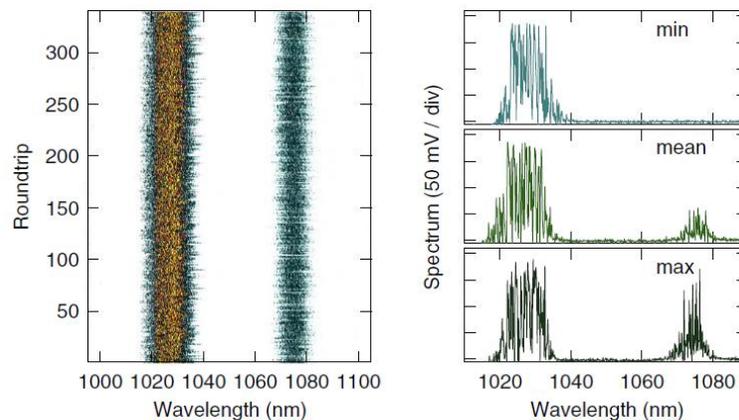


Figura 3.2.16 Evolución espectral de pulsos tipo Raman noise-like pulse a partir de la técnica de la transformada dispersiva de Fourier, se muestra como la componente espectral Raman a lo largo de la evolución a cada Round-trip puede tener una contribución mínima, promedio o máxima (Figura tomada de la referencia [13]).

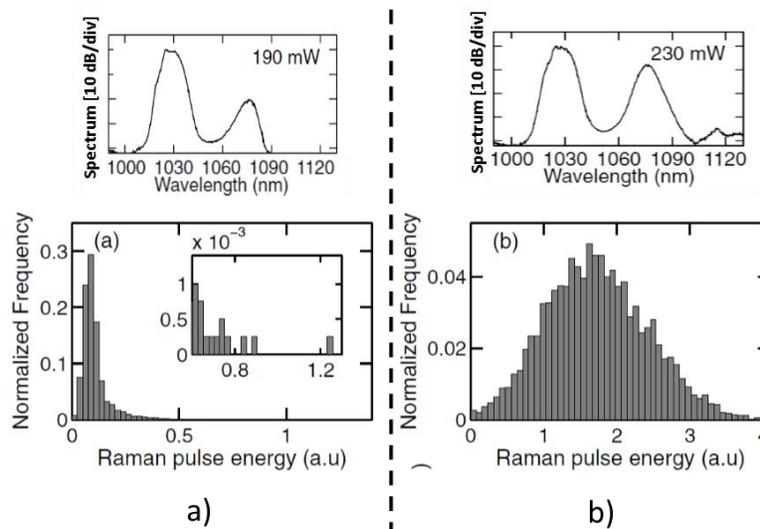


Figura 3.2.17 a) Espectro con una ganancia Raman baja $\sim[1,060 \text{ nm}, 1,090 \text{ nm}]$ y su respectivo histograma de la energía espectral de esta componente. b) Espectro con ganancia Raman alta $\sim[1,060 \text{ nm}, 1,090 \text{ nm}]$ y su respectivo histograma de la energía espectral de esta componente. (Figura tomada de la referencia [13]).

Referencias.

- [1] Broad W. J. **Rogue giants at sea.** [The New York times \(Julio 11, 2006\)](#)
- [2] Alexander N. Pisarchik, Rider Jaimes-Reátegui, Ricardo Sevilla-Escoboza, G. Huerta-Cuellar, and Majid Taki. **Rogue Waves in a Multistable System.** [Phys. Rev. Lett. 107, 274101 \(2011\).](#)
- [3] Solli. D.R., C. Ropers, B. Jalali. **Optical Rogue Waves.** [Nature 450, 1054-1057 \(2007\)](#)
- [4] John M. Dudley, Frédéric Dias, Miro Erkintalo and Goëry Genty. “**Instabilities, breathers and rogue waves in optics**”. [Nature Photonics 8, 755–764 \(2014\)](#)
- [5] N. Akhmediev, J.M. Soto-Crespo, and A. Ankiewicz. **Could rogue waves be used as efficient weapons against enemy ships?** [Eur. Phys. J. Special Topics 185, 259–266 \(2010\).](#)
- [6] C Lecaplain, Ph Grelu, J M Soto-Crespo and N Akhmediev. “**Dissipative rogue wave generation in multiple-pulsing mode-locked fiber laser**”. [J. Opt. 15 064005 \(2013\).](#)
- [7] C. Lecaplain, Ph. Grelu, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev. “**Dissipative Rogue Waves Generated by Chaotic Pulse Bunching in a Mode-Locked Laser**”. [Phys. Rev. Lett. 108, 233901 \(2012\)](#)
- [8] Alexandr Zaviyalov, Oleg Egorov, Rumen Iliev, and Falk Lederer. “**Rogue waves in mode-locked fiber lasers**”. [Phys. Rev. A 85, 013828 \(2012\).](#)
- [9] J. M. Soto-Crespo, Ph. Grelu, and Nail Akhmediev. “**Dissipative rogue waves: Extreme pulses generated by passively mode-locked lasers**”. [Phys. Rev. E 84, 016604 \(2011\).](#)
- [10] O. Pottiez, R.Paez-Aguirre, J.L.Cruz, M.V.Andrés, E.A.Kuzin. “**Statistical characterization of the internal structure of noise-like pulses using a nonlinear optical loop mirror**”. [Opt. Commun. 377, 41-51 \(2016\).](#)
- [11] Meng Liu, Ai-Ping Luo, Wen-Cheng Xu, and Zhi-Chao Luo, “**Dissipative rogue waves induced by soliton explosions in an ultrafast fiber laser**”. [Opt. Lett. 41, 3912-3915 \(2016\).](#)
- [12] C. Lecaplain and Ph. Grelu. “**Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: An experimental investigation**”. [Phys. Rev. A 90, 013805 \(2014\).](#)
- [13] Runge Antoine F. J. Claude Aguegaray, Neil G. R. Broderick, and Miro Erkintalo. “**Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser**”. [Opt. Lett. 39, 319-322 \(2014\).](#)

Capítulo 4| Arreglo Experimental.

4.1 Arreglo experimental del láser de cavidad de anillo.

El arreglo experimental (Fig. 4.1.1) consiste en un láser de cavidad de anillo que produce pulsos cortos ($\sim 1ps$) con un amarre de modos, producido a partir de un absorbedor saturable artificial, generado por el mecanismo de la rotación de polarización no lineal y un polarizador lineal [ver Sección 1.3.3.2]. Consta de aproximadamente 20 metros de fibra óptica, de los cuales 1 metro corresponde a la fibra dopada con Erblio (Liekki ER30-4/125) utilizada como un medio amplificador y 19 metros de fibra estándar SMF-28.

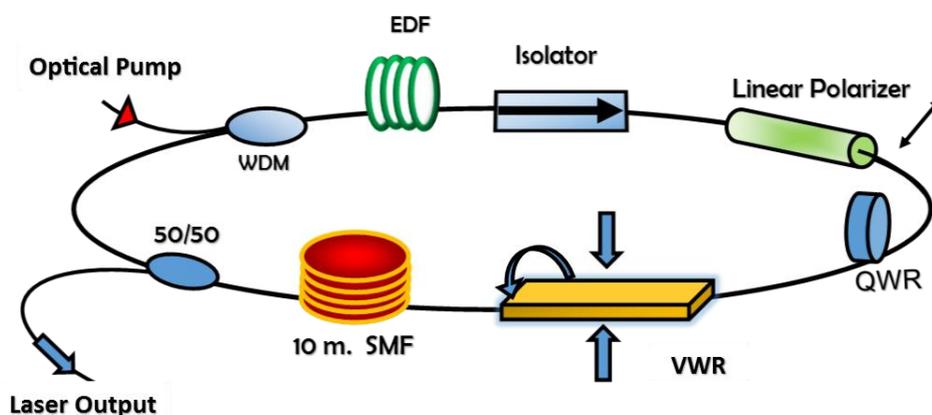


Figura 4.1.1 Esquema del láser de cavidad de anillo.

La fibra dopada con Erblio se bombea a partir de un WDM (Wavelength Division Multiplexing) acoplado con un diodo láser que emite una longitud de onda a 980 nm con una potencia que va de 100 a 300 mW. Después de la fibra dopada con Erblio, se colocó un aislador para garantizar que la operación del láser sea unidireccional. Para tener un control de polarización se utilizó un polarizador lineal, una placa retardadora de un cuarto de onda (QWR por sus siglas en inglés Quarter Wave Retarder) y una placa retardadora de onda variable (VWR por sus siglas en inglés Variable Wave Retarder), que puede modificar el estado de polarización, a partir de generar una compresión sobre una pequeña porción de la fibra y también al rotar la fibra. Después de la placa VWR se tiene un carrete de 10 m. de fibra SMF-28 y finalmente un acoplador 50/50 que debe de conservar la polarización de la luz, que se va hacia la salida del láser. Es de mayor importancia, que el brazo del acoplador, que vuelve a inyectar el pulso en la cavidad, conserve la polarización a la salida del carrete de 10 metros de fibra SMF-28.

El láser se caracterizó en polarización a baja potencia para garantizar que la placa retardadora de cuarto de onda (QWR) modifique el estado de polarización lineal, que proviene del polarizador, a un estado de

polarización circular. La placa retardadora de onda variable VWR se ajustó en el momento de la caracterización, se ajustó de tal forma que se conserve la polarización circular, seguido de estos elementos se encuentra un carrete de 10 metros de fibra SMF 28, el cual consta de un diámetro grande para poder evitar una contribución de birrefringencia inducida, debido a su curvatura. Sin embargo, para impedir que el estado de polarización circular cambie al propagarse en el carrete, fue necesario aplicar una torsión (5 vueltas por metro) para poder contrarrestar la contribución de la birrefringencia lineal propia de la fibra óptica. Cabe destacar, que la única función que debe de tener el carrete de 10 m de fibra SMF-28, es introducir dispersión anómala al arreglo experimental, así como aumentar el periodo de los pulsos generados en la cavidad.

Como ya se mencionó el amarre de modos en esta configuración depende mucho de la polarización, por lo que se debe de controlar la temperatura del medio que rodea al láser (22°C es la temperatura óptima), ya que variaciones en la temperatura modifican el estado de polarización y pueden desestabilizar el láser.

En primera aproximación se calcula el régimen dispersión a partir de los 19 metros de fibra óptica SMF28 $\left(0.017 \frac{ps}{nm*m}\right)$ y un metro de fibra dopada con Erblio $\left(-0.038 \frac{ps}{nm*m}\right)$ por lo tanto se obtiene un parámetro de dispersión positivo lo cual indica que el láser está operando en un régimen de dispersión anómala.

$$D = D_{SMF28} + D_{EDF} = \left(0.017 \frac{ps}{nm * m}\right) * 19m + \left(-0.038 \frac{ps}{nm * m}\right) * 1m = 0.285 \frac{ps}{nm}$$

4.2 Régimen de pulso de ruido y paquetes de solitones

En este esquema del láser, con los ajustes en polarización, es posible tener un régimen de pulso de ruido NLP coexistiendo con paquetes de solitones, en específico solo se tienen 2 grados de libertad de la placa VWR (compresión y rotación de la fibra) para realizar los ajustes en polarización. Este régimen se identificó en primera aproximación en la respuesta espectral identificada en la Fig. 4.2.1.a, la curva roja centrada a 1531 nm, que es característica de un pulso de ruido (espectro cuya traza es continúa debido a que el analizador de espectros ópticos toma el promedio de un gran número de fluctuaciones, por lo que presentara una curva suavizada). El espectro centrado en 1558 nm es característico de solitones disipativos, debido a los picos conocidos como bandas laterales (Side-bands) o bandas de Kelly (Kelly Side-bands) que presenta. Las bandas laterales se deben a las ondas dispersivas generadas por el solitón que entran en resonancia con él. Una información importante que nos aportan las bandas de Kelly, es que mientras más intensas sean, más corta será la duración de los pulsos tipo solitón. En nuestro caso, debido a que la potencia pico de las bandas está por debajo de los 3 dB (50% de la potencia máxima), no se alcanzó que la duración del pulso este cerca de la mínima posible.

Más adelante, ciertos resultados experimentales de la evolución en el tiempo de los pulsos generados, nos dan indicios de la presencia del efecto no lineal Raman Self-Frequency Shift (“SFS”). En donde a partir de los pulsos cuyo espectro está centrado a 1531 nm, se genera una transición de estos hacia los pulsos, a un espectro centrado en 1558 nm, es decir, que a partir del pulso de ruido se generaran solitones. Un indicio de la existencia del Raman SFS se visualiza en el espectro centrado a 1531 nm (curva roja), donde se rompe su simetría tal y como se indica en la Fig. 4.2.1.a.

En la Fig. 4.2.1.b, se muestra el perfil temporal de los pulsos en tres periodos consecutivos (98.65 ns por cada periodo), en donde se visualiza la envolvente del pulso de ruido con un ancho temporal más amplio y con una intensidad mayor. Por otra parte, los pulsos de menor amplitud (dos quintas partes de la intensidad del pulso de ruido), representan la respuesta impulsional de paquetes de solitones (donde la intensidad representara la energía de los paquetes). En el gráfico de la Fig. 4.2.1.b, se tienen 8 paquetes de solitones, de los cuales de 6 son de una amplitud menor ~ 0.4 V y 2 paquetes con una amplitud mayor ~ 0.6 V. Posiblemente cada paquete de solitones conste de una cantidad específica de solitones en función de su amplitud (por ejemplo, los 6 que tienen una amplitud de 0.4 V podrían tener 2 solitones y los otros dos con una amplitud de 0.6 V podrían tener 3 solitones).

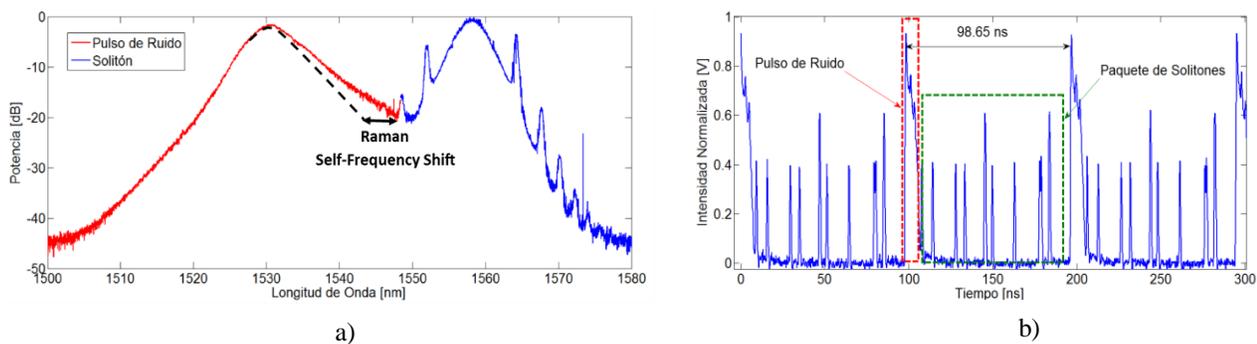


Figura 4.2.1 a) Espectro y b) evolución temporal del régimen ruido-solitón.

Los pulsos generados por en el láser de cavidad de anillo presentan un régimen fuera del caso estacionario, ya que el NLP y los paquetes de solitones están desincronizados. Por otra parte, en el Capítulo 5 se confirma un régimen fuera del caso estacionario, debido a la presencia de una dinámica altamente disipativa, en donde el pulso de ruido sufre constantes cambios en su perfil temporal conforme va evolucionando, a cada ciclo en la cavidad y los paquetes de solitones, que experimentan un aumento y disminución en su potencia pico.

Al reconstruir la secuencia temporal del pulso de ruido coexistiendo con 11 paquetes de solitones a lo largo 1,000 periodos consecutivos, a partir de una medición single-shot utilizando un osciloscopio Tektronix DPO 7354C con un ancho de banda de 3.5 GHz, implementando la técnica descrita en la sección 5.1. En donde en este caso, los 1,000 periodos consecutivos se redistribuyen en 1,000 ciclos consecutivos, para así poder analizar los paquetes de solitones, que se van desplazando en la misma proporción hacia la derecha conforme

se van propagando a cada ciclo en la cavidad y el pulso de ruido sigue una trayectoria fija (Fig. 4.2.2). Este desplazamiento temporal es conocido como “temporal walk-off”, que se debe a la presencia de diferentes velocidades de grupo asociadas al pulso de ruido y los paquetes de solitones al tener componentes espectrales distintas con un espaciamento $\Delta\lambda = 27 \text{ nm}$.

A partir del gráfico de la Fig. 4.2.2, se observa que los paquetes de solitones sufren un desplazamiento temporal constante hacia la derecha $\Delta\tau = 7.8 \text{ ns}$ en 1,000 ciclos ($\sim 0.098 \text{ ms}$). Por lo tanto, experimentalmente se comprueba que los paquetes de solitones tienen un desplazamiento temporal 7.8 ps a cada ciclo de evolución, lo cual es consistente con la dispersión de la cavidad, ya que al tener un parámetro $D = 0.285 \frac{\text{ps}}{\text{nm}}$ y un espaciamento espectral entre las componentes $\Delta\lambda = 27 \text{ nm}$, teóricamente se predice que los paquetes de solitones tendrán un desplazamiento de 7.695 ps a cada ciclo en la cavidad (Temporal walk-off = $(0.285 \frac{\text{ps}}{\text{nm}})(27\text{nm})$).

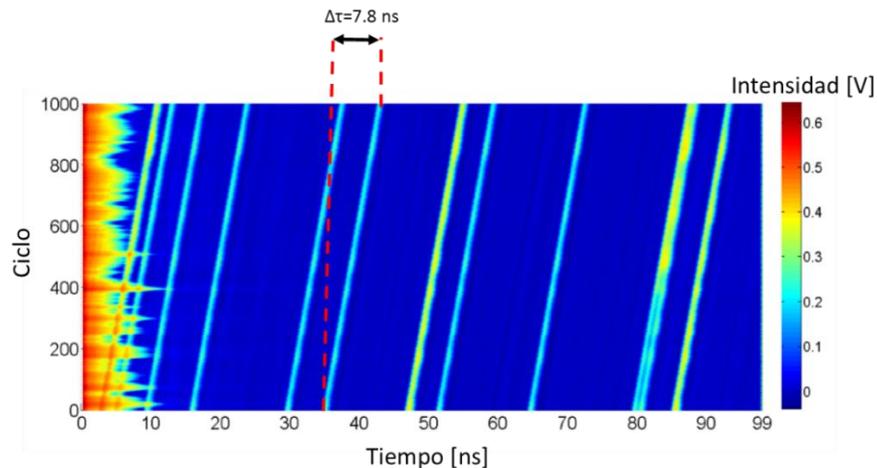


Figura 4.2.2 Evolución a cada ciclo en la cavidad láser del pulso de ruido (confinado de 0 a 5 ns) y 11 paquetes de solitones que sufren un desplazamiento uniforme de $\Delta\tau = 7.8 \text{ ns}$ en 1,000 ciclos (producido por: “Temporal walk-off”).

En secuencias con una mayor cantidad de ciclos (Fig. 4.2.3), se visualiza que los pulsos colisionan constantemente y también que la cantidad de paquetes de solitones no es constante, ya que conforme van evolucionando algunos se desvanecen o bien cierta componente del pulso de ruido se desplaza por el efecto de Raman Self-Frequency Shift (“SFS”) hacia los paquetes de solitones (Sección 5.1).

En la Fig. 4.2.3, se tiene la evolución del pulso de ruido (centrado en $\tau = 50\text{ns}$) con paquetes de solitones que experimentalmente sufren un desplazamiento temporal (walk-off) de 7.7 ps por ciclo con respecto al pulso de ruido. En la secuencia es posible identificar un paquete de solitón que se propaga sin desvanecerse y tiene una amplitud mucho mayor a los demás paquetes de solitones. Lo cual da como información, que existe una mayor cantidad de solitones confinados en el paquete. Este paquete de solitones queda alineado

con el pulso de ruido en sus colisiones (punto A, B y C) y debido al desplazamiento temporal (walk-off) constante en los pulsos, cada colisión ocurrirá con cierta periodicidad en el número de ciclos registrando 12,816 (del punto A al punto B) y 12,823 (del punto B al punto C). Con el parámetro de dispersión ($D = 0.285 \frac{ps}{nm}$) y el espaciamiento espectral ($\Delta\lambda = 27 \text{ nm}$) se identifica que el número esperado de ciclos en el que ocurre cada colisión, cuando el paquete de solitones sufre un espaciamiento temporal del orden de un periodo en la cavidad: 98.46 ns, debe de ser $\sim 12,795$ ciclos ($\#de \text{ ciclos en cada colisión} = \frac{98.46ns}{(0.285 \frac{ps}{nm})(27nm)}$), valor muy cercano a los valores experimentales.

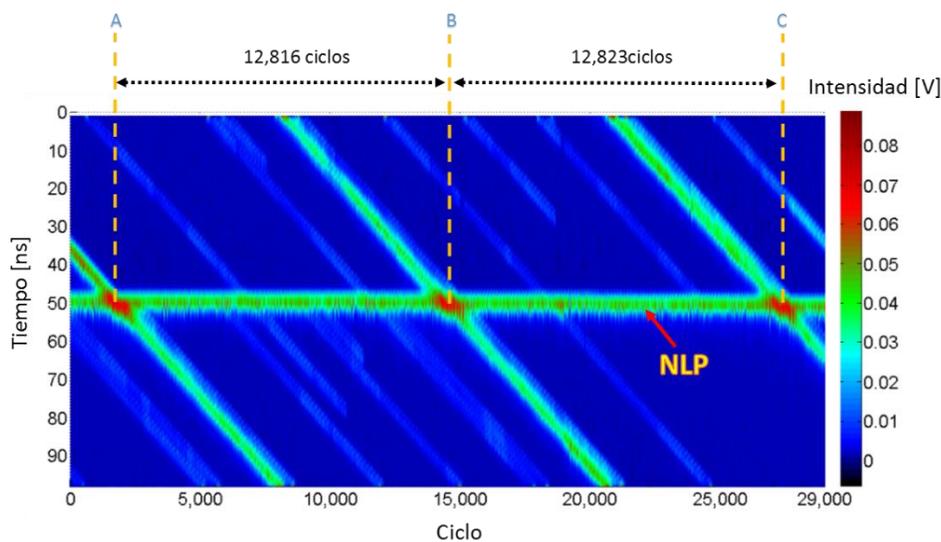


Figura 4.2.3 Evolución a cada ciclo en la cavidad del pulso de ruido (centrado en $\tau = 50 \text{ ns}$) y paquetes de solitones (con un desplazamiento temporal (walk-off) de 7.7 ps por ciclo). Se identifican 3 colisiones de un mismo paquete de solitones con el pulso de ruido (puntos A, B y C).

4.2.1 Implementación de filtro de Sagnac.

Para analizar la dinámica de los pulsos generados por el láser, se debe de comparar cómo se comporta el pulso de ruido al no existir contribución de los solitones y viceversa, la evolución que tienen los solitones al no estar presente el pulso de ruido. Por esta razón se implementó un filtro de Sagnac, que separa cada componente espectral asociada a estos pulsos. El filtro consta de dos placas QWR y 10 centímetros de fibra de alta birrefringencia (Hi-Bi), Fig. 4.2.4. Se optimizó experimentalmente la longitud de la fibra Hi-Bi, de modo que se asegure que el filtro tenga la transmisión máxima en un pico espectral y la transmisión mínima en el otro, esto significa idealmente que deben de existir 27 nm entre un máximo y un mínimo en la transmisión del pulso.

Con el filtro de Sagnac es posible filtrar cierta región del espectro, considerando el ángulo con que rotan las placas retardadoras, así como la longitud de la fibra de alta birrefringencia Hi-Bi. La longitud de esta fibra

es inversamente proporcional al ancho espectral que se va a filtrar, por lo que mientras más pequeña sea la longitud de fibra, mayor es el ancho espectral que deja filtrar. Pero también es importante la longitud de batido (Beat Length) de la fibra. Esto se refiere a que en una fibra birrefringente el estado de polarización sufre cambios, de tal forma, que de un periodo a otro, existirá el mismo estado de polarización, a este periodo se le conoce como longitud de batido.

A continuación, se describen los cambios que sufre la luz polarizada al entrar al filtro de Sagnac, tomando en cuenta que se trabaja a bajas potencias y que el filtro es invariante ante el estado de polarización de la luz incidente.

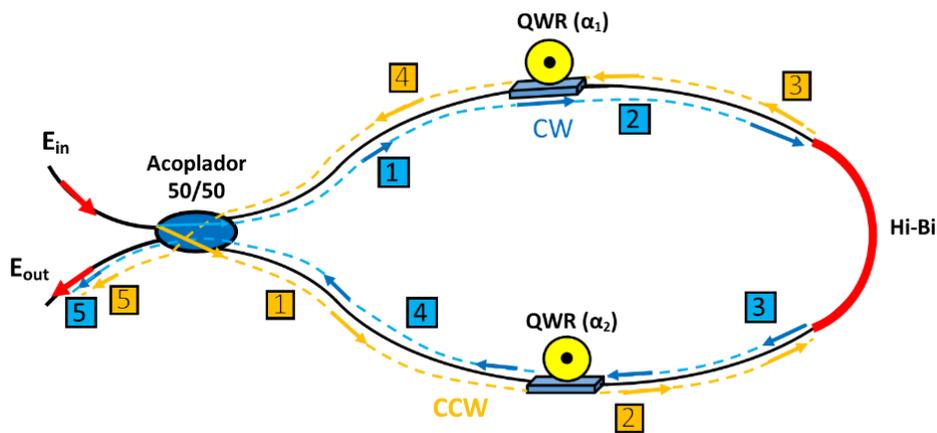


Figura 4.2.4 Esquema del filtro de Sagnac en donde se enumera las transiciones que sufre la luz incidente, el cual consta de dos placas retardadoras de un cuarto de onda (QWR) y fibra altamente birrefringente (Hi-Bi).

Se toma en cuenta que la luz incidente está representada con el campo E_{in} ; al pasar por el acoplador 50/50 el campo se distribuye en los dos brazos del filtro (sentido horario “CW” y en sentido anti-horario “CCW”), teniendo un 50% de intensidad, en cada dirección, por lo que su evolución se verá modificada al salir del filtro debido a las transiciones mostradas en la TABLA 1.

A la salida del filtro tendremos la superposición de los campos E_{cw} y E_{ccw} (ver. TABLA 1)

$$\vec{E}_{out} = \vec{E}_{cw}^V + \vec{E}_{ccw}^V$$

La transmisión del filtro de Sagnac está dada por:

$$T = \frac{|\vec{E}_{out}|^2}{|\vec{E}_{in}|^2}$$

TABLA 1. Secuencia que sigue la luz incidente en el filtro de Sagnac.

Sentido horario CW	Sentido anti-horario CCW
<p>1) El campo a la salida del acoplador reduce su amplitud en $1/\sqrt{2}$</p> $E_{cw} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_{in}$	<p>1) El campo a la salida del acoplador sufre un cambio de fase de $\frac{\pi}{2}$ y se reduce su amplitud en $1/\sqrt{2}$</p> $E_{ccw} = \frac{i}{\sqrt{2}} E_{in}$
<p>2) El estado de polarización del campo se modifica debido a una placa QWR rotada a un ángulo α_1.</p> $E'_{cw} = QWR(\alpha_1) * E_{cw}$	<p>2) El estado de polarización del campo se modifica debido a la placa QWR2 rotada a un ángulo α_2</p> $E'_{ccw} = QWR(\alpha_2) * E_{ccw}$
<p>3) El campo se modifica al pasar por la fibra Hi-Bi</p> $E''_{cw} = F * E'_{cw}$ <p>También el sistema de referencia cambia debido a que se dio una vuelta a la fibra (Se invierte el eje x)</p> $E'''_{cw} = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} E''_{cw}$	<p>3) El campo se modifica al pasar por la fibra Hi-Bi:</p> $E''_{ccw} = F * E'_{ccw}$ <p>También el sistema de referencia cambia debido a que se dio una vuelta a la fibra (Se invierte el eje x)</p> $E'''_{ccw} = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} E''_{ccw}$
<p>4) El estado de polarización de modifica al pasar por la placa QWR rotada a un ángulo α_2</p> $E'V_{cw} = QWR(\alpha_2) * E'''_{cw}$	<p>4) El estado de polarización se modifica al pasar por la placa QWR rotada a un ángulo α_1</p> $E'V_{ccw} = QWR(\alpha_1) * E'''_{ccw}$
<p>5) El campo finalmente vuelve a pasar por el acoplador 50/50, por lo que se reduce su amplitud a $1/\sqrt{2}$:</p> $E^V_{cw} = \frac{1}{\sqrt{2}} E'V_{cw}$	<p>5) El campo finalmente vuelve a pasar por el acoplador 50/50, por lo que se reduce su amplitud a $1/\sqrt{2}$ y se produce un cambio de fase de $\frac{\pi}{2}$</p> $E^V_{ccw} = \frac{i}{\sqrt{2}} E'V_{ccw}$

La longitud de onda con la que estamos trabajando es de 1550 nm (ya que como medio de amplificación se implementó fibra dopada con Erblio, la cual se bombeo a una longitud de onda de 980 nm). Para reproducir el comportamiento del filtro implementado en el arreglo experimental, se realizó un análisis numérico de la transmisión en función de la longitud de onda [ver [Apéndice II](#)] utilizando los parámetros de la fibra birrefringente (Hi-Bi) con una longitud de batido $L_b=4.1$ mm. A partir del programa del [Apéndice II](#), fue posible determinar los parámetros para que se logre filtrar únicamente la parte del espectro centrado a 1531 nm (pulso de ruido) o bien únicamente la parte espectral centrada a 1558 nm (Solitones), como se muestra en las curvas de transmisión de la Fig. 4.2.5. Se encontró la mejor configuración posible, para poder filtrar

las componentes espectrales considerando que el filtro sigue una curva de transmisión con un periodo $\Delta\lambda$, que se aproxima usando la Ec. 4.2.1. En el espectro de régimen Ruido-soliton (Fig. 4.2.1.a), la distancia entre los dos máximos que es de 27 nm, que representara medio periodo $\frac{\Delta\lambda}{2}$ de la curva de transmisión.

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_m L_b}{L} \quad (4.2.1)$$

donde λ_m es la longitud de onda central, L_b es la longitud de batido y L es la longitud de la fibra birrefringente.

Con lo que se tienen los parámetros suficientes para determinar la longitud óptima para implementar en el filtro de Sagnac, para así, poder filtrar las componentes espectrales asociadas con el pulso de ruido y los paquetes de solitones. De la Ec. 4.2.1 la longitud de la fibra birrefringente es $L = \lambda_m \frac{L_b}{\Delta\lambda} = (1550 \text{ nm}) \frac{4.1 \text{ mm}}{54 \text{ nm}} = 11.76 \text{ cm}$. Fijando esta distancia L y la longitud de batido, se ajusta la curva de transmisión rotando las placas retardadoras QWR del filtro. El efecto que estas provocan, es desplazar la región espectral que se está filtrando, así como controlar la transmisión máxima. Para poder filtrar el pulso de ruido (Fig. 4.2.5.a) (cuyo espectro está centrado en 1531 nm), en el análisis numérico se ajustaron los ángulos de las placas con la siguiente orientación $\alpha_1 = 45^\circ$ y $\alpha_2 = 155^\circ$. Del mismo modo, para filtrar el espectro de los solitones (Fig. 4.2.5.b) (centrado en 1558 nm) la orientación de las placas retardadoras es $\alpha_1 = 45^\circ$ y $\alpha_2 = 70^\circ$. Para poder visualizar la parte espectral que transmite el filtro en la Fig. 4.2.3.c, se analiza, que la curva de transmisión coincide correctamente con la parte espectral de los pulsos que se están filtrando.

Este análisis numérico se apega mucho al resultado experimental, por lo que se procedió a analizar el efecto que tienen las placas retardadoras. Al fijar la placa QWR(α_2) e ir rotando la placa QWR(α_1), la curva de transmisión se desplaza y también se tiene una variación en la transmisión máxima (Fig. 4.2.6.a).

Un aspecto importante del filtro, es que la longitud de la fibra birrefringente estará determinando el ancho espectral que se desea filtrar, ya que la longitud de la fibra es inversamente proporcional al ancho espectral a filtrar (Ec. 4.2.1). En la Fig. 4.2.6.b, se aprecia como al modificar únicamente la longitud de la fibra birrefringente se va modificando la transmisión, por lo que para longitudes de fibra cortas que no superan los 10 cm se logra filtrar un solo segmento de longitudes de onda, mientras que para longitudes más largas ($L > 10 \text{ cm}$) se filtran varios segmentos de longitudes de onda.

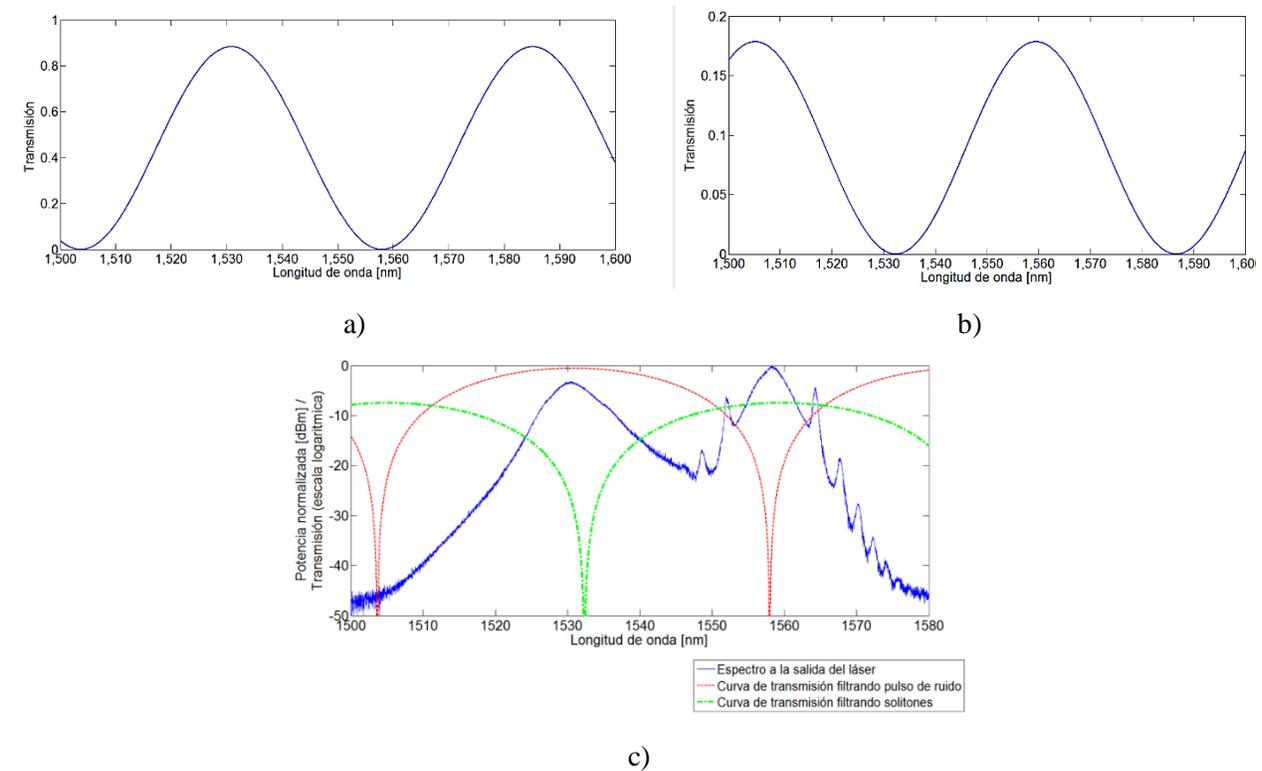


Figura 4.2.5 Resultado numérico de la Transmisión en función de la longitud de onda del filtro de Sagnac a) Filtrando espectro centrado en 1530 nm. b) Filtrando espectro centrado en 1560 nm. c) superposición de la curva de transmisión al filtrar pulso de ruido (curva roja) y solitón (curva verde) con la medición experimental del espectro.

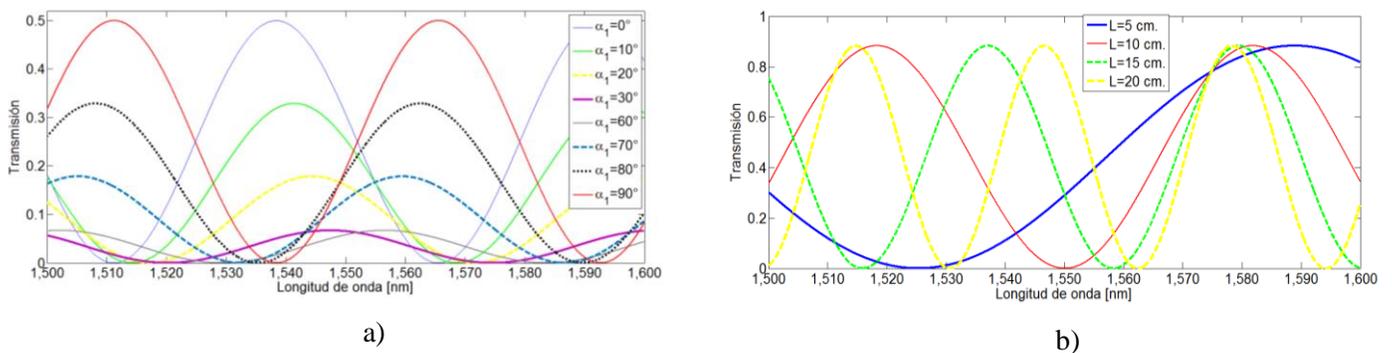


Figura 4.2.6 a) Transmisión a la salida del filtro de Sagnac, a diferentes ángulos de α_1 dejando fijo el ángulo de la placa QWR $\alpha_2 = 45^\circ$. b) Transmisión en función de la longitud de onda al ir variando la longitud de la fibra birrefringente, dejando fijo $L_b = 2.5$ mm y los ángulos de las placas retardadoras QWR.

Experimentalmente en el filtro de Sagnac se implementó una fibra birrefringente de longitud $L=8$ cm y una longitud de batido reportada por el fabricante de $L_b=4.1$ mm, operando a bajas potencias fue posible separar la componente espectral asociada al pulso de ruido (Fig. 4.2.7.a) y la componente asociada a los paquetes de solitones (Fig. 4.2.7.b). Sin embargo, como se aprecia en la transmisión de la Fig. 4.2.5, el filtro logra eliminar ciertas componentes espectrales alrededor de 1531 nm o 1558 nm, no obstante, en la parte experimental existe

cierto remanente de solitones y pulso de ruido, aunque es mínimo, debido a que los espectros son anchos, y la transmisión del filtro vale cero solo en una longitud de onda particular.

Al implementar el filtro de Sagnac a la salida del láser, debido a la longitud de fibra óptica que consta el filtro, se genera un retraso temporal de los pulsos de 28.7 ns, tal y como se puede apreciar en el gráfico de la Fig. 4.2.8, en donde a la salida del láser, el pulso de mayor intensidad representa al pulso de ruido y los pulsos de menor amplitud son los paquetes de solitones. Al pasar por el filtro de Sagnac, los pulsos correspondientes a los paquetes de solitones se eliminan teniendo únicamente la contribución de pulso de ruido.

A partir del retraso temporal, es posible calcular los metros de fibra óptica que se implementaron en el filtro Sagnac. A partir de la siguiente expresión, en donde la longitud calculada de la fibra SMF-28 utilizada fue 5.93m, sin olvidar que se utilizó 10 cm de fibra altamente Birrefringente (Hi-Bi), se obtiene

$$L_{filtro} = C_m * \Delta t = \frac{C_0}{n} * \Delta t = \frac{3 * 10^8 \frac{m}{s}}{1.45} * (28.7ns) = 5.93m.$$

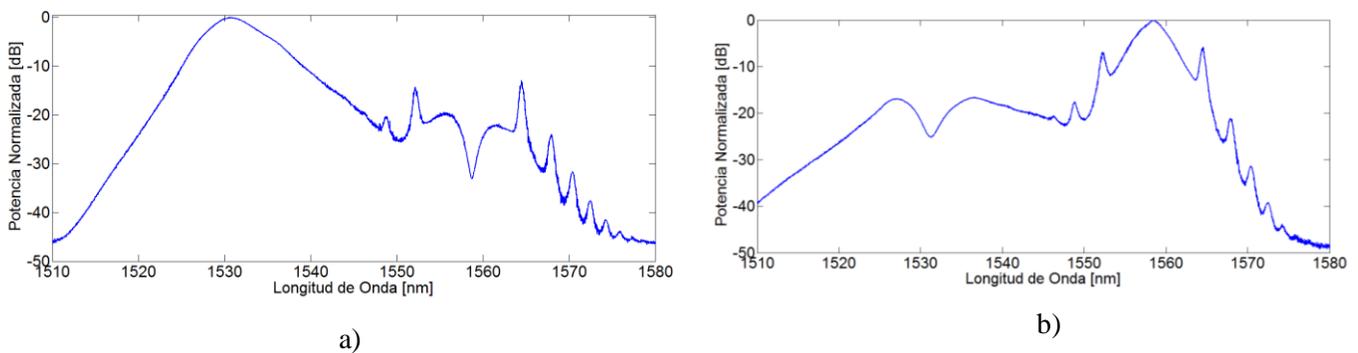


Figura 4.2.7 Espectro filtrando a) pulso de ruido y b) solitones.

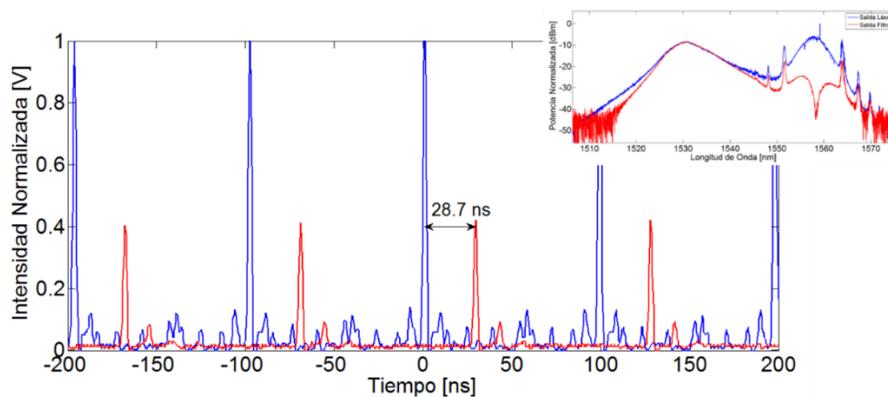


Figura 4.2.8 Retraso temporal que sufre el pulso de ruido al ser filtrado con su correspondiente respuesta espectral a la salida del láser (traza azul) y a la salida del filtro (traza roja).

4.2.2 Medición de autocorrelación.

Al filtrar cada una de las componentes espectrales correspondiente al pulso de ruido o los solitones, se realizó la medición de autocorrelación para determinar la duración de los pulsos. En la fig. 4.2.9.a, se muestra la autocorrelación correspondiente al pulso cuya respuesta espectral está centrada en 1531 nm, donde se confirma que es un pulso de ruido debido a la forma y amplitud del pedestal que presenta, con una duración del pico de coherencia de 2.43 ps. En la figura 4.2.9.b, se presenta la autocorrelación de los solitones, dando una duración de 2.07 ps. Esta medición, debido a la forma del pedestal que presenta (relativamente uniforme), nos da información de que los solitones son paquetes de pulsos que se mueven unos respecto a otros y no son equidistantes entre sí.

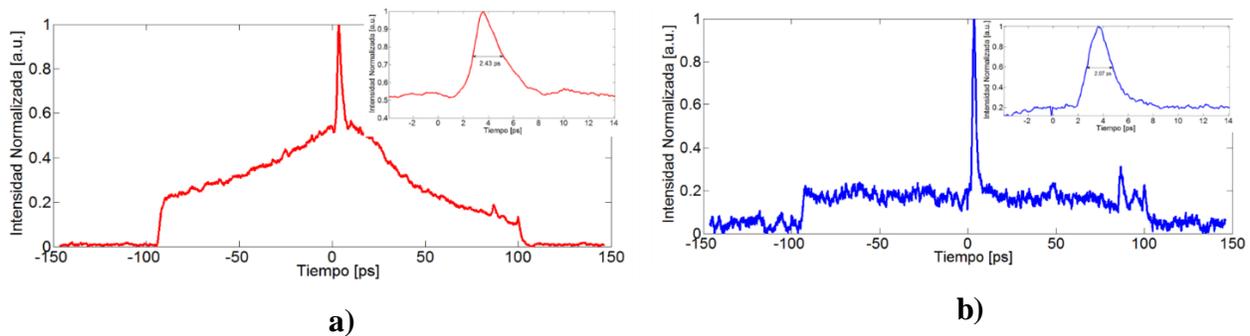


Figura 4.2.9 a) Autocorrelación del pulso de ruido. b) Autocorrelación de los pulsos tipo solitón.

4.2.3 Medición con osciloscopio de muestreo.

Otra medición con la que podemos identificar un pulso de ruido, es al analizar la traza en un osciloscopio de muestreo Fig. 4.2.10, ya que los pulsos de ruido se caracterizan por una envolvente, con una duración ancha que consta de cientos o miles de sub-pulsos. Se implementó una medición con un osciloscopio de muestreo HP-54750 con un fotodetector de 25 GHz, dando un tiempo de respuesta de 40 ps, el equipo dispara sobre el pulso de ruido debido a que es el de mayor amplitud. El modo de operación del osciloscopio de muestreo, es reconstruir el perfil temporal de los pulsos a partir de muestras tomadas sobre los pulsos en ciclos consecutivos (una medición por ciclo). Es decir, que con esta medición se puede generar una envolvente del pulso de ruido (Fig. 4.2.10.d), en donde cada punto (~ 40 ps) es el promedio de la energía colectiva de los sub-pulsos, en esta medición, la reconstrucción del perfil temporal de los paquetes de solitones (Fig. 4.2.10.c) no es correcta, debido a que estos pulsos presentan una dinámica donde se trasladan a lo largo de todo el periodo, por lo que se puede observar un mismo paquete de solitones en varias posiciones durante la medición, registrando un mayor número de paquete de solitones de los que en realidad se tiene.

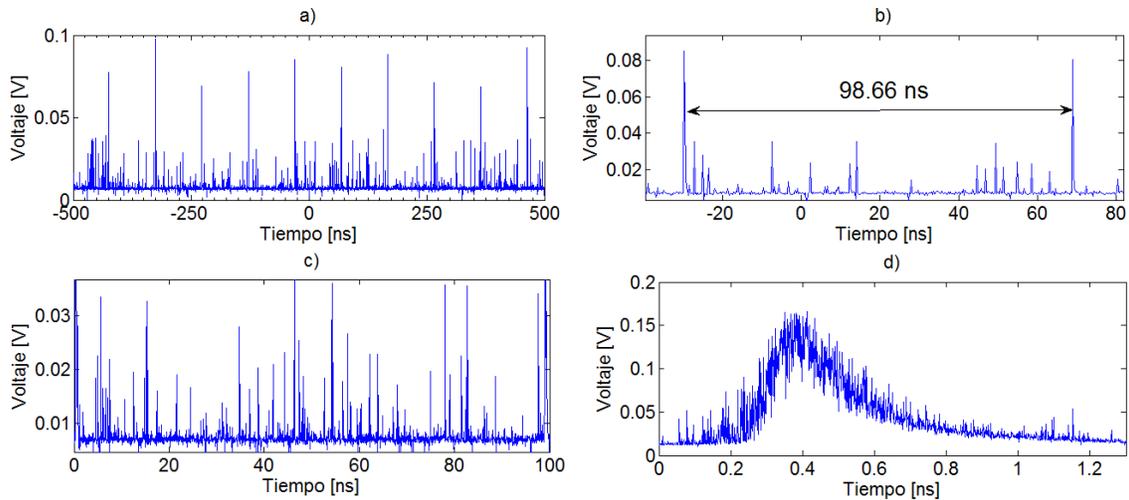


Figura 4.2.10 medición en osciloscopio de muestreo a) a la salida del láser. b) De un periodo a la salida del láser. c) filtrando los paquetes de solitones d) filtrando pulso de ruido.

4.3 Caracterización del láser de fibra óptica de cavidad de anillo.

Fue caracterizado el espectro a la salida del láser, al ir decreciendo la potencia de bombeo. Al visualizar la evolución del espectro en función de la potencia de bombeo, Fig. 4.3.1, claramente se identifica que la parte correspondiente al pulso de ruido (espectro centrado en 1530 nm), no sufre una variación en su ancho espectral. No obstante, en cuanto a la parte espectral asociada a los solitones (espectro centrado a 1560 nm), su ancho espectral va disminuyendo conforme la potencia de bombeo decrece.

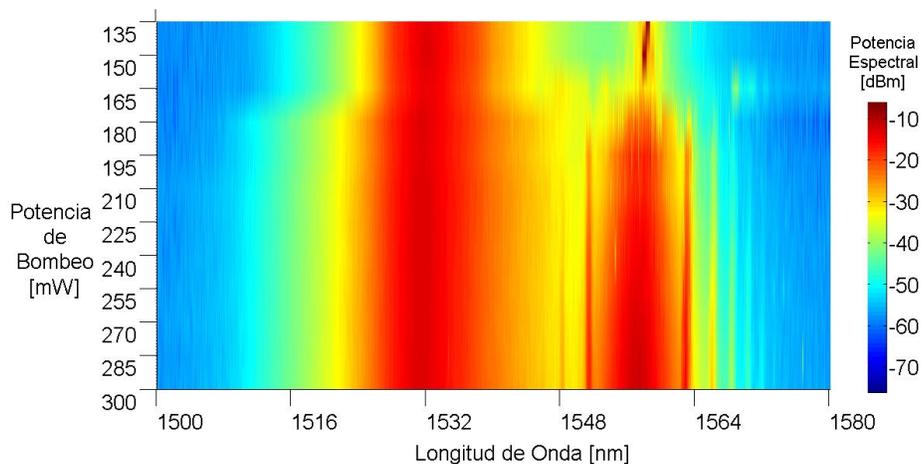


Figura 4.3.1 Respuesta espectral a diferente potencia de bombeo del régimen pulso de ruido y paquetes de solitones.

Para analizar más a fondo el comportamiento que tienen los pulsos en función de la potencia de bombeo se utilizó el filtro de Sagnac para medir tanto su respuesta espectral y temporal.

4.3.1 Variación del pulso de ruido en función de la potencia de bombeo.

A continuación, se muestra la evolución del espectro del pulso de ruido al ir decreciendo la potencia de bombeo, como se aprecia en la Fig. 4.3.2.a no existen cambios perceptibles en el ancho espectral, lo que sí es posible apreciar es que las bandas laterales de Kelly (asociadas con el espectro residual de los paquetes de solitones) van decreciendo conforme el bombeo disminuye. El filtro de Sagnac al transmitir el espectro correspondiente al pulso de ruido, presenta una transmisión casi constante cuando se tiene una potencia de bombeo que va de 187.5 mW a 300 mW, como se aprecia en la Fig. 4.3.2.b.

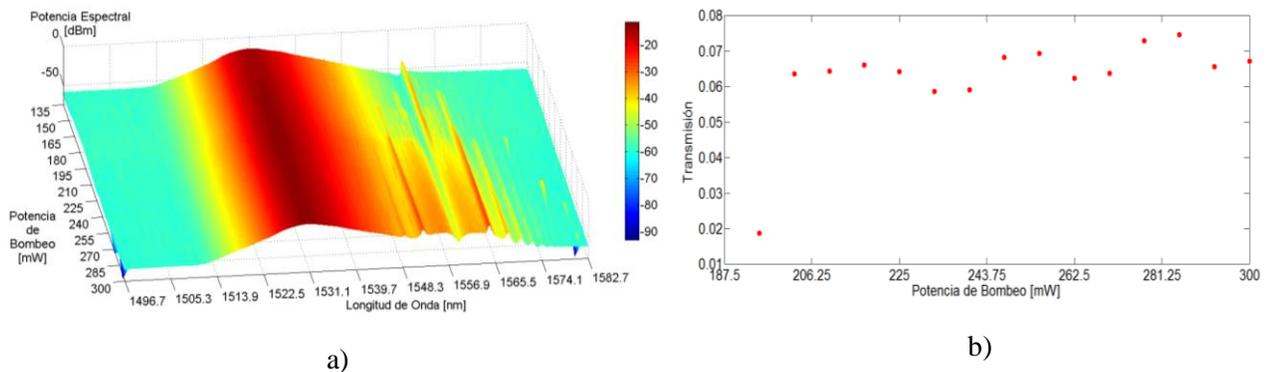


Figura 4.3.2 a) Evolución del espectro en función del bombeo al filtrar pulso de ruido. b) Transmisión filtrando pulso de ruido en función de la potencia de bombeo.

Al estudiar el perfil temporal que tiene el pulso de ruido, al ir decreciendo la potencia de bombeo de 300 mW a 210 mW, no se observan cambios en la intensidad máxima (Fig. 4.3.3). Sin embargo, si se aprecia una mínima variación en el ancho temporal del pulso y también un ligero cambio en su forma en donde se tiene un segundo máximo, que cambia de posición en cada traza e inclusive no está presente a 225 y 210 mW. No obstante, estos cambios no se deben a la variación de la potencia de bombeo, sino a la dinámica altamente disipativa del pulso de ruido, que produce una ligera fragmentación de la envolvente (ver Sección 5.1 y 5.3.1).

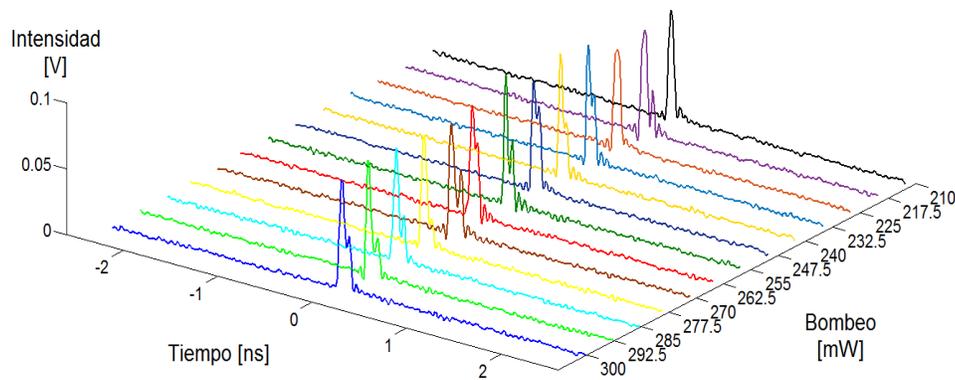


Figura 4.3.3) Envolvente del pulso de ruido en función del bombeo del láser.

4.3.2 Variación de los solitones en función de la potencia de bombeo.

A continuación, se muestra la evolución del espectro asociado a los paquetes de solitones a la salida del filtro de Sagnac, en función de una potencia de bombeo, la cual fue decreciendo de 300 mW a 72 mW (Fig. 4.3.4.a), así como la curva de transmisión del filtro de Sagnac en función de la potencia de bombeo, observando una ligera variación (Fig. 4.3.4.b). Al ir descendiendo la potencia de bombeo no existieron cambios significativos en el espectro, ni en la transmisión; sin embargo, si se modificó la dinámica que siguen los paquetes de solitones confirmándolo al analizar la evolución que tiene su perfil temporal a cada ciclo que completa en la cavidad (Fig. 4.3.5). Observando que para todos los casos, se conserva el desplazamiento temporal (walk-off) de ~ 7.7 ps por ciclo, en específico, se tiene que a potencias de bombeo bajas (75 y 112.5 mW), los solitones se confinan en una sola envolvente (con un ancho temporal ~ 1 ns) y conforme la potencia de bombeo aumenta, varios paquetes de solitones se van distribuyendo a lo largo de todo el periodo en la cavidad, al mismo tiempo, al incrementar la potencia de bombeo, se está generando un mayor número de solitones.

A una potencia de bombeo mayor a 210 mW, se aprecia que a nivel espectral, aparece un remanente de pulso de ruido (Fig. 4.3.4 a). Este remanente también se visualiza en la evolución de los solitones (Fig. 4.3.5) y experimentalmente se podrá visualizar el efecto de Raman SFS, a partir de que un paquete de solitones emane del remanente de pulso de ruido, debido a un desplazamiento espectral de la energía (ver [Sección 5.1](#) y [5.3](#)).

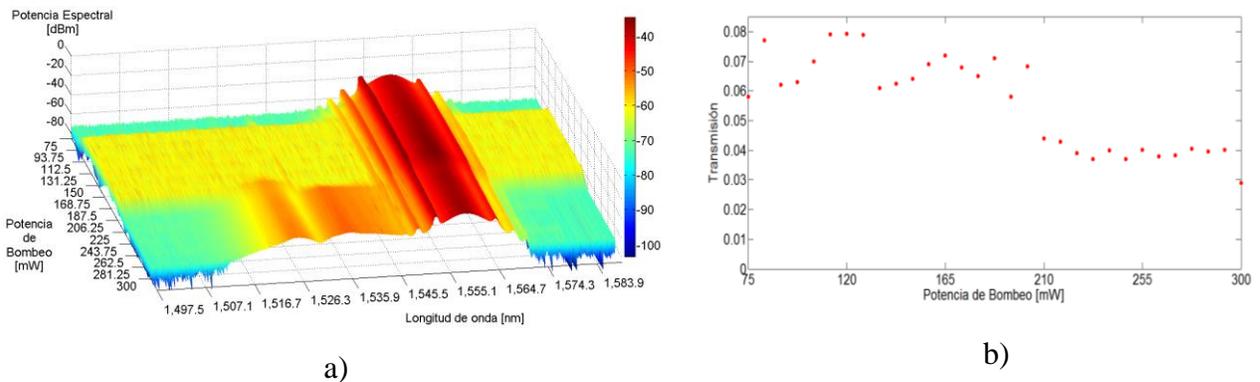
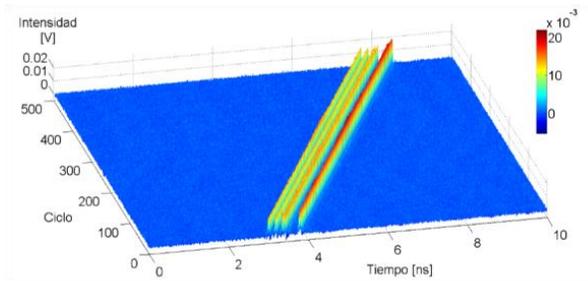
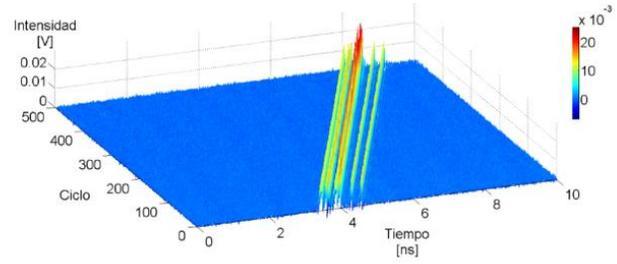


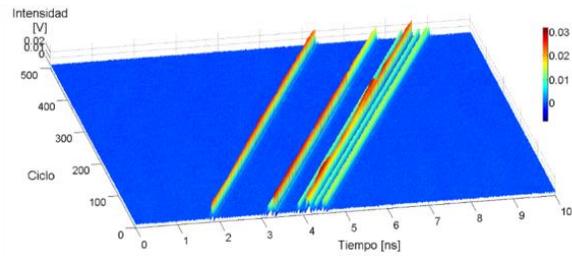
Figura 4.3.4 a) Evolución del espectro en función de la potencia de bombeo filtrando solitones. b) Transmisión filtrando pulsos tipo solitón en función del bombeo.



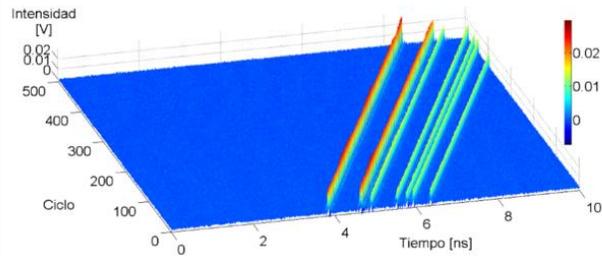
Bombeo 75 mW



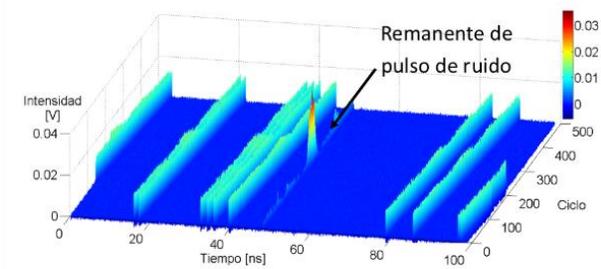
Bombeo 112.5 mW



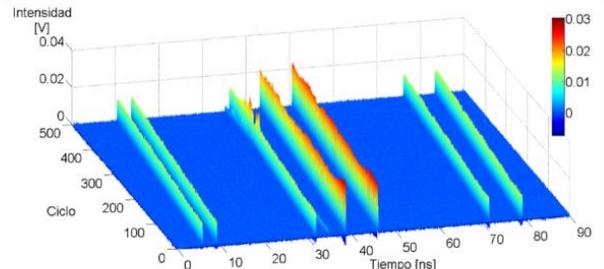
Bombeo 150 mW



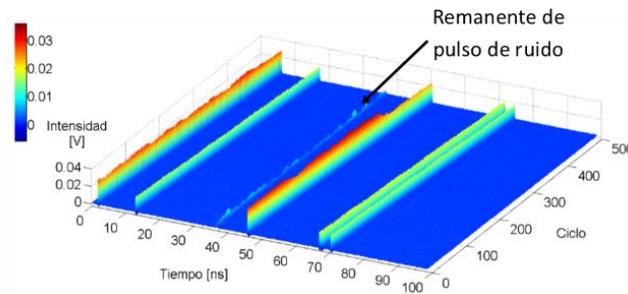
Bombeo 187.5 mW



Bombeo 225 mW



Bombeo 262.5 mW



Bombeo 300 mW

Figura 4.3.5 Evolución de los paquetes de solitones a diferentes potencias de bombeo.

Capítulo 5| Dinámica en un régimen de pulsos ruido-soliton.

5.1 Evolución del pulso de ruido propagándose con paquetes de solitones.

En el capítulo anterior, se analizó el espectro correspondiente al régimen de pulso de ruido, coexistiendo con paquetes de solitones, presentados en la Fig. 4.2.1.a. En donde, el espectro está centrado a 1531 nm, corresponde a un pulso de ruido, confirmándolo con la medición de autocorrelación, Fig. 4.2.9, al tener la presencia de un pedestal característico de los pulsos de ruido. La parte del espectro centrada a 1558 nm corresponde a los paquetes de solitones, los cuales se propagan sin interactuar entre sí, presentando un desplazamiento temporal (temporal walk-off) con respecto al pulso de ruido.

En esta sección, se analizará la dinámica de los pulsos a partir de una técnica de mapeo en 3D del perfil temporal, para poder visualizar la evolución del pulso de ruido coexistiendo con paquetes de solitones, a cada ciclo que completan en la cavidad láser, en una dinámica caótica y altamente disipativa. La evolución de este régimen de pulsos se caracteriza en particular por la presencia de eventos gigantes disipativos (“Dissipative Rogue Waves”), cuyo mecanismo de formación podría ser una dinámica no lineal y disipativa de la cavidad láser, análoga a los pulsating solitons (ver [Sección 2.7](#)), ó bien un proceso similar a QSML (“Q-Switching Mode-Locking”), con un crecimiento y decrecimiento periódico en la potencia, entre otras hipótesis.

La técnica para poder estudiar con más detalle la dinámica de los pulsos consiste en un procesamiento de datos a partir de mediciones single-shot de la secuencia de los pulsos con N periodos consecutivos, registradas con un osciloscopio, para así poder tener una secuencia del perfil temporal en 3D, en la evolución de los pulsos a cada ciclo que completan en la cavidad. Este perfil temporal (3D) de los pulsos se genera al redistribuir los N periodos consecutivos de la medición (distribuidos en el tiempo), en donde cada ciclo contendrá un periodo de los pulsos, tal y como se muestra en la Fig. 5.1.1.

Como ya se mencionó, la técnica de mapeo en 3D del perfil temporal de los pulsos se realiza a partir de mediciones de un solo disparo (single-shot), por ejemplo, en la Fig. 5.1.2 se muestra una medición de un solo disparo (Single-Shot), con una ventana de adquisición de 0.2 ms (equivalente a ~2,000 periodos) registrada con un osciloscopio Tektronix modelo DPO 71604C, a un ancho de banda de 16 GHz con una resolución de 60 ps. En la medición existe una fluctuación en la energía que claramente se aprecia, con la aparición de dos eventos que sobresalen notoriamente en la intensidad.

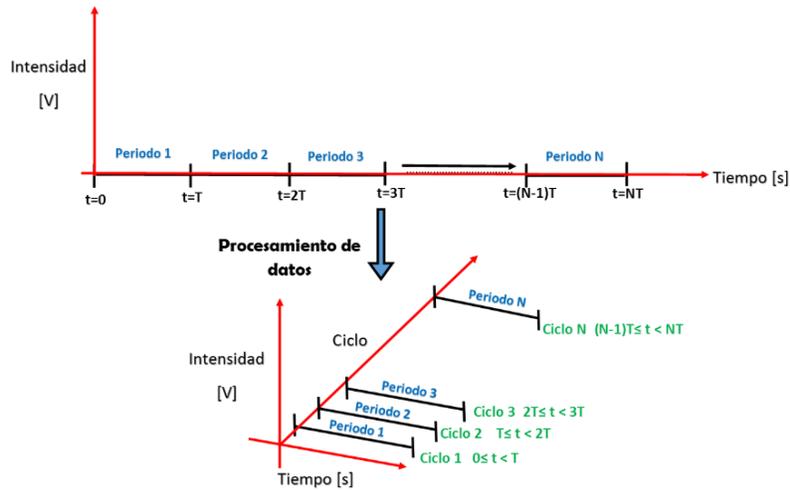


Figura 5.1.1 Procesamiento de datos de una medición de un solo disparo tomada con un osciloscopio rápido, en donde los N periodos consecutivos se distribuirán en N ciclos para tener una secuencia temporal en 3D (con un eje tiempo corto (delimitado por la duración del periodo), eje tiempo largo (Ciclos) y un eje de intensidad).

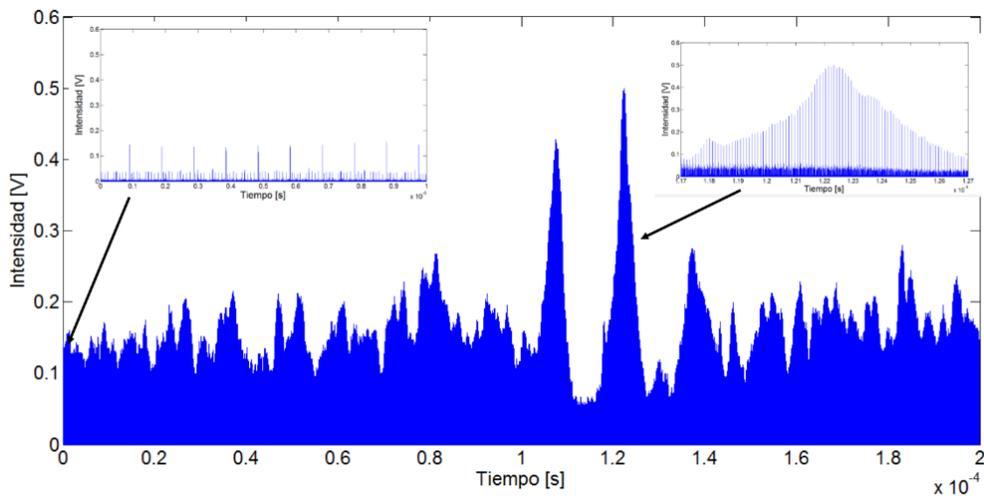


Figura 5.1.2 Medición Single-Shot con osciloscopio de ancho de banda de 16 GHz.

La secuencia temporal de la dinámica de los pulsos evolucionando a cada ciclo, en las Figs. 5.1.3 y 5.1.4, se obtuvo a partir del procesamiento de datos propuesto (Fig. 5.1.1), con la redistribución de los periodos de la medición de un solo disparo de la Fig. 5.1.2, en ciclos consecutivos. Donde podemos observar:

1. El pulso de ruido está representado por una envolvente, que va sufriendo cambios (ancho temporal, intensidad y forma), conforme va evolucionando a cada ciclo.
2. Los paquetes de solitones presentan un perfil temporal con una estructura más uniforme y de menor intensidad en comparación al pulso de ruido. Esto, registrando únicamente la respuesta impulsional que presenta variaciones en su intensidad.

3. Debido a que el pulso de ruido y los paquetes de solitones corresponden a diferentes componentes espectrales, se tendrá diferentes velocidades de grupo en la cavidad dispersiva. En las mediciones mostradas en la Fig. 5.1.3 y 5.1.4, podemos verificar esta conclusión, ya que los pulsos tipo solitón siguen una trayectoria distinta a la del pulso de ruido, propagándose con un desplazamiento temporal (walk-off) de ~ 7.7 ps por ciclo.

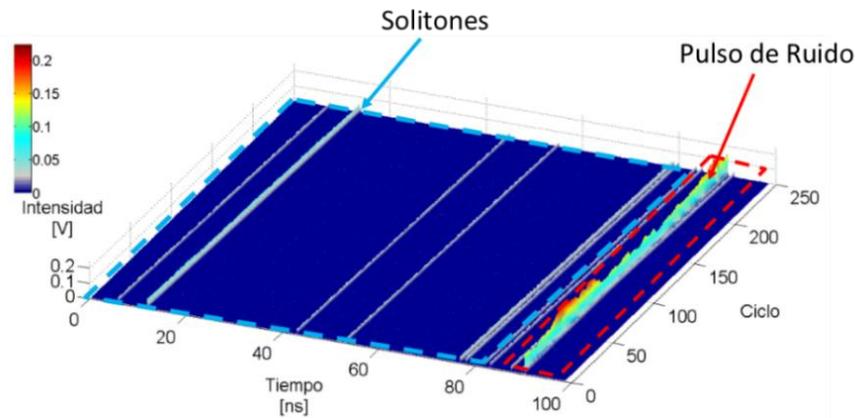


Figura 5.1.3 Evolución de los pulsos a cada ciclo que completan en la cavidad.

Al analizar un segmento de 3 ns del perfil temporal en donde aparece el NLP, Fig. 5.1.4, se puede visualizar como la estructura interna del NLP sufre dos fluctuaciones similares a un breather, tomando en cuenta que esta estructura del pulso no se debe a un re-distribución de la energía, sino a una fluctuación en la energía producida en un sistema disipativo, ya que antes de su formación existe un angostamiento temporal en el pulso de ruido. Con la aparición de estas fluctuaciones se aprecia que una fracción del pulso de ruido se desprende para dar origen a un paquete de solitones, esto se debe a que la fracción de pulso de ruido en ese instante sufre un desplazamiento en el espectro de 1531 nm a 1558 nm debido al efecto de Raman SFS y presenta un desplazamiento temporal (walk-off a una razón de 7.7 ps por ciclo) respecto al pulso de ruido debido a la dispersión.

Para determinar la dinámica que siguen los pulsos es posible analizar un espacio fase de la intensidad $I = |\psi|^2$ con respecto a la energía $E = \int I dt$. En la Fig. 5.1.5.a y b, se muestra la evolución a cada ciclo de la intensidad máxima y energía del perfil temporal de los pulsos respectivamente, a partir de estos dos parámetros se construye un espacio fase (Fig. 5.1.5.c), en donde se observa que la dinámica de los pulsos es caótica, ya que las trayectorias toman diferentes caminos y no se tiene una evolución cíclica definida. En el espacio fase se identificó un atractor (zona en donde se concentra el mayor número de trayectorias) y dos curvas que salen de esta región. Cada una de estas curvas se asocia a los eventos extremos en energía e intensidad y debido a que se alejan por mucho del atractor pueden considerarse eventos extremos, que entren

en la categoría de ondas gigantes disipativas. También el espacio fase nos da información de que la energía en el láser constantemente está variando en un intervalo definido ($0.35 < E < 0.55$). Cuando se tiene una contribución de una ganancia inducida, se genera un crecimiento considerable de la energía, reflejado en las dos trayectorias que se salen de la región del atractor.

En la **Sección 3.1**, se estableció la identificación de las ondas gigantes disipativas a partir de un análisis estadístico, sin embargo, no se tiene la cantidad de eventos suficientes para esta primera secuencia de 2,000 ciclos consecutivos (Fig. 5.1.4), que están correlacionados entre sí. Por lo que, en esta primera aproximación, a pesar de tener 2,000 eventos, fue posible identificar a las ondas gigantes disipativas, a partir de la evolución temporal de los pulsos a cada ciclo que completan en la cavidad y con el espacio fase de la intensidad con respecto a la energía del perfil temporal de los pulsos.

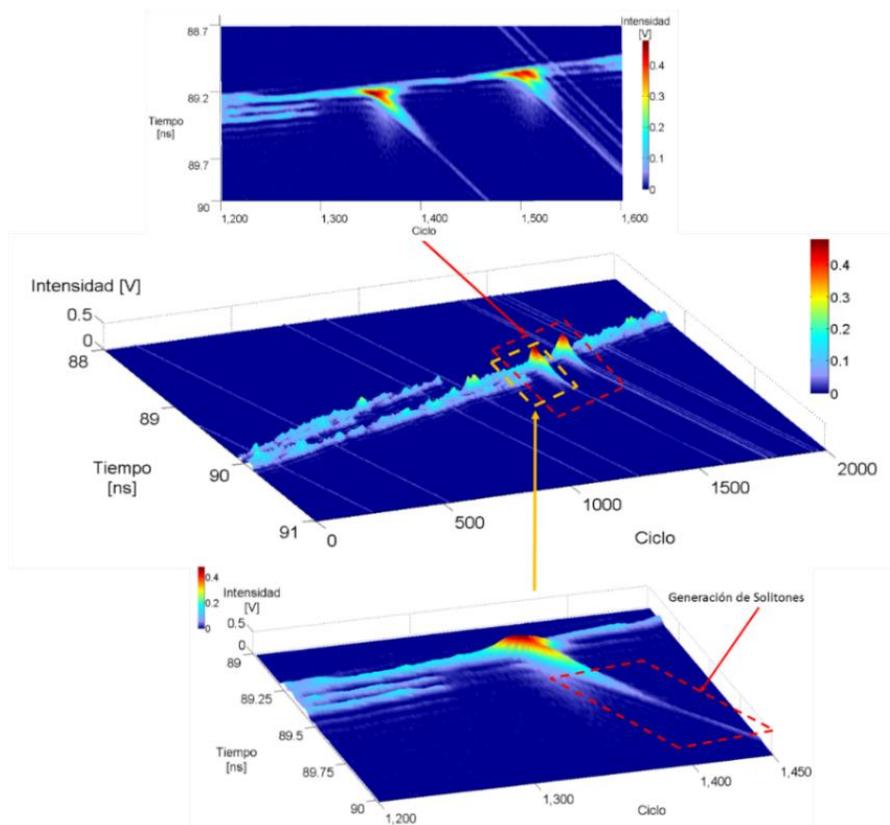


Figura 5.1.4 Evento gigante disipativo en el pulso de ruido, en donde se indica el desprendimiento de un paquete de solitones.

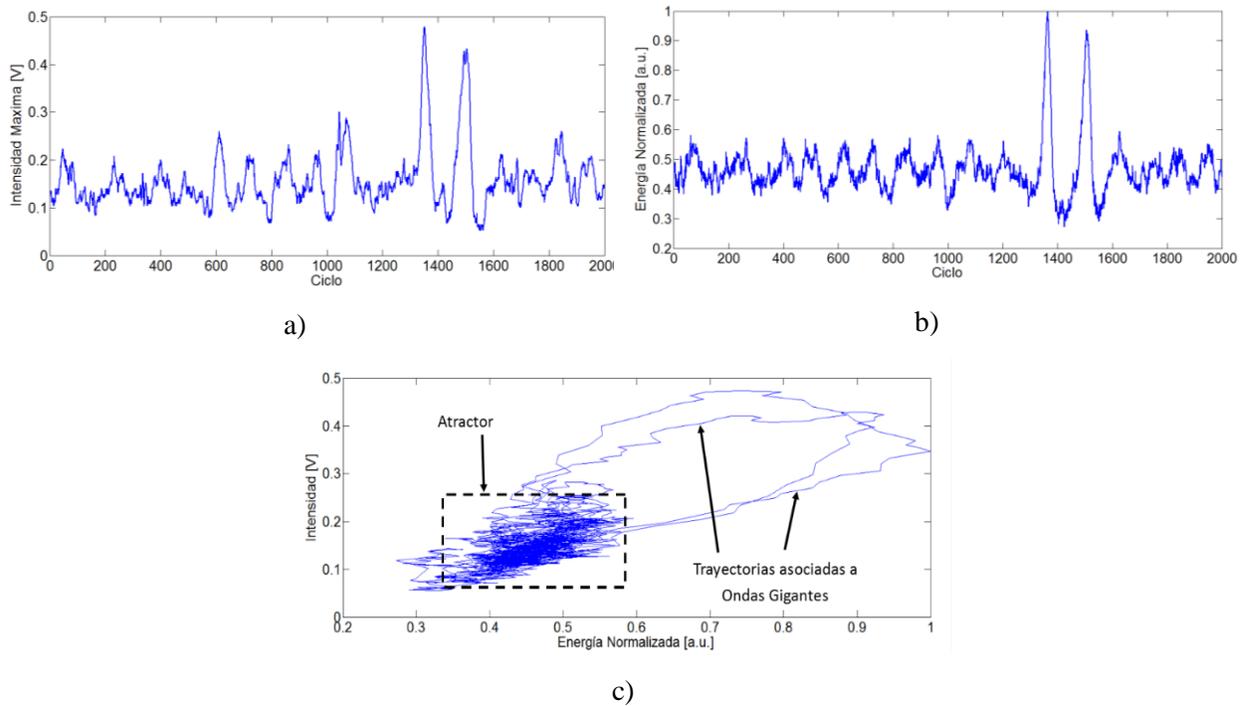


Figura 5.1.5 Régimen pulso de ruido-solitón con la adquisición de 2,000 ciclos consecutivos a) Evolución de la Intensidad máxima a cada ciclo. b) Evolución de la energía a cada ciclo y c) Espacio fase de la intensidad con respecto a la energía en donde se indica la zona identificada como un atractor y las trayectorias asociadas con eventos gigantes.

5.2 Generación de ondas gigantes disipativas a partir de explosiones múltiples en el pulso de ruido.

Al registrar mediciones single-shot en un osciloscopio con un menor ancho de banda (Osciloscopio Tektronix modelo DPO 7454C a un ancho de banda de 3.5 GHz), se pudo registrar secuencias con una mayor cantidad de periodos consecutivos. Como ya se estudió en la [Sección 3.2.2.1](#), el ancho de banda juega un papel muy importante en la detección de ondas gigantes disipativas, debido a que en las fluctuaciones que sufre el pulso son tan breves que si no se cuenta con un ancho de banda bastante grande (> 12 GHz), no se tiene la resolución suficiente para poder detectar en tiempo real a los eventos gigantes. Sin embargo, al bajar el ancho de banda se siguió visualizando la presencia de fluctuaciones en la estructura interna del pulso de ruido generando eventos gigantes, que siguen una secuencia similar a la de un láser de amarre de modos que opera en un régimen de Q-Switching ([Sección 3.2.2.1](#)). En donde, a pesar de variar el ancho de banda en el osciloscopio rápido, se registra el mismo efecto y los pulsos cumplen estadísticamente los criterios para identificarlos como ondas gigantes, en este caso se consideran como eventos extremos en potencia que son predecibles, ya que se puede identificar su periodo de aparición.

Con dos mediciones de un solo disparo (Single-shot), tomadas con el osciloscopio rápido (a un ancho de banda de 3.5 GHz), se pudo obtener dos secuencias de los perfiles temporales del pulso en 3D con 20,000 ciclos cada uno, Figs. 5.2.1.a y b. En ambas mediciones, se observa la evolución del pulso de ruido con la existencia de fluctuaciones en la energía que generan explosiones múltiples presentes durante $\sim 3,000$ ciclos. La aparición de estos eventos consecutivos, posiblemente esté relacionada con la conmutación óptica (Q-Switching) o con el fenómeno de pulsating soliton, en donde al estar en un sistema disipativo se debe considerar la contribución de la ganancia y las pérdidas no lineales de la cavidad.

Como se analizó en la [Sección 5.1](#), en el pulso de ruido se generan estructuras que tienen intensidades pico por encima de la intensidad promedio y en ese instante se da el efecto de Raman SFS. En donde, parte de la energía del NLP a 1531 nm pasa hacia los paquetes de solitones a 1558 nm. En las dos secuencias de la Fig. 5.2.1, en el instante en que se generan las explosiones múltiples en los pulsos, la energía total oscila de forma cuasi-periódica, repartiéndose de forma muy variable entre el pulso de ruido (1531 nm) y los paquetes de solitones (1558 nm), en específico en la secuencia de 20,000 ciclos consecutivos de la Fig. 5.2.1.a. Donde se aprecia que en cierto instante, el pulso de ruido transfiere toda su energía a los paquetes de solitones, por lo que desaparece por algunos ciclos de evolución ($\sim 1,000$ ciclos) y posteriormente re-aparece (posiblemente por algún proceso de conversión inversa), con un desplazamiento temporal de ~ 2 ns. En la secuencia de la Fig. 5.2.1.b, también se da este efecto, en el que el pulso de ruido transfiere toda su energía a los paquetes de solitones, desapareciendo durante $\sim 1,000$ ciclos y re-apareciendo con una envolvente fragmentada en dos partes.

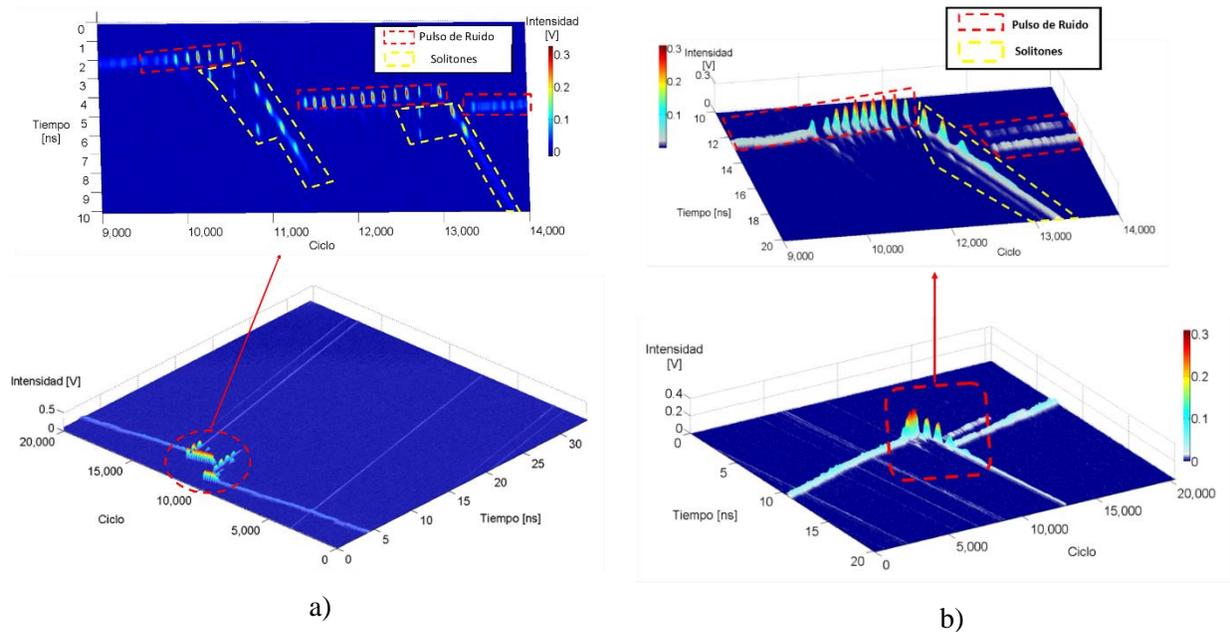


Figura 5.2.1 Evolución del pulso de ruido y solitones a lo largo de 20,000 ciclos, en presencia de eventos gigantes múltiples.

A partir de las dos secuencias de 20,000 ciclos consecutivos (Fig. 5.2.1.a y b), con la contribución del pulso de ruido y los paquetes de solitones, se construyó un espacio fase de la intensidad máxima con respecto a la energía, en todo el periodo de 98.46 ns, Fig. 5.2.2. En donde las explosiones múltiples estarán representadas por trayectorias que saldrán de la región de donde se concentran la mayor cantidad de eventos (atractor). En la región del atractor es posible identificar un nivel aproximado de la energía e intensidad promedio, identificadas por las rectas punteadas y corroborados los valores reales en las distribuciones de las Figs. 5.2.4.a y b, para así poder aproximar qué tan alejado de estos niveles se encuentra el evento de intensidad máxima (~ 6.5 veces la intensidad promedio) y el evento de energía máxima (~ 4 veces la energía promedio). Se confirma la existencia de eventos gigantes al tener eventos extremos en intensidad y energía asociados a las explosiones múltiples generadas en el pulso de ruido y en los paquetes de solitones.

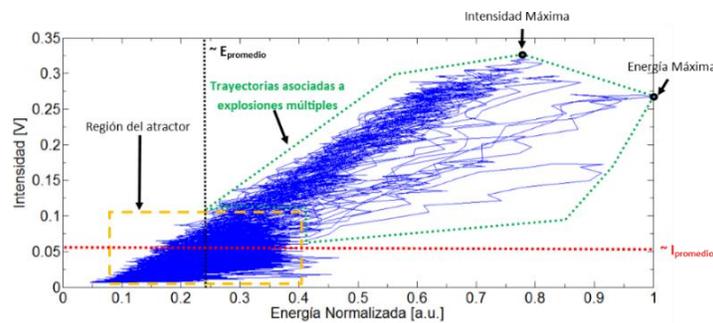


Figura 5.2.2 Espacio fase de la intensidad con respecto a la energía normalizada registrados a partir de la evolución temporal de los pulsos en 40,000 ciclos.

En la Fig. 5.2.3, con la evolución de la energía, se aprecian las fluctuaciones en el instante en el que aparecen las explosiones múltiples del pulso de ruido, que propician la generación de paquetes de solitones (Raman SFS).

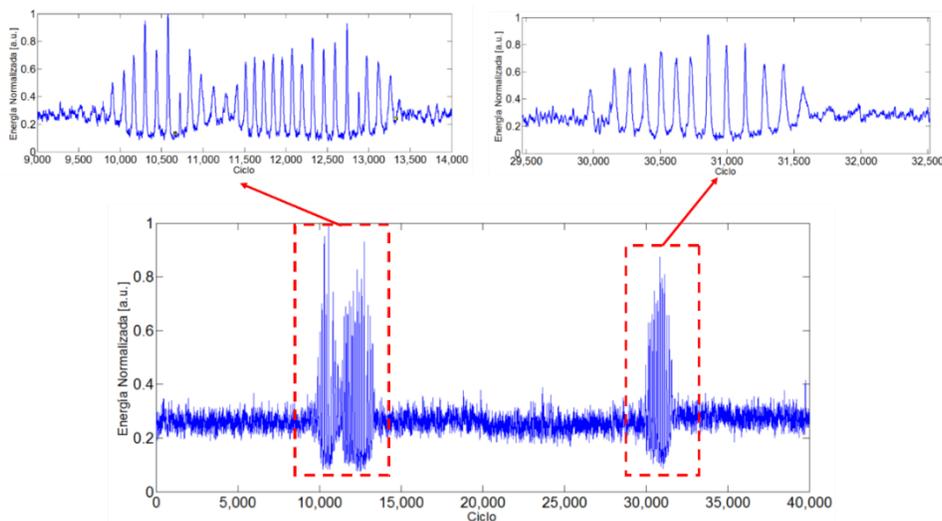


Figura 5.2.3 Evolución de la energía en el régimen Ruido-Solitón a lo largo de 40,000 ciclos.

A continuación se muestra la distribución estadística en intensidad y energía (Fig 5.2.4), que siguen el pulso de ruido propagándose con los paquetes de solitones en 40,000 ciclos consecutivos de evolución (a partir de las secuencias de la Fig. 5.2.1). En la distribución estadística en energía claramente se aprecia una distribución en forma de L, con una cantidad considerable de eventos extremos, de los cuales únicamente 152 eventos ($> 2.2 SWH$) son considerados ondas gigantes disipativas. En la Sección 3.1 y la Fig. 3.1.1.b, se establece que en escala semi-logarítmica los eventos que están por encima de la caída exponencial en el extremo de las intensidades altas en la distribución de Rayleigh o Gaussiana son considerados ondas gigantes disipativas, en este caso al tener la distribución de la energía en escala semi-logarítmica (Fig. 5.2.4.b), se aprecia que la cantidad de eventos por encima del decaimiento exponencial (línea punteada), son muy numerosos y esto se debe principalmente a que las explosiones múltiples en los pulsos, provocan que la distribución tenga una parte sesgada muy pronunciada hacia los eventos extremos.

Al analizar la distribución estadística con la contribución de las intensidades picos de los paquetes de solitones y de los máximos del pulso de ruido (Fig. 5.2.4.c y d), se identificó 1,478 eventos ($>2.2SWH$) como ondas gigantes disipativas que representa el 1.79 % de toda la población (83,035 eventos en intensidad).

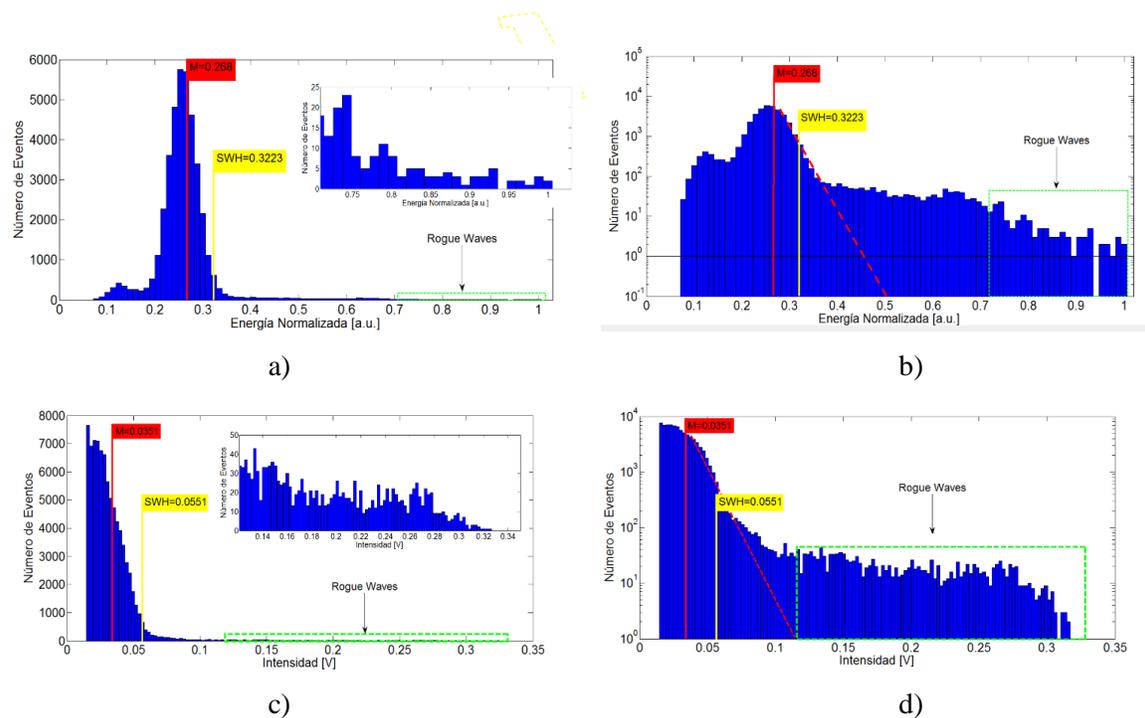


Figura 5.2.4 Distribución estadística de la energía (40,000 eventos) a) en escala lineal y b) en escala semi-logarítmica. Distribución estadística con la contribución de las intensidades de los paquetes de solitones y el pulso de ruido en c) escala lineal y d) escala semi-logarítmica.

Amarre de modos en un régimen similar a Q-Switching.

Al realizar ajustes en polarización, por medio de la placa retardadora VWR, es posible operar el láser en un régimen de conmutación óptica, donde a partir de las ganancias y pérdidas en la cavidad se crean fluctuaciones, generando eventos máximos con una periodicidad aparentemente constante en el pulso de ruido, tal y como se aprecia en la secuencia de la Fig. 5.2.5.

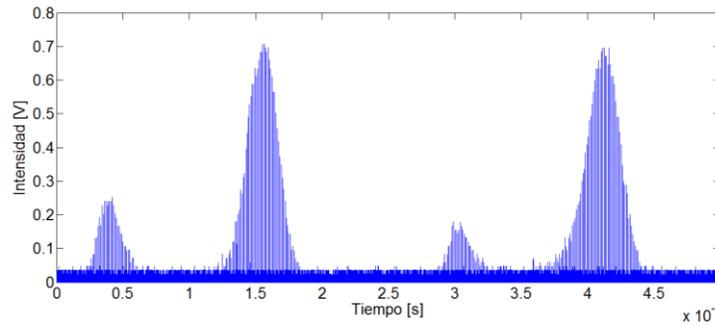


Figura 5.2.5 Secuencia de los pulsos operando en un régimen similar al de conmutación óptica (Q-Switching).

Analizando la evolución del perfil temporal a lo largo de 10,000 ciclos consecutivos (Fig. 5.2.6), se tiene la aparición de fluctuaciones periódicas en el pulso de ruido. Sin embargo, la periodicidad de estos eventos no es constante, entre cada uno de los máximos existe un espaciado que varía de 130 a 150 ciclos, verificándolo al analizar la evolución de la energía del perfil temporal de los pulsos (en toda la cavidad) a cada ciclo.

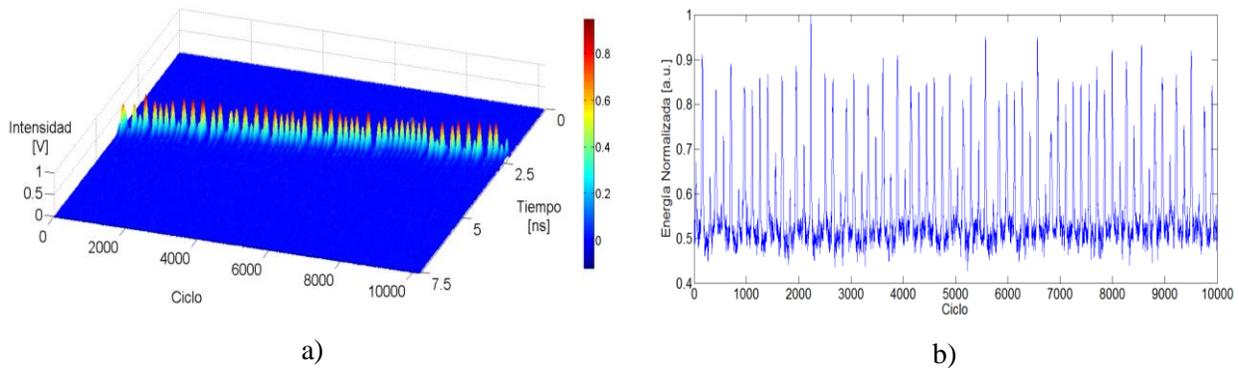


Figura 5.2.6 a) Evolución temporal de los pulsos operando en un régimen de conmutación óptica. b) Evolución de la energía en la cavidad a cada ciclo.

Con este comportamiento de los pulsos, en el espacio-fase de la intensidad con respecto a la energía (Fig. 5.2.7.a), no se tendrá el caso en el que una gran cantidad de las trayectorias se aglomeren en la región del atractor, sino todo lo contrario, debido a que las fluctuaciones en la estructura interna del pulso son cuasi-periódicas. Por lo que generan trayectorias que, a pesar de ser caóticas, describen un ciclo en sentido horario que va de un nivel inferior de energía e intensidad a un nivel máximo, regresando nuevamente a un nivel

inferior de energía e intensidad, tal y como se muestra en la figura 5.2.7.b. En donde se especifican las trayectorias que siguen los primeros tres periodos comparadas con la trayectoria que describirían en el caso de tener una dinámica estable (trayectoria punteada), en vez de una dinámica caótica.

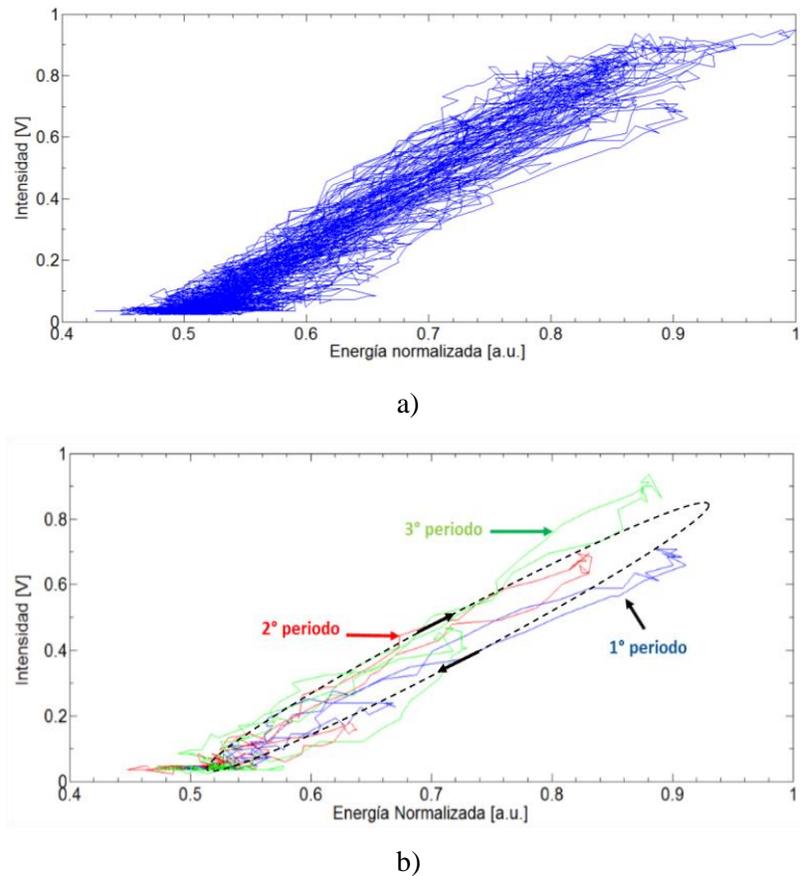


Figura 5.2.7 a) Espacio fase de la intensidad con respecto a la energía que describen los pulsos en un régimen de conmutación óptica. b) Trayectorias asociadas a los primeros tres periodos de la evolución de los pulsos comparados con la trayectoria que describiría en el caso de tener una dinámica estable (trayectoria punteada).

5.3 Identificación de ondas gigantes disipativas en el regimen de pulso de ruido y paquetes de solitones.

En el Capítulo 3 se habló de las condiciones que propician la generación de ondas gigantes disipativas en los pulsos de ruido y paquetes de solitones. En las Secciones 5.1 y 5.2, se analizó, que al estudiar la evolución del perfil temporal de los pulsos (a cada ciclo que completan en la cavidad), es posible observar fluctuaciones en la estructura interna del pulso de ruido que propician la generación de ondas gigantes disipativas. En esta sección, se analizará de forma experimental la detección de ondas gigantes disipativas en el régimen del pulso de ruido propagándose con paquetes de solitones. Además, a partir, de la implementación de un filtro de

Sagnac (Sección 4.2.1), se podrá distinguir las contribuciones de las ondas gigantes asociadas al pulso de ruido y a los paquetes solitones, al aplicar diferentes sistemas de adquisición.

Se realizó un análisis estadístico en energía e intensidad para la identificación de eventos gigantes a la salida del láser, con el pulso de ruido interactuando con paquetes de solitones. Las mediciones fueron realizadas con un osciloscopio Tektronix modelo DPO71604C (con un ancho de banda de 16 GHz y una resolución de 60 ps) y un fotodetector de 25 GHz.

Para el análisis estadístico en energía de la cavidad ($T=98.43$ ns) se procesaron 60,000 ciclos (Fig. 5.3.1), en donde cada 2,000 ciclos pertenecen a una medición single-shot (20,000,000 de puntos), existiendo un intervalo de tiempo debido a la respuesta de la adquisición de datos del equipo entre cada medición, que garantiza independencia estadística entre ellas. También entre cada una de las mediciones, la cantidad de paquetes de solitones varía continuamente, debido a que estos pulsos se van desvaneciendo en su evolución o bien emergen del pulso de ruido debido al efecto de Raman SFS.

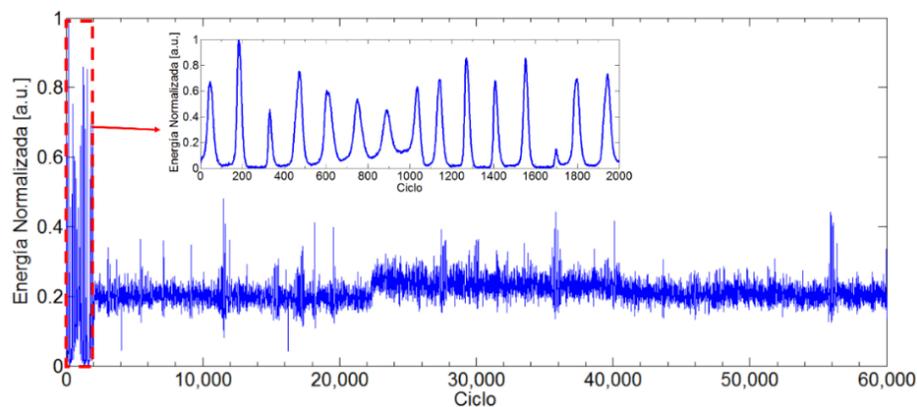


Figura 5.3.1 Evolución de la energía con la contribución de pulso de ruido y paquetes de solitones en 60,000 ciclos. (adquiridos a partir de 30 mediciones single-shot)

Los primeros 2,000 ciclos de evolución se deben a que en ese instante la estructura de los pulsos experimenta una fluctuación en su energía (que puede deberse a un Q-Switching parcial o bien a un mecanismo tipo pulsating soliton), dando pie a una forma cuasi-periódica, con una concentración de energía importante para que del pulso de ruido se desprendan los paquetes de solitones (debido al efecto de Raman SFS). En los que también se presenta una modulación de la energía en su estructura. Es difícil identificar con exactitud la parte correspondiente al pulso de ruido y a los paquetes de solitones, en estos primeros 2,000 ciclos, por lo que en la Fig. 5.3.2, se identificó estos dos tipos de pulsos de acuerdo a la trayectoria que toman debido a que cada uno tiene diferente velocidad de grupo (la parte de los solitones tendrá un desplazamiento temporal (walk-off) con respecto al pulso de ruido) y además el equipo dispara en el pulso de ruido, lo que garantiza que siga una trayectoria fija. En este caso de explosiones múltiples en el pulso de ruido

(comportamiento que se analizó en la Sección 5.2), con la secuencia de la Fig. 5.3.2, se aprecia el instante en donde el pulso de ruido le cede toda su energía a los paquetes de solitones, por lo que desaparece en su evolución y después reaparece sufriendo un desplazamiento temporal ~ 1 ns.

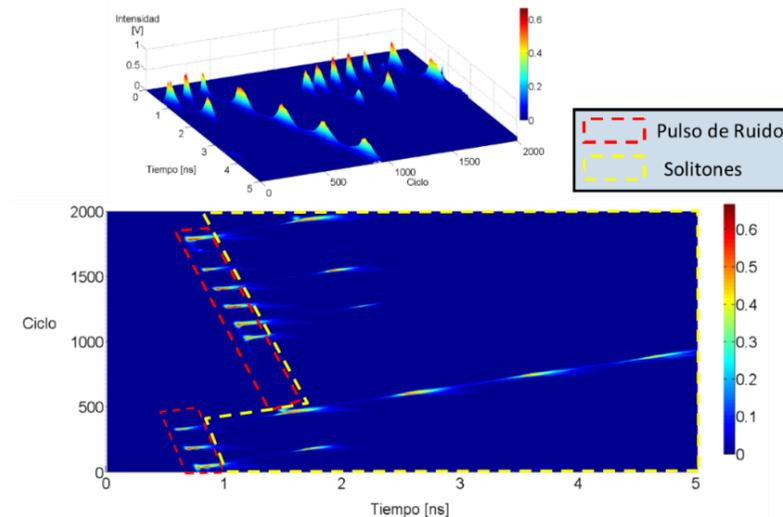


Figura 5.3.2 Ondas gigantes disipativas múltiples generadas a lo largo de 2,000 ciclos consecutivos. En esta secuencia el pulso de ruido desaparece en cierto instante al transmitirle toda su energía a los paquetes de solitones y después reaparece con un desplazamiento temporal de ~ 1 ns.

Al analizar el espacio fase de la intensidad con respecto de la energía, en la evolución del pulso de ruido y los paquetes de solitones, lo que se observa es que existirá una dinámica caótica, en donde la mayoría de las trayectorias se concentran en un atractor, todas las curvas que salen de esta región se deben a los eventos en donde existió una fluctuación en la energía que dio origen a la generación de ondas gigantes disipativas.

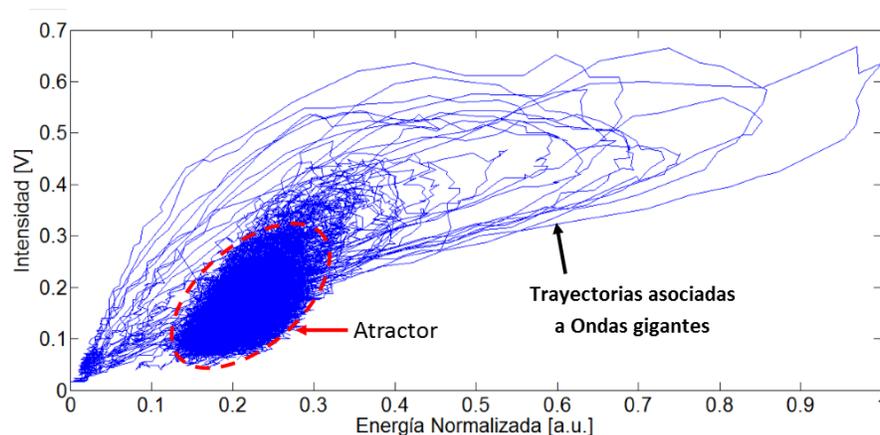


Figura 5.3.3 Espacio-fase de la intensidad con respecto a la energía normalizada realizado a partir de la evolución del pulso de ruido y paquetes de solitones a lo largo de 60,000 ciclos.

Procediendo con la identificación de las ondas gigantes disipativas, se analizó la distribución estadística de la energía a cada ciclo (Fig. 5.3.4), la cual consta de 60,000 eventos, identificando 201 eventos ($> 2.2SWH$) correspondientes a las ondas gigantes múltiples (0.335% del total de eventos), que aparecieron en los primeros 2,000 ciclos.

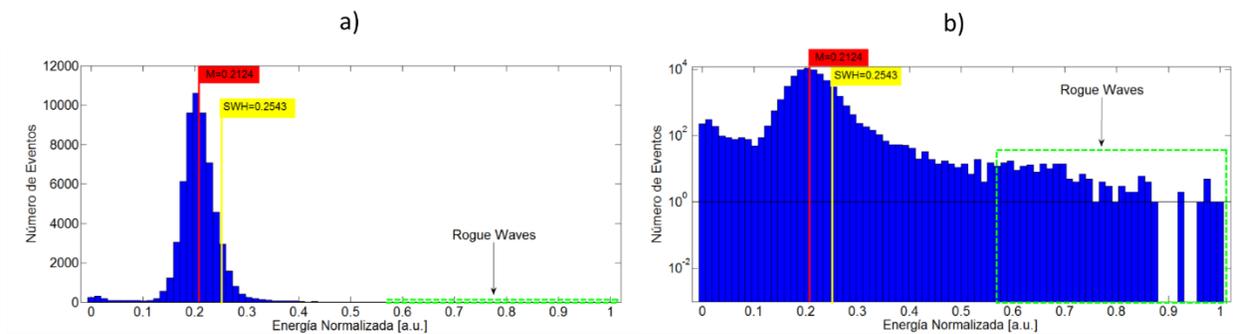


Figura 5.3.4 Histograma de la energía del pulso de ruido y solitones en 60,000 ciclos a) escala lineal y b) escala semi-logarítmica.

Si en la evolución de la energía a lo largo de 60,000 ciclos existen eventos gigantes, entonces también existirán al analizar la intensidad pico, con la contribución de todos los pulsos evolucionando a cada ciclo en la cavidad. En la Fig. 5.3.5, se observa un análisis estadístico, en donde se tomó la contribución de las intensidades pico de los paquetes de solitones y los máximos de la envolvente del pulso de ruido. Lo que se distingue son dos distribuciones superpuestas: la primera corresponde a los solitones que está delimitada por intensidades menores a 0.12 V y la segunda distribución corresponde al pulso de ruido delimitada por los eventos de mayor intensidad (mayores a 0.12V). De los 238,171 eventos de intensidad registrados, se identificó a 1,047 eventos gigantes, lo que representa el 0.439% del total. En escala semi-logarítmica (Fig. 5.3.5.b), se puede apreciar que los eventos gigantes identificados cumplen con el criterio de ser eventos mayores a 2.2 veces el parámetro SWH y además tener estos eventos que están por encima del decaimiento exponencial de la distribución de Rayleigh asociada al pulso de ruido.

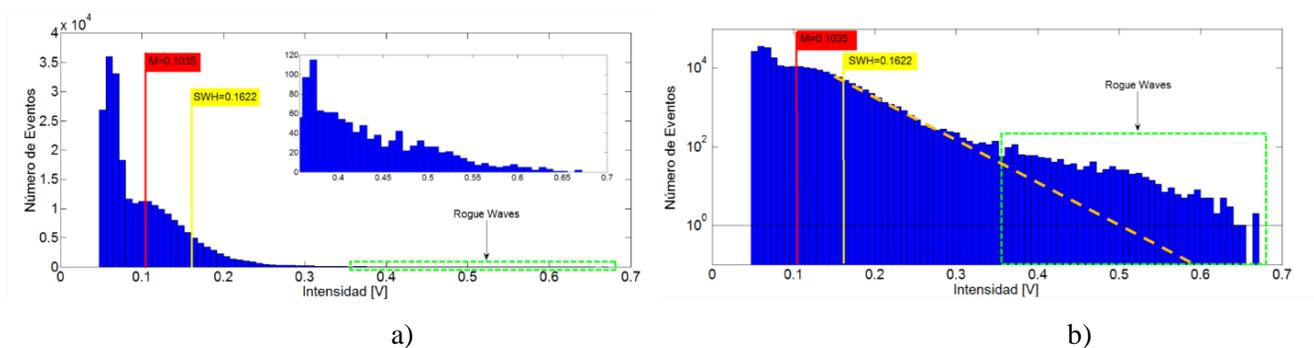


Figura 5.3.5 Histograma de las intensidades del pulso de ruido y paquetes de solitones en 60,000 ciclos.

5.3.1 Eventos gigantes del pulso de ruido y solitón filtrando cada componente.

En esta sección, se analizará la contribución que tiene tanto el pulso de ruido como los paquetes de solitones en las distribuciones estadísticas en energía e intensidad, al poder separar la contribución de la parte del pulso de ruido con respecto a la de los paquetes de solitones y viceversa a partir del filtro de Sagnac (Sección 4.2.1).

A continuación, se muestra cada uno de las componentes espectrales filtradas (Fig. 5.3.6), para el pulso de ruido se aprecia que existe una mínima contribución de solitón y viceversa, cuando se está filtrando solitón existe una mínima contribución de pulso de ruido. Sin embargo, en la presencia de eventos gigantes existirá cierto remanente de los pulsos cuya componente espectral no se está filtrando (Apéndice E), es decir que en presencia de eventos gigantes cuando se está filtrando pulso de ruido existe la posibilidad de que se genere un remanente con un paquete de solitones (Apéndice E.1) y en el caso de filtrar la parte correspondiente a los paquetes de solitones, se aprecia un remanente de pulso de ruido en toda la evolución. No obstante, cuando existe la presencia de eventos gigantes, del remanente de pulso de ruido se desprenderá un paquete de solitones (Apéndice E.2).

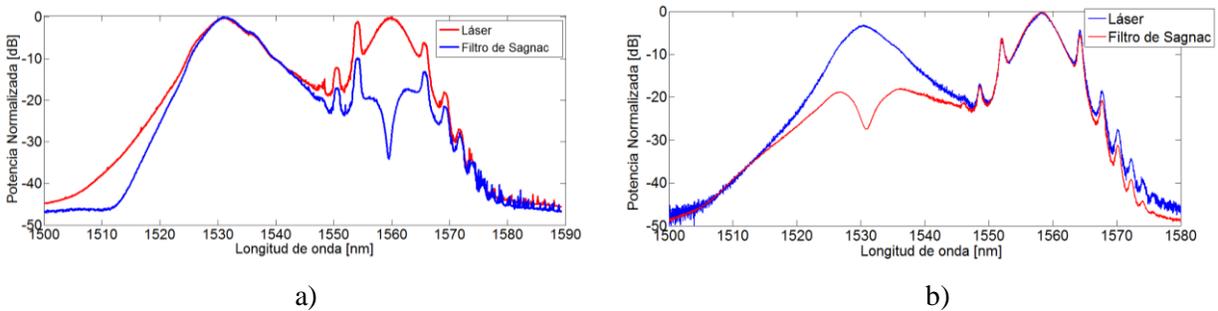


Figura 5.3.6 Espectro a) filtrando pulso de ruido b) filtrando solitones

La dinámica que sigue el pulso de ruido al ser filtrado, es seguir una fragmentación conforme evoluciona (Fig. 5.3.7). A pesar de esta fragmentación del pulso de ruido, su estructura se queda totalmente confinada temporalmente, es decir, que no se expande ni divide en otros pulsos. Debido a su dinámica altamente disipativa, se observó que los fragmentos que se van alejando se van difuminando y otros fragmentos van apareciendo en su evolución.

Al filtrar el pulso de ruido, es posible visualizar en el mapeo en 3D del perfil temporal, las fluctuaciones asociadas a eventos gigantes, en donde se aprecian estructuras uniformes con una intensidad muy por encima de la intensidad promedio (similares a las explosiones múltiples de los pulsating solitons en una dinámica altamente disipativa), suprimiendo la parte de la generación de solitones, en estos eventos de alta intensidad. En la Fig. 5.3.8, se analizó la evolución del pulso de ruido con la aparición de dos eventos gigantes consecutivos, se puede observar que en su formación ocurre un efecto similar a las ondas gigantes en

hidrodinámica, ya que antes y después de su aparición, la energía decrece a un nivel por debajo de la energía promedio.

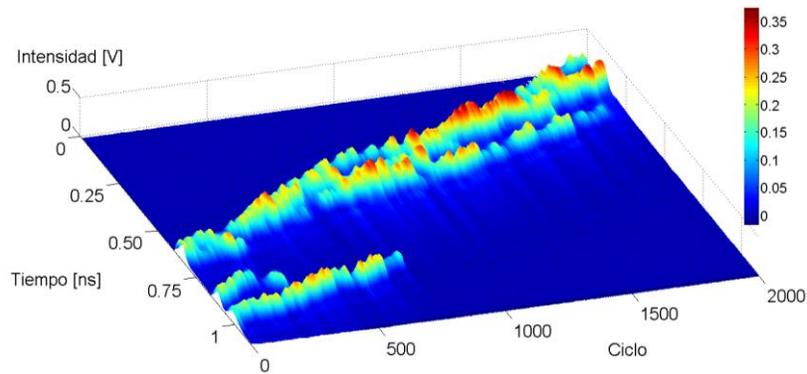


Figura 5.3.7 Evolución a cada ciclo filtrando pulso de ruido, en donde se aprecia que los fragmentos que se alejan del pulso de ruido se van disipando.

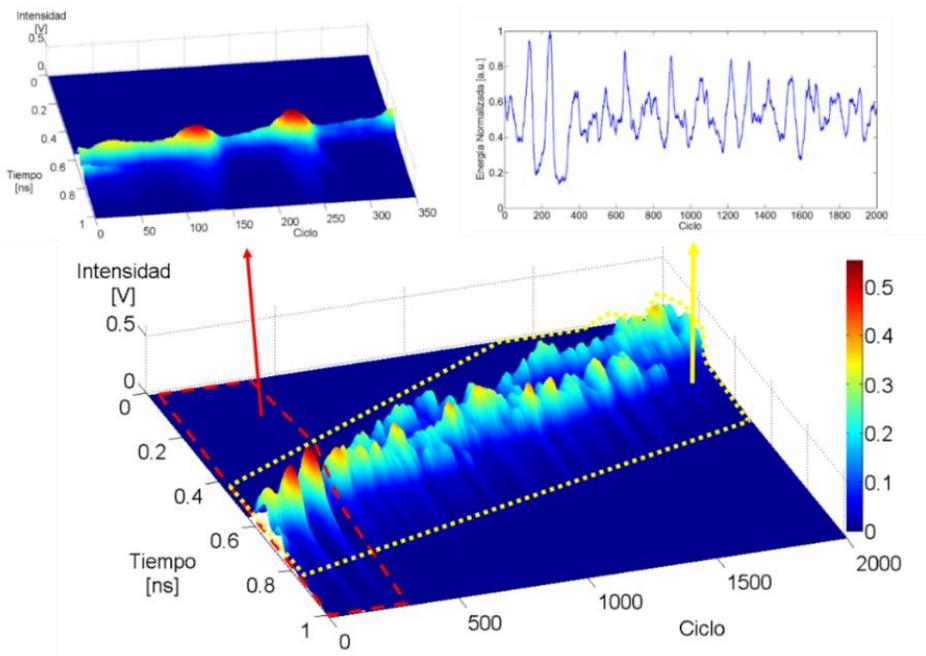


Figura 5.3. 8 Evolución del pulso de ruido en presencia de dos eventos gigantes (recuadro rojo), se especifica la evolución de la energía del pulso de ruido a través de 2,000 ciclos (Recuadro amarillo).

Cuando se genera una fluctuación en la energía, que propicia la aparición de una explosión asociada a una onda gigante disipativa (Fig. 5.3.2), es un poco difícil determinar la parte que le corresponde a los paquetes de solitones, en primera aproximación, se debe a la trayectoria que toman los pulsos como ya se argumentó (Fig. 5.1.3 y Fig. 5.3.2). Ahora, con el filtro de Sagnac, se puede visualizar la parte de los paquetes de solitones correspondiente a dos eventos gigantes consecutivos (Fig. 5.3.9). Gráficamente podemos apreciar

que este evento sobrepasa por mucho la intensidad promedio de los paquetes de pulsos, los cuales son producidos debido a un desplazamiento de la energía del pulso de ruido hacia los paquetes de solitones debido al Raman SFS. También, se observa que del remanente del pulso de ruido emerge una estructura (en el ciclo de evolución 1,000), presentando un desplazamiento temporal (walk-off) con respecto al remanente del pulso de ruido, a su vez también se presentó una perturbación en la energía que se estabiliza después de 300 ciclos.

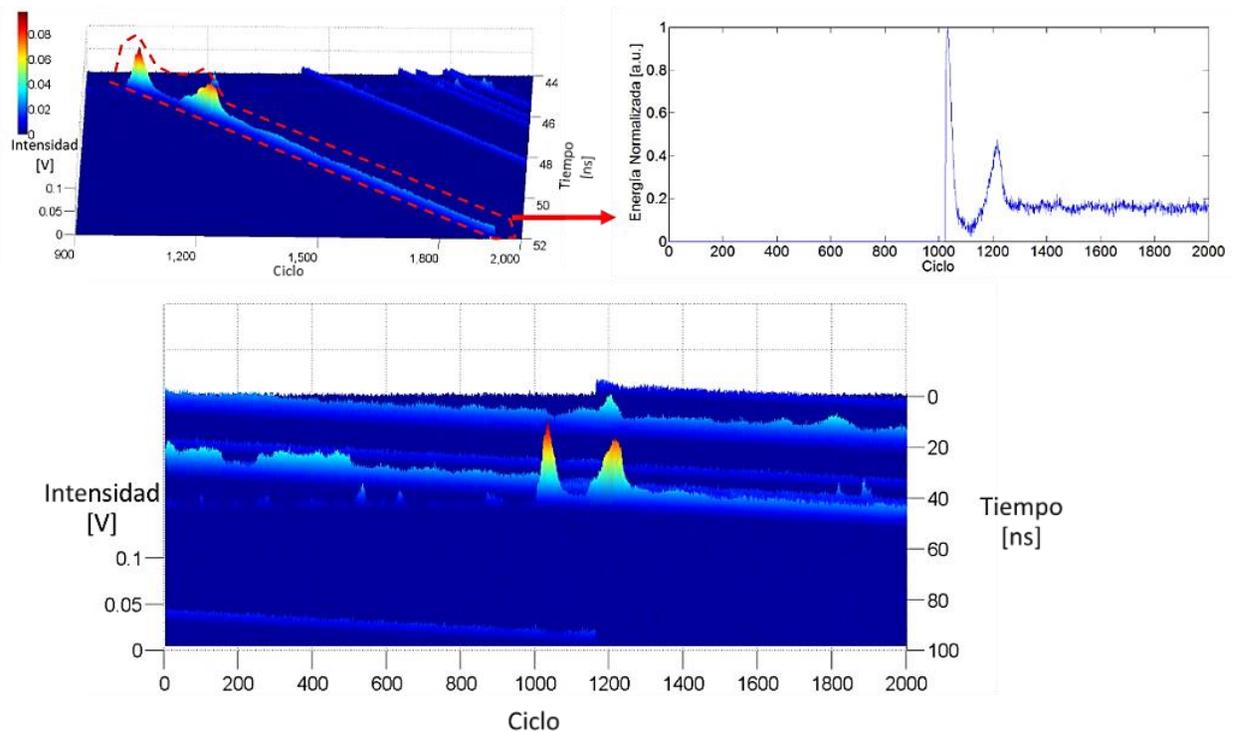


Figura 5.3.9 Evolución filtrando los paquetes de solitones, en presencia de dos ondas gigantes disipativas que ocurren cuando del remanente de pulso de ruido existe un desplazamiento de su energía hacia un paquete de solitones.

La dinámica de ganancia y pérdidas en la cavidad al filtrar los paquetes de solitones, no solo se ven reflejadas en las fluctuaciones que dan origen a la aparición de las ondas gigantes disipativas, que se generan del remanente de pulso de ruido. Sino que también existirán fluctuaciones en la energía de la evolución de cada paquete de solitones, tal y como se muestra en la Fig. 5.3.10, al identificar la evolución de la energía de un paquete de solitones sin la presencia de eventos gigantes.

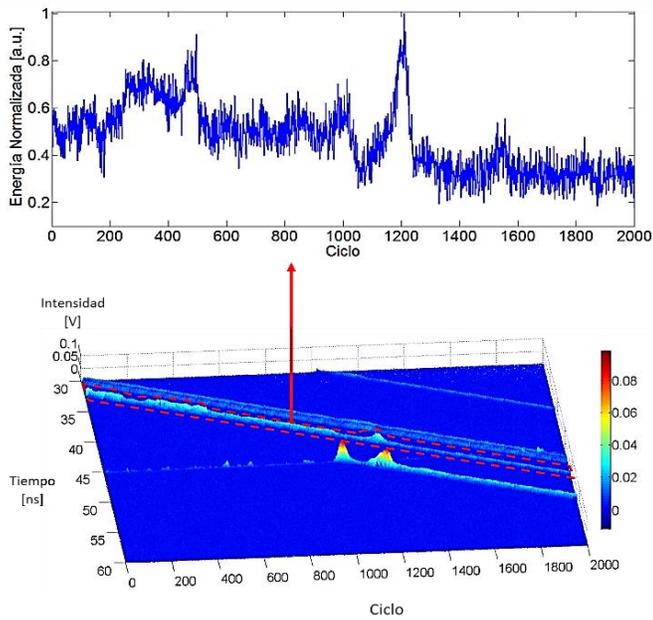


Figura 5.3.10 Evolución de la energía en 2,000 ciclos de un paquete de solitones (recuadro rojo).

Al filtrar los paquetes de solitones se observó en el mapeo en 3D del perfil temporal, la existencia de una transición inversa al Raman Self-Frequency Shift, es decir, que los solitones pasan de tener un espectro centrado en 1560 nm a un espectro centrado en 1530 nm. En la Fig. 5.3.11, se visualiza la transición de un paquete de solitones hacia el remanente de pulso de ruido, siendo este un caso aislado de lo que ocurre con los demás paquetes de solitones, que al interceptarse con el remanente de pulso de ruido las intensidades se superponen, sin embargo, lo cruzan.

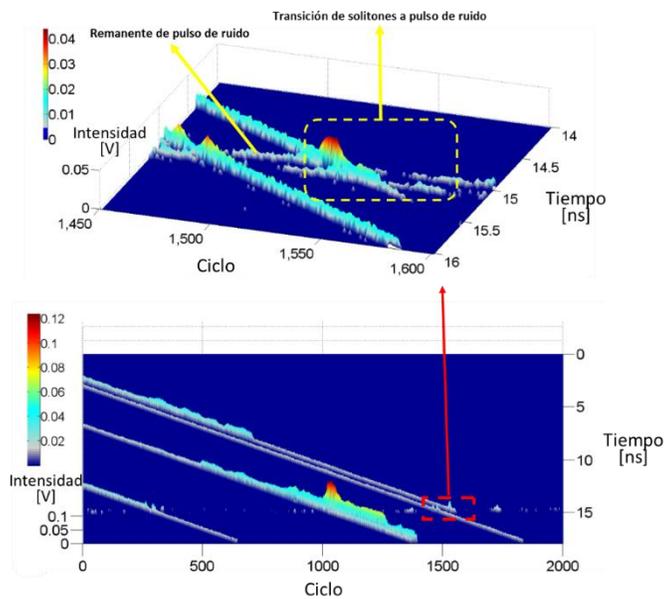


Figura 5.3.11 Transición de un paquete de solitones al pulso de ruido.

5.3.2 Detección de ondas gigantes disipativas separando la contribución de pulso de ruido y solitón.

Con ayuda del filtro de Sagnac, como ya se analizó en la Sección 5.3.1, es posible separar cada una de las componentes espectrales del régimen del pulso de ruido propagándose con paquetes de solitones. En esta sección se analizará la presencia de ondas gigantes disipativas en intensidad y energía en cada una de estas componentes espectrales a partir de tres técnicas de adquisición de datos:

1. Mediciones continuas.

Esta metodología de adquisición consistió en tomar mediciones Single-Shot consecutivas con un periodo de muestreo de 10 ps, en donde cada una de las mediciones registra 20 millones de puntos acotados en un tiempo de 0.2 ms ($\sim 2,000$ ciclos continuos en la evolución de los pulsos), además entre una medición y otra existirá el tiempo de respuesta del equipo (~ 1.5 minutos).

2. Memoria Segmentada.

En esta metodología de adquisición se utiliza la herramienta de Fast-Frame, para cada una de las mediciones registradas, con esta herramienta se captura un número específico de segmentos no correlacionados, es decir que entre un segmento y otro no se tendrá relación, al tener un tiempo de respuesta del equipo y además un disparo independiente entre cada uno de ellos. El número de segmentos que se puedan adquirir depende directamente del ancho temporal de la ventana de adquisición, así como del periodo de muestreo. En esta sección se tomaron mediciones con 20,000 segmentos cada una, en donde en cada uno de los segmentos contiene una ventana de tiempo de 5 ns, un periodo de muestreo de 10 ps y entre la adquisición de un segmento y otro existe un tiempo de respuesta de $36.42\mu s$ (Fig.5.3.12), por lo que entre un segmento y otro habrán transcurrido ~ 364 ciclos.

3. Registro de máximos en la ventana de adquisición del osciloscopio.

A partir del sistema de adquisición del equipo, con la herramienta para generar histogramas en tiempo real, es posible adquirir distribuciones estadísticas de las intensidades pico, que presenta un segmento de pulsos en una ventana de un millón de puntos, los cuales engloban alrededor de 100 ciclos consecutivos. En la ventana de adquisición, solo se registrará un solo evento de intensidad (máxima) en el histograma (Fig. 5.3.13) y entre la adquisición de cada máximo, existe el tiempo de respuesta del equipo, lo que garantiza que sean eventos que no tienen una correlación entre sí.

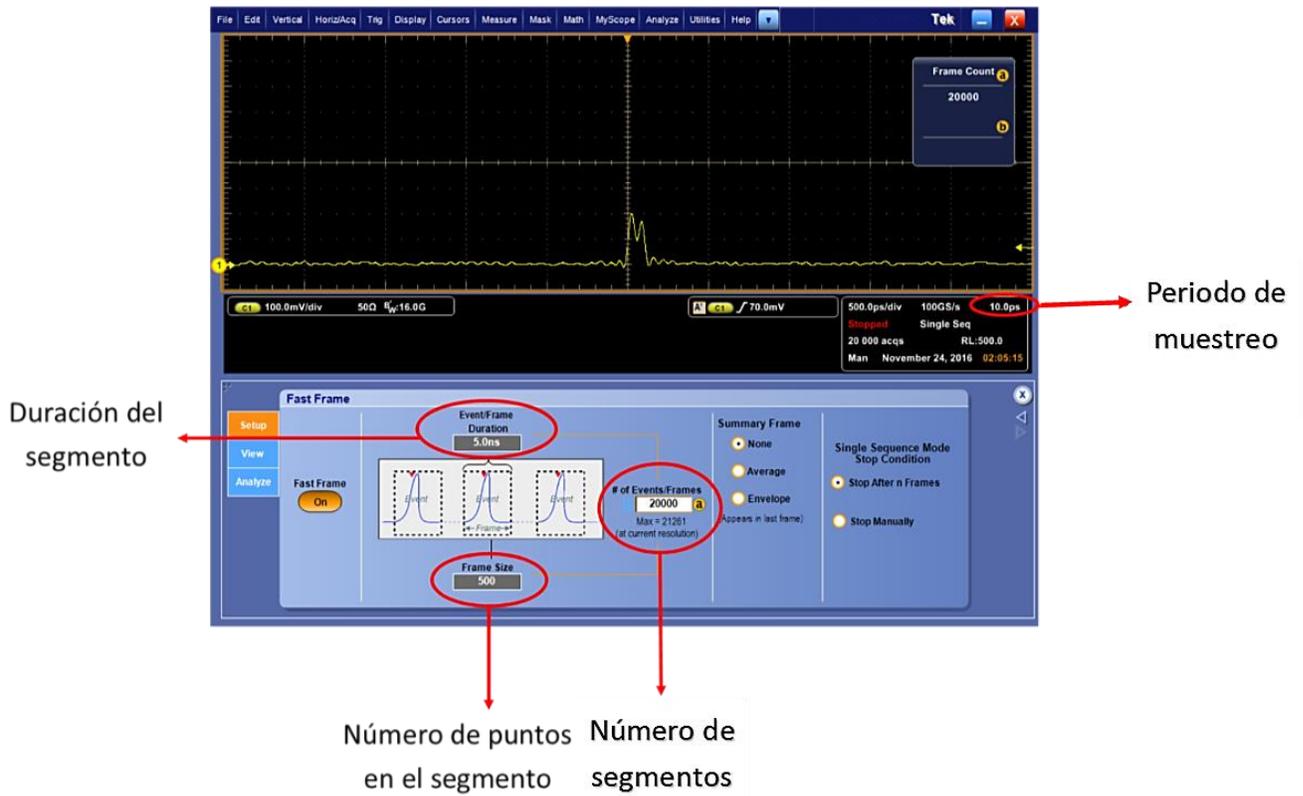


Figura 5.3.12 Medición de memoria segmentada (Fast-Frame) en osciloscopio Tektronix DPO 71604C.

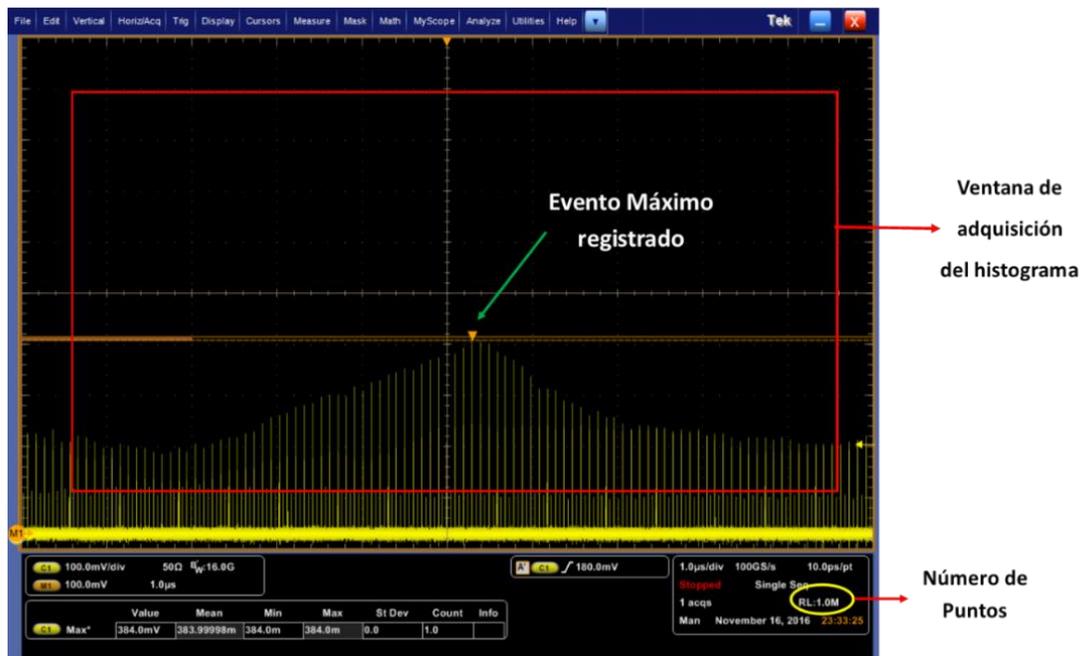


Figura 5.3.13 Sistema de adquisición de distribuciones estadísticas con las intensidades pico del osciloscopio Tektronix DPO 71604C.

5.3.2.1 Mediciones continuas.

A continuación, se identificó con esta forma de adquisición de datos, la presencia de ondas gigantes disipativas, para los pulsos, al filtrar cada una de las componentes espectrales del pulso de ruido y los paquetes de solitones.

Pulso de ruido

A partir de 19 adquisiciones de mediciones continuas, se logró procesar la evolución de la energía a cada ciclo del pulso de ruido (a través de 38,000 ciclos), Fig. 5.3.14.

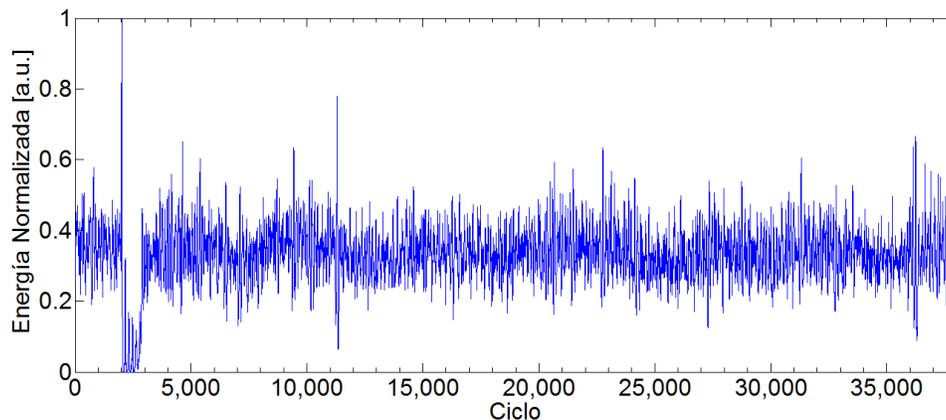


Figura 5.3.14 Evolución de la energía al filtrar pulso de ruido en 38,000 ciclos.

Como ya se analizó, al filtrar la parte de pulso de ruido, la evolución que conforma a su envolvente se va fraccionando. También el pulso de ruido sufre fluctuaciones en su energía, las cuales se ven reflejadas en las estructuras tipo breathers, que se generan en el láser, apreciando este efecto en el evento gigante principal (el más energético de los 38,000 ciclos), que ocurre del ciclo 2,000 al 4,000, Fig. 5.3.15.a. También en la última medición del ciclo 36,000 al 38,000 se aprecia las fluctuaciones de la energía con dos eventos gigantes consecutivos, Fig. 5.3.15 b.

El espacio-fase de la intensidad con respecto a la energía del perfil temporal de los pulsos, nos da información de que el pulso de ruido sigue una dinámica caótica, en donde la mayoría de las trayectorias recaen en la región del atractor y las fluctuaciones en la energía causadas por la dinámica disipativa del láser fueron mínimas, ya que solo existe una trayectoria asociada a un evento gigante, al estar lo suficientemente alejada de la región del atractor (Fig. 5.3.16). Este espacio fase es similar al que se tiene en la Fig. 5.3.3, con la contribución de pulso de ruido y de los paquetes de solitones. Solo que en este caso, al filtrar la componente espectral del pulso de ruido estamos quitando la contribución en la energía del efecto Raman SFS en el

momento en que se da la generación de solitones, por lo que se está limitando la cantidad de trayectorias que salen de la región del atractor.

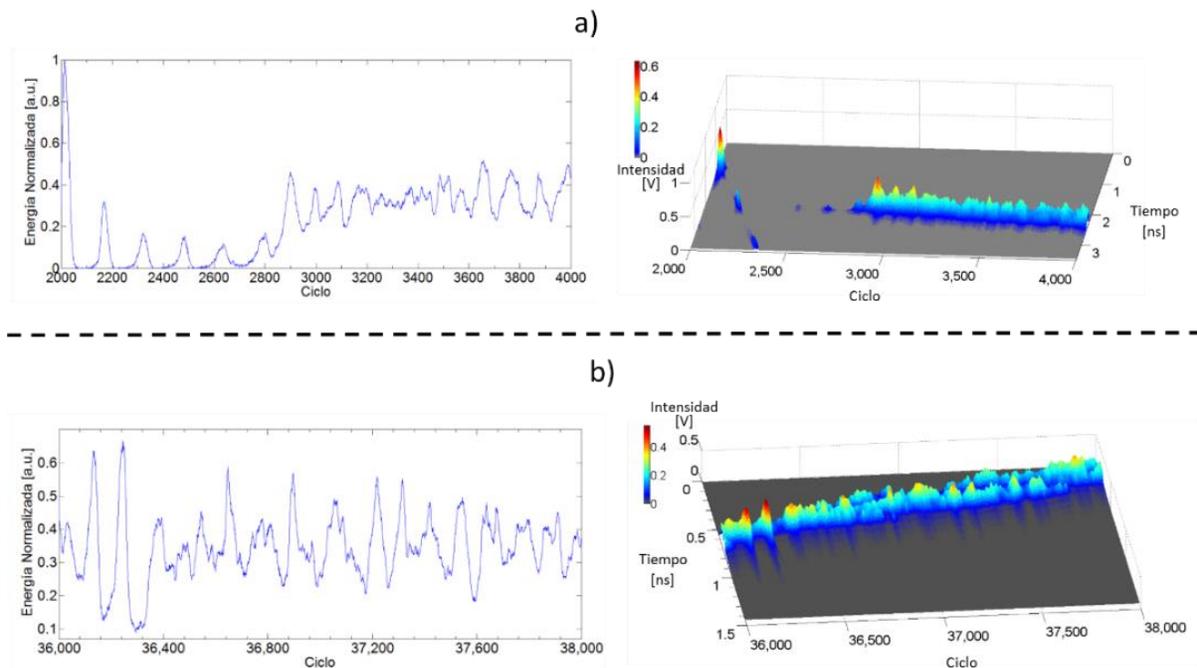


Figura 5.3.15 Secuencia de mediciones continuas en donde se identificaron ondas gigantes disipativas a) de 2,000 a 4,000 ciclos y b) de 36,000 a 38,000 ciclos.

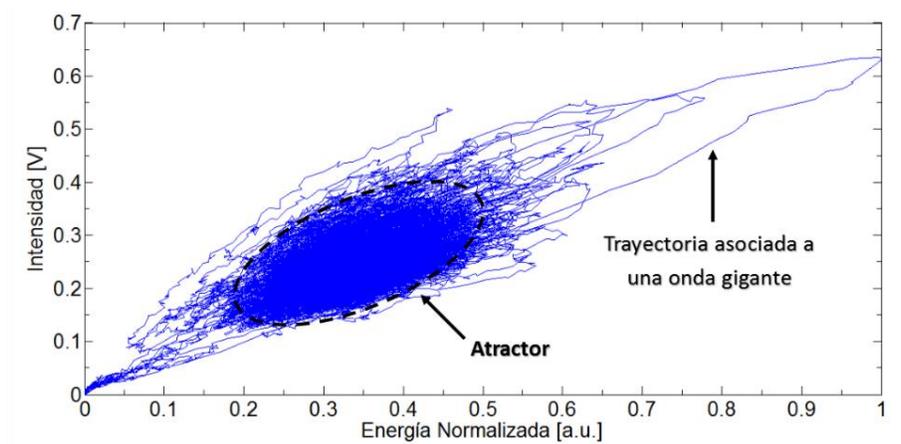


Figura 5.3.16 Espacio-fase de la intensidad con respecto a la energía asociado a la dinámica al filtrar únicamente pulso de ruido.

Al analizar la distribución estadística de la energía asociada a los 38,000 ciclos de evolución del pulso de ruido Fig. 5.3.17.a, se observa que tiene dos extremos uno hacia energías bajas y otro hacia energías altas. La cantidad de eventos gigantes que se identificaron por el criterio de ser mayores a 2.2 veces el parámetro SWH son únicamente 10 eventos lo cual representa el 0.02631 % de los eventos totales (38,000 eventos).

Al analizar la distribución estadística en escala semi-logarítmica, Fig. 5.3.17.b, se aprecia cómo se puede ajustar una recta a partir del valor promedio de energía ($M=0.3317$), hacia energías mayores teniendo un comportamiento similar a una distribución de Rayleigh, por lo que los eventos que estén por encima de la recta son considerados eventos gigantes.

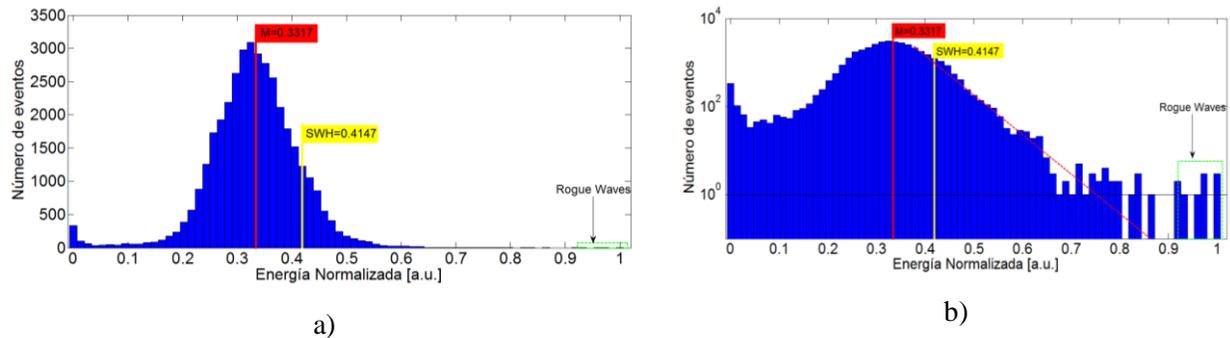


Figura 5.3.17 Histograma de la energía a lo largo de 38,000 ciclos a) escala lineal y b) escala semi-logarítmica.

De las mismas 19 adquisiciones, se realizó una estadística en donde se engloba la contribución de todos los máximos que tiene la envolvente de pulso de ruido (alrededor de 2 o 3 máximos por ciclo), evolucionando a lo largo de 38,000 ciclos de los cuales a partir de la distribución estadística (Fig. 5.3.18), solo se identificaron 6 eventos gigantes de un total de 87,033 intensidades que se registraron, lo que significa que solo el 0.0068% de los eventos totales representan a las ondas gigantes disipativas.

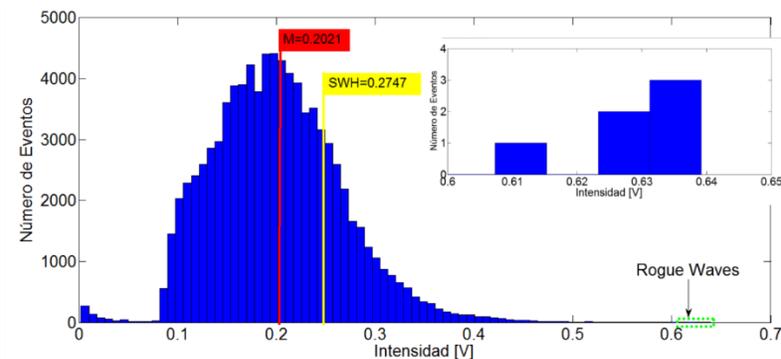


Figura 5.3.18 Histograma con la contribución de todos los máximos del pulso de ruido evolucionando a lo largo de 38,000 ciclos.

Paquetes de Solitones.

Se tomaron 20 adquisiciones de mediciones continuas, al filtrar la componente espectral correspondiente a los solitones, se pudo generar la evolución de los paquetes de solitones a lo largo de 40,000 ciclos. Se toma en cuenta que el tiempo de respuesta del equipo entre una adquisición y otra, es grande, por lo que la cantidad de solitones en la cavidad será distinta a cada adquisición. Esto, a partir de que el pulso de ruido en este tiempo muerto, puede generar paquetes de solitones, apareciendo del remanente de pulso de ruido (Fig. 5.3.9),

es decir, se perderán y ganarán solitones debido al efecto de Raman Self-Frequency Shift. Sin embargo, también se identificó que los paquetes de solitones llegan a desvanecerse después de ciertos ciclos de evolución.

A continuación, se muestra la evolución de la energía de los solitones a través de 40,000 ciclos (Fig. 5.3.19), en donde cada uno de los máximos en la curva, se debe a la contribución que tienen los paquetes de solitones generados por el efecto de Raman Self Frequency Shift. Esto nos permite afirmar que en un tiempo específico se generara una fluctuación en la energía que provocara una estructura tipo breather que emerge del remanente de pulso de ruido (Fig. 5.3.20).

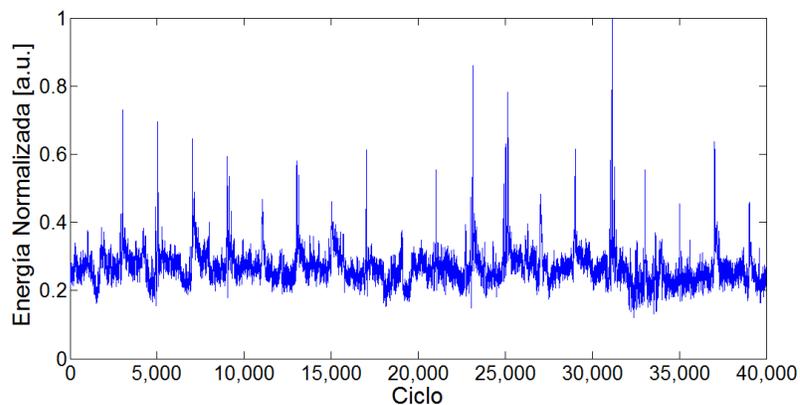


Figura 5.3.19 Evolución de la energía filtrando solitón a través de 40,000 ciclos.

A continuación, se muestra la evolución del paquete de solitones, en el segmento en donde se presentó la energía máxima de toda la evolución de los pulsos tipo solitón, comprobando que la energía máxima se debe al efecto de Raman Self-Frequency Shift, cuando se generan solitones a partir del remanente de pulso de ruido.

En el espacio-fase de la intensidad con respecto de la energía, al filtrar los paquetes de solitones, presentaran un comportamiento similar al que se obtuvo a la salida del láser con la contribución de pulso de ruido y paquetes de solitones (Fig. 5.3.3) y al que únicamente tiene la contribución del pulso de ruido (Fig. 5.3.16). En este caso se tiene una región del atractor no tan definida como en los otros casos, y se tienen trayectorias lo suficientemente alejadas de esta región, por lo que se les asocia a ondas gigantes disipativas.

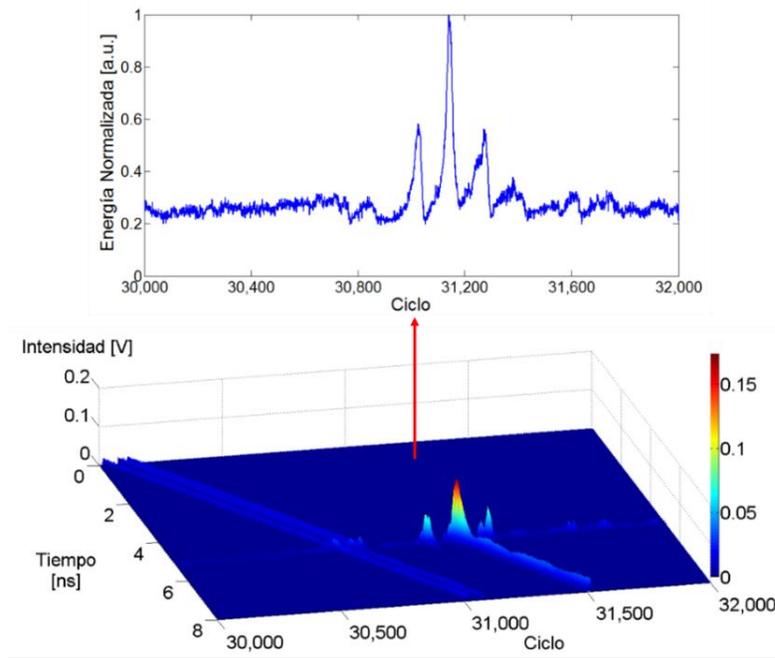


Figura 5.3.20 Evento gigante en la evolución de los paquetes de solitones.

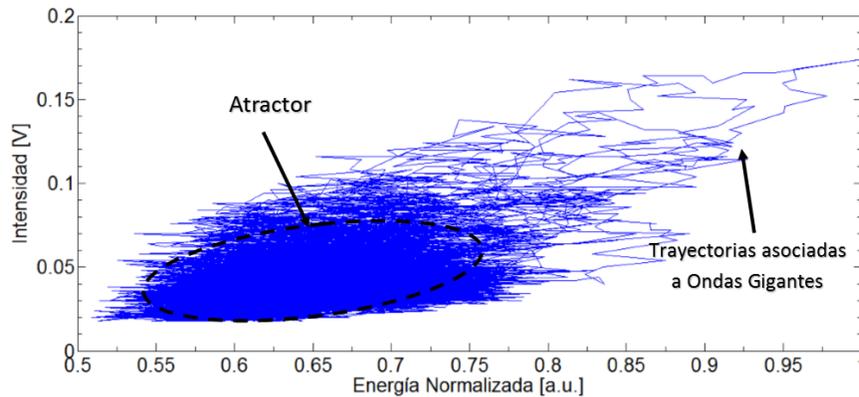


Figura 5.3.21 Espacio-Fase de la intensidad con respecto a la energía en la dinámica de los pulsos al filtrar únicamente la parte de los paquetes de solitones.

A continuación, se muestra la distribución estadística con la contribución de la energía de los paquetes de solitones evolucionando a través de 40,000 ciclos (Fig. 5.3.22), en donde se garantiza la presencia de eventos gigantes en energía debido a que su distribución es en forma de L y la existencia de evento por encima de 2.2 veces SWH, registrando 48 eventos gigantes lo cual representa el 0.12% de los eventos totales (40,000 eventos).

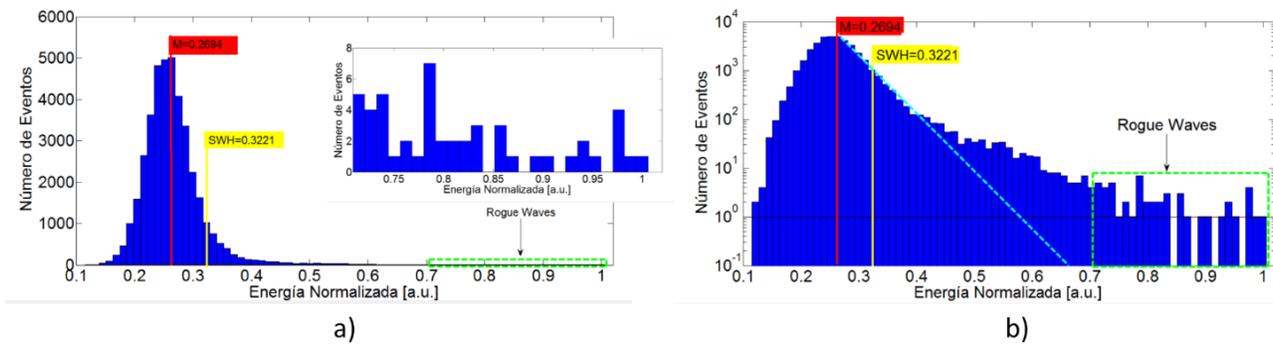


Figura 5.3.22 Distribución estadística de la energía filtrando solitón en 40,000 ciclos a) en escala lineal y b) en escala semi-logarítmica.

Al considerar la contribución de todas las intensidades pico de los solitones a cada ciclo (entre 7 a 11 eventos por ciclo), se tendrá una distribución estadística en forma de L (Fig. 5.3.23). Sin embargo, en esta se tendrá la superposición de dos distribuciones: una distribución estadística en forma de L para eventos con una intensidad $I > 0.02V$ y una distribución Gaussiana para eventos con una intensidad $I < 0.02V$. Se concluye que son más frecuentes en la dinámica los paquetes con un número reducido de solitones (confinados en la distribución gaussiana $I < 0.02V$), en comparación, de los paquetes que cuentan con un número mayor de solitones (confinados en la distribución en forma de L, $I > 0.02V$). El ordenamiento de los paquetes de solitones en dos distribuciones, centradas en una intensidad promedio de $I = 0.17 V$ y $I = 0.32V$, respectivamente, es una muestra de su aspecto discreto y de la cuantización de su energía (Soliton Energy Quantization).

El número de eventos totales en la distribución de intensidades (Fig. 5.3.23) es de 409,468 de los cuales 1,271 (0.31% de la población) son considerados ondas gigantes disipativas ($> 2.2SWH$).

Este análisis estadístico de las intensidades para identificar eventos gigantes está sobrestimado, en principio esto se debe a que se tiene la superposición de dos distribuciones (el promedio M se centra entre las dos distribuciones y el parámetro SWH muy cerca del valor promedio de la distribución estadística en forma de L). En contraparte, para el caso anterior de las ondas gigantes disipativas en energía, se confirmó un menor número de eventos gigantes debido a que solo se observan ~ 50 fluctuaciones en la evolución de la energía (Fig. 5.3.19), que sobrepasan considerablemente el nivel promedio y no necesariamente entran en la categoría de eventos gigantes. También en el espacio fase de la Fig. 5.3.21, la mayor parte de las trayectorias se encuentran en la región del atractor y solo una cantidad reducida ($\ll 1,271$ evento gigantes del análisis estadístico de intensidades) que sale de esta región puede ser considerado evento gigante.

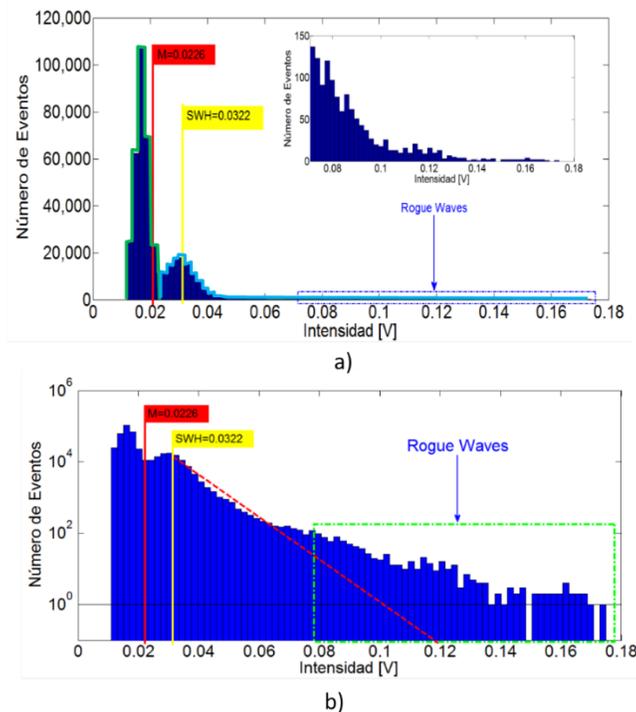


Figura 5.3.23 Histograma filtrando solitón considerando la contribución de la intensidad de todos los solitones a lo largo de 40,000 ciclos a) escala lineal especificando la superposición de dos distribuciones (Gaussiana -línea verde, y en forma de L-línea azul). b) escala semi-logarítmica.

5.3.2.2 Memoria Segmentada.

En la sección anterior, se determinaron eventos gigantes tanto en energía como en intensidad a partir de mediciones con secuencias continuas. En esta sección se identificarán eventos gigantes a partir de la memoria segmentada del osciloscopio Tektronix utilizando la herramienta de Fast-Frame (sistema de adquisición descrito al inicio de la sección 5.3).

Pulso de Ruido

Al filtrar pulso de ruido en este sistema de adquisición de memoria segmentada se tomaron 8 mediciones con una ventana de adquisición de 5 ns(en esta ventana se puede acotar adecuadamente el pulso de ruido), donde cada una tiene 20,000 segmentos del pulso de ruido, los cuales no son eventos correlacionados, es decir, que cada uno de los segmentos no tienen relación unos con otros debido que al adquirir cada segmento pasa el tiempo de respuesta del equipo, que corresponde a varios cientos de ciclos.

En la Fig. 5.3.24, se muestra la primera medición de memoria segmentada con 20,000 segmentos, en esta medición se aprecia cómo se va modificando la envolvente a cada segmento. Estos cambios continuos en el perfil temporal del pulso de ruido, se deben a la dinámica altamente disipativa, ya que como se analizó

anteriormente, el pulso de ruido se va fragmentando en su evolución (Fig. 5.3.7). Además, en la evolución del pulso de ruido a cada segmento, se aprecian dos eventos gigantes muy visibles, ya que presentan una intensidad pico muy por encima de la intensidad promedio (segmentos 16,000 y 18,772).

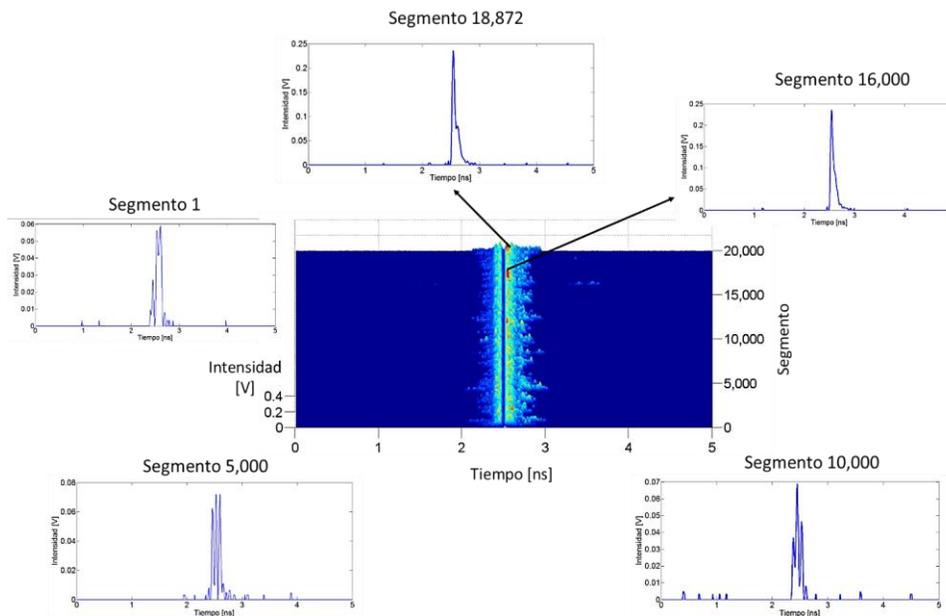


Figura 5.3.24 Primer medición con memoria segmentada (Fast-Frame) al filtrar el pulso de ruido.

El espacio-fase de la intensidad con respecto a la energía contendrá la información del pulso de ruido asociado a cada segmento, en este caso no se tendrán trayectorias definidas al no tener correlación entre un evento y otro. Como se ha visto en los casos anteriores, existe una gran cantidad de eventos que recaen en la región del atractor, en este caso se tiene la cantidad de eventos suficientes para poder definir una forma simétrica de esta región y solo una pequeña parte de los eventos se aleja de esta zona, en donde solo los puntos aislados serán considerados ondas gigantes disipativas.

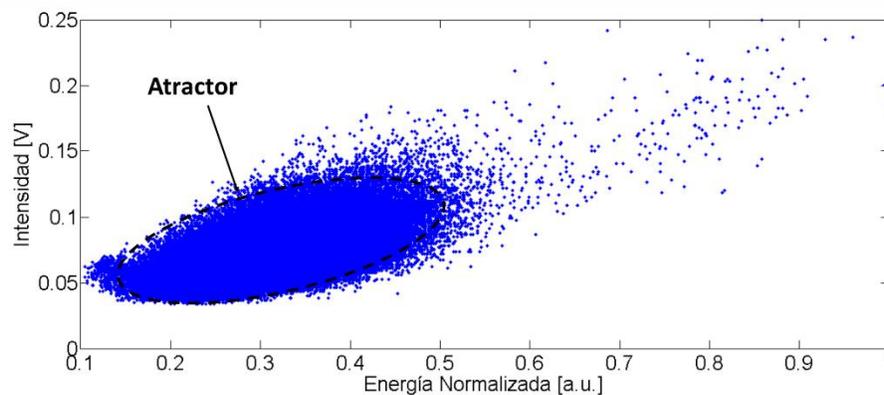


Figura 5.3.25 Espacio-Fase de la intensidad con respecto a la energía del pulso de ruido con la información asociada a 160,000 segmentos.

En el análisis estadístico de la energía de los 160,000 segmentos no correlados, se tiene una distribución en forma de L (Fig. 5.3.26), si no consideramos la parte sesgada de las energías altas del histograma, podemos ver que la distribución se apega mucho a una distribución de Rayleigh, y más por la recta que se ajusta en el histograma en escala semi-logarítmica Fig. 5.3.26.b. En total se registraron 35 eventos como ondas gigantes disipativas ($>2.2SWH$), lo cual representa 0.022% de toda la población.

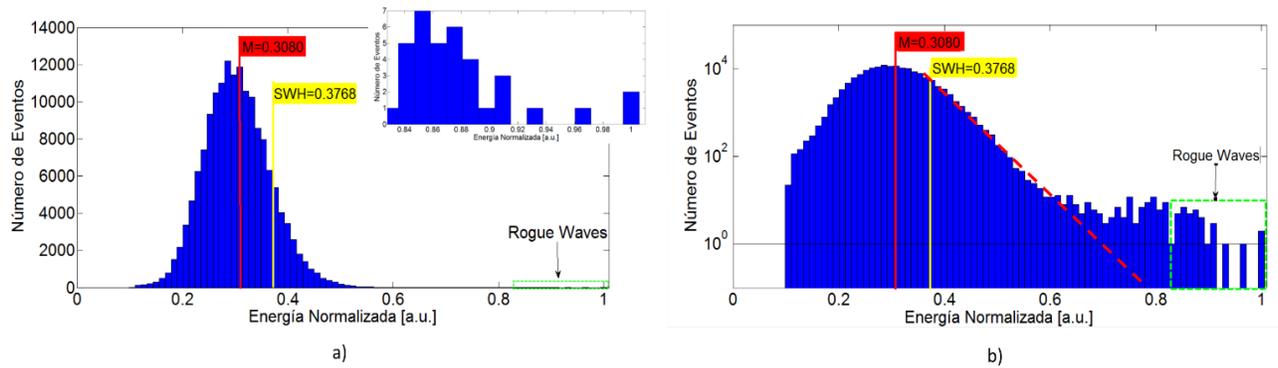


Figura 5.3.26 Distribución estadística de la energía del pulso de ruido implementando el sistema de adquisición de memoria segmentada (160,000 segmentos).

Como se puede apreciar en la Fig. 5.3.24, la envolvente que describe al pulso de ruido, sufre cambios entre un segmento y otro, estos cambios se ven reflejados en la aparición y disminución de máximos en la envolvente. Cuando existe un evento gigante, la envolvente se comprime y únicamente aparece un máximo como en el segmento 16,000 y en el segmento 18,872. Por ello en la distribución estadística se consideró la contribución de todos los máximos que conforman a la envolvente del pulso de ruido, para así tener una distribución estadística en forma de L, en donde la parte sesgada de la distribución se da hacia los eventos gigantes. Al no tener una parte sesgada hacia las intensidades bajas nos ayuda a que el número de eventos gigantes no esté sobreestimado, en este análisis se tomaron 352,008 eventos, de los cuales solo 82 máximos en intensidad del pulso de ruido, se identificaron como ondas gigantes disipativas ($>2.2SWH$), lo cual representa 0.023% de toda la población.

En conclusión, al adquirir mediciones con memoria segmentada para el pulso de ruido se obtuvieron los resultados esperados, al tener una distribución estadística en forma de L en la contribución de intensidades y energía de los segmentos, así mismo, el espacio-fase de la intensidad con respecto a la energía del pulso presenta el comportamiento esperado para la identificación de eventos gigantes. Un aspecto importante es que en este sistema de adquisición al tener eventos que no son consecutivos (no están correlacionados entre sí), no estamos sobrestimando la cantidad de eventos gigantes registrados, ya que cuando aparecen las estructuras en el pulso de ruido con una intensidad muy por encima de la intensidad promedio (evolucionando a lo largo de ~ 100 ciclos consecutivos), consideradas como ondas gigantes disipativas, únicamente se registrará una vez cada evento que estará confinado en un segmento.

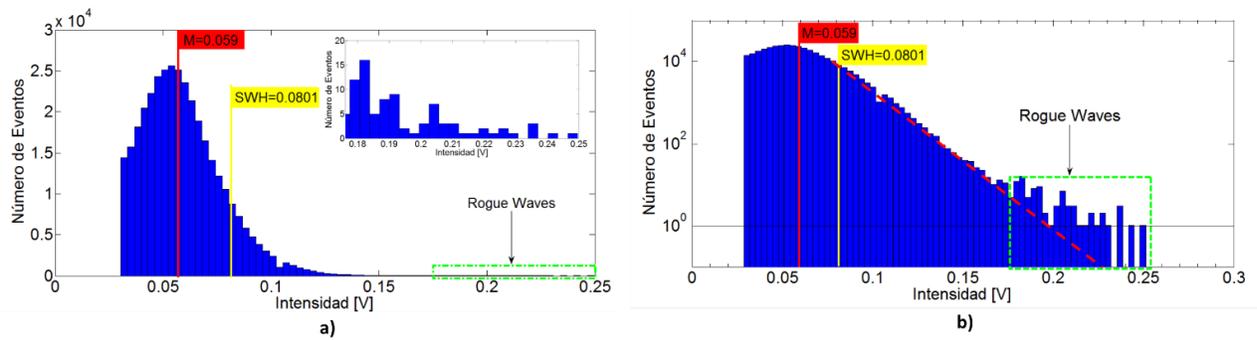


Figura 5.3.27 Distribución estadística de la contribución de la intensidad máxima del pulso de ruido con la adquisición de memoria segmentada.

Solitón

Se realizó la misma adquisición por memoria segmentada al filtrar la parte de solitones, el único inconveniente en estas mediciones de memoria segmentada es que con el tiempo de muestreo de 10 ps y al adquirir 20,000 segmentos, la ventana de adquisición es pequeña (5ns), por lo que en las mediciones no es posible acotar la contribución de todos los paquetes de solitones, ya que están distribuidos a lo largo de todo el periodo en la cavidad (98.43 ns).

En la Fig. 5.3.28, se aprecia la primera medición de las ocho que se adquirieron, en donde se muestra la evolución de 20,000 segmentos y como ya se mencionó, entre uno y otro existe el tiempo de respuesta del equipo. Para cada segmento varía mucho el número de paquetes de solitones confinados en 5 ns, por ejemplo, en el primer segmento tenemos un solo paquete, mientras que en el segmento 14,620 existen 3 paquetes de solitones.

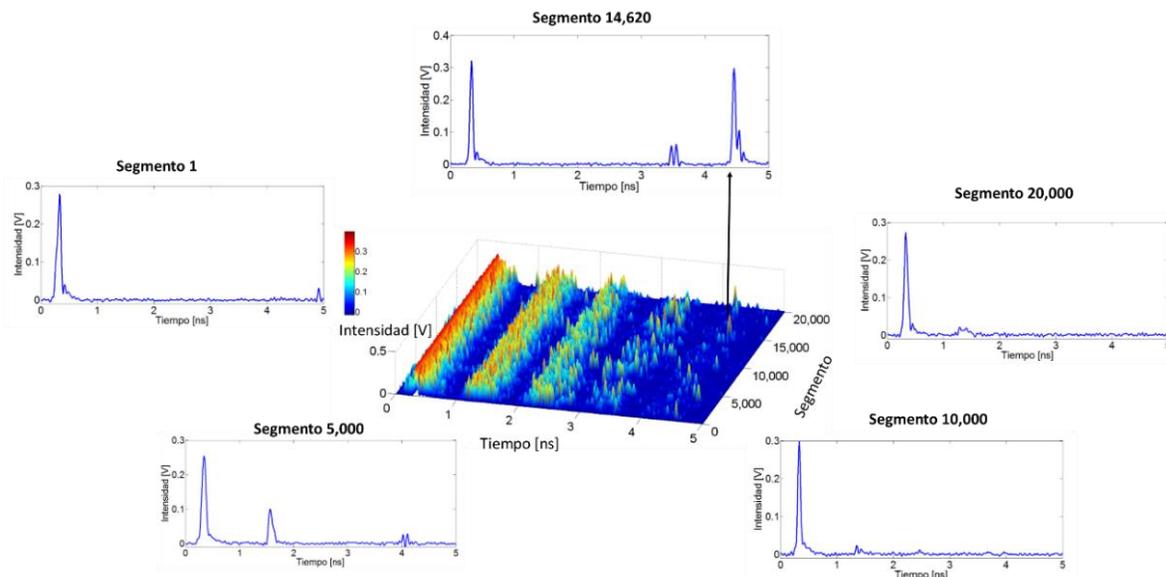


Figura 5.3.28 Evolución de los paquetes de solitones a través de 20,000 segmentos (Fast-Frame).

El espacio fase de la intensidad con respecto a la energía asociado a 160,000 segmentos de los paquetes de solitones (Fig. 5.3.29), da como información que los solitones acotados en la ventana de adquisición (5 ns) tienden a distribuirse en dos regiones de energía (2 atractores). Para eventos de energía baja ($E < 0.25$) se tiene solo un paquete de solitones por lo que están confinados en el atractor de bajas intensidades ($I < 0.22$), mientras que en la región del atractor de altas intensidades ($I > 0.22$) pueden estar contenidos eventos en donde existen de 1 a 3 paquetes de solitones. Este comportamiento, en particular del espacio-fase, es una manifestación clara del aspecto discreto de los solitones y la cuantización de la energía (soliton energy quantization) al distribuirse en dos atractores centrados en las energías $E = 0.25$ y $E = 0.45$ respectivamente.

La gráfica en el espacio-fase (Fig. 5.3.29), también nos da información de que no hay eventos aislados en intensidad de las regiones de los atractores. Sin embargo, si hay eventos extremos en energía considerados ondas gigantes disipativas, los cuales están lo suficientemente alejados de las regiones de los atractores.

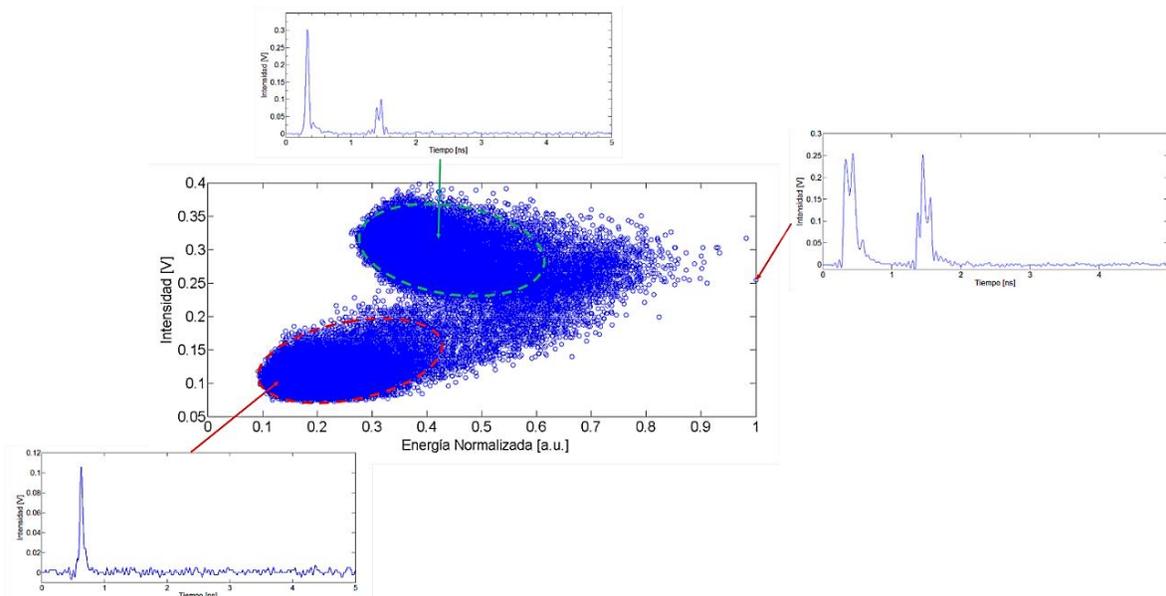


Figura 5.3.29 Espacio Fase de la intensidad con respecto a la energía asociado a 160,000 segmentos. Identificando la región del atractor de intensidades bajas (línea punteada roja) y la región del atractor de intensidades altas (línea punteada verde).

La distribución estadística con la contribución de la energía de los 160,000 segmentos de los paquetes de solitones, tendrá la superposición de dos distribuciones estadísticas (un indicio de ello es que el valor promedio se encuentra entre las dos distribuciones) (Fig. 5.3.30), cada una asociada a las regiones de los atractores del espacio fase (Fig. 5.3.29). La primera distribución para energías bajas ($0.1 < E < 0.28$) es tipo gaussiana y la segunda distribución para energías altas ($E > 0.28$) es en forma de L. De los 160,000 eventos, solo se identificó a 12 eventos gigantes ($> 2.2\text{SWH}$), lo cual representa un 0.0075% de la población.

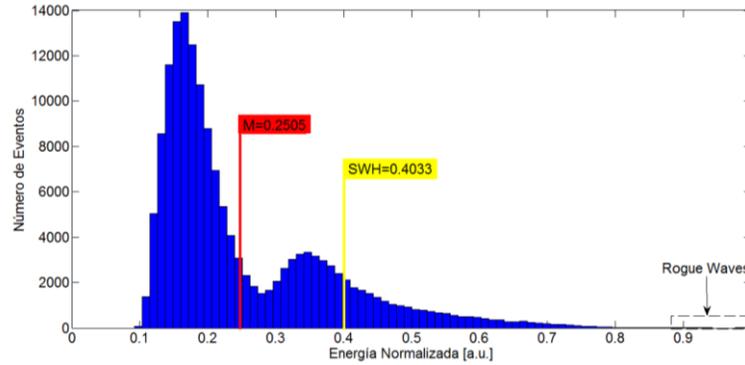


Figura 5.3.30 Distribución estadística de la contribución de energía filtrando solitones con el sistema de adquisición de memoria segmentada (160,000 segmentos).

Al comparar las distribuciones en energía de las mediciones segmentadas con las mediciones continuas, se tiene que en el primer caso con las mediciones segmentadas (analizando la distribución de los paquetes de solitones en 5ns), los eventos gigantes en energía se deben específicamente al aumento del número de solitones (ya que debido a la cuantización de la energía en los solitones, la energía por pulso no cambia), a diferencia del segundo caso con las mediciones continuas (analizando la distribución de los paquetes de solitones a lo largo de todo el periodo del láser 98.64 ns, Sección 5.3.2.1), en donde a pesar de que los paquetes de solitones sufren constantemente fluctuaciones en la energía a lo largo de su evolución debido a la dinámica de las pérdidas y ganancia en la cavidad disipativa (Fig. 5.3.10), únicamente los eventos gigantes están asociados con las estructuras que emergen del remanente del pulsos de ruido (debido al efecto de Raman SFS).

A partir de la distribución estadística con la contribución de la intensidad de todos los paquetes de solitones en cada segmento (que van desde 1 a 3 eventos por segmento, Fig. 5.3.31), se aprecia que el valor promedio de las intensidades de los solitones está muy alejado del parámetro SWH y no se tiene una distribución estadística en forma de L. Sin embargo, si se ve la conexión de la distribución con el espacio-fase, en donde cada uno de los atractores representa un segmento en específico de la distribución, para intensidades bajas $I < 0.22$ (atractor delimitado por el círculo rojo, Fig. 5.3.29) y para intensidades altas $I > 0.22$ (atractor delimitado por el círculo verde, Fig. 5.3.29) se tiene una distribución Gaussiana. Las dos distribuciones centradas en las intensidades promedio $I = 0.1$ y $I = 0.3$ son indicio de la naturaleza discreta de los solitones.

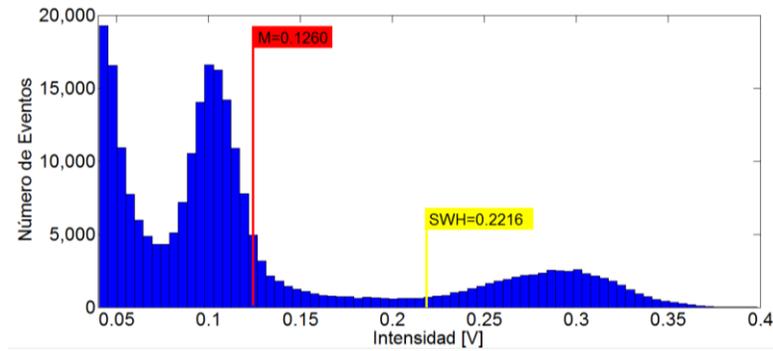


Figura 5.3.31 Histograma con la contribución de las intensidades de los paquetes de solitones implementando memoria segmentada.

5.3.2.3 Registro de máximos en ventana de adquisición en el osciloscopio.

Al utilizar la técnica descrita al inicio de la Sección 5.3, del registro de máximos en una ventana de adquisición en el osciloscopio, se adquirió una distribución estadística para el caso en el que se tiene al pulso de ruido y paquetes de solitones (salida del láser) y al utilizar el filtro de Sagnac únicamente se tendrá la contribución del pulso de ruido o bien solo la de los paquetes de solitones. En este sistema de adquisición no se puede analizar la dinámica de los pulsos a partir de un espacio fase, ya que no se registra el perfil temporal de los pulsos, por lo tanto, no se tiene información de la energía.

Salida del láser

Para el caso del láser, en donde se tiene la contribución de pulso de ruido y solitones, el evento máximo en la ventana de adquisición recaerá sobre el pulso de ruido al ser los eventos de mayor intensidad.

Con el sistema de adquisición del osciloscopio para generar un histograma con la intensidad máxima en la ventana de adquisición (Fig. 5.3.32), a la salida del láser se obtuvo una distribución en forma de L en donde se produce un sesgo muy notorio, Fig. 5.3.32.a. La distribución en escala semi-logarítmica (Fig. 5.3.32.b) confirma más la presencia de eventos gigantes, en donde la región que está delimitada por una línea punteada corresponde a una distribución de Rayleigh y todos los eventos que estén por encima de la recta (decaimiento exponencial de la distribución en el extremo de intensidades altas) y sean mayores a $2.2SWH$ son eventos gigantes. En este análisis, el número de eventos totales es de 13,565,000,000 intensidades máximas, de los cuales se identificó como eventos gigantes ($>2.2SWH$) a 8,853,039 eventos que representan el 0.0652% de la población.

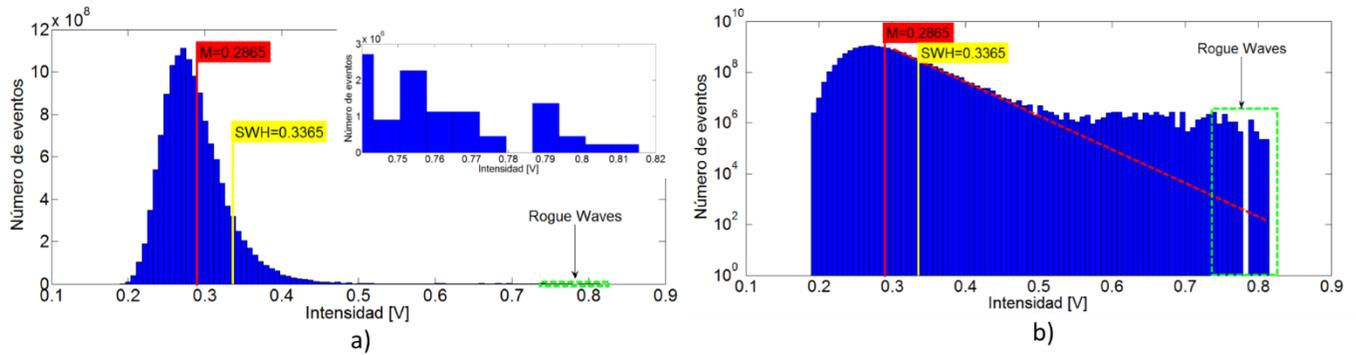


Figura 5.3.32 Histograma de las intensidades a la salida del láser (Ruido-Solitón) a) escala lineal y b) escala semi-logarítmica.

En esta distribución, no se tomaron en cuenta las intensidades de los paquetes de solitones al registrar únicamente un evento máximo (que recae en el pulso de ruido) cada 100 ciclos no consecutivos, todo lo contrario, a la distribución adquirida a partir de 60,000 ciclos continuos a la salida del láser, Fig. 5.3.5, al tener la contribución de los paquetes de solitones, se genera un peso estadístico en el valor promedio (M) y el parámetro SWH, que se centran hacia intensidades más bajas, razón por la cual se identificó una mayor cantidad de eventos gigantes (>2.2 SHW). Se concluye que, bajo esta técnica de adquisición del registro de intensidades máximas, se tienen un registro óptimo en la detección de ondas gigantes disipativas para el caso de analizar los pulsos a la salida del láser.

Pulso de ruido.

Al filtrar pulso de ruido y con el sistema de adquisición del equipo, se obtuvo la siguiente distribución estadística, Fig. 5.3.33, la cual es similar al de la contribución del láser con pulso de ruido y solitón. A partir de la distribución en forma de L (Fig. 5.3.33), se identificó un segmento de eventos perteneciente a ondas gigantes disipativas, el cual consta de 44,635,591 eventos de un total de 86,127,000,000. El porcentaje que representa a las ondas gigantes disipativas es el 0.0518% de la población.

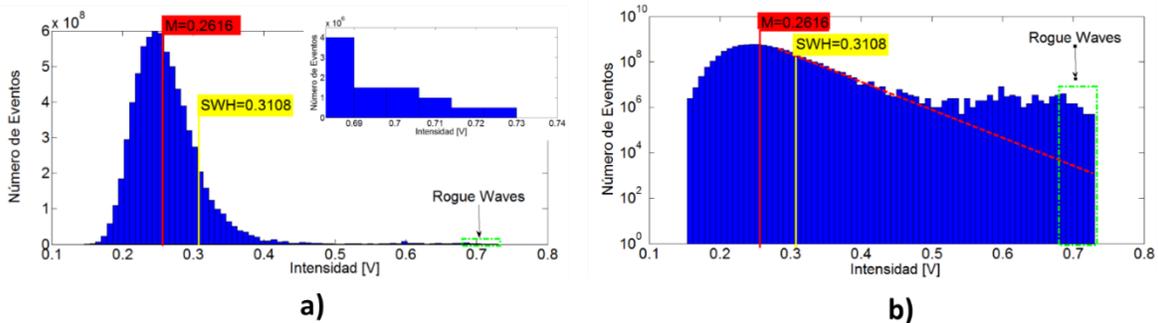


Figura 5.3.33 Histograma de las intensidades del pulso de ruido con el sistema de adquisición del equipo (registrando 86,127,000,000 de eventos) a) escala lineal y b) escala semi-logarítmica.

Al comparar esta distribución de intensidades con el caso anterior, en donde se considera a la contribución de pulso de ruido y solitones (Fig. 5.3.32), se aprecia un valor similar en el porcentaje de la población que representan a las ondas gigantes disipativas. Debido a que se tiene el mismo porcentaje de eventos gigantes (con respecto a los eventos totales), con y sin la contribución de los paquetes de solitones, se confirma que la generación de ondas gigantes disipativas se deben a las fluctuaciones de la estructura interna del pulso de ruido. Además, como ya se estudió en las secuencias de la evolución del pulso de ruido coexistiendo con los paquetes de solitones (Sección 5.1), se pudo visualizar (Fig. 5.1.4) que las colisiones de los paquetes de solitones con el pulso de ruido no son un detonante para la generación de ondas gigantes disipativas, al no existir un incremento notable en la intensidad.

Al comparar la distribución obtenida en este registro de máximos (Fig. 5.3.33), con la distribución de la memoria segmentada (Fig. 5.3.27), se identificó que la distribución de intensidades al implementar la memoria segmentada presenta una parte más sesgada (evento máximo $\sim 3.1SWH$), en comparación de la distribución de intensidades de este análisis (Fig. 5.3.34, evento máximo $\sim 2.34SWH$). Al presentar una parte más sesgada hacia los eventos de intensidad alta, la región de los eventos gigantes ($>2.2SWH$) es más grande por lo que se pensaría encontrar un mayor número de eventos localizados en esta región. Sin embargo, se observó que para el caso de la memoria segmentada, la región de eventos gigantes es grande ($2.2SWH \leq I \leq 3.1SWH$) y a pesar de esto, el porcentaje de eventos gigantes con respecto al total de eventos es de 0.023 % y es la mitad del porcentaje eventos gigantes de este análisis 0.0518%.

Filtrando Solitón

De acuerdo con los resultados anteriores (Sección 5.3.1), se identificó que los eventos gigantes cuando se está filtrando la componente espectral de los solitones, corresponden a aquellos paquetes de solitones que se generan del remanente de pulso de ruido, debido a un desplazamiento de la energía (Raman SFS, Fig. 5.3.9). Al analizar la distribución estadística a partir del sistema de adquisición de máximos en el equipo, observamos una gran cantidad de eventos que tienen contribuciones de intensidad bajas y solo una pequeña parte de la población genera la parte sesgada de la distribución asociándolo a los solitones que son ondas gigantes disipativas. La cantidad de eventos totales registrados es de 8,344,000,000, de los cuales solo 675,002 eventos son ondas gigantes disipativas ($>2.2SWH$) que representan el 0.00808% de la población.

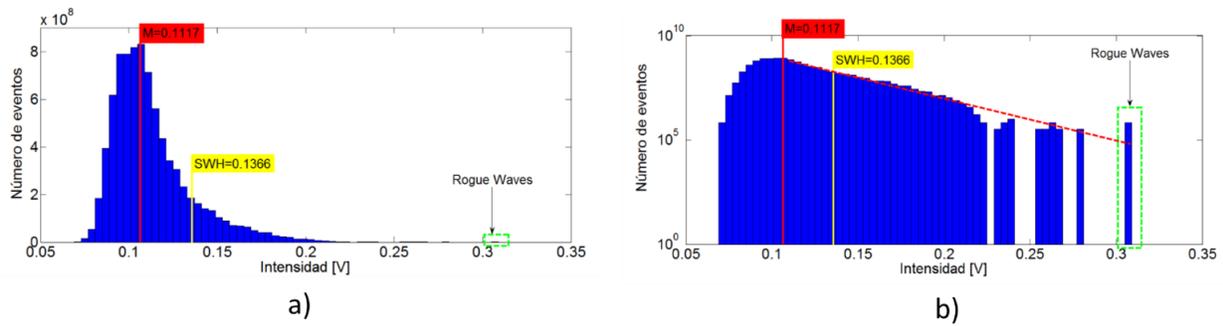


Figura 5.3.34 Histograma de las intensidades al filtrar solitones con el sistema de adquisición del equipo.

En la técnica de adquisición de mediciones continuas, en donde los eventos están correlados (Sección 5.3.2.1), se tuvo una superposición de dos distribuciones estadísticas, una correspondiente a paquetes de solitones con intensidades bajas y otra correspondiente a paquetes de solitones con intensidades altas, diferenciándose con la técnica del registro de máximos en donde únicamente se tiene la contribución de los paquetes de solitones con intensidades altas (sin tener correlación entre los eventos), por lo que la distribución es en forma de L.

La cantidad de eventos considerados como ondas gigantes disipativas (>2.2 SWH) recaen sobre un único intervalo de las intensidades (con 675,002 eventos), que está aislado con respecto a los demás intervalos (Fig. 5.3.34). Estos huecos en los intervalos del histograma presentes en el osciloscopio se pueden deber a un problema de digitalización de las intensidades pico, sin embargo si se analiza la distribución de las mediciones continuas en escala semi-logarítmica (Fig.5.3.23 b)), la cantidad de eventos extremos en intensidad son mínimas al estar muy cercanos al nivel 10^0 (al tener correlación en los eventos, la estructura representativa de una ondas gigante contribuirá con más de un evento en la distribución). En este caso, con el registro de intensidades máximas al no tener correlación de los eventos registrados, únicamente se tendrá la contribución de un solo evento en la distribución asociada a un evento gigante que estará muy alejado y aislado de los demás eventos registrados, confirmándolo con la evolución de los pulsos al filtrar los paquetes de solitones (Fig. 5.3.9), en donde emergen eventos gigantes con una intensidad muy por encima de la intensidad de los paquetes de solitones, por lo tanto se concentraran en una pequeña región de intensidades aislada de los demás eventos.

Capítulo 6 | Discusión de resultados experimentales.

El láser de amarre de modos pasivo con cavidad de anillo opero en un régimen de un pulso de ruido evolucionando con paquetes de solitones. La identificación del pulso de ruido se hizo a partir del espectro (centrado en una longitud de onda de 1531 nm), al presentar una traza continua y con la medición de autocorrelación (filtrando únicamente la componente espectral del pulso de ruido), Fig. 4.2.7.a, se registró un pedestal característico de estos pulsos. La presencia de pulsos tipo solitón es evidente, ya que el espectro centrado a 1558 nm es característico de estos pulsos, simétrico y con la presencia de bandas laterales conocidas como bandas laterales de Kelly, las cuales son producidas cuando los solitones entran en resonancia con ondas dispersivas. También con la medición de autocorrelación (filtrando la componente espectral del solitón), Fig. 4.2.7.b, al presentar un pedestal más uniforme, se obtiene como información que el láser produce paquetes de solitones que se mueven unos respecto a otros y no son equidistantes entre sí. El número de solitones que conforma cada paquete es imposible de estimar, sin embargo, es posible inferir que cada uno de los paquetes tiene una cantidad distinta de solitones, debido a que se registran diferentes intensidades.

Se comprobó experimentalmente que, la potencia de bombeo inyectada al láser es uno de los parámetros que modifica el comportamiento de los pulsos en la dinámica que describen. En el régimen en que se trabajó, la contribución del pulso de ruido presenta un perfil temporal y un espectro invariante ante una disminución de la potencia de bombeo (Sección 4.3.1). Sin embargo, la contribución de los solitones si se ve afectada por el aumento o la disminución de la potencia de bombeo (Sección 4.3.2): a potencias de bombeo bajas, los paquetes de solitones se agrupan en una sola envolvente; conforme la potencia de bombeo aumenta, los paquetes de solitones se van distribuyendo a lo largo del periodo en la cavidad (98.46 ns).

Con la técnica del mapeo en 3D de la secuencia del perfil temporal de los pulsos evolucionando a cada ciclo en la cavidad, Fig. 5.1.2, a partir de mediciones Single-Shot realizadas con el osciloscopio Tektronix DPO 71604C (con un ancho de banda de 16 GHz), fue posible estudiar a detalle la dinámica que tiene el pulso de ruido al propagarse con paquetes de solitones. Uno de los comportamientos que se pueden visualizar en el pulso de ruido, es tener una envolvente que sufre cambios constantes en su evolución. En particular, se aprecian fragmentos que se desprenden de la envolvente, éstos se atenúan conforme se alejan de la estructura principal del pulso de ruido, atribuyendo este comportamiento a una dinámica altamente disipativa.

Por otro parte, en la secuencia de evolución del perfil temporal, se visualizó que los paquetes de solitones presentan un perfil temporal más uniforme y simétrico (debido a que la duración de los solitones es de ps únicamente se registra la respuesta impulsional). Además, al tener diferentes componentes espectrales asociadas al pulso de ruido y a los paquetes de solitones, se tendrán diferentes velocidades de grupo entre los

pulsos, lo que ocasionara, que los paquetes de solitones tengan un desplazamiento temporal (walk-off) con respecto al pulso de ruido (~ 7.7 ps por ciclo). Con esta dinámica fuera del caso estacionario, los paquetes de solitones colisionan con el pulso de ruido aproximadamente cada 12,800 ciclos (~ 1.27 ms). Sin embargo, estas colisiones no generan fluctuaciones considerables en la potencia del pulso de ruido, y en casos aislados el paquete de solitones se puede incorporar por completo al pulso de ruido (Fig. 5.3.11).

En el láser de amarre de modos pasivo de cavidad de anillo se generaron efectos no lineales dependientes de la intensidad del pulso, identificando al efecto Kerr y la rotación de polarización no lineal NLPR, que son vitales para la operación de un régimen pulsado. Otro efecto, que se identificó, a partir de la medición del espectro (Fig. 4.2.1) y con las secuencias de evolución del perfil temporal en 3D del pulso de ruido coexistiendo con los paquetes de solitones es el Raman SFS (Fig. 5.1.4). A partir de que en cierto instante el perfil temporal del pulso de ruido alcanza una potencia pico, que está por encima de la potencia promedio (generando una estructura simétrica de una intensidad muy alta con respecto a la intensidad promedio), es decir, que en el instante en que se generó la SFS, el pulso de ruido (con espectro centrado a 1531 nm) auto-induce una ganancia no-lineal hacia los paquetes de solitones (con espectro centrado en 1558 nm), Fig. 5.1.4.

Las estructuras o explosiones que emergen del pulso de ruido consideradas como ondas gigantes disipativas (Fig. 5.1.4, 5.2.1, 5.3.2 y 5.3.8), son generadas a partir de una fluctuación en la estructura interna del pulso de ruido que puede ser asociada al proceso de Q-Switching o bien un proceso similar a los pulsating solitons al tener una cavidad disipativa. Además, como parte de esta estructura se desprende para generar un paquete de solitones, entonces las ondas gigantes también se verán reflejadas en la contribución de solitones. Para separar la contribución del pulso de ruido de los paquetes de solitones, en las ondas gigantes disipativas, se utilizó un filtro de Sagnac (descrito en la [Sección 4.2.1](#)), cuando se filtra la parte de los solitones existe un remanente de pulso de ruido con una intensidad muy baja ([Apéndice E](#)), en el momento de la generación de la onda gigante disipativa, del remanente emerge un paquete de solitones con una estructura uniforme que supera por mucho la potencia pico promedio (Fig. 5.3.9).

Como ya se mencionó, se identificaron fluctuaciones en la estructura interna del pulso de ruido que sobrepasan por mucho la potencia promedio (al producirse explosiones en el pulso de ruido), estos eventos son interpretados como ondas gigantes. Usualmente para la identificación de ondas gigantes, se hace un análisis estadístico ([Sección 3.1](#)), en donde se debe de cumplir que los eventos registrados, intensidades pico o bien la energía del perfil temporal, siguen una distribución estadística en forma de L. Estas distribuciones presentan un sesgo notorio hacia los eventos extremos (intensidades ó energías altas), asociando a los eventos gigantes que estén en la región $>2.2SWH$ y en escala semi-logarítmica serán identificados, como aquellos eventos que estén por encima del decaimiento exponencial hacia las intensidades altas de la distribución de Rayleigh.

Fuera de un análisis estadístico, se propuso identificar a las ondas gigantes disipativas a partir de un espacio fase, de la intensidad con respecto a la energía del perfil temporal de los pulsos, siendo este un método mucho más eficaz, el cual no sobreestima la cantidad de ondas gigantes ($\sim 0.01\%$ de la población total). Cuando los espacios fases están contruidos a partir de eventos correlacionados, se presenta una zona en donde se concentrará la mayor cantidad de trayectorias en una pequeña región (análogo a un atractor en teoría del caos). Cuando se generan fluctuaciones en la estructura interna del pulso de ruido y aparece un evento gigante (explosión del pulso de ruido con una estructura uniforme), se verán reflejadas en el espacio fase como una desestabilización en el sistema, por lo que las trayectorias cerradas saldrán de la región del atractor (Fig. 5.1.5, 5.2.2, 5.3.3, 5.3.16, 5.3.21, 5.3.25). El número de trayectorias cíclicas que salen de la región del atractor será la cantidad real de ondas gigantes que se generaron en las mediciones.

Como se mencionó en la Sección 3.2.2, las ondas gigantes disipativas en pulsos de ruido, en la mayoría de los casos son indetectables a partir de mediciones en tiempo real con osciloscopios ópticos, a pesar de que se cuente con un ancho de banda muy grande ($\sim 20\text{GHz}$), debido a que las fluctuaciones que ocurren en la estructura interna del pulso se dan a una escala de sub-ps. Sin embargo, con tres sistemas de adquisición (mediciones continuas, memoria segmentada y el registro de máximos con un osciloscopio de un ancho de banda de 16 GHz), propuestos en la Sección 5.3.2 para la identificación de ondas gigantes disipativas, al filtrar únicamente la componente de pulso de ruido, si se logró identificar ondas gigantes tanto en un análisis estadístico (Fig. 5.3.17, 5.3.26 y 5.33), como en los espacio-fase de la intensidad con respecto a la energía del perfil temporal del pulso (Fig. 5.3.18 y 5.3.25). La causa de que se puedan detectar los eventos gigantes se debe a que las fluctuaciones en el instante de la generación de una onda gigante disipativa, son lo suficientemente intensas y numerosas para poder alterar la energía en el rango de la resolución de detección: 60 ps.

Conclusiones y perspectivas.

En este trabajo de investigación, se estudió a nivel teórico la propagación de los pulsos en un sistema conservativo, así como en un sistema disipativo asociándoles las ecuaciones NLSE y la CGLE respectivamente. Se identificó que en el caso conservativo con la NLSE (con la contribución de la dispersión y el efecto Kerr) se llega a una solución analítica de la inestabilidad modulacional, que propicia una redistribución de la energía generando estructuras simétricas conocidas como breathers (AB y PS). A partir de las interacciones de este tipo de estructuras a nivel simulación, se puede generar una onda gigante conservativa. En el caso disipativo, con la CGLE al ser una extensión de la NLSE, agregando la contribución de términos relacionados, entre otras cosas, con un absorbedor saturable rápido es posible reproducir resultados más aproximados a lo que ocurre en la generación de pulsos ultracortos en un láser de amarre de modos pasivo (presentando en específico dos soluciones de esta ecuación: “Pulsating soliton” y explosión de solitones).

El arreglo experimental con el que se trabajó fue un láser de amarre de modos de cavidad de anillo en un régimen de dispersión anómala (con 19 metros de fibra estándar SMF-28 y 1 metro de fibra dopada con Erblio), que operó en un régimen pulsado, a partir de un absorbedor saturable artificial, cuyo mecanismo es activado por el efecto de NLPR y un polarizador. El láser con los ajustes en polarización logró generar un régimen de pulso de ruido con paquetes de solitones, en general el pulso de ruido (respuesta espectral centrada en 1531 nm y con un ancho temporal ~ 0.3 ns) presentó un perfil temporal robusto, en donde al ir evolucionando a cada ciclo en la cavidad constantemente se fragmenta, debido a su dinámica altamente disipativa. Para el caso de los paquetes de solitones, únicamente se registró la respuesta impulsional del equipo y difícilmente se conoce la cantidad de solitones en cada paquete. Sin embargo, a nivel experimental se comprobó que los paquetes cumplen la característica discreta de la cuantización de la energía en los solitones, al agruparse los paquetes preferentemente en dos distribuciones estadísticas de intensidades.

El láser de amarre de modos pasivo de cavidad de anillo al ser un sistema disipativo, propició cambios continuos en la estructura del perfil temporal de los pulsos generados, debido a la dinámica de la ganancia y pérdidas en la cavidad. En el caso de los paquetes de solitones, la ganancia y pérdidas en la cavidad, se verán reflejadas en el crecimiento y decrecimiento de su potencia pico. Así mismo, se verán reflejadas en el desvanecimiento de los paquetes de solitones, a tal grado que llegan a desaparecer después de varios ciclos de evolución. También debido a la dispersión en la cavidad ($D = 0.285 \frac{ps}{nm}$), los paquetes de solitones sufren un desplazamiento temporal (walk-off de 7.7 ps por ciclo) con respecto al pulso de ruido.

Dentro de la dinámica del pulso de ruido, coexistiendo con paquetes de solitones, se generaron eventos extremos en energía denominados ondas gigantes disipativas, que cumplieron con los criterios estadísticos

establecidos para su identificación. Estas ondas gigantes, se formaron a partir de un gran número de fluctuaciones en la estructura interna del pulso de ruido, que propicio una auto-ganancia no lineal de la energía hacia los paquetes de solitones (Raman SFS). A partir del estudio de la evolución del pulso de ruido con los paquetes de solitones, se determinó que sus interacciones al colisionar (aproximadamente a cada 12,800 ciclos de evolución), no son un detonante en la generación de ondas gigantes disipativas, al no existir un cambio drástico en la potencia pico del pulso de ruido y también con la ausencia de la transferencia de energía entre los pulsos en cada colisión.

Las ondas gigantes disipativas generadas en el arreglo experimental, en ciertos casos son eventos deterministas, ya que se buscaron las condiciones específicas en la cavidad dispersiva, para tener una dinámica cuasi-periódica del pulso de ruido y paquetes de solitones, con un comportamiento similar al mecanismo de QSML o bien a explosiones y fragmentaciones características de un pulsating soliton. Las condiciones específicas en la cavidad láser son, la caracterización de la potencia de bombeo, dispersión anómala, ajustes de polarización, condiciones óptimas de temperatura, una distribución adecuada de los elementos en la cavidad: aislador óptico, polarizador, placa QWR, placa retardadora variable VWR, WDM, fibra dopada con Erblio y un carrete de 10 m de fibra óptica, con una torsión en la fibra a una razón de 5 vueltas por metro, para contrarrestar la birrefringencia lineal que es propia de la fibra óptica.

En este trabajo, se propuso el estudio de un espacio-fase de la intensidad con respecto a la energía del perfil temporal de los pulsos, como un método distinto al convencional para la detección de ondas gigantes disipativas, que usualmente se detectan por un análisis estadístico. Esta es una técnica bastante novedosa para comprender los mecanismos de la generación de las ondas gigantes, desde una perspectiva diferente, con la teoría del Caos.

Sin duda el análisis de este trabajo deja abiertas las interpretaciones de los mecanismos, que ocurren en la generación de las ondas gigantes disipativas en específico en los pulsos de ruido, ya que en este caso se tiene un pulso de ruido muy particular, con un ancho temporal de $\sim 0.3\text{ns}$ y con una envolvente que propicia la formación de fragmentos debido a una dinámica altamente disipativa.

Para trabajos futuros y un estudio más a profundidad de la dinámica del pulso de ruido y paquetes de solitones, a pesar de que en este caso las ondas gigantes disipativas, asociadas a las fluctuaciones en la estructura interna del pulso de ruido fueron numerosas y detectables con el osciloscopio, se puede implementar la técnica de la transformada dispersiva de Fourier, con el propósito de poder reconstruir la evolución espectral de los pulsos a cada ciclo en la cavidad y así poder identificar la contribución de las ondas gigantes espectrales, tanto para el pulso de ruido y los paquetes de solitones. Así como analizar la evolución a nivel espectral del desplazamiento de la energía que se da del espectro centrado a 1531 nm hacia el espectro centrado en 1558 nm.

Apéndice I Lista de acronimos.

- AB** Akhmediev Breathers
- AM** Amplification Modulated
- CCW** Counter Clock-Wise
- CGLE** Complex Ginzburg-Landau Equation
- CW** Clock-Wise
- GVD** Group Velocity Dispersion.
- Hi-Bi** High Birrefringence
- MI** Modulational Instability
- NLP** Noise-Like Pulse
- NLPR** Nonlinear Polarization Rotation
- NLSE** Nonlinear Schrödinger Equation
- NPE** Non-linear Polarization Evolution.
- PDF** Probability Density Function.
- PS** Peregrine Soliton
- QSML** Q-Switching Mode-Locking
- QWR** Quarter Wave Retarder
- RW** Rogue Wave
- SFS** Self-Frequency Shift
- SPM** Self-Phase Modulation.
- WDM** Wavelength Division Multiplexing
- XPM** Cross-Phase Modulation

Apéndice II Programa del filtro de Sagnac.

```
% Transmisión en función de la longitud de onda del filtro de Sagnac

% A partir de este programa en Matlab R2014, es posible analizar que regiones espectrales puede transmitir el
filtro de Sagnac (figura 2.2)) a partir de la definición de las siguientes variables

% Campo con dos componentes de polarización (en la base de polarización lineal)
EI=(1/sqrt(2))*[1 i]';

% Angulo  $\alpha_1 = a$  de la placa QWR
a=45;
a=a*(pi/180);
% ángulo  $\alpha_2 = b$  de la placa QWR
b=155;
b=b*(pi/180);
% Longitud de onda central a la que se amplifica el láser [nm]
Lm=1550;
Lm=Lm*10^-9;
% longitud de la fibra birrefringente[m]
L=0.117;
% Beat length[m]
Lb=4.1*10^-3;
% longitud de onda inicial [nm]
OI=1500;
% longitud de onda final [nm]
OF=1600;
%
OI=OI*10^-9;
OF=OF*10^-9;
s=OI;
% debido al acoplador el haz se desvía en dos partes CCW and CW por lo que
% se estudia cada uno por separado para que en la salida tengamos la suma de
% ambas

% definiendo la matriz de transformación de QWR rotado un ángulo  $\alpha_1$ 
QWR=[1i*(cos(a))^2+(sin(a))^2 (1i-1)*sin(a)*cos(a);(1i-1)*sin(a)*cos(a) 1i*(sin(a))^2+(cos(a))^2];
```

```

%definiendo la matriz de transformación del retardador QWR a un ángulo  $\alpha_2$ 
QWR2=[1i*(cos(b))^2+(sin(b))^2 (1i-1)*sin(b)*cos(b);(1i-1)*sin(b)*cos(b) 1i*(sin(b))^2+(cos(b))^2];
% Cuando la luz da la vuelta A la fibra Birrefringente el eje x se invierte pasa de +x a -x
I=[-1 0;0 1];
%
%
% Análisis para E1 el cual es en la dirección CW
% al Entrar al acoplador E1 es
E1=(1/sqrt(2))*EI;
% definiendo el intervalo y el número de iteraciones H
H=(OF-OI)/(0.01*10^-9);
H=floor(H);
for k=1:H
% Definiendo la matriz de transformación que causa la Fibra Birrefringente (Hi-Bi)
% fase de la fibra
z=s-Lm;
fase=2*pi*L*(1/Lb-z/(Lm*Lb));
%  $\exp(i*Q)=\exp(i*2*pi)*\exp(i*w*pi)=1*\exp(i*w*pi)$ 
D1=fase/(2*pi);
D2=floor(D1);
W=2*pi*(D1-D2);
F=[exp(1i*W) 0;0 1];
% aplicando las matrices de transformación en el siguiente orden:
% 1.- QWR a un ángulo A
% 2.-Fibra birrefringente (Hi-Bi)
% 3.-Inversion del eje x causado por dar vuelta A la fibra
% 4.- HWR
% 5.- pasar por el acoplador finalmente
% realizando del 1 al 4
E11=QWR2*I*F*QWR*E1;
% Vector final A la salida del acoplador
EO=E11/sqrt(2);
% guardando la longitud de onda y el vector en una matriz de 3*n en la
% primera fila estará la longitud de onda, en la segunda la componente en x
% de la polarización y en la tercer fila la componente en y de la
% polarización
ECW(1,k)=s;

```

```

ECW(2,k)=EO(1,1);
ECW(3,k)=EO(2,1);
s=s+0.01*10^-9;
end

% Análisis para el sentido en contra de las manecillas del reloj
% al entrar al acoplador se provoca un desfase de pi/2
E2=(1/sqrt(2))*EI;
s=OI;
for k=1:H
% Definiendo la matriz de transformación que causa la Fibra birrefringente (Hi-Bi)
% fase de la fibra
z=s-Lm;
fase=2*pi*L*(1/Lb-z/(Lm*Lb));
%  $\exp(i*Q)=\exp(i*2*pi)*\exp(i*w*pi)=1*\exp(i*w*pi)$ 
D1=fase/(2*pi);
D2=floor(D1);
W=2*pi*(D1-D2);
F=[exp(1i*W) 0;0 1];
% los elementos que modifican la polarización de este haz CCW esta dados por
% el siguiente orden
% 1.-HWR A un ángulo B
% 2.-Fibra birrefringente PM
% 3.-cambio de polarización por el dobles de la fibra
% 4.-QWR A un ángulo "A"
E2S=QWR*I*F*QWR2*E2;
% 5.-Desfase causado al salir del acoplador
ES=(1/sqrt(2))*E2S;
% guardando en una matriz de 3 por n en la primera fila se guarda la longitud
% de onda, en la segunda la componente en X de la polarización, en la
% tercera componente la componente en Y
ECCW(1,k)=s;
ECCW(2,k)=ES(1,1);
ECCW(3,k)=ES(2,1);
%
s=s+0.01*10^-9;
end

```

```
% obteniendo la potencia de salida A cierta longitud de onda
```

```
% Eout(total)=ECCW+ECW
```

```
% Potencia Eout= |Ex|^2+|Ey|^2
```

```
for k=1:H
```

```
Eout(1,k)=ECW(2,k)+ECCW(2,k);
```

```
Eout(2,k)=ECW(3,k)+ECCW(3,k);
```

```
S(1,k)=ECW(1,k);
```

```
% calculando la potencia
```

```
P(1,k)=(norm(Eout(1,k)))^2+(norm(Eout(2,k)))^2;
```

```
end
```

```
Min=min(P(1,:))
```

```
Max=max(P(1,:))
```

```
RD=Max/Min
```

```
figure
```

```
plot((S(1,:)),P(1,:))
```

```
xlabel 'Longitud de onda [nm]'
```

```
ylabel 'Transmisión'
```

Apéndice A| Deducción del índice de refracción no lineal en función de la susceptibilidad no lineal de tercer orden.

A continuación, se deducirá como está relacionada la parte no lineal del índice de refracción con la susceptibilidad no lineal:

1. Se parte de la definición de la permitividad en función del índice de refracción y la absorción.

$$\epsilon = \left(n + \frac{i}{2k_0} \alpha \right)^2 \quad A.1$$

2. Introduciendo en la permitividad, la parte lineal y no lineal del índice de refracción y de la absorción:

$$\epsilon = \left(n_l + n_{NL} + \frac{i}{2k_0} (\alpha_l + \alpha_{NL}) \right)^2 \quad A.2$$

3. La parte no lineal del índice de refracción y la absorción son cantidades muy pequeñas ($n_{NL}^2 \sim 0$, $\alpha_{NL}^2 \sim 0$ y $n_{NL}\alpha_{NL} \sim 0$), por lo que al desarrollar A.2, se llega a la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \epsilon = \epsilon_l + \epsilon_{NL} = & \left(n_l^2 - \frac{1}{4k_0^2} \alpha_l^2 + \frac{i}{k_0} n_l \alpha_l \right) \\ & + \left(2n_l n_{NL} - \frac{1}{2k_0^2} \alpha_l \alpha_{NL} + \frac{i}{k_0} (n_l \alpha_{NL} + \alpha_l n_{NL}) \right) \end{aligned} \quad A.3$$

4. De A.3, podemos identificar que la parte no lineal de la permitividad es:

$$\epsilon_{NL} = \left(2n_l n_{NL} - \frac{1}{2k_0^2} \alpha_l \alpha_{NL} + \frac{i}{k_0} (n_l \alpha_{NL} + \alpha_l n_{NL}) \right) \quad A.4$$

5. Se tiene que tomar en consideración que la parte real de la permitividad, está asociada con el índice de refracción y la parte imaginaria está asociada con la absorción, por lo que:

$$Re\{\epsilon_{NL}\} = 2n_l n_{NL} \quad A.5.1$$

$$Im\{\epsilon_{NL}\} = \frac{n_l \alpha_{NL}}{k_0} \quad A.5.2$$

El índice de refracción en presencia del efecto Kerr tiene la siguiente forma.

$$n = n_l + n_{NL} = n_0 + n_2 |E|^2 \quad A.6$$

6. Por definición, la permitividad no lineal es proporcional a la susceptibilidad de tercer orden:

$$\epsilon_{NL} = \frac{3}{4} |E|^2 \chi^{(3)} \quad A.7$$

7. A partir de la parte real de la permitividad, al igualar A.5.1 y A.6, se puede obtener una expresión para la parte no lineal del índice de refracción " n_2 ".

$$Re\{\epsilon_{NL}\} = \frac{3}{4} |E|^2 Re\{\chi^{(3)}\} = 2n_0 n_2 |E|^2 \quad A.8$$

$$n_2 = \frac{1}{2n_0} Re\{\epsilon_{NL}\} = \left(\frac{3}{8n_0}\right) Re\{\chi^{(3)}\} \quad A.9$$

Apéndice B| Evolución de polarización no lineal en una fibra birrefringente torcida.

La evolución de la polarización en una fibra birrefringente torcida¹, para el caso de una onda continua (variaciones temporales nulas y con pequeñas variaciones a lo largo de su propagación $\frac{d^2 C_{\pm}}{dz^2} \approx 0$) se puede expresar en términos de dos ecuaciones acopladas de las componentes de polarización, Ec. B.1, en la base circular de polarización $C_{\pm}(z)e^{ik_0 z} = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_x(z) \pm iE_y(z)]$.

$$\begin{aligned} \frac{dC_+}{dz} &= i\rho C_+ + ike^{2iqz} C_- + i\gamma_N P \left(1 - \frac{1}{3} A_c\right) C_+ \\ \frac{dC_-}{dz} &= -i\rho C_- + ike^{-2iqz} C_+ + i\gamma_N P \left(1 + \frac{1}{3} A_c\right) C_- \end{aligned} \quad (B.1)$$

Donde:

$q \rightarrow$ es la razón de torsión en la fibra [rad/m]

$\rho = \frac{hq}{2n} \rightarrow$ es la potencia de rotación, definida por el cociente de la razón de torsión en la fibra de “hq” en la birrefringencia circular ($h \approx 0.13, 0.16$ para fibra de silicio) entre dos veces el índice de refracción ($2n$).

$\gamma_N = \frac{n_2 \omega}{c a_{eff}}$ es el coeficiente no lineal de polarización y $a_{eff} \rightarrow$ es el área modal efectiva.

$k = \frac{\pi}{L_B} \rightarrow$ parámetro de birrefringencia lineal. $L_B \rightarrow$ Longitud de batido de la fibra óptica.

$P = |C_+|^2 + |C_-|^2 \rightarrow$ Potencia óptica.

$A_c = \frac{|C_+|^2 - |C_-|^2}{P} \rightarrow$ Primer parámetro de Stokes

Los primeros dos términos del lado derecho de la ecuación B.1, son la contribución de la birrefringencia circular y lineal respectivamente. El factor de la exponencial compleja, en el término de birrefringencia lineal,

¹Sandra F. Feldman, Doreen A. Weinberger, and Herbert G. Winful, "Polarization instability in a twisted birefringent optical fiber" *J. Opt. Soc. Am. B* 10, 1191-1201 (1993).

corresponde a la precesión de los ejes de birrefringencia, causados por la torsión que se está aplicando en la fibra.

Debido a las torsiones aplicadas en la fibra óptica, se puede contrarrestar a la birrefringencia lineal, por lo tanto, se desprecia el termino con la contribución de la birrefringencia lineal en la B.1. Así se tendrán dos ecuaciones acopladas con una solución trivial (con $A_c = cte$ debido a una no linealidad débil), al resolver las ecuaciones por variables separables, se toma como límites de integración a la distancia de propagación (de $z=0$ a la longitud de la fibra $z=L$). Estas soluciones forman parte de la matriz de transformación, asociada a la evolución de polarización no lineal, Ec. B.2.

$$NPE = \begin{pmatrix} e^{i(\rho L + \gamma_N P (1 - \frac{1}{3} A_c) L)} & 0 \\ 0 & e^{i(-\rho L + \gamma_N P (1 + \frac{1}{3} A_c) L)} \end{pmatrix} \quad (B.2)$$

En la matriz asociada a la NPE, Ec. B.2, se tiene como información que el campo óptico en la propagación a través de la fibra óptica sufre dos efectos: una fase no lineal $\varphi = \gamma_N P L$ y la rotación lineal y no lineal de la elipse de polarización: $r = \rho L - \frac{1}{3} \gamma_N P A_c L$.

$$NPE = \begin{pmatrix} e^{i(\varphi+r)} & 0 \\ 0 & e^{i(\varphi-r)} \end{pmatrix} \quad (B.3)$$

Nota: para el caso de una fibra isotrópica ideal, no existirá la contribución de la rotación lineal de la elipse de polarización ($\rho = 0$).

Apéndice C| Matriz de transformación de un polarizador lineal en la base de polarización circular.

Dentro del formalismo de vectores de Jones, la transformación de un vector perteneciente a la base circular de polarización a un vector perteneciente a la base lineal de polarización es:

$$\begin{pmatrix} l_x \\ l_y \end{pmatrix}_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_+ \\ c_- \end{pmatrix}_C$$

Donde $|l_x|^2 + |l_y|^2 = 1$ y $|c_+|^2 + |c_-|^2 = 1$

O bien el caso inverso, la transformación de un vector en la base lineal de polarización a la base circular de polarización es:

$$\begin{pmatrix} c_+ \\ c_- \end{pmatrix}_C = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_x \\ l_y \end{pmatrix}_L$$

Una matriz de transformación “ M_{2x2} ”, que modifica el estado de polarización debido a un elemento óptico (polarizador, placa retardadora, fibra birrefringente, entre otros), comúnmente se trabaja en la base de polarización lineal, por lo que el cambio de base en términos de la polarización circular está dado por:

$$[M_{2x2}]_C = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix} [M_{2x2}]_L \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{pmatrix}$$

Para el caso de la matriz de transformación, asociada a un polarizador lineal, se tiene el siguiente cambio de base:

$$[P_{L\alpha}]_C = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{pmatrix}$$

$$[P_{L\alpha}]_C = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & e^{2i\alpha} \\ e^{-2i\alpha} & 1 \end{pmatrix}$$

Apéndice D | Deducción de la ecuación de onda con la contribución de la polarización.

Se parte de las ecuaciones de Maxwell para deducir la ecuación de onda con la contribución de la polarización no lineal.

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (D.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (D.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (D.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (D.4)$$

Cuyas relaciones constitutivas asociadas al campo electromagnético son:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (D.5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (D.6)$$

Para deducir la ecuación de onda, primero se procede a aplicar el rotacional a la Ec. D.3 (Ecuación de Faraday):

$$\nabla \times \left(\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (D.7)$$

Considerando que la magnetización es nula, $\vec{M} = 0$, e implementando la relación constitutiva de la Ec. D.6. La Ec. D.7 toma la siguiente expresión:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \nabla \times \vec{H}) \quad (D.8)$$

Sustituyendo la Ec. D.4 (Ecuación de Ampere-Maxwell) en la Ec. D.8 y considerando la ausencia de cargas en el medio ($\vec{J} = 0$ y $\rho = 0$), se llega a:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \left(\frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \right) \quad (D.9)$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \quad (D.10)$$

Considerando que la polarización tiene una parte lineal y no lineal, finalmente llegaremos a la ecuación de onda:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{P}_L + \vec{P}_{N.L.}) \quad (D.11)$$

Apéndice E| Remanente de pulsos.

E.1) Remanente de pulsos tipo solitón al filtrar pulso de ruido.

Con el Filtro de Sagnac, es posible filtrar únicamente la componente espectral centrada a 1531 nm, Fig. 5.3.6.a. En el momento en que se genere el evento gigante, si este no es tan energético, el filtro no dejara pasar a los paquetes de solitones que se desprenden debido al autodesplazamiento Raman (SFS). No obstante, cuando el evento gigante es altamente energético y su evolución se da en un mayor número de ciclos, entonces los paquetes de solitones que se desprenden no pueden ser filtrados por completo, por lo que, se observara un remanente de solitones, Fig. E.1.

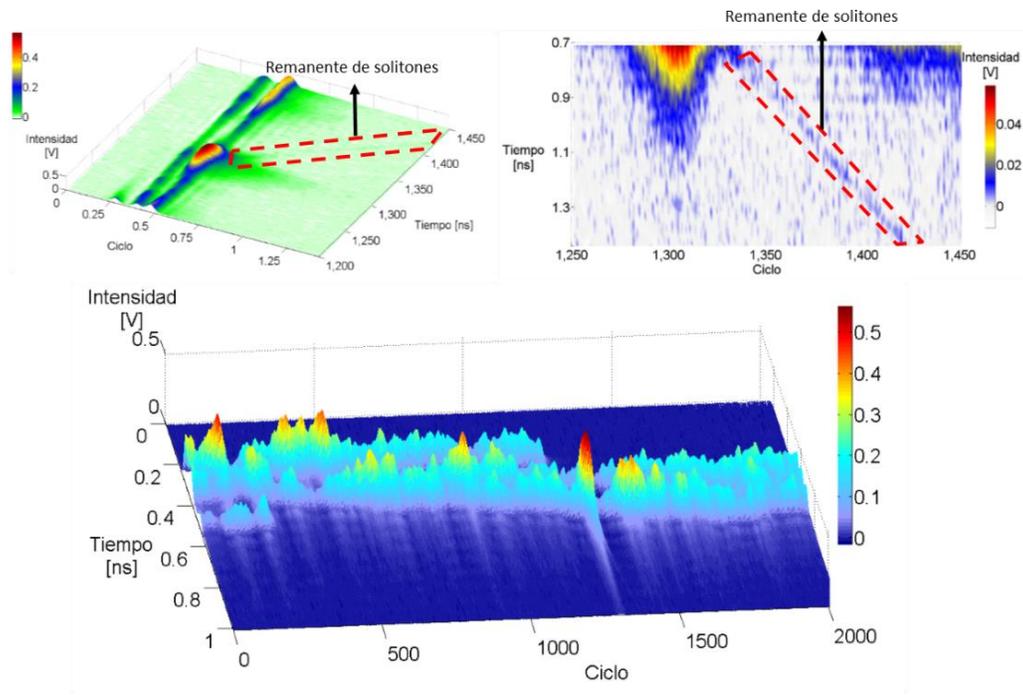


Figura E.1) Evolución filtrando el pulso de ruido, en donde se aprecia que en la onda gigante disipativa aparece un remanente de solitones.

E.2) Remanente de pulso de ruido al filtrar los pulsos tipo solitón.

Para el caso en el que se está filtrando únicamente la contribución de los solitones, cuya componente espectral está centrada en 1560 nm, Fig. 5.3.6.b. En este caso, debido a que el pulso de ruido tiene un espectro más ancho, es un paquete de pulsos más energético y de mayor intensidad en comparación con los paquetes de solitones. Por esta razón, al filtrar la parte de solitones se observará un remanente de pulso de ruido muy

perceptible, Fig. E.2. Cuando en la evolución aparecen las ondas gigantes, se visualizará como del remanente del pulso de ruido se desprende un paquete de solitones. Esto ayuda a determinar con certeza, la parte del evento gigante que le corresponde a los solitones.

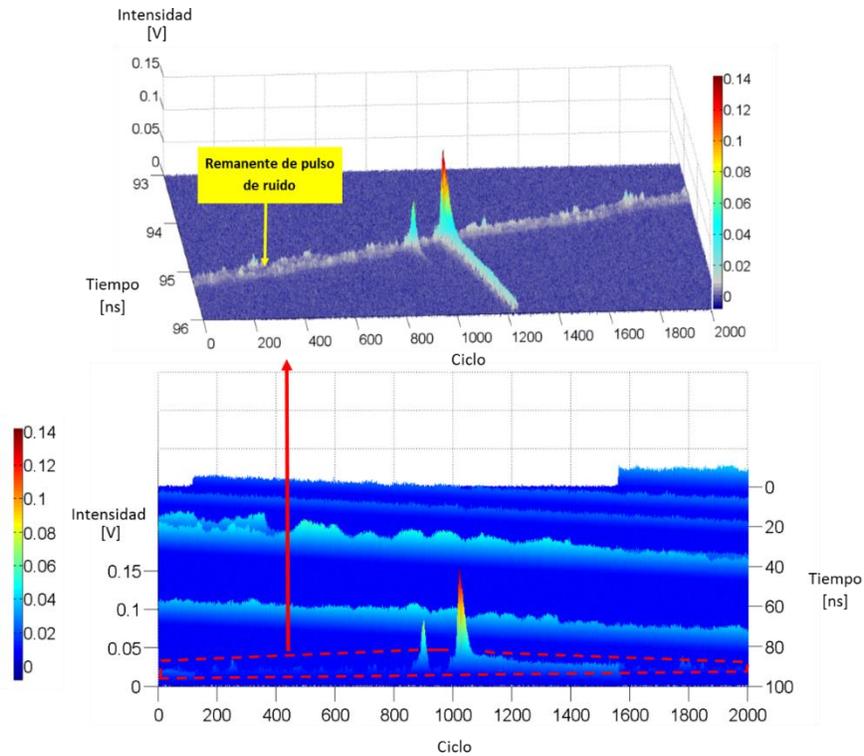


Figura E.2. Evolución filtrando los pulsos tipo solitón, con la presencia de un remanente de pulso de ruido.