

Estudio de dinámicas temporales complejas en pulsos ultracortos aplicado en sensores ópticos

Study of Complex Temporal Dynamics in Ultrashort Pulses Applied to Optical Sensors

González Ayala Diego¹, Pantoja Martínez Rubí Alejandra¹, Tapia García Maximino Roberto¹,
Hernández García Juan Carlos², Estudillo Ayala Julián Moisés¹

¹ División de Ingenierías, Campus Irapuato Salamanca, Universidad de Guanajuato, Salamanca, Guanajuato, México.

² Investigadoras e investigadores por México CONAHCYT, CDMX, México.

d.gonzalezayala@ugto.mx, ra.pantojamartinez@ugto.mx, mr.tapiagarcia@ugto.mx, julian@ugto.mx, jchernandez@ugto.mx

Resumen

En este trabajo se estudiarán de forma numérica las dinámicas temporales de los pulsos ultracortos, así como los fenómenos que estos experimentan durante la propagación en fibra óptica, implementando la ecuación no lineal de Schrödinger mediante el método de pasos divididos de Fourier (SSFM). Además, se realizará el análisis numérico de un pulso de ruido generado mediante la simulación de un sistema láser de fibra óptica de tipo F8L. El proyecto permitirá demostrar de manera computacional ciertas propiedades y fenómenos relevantes en el estudio de los pulsos ultracortos, incluyendo pulsos de alta complejidad como los pulsos ópticos de ruido.

Palabras clave: Láser de Fibra; Fibra óptica; pulsos ultracortos; pulsos de ruido.

Introducción

Los pulsos ópticos ultracortos, típicamente definidos como pulsos de luz con duraciones en el rango de picosegundos (10^{-12} s) o femtosegundos (10^{-15} s), representan uno de los avances más significativos en los campos de la fotónica y la óptica ultrarrápida. Los pulsos ultracortos cuentan con características que los hacen especialmente útiles para diversas aplicaciones, entre estas características se incluyen las siguientes:

- Alta resolución temporal: Por su definición, la duración de los pulsos ultracortos se encuentra en el rango de los picosegundos y femtosegundos, esto proporciona una gran resolución temporal para la medición e interacción con procesos físicos extremadamente rápidos.
- Alta resolución espacial: Los pulsos de luz abarcan una cierta distancia en el espacio, con relación a su dirección de propagación, a esto se le llama longitud espacial del pulso, y en el caso de los pulsos ultracortos esta distancia puede ser del orden de micrómetros, lo cual los vuelve muy útiles para aplicaciones microscópicas, y de radiología.
- Gran ancho de banda: Conforme la duración de los pulsos disminuye, el ancho de banda aumenta, por lo cual, pulsos ultracortos del orden de femtosegundos cuentan con ancho de banda enorme del orden de THz, lo cual puede ser de utilidad de aplicaciones de telecomunicaciones.
- Gran potencia e intensidad: La tecnología láser de pulsos ultracortos permiten obtener potencias ultra altas mediante un uso moderado de energía eléctrica, a diferencia de los láseres convencionales, cuyo tamaño aumenta considerablemente de manera proporcional a la potencia que estos pueden entregar. Esta cualidad de los láseres de pulsos ultracortos amplía su utilidad en distintas áreas de investigación, un ejemplo de esto es la medicina, particularmente, la cirugía de alta precisión (Weiner, 2009).

A pesar de las características inherentes de los pulsos ultracortos, únicamente la generación de estos no es suficiente, se requiere medirlos, controlarlos, y tratar de predecir el comportamiento de los pulsos para adecuarlos de manera efectiva a las aplicaciones requeridas en las diversas áreas de investigación de la ciencia y la tecnología. Por su naturaleza, los pulsos ocurren en intervalos de tiempo extremadamente cortos, por lo que la tarea de medirlos se vuelve especialmente complicada, ya que se necesitaría de dispositivos cuyos tiempos de respuesta fueran menores que la duración del pulso, lo cual, al menos en el presente, es imposible. Sin embargo, a pesar de lo mencionado anteriormente, existen alternativas para analizar las características y el comportamiento de los pulsos, como lo es el método FROG (Frequency-Resolved Optical Gating) (Trebino, 2000), o las simulaciones numéricas, mismas que nos competen en este artículo.

El presente proyecto tiene la finalidad de desarrollar simulaciones numéricas que permitan analizar computacionalmente el campo eléctrico de los pulsos ultrarrápidos como una función dependiente del tiempo, con el fin de comprender su comportamiento, con el fin de integrar los conocimientos sobre pulsos ultrarrápidos en futuros trabajos con distintas aplicaciones, tal como la aplicación en sensores ópticos.

Propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas

La propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas es un proceso complejo, ya que involucra efectos lineales como la dispersión y la atenuación, así como también efectos no lineales derivados de las características de los pulsos y de las características de la fibra óptica por la cual se transmiten. Los efectos no lineales provocan fenómenos como la generación de nuevas frecuencias y alteraciones espaciotemporales de los pulsos, como los son la auto-modulación de fase, la modulación de fase cruzada, la dispersión de Raman, generación de armónicos (Agrawal, 2019), entre otros. El estudio de estos fenómenos cuenta con una gran importancia, ya que, especialmente los fenómenos no lineales, permiten, entre otros aspectos, el descubrimiento de nuevas mejoras para las tecnologías ópticas existentes y el desarrollo de nuevas tecnologías con aplicaciones interdisciplinarias.

Al igual que una gran variedad de fenómenos naturales y físicos, la propagación de pulsos ultracortos en fibras ópticas puede ser modelada matemáticamente mediante ecuaciones diferenciales parciales. Existen diversos modelos que describen las características de las ondas y su propagación, sin embargo, el modelo más utilizado para la propagación de pulsos de luz es la Ecuación de Schrödinger no lineal (NLSE, por sus siglas en inglés). La NLSE modela la evolución de los pulsos que se propagan a través de la fibra óptica y describe los fenómenos físicos que ocurren durante la transmisión (Agrawal, 2019; Karjanto, 2019; Puerto López *et al.*, 2024).

Ecuación de Schrödinger no lineal.

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} A - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (1)$$

$A(z, T)$: Envolvente compleja del campo eléctrico del pulso.

z : Coordenada de propagación en la fibra óptica.

T : Marco de referencia temporal que se mueve en conjunto con el pulso a la velocidad de grupo.

α : Coeficiente de atenuación de potencia óptica.

β_2 : Parámetro que define la dispersión de velocidad de grupo (GVD).

γ : Coeficiente de no linealidad.

La NLSE, en su forma más básica no puede abarcar todos los efectos no lineales que se producen durante la propagación de pulsos ultracortos en fibra óptica, especialmente cuando la potencia de los pulsos es muy grande, para ello se requieren modificaciones a la ecuación original, para esto la NLSE cuenta con una versión generalizada, o extendida, llamada GNLSE (Generalized Nonlinear Schrödinger Equation). Esta ecuación permite describir un mayor número de efectos no lineales como la dispersión de altos órdenes, la dispersión de Raman, fisión de solitones, generación de supercontinuo (Karjanto, 2019), entre otros.

Dispersión de velocidad de grupo y auto-modulación de fase

A continuación, se muestra una breve explicación sobre los conceptos de dispersión de velocidad de grupo (GVD) y auto-modulación de fase (SPM), ya que serán de importancia para comprender las secciones posteriores.

GVD: La dispersión de velocidad de grupo determina la manera en que la velocidad de grupo cambia con la frecuencia, llámese a la velocidad de grupo como la velocidad a la que se propaga la envolvente del pulso a través de la fibra óptica. La GVD se especifica mediante el parámetro β_2 , este provoca alteraciones a las componentes de frecuencia, y en función del signo que tome, se producirá un ensanchamiento (dispersión normal), o una compresión (dispersión anómala) del pulso propagado, en el dominio del tiempo (Agrawal, 2019).

SPM: La auto-modulación de fase es un efecto no lineal, este consiste en el cambio de fase autoinducido que experimenta un pulso óptico durante su propagación por la fibra óptica. La SPM, entre otras cosas, es responsable del ensanchamiento espectral de los pulsos ultracortos, cambios en la forma del pulso, efectos combinados con la GVD, formación de solitones (un solitón es un pulso que no se deforma ni se dispersa durante su propagación en un medio no lineal) (Agrawal, 2019), entre otros.

Métodos numéricos

Usualmente, las soluciones de la NLSE no pueden ser obtenidas de manera analítica, a excepción de algunos casos especiales, para ello se han desarrollado métodos numéricos que permiten resolver el modelo de forma computacional. Existen dos categorías principales para clasificar los métodos numéricos existentes para la solución de la NLSE, los métodos de diferencias finitas, y los métodos pseudo espectrales. Dentro de la categoría de métodos pseudo espectrales existe uno que destaca por su amplia utilización para resolver problemas de propagación de pulsos ultracortos en medios no lineales, como la fibra óptica, este método se conoce como el Método de Fourier de pasos divididos o "*Split Step Fourier Method*" (SSFM) (Agrawal, 2019; Hamza & Tariq, 2007).

Implementación de la NLSE mediante el método de pasos divididos

Para comprender el SSFM, la ecuación (1) puede ser reescrita de la siguiente forma:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (2)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left(-\left(\frac{\alpha}{2}\right) - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} \right) A + (i\gamma|A|^2)A \quad (3)$$

Donde $\hat{D}$ es un operador diferencial que involucra únicamente los efectos de dispersión y absorción en un medio no lineal, mientras que $\hat{N}$ es un operador no lineal que gobierna los efectos no lineales de la fibra óptica durante la propagación de los pulsos.

Considerando la forma más simple de la NLSE, como se muestra en la ecuación (1), y a partir de la forma que se muestra en la ecuación (3), los operadores se describen como:

Operador diferencial.

$$\hat{D} = -\frac{i\alpha}{2} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial}{\partial T^2} \quad (4)$$

Operador no lineal.

$$\hat{N} = i\gamma|A|^2 \quad (5)$$

En un caso real, la dispersión y la no-linealidad ocurren en conjunto durante la propagación por la fibra óptica, sin embargo, en el método de pasos divididos se asume que los efectos dispersivos y los no lineales actúan de forma independiente en la propagación del pulso, a través de pequeñas distancias, desde z hasta $(z + h)$, donde z es una variable que indica la distancia de propagación y h es la longitud de un segmento, ya que en el SSFM para simulaciones numéricas se considera que la fibra óptica está dividida en un gran número de segmentos con longitud h , donde los efectos no lineales ocurren en la mitad de cada uno (Agrawal, 2019), tal como se muestra en la ilustración a continuación:

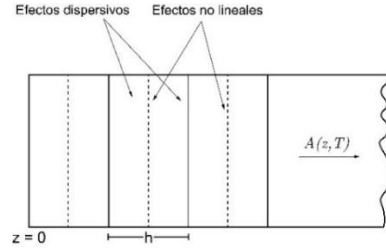


Figura 1. Ilustración esquemática del método de pasos divididos.
Fuente: Adaptado del libro G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 6th ed., Academic Press, 2019.

Mediante la implementación del SSFM, el pulso es propagado segmento a segmento mediante la ecuación de aproximación dada por:

Aproximación del pulso en un segmento.

$$A(z + h, T) = \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z')dz'\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(z, T) \quad (6)$$

En primera instancia, el campo óptico es propagado a una distancia $\frac{h}{2}$, considerando solo la dispersión, mediante el algoritmo de la Transformada rápida de Fourier (FFT, por sus siglas en inglés) y la ecuación que implementa el operador correspondiente a la parte lineal del segmento en el dominio de la frecuencia.

Implementación de la parte lineal de la NLSE en el dominio frecuencial.

$$\exp(h\hat{D})A(z, T) = F_T^{-1} \exp[hD(\omega)] F_T A(z, T) \quad (7)$$

A la mitad del segmento, el campo es multiplicado por un término no lineal que representa los efectos no lineales a través del segmento únicamente con los efectos dispersivos como en el paso inicial, para obtener $A(z + h, T)$.

Simulaciones numéricas de propagación de pulsos

Las simulaciones para la propagación de pulsos fueron realizadas mediante la solución de la NLSE normalizada con el uso del método de pasos divididos de Fourier.

NLSE normalizada.

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = -i \frac{s}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + i N^2 |U|^2 U \quad (8)$$

$s = \text{sgn}(\beta_2)$: Signo del parámetro de velocidad de grupo (GVD), donde $s = 1$ corresponde al régimen de dispersión normal, por el contrario, $s = -1$ corresponde al régimen de dispersión anómala.

$\xi = \frac{z}{L_D}$: Distancia de propagación normalizada, indica el número de unidades de dispersión a las que el pulso es propagado.

$\tau = \frac{T}{T_0}$: Tiempo normalizado en el marco de referencia temporal.

$U(\xi, \tau) = \frac{A}{\sqrt{P_0}}$: Envoltura compleja normalizada del pulso.

N : Parámetro que indica el balance entre la dispersión y los efectos no lineales, siendo que para $N = 1$ la dominancia está dada por la dispersión de grupo (GVD) que provoca un ensanchamiento del pulso debido a la diferencia de velocidad inducida en las componentes frecuenciales, a su vez, para $N > 1$: la auto-modulación de fase (SPM) se impone a la GVD y puede provocar modulaciones en frecuencia, donde la frecuencia se incrementa o disminuye con el tiempo, a este efecto provocado por la SPM se le llama "chirrido óptico", además, también pueden producirse efectos de compresión y ensanchamiento del pulso periódicos, variaciones en la intensidad, entre otros. El parámetro N se conoce como el orden de solitón.

Propagación en el régimen de dispersión normal y dominancia de la GVD

A continuación, se muestran la propagación simulada de un pulso de tipo $U(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$ a una distancia de $z = 10L_D$, en el régimen de dispersión normal ($\beta_2 = 1$), con un orden de solitón $N = 1$. Con los parámetros establecidos se aprecia la gran influencia del efecto de la GVD, ya que el pulso sufre de un gran ensanchamiento temporal. A su vez, puede apreciarse un ligero ensanchamiento espectral debido al débil efecto que presenta la SPM en este caso.

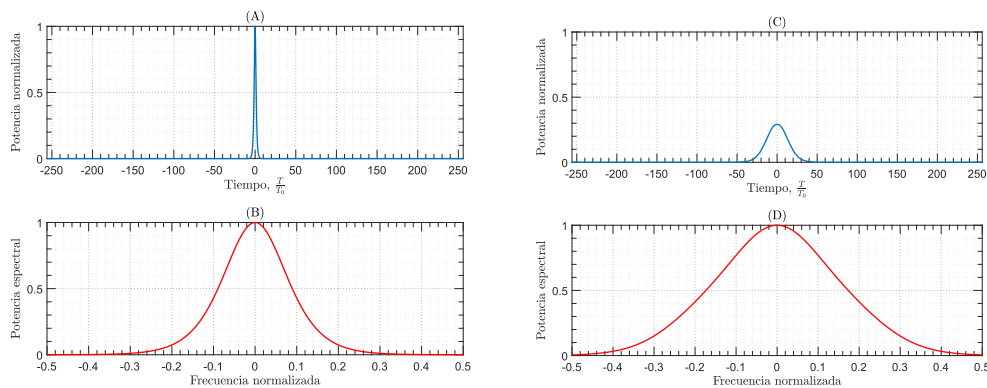


Figura 2. Propagación en el régimen de dispersión normal con $N = 1$ a una distancia de $z = 10L_D$. (A) Forma temporal del pulso en la entrada. (B) Espectro del pulso en la entrada. (C) Forma temporal del pulso de salida. (D) Espectro del pulso en la salida.

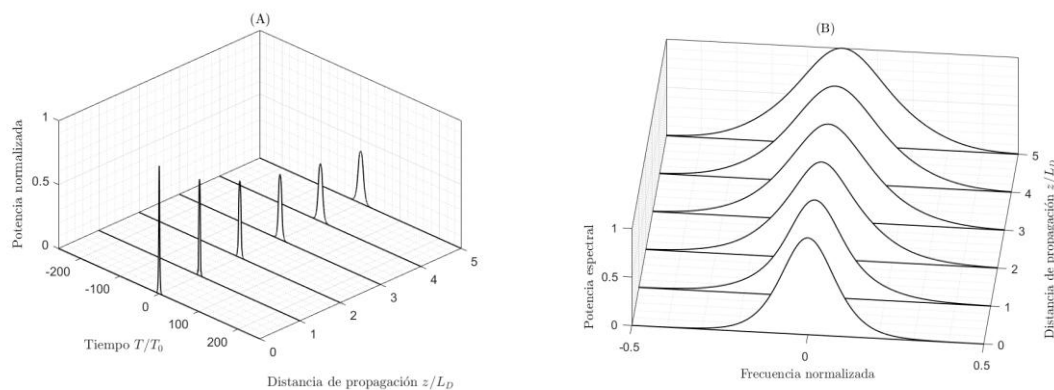


Figura 3. Propagación en el régimen de dispersión normal con $N = 1$ a una distancia $z = 5L_D$. (A) Evolución temporal, (B) Evolución espectral.

Propagación en el régimen de dispersión anómala y formación de un solitón fundamental

En la siguiente simulación se muestra la propagación del pulso tipo $U(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$ a una distancia de $z = 10L_D$, distancia idéntica a la utilizada en la anterior simulación. Sin embargo, en este caso el pulso es propagado en el régimen de dispersión anómala, manteniendo un orden de solitón $N = 1$. En estas condiciones, se observa la formación de un solitón fundamental, es decir, un pulso que conserva su forma temporal y espectral durante la propagación (Hasegawa, 1989). Esto ocurre gracias al equilibrio entre los efectos dispersivos de la GVD y los efectos no lineales de la SPM, los cuales se compensan mutuamente, evitando cualquier tipo de distorsión.

El equilibrio entre la GVD y la SPM se presenta debido a que los efectos dispersivos ocasionan una aceleración de la propagación de las frecuencias más altas que conforman al pulso, mientras que los efectos no lineales provocan una variación de las frecuencias en el sentido opuesto, lo cual provoca la estabilización del pulso óptico.

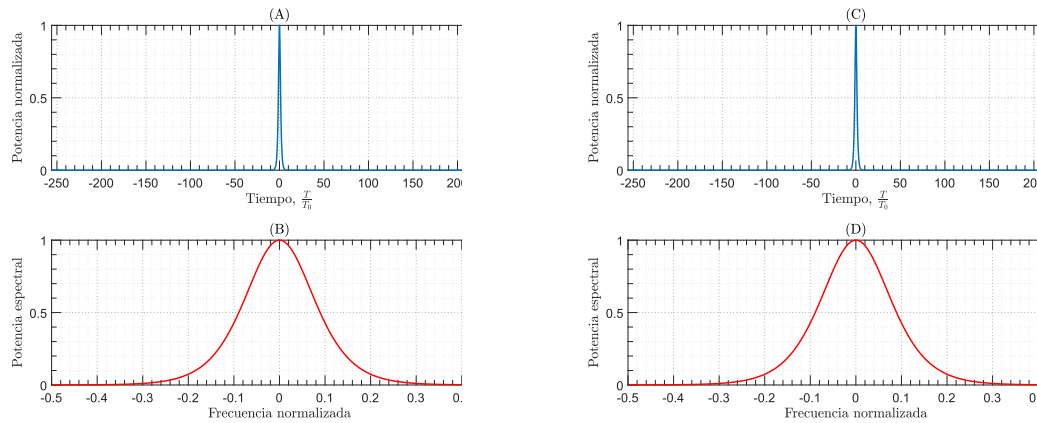


Figura 4. Propagación en el régimen de dispersión anómala como un solitón fundamental a una distancia $z = 10L_D$. (A) Forma temporal del pulso en la entrada. (B) Espectro del pulso en la entrada. (C) Forma temporal del pulso de salida. (D) Espectro del pulso en la salida.

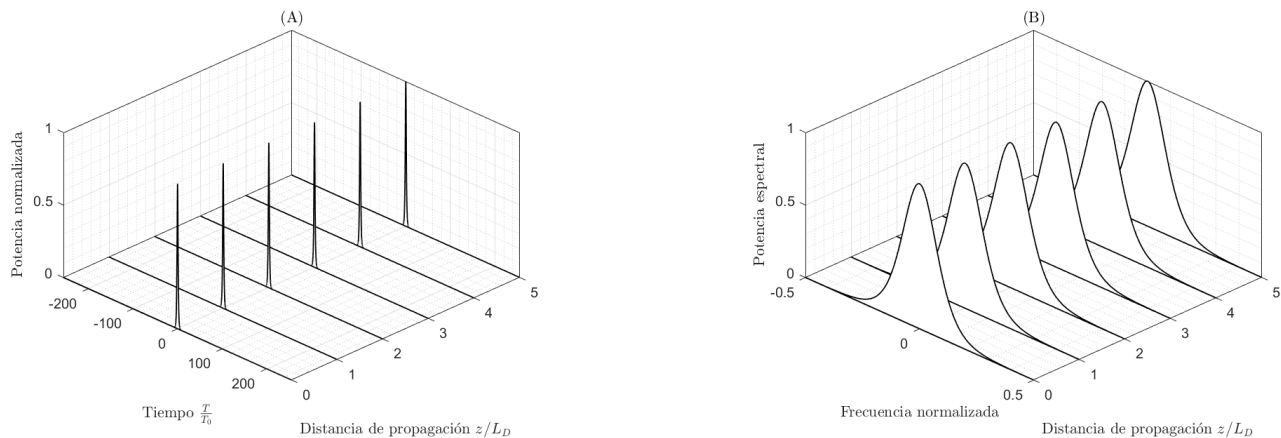


Figura 5. Formación de un solitón fundamental en el régimen de dispersión anómala $N = 1$, a una distancia $z = 5L_D$. (A) Evolución temporal, (B) Evolución espectral.

Es interesante notar que la forma del pulso inicial $U(0, \tau)$ tiene efecto en la formación de solitones. Esto puede apreciarse en la propagación de un pulso Gaussiano con un campo inicial $U(0, \tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{2}\right)$, donde la forma del pulso a medida que este recorre distintas distancias de propagación, incluso cuando $N = 1$, demostrando que no se forma un solitón fundamental como sí ocurre con un pulso de tipo secante hiperbólica, como se muestra en la simulación anterior.

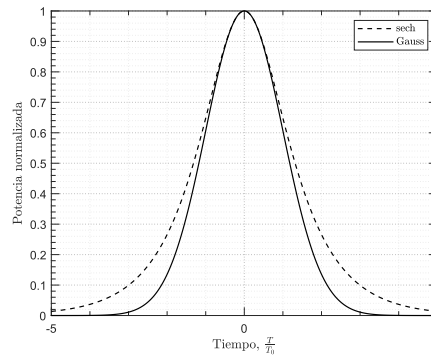


Figura 6. Comparación de la forma temporal de un pulso Gaussiano y un pulso de tipo secante hiperbólica.

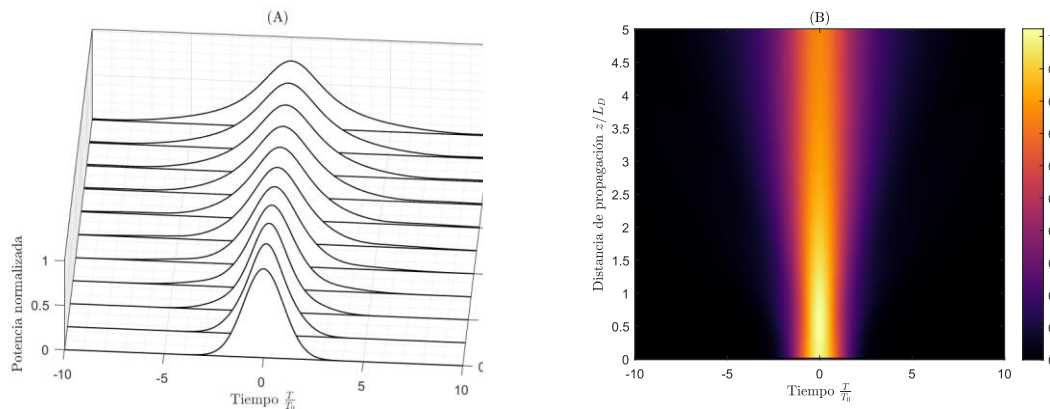


Figura 7. Propagación de un pulso Gaussiano en el régimen de dispersión anómala con $N = 1$ a una distancia de $z = 5L_D$
(A) Evolución temporal de la forma del pulso, (B) Evolución temporal de la potencia del pulso.

Propagación de pulsos con órdenes de solitón superiores

La propagación de pulsos con órdenes de solitón $N > 1$ exhibe interacciones complejas entre los efectos de la GVD y la SPM. Estas interacciones resultan en patrones característicos de evolución temporal y espectral de los pulsos.

Conforme los pulsos se propagan a través de la fibra óptica, experimentan procesos de contracción y ensanchamiento en el dominio temporal y espectral. Esta dinámica ocurre de manera periódica para todos los pulsos con orden de solitón $N \geq 2$, y es una manifestación de la propiedad de auto-regeneración de los solitones de orden superior, en la cual el pulso recupera su forma inicial exacta después de cierta distancia de propagación, a distancia se le conoce como periodo de solitón y está dada por $z_0 = \frac{\pi}{2} L_D$.

En la siguiente simulación se muestra la evolución de un solitón de tercer orden a través de un periodo de solitón, en la simulación se observa como el solitón se comprime y entorno a la distancia $z = 0.5L_D$ se divide, para posteriormente recuperar su forma inicial al final del periodo z_0 . Así como los patrones de evolución de un solitón de cuarto orden.

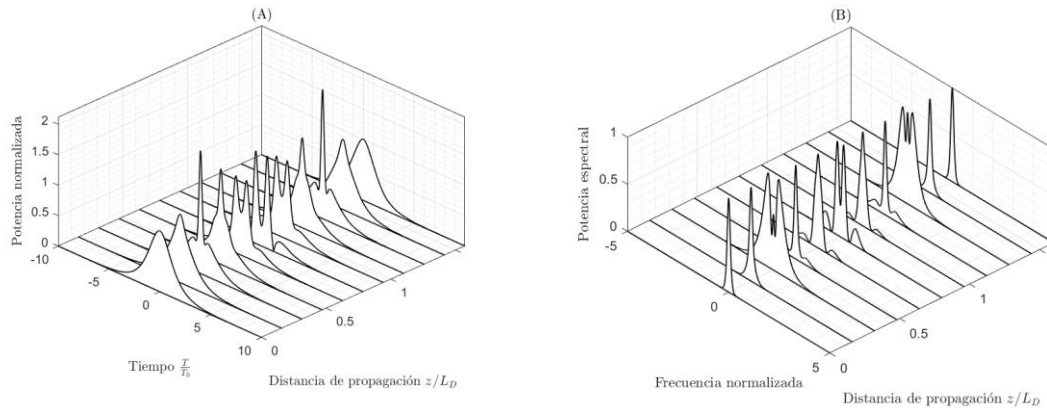


Figura 8. Propagación de un solitón de tercer orden en el régimen de dispersión anómala durante un periodo de solitón z_0 .
(A) Evolución temporal, (B) Evolución espectral.

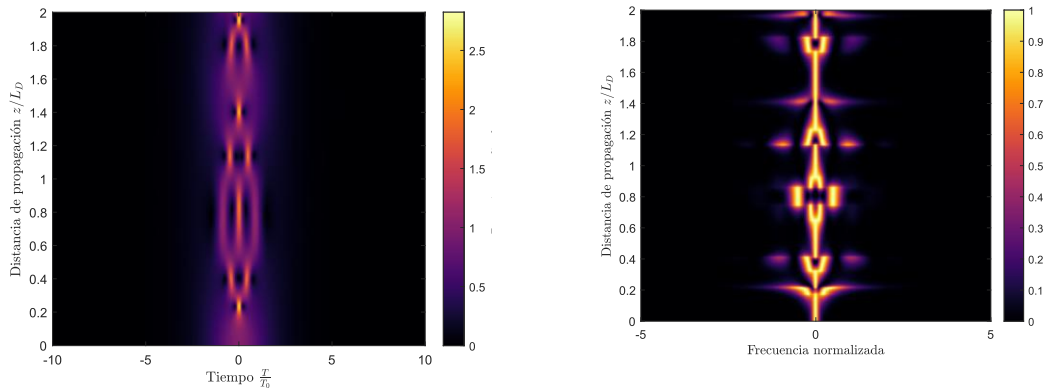


Figura 9. Patrones de evolución de un solitón de cuarto orden a una distancia de propagación $z = 2L_D$.
(A) Patrón temporal, (B) Patrón espectral.

Ruptura de ondas ópticas

Como fue mencionado anteriormente, el parámetro del orden de solitón N establece el balance entre los efectos de la GVD y la SPM, sin embargo, a pesar de que para órdenes de $N \gg 1$, se considera que los efectos no lineales son mucho mayores y, por tanto, la dominancia de la SPM es notable. La GVD no puede ser descartada del análisis en la propagación del pulso o ser considerada como una perturbación menor, ya que sus efectos dispersivos, aunque débiles, provocan grandes cambios a la forma del pulso en conjunto con el "chirrido" inducido por la SPM. En el régimen de dispersión normal, la GVD provoca un chirrido lineal a través de todo el ancho del pulso, como consecuencia, se origina un fenómeno llamado "ruptura de ondas ópticas", en el cual los efectos combinados de la GVD y SPM inducen un chirrido óptico compuesto de una parte lineal y una parte no lineal que modifica la forma temporal y espectral de los pulsos propagados (Agrawal, 2019; Tomlinson *et al.*, 1985).

Un aspecto interesante del efecto del chirrido óptico lineal inducido de la GVD es el hecho de que puede ser aprovechado mediante un dispositivo óptico para realizar una compresión del pulso y obtener un nuevo pulso mucho más corto que el original, y a su vez, incrementando la potencia máxima del pulso múltiples veces.

En las simulaciones siguientes se presentan el fenómeno de ruptura de ondas ópticas para un pulso de tipo secante hiperbólica $U(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$ y un pulso Gaussiano $U(0, \tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{2}\right)$.

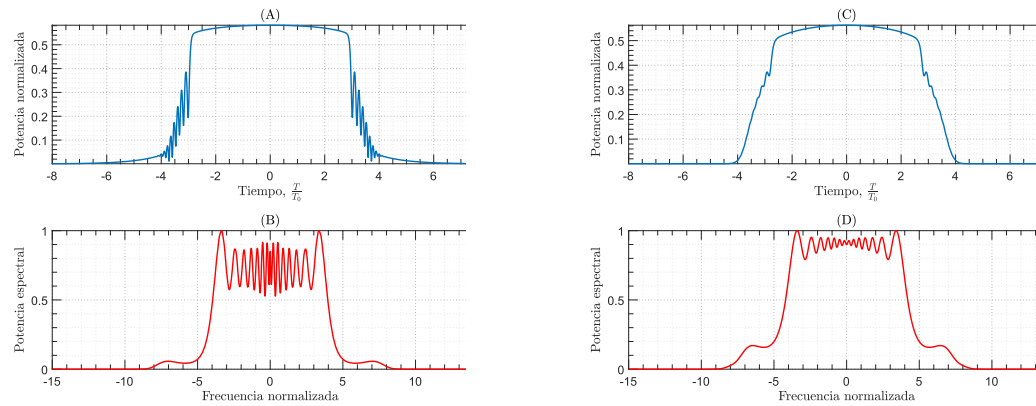


Figura 10. Propagación en el régimen de dispersión normal con $N = 30$, a una distancia de $z = 0.08L_D$, (A) Forma temporal y (B) espectro de salida del pulso tipo secante hiperbólico. (C) Forma temporal del pulso de salida y (D) espectro de salida del pulso Gaussiano.

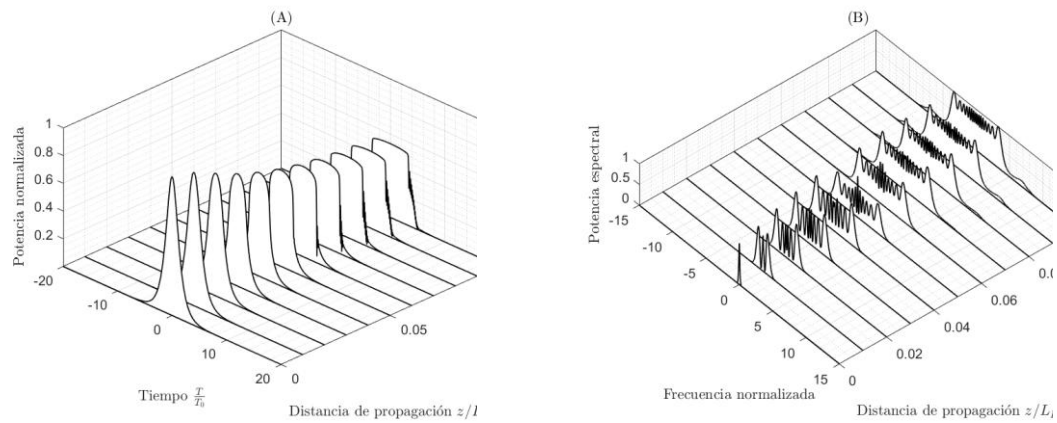


Figura 11. Evolución del pulso tipo secante hiperbólico en el régimen de dispersión normal con $N = 30$, a una distancia de $z = 0.1L_D$, (A) Evolución temporal y (B) espectral.

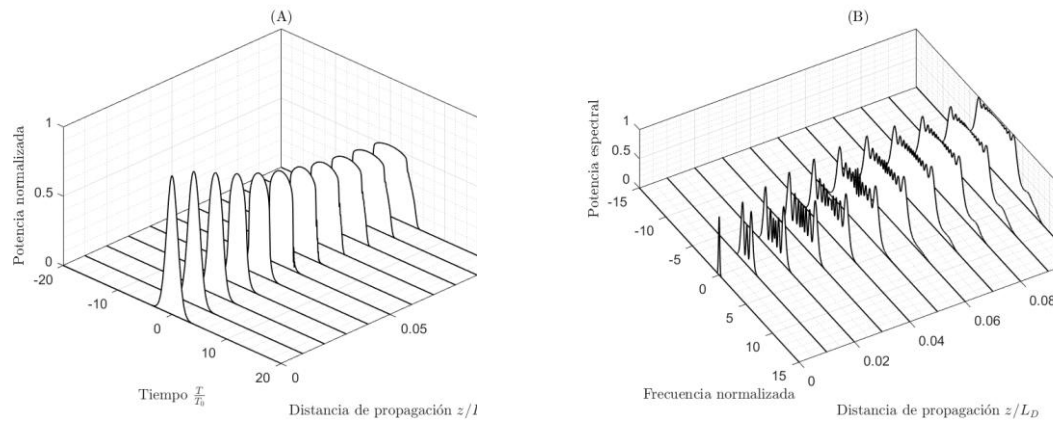


Figura 12. Evolución del pulso Gaussiano en el régimen de dispersión normal con $N = 30$, a una distancia de $z = 0.1L_D$, (A) Evolución temporal y (B) espectral.

Pulsos de alta complejidad: Pulsos de ruido

Los pulsos de ruido o “*Noise-like pulses*” (NLPs), son un tipo de pulso que se encuentra compuesto de una gran cantidad de sub-pulsos ultracortos que se encuentran en el rango de unos cuantos picosegundos hasta el orden de femtosegundos, mientras que la envolvente del pulso completo suele tener una duración de pico a nano segundos. La amplitud y duración de los pulsos varía de manera aleatoria, y pueden ser generados mediante cavidades láser con fuertes interacciones no lineales en ella (Pan *et al.*, 2016) La generación de los NLPs ha sido realizada, desde su descubrimiento, mediante láseres de fibra óptica ultrarrápidos, en regímenes del llamado amarre de modos (Filoteo-Razo *et al.*, 2025).

La primera demostración de la generación de NLPs mediante un láser de fibra óptica dopada con erbio fue realizada por M. Horowitz (1997), donde se encontraron y demostraron características comunes de este tipo de pulsos tales como: un gran ancho de banda óptico, de hasta decenas de nanómetros; baja coherencia temporal, por lo que el pulso no suele interferir consigo mismo durante su propagación; una gráfica de autocorrelación característica de doble pedestal que permite conocer la duración del pulso total y la duración promedio de los sub-pulsos; y también, la capacidad de propagarse a largas distancias por fibra óptica sin distorsionarse.

Los NLPs también se identifican por ser pulsos que cuentan con un espectro óptico amplio y suave, a pesar de su compleja estructura interna, por esto y sus demás características mencionadas, se tornan prometedores para aplicaciones como la interferometría de baja coherencia espectral (Keren y Horowitz, 2001), tomografía de coherencia óptica (OCT, por sus siglas en inglés) (Pan, 2016), y generación de supercontinuo (Hernández-García *et al.*, 2012; Kobtsev, 2023).

En este trabajo se realizaron simulaciones numéricas para analizar las dinámicas temporales de un pulso de ruido generado mediante 100 ciclos de un láser de fibra óptica de amarre de modos pasivo de figura ocho (F8L).

Láser de fibra de amarre de modos pasivo F8L

Los láseres de amarre de modos pasivo son un tipo de láser de fibra óptica de estructura simple y compacta que permiten generar pulsos ultracortos para una gran cantidad de aplicaciones, existen dos arquitecturas principales para este tipo de láseres:

- Configuración de anillo: Este tipo de láseres constan de un elemento óptico llamado absorbedor saturable, un medio de ganancia, un controlador de polarización, y un aislador óptico que asegura la propagación de pulsos dentro del láser de manera unidireccional. El principio de funcionamiento del láser con la configuración de anillo consiste en generar una señal inicial al interior de la cavidad que da circula en esta misma, siendo amplificada por el medio de ganancia y filtrada por el absorbedor saturable hasta estabilizarse y producir un pulso (Ibarra-Villalón *et al.*, 2018).
- Láser de figura ocho: Se le llama láser de figura ocho a aquellos que cuentan con un lazo óptico no lineal (NOLM, por sus siglas en inglés), llamado también como interferómetro de Sagnac de fibra óptica, que está compuesto de un acoplador de cuatro puertos y un lazo de fibra que los une. Dentro del NOLM se propagan dos pulsos en sentidos opuestos y con potencias distintas, lo cual provoca un desplazamiento de fase en ambos. El desfase no lineal de los pulsos da lugar a la característica principal de los F8L, la transmisión dependiente de la intensidad (“*switcheo*”), generando de esta manera los pulsos ultracortos (Ibarra-Escamilla *et al.*, 2008; Pottiez *et al.*, 2011; Torres-Muñoz *et al.*, 2019).

El sistema F8L para la generación de pulsos de ruido que fue utilizado en la simulación numérica del pulso de ruido estudiado en este trabajo está conformado por una fuente de bombeo de 980nm, un amplificador de fibra dopada con erbio (EDF, por sus siglas en inglés), un controlador de polarización (PC, por sus siglas en inglés), un aislador óptico (OI, por sus siglas en inglés), un acoplador 90/10 para la adquisición del pulso de salida, fibra estándar SMF-28, y un NOLM. Se asumió una polarización lineal en el sistema.

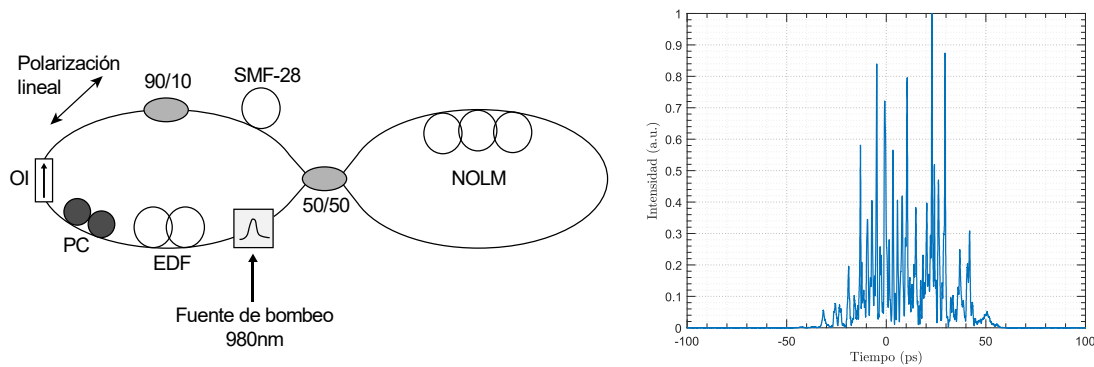


Figura 13. Diagrama esquemático del sistema láser F8L para la simulación numérica del pulso de ruido, y Pulso de ruido generado por el F8L mediante 100 iteraciones.

Autocorrelación de intensidad en pulsos de ruido

Como se mencionó al inicio de este trabajo, la medición de pulsos ultracortos de manera directa es una tarea compleja, ya que se necesitaría de un evento aún más corto que la duración de un pulso para lograr medirlo, lo cual es una tarea imposible de lograr mediante cualquier dispositivo, ya que su tiempo de respuesta jamás podrá ser tan rápido. Sin embargo, es posible utilizar el propio pulso para medirse a sí mismo, a esto se le llama autocorrelación y consiste en utilizar copias del pulso original con retardos en el tiempo. Físicamente, la técnica de autocorrelación se realiza enviando un pulso junto a una réplica suya retrasada en el tiempo hacia un cristal no lineal, en el momento que los pulsos se superponen en el cristal, se genera una señal de segundo armónico (SHG), o sea una señal con el doble de frecuencia que la original, y al medir la potencia de esta nueva señal como una función del tiempo de retardo se obtiene la gráfica de autocorrelación que permite conocer de manera precisa el ancho del pulso (Trebino, 2000; Weiner, 2009).

Un aspecto importante es que mientras el grado de complejidad del pulso aumenta, la autocorrelación se vuelve más simple, llegando a adquirir la forma característica de un pico sobre un pedestal, como se muestra en la siguiente figura.

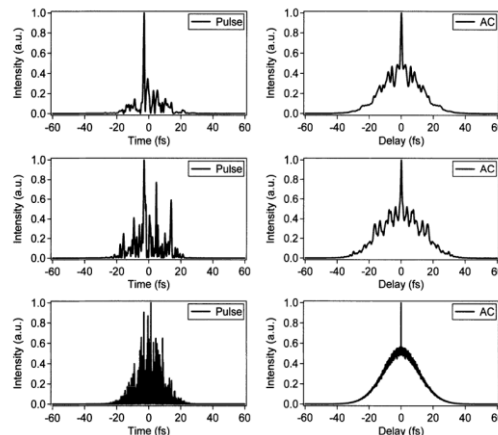


Figura 14. Intensidades complejas con envolventes gaussianas con estructuras de intensidad crecientes (izquierda) y sus gráficas de autocorrelación (derecha). Del libro *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (p. 72), by R. Trebino, 2000, Springer. © 2000 by Springer.

Considerando el conjunto de datos obtenidos en la simulación del pulso de ruido generado, cuyo campo está formado por una componente compleja positiva y negativa, el cual está dado por $E(t) = E_P(t) + E_N(t)$, se definen los vectores que lo componen como:

t_{ps} : Vector de tiempo en picosegundos.

E_P : Componente compleja positiva del pulso de ruido.

E_N : Componente compleja negativa del pulso de ruido.

Para obtener la autocorrelación se calcula inicialmente la intensidad total del pulso mediante la siguiente ecuación:

Intensidad total.

$$I_T(t) = |E_P|^2 + |E_N|^2 \quad (9)$$

Una vez obtenida la intensidad total del pulso, se calcula el espaciamento promedio entre las muestras del vector de tiempo, ya que el espacio entre cada muestra no es completamente uniforme. Este valor se obtiene encontrando el vector de diferencias, el cual indica la diferencia entre los elementos adyacentes:

Cálculo de diferencia en una posición i del vector temporal.

$$\Delta t_i = t_{ps}(i+1) - t_{ps}(i) \quad (10)$$

Vector de diferencias.

$$\Delta t = [t_2 - t_1, t_3 - t_2, \dots, t_N - t_{N-1}] \quad (11)$$

$$\Delta t = [\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_{N-1}] \quad (11.1)$$

Espaciamento promedio entre muestras.

$$dt = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} \Delta t_i \quad (12)$$

Una vez calculado el espaciamento promedio en el vector temporal, se calcula la autocorrelación y se obtiene, la cual retorna la secuencia de esta misma, y el vector de retardos dado por $k = [-(N-1), -(N-2), \dots, 0, \dots, N-2, N-1]$ (donde N es número de elementos en el cual puede ser convertido a unidades físicas de tiempo al multiplicarlo por el valor del espaciamento temporal calculado con anterioridad, obteniendo así un vector $delays = k \Delta t$.

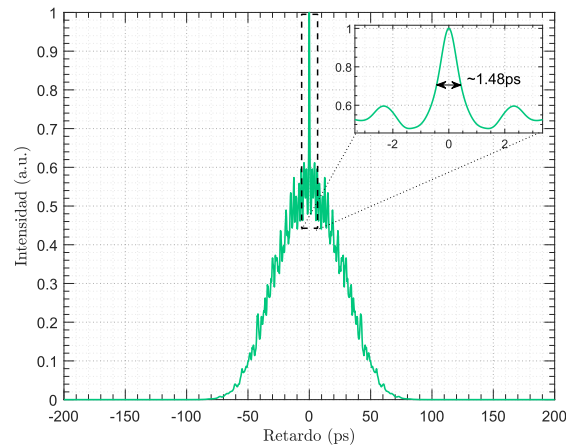


Figura 15. Autocorrelación del pulso de ruido generado por el sistema F8L con un pico de coherencia de aproximadamente 1.48ps de ancho.

Generación simulada de nuevos pulsos de ruido

Se realizaron simulaciones numéricas para la generación de nuevos pulsos de ruido a partir de los datos del pulso original. El proceso es relativamente sencillo considerando la naturaleza del pulso de ruido, una amplitud aleatoriamente variable y una duración total bien definida en el tiempo. Se generó una variable aleatoria normalmente distribuida que permite realizar un re-escalamiento de la amplitud de cada uno de los subpulsos que conforman al NLP, y de esta manera simular las variaciones de amplitud en el pulso total.

Variable de ganancia aleatoria normalmente distribuida.

$$g_k[n] \sim N(\mu, \sigma^2) = \sigma N(0,1) + \mu \quad (13)$$

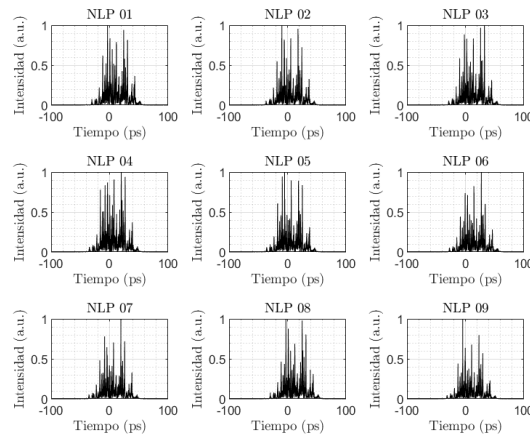


Figura 16. Nuevos pulsos de ruido generados a partir del escalamiento por la ganancia aleatoria normalmente distribuida.

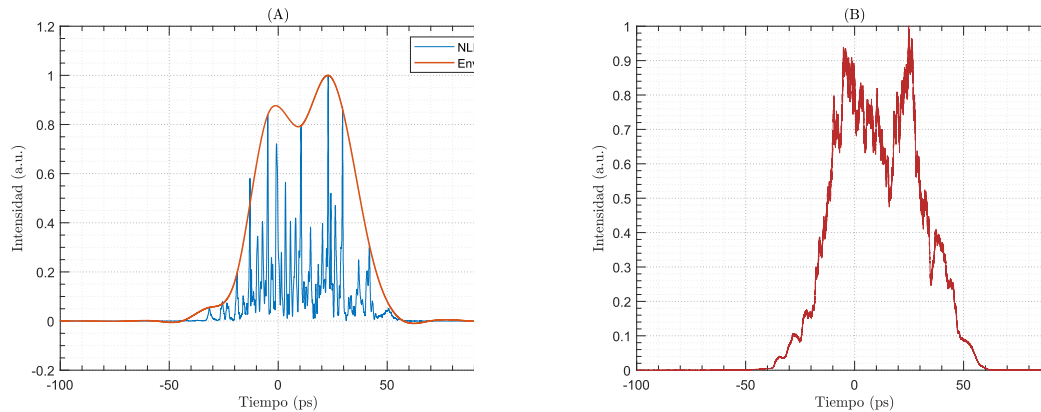


Figura 17. (A) Envolvente estimada del pulso de ruido original, (B) envolvente del pulso promediado a partir de 400 NLPs generados.

A pesar de que los pulsos de ruido mantienen una duración fija, estos pueden variar su posición en el tiempo, este comportamiento fue simulado con la generación de un desplazamiento temporal aleatorio en un rango especificado por $[-ps, +ps]$, y aplicado al transformar la señal en el dominio de la frecuencia mediante la FFT por la propiedad de cambio en el tiempo. Este efecto de aleatoriedad permite visualizar que el perfil temporal toma cierta similitud con un pulso Gaussiano, con un espectro amplio y relativamente suave.

Propiedad de desplazamiento en el tiempo de la transformada de Fourier.

$$E(t - t_0) \xrightarrow{F_T} \exp(-j\omega t_0) E(\omega) \quad (14)$$

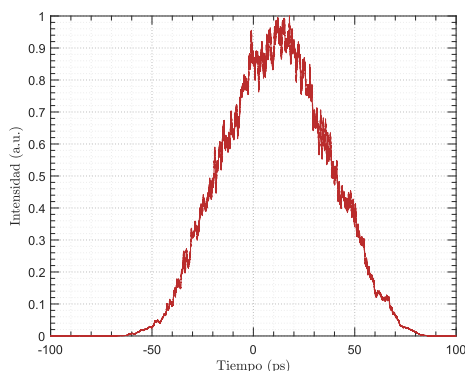


Figura 18. Envolvente del pulso de ruido promediado (400 NLPs) con un rango de desplazamientos temporales aleatorios de $[-30\text{ps}, +30\text{ps}]$, y con escalamiento de ganancia aleatoria.

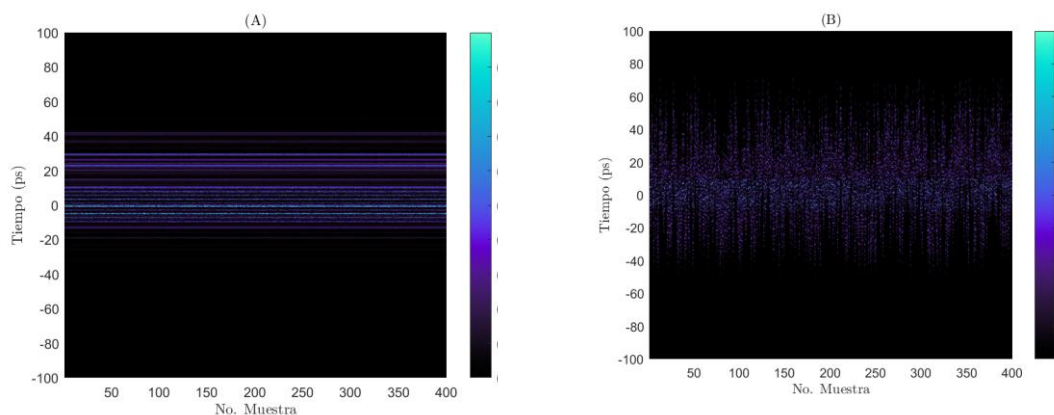


Figura 19. Comparación de la evolución de intensidades entre los 400 NLPs generados.
(A) Pulsos generados sin desplazamiento temporal aleatorio, (B) Pulsos generados con un rango de desplazamiento aleatorio $[-30\text{ps} + 30\text{ps}]$.

Conclusiones

En conclusión, se realizó un análisis de las dinámicas de los pulsos ultracortos mediante el desarrollo de simulaciones numéricas de los efectos dispersivos, y los efectos no lineales que experimentan los pulsos durante la propagación en fibra óptica. Se investigó e implementó el método de pasos divididos de Fourier para la solución de la ecuación no lineal de Schrödinger que permitió observar el efecto de la dispersión de velocidad de grupo, la auto-modulación de fase, la propagación en el régimen de dispersión normal y en el régimen de dispersión anómala, la generación de solitones, el patrón de evolución temporal y espectral de los solitones de orden superior, la relación entre el perfil inicial de los pulsos propagados con los fenómenos en la propagación, a su vez, se observó el fenómeno de ruptura de ondas ópticas en el régimen de dispersión normal. Además del análisis sobre la propagación de pulsos ultracortos en fibra óptica, también se realizó el estudio de un pulso de ruido generado mediante la simulación de un sistema F8L, donde se investigaron las características, comportamiento, y aplicación de los NLPs. Finalmente, se realizaron simulaciones para la generación de nuevos pulsos de ruido a partir del conjunto de datos original, obteniendo gráficas de autocorrelación, gráficas de envolventes, y simulación de desplazamientos en el tiempo.

Agradecimientos

Trabajo apoyado por la SECIHTI a través del programa Investigadoras e Investigadores por México (no. 6969), Ciencia de Frontera 2023 (CF 2023-G-109). Así como la Universidad de Guanajuato mediante el programa de Veranos de la Ciencia UG 2025.

Bibliografía/Referencias

- Agrawal, G. P. (2019). *Nonlinear fiber optics* (6th ed.). Academic Press.
- Filoteo-Razo, J. D., Hernández-García, J. C., Elizondo-Leal, J. C., Díaz-Manríquez, A., Saldivar Alonso, V. P., Jauregui-Vázquez, D., Pottiez, O., Estudillo-Ayala, J. M., & Martínez-Angulo, J. R. (2025). Noise-like pulses in fiber optic resonator with modal interferometer applied to temperature-stable curvature sensing. *Optical Fiber Technology*, 90, 104128. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2025.104128>
- Hamza, M. Y., & Tariq, S. (2007). Split-step Fourier method-based pulse propagation model for nonlinear fiber optics. *Proceedings of the International Conference on Electrical Engineering*, 1–5. <https://doi.org/10.1109/ICEE.2007.4287333>
- Hasegawa, A. (1989). Optical solitons in fibers. In: Hasegawa, A. (Ed.) *Optical Solitons in Fibers*. Springer Tracts in Modern Physics (Vol. 116). Springer. <https://doi.org/10.1007/BFb0041284>
- Hernandez-García, J. C., Pottiez, O., & Estudillo-Ayala, J. M. (2012). Supercontinuum generation in a standard fiber pumped by noise-like pulses from a figure-eight fiber laser. *Laser Physics*, 22, 221–226. <https://doi.org/10.1134/S1054660X1123006X>
- Horowitz, M., Barad, Y., & Silberberg, Y. (1997). Noiselike pulses with a broadband spectrum generated from an erbium-doped fiber laser. *Optics Letters*, 22, 799–801.
- Ibarra-Escamilla, B., Pottiez, O., Kuzin, E. A., Haus, J. W., Grajales-Coutiño, R., & Zaca-Moran, P. (2008). Experimental investigation of self-starting operation in a F8L based on a symmetrical NOLM. *Optics Communications*, 281(5), 1226–1232. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2007.10.075>
- Ibarra-Villalón, H. E., Pottiez, O., Bracamontes-Rodríguez, Y. E., Lauterio-Cruz, J. P., & Gómez-Vieyra, A. (2018). Principles of operation of a passively mode-locked fiber ring laser and 3D mapping of ultra-short pulses. *Revista Mexicana de Física E*, 64(2), 195–204. https://www.scielo.org.mx/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1870-35422018000200195&lng=es&tIng=en
- Karjanto, N. (2019). The nonlinear Schrödinger equation: A mathematical model with its wide ranging applications. *arXiv*. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1912.10683>
- Keren, S., & Horowitz, M. (2001). Interrogation of fiber gratings by use of low-coherence spectral interferometry of noiselike pulses. *Optics Letters*, 26, 328–330.
- Kobtsev, S. (2023). Noise-like pulses as a source of pump energy. *Photonics*, 10(3), 233. <https://doi.org/10.3390/photonics10030233>
- Pan, C.-L., Zaytsev, A., You, Y.-J., & Li, C.-H. (2016). Fiber-laser-generated noise-like pulses and their applications. *InTech*. <https://doi.org/10.5772/61856>
- Pottiez, O., Grajales-Coutiño, R., Ibarra-Escamilla, B., Kuzin, E. A., & Hernández-García, J. C. (2011). Adjustable noiselike pulses from a figure-eight fiber laser. *Applied Optics*, 50(6), E24–E31. <https://doi.org/10.1364/AO.50.000E24>
- Puerto López, K. C., Galvis Velandia, J. E., & Camargo Ariza, L. L. (2024). Fenómenos lineales y no lineales en la transmisión por fibra óptica. *Editorial Unimagdalena*. <https://doi.org/10.21676/9789587467765>
- Tomlinson, W. J., Stolen, R. H., & Johnson, A. M. (1985). Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers. *Optics Letters*, 10, 457–459.
- Torres-Muñoz, O. S., Pottiez, O., Bracamontes-Rodríguez, Y., Lauterio-Cruz, J. P., Ibarra-Villalón, H. E., Hernández-García, J. C., Bello-Jiménez, M., & Kuzin, E. A. (2019). Simultaneous temporal and spectral analysis of noise-like pulses in a mode-locked figure-eight fiber laser. *Optics Express*, 27(12), 17521–17538. <https://doi.org/10.1364/OE.27.017521>
- Trebinio, R. (2000). Frequency-resolved optical gating: The measurement of ultrashort laser pulses. Springer. <https://doi.org/10.1007/978-1-4615-1181-6>
- Weiner, A. M. (2009). Ultrafast optics. Wiley. <https://doi.org/10.1002/9780470473467>