



**INAOE**

## **Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica.**

**“Estudio experimental del espejo no lineal de lazo de  
fibra óptica para la limpieza y formación de pulsos  
cortos.”**

**Por Lic. Luis Alberto Rodríguez Morales.**

**Tesis sometida como requisito parcial para obtener el  
grado de:**

**Maestro en Ciencias en la especialidad en Óptica**

**En el**

**Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica**

**Asesores de Tesis:**

**Dr. Evgeny Kuzin**

**Dr. Héctor Santiago Hernández**

**Agosto 2017**

**Tonantzintla, Puebla, México**

**©INAOE 2017**

**Derechos Reservados**

El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y distribuir copias  
de esta tesis en su totalidad o en partes mencionando la fuente.





Asesores:

**Dr. Evgeny Kuzin Ivanova INAOE, Puebla, Méx.**

**Dr. Héctor Santiago Hernández INAOE, Puebla, Méx.**

Miembros del jurado:

**Dra. Georgina Beltrán Pérez BUAP, Puebla, Méx.**

**Dr. Baldemar Ibarra Escamilla INAOE, Puebla, Méx.**

**Dr. Marco V. Hernández Arriaga, INAOE, Puebla, Méx.**

Impreso en México

Contacto con el autor : [beto7500@hotmail.com](mailto:beto7500@hotmail.com)

**Derechos Reservados © 2017 - INAOE**

El autor otorga al INAOE el permiso de reproducir y distribuir copias de esta tesis en su totalidad o en partes.

*Esta tesis está dedicada a mis padres.  
Gracias por el apoyo y cariño.*

## *RESUMEN:*

La generación de solitones libres de la presencia de componentes de radiación adicionales es esencial para muchas aplicaciones. En fuentes reales la calidad de los pulsos se deteriora por ondas dispersivas, onda continua (CW) y emisión espontánea amplificada (ASE). La mayoría de las técnicas de compresión espectral causan la aparición de un pedestal en el espectro. Todas estas imperfecciones de pulso tienen que ser eliminadas para mejorar el rendimiento de todos los sistemas ópticos. El espejo de lazo óptico no lineal (NOLM) es un buen candidato para estas tareas. En el presente trabajo de tesis presentamos la implementación de un novedoso NOLM con desequilibrio en polarización para compresión espectral y limpieza de solitones. Para la optimización del lazo es importante hacer énfasis en la birrefringencia del lazo para la preservación del estado de polarización de la luz. El estudio experimental de la birrefringencia es estudiado en algún apartado de este trabajo de tesis.

El NOLM armado consiste en un acoplador casi simétrico con una relación de acoplamiento de 51/49, y el lazo de fibra consiste en dos tramos de 100 m de fibras retorcidas en direcciones opuestas. El uso del acoplador simétrico permitió una transmisión de baja potencia menor de  $10^{-3}$ . Los resultados muestran que el uso de dos fibras torcidas en direcciones opuestas elimina la dependencia de la longitud de onda de la transmisión de baja potencia.

# CONTENIDO

Resumen:.....	5
Contenido.....	6
Lista de acrónimos: .....	8
Introducción: .....	10
Hipótesis y objetivos. ....	10
Hipótesis.....	15
Objetivo general.....	15
Objetivos específicos.....	15
Referencias.....	16
Capítulo 1: Fundamentos teóricos .....	18
1.1 Propagación de pulsos en una fibra óptica. ....	18
1.1.1 Propagación de pulsos en una fibra óptica. ....	18
1.1.2 Dispersión cromática.....	20
1.1.3 Ecuación No Lineal de Schrödinger .....	23
1.1.4 Auto modulación de fase (SPM).....	23
1.1.5 Modulación de fase cruzada (XPM) .....	25
1.1.6 Generación de Solitones. ....	26
Referencias:.....	28
1.2 NOLM .....	29
1.2.1 Espejos de lazo .....	29
1.2.2 Espejo de lazo óptico no lineal con fibra de baja birrefringencia altamente torcida. ....	35
1.2.3 Régimen lineal.....	37
1.2.4 Régimen no lineal.....	40
1.2.5 Configuraciones prácticas de lazos no lineales para compresión de pulsos ópticos. ....	44
Referencias.....	46
Capítulo 2: Resultados experimentales.....	48
2.1 Estudio de la birrefringencia del lazo.....	48
2.1.1 Utilización de reflectómetro óptico en dominio de tiempo. ....	48
2.1.2 Evaluación de diferentes fibras. ....	52
2.1.3 Evaluación de la birrefringencia por medición de variación de la polarización en la salida de la fibra.....	57

Referencias:.....	61
2.2: Estudio experimental del espejo de lazo no lineal.....	62
2.2.1 Estudio de la transmisión del interferómetro de Sagnac a bajas potencias. ....	62
2.2.1 Estudio experimental del NOLM para la mejora de pulsos.....	66
Referencias:.....	77
Capítulo 3: .....	78
Conclusiones Generales: .....	78
Participaciones en congresos:.....	80
Trabajo aceptado: .....	80
Trabajo enviado sujeto a aprobación.....	80
Trabajo futuro. ....	81

# LISTA DE ACRÓNIMOS:

ASE	<i>Emisión Espontanea Amplificada (Amplified Spontaneous Emission).</i>
AV	<i>Atenuador Variable.</i>
CW	<i>Onda Continua (Continuous Wave).</i>
cw	<i>Sentido de las manecillas del reloj (Clock wise).</i>
ccw	<i>Sentido contrario de las manecillas del reloj (Counter clockwise).</i>
EDFA	<i>Amplificador de Fibra Dopada con Erblio (Erbium Doped Fiber Amplifier).</i>
FWHM	<i>Ancho a la mitad del máximo (Full Width at Half Maximum).</i>
NALM	<i>Amplificador no Lineal de lazo de Fibra Óptica (Nonlinear Amplifier Loop Mirror).</i>
NOLM	<i>Espejo no Lineal de lazo de Fibra Óptica (Nonlinear Optical Loop Mirror)</i>
OTDR	<i>Reflectómetro Óptico en el Dominio de tiempo (Optical Time Domain Reflectometer).</i>
PC	<i>Controlador de Polarización (Polarization controller).</i>
PM	<i>Mantenedora de Polarización (Polarization Manteiner).</i>



<i>QWP</i>	<i>Retardador de Cuarto de Onda (Quarter Wave Plate).</i>
<i>SPM</i>	<i>Auto Modulación de Fase (Self-Phase Modulation).</i>
<i>VWP</i>	<i>Retardador Variable (Variable Wave Plate).</i>
<i>XPM</i>	<i>Mosulación de Fase Cruzada (Cross-Phase Modulation).</i>

# INTRODUCCIÓN:

En la óptica existen diferentes áreas de estudio, dependiendo de la intensidad del campo electromagnético, la óptica se divide en dos áreas, óptica lineal y óptica no lineal. Uno de los dispositivos que puede trabajar dentro de los dos regímenes y que ha demostrado su enorme potencialidad en sistemas de comunicación es el interferómetro de Sagnac de fibra óptica. El conmutar pulsos cortos, que se traduce a conmutar señales en su aplicación, codificar y decodificar señales ópticas [1-3], filtrar señales [4], entre otras, son algunas aplicaciones de este dispositivo.

Hablando de las señales ópticas, existen trabajos en los que la no linealidad se asocia ordinariamente con un ensanchamiento espectral de un pulso óptico ultradelgado [5-7], lo cual sucede solo bajo ciertas condiciones, sin embargo, existe otro proceso, la compresión espectral, la no linealidad del efecto Kerr puede estrechar el espectro del pulso. Un ejemplo de ello es cuando un solitón fundamental que se propaga en una fibra la cual por su fabricación aumenta su dispersión anómala progresivamente, puede experimentar ensanchamiento temporal, este ensanchamiento surge como resultado de su adaptación adiabática a la dispersión de fibra que varía lentamente. Debido a la dispersión anómala de la fibra, los pulsos ahora más anchos, debido a la propagación por una fibra con las características mencionadas previamente, evolucionan hacia solitones y experimentan un corrimiento negativo y continuo de la frecuencia. A una frecuencia menor y a una dispersión creciente, el solitón a través del corrimiento hacia el rojo dicta el estrechamiento espectral. La compresión espectral se basa en la auto modulación de fase (Self-Phase Modulation, SPM) de un pulso con una chirp negativo inicial. Como resultado de estas interacciones de campos eléctricos no lineales existe la posibilidad de conseguir compresiones espectrales y/o mejorar el perfil espectral de pulsos ópticos.

Al entender estos efectos no lineales, diferentes técnicas basadas en fenómenos ópticos no lineales son empleadas para modificar el espectro de pulsos ópticos.

Entre las vastas técnicas basadas en los fenómenos no lineales para la compresión espectral se encuentran los dispositivos de lazo óptico no lineal (Nonlinear Optical Loop Mirrors, NOLM).

El estudio del NOLM tiene su origen de los años ochenta [1]. Se basan en el uso de la propagación no lineal de pulsos ópticos en sistemas interferométricos tipo Sagnac de fibra óptica. La gran ventaja de estos dispositivos es que, al trabajar en fibra óptica, es sencillo agregar un funcionamiento no lineal debido a los pequeños diámetros en el área efectiva de contacto, otra ventaja es la estabilidad de la configuración de Sagnac, esta configuración permite comprimir los pulsos ópticos bajo ciertas circunstancias de trabajo, además de permitir la reducción de pedestales no deseados en el perfil temporal y espectral, así como de mejorar la simetría del pulso [5-6].

Su principio de funcionamiento es fundamentado en la SPM como fenómeno no lineal presente en fibras ópticas. Cuando un pulso óptico ingresa en un NOLM, se divide en dos, uno viajando en sentido horario y otro en sentido anti horario. Al propagarse por el lazo, si se tiene la potencia necesaria, se generan efectos no lineales que producen cambios de fase dependientes de la potencia que son diferentes para cada parte del perfil de los propios pulsos y distinta entre ellos en cada uno de los haces en contra propagación, debido a la inclusión de elementos que rompen la simetría no lineal del dispositivo. Algunos trabajos publicados emplean una asimetría en potencias al trabajar con acopladores asimétricos en el dispositivo. En este trabajo de tesis se presenta un NOLM con asimetría en polarización, esta asimetría es provocada introduciendo un retardador de fase variable en uno de los brazos, esta asimetría fue propuesta por O. Pottiez et al. [7-8]. Una vez creada esta asimetría el efecto de interferencia se genera al recombinarse los haces en contra propagación a la salida del lazo, sólo aquellas partes de los pulsos cuya diferencia de fase sea la adecuada podrán abandonarlo, el propósito de nuestro dispositivo es crear cambios de fase adecuados para poder generar interferencia constructiva solo con ciertas partes de interés del pulso, despreciando bajas potencias y algunas contribuciones en onda continua

generadas por dispositivos como amplificadores o incluso por la misma fibra óptica por la cual se propaga el pulso.

Los resultados experimentales que son presentados en este trabajo de tesis refieren a pulsos de alrededor de 1 ps en ancho temporal con aproximadamente 400 mw de potencia promedio a una longitud central de 1531 nm a la entrada del arreglo experimental.

En el arreglo experimental la diferencia de fase puede darse como resultado de modificar la retardancia del retardador variable, así como el ángulo de referencia de esta placa. Un diseño adecuado de la propagación no lineal dentro del lazo se traducirá en la mejora de los pulsos de salida respecto de la entrada. Este diseño se presenta en el trabajo de tesis mediante simulaciones numéricas de diversos fenómenos no lineales presentes en las fibras, así como de la simulación numérica del NOLM con la posibilidad de cambiar distintos parámetros como la retardancia o el ángulo de la placa, la longitud de lazo y el factor de acoplamiento de la entrada del dispositivo. Estas simulaciones son hechas mediante el método de Split Step Fourier para el tratado de efectos no lineales, así como de la dispersión de dicha fibra óptica [9-10].

Existen diversas aplicaciones del NOLM [11], una de las más comunes se encuentra en las comunicaciones ópticas [12], las cuales han cambiado la forma de comunicarse y de transmitir información, dentro de las aplicaciones que se pueden encontrar son la de reducción de pedestales que surgen debido a la compresiones espectrales ante la propagación de pulsos en fibras ópticas, estas compresiones espectrales son empleadas para la distinción de pulsos en el dominio del espacio al transmitir información digital mediante pulsos luminosos [13,15], no haciendo de lado que el uso de NOLM como elemento para mejorar la calidad de pulsos ha sido estudiado por ciertos autores [16-18].

Experimentalmente existe una limitada calidad en las propiedades de los pulsos para llevar un pulso generado por una fuente directamente a su aplicación, ésta

limitada calidad hace necesaria la modificación del pulso inicial, este es un problema abordado en este trabajo de tesis.

En la optimización de nuestro dispositivo se trabajó con las propiedades de los pulsos para posteriormente ser insertados en el NOLM, construyendo diversos amplificadores de fibra dopada con Erblio de alto dopaje; es preciso mencionar que trabajos reportados hacen uso del amplificador como un dispositivo tipo caja negra, en donde sus características no son importantes, no mencionando la diversidad de efectos no lineales que este puede generar [19-21].

Un problema a solucionar en este trabajo de tesis fue la deformación espectral del pulso al ser propagado por fibra dopada con erbio al incrementar el bombeo del amplificador, debido a que el perfil de emisión espontánea de la fibra dopada es diferente para cada componente espectral, dependiente de sus características de fabricación no controladas por nosotros, de la no linealidad de la fibra, provocando diversos efectos no lineales, encontrados en este tipo de fibras al tener un núcleo más pequeño.

Es así como a través de distintos procesos, ligados entre ellos, se llegan a inducir fenómenos no lineales idóneos dentro del lazo para una aplicación posterior, estos fenómenos van de la mano de ciertas características del pulso a la entrada del NOLM. En la literatura mencionada previamente se encuentra como resultado que los sistemas propuestos son complejos y los lazos de elevada longitud [22]. Un efecto no estudiado en este tipo de arreglos experimentales es el cambio de polarización dentro del lazo, así como la dependencia de la transmisión del NOLM con respecto a la longitud de onda, un problema crucial al trabajar con fuentes de espectro amplio. Es propuesta una solución al problema del descontrol de la polarización dentro del NOLM, se induce una torsión a la fibra que compone al lazo de propagación, la torsión a la fibra permite la conservación de la elipticidad en la propagación, así como la eliminación de la birrefringencia lineal de esta.

La birrefringencia circular inducida por torcedura en las fibras mono modo afecta el funcionamiento de numerosos dispositivos de fibra; por lo tanto, este efecto ha sido

estudiado experimentalmente por varios autores y modelado usando diferentes aproximaciones [23-24]. En la mayoría de estas descripciones teóricas se ha asumido que cuando una fibra óptica es torcida el efecto de la rotación de la elipse de polarización progresa monótonamente [25-26], no haciendo distinción entre sentido horario y anti horario en la torsión. Basándose en esta idea, se ha concluido que la birrefringencia circular inducida en fibras ópticas de longitudes iguales del mismo tipo, torcida en direcciones opuestas se cancela [27], y que el efecto de la torsión continua de una fibra específica es la misma para las torsiones en sentido horario y anti-horario.

Un efecto similar sucede en la transmisión, ya que existe una dependencia de la misma respecto a la longitud de onda. Para solucionar este problema se presenta un método novedoso. A diferencia de otros espejos de lazo, la dependencia de la transmisión en el arreglo experimental propuesto en función de la longitud de onda se ve reducida, a tal grado de que esta puede ser despreciada, teniendo variaciones de  $1 \cdot 10^{-3}$  en transmisión en un rango de 80nm, este y otros efectos de birrefringencia en el lazo que pueden afectar el funcionamiento del NOLM de asimetría por polarización son estudiados.

Existen trabajos teóricos que han descrito compresiones espectrales [18-19], aunque considerando pulsos idealmente simétricos como entrada. Otros trabajos más recientes retoman el uso de NOLM para la reducción de pedestales que surgen tras la generación de pulsos ópticos cortos [20]. En este trabajo se presentan simulaciones numéricas de la propagación en fibras estándar, así como de la transmisión del NOLM con pulsos de perfil espectral tipo secante hiperbólica. El trabajo de tesis ofrece el estudio, diseño y optimización, a nivel teórico y experimental de un dispositivo compresor basado en la arquitectura NOLM. El sistema cumple con ser estable y adaptable de manera directa a la fuente empleada para constituir un complemento realista a la misma fuente y permitir mejorar la calidad de sus pulsos sin renunciar a la estabilidad de las fuentes empleadas, resumidas en sencillez, compacidad y versatilidad, dando lugar a una nueva fuente compacta de calidad mejorada.

# *Hipótesis y objetivos.*

## *Hipótesis.*

La torsión en una fibra óptica SMF-28 elimina la birrefringencia lineal, aumentando la birrefringencia circular, esta birrefringencia circular inducida provoca una dependencia de la transmisión del NOLM respecto de la longitud de onda.

## *Objetivo general.*

Construir un filtro de bajas potencias basado en la arquitectura del NOLM capaz de eliminar pedestales espectrales en pulsos cortos cuya transmisión sea independiente de la longitud de onda.

## *Objetivos específicos.*

- Diseñar un amplificador con fibra dopada con erbio capaz de amplificar lo suficiente para generar efectos no lineales en el NOLM sin deformaciones espectrales considerables.
- Estudiar el efecto de la birrefringencia en una fibra en el estado de polarización de un pulso que viaja a través de ella.
- Construir un lazo de fibra óptica capaz de preservar el estado de polarización de la luz.

# Referencias

- [1] DORAN, N. J. AND D. WOOD. "NONLINEAR-OPTICAL LOOP MIRROR." *OPTICS LETTERS* **13(1)**: (1998) 56-58.
- [2] J.D. MOORES, K. BERGMAN, H.A. HAUS, AND E.P. IPPEN, "OPTICAL SWITCHING USING FIBER RING REFLECTORS" *J. OPT. SOC. AM.* **B 8** (1991) 594.
- [3] JINNO MASAHIKO AND TAKAO MATSUMOTO, "NONLINEAR SAGNAC INTERFEROMETER SWITCH AND ITS APPLICATIONS". *JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS* **28** (1992) 875.
- [4] N.J. SMITH AND N.J. DORAN, "PICOSECOND SOLITON PROPAGATION USING NONLINEAR OPTICAL LOOP MIRRORS AS INTENSITY FILTERS" *ELECTRON. LETT.* **30** (1994) 1084.
- [5] CHUSSEAU, L. AND E. DELEVAQUE "250-FS OPTICAL PULSE GENERATION BY SIMULTANEOUS SOLITON COMPRESSION AND SHAPING IN A NONLINEAR-OPTICAL LOOP MIRROR INCLUDING A WEAK ATTENUATION." *OPTICS LETTERS* **19(10)**: (1994). 734-736.
- [6] SMITH, K., N. J. DORAN, ET AL. "PULSE SHAPING, COMPRESSION, AND PEDESTAL SUPPRESSION EMPLOYING A NONLINEAR-OPTICAL LOOP MIRROR." *OPTICS LETTERS* **15(22)** (1990).:
- [7] O. POTTIEZ, E. A. KUZIN, B. IBARRA-ESCAMILLA, AND F. MÉNDEZ MARTÍNEZ, "EASILY TUNEABLE NONLINEAR OPTICAL LOOP MIRROR INCLUDING LOW-BIREFRINGENCE, HIGHLY TWISTED FIBRE WITH INVARIANT OUTPUT POLARISATION," *OPT. COMMUN.* **229** (2004), 147-159.
- [8] O. POTTIEZ, E. A. KUZIN, B. IBARRA-ESCAMILLA, J. T. CAMAS-ANZUETO, AND F. GUTIÉRREZ-ZAINOS, "EXPERIMENTAL DEMONSTRATION OF NOLM SWITCHING BASED ON NONLINEAR POLARISATION ROTATION," *ELECTRON. LETT.* **40**, (2004), 892-894.
- [9] AGRAWAL, GOVIND P. (2001). *NONLINEAR FIBER OPTICS (3RD ED.)*. SAN DIEGO, CA, USA: ACADEMIC PRESS.
- [10] T. R. TAHA AND M. J. ABLOWITZ "ANALYTICAL AND NUMERICAL ASPECTS OF CERTAIN NONLINEAR EVOLUTION EQUATIONS. II. NUMERICAL, NONLINEAR SCHRÖDINGER EQUATION". *J. COMPUT. PHYS.* **55 (2)**: (1984). 203-230.
- [11] ASOBE, M. (1997). *NONLINEAR OPTICAL PROPERTIES OF CHALCOGENIDE GLASS FIBERS AND THEIR APPLICATION TO ALL-OPTICAL SWITCHING*. *OPTICAL FIBER TECHNOLOGY*, **3(2)**, 142-148.
- [12] JIA, Z., YU, J., & CHANG, G. K. (2005). ALL-OPTICAL 16/SPL TIMES/2.5 GB/S WDM SIGNAL SIMULTANEOUS UP-CONVERSION BASED ON XPM IN AN NOLM IN ROF SYSTEMS. *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, **17(12)**, 2724-2726.
- [13] KHRUSHCHEV, I. Y., I. H. WHITE, ET AL.. "HIGH-QUALITY LASER DIODE PULSE COMPRESSION IN DISPERSION-IMBALANCED LOOP MIRROR." *ELECTRONICS LETTERS* **34(10)**: (1998) 1009-1010.
- [14] CHUSSEAU, L. AND E. DELEVAQUE "250-FS OPTICAL PULSE GENERATION BY SIMULTANEOUS SOLITON COMPRESSION AND SHAPING IN A NONLINEAR-OPTICAL LOOP MIRROR INCLUDING A WEAK ATTENUATION." *OPTICS LETTERS* **19(10)**: (1994). 734-736.



- [15] POTTIEZ, O., B. IBARRA-ESCAMILLA, ET AL.. "LARGE SIGNAL-TO-NOISE-RATIO ENHANCEMENT OF ULTRASHORT PULSED OPTICAL SIGNALS USING A POWER-SYMMETRIC NONLINEAR OPTICAL LOOP MIRROR WITH OUTPUT POLARISATION SELECTION." *OPTICAL FIBER TECHNOLOGY* **15**(2): (2009) 172-180.
- [16] OBERTHALER, M.; HÖPFEL, R.A. "SPECIAL NARROWING OF ULTRASHORT LASER PULSES BY SELF-PHASE MODULATION IN OPTICAL FIBERS". *APPL. PHY. LETT.* **63**, (1993), 1017–1019.
- [17] S. A. PLANAS, N. L. PIRES, C. H. BRITO AND H. L. FRAGNITO, "SPECTRAL NARROWING IN THE PROPAGATION OF CHIRPED PULSES IN SINGLE-MODE FIBERS," *OPT. LETT.* **18**, (1993) 699
- [18] K. R. TAMURA AND M. NAKAZAWA, "SPECTRAL-SMOOTHING AND PEDESTAL REDUCTION OF WAVELENGTH TUNABLE QUASIADIABATICALLY COMPRESSED FEMTOSECOND SOLITONS USING A DISPERSION-FLATTENED DISPERSION-IMBALANCED LOOP MIRROR," *IEEE PHOTON. TECHNOL. LETT.* **11**, (1999). 230–232.
- [19] CHEN Y. ET AL., "ALL-FIBER LOW-PEDESTAL SPECTRAL COMPRESSION IN A NOVEL ARCHITECTURE BASED ON AN SMF CASCADING AN HNLF-NOLM," *IEEE PHOTON. J.* **6**, (5), 6100408 (2014). 1943-0655.
- [20] K. R. TAMURA AND M. NAKAZAWA, "A POLARIZATION-MAINTAINING PEDESTAL-FREE FEMTOSECOND PULSE COMPRESSOR INCORPORATING AN ULTRAFAST DISPERSION-IMBALANCED NONLINEAR OPTICAL LOOP MIRROR," *IEEE PHOTON. TECHNOL. LETT.* **13**, (2001) 526–528.
- [21] K. A. AHMED, K. C. CHAN, AND H. F. LIU, "FEMTOSECOND PULSE GENERATION FROM SEMICONDUCTOR LASERS USING THE SOLITON-EFFECT COMPRESSION TECHNIQUE," *IEEE J. SEL. TOP. QUANTUM ELECTRON.* **1**, (1995) 592–600.
- [22] MIYOSHI, Y., TAKAGI, S., NAMIKI, S., & KITAYAMA, K. I. (2010). MULTIPERIOD PM-NOLM WITH DYNAMIC COUNTER-PROPAGATING EFFECTS COMPENSATION FOR 5-BIT ALL-OPTICAL ANALOG-TO-DIGITAL CONVERSION AND ITS PERFORMANCE EVALUATIONS. *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, **28**(4), 415-422.
- [23] GALTAROSSA, A., PALMIERI, L., SCHIANO, M., & TAMBOSSO, T. (2000). STATISTICAL CHARACTERIZATION OF FIBER RANDOM BIREFRINGENCE. *OPTICS LETTERS*, **25**(18), 1322-1324.
- [24] HUTTNER, B., REECHT, J., GISIN, N., PASSY, R., & VON DER WEID, J. P. (1998). LOCAL BIREFRINGENCE MEASUREMENTS IN SINGLE-MODE FIBERS WITH COHERENT OPTICAL FREQUENCY-DOMAIN REFLECTOMETRY. *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, **10**(10), 1458-1460.
- [25] R. ULRICH AND A. SIMON, "POLARIZATION OPTICS OF TWISTED SINGLE-MODE FIBERS" *APPL. OPT.* **18** (1979) 2241-2251.
- [26] A. M. SMITH, "BIREFRINGENCE INDUCED BY BENDS AND TWISTS IN SINGLE-MODE OPTICAL FIBER" *APPL. OPT.* **19** (1980) 2606-2611.
- [27] D. TENTORI AND A. GARCIA-WEIDNER "RIGHT- AND LEFT-HANDED TWIST IN OPTICAL FIBERS" *REVISTA MEXICANA DE FÍSICA* **60**, 69–74(2014)

# CAPÍTULO 1: FUNDAMENTOS TEÓRICOS

## *1.1 Propagación de pulsos en una fibra óptica.*

Al propagar pulsos de alta potencia dentro de una fibra óptica se deja de lado el régimen de óptica lineal para entrar al régimen de óptica no lineal [1]. Por este motivo, es necesario considerar la teoría de la propagación de ondas electromagnéticas en dispersión no lineal para una adecuada comprensión de los efectos no lineales en las fibras ópticas.

En este capítulo se mostrará la teoría involucrada en la propagación de pulsos dentro de una fibra óptica, esto con la finalidad de presentar una ecuación básica que gobierna la propagación dentro de dichas fibras ópticas. Introduciremos conceptos importantes tales como las partes no lineales de la polarización inducida y la constante dieléctrica dependiente de la frecuencia [2]. Por otro lado, se introduce la teoría de la propagación de pulsos en medios dispersivos no lineales en la aproximación de envolvente lentamente variable, considerando que  $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ , donde  $\Delta\lambda$  es el ancho espectral de la señal y  $\lambda_0$  es la longitud de onda central de la fuente.

### *1.1.1 Propagación de pulsos en una fibra óptica.*

De la literatura, a partir de las ecuaciones de Maxwell, se puede obtener una ecuación que describe la propagación de una onda electromagnética en un medio dispersivo no lineal tal como son las fibras ópticas [3], esta es la conocida ecuación de onda dada por la Ec. 1.1.1, en esta ecuación se toma en cuenta que la onda se propaga sobre el eje z en un sistema de coordenadas cartesiano.

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{E}(z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(z, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}(z, t). \quad \text{Ec. 1.1.1}$$

Donde  $\mathbf{E}(z, t)$  es el campo eléctrico,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{N/A}^2$  ( $\frac{\text{Newton}}{\text{Ampere}^2}$ ) es la permeabilidad al vacío,  $c = 3 \times 10^8 \text{m/s}$  es la velocidad de la luz en vacío. Para el caso de fibras ópticas, es de interés notar que, en el estudio de efectos no lineales, la polarización inducida consiste en dos partes tales que:

$$\mathbf{P}(z, t) = \mathbf{P}_L(z, t) + \mathbf{P}_{NL}(z, t). \quad \text{Ec. 1.1.2}$$

Donde la parte lineal es  $\mathbf{P}_L(z, t)$  y la parte no lineal es  $\mathbf{P}_{NL}(z, t)$ , esta aseveración nos permite conocer los efectos del campo eléctrico provocados al medio en el que se propaga, en nuestro caso una fibra óptica de silicio.

Es posible despreciar la parte no lineal si el campo eléctrico no es suficientemente intenso para provocar modificaciones en las moléculas del material, esto es:

$$\mathbf{P}(z, t) = \mathbf{P}_L(z, t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(t) \mathbf{E}(z, t). \quad \text{Ec. 1.1.3}$$

Donde  $\chi^{(1)}(t)$  es la susceptibilidad de primer orden. Como consecuencia de esta débil presencia del campo eléctrico, no existe una interacción de los pulsos entre sí, la frecuencia espectral de los pulsos permanece sin cambios durante el guiado. Al trabajar con solo la polarización lineal inducida, asumiendo que la respuesta del material al campo eléctrico es instantánea [4], se trabaja con una ecuación lineal en la Ec. 1.1.1. Mediante la transformada de Fourier es posible reescribir la Ec. 1.1.1 en una ecuación en donde el campo eléctrico depende no del tiempo, sino de la frecuencia. De esta manera se reescribe la Ec. 1.1.1 tomando en cuenta a la Ec. 1.1.3 como;

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{E}(z, \omega) + \varepsilon(\omega) \mathbf{E}(z, \omega) = 0. \quad \text{Ec. 1.1.4}$$

donde  $E(z, \omega)$  es la transformada de Fourier de  $E(z, t)$ . Definimos a  $\varepsilon(\omega)$  como la constante dieléctrica dependiente de la frecuencia:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega). \quad \text{Ec.1.1.5}$$

Debido a que  $\chi^{(1)}(\omega)$  es dependiente de la frecuencia y en general complejo, también lo es  $\varepsilon(\omega)$ . Su parte real e imaginaria se relacionan con el índice de refracción  $n(\omega)$  y el de absorción  $\alpha(\omega)$  de la siguiente manera [3]:

$$\varepsilon(\omega) = \left( n(\omega) + \frac{i\alpha(\omega)c}{2\omega} \right)^2. \quad \text{Ec. 1.1.6}$$

Si la absorción  $\alpha(\omega)$  es despreciable, entonces  $\varepsilon(\omega) = (n(\omega))^2$ , sustituyendo la Ec. 1.1.6 en la Ec. 1.1.4 se obtiene:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(z, \omega) + n^2(\omega)E(z, \omega) = 0. \quad \text{Ec. 1.1.7}$$

Esta ecuación es la que gobierna la propagación de pulsos en una fibra óptica en el régimen lineal, El hecho de tener un índice de refracción dependiente de la frecuencia conlleva a un efecto llamado dispersión, el cual será tratado a continuación.

### *1.1.2 Dispersión cromática.*

Se conoce como dispersión cromática de la luz al fenómeno de dependencia que existe entre el índice de refracción de un material y la frecuencia de un pulso [5]. Este parámetro afecta directamente las características temporales y espectrales de los pulsos que viajan dentro de la una fibra óptica dependiendo de la dispersión cromática de las fibras. Existen dos tipos de régimen de dispersión cromática, el régimen depende del signo del parámetro  $\beta_2$ , este parámetro es denominado

parámetro de dispersión de la velocidad de grupo (parámetro GVD). Si  $\beta_2 > 0$ , los pulsos experimentan una dispersión normal, y si  $\beta_2 < 0$  los pulsos experimentan una dispersión denominada anómala. Así pues, una consecuencia de esta propiedad de dispersión en láseres es que, si la cavidad es formada por fibras con dispersión anómala, el láser operará en el régimen de solitón [3].

En una fibra óptica, las diferentes componentes espectrales viajan con distintas velocidades de grupo, en consecuencia, cuando un pulso se propaga, las características temporales de amplitud y fase se modifican. La dispersión cromática en una fibra óptica es el resultado de dos contribuciones, la primera llamada dispersión material y se debe a la dependencia del índice de refracción con la longitud de onda, y la segunda contribución se debe al efecto de guiado.

Matemáticamente es posible expresar estas dependencias. Para un fácil tratado de campos eléctricos, se considera una onda monocromática de frecuencia  $\omega$  que se propaga a lo largo de una fibra óptica. El campo eléctrico de dicha onda puede expresarse de la siguiente manera,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(x, y)e^{i(\beta_0 z - \omega t)}. \quad \text{Ec. 1.1.8}$$

Donde  $\mathbf{r} = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ ,  $z$  indica la dirección de propagación,  $t$  es el tiempo y  $\beta_0$  es la constante de propagación. Definimos a esta constante de propagación como:

$$\beta_0 = k_0 \cdot n_{eff}. \quad \text{Ec. 1.1.9}$$

donde  $k_0$  es el número de onda en el vacío y  $n_{eff}$  el índice de refracción efectivo de la fibra óptica. La velocidad de fase de dicha onda monocromática viene determinada por:

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{n_{eff}}. \quad \text{Ec. 1.1.10}$$

Para estudiar el concepto de dependencia de  $\beta$  con respecto a la frecuencia  $\omega$  próxima a una frecuencia  $\omega_0$ , se hace un análisis con un desarrollo en serie de Taylor de la constante de propagación de tal manera que:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 \dots, \quad \text{Ec. .1.111}$$

donde

$$\beta_i = \left. \frac{d^i \beta}{d\omega^i} \right|_{\omega_0}. \quad \text{Ec. 1.1.12}$$

El parámetro  $\beta_1$  está relacionado con la velocidad de grupo,  $v_g$ , con el índice de refracción de grupo,  $n_g$ , y con el retraso de grupo por unidad de longitud,  $\tau$ , de la siguiente manera:

$$\beta_1 = \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right) = \frac{1}{v_g} = \tau = \frac{n_g}{c}. \quad \text{Ec 1.1.13}$$

El parámetro  $\beta_2$  muestra la dependencia de la velocidad de grupo con la frecuencia:

$$\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{1}{v_g} \right) = \frac{d\tau}{d\omega}. \quad \text{Ec. 1.1.14}$$

De esta manera se ve que  $\beta_2$  denota una variación del retardo de grupo que experimentan las distintas componentes espectrales alrededor de una frecuencia central  $\omega_0$ , como consecuencia de la existencia de este parámetro en fibras ópticas existe un ensanchamiento temporal de pulsos que se propagan a lo largo de dicha fibra óptica. En el contexto de las comunicaciones ópticas, es más habitual utilizar el parámetro dispersión  $D$  en lugar de  $\beta_2$ . Donde se define:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad \text{Ec. 1.1.15}$$

### 1.1.3 Ecuación No Lineal de Schrödinger

Se presenta a manera de resumen la ya conocida “Ecuación no lineal de Schrödinger” que gobierna la propagación no lineal de pulsos en fibras ópticas:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \alpha A - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0. \quad \text{Ec. 1.1.16}$$

En esta expresión se introduce el coeficiente no lineal de la fibra  $\gamma$ , donde:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}. \quad \text{Ec. 1.1.17}$$

Donde  $n_2$  es el índice de refracción no lineal. Para llegar Ec. 1.1.16, ha sido necesario realizar un cambio de variables en el tiempo, tomando  $T = t - \frac{z}{v_g}$ . Lo que físicamente implica este cambio de variable es que el tiempo  $T$  está tomado respecto una referencia temporal que viaja con el pulso óptico a la velocidad de grupo  $v_g$ , a este cambio de variable se le conoce como marco retardado (retarded frame).

### 1.1.4 Auto modulación de fase (SPM).

La auto modulación de fase (Self-Phase Modulation, SPM) es un efecto que surge como consecuencia de que el índice de refracción de la fibra sea dependiente de la intensidad. Ahora el índice de refracción se convierte en un índice de refracción no lineal, el cual induce un desplazamiento de fase que es proporcional a la intensidad del pulso. De esta forma, las diferentes partes del pulso sufren diferentes

desplazamientos de fase provocando que el pulso adquiriera un cierto chirp [6], que a su vez modificará los efectos de la dispersión sobre el pulso.

Sin pérdida de generalidad, se considera el campo eléctrico de la forma:

$$E(z, t) = A \cos(\omega_0 t - \beta_0 z). \quad \text{Ec. 1.1.18}$$

Un parámetro importante para saber cómo es la propagación de la luz en fibras y en presencia de no linealidades es la constante de propagación  $\beta_0$ . Al resolver la Ec. 1.1.16, se tiene que la ecuación simplificada para la constante de propagación es [3]:

$$\beta_0 = \frac{\omega_0}{c} \left( n + \frac{3}{8n} \chi^{(3)} A^2 \right). \quad \text{Ec. 1.1.19}$$

Como consecuencia de la Ec. 1.1.19 el campo en la Ec. 1.1.18 es una función sinusoidal, cuya fase cambia en función de  $|A^2|$ . Debido a la 1.1.9 en el régimen no lineal, la ecuación anterior se puede interpretar como una dependencia del índice de refracción con la potencia, de la forma [3]:

$$\hat{n}(A^2) = n + \frac{3}{8n} \chi^{(3)} A^2 = n + n_2 A^2. \quad \text{Ec. 1.1.20}$$

Denotaremos a  $n_2$  como el índice de refracción no lineal.

Debido a que la fase del campo eléctrico contiene un término  $A^2$ , la fase es proporcional a la potencia del campo, este fenómeno es llamado SPM, por lo tanto, cada parte del pulso sufrirá un desplazamiento de fase diferente dependiendo de la amplitud de cada una de estas partes.

Si introducimos la definición que nos dice que la frecuencia es la derivada de la fase [3], el borde de atrás del pulso sufre un desplazamiento de frecuencia negativo y el de delante uno positivo. Recordando que el chirp es proporcional a la derivada de



la frecuencia, implica que el factor de chirp es positivo. Con lo cual no es extraño llegar a la conclusión de que la SPM induce un chirp positivo en los pulsos.

Una vez expuestas estas consideraciones, hay que hacer hincapié a que el efecto del chirp positivo depende del signo del parámetro  $\beta_2$ . Por lo que la SPM aumenta el efecto de ensanchamiento provocado por la dispersión. Sin embargo, en el régimen de dispersión anómalo  $\beta_2 < 0$ , si los efectos de la dispersión son bajos pero superiores a los de la SPM, el efecto no lineal reduce el ensanchamiento que se sufre debido a la dispersión, dando como resultado la generación de fenómenos como la creación de solitones [7].

### 1.1.5 Modulación de fase cruzada (XPM)

La dependencia del índice de refracción del material por donde se propaga un pulso debido a la intensidad de dicho pulso y la intensidad de cualquier otro pulso que se propaga junto a él, es conocida como modulación de fase cruzada. Por este motivo, los sistemas demultiplexación de canales se complican a causa de las intensidades de las señales de los otros canales, el desplazamiento de fase dependiente de la intensidad del campo y el chirp inducido por el efecto de la SPM.

Consideremos al campo eléctrico ahora no solo como en la Ec. 1.1.18, sino que ahora sea un campo con dos ondas de distinta frecuencia,  $\omega_1$  y  $\omega_2$  respectivamente:

$$E(z, t) = A_1 \cos(\omega_1 t - \beta_1 z) + A_2 \cos(\omega_2 t - \beta_2 z). \quad \text{Ec. 1.1.21}$$

Si se resuelve la Ec. 1.1.16, se puede encontrar que el campo eléctrico resultante tiene una componente sinusoidal en  $\omega_1$  que a medida que se propaga a través de la fibra adquiere una fase no lineal dependiente de la intensidad dada como:

$$\Phi_{NL} = \omega_1 \frac{n_2}{c} [|A_1|^2 + 2|A_2|^2]z. \quad \text{Ec. 1.1.22}$$

Al analizar la Ec. 1.1.22, vemos que existe una dependencia tanto de la intensidad de la onda uno así como de la intensidad de la onda dos. El primer término de la Ec 1.1.22 es producido por la SPM, por otra parte, el efecto del segundo término es lo que llamaremos modulación de fase cruzada (XPM). Profundicemos un poco más, tomando en cuenta el caso en el que  $A_1 = A_2$ , el efecto de la XPM sería dos veces más fuerte que el de la SPM. Además, como el efecto de la XPM es cualitativamente similar al de la SPM, es lógico esperar que la XPM aumente el chirp agravando los consecuentes efectos del ensanchamiento del pulso en sistemas de multiplexación.

En la práctica, el efecto de la XPM se puede reducir de forma significativa aumentando el espaciado entre los canales en los sistemas de demultiplexión antes mencionados, he de ahí la importancia de la compresión espectral para aumentar dicho espaciado, haciendo que las constantes de propagación  $\beta_i$  lleguen a ser lo suficientemente diferentes como para que los pulsos de cada canal viajen de forma independiente.

### 1.1.6 Generación de Solitones.

Tomemos la Ec. 1.1.16, haciendo una escala temporal normalizada con respecto al ancho del pulso de entrada de la siguiente manera:

$$\tau = \frac{t - \frac{z}{v_g}}{T_0}. \quad \text{Ec. 1.1.23}$$

La Ec. 1.1.16 se convierte en la Ec. 1.1.24, una forma estándar de una ecuación no lineal de Schrödinger, donde  $T_0$  es el ancho de pulso definido como la mitad del ancho del pulso medido en el punto con valor  $1/e$  de intensidad,  $z$  es la dirección de propagación y  $v_g$  es la velocidad de grupo del pulso.

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + -\frac{1}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0. \quad \text{Ec. 1.1.24}$$

Donde  $\xi = \frac{z}{L_D}$ ;  $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$  es la longitud de dispersión,  $u = NA$  y el parámetro  $N^2 = L_D \gamma A^2$  es conocido como el número de solitón. Una solución a la Ec. 1.1.124, cuando se trabaja en el régimen de dispersión anómala ( $\beta_2 < 0$ ) es:

$$u(\xi, \tau) = \text{sech}(\tau) e^{\frac{i\xi}{2}}. \quad \text{Ec. 1.1.25}$$

De acuerdo a Agrawal [3] la potencia  $A^2$  necesaria para crear un solitón fundamental lineal (N=1) dentro de la fibra óptica es:

$$P_s = \frac{2 |\beta_2|}{3 \gamma T_0^2}. \quad \text{Ec. 1.1.26}$$

A bajas potencias, la longitud de dispersión se vuelve importante, ya que existe un ensanchamiento temporal del pulso. A potencias mayores a la potencia de solitón los efectos no lineales destruyen el pulso. Dicho de otra manera, solo a la potencia de solitón exacta, los solitones pueden ser creados dentro de una fibra.

## Referencias:

- [1] GEOFFREY NEW. (2011) *STIMULATED RAMAN SCATTERING*, INTRODUCTION TO NONLINEAR OPTICS. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS: 87-95.
- [2] P. N. BUTCHER AND D. N. COTTER, *THE ELEMENTS OF NONLINEAR OPTICS* (CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, CAMBRIDGE, UK, 1990)
- [3] AGRAWAL, G. P. (2006). *GROUP-VELOCITY DISPERSION. NONLINEAR FIBER OPTICS (FOURTH EDITION)*. SAN DIEGO, ACADEMIC PRESS: 51-78.
- [4] Y. R. SHEN, *PRINCIPLES OF NONLINEAR OPTICS*, WILEY, NEW YORK, (1984).
- [5] M. DIDOMENICO, "MATERIAL DISPERSION IN OPTICAL FIBER WAVEGUIDES", *APPL. OPT.* **11** (3), 652 (1972).
- [6] AGRAWAL, G. P. AND N. A. OLSSON (1989). "SELF-PHASE MODULATION AND SPECTRAL BROADENING OF OPTICAL PULSES IN SEMICONDUCTOR LASER AMPLIFIERS." *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS* **25**(11): 2297-2306.
- [7] YUZHASHYAN, EMIL A., *PHYSREVB*. "NORMAL AND ANOMALOUS SOLITONS IN THE THEORY OF DYNAMICAL COOPER PAIRING" (2008) *PHYS REV.* **B 78**.184507,

## 1.2 NOLM

### 1.2.1 Espejos de lazo

En la óptica existen distintas maneras de realizar dispositivos reflejantes. Una manera simple de implementar estos dispositivos en fibra óptica es mediante un acoplador de fibra de cuatro puertos y un lazo de fibra, donde los puertos de un lado están conectados entre sí formando el lazo de fibra óptica, tal como se muestra en la Fig.1.2.1.

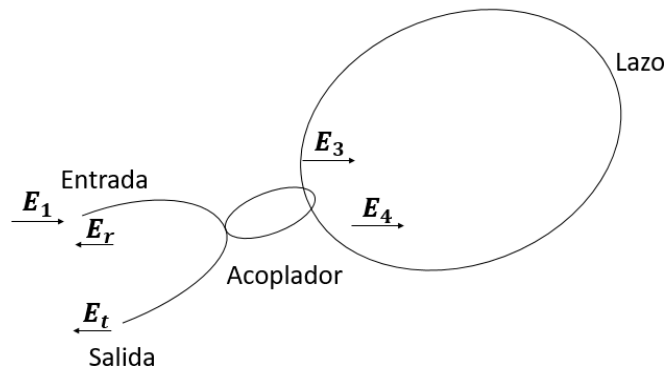


Fig.1.2.1. Espejo de lazo de fibra óptica simple.

Al introducir un haz de luz en el puerto de entrada, véase Fig.1.2.1. Espejo de lazo de fibra óptica simple., la potencia se divide en dos haces en contra propagación a lo largo del lazo, cuando estos haces vuelven a reunirse en el acoplador, interfieren entre sí, tanto destructiva como constructivamente. Dicha interferencia determina la potencia óptica que regresa al puerto de entrada, lo que comúnmente se le llama reflexión, y a la potencia que sale del otro puerto se le conoce como transmisión. Las condiciones de interferencia están determinadas por diversos aspectos dentro del lazo, tales como cambios de polarización, e incluso por efectos no lineales; los cuales se estudiarán en este trabajo de tesis más adelante. Cuando el espejo de lazo trabaja bajo el régimen no lineal es llamado espejo de lazo no lineal, NOLM (Nonlinear Optical Loop Mirror).

El NOLM, ha mostrado aplicaciones en el switcheo óptico [1], demultiplexado [2] y amarre de modos pasivo [3]. Estas aplicaciones se basan en un absorbedor saturable característico del espejo de lazo, debido a que la curva de transmisión del NOLM muestra mínimos valores para potencias bajas a la entrada. Es importante mencionar que los dispositivos basados en el funcionamiento del NOLM también fueron empleados para demostrar la supresión del pedestal y compresión espectral en trenes de pulsos ópticos [4], lo cual es también objeto de estudio en este trabajo de tesis.

El espejo de lazo de fibra óptica también puede ser tratado como un interferómetro de Sagnac, debido a que los haces en contra propagación se superponen en el acoplador [5]. La mayoría de los autores que utilizan interferómetros Sagnac de fibra para diversos propósitos pueden obtener una transmisión característica adaptada a su aplicación en particular, sin embargo, dichos estudios proporcionan muy poca información acerca de los experimentos realizados para la obtención de sus resultados reportados.

Uno de problemas de utilizar fibras ópticas es la birrefringencia, ya que esta puede ser modificada por factores dependientes de las condiciones del medio ambiente, como la temperatura. En el caso más simple se supone que el estado de polarización de la luz permanece inalterado, para que esto sea posible experimentalmente, se utiliza fibra óptica torcida [6]. Cabe mencionar que también se puede implementar el uso de fibra que mantiene el estado de polarización.

La razón de acoplamiento de un acoplador de fibra exhibe una dependencia con la longitud de onda, por lo que la transmisión se vuelve dependiente también de la longitud de onda [7]. Además, la birrefringencia también presenta una fuerte dependencia de la longitud de onda. Si se incorpora una fibra altamente birrefringente, por ejemplo, una fibra que mantiene la polarización (PM) en el lazo de fibra, y la evolución de polarización se ajusta adecuadamente con un controlador de polarización de fibra, la función de transmisión espectral puede exhibir oscilaciones sinusoidales pronunciadas [8]. Se encuentra que el período espectral

del espejo es inversamente proporcional a la birrefringencia multiplicada por la longitud del lazo del espejo [8]. A medida que se cambian algunos de esos factores, la transmisión reacciona a la temperatura y a la deformación del lazo (presión, doblamiento, torsión). También se pueden realizar sensores de deformación casi independientes de la temperatura utilizando fibras de cristal fotónico altamente birrefringentes, que exhiben una dependencia a baja temperatura de la birrefringencia, al menos cuando se retira la cubierta de polímero [9].

Para el análisis del caso más sencillo, se considera al espejo de lazo como un elemento interferométrico, en donde es necesario simplemente conocer los cambios de fase producidos en el interferómetro. Tomando en cuenta el arreglo de la Fig.1.2.1. Espejo de lazo de fibra óptica simple., se introduce un campo eléctrico a la entrada del lazo definido como:

$$\mathbf{E}_1 = (\cos \theta \hat{\mathbf{i}} + \sin \theta \hat{\mathbf{j}})E_l, \quad \text{Ec. 1.2. 1}$$

note que el haz de entrada es un haz linealmente polarizado con amplitud  $E_l$  y ángulo de inclinación  $\theta$ . Si el acoplador tiene una razón de acoplamiento  $\alpha$ , entonces el acoplador divide la amplitud del haz de entrada en dos haces, la amplitud de los campos depende de la razón de acoplamiento de la forma:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_3 &= \sqrt{\alpha} \mathbf{E}_1, \\ \mathbf{E}_4 &= i\sqrt{1 - \alpha} \mathbf{E}_1, \end{aligned} \quad \text{Ec. 1.2. 2}$$

El factor  $i$  en  $\mathbf{E}_4$  representa una diferencia de fase de  $\pi/2$  debido al acoplador. Los cambios de fase de los haces  $\mathbf{E}_3$  y  $\mathbf{E}_4$  al propagarse no son los mismos, en consecuencia, las constantes de propagación no son iguales, esto provoca un cambio de fase relativo que se presenta en la Ec. 1.2. 3, donde el cambio de fase relativo es denotado por  $\Delta\Phi_L = \Phi_4 - \Phi_3$ , y  $\Phi_3$  y  $\Phi_4$  son las fases adquiridas por cada uno de los campos  $\mathbf{E}_3$  y  $\mathbf{E}_4$  respectivamente. Para el caso más sencillo, en donde

los campos se propagan bajo las mismas condiciones, se establece que  $\phi_4 = \phi_3$ . Después de pasar nuevamente por el acoplador tienen la forma de las siguientes expresiones:

$$E_t = (\sqrt{\alpha}E_3 + i\sqrt{1-\alpha}E_4)e^{i\Delta\phi_L},$$

$$E_r = i\sqrt{1-\alpha}E_3 + \sqrt{\alpha}E_4.$$

Ec. 1.2. 3

Tomando en cuenta la Ec. 1.2. 2 y sustituyéndola en Ec. 1.2. 3 se obtiene la transmisión y la reflexión del lazo como:

$$T = 1 - 2\alpha(1-\alpha)(1 + \cos(\Delta\phi_L)),$$

$$R = 1 - T,$$

Ec. 1.2. 4

donde  $\Delta\phi_L$  es la diferencia de fase lineal de los haces dada por la configuración. Al cambiar la razón del acoplador, la función de transmisión es mostrada en la Fig. 1.2.2

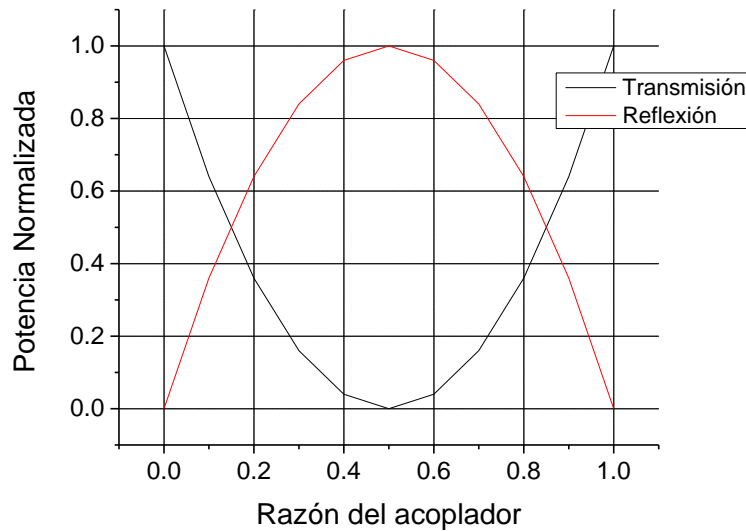


Fig. 1.2.2. Transmisión y reflexión de un interferómetro de Sagnac simple.



Estas ecuaciones rigen la propagación en un interferómetro de Sagnac a bajas potencias, pero es posible hacer un análisis más extendido en donde se tomen en cuenta los efectos no lineales del campo eléctrico. Para el análisis no lineal se debe considerar un cambio de fase no lineal el cual está dado en función de la potencia del pulso como  $\Delta\Phi_{NL} = \gamma P_0 L$ , donde  $\gamma$  es la no linealidad dentro de la fibra,  $P_0$  es la potencia del pulso y  $L$  es la longitud de la fibra, de este modo la Ec. 1.2. 4 toma la forma:

$$T = -1 - 2\alpha(1 - \alpha)(1 + \cos(\Delta\Phi)) , \quad \text{Ec. 1.2.5}$$

donde  $\Delta\Phi = \Delta\Phi_L - \Delta\Phi_{NL}$ . Para este caso la transmisión del dispositivo es una función senoidal que está en función de parámetros como la longitud del lazo o la potencia pico del pulso, esto se muestra en la Fig. 1.2.3.

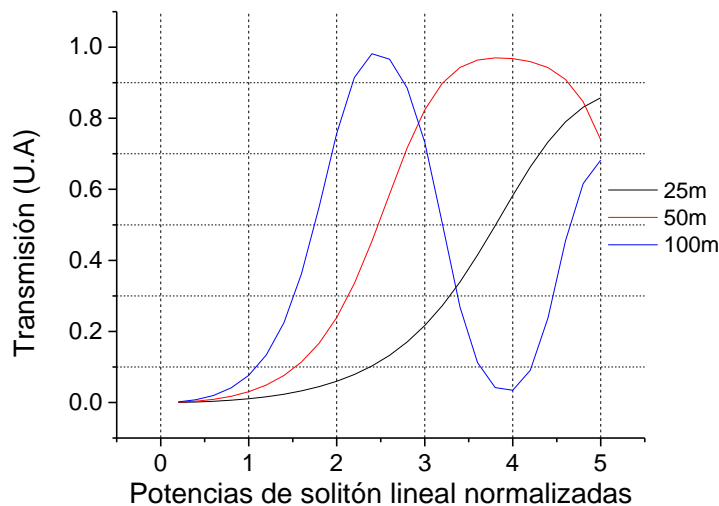


Fig. 1.2.3. Transmisión del NOLM para distintas longitudes del lazo. 20m negro, 50m rojo, 100m azul.

La Fig. 1.2.3 muestra la función de transmisión teórica de un NOLM para un pulso de 1 ps con diferentes longitudes de fibra SMF-28 en su lazo, es notorio que para

este pulso en particular a mayor longitud de lazo la máxima transmisión es alcanzada a menores potencias de solitón lineal. En el caso particular, con pulsos ultracortos en fibras, las no linealidades de tercer orden pueden tener efectos sustanciales en la transmisión, debido a que la potencia pico puede ser alta. Además, mientras el espejo de lazo de fibra permanezca simétrico (relación de acoplamiento 50/50), los cambios de fase no lineales que se producen no influyen en la transmisión del espejo de lazo de fibra, debido a que los efectos no lineales se presentan de igual manera en ambos brazos, además los efectos no lineales son únicamente proporcionales a la potencia pico del pulso, considerando que el estado de polarización de la luz se mantiene en el lazo.

Para un diseño asimétrico la respuesta del lazo cambia. La asimetría puede darse por distintas configuraciones, como por ejemplo introducir una fibra dopada con tierras raras en uno de sus brazos, en la mayoría de los casos se utiliza fibra dopada con erbio debido a que el espectro de emisión es alrededor de los 1550 nm. A esta configuración se le denomina espejo amplificador de lazo no lineal, NALM (Nonlinear Amplifier Loop Mirror). Por otro lado, la asimetría también puede ser lograda introduciendo a la configuración un acoplador asimétrico, cuando la luz se inyecta a un nivel de baja potencia, su transmisión será dictada por la razón del acoplador.

Los detalles de la operación del NOLM no resultan ser triviales, son complicados debido a que el desplazamiento de fase no lineal no es constante sobre el perfil de un pulso, además de la existencia de un ancho temporal en donde diferentes componentes tienen diferente amplitud, produciendo así una dependencia más fuerte para el pico central y más débil en las orillas del pulso, ya que la potencia es directamente proporcional al módulo al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico,  $P_0 \simeq |A|^2$ . Además, la dispersión cromática puede tener efectos notorios, cambiando las características de transmisión dependiente de la longitud de onda.

Una aplicación bien conocida de este dispositivo es en el láser de fibra de figura ocho (F8L), donde el espejo de lazo de fibra no lineal es insertado en un resonador

láser de anillo, dando así la forma de un ocho, tal como se describe en [3]. Otro ejemplo es en comunicaciones de fibra óptica, se pueden utilizar espejos de lazo no lineales como filtros no lineales. Por ejemplo, un filtro bien diseñado puede transmitir pulsos de solitón mientras suprime en gran parte cualquier radiación de fondo de baja potencia; como pueden ser pulsos de potencia más baja o simplemente ondas continuas no deseadas en el perfil de salida del pulso, como consecuencia de ello se tiene un filtro pasa altas o filtro de bajas potencias.

### *1.2.2 Espejo de lazo óptico no lineal con fibra de baja birrefringencia altamente torcida.*

En esta sección se analizan los fundamentos teóricos de la operación de un NOLM. El esquema del interferómetro de Sagnac se muestra en la Fig. 1.2.4. Arreglo esquemático NOLM ; este dispositivo consiste de un acoplador de fibra óptica cuyas salidas son los puertos 3 y 4, el lazo se crea conectando dichos puertos, usando una sección de fibra SMF-28 altamente torcida a una razón de 7 v/m, de longitud 200 m, la longitud de la fibra fue elegida en base a simulaciones que predicen un mejor comportamiento del NOLM para pulsos de alrededor de 0.7 ps. Un retardador de cuarto de onda, QWP (quarter-wave plate) es insertada en el puerto 4 del lazo. La señal óptica se inserta en el NOLM a través del puerto 1 del acoplador, la transmisión es medida en el puerto 2. Para que las variaciones de camino óptico no se vean afectadas por la longitud de las fibras del acoplador se considera que  $L_1 = L_2 = l$ .

Utilizando el formalismo propuesto por Kuzin et al. [10], se estudian las propiedades del dispositivo, haciendo énfasis en su fácil ajuste, estabilidad operacional ante perturbaciones ambientales, además de la conservación de polarización invariante de intensidad.

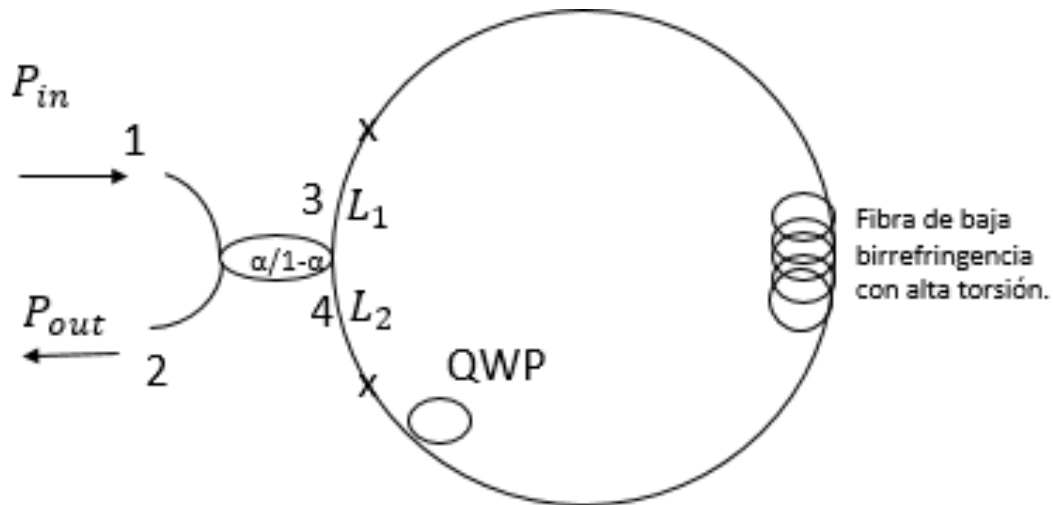


Fig. 1.2.4. Arreglo esquemático NOLM con fibra SMF-28 torcida, con asimetría por polarización y coeficiente de acoplamiento  $\alpha$ .

La transmisión característica dependiente de la intensidad del NOLM se basa en el incremento de la fase no lineal. Este cambio de fase puede aparecer sólo si la simetría NOLM se rompe de alguna manera, esto puede ser una asimetría en polarización o en el factor de acoplamiento del acoplador. Para el caso de asimetría en polarización, el elemento asimétrico es un QWP insertado en uno de los brazos del lazo. Esta QWP provoca que la XPM juegue un papel crucial en nuestro dispositivo. Al introducir un haz polarizado circularmente en el puerto 1 de la Fig. 1.2.4, el haz que viaja hacia el puerto 3 conserva su estado de polarización hasta llegar al retardador QWP (la conservación de la elipticidad es debido a que el lazo del NOLM está constituido por fibra altamente torcida de baja birrefringencia), así la luz que viaja por el lazo gana un cambio de fase no lineal dado por  $\Delta\Phi_{NL} = \frac{2}{3}\gamma P_0 L$ . Por otra parte, el haz que viaja hacia el puerto 4 pasa a través de la QWP, pasando de polarización circular a lineal, viajando por el lazo con polarización lineal, ganando un cambio de fase no lineal  $\Delta\Phi_{NL} = \gamma P_0 L$ . Esta diferencia de fase entre los haces en contra propagación tiene como consecuencia una transmisión del NOLM dependiente de la potencia.

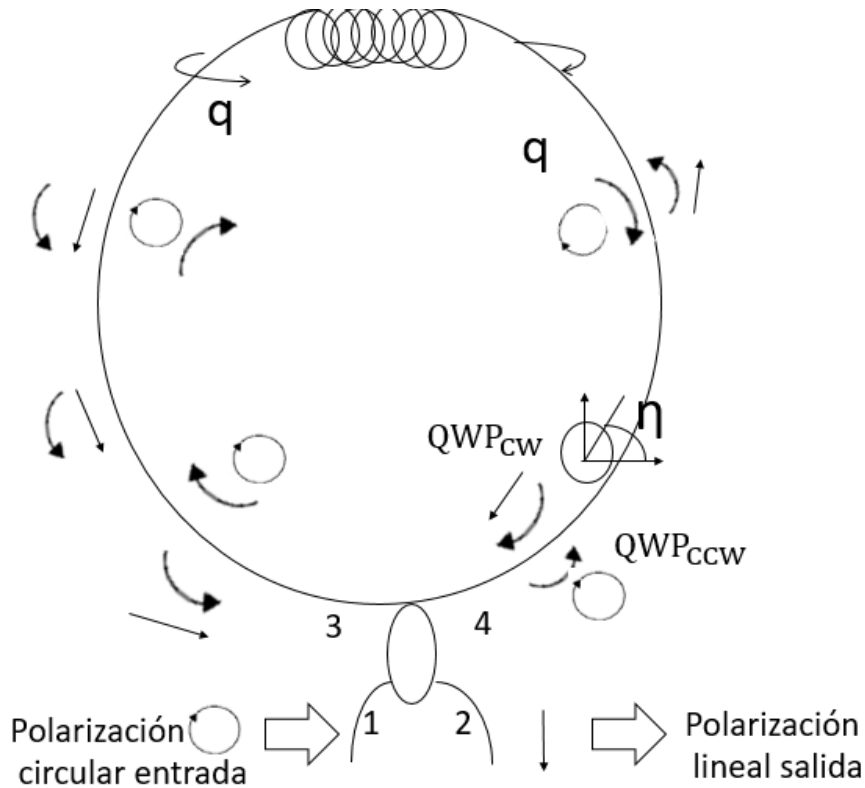


Fig. 1.2.5. Evolución de la polarización dentro del NOLM.

Una vez explicada la configuración, es importante enfatizar que existen dos regímenes de operación en este interferómetro, el régimen lineal y el no lineal.

### 1.2.3 Régimen lineal

Para analizar el caso lineal, se considera que la fase de la luz es únicamente modificada por la birrefringencia de la fibra. Primero se estudia la evolución tanto del estado de polarización como la fase de los campos que se contra propagan en el lazo; en este caso usamos las matrices de Jones para dispositivos ópticos. Como se considera fibra altamente torcida de baja birrefringencia, podemos despreciar la birrefringencia lineal con respecto a la birrefringencia circular inducida por la torsión antes mencionada. Bajo estas condiciones, la matriz de transmisión de la fibra, expresada en base circular de polarización  $[C^+, C^-]$ , se da simplemente por [11]:

$$F = \begin{bmatrix} e^{i\zeta} & 0 \\ 0 & e^{-i\zeta} \end{bmatrix}, \quad \zeta = \frac{hqL}{2n}, \quad \text{Ec. 1.2.6}$$

donde  $q$  es la razón de torsión de la fibra (las unidades son radianes por unidad longitud),  $h \sim 0.13 - 0.16$  para fibras de sílice,  $L$  es la longitud de la fibra y  $n$  su índice de refracción. La fibra torcida induce una birrefringencia circular que gira un ángulo  $\zeta/2$  la elipse de polarización de la luz de entrada. La Matriz de transferencia del retardador QWP expresada en la base circular  $[C^+, C^-]$ , para el sentido horario, cw (clockwise) está dada por:

$$QWP_{CW} = \begin{bmatrix} \frac{1+i}{2} & \frac{1-i}{2} e^{2i\eta} \\ \frac{1-i}{2} e^{-2i\eta} & \frac{1+i}{2} \end{bmatrix}, \quad \text{Ec. 1.2.7}$$

recordando que  $QWP_{CCW}$  puede deducirse de  $QWP_{CW}$ , simplemente reemplazando  $\eta$  por  $-\eta$ , debido al sistema de referencias que se tiene respecto a la entrada de la luz a la placa. Estos ángulos y cambios de polarización son representados gráficamente en Fig. 1.2.5.

Considerando una polarización de entrada circular derecha, cuyo vector de Jones en base circular está dado por  $E = [1; 0]$  en el puerto 1 del acoplador [12], se puede calcular el campo de salida en el puerto 2 después de la propagación en ambos sentidos a través del lazo, respectivamente:

$$E_{out,cw} = \sqrt{\alpha} * QWP_{CW} * F * \sqrt{\alpha} * \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \alpha \begin{pmatrix} \frac{1+i}{2} e^{i\zeta} \\ \frac{1-i}{2} e^{-i\zeta} \end{pmatrix} \quad \text{Ec 1.2.8}$$

$$E_{out,ccw} = i\sqrt{1-\alpha} * F * QWP_{CCW} * i\sqrt{1-\alpha} * \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = (\alpha - 1) \begin{pmatrix} \frac{1+i}{2} e^{i\zeta} \\ \frac{1-i}{2} e^{i\zeta} \end{pmatrix}$$

El campo de salida total viene dado por la suma de ambos campos. De las expresiones anteriores se desprende que las componentes circular derecha no dependen del retardador QWP, y que están en fase opuesta, es así como la transmisión para esta componente del vector de polarización es mínima, independientemente de la posición del retardador QWP. Por el contrario, la fase de la componente circular izquierda si depende del ángulo QWP.

Para el caso particular en que sea un acoplador simétrico, esto es  $\alpha=0.5$ , las Ecs. 1.2.8 toman la forma:

$$\mathbf{E}_{out} = E_{out,cw} + E_{out,ccw} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1+i}{2} \text{sen}(\zeta - 2\eta) \end{pmatrix} \quad \text{Ec. 1.2.9}$$

Las componentes circulares derechas del vector de polarización circular derecha se cancelan en todos los casos en el régimen lineal, de manera que el haz de luz transmitido por el NOLM es un haz cuya polarización es circular izquierda, y la amplitud depende sinusoidalmente de  $\alpha$ , tal como se muestra en la Fig. 1.2.6.

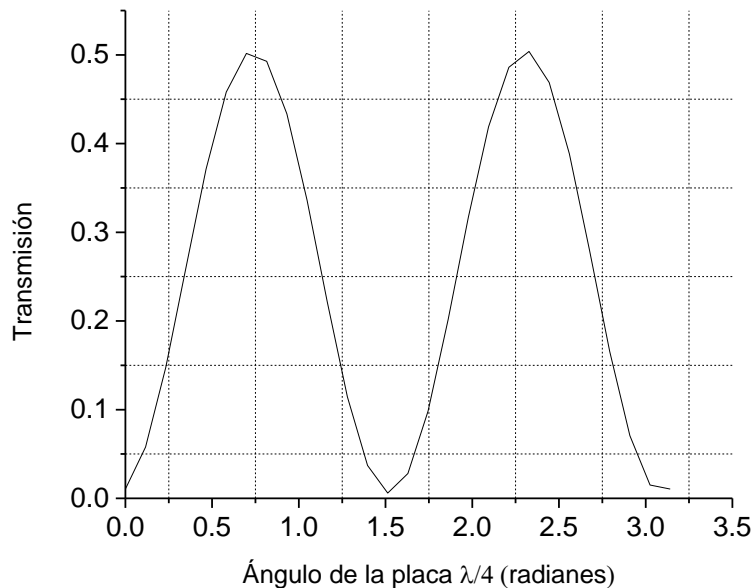


Fig. 1.2.6. Transmisión del NOLM del esquema correspondiente a la Fig. 1.2.5 para varios ángulos del retardador.

Si se define a la transmisión derecha e izquierda respectivamente como  $T_{rr}$  y  $T_{rl}$  como la relación entre la potencia de salida y la potencia de entrada de cada componente. Entonces tenemos que:

$$T_{rr} = 0; \quad T_{rl} = \frac{1}{4}[1 - \cos(2\zeta - 4\eta)] \quad \text{Ec.1.2.10}$$

La fracción de la potencia de entrada transmitida de la componente circular izquierda oscila entre 0 y 0.5, con un periodo de  $\pi/2$  en  $\eta$ . En el caso más general ( $\alpha \neq 0.5$ ), tenemos:

$$T_{rr} = \frac{(1 - 2\alpha)^2}{2};$$

Ec. 1.2.11

$$T_{rl} = \frac{(1 - 2\alpha)^2}{2} + \alpha(1 - \alpha)[1 - \cos(2\zeta - 4\eta)]$$

La componente circular derecha del vector de polarización transmitida sigue siendo mínima, aunque diferente de cero para  $\alpha \neq 0.5$ . La transmisión de la componente circular izquierda del vector de polarización oscila entre este mínimo valor y 0.5, de nuevo con un periodo de  $\pi/2$  es importante notar que los valores de  $\alpha$  para los cuales  $T_{rl}$  es mínima o máxima no dependen de la relación de acoplamiento  $\alpha$ .

### 1.2.4 Régimen no lineal

En esta sección analizamos cómo es la transmisión del NOLM a potencias donde los efectos no lineales deben ser tomados en cuenta. La evolución de polarización no lineal (incluyendo los efectos de SPM y XPM) de un haz óptico a lo largo de una fibra óptica convencional se describen utilizando las ecuaciones de movimiento de linealidad débil, desarrolladas por Kuzin et al. [10]. Dichas ecuaciones diferenciales



acopladas describen la evolución a lo largo de la fibra, donde la polarización se describe como un vector de Jones cuyas componentes se expresan en una base de polarización elíptica  $[S^+, S^-]$ . En el caso de una fibra altamente torcida, se puede considerar que los modos propios elípticos coinciden con los estados de polarización circular, para que estas ecuaciones sean [11]:

$$\begin{aligned}
 i\partial_s C^+ &= \left[ -\mu - \frac{3}{2}P_N + \frac{1}{4}P_N \text{sen}^2\Phi_0 + \frac{1}{2}P_N A_S \left( \text{Cos}^2\Phi_0 - \frac{1}{2}\text{sen}^2\Phi_0 \right) \right] C^+, \\
 i\partial_s C^- &= \left[ -\mu - \frac{3}{2}P_N + \frac{1}{4}P_N \text{sen}^2\Phi_0 - \frac{1}{2}P_N A_S \left( \text{Cos}^2\Phi_0 - \frac{1}{2}\text{sen}^2\Phi_0 \right) \right] C^-.
 \end{aligned} \quad \text{Ec. 1.2.12}$$

Estas ecuaciones se escriben en una base giratoria, en donde el sistema de coordenadas hace rotación junto con la fibra, a una razón correspondiente a la tasa de torsión  $q$ . En la Ec. 1.2.12,  $\mu = \sqrt{\pi^2 + g^2}$ , donde  $g = \gamma\pi/k$ ,  $k = \frac{\pi\delta n}{\lambda}$ , describe la birrefringencia lineal, y  $\gamma = [\frac{h}{2n} - 1]q$  la birrefringencia circular en el marco rotado.  $P_N = \frac{b\pi P_{in}}{k}$  es la potencia normalizada, donde  $P_{in}$  es la potencia de entrada y  $b = \frac{4\pi\tilde{n}_2}{3\lambda A_{Eff}}$  es la no linealidad.  $A_S = |C^+|^2 - |C^-|^2$  es un parámetro de Stokes,  $\Phi_0 = \text{atan}(\pi/g) \simeq 0$  en fibras altamente torcidas.

Considerando polarización circular a derechas a la entrada del NOLM, de la Ec. 1.2.12 se muestra que, en la aproximación de interacción no lineal débil, este estado de polarización inicial no se modifica durante la propagación por los términos no lineales en  $P_N$ :

$$\begin{aligned}
 i\partial_s C^+ &= \left[ -\mu - \frac{3}{2}rP_{IN} + \frac{1}{2}rP_{IN} - \mu - rP_{IN} \right] C^+, \\
 &= [\mu - rP_{in}]C^+
 \end{aligned} \quad \text{Ec. 1.2.13}$$

donde suponemos que  $\Phi_0 = 0$  y  $A_s = 1$  para polarización circular derecha  $P_{Nr} = \alpha P_{IN}$ , es la fracción de la luz propagándose en dirección CW. Por otro lado, la propagación en dirección contraria está gobernada por:

$$i\partial_s C^\pm = \left[ \pm\mu - \frac{3}{2}(1-r) + P_{IN} \right] C^\pm, \quad \text{Ec. 1.2.14}$$

donde suponemos que  $\Phi_0 = 0$  y  $A_s = 0$  para polarización lineal,  $P_N = (1-r)P_{IN}$  es la fracción de la luz propagándose en dirección contraria de las manecillas del reloj, ccw.

La transmisión de los componentes de polarización, circular derecha y circular izquierda a través del NOLM, es una función de la diferencia de fase experimentada entre las componentes en contra propagación. Si  $\Delta\Phi_0$  es la diferencia de fase lineal entre las componentes circulares derecha (circular izquierda), la diferencia de fase no lineal,  $\Delta\Phi_{nl} = \Delta\Phi - \Delta\Phi_0$ , es idéntica para ambas polarizaciones. Por otra parte, la diferencia de fase lineal  $\Delta\Phi_0$  es generalmente diferente para polarizaciones circular derecha y circular izquierda, como aparece de la Ec. 1.2.7. Debemos notar que  $\Delta\Phi_0$  está determinado por los cambios de fase debidos a la fibra, así como a otros elementos que constituyen el NOLM como pueden ser el acoplador y del retardador QWP. Integrando la Ec 1.2.13 y la Ec. 1.2.14, a lo largo de la longitud de la fibra, obtenemos diferencia de fase no lineal:

$$\Delta\Phi_{nl} = \Delta\Phi - \Delta\Phi_0 = \frac{5}{2} \left( \alpha - \frac{3}{5} \right) P_{IN} l \quad \text{Ec. 1.2.15}$$

donde  $l = L/L_b$  es la longitud de fibra normalizada,  $L$  es la longitud física de la fibra y  $L_b$  es la longitud de repetición de la fibra. Como es de esperar, esta expresión es idéntica para ambos estados de polarización circular. Para calcular la potencia necesaria para conmutar el NOLM de mínima a máxima transmisión, o viceversa

partimos de la Ec. 1.2.15, tomando la diferencia de fase no lineal igual a  $\pi$ . Esto lleva a que la potencia pico está dada por

$$P_c = \frac{2\pi}{5} \frac{1}{1\left(\alpha - \frac{3}{5}\right)} \quad \text{Ec. 1.2.16}$$

Esta relación es válida tanto para  $T_{rr}$  como para  $T_{rl}$ , la Ec. 1.2.16 muestra que la potencia crítica depende fuertemente de la relación de acoplamiento  $\alpha$ , y también puede tender al infinito en el caso particular  $\alpha=0.6$ . Se debe tener en cuenta que, para  $\alpha < 0.6$ ,  $P_c < 0$ , pero físicamente la potencia crítica siempre debe ser positiva y que estrictamente debemos tomar los módulos del lado derecho en la Ec. 1.2.16.

En resumen, considerando un haz con polarización derecha a la entrada del NOLM, las características de transmisión no lineal para la componente circular derecha  $T_{rr}$  y circular izquierda  $T_{rl}$  pueden expresarse como

$$T_{rl/rl} = \frac{(1 - 2\alpha)^2}{2} + \alpha(1 - r) \times [1 - \cos(\Delta\Phi_{nl} + \Delta\Phi_{0,r/l} - \pi)] \quad \text{Ec. 1.2.17}$$

donde la diferencia de fase no lineal  $\Delta\Phi_{nl} = \pi P_{in}/P_c$  es la misma para ambos estados de polarización. La Ec. 1.2.17 muestra que, para cualquier ángulo de la QWP, la transmisión no lineal de la componente circular derecha siempre se comporta de la misma manera: la transmisión aumenta al incrementar la potencia de entrada  $P_{IN}$ , alcanzando un máximo de 0,5 para  $P_{IN} = |P_c|$ , la cual nuevamente disminuye para  $P_{IN} > |P_c|$ . Por otra parte, la característica de la no linealidad de la componente circular izquierda depende en gran medida del ángulo de la QWP, este ángulo define el sesgo de la transmisión sinusoidal con un período,  $2|P_c|$ , sin embargo, es fijado por el factor de acoplamiento  $\alpha$  y por lo tanto permanece constante cuando  $\alpha$  cambia. Entonces, la posición de la transmisión máxima del NOLM, se puede sintonizar continuamente simplemente ajustando el ángulo de la

QWP, siempre y cuando el factor de acoplamiento  $\alpha$ , que define la potencia crítica, sea elegido correctamente.

Este análisis se hizo solo para la polarización de entrada circular derecha, se tiene que acentuar que el comportamiento del NOLM es similar en el caso de una polarización de entrada circular izquierda.

### *1.2.5 Configuraciones prácticas de lazos no lineales para compresión de pulsos ópticos.*

Una vez explicada la propagación de pulsos en fibras, es necesario introducir algunas configuraciones de lazos no lineales empleadas en la literatura para la compresión espectral originada por la combinación de los efectos no lineales antes mencionados.

Este trabajo de tesis se basa en el uso de un dispositivo para la compresión de pulsos ópticos, la mejora de su perfil y simetría, la eliminación de pedestales. En la literatura se encuentran dispositivos similares que tienen como objeto de estudio lazos ópticos no lineales para procesamiento óptico [13], siendo esta una de las primeras configuraciones, y desde entonces otras configuraciones se han presentado. Un objetivo más de este trabajo es comparar nuestros resultados con algunas configuraciones presentadas en la literatura principalmente para comprender su diversidad.

Al comparar las diferentes configuraciones de lazos óptico no lineales, se tiene que existen varios mecanismos o elementos utilizados para romper la simetría no lineal [14-16]; en nuestro caso se logra mediante la polarización. La capacidad de compresión y mejora del perfil es discutida en el capítulo de resultados experimentales, así como en las conclusiones de este trabajo de tesis.

Cabe mencionar que muchos de estos dispositivos son complejos, por lo que debe evaluarse dicha complejidad con los resultados que permite obtener.

En la Fig. 1.2.7 mostramos algunos esquemas propuestos en la literatura, basados en el uso de fibras con: a) diferentes características, b) la inclusión de elementos activos en el lazo, y c) el uso de un acoplador no simétrico.

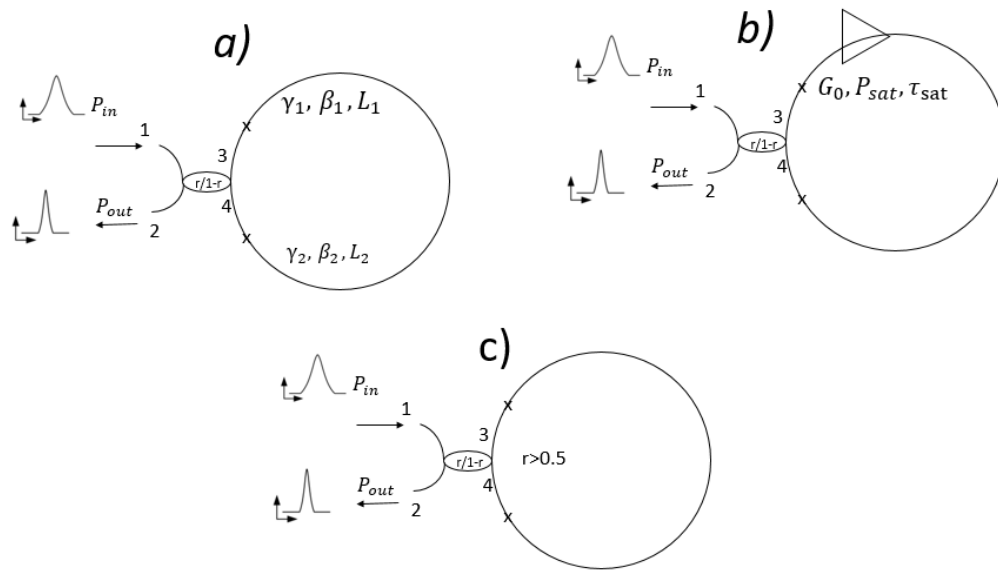


Fig. 1.2.7 Ejemplos diferentes de esquemas NOLM, a) Lazo del NOLM conformado por diferentes fibras, NOLM asimétrico por potencias b) insertando un amplificador óptico, c) diferentes razones de acoplamiento.

# Referencias

- [1] D. J. RICHARDSON ET AL., "SELFSTARTING PASSIVELY MODE-LOCKED FIBRE LASER BASED ON THE AMPLIFYING SAGNAC SWITCH", (1991) *ELECTRON. LETT.* **27**, 542.
- [2] H. SOTOBAYASHI, C. SAWAGUCHI, Y. KOYAMADA, W. CHUJO, "ULTRAFAST WALK-OFF-FREE NONLINEAR OPTICAL LOOP MIRROR BY A SIMPLIFIED CONFIGURATION FOR 320-GBIT/S TIME-DIVISION MULTIPLEXING SIGNAL DEMULTIPLEXING", (2002). *OPT. LETT.*, **27**, PP. 1555-1557.
- [3] B. IBARRA-ESCAMILLA, O. POTTIEZ, E. A. KUZIN, M. DURAN-SANCHEZ, AND J. W. HAUS, "ALL-FIBER PASSIVE MODE-LOCKED LASER TO GENERATE PS PULSES BASED IN A SYMMETRICAL NOLM," (2009). *LASER PHYS.* **19(2)**, 368–370.
- [4] K. SMITH ET AL., "PULSE SHAPING, COMPRESSION, AND PEDESTAL SUPPRESSION EMPLOYING A NONLINEAR-OPTICAL LOOP MIRROR", (1990). *OPT. LETT.* **15 (22)**, 1294.
- [5] VALI V AND SHORTHILL R W, "FIBER RING INTERFEROMETER" *APPL. OPT.* (1976) **15** 1099–1100.
- [6] BARLOW AJ, RAMSKOV-HANSEN JJ, PAYNE DN. "BIREFRINGENCE AND POLARIZATION MODE-DISPERSION IN SPUN SINGLE-MODE FIBERS." *APPL OPT.* 1981 SEP 1; **20(17)**:2962-8.
- [7] X.-H. ZHENG, "FINITE-ELEMENT ANALYSIS FOR FUSED COUPLERS," (1986) *ELECTRON. LETT.*, **22**, NO. 15, PP. 804–805.
- [8] R. I. ÁLVAREZ-TAMAYO, M. DURÁN-SÁNCHEZ, O. POTTIEZ, E. A. KUZIN, B. IBARRA-ESCAMILLA, AND A. FLORES-ROSAS, "THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ANALYSIS OF TUNABLE SAGNAC HIGH-BIREFRINGENCE LOOP FILTER FOR DUAL-WAVELENGTH LASER APPLICATION," (2011). *APPL. OPT.* **50(3)**, 253–260.
- [9] O. FRAZÃO, J. L. SANTOS, F. M. ARAUJO, AND L. A. FERREIRA, "OPTICAL SENSING WITH PHOTONIC CRYSTAL FIBERS," (2008). *LASER PHOTONICS REV.* **2(6)**, 449–459.
- [10] E.A. KUZIN, N. KORNEEV, J.W. HAUS, B. IBARRA-ESCAMILLA., "THEORY OF NONLINEAR LOOP MIRRORS WITH TWISTED LOW-BIREFRINGENCE FIBER" (2001). *J. OPT. SOC. AM. B* **18**, 919.
- [11] O POTTIEZ, EA KUZIN, B IBARRA-ESCAMILLA, JT CAMAS-ANZUETO, "EASILY TUNABLE NONLINEAR OPTICAL LOOP MIRROR BASED ON POLARIZATION ASYMMETRY" (2004) *OPTICS EXPRESS* **12 (16)**, 3878-3887.
- [12] AGRAWAL, GOVIND P. (2001). *NONLINEAR FIBER OPTICS (3RD ED.)*. SAN DIEGO, CA, USA: ACADEMIC PRESS.
- [13] SMITH, K., N. J. DORAN, ET AL. "PULSE SHAPING, COMPRESSION, AND PEDESTAL SUPPRESSION EMPLOYING A NONLINEAR-OPTICAL LOOP MIRROR." *OPTICS LETTERS* **15(22)** (1990). :
- [14] N. J. DORAN AND D. WOOD, "NONLINEAR-OPTICAL LOOP MIRROR", *OPT. LETT.* **13 (1)**, 56 (1988)
- [15] S. FENG ET AL, "REFLECTIVITY CHARACTERISTICS OF THE FIBER LOOP MIRROR WITH A POLARIZATION CONTROLLER", *OPT. COMMUN.* **277 (2)**, 322 (2007)

[16] FERMANN, M. E., F. HABERL, ET AL. (1990). "NONLINEAR AMPLIFYING LOOP MIRROR." *OPTICS LETTERS* 15(13): 752-754.

# CAPÍTULO 2: RESULTADOS EXPERIMENTALES.

## *2.1 Estudio de la birrefringencia del lazo.*

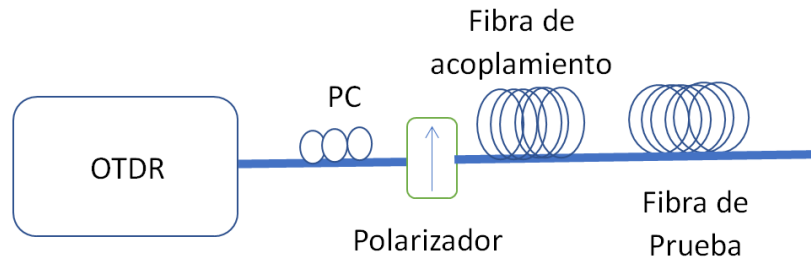
En este capítulo se presentan los métodos utilizados para verificar la eliminación de la birrefringencia lineal y los resultados obtenidos para diferentes fibras. Los resultados de este capítulo se utilizan para la selección de la fibra más apropiada para experimentos con el NOLM.

### *2.1.1 Utilización del reflectómetro óptico en el dominio de tiempo.*

Una característica importante para el buen funcionamiento del NOLM propuesto en este trabajo de tesis es la conservación de la elipticidad en todo el lazo. Para esto se emplea fibra convencional (SMF-28, Corning) torcida a una razón de 7 v/m, esta técnica ha demostrado ser de utilidad para tener una elipticidad constante en la propagación de señales por la fibra [1].

En el presente trabajo utilizamos varios arreglos experimentales para evaluar el cambio de la elipticidad de polarización en la fibra torcida. Uno de los métodos está basado en el reflectómetro óptico en el dominio de tiempo, OTDR (Optical Time Domain Reflectometer). En la Fig. 2.1 se muestra el arreglo experimental para cuantificar los efectos producidos por una fibra torcida.





*Fig. 2.1.1 Arreglo experimental empleado para la medición cualitativa de la torsión de una fibra óptica*

Como puede apreciarse en el esquema de la Fig. 2.1.1, se emplea un OTDR el cual emite pulsos con una longitud entre 1 ns y 100 ns, dichos pulsos entran en la fibra y se dispersan por el efecto conocido como dispersión de Raleigh. Una parte de la señal dispersada regresa al OTDR, dicha señal es medida por el mismo OTDR proporcionando una traza de la potencia reflejada en función de la longitud de la fibra. La potencia depende de la energía de los pulsos y el coeficiente de dispersión. Si la energía del pulso se cambia, también cambia la señal detectada lo que permite medir la atenuación en la fibra. También se detectan reflexiones producidas por cortes, empalmes, etc.

Para evaluar la elipticidad de polarización, el pulso del OTDR primero entra a un controlador de polarización (PC) compuesto de fibra enrollada adecuadamente en unos platos con diámetro específico, el PC está compuesto de 2 platos retardadores, de cuarto de onda y de media onda. El PC es empleado para obtener transmisión máxima a través del polarizador. Se debe considerar que el polarizador y los empalmes de la fibra en la salida del OTDR producen una reflexión. Estas señales reflejadas saturan el detector del OTDR por un tiempo de  $\sim 1 \mu\text{s}$ . Para evitar la llegada de las señales de la fibra de prueba dentro de este lapso del tiempo, primero introducimos los pulsos a la fibra de acoplamiento. Si la fibra de prueba tiene birrefringencia, la polarización de los pulsos se cambia a lo largo de la fibra, la señal reflejada producida por la dispersión de Raleigh en diferentes puntos de la fibra llega al polarizador con polarizaciones diferentes, lo cual provoca que la señal detectada por el OTDR tenga variaciones en intensidad. Si la polarización es constante, la señal también será constante. Hay que notar que la rotación de polarización

producida por birrefringencia circular no afecta la señal, debido a que la rotación de polarización en este caso es reversible. Esto nos permite detectar cualitativamente la existencia de birrefringencia lineal en la fibra. Este método está descrito en detalles en [2-3].

En la Fig. 2.1.2 se muestra una gráfica obtenida del arreglo mostrado en la Fig. 2.1.1, en donde se pueden ver diversas situaciones a tomar en cuenta al hacer el análisis de los resultados. En dicha imagen es posible notar tres situaciones de interés que afectan al estudio de la birrefringencia con este arreglo experimental, en el punto a) de la Fig. 2.1.2 se muestran los tiempos muertos del sistema debido a reflexiones por cortes de la fibra o por alguna otra fuente de reflexión, como lo es la entrada del OTDR, este tiempo es representado con una pendiente después del cambio de intensidades debido a los reflejos, los segmentos b) y c) representan una pendiente que es debida a pérdidas producidas por empalmes, estas pérdidas resultan como consecuencia de entre los núcleos de las fibras, para esto es colocada una fibra de acoplamiento que nos permite discriminar estas pérdidas tomando únicamente la traza de la señal a estudiar.

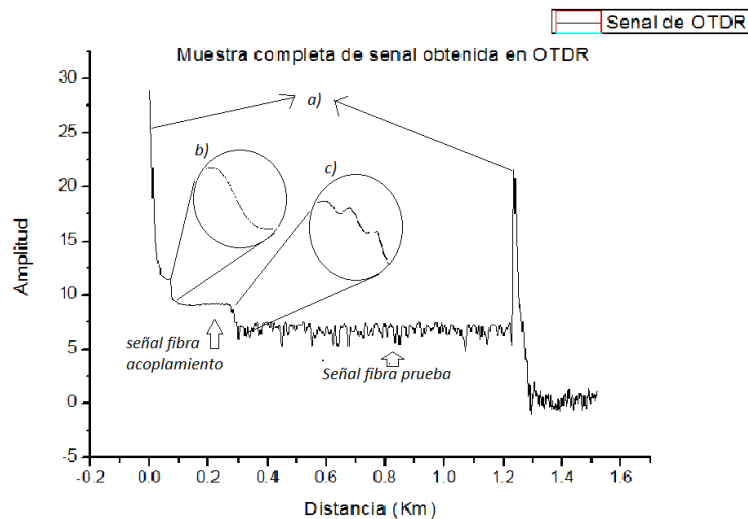
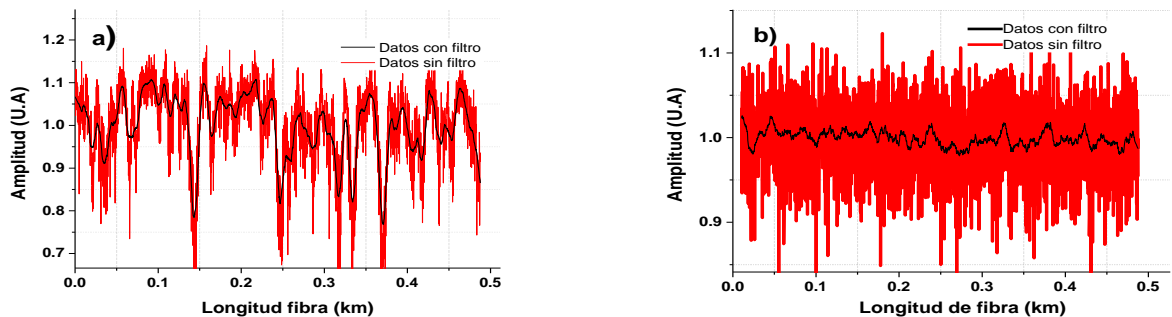


Fig. 2.1.2 Señal obtenida por el arreglo experimental completo, en los puntos a) reflexiones b) tiempo muerto c) escalón de pérdidas debidas a empalmes.

En este trabajo de tesis se estudiaron principalmente dos tipos de fibras ópticas las cuales fueron Truewave y SMF-28. La resolución del sistema es un parámetro importante debido a que la señal obtenida puede ser una señal ruidosa a tal grado de confundir la señal de interés con la señal de ruido. Para la evaluación de dichas fibras fue necesario hacer un filtrado de datos de las trazas obtenidas para eliminar ruidos producidos por el sistema de medición. Para la minimización de ruidos se empleó una medición promediada 100000 veces. Además, las señales fueron filtradas mediante el método de mínimos cuadrados [4]. Los resultados se muestran en la Fig. 2.1.3.



*Fig. 2.1.3. Fibra SMF-28. a) Sin Torsión, b) con torsión de 7vueltas por metro. Negro datos con filtrado, Rojo datos sin filtrado.*

Una vez hechas las pruebas antes mencionadas, es posible comparar las dos señales obtenidas en la Fig. 2.1.3. una interrogante que surge es si las señales filtradas son señales provenientes de la fibra o son señales de ruido, para descartar que sean señales de ruido se hace una comparación entre dos trazas obtenidas por el OTDR en dos momentos diferentes, estas dos trazas son comparadas con la finalidad de notar que las señales son las mismas después del filtrado y así poder determinar que la señal es proveniente de la fibra y no de ruidos proporcionados por el sistema, estos resultados se muestran en la Fig. 2.1.4. Las señales mostradas en este trabajo de tesis son señales las cuales fueron llevadas a una amplitud promedio unitaria, esto con la finalidad de hacer una comparación cualitativa de la torsión de

las fibras. Para llevar las señales a la misma escala se dividió cada señal entre el promedio en amplitud de dicha señal. Al analizar la literatura, se encuentra que es posible detectar anomalías en la birrefringencia de una fibra óptica [5]. La resolución del sistema es de un metro, lo que corresponde a pulsos de 5 ns.

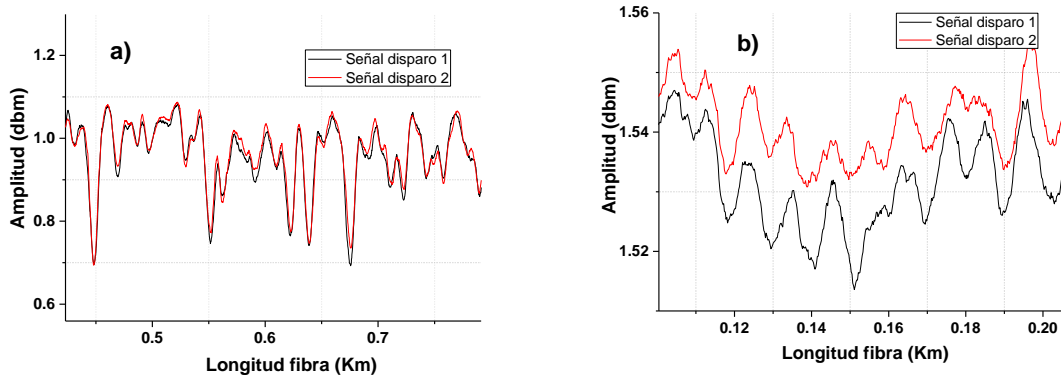


Fig. 3.1.4 Comparación de las señales para la detección de ruido después del filtrado para dos disparos en el OTDR. a) Señal de una fibra sin torsión, b) señal de fibra con torsión.

Las señales obtenidas por el reflectómetro se muestran en las Fig. 3.1.4a) y 3.1.4b) donde se describen las trazas de la fibra bajo prueba sin torsión y con torsión, respectivamente. Al comparar las dos señales (después de 100 000 promedios cada una y del filtrado por el análisis numérico) comprobamos que es posible obtener una señal proveniente de la fibra óptica y no de los ruidos causados por el equipo de medición.

### 2.1.2 Evaluación de diferentes fibras.

La Fig. 2.1.5a) muestra la traza obtenida de un carrete con 200 m de fibra SMF-28 torcida a 7 v/m. Al final de dicha fibra existía un tramo de fibra de aproximadamente 20 m de largo en la cual la señal obtenida en el OTDR mostraba un valle, se pensó que era un defecto en la torsión de la fibra, debido a que las variaciones de amplitud en la señal detectada mostraban un salto abrupto al final de la fibra. Para solucionar esta anomalía simplemente se corta el respectivo segmento de fibra. Una vez

cortado el segmento dañado la traza obtenida de la fibra óptica se muestra en la Fig. 2.1.5b).

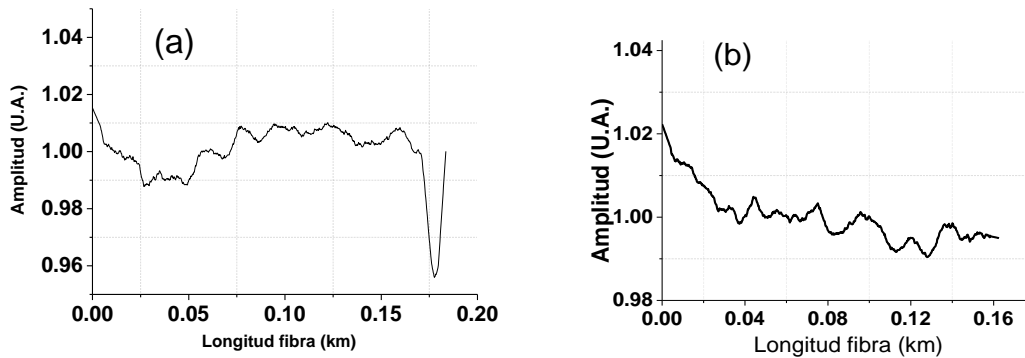


Fig. 2.1.5 Fibra SMF-28 torcida: a) 200 m (con defecto al final de la fibra), b) 180 m (con el defecto cortado).

Una vez que se ha eliminado el defecto de la torsión, el siguiente paso que se realizó fue tomar el segmento de fibra dañado, para destorcerlo y aplicarle una torsión de mejor calidad, esto con la finalidad de comprobar que este defecto desaparece y si en verdad es posible detectar defectos en la torsión de las fibras ópticas. El perfil obtenido después de la torsión y el empalme del segmento cortado con el carrete se muestra en la Fig. 2.6.

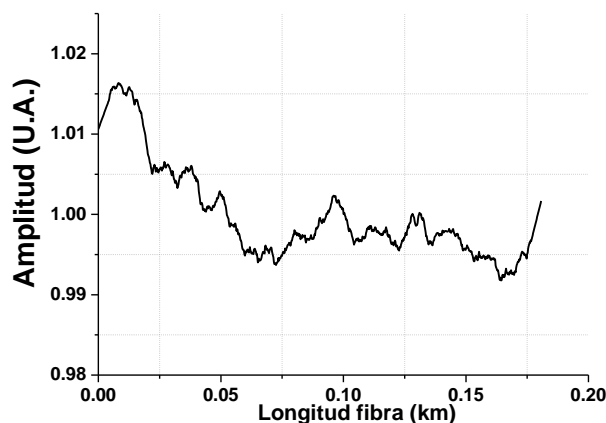


Fig. 2.1.6. Fibra SMF-28 corregida.

La traza de la Fig. 2.1.6 no muestra anomalías como en la Fig. 2.1.5a), por lo que podemos afirmar que mediante el esquema propuesto en la Fig 2.1.1 es posible detectar segmentos dañados en las fibras por torsión, e incluso repararlos.

Una vez reparada dicha fibra, es empleada como fibra de acoplamiento. La primera prueba que se realizó es con dos carretes de SMF-28, uno de 500 m en un carrete de 50 cm de diámetro con una torsión de 6 v/m, el cual en una previa caracterización conserva el estado de polarización de la luz a la entrada de dicho carrete. Por otro lado, en otro carrete con diámetro de carrete de 25 cm se colocaron 800 m de fibra óptica sin torsión. Los resultados de ambas fibras se muestran en la Fig. 2., recordemos que de las dos señales fueron filtradas mediante el método antes mencionado.

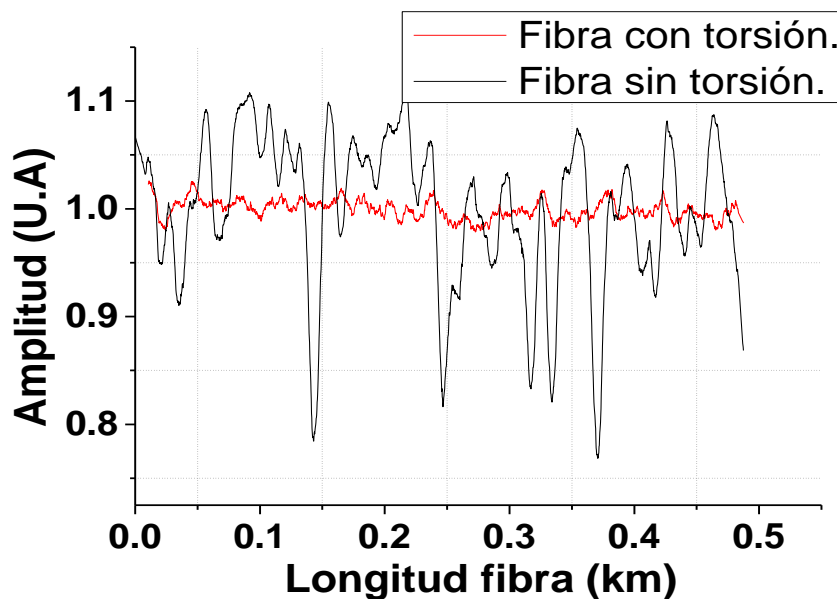


Fig. 2.1.7. Comparación de las dos fibras SMF-28. Roja con torsión, Negra sin torsión.

Tal como se mostró, si la fibra óptica no es torcida adecuadamente, el estado de polarización de la luz a la salida de la fibra cambia. Para comprobar la veracidad de nuestro sistema, un carrete de fibra SMF-28 el cual no mantiene el estado de polarización, se estudia mediante el método propuesto y analizamos la traza producida por el OTDR, el carrete de fibra óptica es de 40 cm de diámetro y la fibra

óptica es de 120 m de largo con una “torsión” de 6 vueltas por metro. Los resultados de este análisis se muestran en la Fig. 2.1.8.

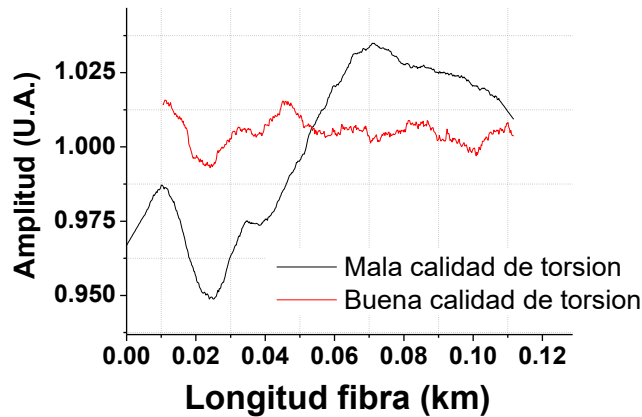
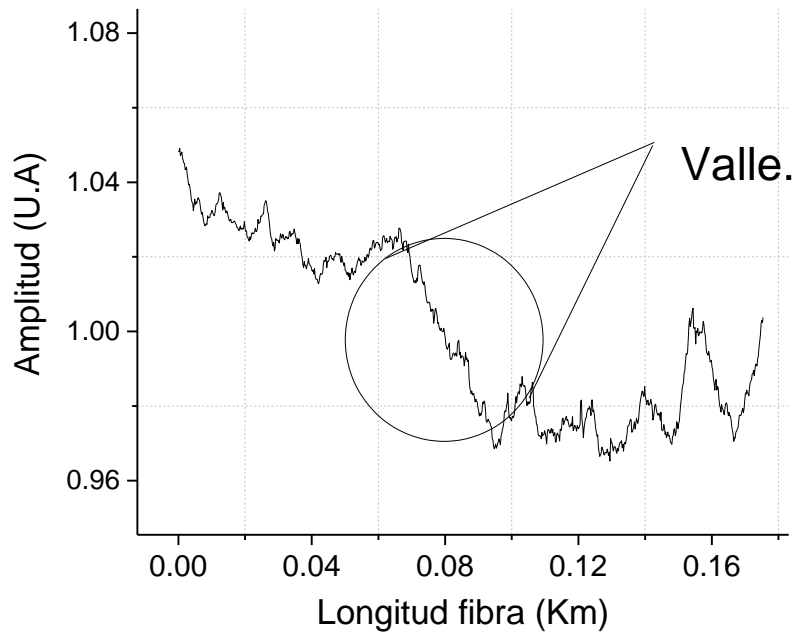


Fig. 2.1.8. Fibra SMF-28; mal torcida (negra), fibra bien torcida (roja).

La Fig. 2.1.8 muestra que la traza negra, presenta grandes variaciones de amplitud, para solucionar este problema se decidió destorcer la fibra y volverla a torcer a una razón de 7 v/m, después de este proceso obtenemos la traza roja de la misma Fig. 2.1.8. Una vez hecho este análisis se procedió a medir el estado de polarización a la salida de dicho carrete, los resultados son mostrados más adelante.

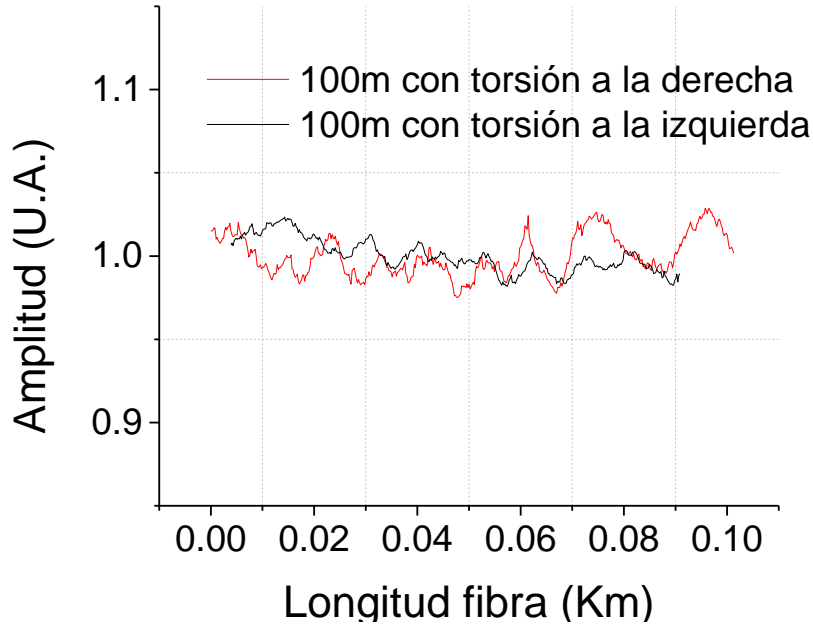
Una vez comprobado que el método funciona para conocer la calidad de la torsión en la fibra, se procede a enrollar una fibra SMF-28 de 200 m de largo y colocarla en un carrete con diámetro de 50 cm, con la finalidad de ser empleado como lazo del NOLM. Esta fibra tiene la característica de estar torcida en dos direcciones con el objetivo de eliminar la dependencia de la birrefringencia circular respecto a la longitud de onda [9]. Los resultados de la traza obtenida en el OTDR son mostrados en la Fig. 2.1.9.



*Fig. 2.1.9. Traza de OTDR, carrete de fibra 200 m SMF-28 torsión izquierda y derecha.*

La Fig. 2.1.9 nos muestra que existe un declive justo en el punto del cambio de torsión del carrete de fibra óptica. Este declive hace suponer un cambio de birrefringencia debido al giro repentino en el sentido de la torsión. Pero algo que se propone hacer es analizar qué sucede con cada segmento, suponiendo que cada uno de los tramos de la fibra en el carrete se tratase de dos carretes independientes.





*Fig. 2.1.10. Trazas separadas del carrete con torsión opuesta, los sentidos opuestos son tratados como un carrete independiente.*

La Fig. 2.1.10 muestra que si los carretes son tomados como independientes, la birrefringencia lineal, bajo nuestras suposiciones, es eliminada, además no se observan cambios abruptos en las trazas como la que se muestra en la Fig. 2.1.5a). Ahora un arreglo experimental para determinar la conservación de la elipticidad a la salida del carrete es armado como se muestra en la Fig. 2.1.11.

### *2.1.3 Evaluación de la birrefringencia por medición de la variación de la polarización en la salida de la fibra.*

En la Fig. 2.1.11 se muestra el arreglo experimental empleado para hacer un análisis de la conservación de la polarización en las fibras a prueba con doble torsión, el láser opera en onda continua a 1550nm, los PC permiten ajustar la máxima transmisión a través del polarizador lineal, a este polarizador se le empalma la fibra

de prueba, un polarímetro es colocado a la salida de esta fibra para monitorear los cambios en el estado de polarización.



Fig. 2.1.11. Arreglo experimental para la determinación de la elipticidad de salida de los carretes torcidos de fibra óptica.

El método consiste en introducir polarización lineal a la fibra de prueba y hacer girar en ángulo de polarización (azimut), el cual es capaz de girar en su eje principal, después de eso se mide la polarización a la salida del carrete en función del azimut rotada. Los resultados se muestran en la Fig. 2.1.12.

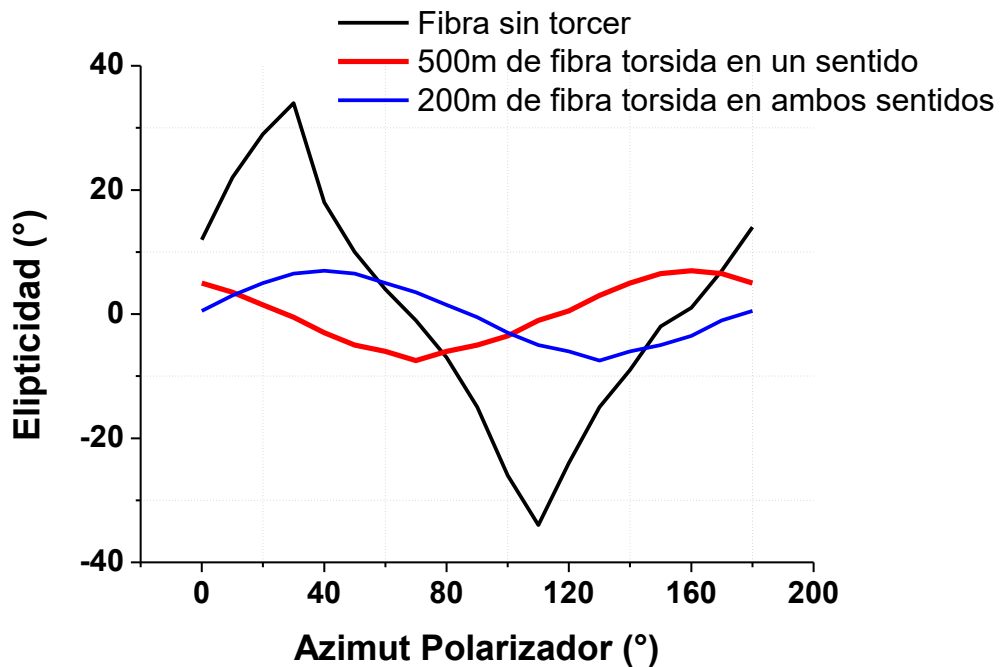


Fig. 2.1.12. Variación de la elipticidad en varias fibras con torsión en un sentido (roja), ambos sentidos (azul) y sin torsión (curva negra).

La Fig. 2.1.12 demuestra que, a diferencia del carrete de fibra sin torcer, los carretes de fibra óptica torcida (en un sentido y en ambos sentidos) mantienen variaciones

en elipticidad de  $\pm 8^\circ$  en azimut. Lo cual nos comprueba que los carretes son aptos para su utilización en el lazo del NOLM, esto debido a que los carretes conservan adecuadamente los estados de polarización presentes a la entrada de la fibra.

Otro estudio de las dos fibras que mantienen la polarización busca determinar la dependencia de la polarización con la longitud de onda. Para dicho análisis, se ajustó a polarización lineal a la entrada de ambas fibras, la fuente láser es un láser sintonizable con un barrido espectral de 1520 a 1600 nm.

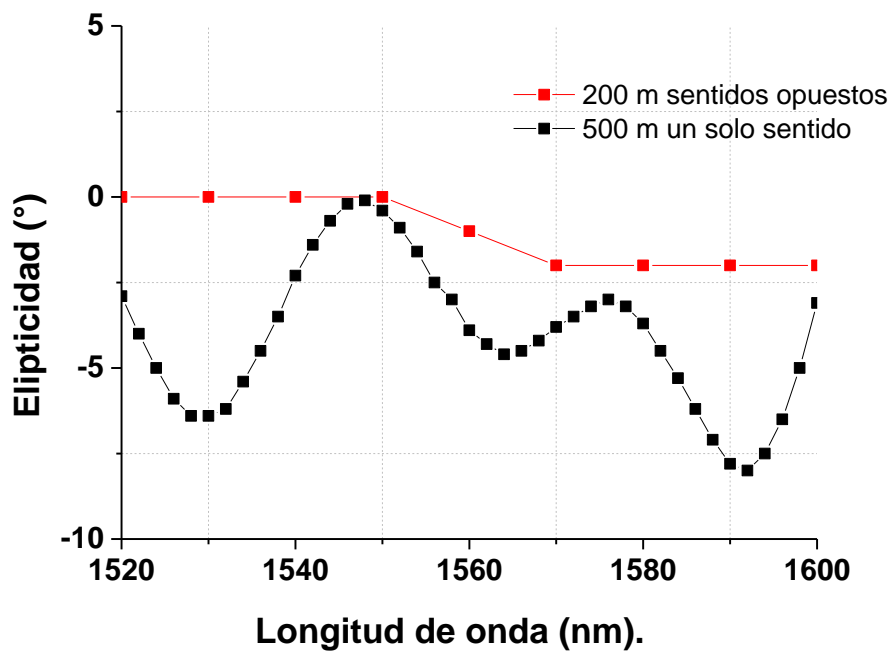


Fig. 2.1.13. Elipticidad a la salida de los carretes de fibra SMF-28.

La Fig. 2.1.13 muestra que el carrete con torsión en una sola dirección tiene dependencias más grandes en la elipticidad respecto al carrete de torsión en ambos sentidos. La variación es de  $10^\circ$  para un carrete de torsión en un solo sentido y  $2^\circ$  cuando se tiene una torsión en ambos sentidos. Para asegurar que los cambios en polarización son menores en el carrete con doble torsión es necesario evaluar el azimut a la salida de dichos carretes.

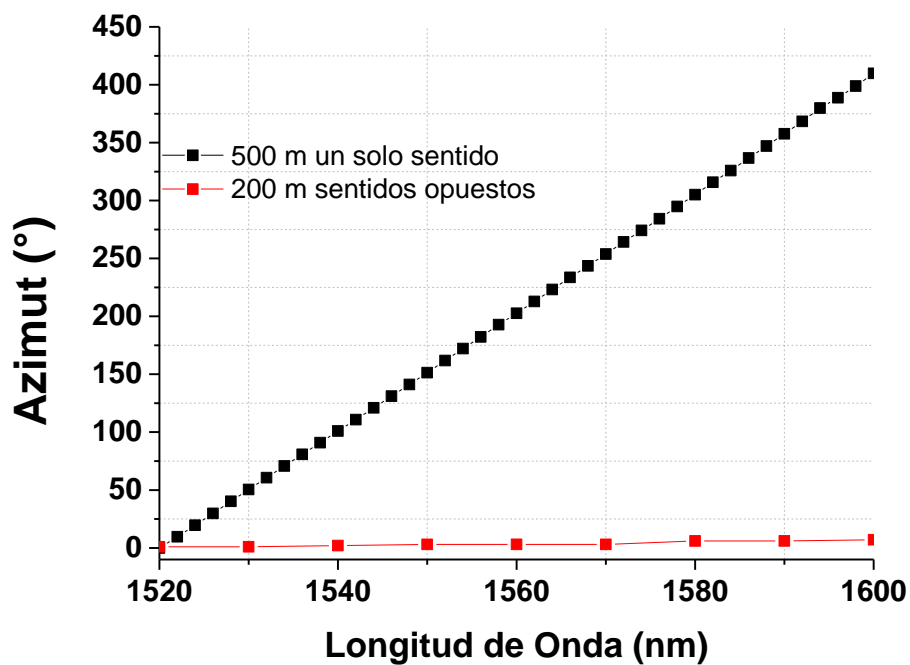


Fig. 2.1.14. Azimut a la salida de los carretes. 500m (negra), 200m (roja).

La Fig. 2.1.14 demuestra que los efectos provocados por la birrefringencia circular inducida (torsión) disminuyen cuando existe una torsión en sentidos opuestos.

Como resultado, se cuenta con un carrete óptimo para emplear en el arreglo experimental propuesto, con características adecuadas para la preservación de la polarización, en el cual la birrefringencia lineal es eliminada con la torsión y los efectos de la birrefringencia circular se eliminaron en gran medida con la torsión en ambos sentidos.

## Referencias:

[1] R. ULRICH AND A. SIMON, "POLARIZATION OPTICS OF TWISTED SINGLE-MODE FIBERS," *APPL. OPT.*, VOL. 18, NO. 13, PP. 2241–2242, 1979.

[2] ROSS, J. N.: *BIREFRINGENCE MEASUREMENT IN OPTICAL FIBERS BY POLARIZATION OPTICAL TIME-DOMAIN REFLECTOMETRY*, *APPL. OPTICS*, VOL. 21, NO. 19, PP. 3489-3495, 1982

[3] WUILPAT, M. ROGERS, A. J., MEGRET, P., AND BLONDEL, M.: *DISTRIBUTED POLARIZATION PROPERTIES OF AN OPTICAL FIBRE USING THE BACK-SCATTERING TECHNIQUE*. *PROCEEDINGS ICAPT, SPIE*, VOL. 4087, 2000

[4] BEVINGTON P.R., *DATA REDUCTION AND ERROR ANALYSIS FOR THE PHYSICAL SCIENCES*, 1969, MCGRAW-HILL.

[5] MARCELO A. SOTO, XIN LU, HUGO F. MARTINS, MIGUEL GONZALEZ-HERRAEZ, AND LUC THÉVENAZ, "DISTRIBUTED PHASE BIREFRINGENCE MEASUREMENTS BASED ON POLARIZATION CORRELATION IN PHASE-SENSITIVE OPTICAL TIME-DOMAIN REFLECTOMETERS," *OPT. EXPRESS* 23, (2015)

## *2.2: Estudio experimental del espejo de lazo no lineal.*

El espejo de lazo no lineal, NOLM ha sido sujeto a estudio por su efecto de supresión de pedestal en pulsos [1]. El NOLM puede ser usado simultáneamente para supresión de pedestal y compresiones espectrales [2-3].

El arreglo experimental presentado en esta sección de la tesis consiste de un acoplador direccional en el cual sus salidas fueron conectadas entre sí mediante un carrete de fibra óptica. El carrete está compuesto de 200 m de fibra SMF-28 la cual es una fibra que ha sido torcida en dos direcciones, 100 m en dirección horaria y 100 m en dirección anti horaria. El acoplador es un acoplador casi simétrico, cuya razón de acoplamiento es  $\alpha = 0.49/0.51$ , donde en uno de sus brazos ha sido introducido un retardador de fase variable (Variable Wave Plate, VWP), este es ajustado para ser un QWP.

En este trabajo de tesis se estudia el interferómetro de Sagnac en sus dos regímenes. Es importante que para el régimen lineal se tenga una transmisión baja a bajas potencias, por otro lado, se desean transmisiones altas para potencias altas. Como se menciona previamente, un problema que se encuentra en la configuración del interferómetro de Sagnac con fibra torcida en el lazo es la dependencia de la transmisión respecto a la longitud de onda [4]. Este problema puede ser resuelto utilizando un lazo compuesto de dos fibras torcidas en direcciones contrarias.

### *2.2.1 Estudio de la transmisión del interferómetro de Sagnac a bajas potencias.*

Para el estudio de la transmisión del interferómetro de Sagnac a bajas potencias se plantea el arreglo experimental mostrado en Fig. 2.2.1

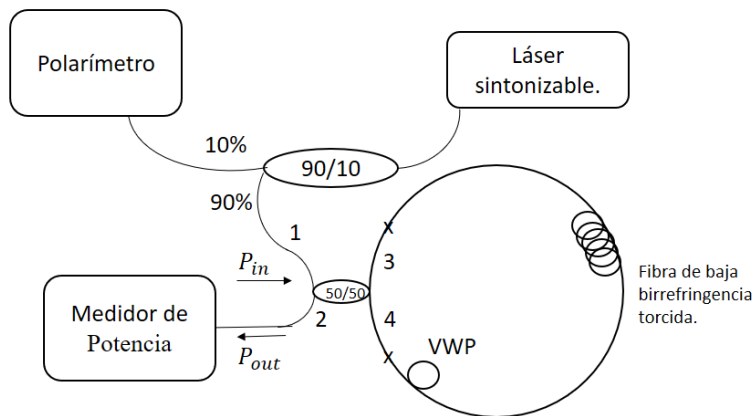


Fig. 2.2.1. Arreglo experimental para la medición de transmisión del NOLM a bajas potencias en función de la longitud de onda.

El láser sintonizable es un láser de onda continua el cual puede realizar un barrido desde una longitud de onda de 1520 hasta 1600 nm. La potencia empleada fue de 1 mW. Para el mismo esquema se emplearon dos NOLM distintos, uno con un carrete de fibra torcida en un solo sentido y el otro con un carrete de torsión tanto en sentido horario como anti-horario.

Con el fin de demostrar la dependencia de la transmisión en función de la longitud de onda se plantea el primer experimento, el cual es mostrado en Fig. 2.2.1, en el lazo se emplea un carrete de 50 cm de diámetro en el cual se enrollaron 120 m de fibra TrueWave, con una torsión de 10 vueltas por metro. Se realizó un barrido de longitudes de onda de 1520 a 1600 nm. Los resultados obtenidos se muestran en la Fig. 2.2.2.

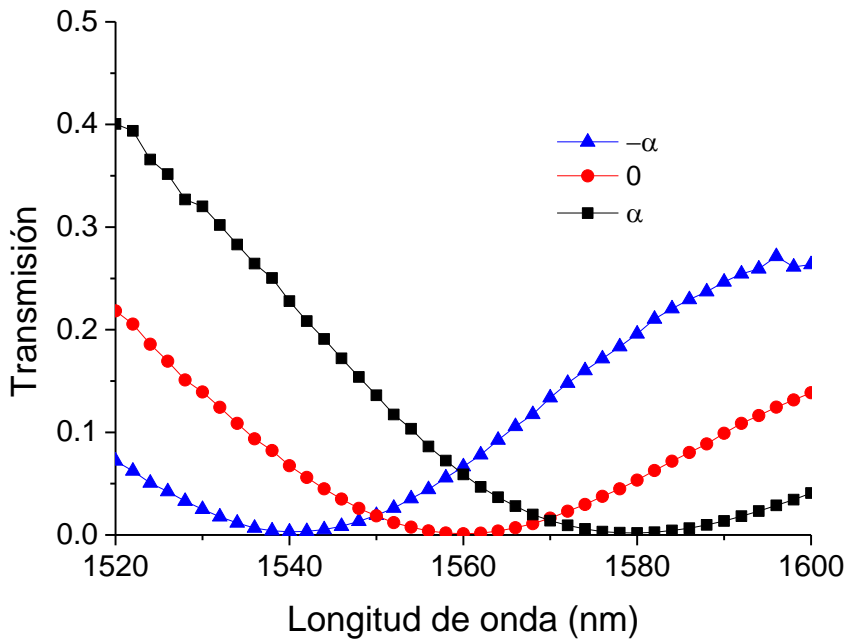


Fig. 2.2.2. Transmisión NOLM respecto a la longitud de onda.

La VWP fue colocada a tres distintos ángulos de azimut, en ángulo de  $0^\circ$ ,  $\alpha^\circ$  y  $-\alpha^\circ$ , donde el ángulo  $0$  fue ajustado para transmisión cero para bajas potencias a la longitud de onda de 1560 nm, una vez fijado el ángulo se realizó un barrido en longitudes de onda. La Fig. 2.2.2 muestra una fuerte dependencia de la transmisión respecto a la longitud de onda de nuestro dispositivo cuando la fibra que compone al lazo es torcida en un solo sentido de torsión, teniendo variaciones del 0 al 40 % de transmisión al cambiar las longitudes de onda.

Por otro lado, se emplea el segundo NOLM, el cual tiene como lazo un carrete de 200 m de fibra SMF-28, donde 100 m son torcidos en sentido horario y 100 m en sentido anti-horario. Se ajusta el dispositivo para transmisión baja para bajas



potencias a 1560 nm obteniendo los resultados mostrados en Fig. 2.2.3.

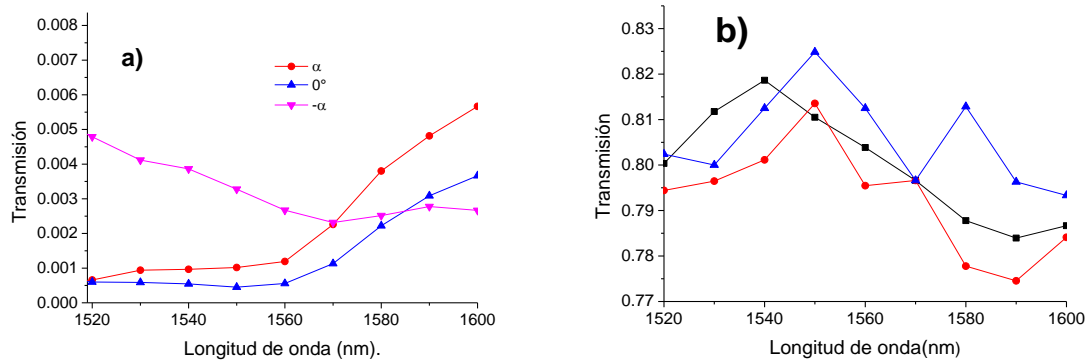


Fig.2.2.3. Dependencia de la transmisión con la longitud de onda para un NOLM con un lazo conformado por 200 m SMF-28 torcida en ambos sentidos. a) Transmisión mínima para bajas potencias. b) Transmisión máxima con ajuste de retardancia en el retardador.

Bajo esta configuración se muestra que las variaciones en transmisión son muy pequeñas en comparación a la de la Fig. 2.2.2. En la Fig. 2.2.3 a), las variaciones de transmisiones van de  $5 \times 10^{-4}$  hasta  $6 \times 10^{-3}$  y hay un rango de longitudes de onda entre 1520 y 1560 nm donde la transmisión es por debajo de  $10^{-3}$ , es importante remarcar que este es nuestro rango de trabajo experimental en el laboratorio.

Para asegurarse que las variaciones pequeñas no solo ocurren a transmisiones bajas, se hace un cambio de ángulo correspondiente a un máximo de transmisión, esto demuestra que las variaciones son menores para un carrete enrollado en ambos sentidos.

La Fig. 2.2.3b) muestra variaciones del 3% en transmisión. Los resultados obtenidos en la Fig. 2.2.3 demuestran la eficiencia del carrete con fibra torcida en direcciones opuestas al eliminar en gran medida dependencia en la longitud de onda.

### 2.2.1 Estudio experimental del NOLM para la mejora de pulsos.

En esta parte de la tesis se estudia experimentalmente el uso de un NOLM con asimetría en polarización. Este dispositivo es propuesto para la obtención de pulsos de calidad con perfil de secante hiperbólica libres de ruido, deformaciones espectrales producidas por el amplificador [5-7] o por ondas dispersivas producidas en la formación de solitones las cuales son reportadas en la literatura [7-9]. El arreglo experimental empleado para la investigación es el mostrado en la Fig. 2.2.4.

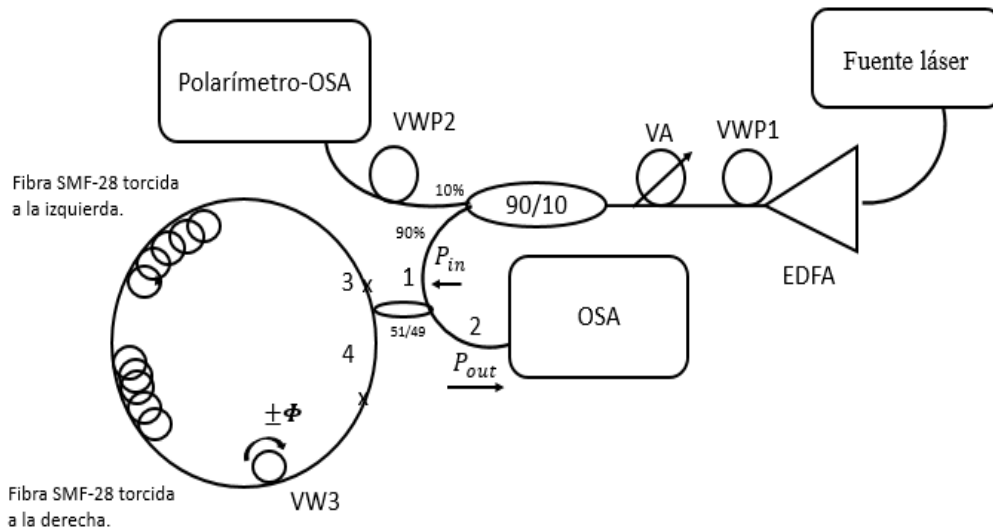
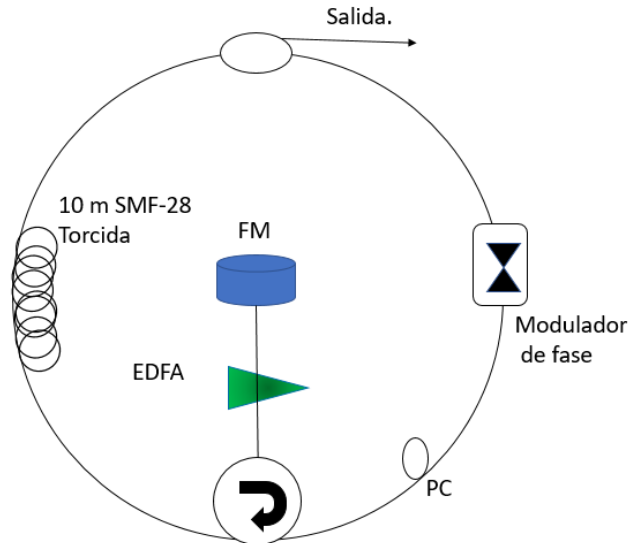


Fig. 2.2.4. Arreglo experimental para la optimización de pulsos.

Para el arreglo experimental se emplea una fuente láser cuya configuración se muestra en la Fig. 2.2.5. Esta fuente láser, es una fuente capaz de generar dinámicamente solitones mediante el método de amarre de modo pasivo (Passively mode-locked). Dentro de la fuente se tiene un control total de la birrefringencia y consecuentemente del dominio de la polarización de los pulsos dentro de la cavidad. Modificando la birrefringencia y la potencia de bombeo es posible generar regiones estables e inestables (por horas) de un solitón o solitones acoplados que corroboran la cuantificación de energía. Es importante tener una fuente altamente estable para

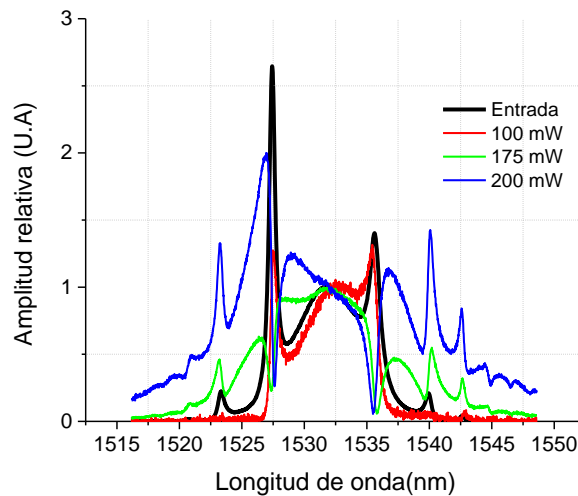
la cuantificación de compresiones espectrales, así como de transmisiones de nuestro NOLM. La operación del láser es completamente reproducible debido al excelente control de la polarización y la potencia de bombeo.



*Fig. 2.2.5. Esquema láser empleado como fuente de pulsos.*

Retomando la Fig. 2.2.4, el arreglo experimental contiene tres retardadores ajustables. La VWP1 es la encargada de modificar la polarización de todo el arreglo experimental, con la finalidad de modificar la polarización de entrada del NOLM. Para nuestros experimentos la polarización siempre fue circular. El acoplador 90/10 es empleado con la finalidad de tener un puerto de control para poder determinar potencias, perfiles espectrales y polarización de los haces de entrada al NOLM. El retardador VWP2 es un retardador que se emplea con el objetivo de generar una birrefringencia que compense la birrefringencia de la fibra del acoplador 90/10 y fibras intermedias entre el acoplador y el NOLM, esto con la finalidad de tener la misma polarización en el punto de control, el 10% del 90/10, y a la entrada del NOLM, esto para poder monitorear la polarización en cualquier momento deseado. El retardador VWP3 es la encargado de generar una asimetría en polarización para crear desfases no lineales en los haces en contra propagación dentro del NOLM.

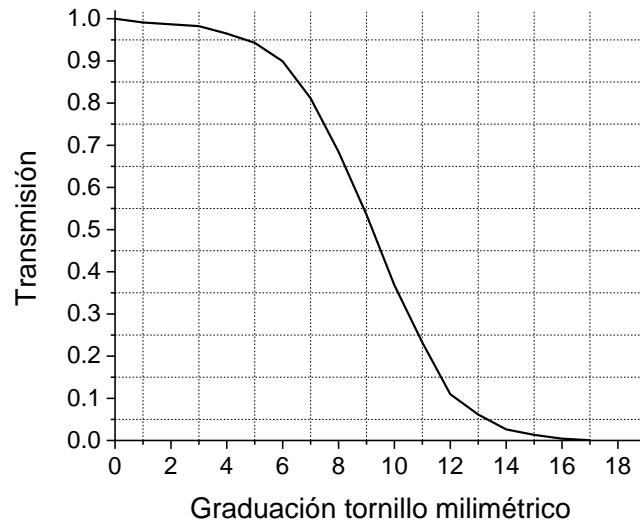
Se cuenta con un amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA), el medio de ganancia consiste en 30 cm de fibra Er 80/123 Thorlabs, bombeada con un diodo láser a 980 nm. El efecto producido por el amplificador al aumentar la potencia de bombeo es perjudicial, esto debido a que deforma espectralmente el pulso a la salida de dicho amplificador, es posible ver estas deformaciones espectrales en función del bombeo en Fig. 2.2.6:



*Fig. 2.2.6. Espectros del amplificador, entrada (negro), salida del amplificador a diferentes bombeos, 100mW, 175 mW, 200 mW (rojo, verde, azul) respectivamente.*

En la Fig. 2.2.6 se muestran cuatro espectros, el espectro de color negro corresponde a la entrada del amplificador, el espectro rojo se obtiene a la salida del amplificador al bombear con 100 mW, en color verde se muestra un espectro a la salida del amplificador deformado simplemente por los efectos del amplificador a un bombeo de 175 mW. Los efectos del amplificador son realmente notorios si aumentamos el bombeo a 200 mW. Debido a estos cambios espectrales al aumentar el bombeo es necesario emplear un atenuador variable (AV), esto con la finalidad de tener en el arreglo experimental cambios solo de amplitud evitando los cambios espectrales. El AV fue fabricado con un u-bench, cuya transmisión fue manipulada mediante un tornillo milimétrico el cual cerraba mecánicamente una compuerta que impedía el paso de la luz, la transmisión del atenuador es

presentada en la Fig. 2.2.7. La transmisión presentada es normalizada, la transmisión real del AV es de 0.6 para su máxima transmisión.



*Fig. 2.2.7. Transmisión del atenuador.*

El espectro del pulso en la entrada del NOLM es mostrado en Fig. 2.2.8 a). La salida del amplificador fue establecida para tener una señal con la cual no existan variaciones espectrales considerables a los de la entrada del amplificador. En escala logarítmica son notorias las anomalías provocadas por las ondas dispersivas creadas por la misma fuente láser, así como algunas contribuciones de bajas potencias creadas por el amplificador. Es importante cuantificar las diferencias en amplitud entre las anomalías y el pico del pulso para estimar la calidad de limpieza espectral del pulso, estas razones de amplitud son mostradas en Fig. 2.2.8. b).

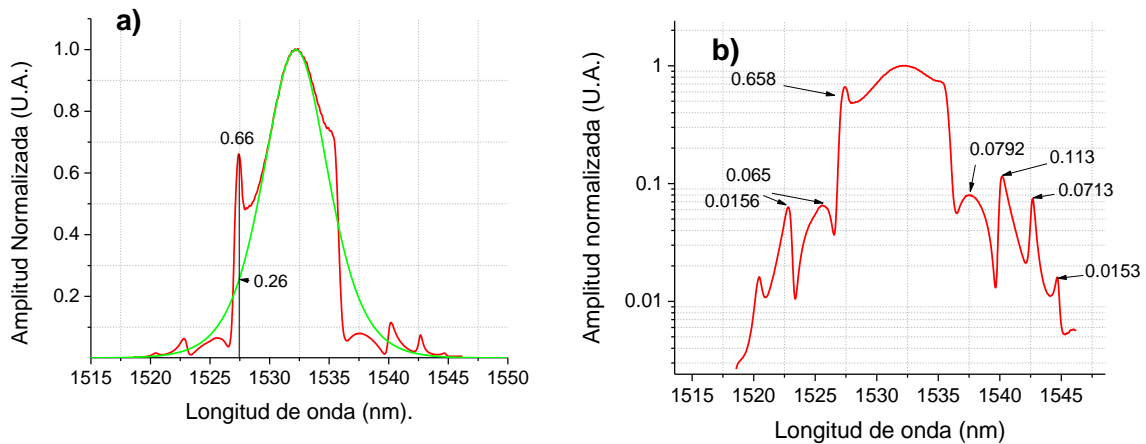


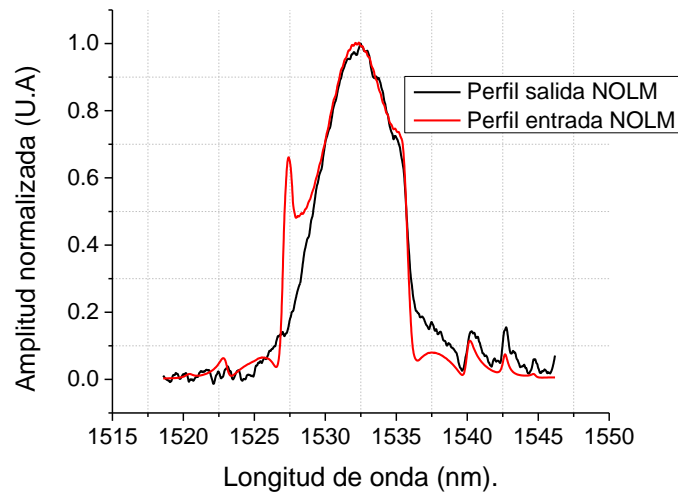
Fig. 2.2.8. Perfil de entrada del NOLM. a) comparación del pulso de entrada con perfil  $\text{sech}^2$ , b) cuantificación de amplitudes del pedestal.

La Fig. 2.2.8 a) muestra una simulación de un perfil ideal deseado (línea verde),  $\text{sech}^2$ , cuyo ancho temporal es de 0.38 ps, con ancho espectral de 6.5 nm. La parte central se ajusta bien con el espectro del pulso utilizado en el experimento. Una de las cosas notables en esta gráfica es la cantidad y la amplitud de las ondas dispersivas. Su valor pico está mostrado en la gráfica, la amplitud máxima de ondas dispersivas tiene un 66% de la amplitud máxima del pulso, ver Fig. 2.2.7 b). De esta manera surge la problemática de tener un filtro de bajas potencias que nos permita eliminar ciertas componentes espectrales de baja potencia, pero sin eliminar las componentes espectrales de esas mismas longitudes de onda que forman el pulso requerido (altas potencias).

Para el pulso que se introduce al NOLM, su polarización es ajustada a polarización circular, y el retardador VWP3 es ajustada para obtener un retardador de un cuarto de onda, con azimut ajustada para obtener una transmisión a bajas potencias del orden de  $10^{-4}$ . Esta transmisión y azimut fueron ajustadas con onda continua para asegurar que la radiación de bajas potencias es eliminada por el NOLM. Debido al funcionamiento del NOLM en régimen no lineal, se tiene una fuerte dependencia de la transición en función de la potencia. Para hacer uso de esta cualidad, se

presentan diferentes perfiles a la salida del NOLM, la diferencia es que la amplitud de los pulsos de entrada es modificada mediante el AV.

Los resultados obtenidos con diferentes valores de transmisión de AV se presentan a continuación. La Fig. 2.2.9 muestra los espectros de entrada y salida del NOLM para transmisión del AV de 0.005.



*Fig. 2.2.9. Perfiles de entrada (roja) y salida (negra) NOLM, transmisión del atenuador 0.005.*

En la Fig. 2.2.9, es notoria la mejoría espectral al pasar por el NOLM, este perfil es obtenido a bajas potencias en relación a la amplitud máxima que se puede obtener con la apertura máxima del AV, sin embargo, estas potencias son altas en relación a la onda continua con la que se ajustó previamente el NOLM. En la Fig. 2.2.10 se presenta el espectro del pulso de salida con transmisión del atenuador de 0.03. La línea verde muestra el ajuste del espectro de salida con el espectro de un pulso de perfil de  $\text{sech}^2$  con un ancho de banda de 6.43 nm. Este ancho de banda coincide con ancho de banda del pulso de entrada.

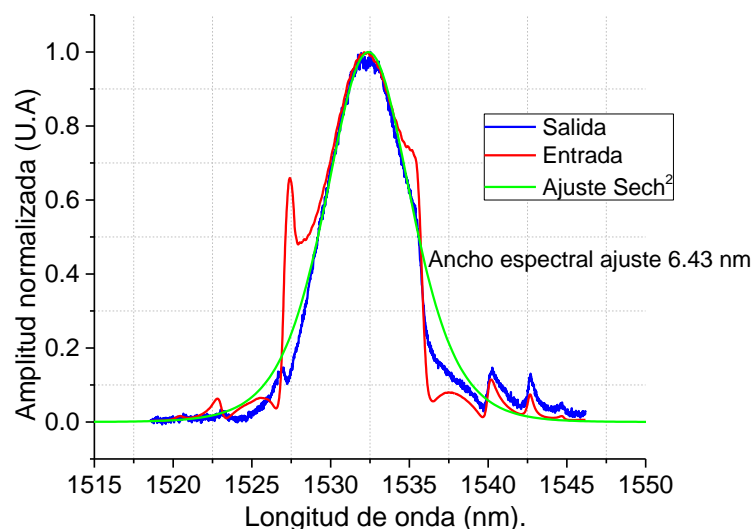


Fig. 2.2.10. Perfiles de entrada (roja) y salida (azul) NOLM, ajuste  $sech^2$ , transmisión del atenuador 0.03.

En consecuencia del aumento de potencias, y al no alcanzar el pulso la potencia de solitón necesaria dentro del lazo, la SPM comienza a demostrar sus efectos, de tal forma que el espectro de salida tiende a tomar un perfil más uniforme como se muestra en la línea verde de la Fig. 2.2.10. En comparación con el perfil de entrada del NOLM, el pulso de salida del mismo es más cercano a un perfil libre de pedestales espectrales.

Experimentalmente se determina que la limpieza espectral está en función de la potencia de entrada, entonces se procede a aumentar dicha potencia abriendo el AV, como consecuencia nuevos perfiles espectrales son obtenidos. Una ventaja que se tiene en nuestro dispositivo es que se llega a compresiones espectrales derivadas a la SPM al aumentar la potencia. Fig. 2.2.11 muestra los resultados obtenidos con la transmisión del AV de 0.58.



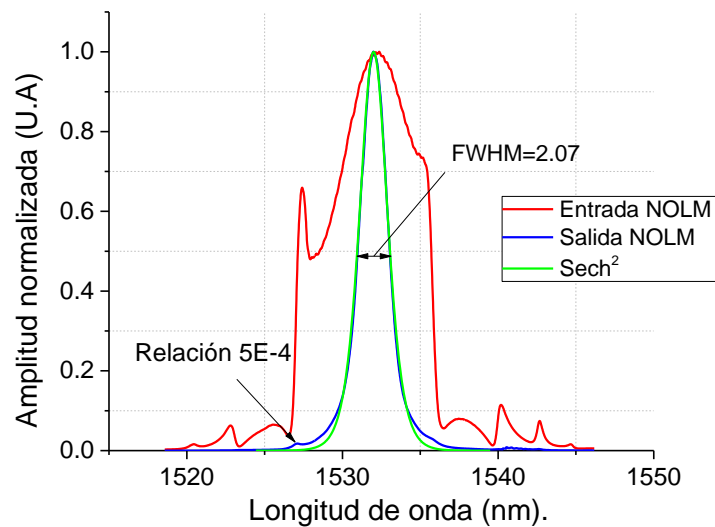


Fig. 2.2.11. Perfiles de entrada (roja) y salida (azul) NOLM, ajuste  $\text{sech}^2$ , transmisión del atenuador .58.

El espectro de salida tiene un ancho espectral medido a la mitad del máximo, FWHM (Full Width at Half Maximum) de 2.07 nm y coincide muy bien con el espectro del pulso de  $\text{sech}^2$  con una longitud de 1.17 ps. De esta manera, observamos una compresión espectral de 3 veces aproximadamente.

Este estudio experimental exhibe información relevante para la optimización del dispositivo debido a la posibilidad de incrementar más la potencia del pulso de entrada. Un efecto presente al aumentar la potencia en este punto es una deformación espectral del pulso, esta deformación surge como consecuencia de que el pulso tiende a recuperar su ancho espectral original mediante una adaptación adiabática, esto sucederá cuando se alcance la potencia del solitón. Al aumentar la potencia disminuyendo la atenuación se encontraron espectros de salida como los mostrados en la Fig. 2.2.12.

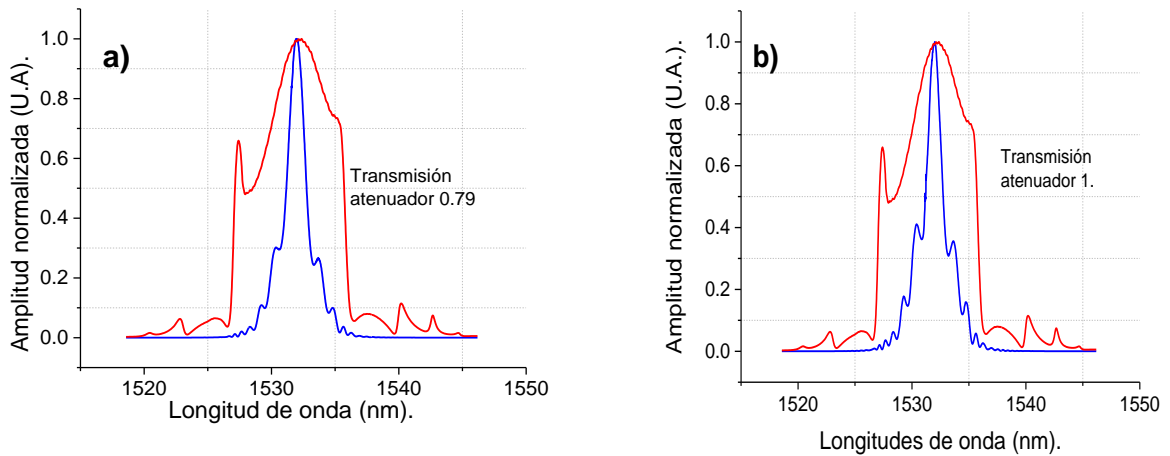


Fig. 2.2.12. Perfiles espectrales a la salida del NOLM para diferentes atenuaciones.

Como consecuencia del aumento de potencia se obtiene un pulso a la salida del NOLM con una fracción de la potencia de solitón, aun con la máxima transmisión del atenuador, no se alcanza la potencia necesaria para obtener una potencia de un solitón a la salida del NOLM. La máxima potencia obtenida es aproximadamente del 50% de solitón. Esta estimación es realizada mediante una comparación de una simulación numérica en Matlab de la propagación de un pulso a la salida de una fibra óptica SMF-28 cuyos parámetros de propagación que se tomaron en cuenta para la simulación son  $T_0 = 0.7 \text{ ps}$ ,  $L = 200 \text{ m}$ ,  $\beta_2 = -25 \text{ ps}^2/\text{km}$  con un perfil de  $\text{sech}^2$ . Estas simulaciones son mostradas en Fig. 2.2.13.

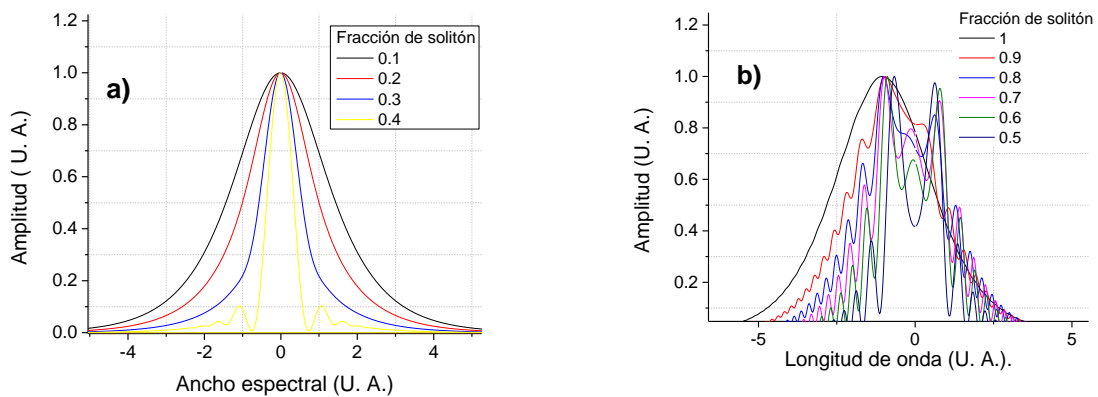


Fig. 2.2.13. Evolución espectral en función de la potencia

Estas simulaciones fueron hechas con el método de Split-Step Fourier, cuyas ecuaciones de propagación son explicadas en la sección 1.1.6 de este trabajo de tesis.

Un factor importante de este NOLM es el comportamiento no lineal de la transmisión.

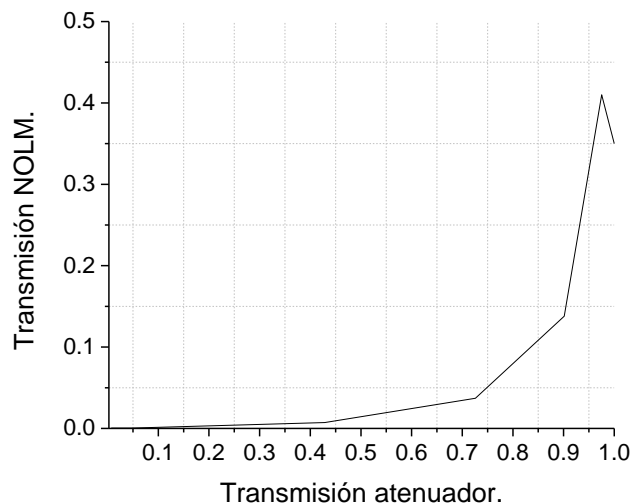


Fig. 2.2.14. Curva de transmisión del arreglo experimental.

La Fig. 2.2.14 muestra la transmisión en función de la potencia, esta potencia es una potencia normalizada, en donde el máximo de potencia obtenida es cuando el atenuador es abierto completamente. La transmisión máxima alcanzada es del 41%.

Es relevante que hemos fabricado un dispositivo versátil para la obtención de pulsos con limpieza espectral alta, capaz de obtener perfiles de  $\text{sech}^2$ , las cuales pueden ser empleadas para la discriminación de ciertos pulsos de diferentes características.

En resumen, un novedoso esquema de compresión espectral y supresión de pedestal basado en la arquitectura del NOLM ha sido propuesto. El efecto de filtrado del pedestal del espectro relacionado con el chirp del NOLM se utiliza en primer

lugar para suprimir el pedestal. Los resultados experimentales muestran que una reducción del pedestal espectral puede ser suprimido eficientemente por la arquitectura de NOLM propuesta, reduciendo en relaciones del orden de  $10^{-4}$  las contribuciones de ondas dispersivas. También se observó que existen factores que influyen en el rendimiento de la compresión, estos resultados pueden ser utilizados para la mejora de la resolución de la cuantización en sistemas de conversión analógico-digital totalmente ópticos que utilizan un proceso de cuantificación de conversión potencia-longitud de onda, debido a la independencia de los resultados en función de la longitud de onda.

## Referencias:

- [1] B. OLSSON AND P. A. ANDREKSON, "NOISE FILTERING WITH THE NONLINEAR OPTICAL LOOP MIRROR," IN *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, **13**, **2**, PP. 213-215, FEB 1995.
- [2] CHEN Y. ET AL., "A NOVEL TWO-STAGE SPECTRAL COMPRESSION STRUCTURE EMPLOYING A LOGARITHMIC DIF INTERCONNECTED WITH AN HNLFNOLM" *OPTOELECTRONICS LETTERS*, (2014)
- [3] CHEN Y. ET AL., "ALL-FIBER LOW-PEDESTAL SPECTRAL COMPRESSION IN A NOVEL ARCHITECTURE BASED ON AN SMF CASCADING AN HNLF-NOLM," *IEEE PHOTON. J.* **6**, (5), 6100408 (2014). 1943-0655.
- [4] POTTIEZ, O.; IBARRA-ESCAMILLA, B.; KUZIN, E. A.. WAVELENGTH-DEPENDENT NONLINEAR OPTICAL LOOP MIRROR FOR SIMULTANEOUS AMPLITUDE NOISE REDUCTION AT TWO WAVELENGTHS. *JOURNAL OF THE EUROPEAN OPTICAL SOCIETY - RAPID PUBLICATIONS, EUROPE*, **8**, AUG. 2013.
- [5] S. C. FLEMING AND T. J. WHITLEY, "MEASUREMENT AND ANALYSIS OF PUMP-DEPENDENT REFRACTIVE INDEX AND DISPERSION EFFECTS IN ERBIUM-DOPED FIBER AMPLIFIERS," IN *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, **32**, (7), PP. 1113-1121, JUL 1996.
- [6] C.X. YU, S. NAMIKI, H.A. HAUS, "NOISE OF THE STRETCHED PULSE FIBER LASER. II. EXPERIMENTS", *QUANTUM ELECTRONICS IEEE JOURNAL OF*, **33**, PP. 660-668, 1997
- [7] POTI, A. BOGONI, "EFFECT OF NONLINEAR INDEX EVOLUTION INTO EDFAS ON ULTRA-SHORT PULSE PROPAGATION", LASERS AND CIETY 2002. LEOS 2002. THE 15TH ANNUAL MEETING OF THE IEEE, VOL. 2, PP. 434-435 **2**, 2002, ISSN 1092-8081.
- [8] S. M. KELLY, "CHARACTERISTIC SIDEBAND INSTABILITY OF PERIODICALLY AMPLIFIED AVERAGE SOLITON", *ELECTRON. LETT.* **28** (8), 806 (1992)
- [9] M. L. DENNIS AND I. N. DULING III, "EXPERIMENTAL STUDY OF SIDEBAND GENERATION IN FEMTOSECOND FIBER LASERS", *IEEE J. QUANTUM ELECTRON.* **30** (6), 1469 (1994)[3]NOLM LONGITU
- [10] D. J. JONES, Y. CHEN, H. A. HAUS, AND E. P. IPPEN, "RESONANT SIDEBAND GENERATION IN STRETCHED-PULSE FIBER LASERS", *OPT. LETT.* **23** (19), 1535 (1998)

# CAPÍTULO 3:

## *Conclusiones Generales:*

- ❖ Se cuenta con un arreglo experimental de sencilla arquitectura capaz de detectar anomalías en la torsión de una fibra óptica, dicho arreglo experimental es capaz de detectar tramos de fibra óptica en donde la birrefringencia lineal no ha sido eliminada por completo debido a la torsión.
  
- ❖ En base a pruebas realizadas se enrolló un carrete de fibra óptica de 200m de fibra SMF-28 con doble torsión que mantiene el estado de polarización de la luz. Este carrete además de preservar la elipticidad de la luz de entrada, tiene cambios de azimut mínimos en comparación de un carrete de fibra con un solo sentido de torsión, lo que se reduce a decir que se tiene un carrete de fibra óptica libre de birrefringencia lineal y circular.
  
- ❖ Se tiene un NOLM que en su régimen lineal (bajas potencias), la transmisión es del orden de  $1 \cdot 10^{-3}$ , debido a la optimización del lazo, el NOLM es un dispositivo cuya dependencia de la transmisión en función de la longitud de onda fue eliminada.
  
- ❖ Se construyó un amplificador optimizado capaz de amplificar el pulso de entrada del NOLM hasta 10 veces sin modificar de manera significativa el espectro del láser de entrada.
  
- ❖ Se construyó un atenuador mecánico, este atenuador mecánico es crucial para el estudio de la no linealidad del NOLM.

- ❖ Se construyó NOLM cuya transmisión es independiente de la longitud de onda. Esta independencia asegura la eliminación de potencias bajas independientemente del rango espectral en el que se trabaje.
  
- ❖ Si se ajusta el NOLM como un filtro para bajas potencias, es posible reducir el pedestal y las imperfecciones de los pulsos de entrada, este pedestal e imperfecciones son ocasionados por consecuencia de aportaciones de ondas continuas del amplificador, ondas dispersivas y por el proceso de compresión espectral que sucede dentro del lazo, obteniendo como máxima reducción de los lóbulos de ondas dispersivas de  $5 \cdot 10^{-4}$ .
  
- ❖ El NOLM es un dispositivo que como consecuencia de su arquitectura es capaz de comprimir espectralmente los pulsos, la máxima compresión espectral del NOLM es de 3 veces, comprimiendo un pulso de 6.43 nm a un pulso de 2.07 nm.
  
- ❖ Es posible obtener transmisiones alrededor del 0.4 para un retardador de cuarto de onda, teniendo como máxima transmisión teórica de 0.5 para este retardador.

## *Participaciones en congresos:*

1. **Luis Alberto Rodríguez-Morales**, E. A. Kuzin, G. Beltrán-Pérez, I. Armas-Rivera, B. Ibarra-Escamilla, Estudio de la birrefringencia lineal en fibras ópticas no convencionales para la preservación del estado de polarización de la luz, LIX Congreso Nacional de Física, León 2016.
2. **Luis Alberto Rodríguez-Morales**, E. A. Kuzin, I. Armas-Rivera, B. Ibarra-Escamilla, El NOLM como filtro de bajas potencias. Charla. Reunión anual de estudiantes de óptica, OSA-SPIE. Santa maría Tonantzintla, Puebla 2017.

## *Trabajo aceptado:*

1. **Luis Alberto Rodríguez-Morales**, Eugeny Kuzin, Baldemar Ibarra Escamilla, Ivan Armas Rivera. Experimental investigation of polarization-imbalanced nonlinear loop mirror with double-sense twisted fiber. MOPM, Santa maría Tonantzintla, Puebla 2017.

## *Trabajo enviado sujeto a aprobación.*

1. **Rodríguez Morales, Luis**; Armas Rivera, Ivan; Beltrán Pérez, Georgina; Avazpour, Mahrokh; Santiago Hernández, Héctor; Ibarra-Escamilla, B; Durán Sánchez, Manuel; Pottiez, Olivier; Kuzin, Evgeny Experimental investigation of polarization-imbalanced nonlinear loop mirror with double-sense twisted fiber as a filter to clean up solitons. Journal of Optics. Article reference: JOPT-104508
2. **Luis Alberto Rodríguez Morales**, Evgeny Kuzin, Baldemar Ibarra Escamilla, Iván Armas Rivera. Optimización de un espejo de lazo no lineal de fibra óptica. LX Congreso Nacional de Física, Monterrey 2017.



## *Trabajo futuro.*

Como trabajo futuro derivado de este trabajo de tesis se propone:

- Implementar el NOLM libre de birrefringencia lineal y circular empleando fibras con distintos valores de dispersión a los de la SMF-28.
- Realizar el estudio de la transmisión del NOLM para distintas formas de pulso.
- Emplear el NOLM para la investigación de solitones vectoriales generados en rompimiento de pulsos.
- Estudiar el efecto de compresión espectral generado dentro del NOLM, esto con la finalidad de poder ser empleado como sistema de codificación digital de datos.