

# **Investigación de la polarización de solitones formados en el proceso de rompimiento de pulsos**

Por

**Lic. Josué Israel Peralta Hernández**

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el  
grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS EN LA  
ESPECIALIDAD DE ÓPTICA**

en el

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

Noviembre de 2013  
Tonantzintla, Pue.

Dirigida y supervisada por:

Dr. Evgeny Kuzin  
Dr. Baldemar Ibarra Escamilla

©INAOE 2013

Derechos Reservados.

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





# **Investigación de la polarización de solitones formados en el proceso de rompimiento de pulsos**

**JOSUÉ ISRAEL PERALTA HERNÁNDEZ**

*Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica*

*Asesores:*

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

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

*Miembros del jurado:*

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

**Dr. Julián David Sánchez de la Llave** INAOE, Puebla, Méx.

**Dr. Olivier Jean Michel Pottiez** CIO, Guanajuato, Méx.

Impreso en México

Contacto con el autor a través de Twitter: @israhel

***Derechos Reservados © 2013 - 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  
y a mis hermanos  
Gracias por el apoyo y cariño.***





## Resumen

Si fuera posible resumir la idea general del proyecto, en un solo enunciado, se podría decir que dicha investigación centra su atención y su objetivo en el estado de polarización de solitones. Sin embargo habrá que contextualizar dicho enunciado a las circunstancias y antecedentes del proyecto.

Primeramente habrá que decir que para poder obtener un grupo de solitones, es necesario la presencia de fenómenos no lineales que generen dichos solitones, en nuestro caso hacemos uso de automodulación de fase (*Self-Phase Modulation – SPM*) dispersión de velocidad de grupo (*Group Velocity Dispersion – GVD*), autodesplazamiento de frecuencia (*Self-Frequency Shift – SFS*) e inestabilidad modulacional (*Modulation Instability – MI*), en la cual se genera el llamado rompimiento de pulsos.

También es útil aclarar que la manera de tener fenómenos no lineales, es utilizando altas potencias de pulsos, con esto se pretende decir que fue necesario preparar una etapa previa de amplificación de luz para poder llegar a generar fenómenos no lineales. Se analizó, diseñó y construyó un amplificador de fibra dopada con erbio a cuya salida se alcanzó una potencia de 350 W pico.

Por último y en visión retrospectiva, se puede decir que se pudo analizar la polarización de los solitones generados por rompimiento de pulsos, gracias a una previa etapa de amplificación. También en dicho proceso se realizaron pruebas con fibras mono modo (*SFM-28*) torcidas y no torcidas. Se observó que la polarización medida de las fibras sin torsión es totalmente aleatoria, por otra parte se observó también que el grado de polarización en fibras torcidas es alto especialmente cuando el pulso de bombeo tiene polarización circular.





## Abstract

In certain way is difficult to summarize the general idea of the project in one sentence, but if we try to do it, we could say that this research focuses and aims in solitons' polarization. However this statement must be contextualized to the circumstances and background of the project.

First of all we must say that in order to get a group of solitons, it is necessary the presence of nonlinear phenomena that generate these solitons, in our case we make use of Self-Phase Modulation (*SPM – automodulación de fase*), Group Velocity Dispersion (*GVD – dispersion de velocidad de grupo*), Self-Frequency Shift (*SFS – autodesplazamiento de frecuencia*) and modulation instability (*MI – inestabilidad modulacional*), in which generates the so called breaking of pulses.

It is also useful to clarify that the way to turn nonlinear phenomena, is using high power of pulses, this is intended to say that it was necessary prepare a pre-amplification stage of light to generate nonlinear phenomena. We analyzed, designed and built an erbium doped fiber amplifier with output's peak power that reaches 350 W.

Finally, in hindsight, one can say that it was possible to analyze solitons' polarization generated by pulse breaking, through a pre-amplification stage. Tests were carried out using twisted and untwisted single mode fiber (*SMF-28*). It was observed that the measured polarization on untwisted fiber is completely random; on the other hand it was observed that the degree of polarization in twisted fibers is high especially when the pump pulse has circular polarization.



# Contenido

Prefacio .....	xiii
Agradecimientos .....	xv
Lista de símbolos y abreviaturas.....	xvii
Capítulo 1. Introducción.....	1
1.1 Perspectiva histórica .....	2
1.2 Fenómenos ópticos de interés (breve mención) .....	4
1.3 Motivación de la tesis .....	5
1.4 Hipótesis y objetivos .....	6
Hipótesis.....	6
Objetivo general.....	6
Objetivos específicos .....	7
Referencias.....	7
Capítulo 2. Conceptos teóricos del amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) .....	9
2.1 Principios básicos .....	10
2.2 Sistema de tres niveles .....	12
Ecuaciones de razón.....	14
Ecuaciones de propagación .....	16
Ganancia de pequeña señal .....	20

Régimen de saturación .....	21
2.3 Emisión espontánea amplificada (ASE) .....	22
2.4 Absorción del estado excitado (ESA) .....	23
Referencias.....	23
Capítulo 3. Configuración del EDFA y resultados experimentales.....	25
3.1. Parámetros de un amplificador .....	26
3.2. Discusión de la configuración de un amplificador .....	28
Controlador de polarización .....	28
Modulador .....	30
Circulador .....	31
Láser de bombeo.....	33
Acoplador .....	34
Espejo de Sagnac.....	35
Resultados obtenidos.....	37
3.3 Configuración del EDFA con dos etapas.....	40
Segundo modulador.....	41
Ganancia de los dos amplificadores en cascada .....	41
3.4 Observaciones finales .....	43
Referencias.....	44
Capítulo 4. Formación de solitones .....	47
4.1 Fenómenos Ópticos de interés .....	48
Automodulación de fase ( <i>SPM</i> ) .....	48
Dispersión de velocidad de grupo ( <i>GVD</i> ) .....	51
Inestabilidad de modulación ( <i>MI</i> ) – Rompimiento de pulsos.....	52
Fibra birrefringente.....	55
Elipse de polarización.....	58
4.2 Arreglo experimental .....	59
El arreglo de polarización en la entrada de la fibra .....	60
El arreglo de mediciones de polarización en la salida de la fibra .....	61
Medición de polarización en la salida de la fibra usando un polarímetro.....	64

Comparación de las formas descritas para medir la polarización a la salida de la fibra torcida .....	65
4.2 Investigación de los efectos de la birrefringencia aleatoria en distintas muestras de las fibras .....	66
Fibra de 60 metros .....	67
Fibra de 210 metros .....	69
4.3 Medición de la elipticidad de los solitones formados en el proceso de rompimiento de los pulsos .....	71
Pruebas a 1550 nm .....	72
Pruebas a 1560 nm .....	73
Pruebas a 1570 nm .....	75
Pruebas a 1580 nm .....	76
4.4 Observaciones .....	77
Referencias .....	78
Capítulo 5. Conclusiones generales .....	81





## Prefacio

Quiero presentar a continuación el proceso de investigación llevado a cabo en el periodo de mayo 2012 a la fecha de publicación de la tesis, durante el cual trabajé en el laboratorio de fibras ópticas del INAOE y cuyos resultados finales se describen como: INVESTIGACIÓN DE LA POLARIZACIÓN DE SOLITONES FORMADOS EN EL PROCESO DE ROMPIMIENTO DE PULSOS, lo anterior es un requisito parcial para obtener el grado de M. C.

La presente tesis está organizada en cinco capítulos, al inicio se ha colocado un capítulo introductorio, el cual inicia con una breve perspectiva histórica del desarrollo de la fibra óptica y algunos fenómenos tratados en el proyecto. También se enmarcan los objetivos y la motivación de dicho trabajo. El capítulo 2 presenta las bases teóricas para comprender y analizar el estudio de los amplificadores de fibra óptica, muy en especial del mecanismo de amplificación utilizando fibra dopada con erbio, esto mediante un modelo de tres niveles y las ecuaciones de razón, a partir de las cuales se derivan una serie de ecuaciones que nos permiten comprender el proceso de amplificación. En el capítulo 3 se hace un análisis y descripción detallada del proceso de diseño y construcción del amplificador, tomando en cuenta los parámetros necesarios para dicho proceso como son la longitud de la fibra

dopada y la dirección de bombeo, entre otros, la amplificación propuesta se logra en dos etapas de amplificación, el pulso amplificado obtenido a la salida es un pulso de luz con una alta potencia pico-pico, capaz de generar fenómenos no lineales en fibra óptica. En el capítulo 4 se llevan a cabo una serie de pruebas sobre distintos tipos de fibra con la finalidad de eliminar la birrefringencia lineal de la fibra mediante la torsión de ella, también se presenta el desarrollo teórico experimental de algunos fenómenos no lineales para la obtención de solitones. Además se hace un análisis sobre la polarización de dichos solitones viajando en la fibra y su comportamiento dentro de ella. El capítulo 5 presenta una serie de conclusiones puntuales, obtenidas a partir del trabajo abordado.

*Josué Peralta*  
*Tonantzintla, Pue.*  
*Noviembre 2013*





## Agradecimientos

Quiero agradecer primeramente a mi Dios y Salvador Jesucristo por darme la vida, la salud y la oportunidad de realizar este trabajo. Muchas gracias Señor.

Quiero agradecer sin duda la ayuda de mis asesores de tesis, Dr. Evgeny Kuzin y Dr. Baldemar Ibarra por la dirección, el consejo, los comentarios, las observaciones, la paciencia y el apoyo brindado hacia mi persona desde el inicio de este trabajo hasta el final y al Dr. Ariel Flores por el apoyo, colaboración en el proyecto y los consejos de trabajo: Gracias en verdad. También quiero agradecer a los miembros del jurado, Dr. Olivier Pottiez, Dra. Georgina Beltrán y Dr. David Sánchez, sus observaciones y comentarios fueron muy valiosos para la presentación del examen de grado y la versión final de la tesis.

Le doy las gracias al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo económico brindado durante estos dos años de estudios de maestría y de la misma manera estoy agradecido con el Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE) por el apoyo recibido por parte del

personal que labora en la coordinación de óptica, en la biblioteca, en la dirección de formación académica y en el comedor.

Agradezco la amistad, la compañía y los buenos momentos a lado de mis colegas y amigos: Noemí Sánchez, Omar Arellanes, Gabriel Mellado, César Camacho, Ariel Flores y Teresa Orta. Extrañaré esos momentos de relax junto a ustedes.

Agradezco a mis padres: Irene Hernández y Jorge Peralta, a mis hermanos: Samuel Peralta e Irene Peralta, a mi novia Elizabeth Trejo; y a mis hermanos en la fe: Zabdiel Morales, Raquel Pérez, Mónica Alonso, Zarael Morales, Sara Padilla, Marcela Martínez y Odelio Dionisio por el cariño, el apoyo, las palabras de ánimo y sus oraciones.



# Lista de símbolos y abreviaturas

$a$	Radio del núcleo de una fibra óptica
$A$	Amplitud de la envolvente
$A_{eff}$	Área efectiva
$Al$	Aluminio
$ASE$	Emisión espontánea amplificada
$b$	Radio del recubrimiento de una fibra óptica
$c$	Constante de propagación de la luz en el vacío
$ccw$	Dirección contraria a las manecillas del reloj
$CP$	Control de polarización
$CW$	Onda continua
$cw$	Dirección de las manecillas del reloj
$D$	Parámetro de dispersión
$dB$	Decibeles
$DWDM$	Demultiplexión <sup>1</sup> de división de longitud de onda
$EDF$	Fibra dopada con erbio
$EDFA$	Amplificador de fibra dopada con erbio
$Er$	Erbio
$Er^{3+}$	Ion de Erbio
$ESA$	Absorción del estado excitado

<i>Ge</i>	Germanio
<i>GVD</i>	Dispersión de velocidad de grupo
<i>h</i>	Constante de Planck
<i>Ho</i>	Holmio
<i>HWP</i>	Placa retardadora de media onda
<i>I<sub>p</sub></i>	Intensidad de la fuente de bombeo
<i>I<sub>p</sub>'</i>	Intensidad normalizada de bombeo
<i>IR</i>	Infrarrojo
<i>I<sub>sat</sub></i>	Intensidad de saturación
<i>I<sub>s</sub></i>	Intensidad de la fuente de señal
<i>I<sub>th</sub></i>	Umbral de la intensidad de la fuente de bombeo
<i>L</i>	Longitud de fibra
<i>L<sub>B</sub></i>	Longitud de repetición
<i>l<sub>f</sub></i>	Longitud de fibra de torsión
<i>LiNbO<sub>3</sub></i>	Neobato de litio
<i>M</i>	Número de vueltas en el carrete de control de polarización
<i>m</i>	Número par de vueltas en el carrete de control de polarización
<i>MI</i>	Inestabilidad de modulación
<i>MZ</i>	Mach Zehnder
<i>N</i>	Población total de átomos de erbio
<i>n</i>	Índice de refracción
<i>N<sub>1</sub>, N<sub>2</sub>, N<sub>3</sub></i>	Población de iones de erbio en los niveles 1, 2 y 3, respectivamente
<i>Nd</i>	Neodimio
<i>O</i>	Oxígeno
<i>P<sub>o</sub></i>	Potencia incidente
<i>P<sub>p</sub></i>	Potencia de la fuente de bombeo
<i>P<sub>s</sub></i>	Potencia de la fuente de señal
<i>P<sub>th</sub></i>	Umbral de la potencia de la fuente de bombeo
<i>ppm</i>	Partes por millón
<i>QWP</i>	Placa retardadora de cuarto de onda
<i>R</i>	Reflectancia
<i>R</i>	Radio del aro del carrete en el control de polarización
<i>SBS</i>	Dispersión estimulada de Brillouin
<i>SF</i>	Autoenfocamiento
<i>SFM</i>	Fibra mono modo
<i>SFS</i>	Autodesplazamiento en frecuencia

<i>SG</i>	Generación de supercontinuo
<i>Si</i>	Silicio
<i>Sm</i>	Samario
<i>SOP</i>	Estado de polarización
<i>SPM</i>	Automodulación de fase
<i>SRS</i>	Dispersión estimulada de Raman
<i>T</i>	Transmitancia
<i>Tm</i>	Tulio
$v_g$	Velocidad de grupo
<i>WDM</i>	Multiplexión <sup>1</sup> de división de longitud de onda
<i>XPM</i>	Modulación cruzada de fase
<i>Yb</i>	Yterbio
$\alpha$	Razón de acoplamiento de un acoplador óptico
$\alpha_p$	Coefficiente de amplificación
$\beta_2$	Parámetro GVD
$\beta_{x,y}$	Constantes de propagación de fase
$\Gamma_{21}$	Probabilidad de transición del nivel 2 al nivel 1
$\Gamma_{32}$	Probabilidad de transición del nivel 3 al nivel 2
$\Delta L$	Diferencia de longitud
$\Delta T$	Ensanchamiento del pulso
$\Delta w$	Ancho espectral
$\Delta n$	Diferencia de índices de refracción
$\Delta\phi$	Cambio de fase
$\varepsilon$	Elipticidad
$\eta$	Razón entre las potencias de bombeo y de señal
$\theta$	Azimuth
$\lambda_p$	Longitud de onda de la fuente de bombeo
$\lambda_s$	Longitud de onda de la fuente de señal
$\nu_p$	Frecuencia de la fuente de bombeo
$\nu_s$	Frecuencia de la fuente de señal
$\sigma_p$	Sección transversal de absorción
$\sigma_s$	Sección transversal de emisión
$\tau_2$	Tiempo de vida del nivel 2
$\varphi$	Fase
$\varphi_p$	Fase no lineal
$\varphi_p$	Flujo de fotones de bombeo por unidad de tiempo por unidad de área

$\varphi'_p$	Flujo normalizado de fotones de bombeo
$\varphi_s$	Flujo de fotones de señal por unidad de tiempo por unidad de área
$\varphi_{th}$	Umbral de flujo de fotones de bombeo por unidad de tiempo por unidad de área

<sup>1</sup> Las palabras multiplexar y demultiplexar no existen en español, entiéndanse como combinar o conjuntar y descomponer o separar respectivamente.



# Introducción

La fibra óptica está basada en un principio óptico llamado reflexión total interna, el cual permite confinar la luz dentro de un material rodeado por algún otro material con un índice de refracción más bajo, como vidrio en aire por ejemplo. Desde hace varios años la fibra óptica ha revolucionado las telecomunicaciones debido a su baja pérdida de transmisión a grandes distancias, a su gran ancho de banda y a que no tiene interferencia electromagnética, entre otros. Con la invención del laser en 1960, la comunicación con fibra óptica cobró la importancia adecuada ya que este dispositivo provee una fuente de luz altamente coherente, junto con la posibilidad de modulación a alta frecuencia [1].

En la sección 1.1 se describe brevemente una perspectiva histórica del desarrollo de las fibras ópticas y los fenómenos de interés de la tesis. La sección 1.2 presenta la importancia de ciertos fenómenos ópticos. La sección 1.3 argumenta la motivación que existió para la realización de este trabajo de tesis. En la sección 1.4 se presentan los objetivos planteados, algunos desde el inicio del trabajo y algunos otros se fueron presentando por interés en el proceso.

## **1.1 Perspectiva histórica**

La primera aplicación directa de las fibras ópticas fue en el campo de la medicina, B. Horschowitz y L. E. Curtis trabajando en la Universidad de Michigan produjeron un endoscopio médico y lo presentaron en el congreso anual de la Sociedad Óptica de América (*Optical Society of America* – OSA) en octubre de 1956 [2]. En esta misma época, se empezaron a utilizar filamentos delgados como el pelo que transportaban luz a distancias cortas, tanto en la industria como en la medicina, de forma que la luz podía llegar a lugares que de otra forma serían inaccesibles. La fibra de Curtis era adecuada para esa aplicación médica, pero su habilidad para transportar luz era limitada, la señal sufría una pérdida de 1 dB/m [3]. Evidentemente la fibra no era útil para conducir luz a grandes distancias.

Charles K. Kao, trabajando en los Laboratorios de Telecomunicaciones Standard, empezó a estudiar los problemas que había con las pérdidas de transmisión en las fibras ópticas. Sus conclusiones revivieron el interés por ésta, después que anunciara en 1966 que las pérdidas de la señal no se debían en sí a deficiencias causadas por la fibra de vidrio, sino por fallas en el proceso de fabricación. Estimó que las máximas pérdidas que debería tener la fibra óptica, para que resultara práctica en enlaces de comunicaciones, eran de 20 dB/km [3].

Osanai and Horiguchi en Japón, lograron abrir varias ventanas de las telecomunicaciones en 1976. Hicieron experimentos con enlaces de hidrógeno (H) y oxígeno (O) a 1.39  $\mu\text{m}$  y después a 1.5  $\mu\text{m}$ . Posteriormente lograron expandir la ventana a 1.51  $\mu\text{m}$  cuando utilizaron fibras de silicio (Si) dopadas con germanio (Ge). Ellos obtuvieron una



fibra con pérdidas de sólo 0.46 dB/km. Una vez abierta la nueva ventana las reglas para las fibras ópticas cambiaron. Estos sistemas tenían pérdidas menores que los sistemas operando a 0.85  $\mu\text{m}$ . [4].

En la actualidad existen fibras ópticas con atenuaciones tan pequeñas como 0.2 dB/km en la región cercana a 1.55  $\mu\text{m}$ , que es conocida comúnmente como la ventana de las telecomunicaciones, pérdidas tan bajas, obtenidas gracias al trabajo de los Laboratorios Ibaraki a finales de 1978 con SMF. [4, 5]

Investigaciones realizadas en la universidad de Southampton en el Reino Unido en 1985 demostraron una técnica para la fabricación de fibra óptica dopada con tierras raras, las cuales presentaron pérdidas bajas, constituyéndose como amplificadores ópticos [6].

El amplificador que marcó un antes y un después en el uso de la fibra óptica en conexiones interurbanas, reduciendo el coste de ellas, fue el amplificador óptico inventado por David N. Payne, de la Universidad de Southampton, y por Emmanuel Desurvire en los Laboratorios Bell. A ambos se les concedió la Medalla Benjamin Franklin en 1988 [7].

Con la llegada de los amplificadores ópticos, las distancias de transmisión pueden exceder varios miles de kilómetros compensando periódicamente, las pérdidas acumuladas. Como sea, las fibras con bajas pérdidas son requeridas, ya que el espaciamiento entre amplificadores es determinado por las pérdidas de fibra [5].

El desarrollo de fibras ópticas con bajas pérdidas apuntaló el estudio de fenómenos no lineales. La interacción en una SMF permite mayor control sobre los procesos no lineales, eliminando los problemas de auto enfocamiento (*Self-Focusing – SF*) [8].

La dispersión estimulada de Raman (*Stimulated Raman Scattering – SRS*) fue el primer efecto no lineal reportado por Ippen en 1970. Ippen también reportó en 1974 la primera observación de automodulación de fase (*Self-Phase Modulation - SPM*). El primer trabajo publicado en el que se muestra el fenómeno de SG (*Supercontinuum Generation – Generación de supercontinuo*) en fibra óptica fue propuesto por Hasegawa y Tappert en 1973 a través del balance de la SPM y de la dispersión de velocidad de grupo (*Group Velocity Dispersion – GVD*). Los solitones ópticos fueron demostrados y caracterizados por Mollenauer en 1980, 1983 y 2006 junto con Gordon [8].

Otro proceso no lineal relacionado a la generación de solitones que resulta de la interacción de la dependencia del índice de refracción con la intensidad y la dispersión anómala es la inestabilidad modulacional (*Modulation Instability - MI*) el cual fue propuesto por primera vez en 1980 por Hasegawa y Brinkman [8].

## **1.2 Fenómenos ópticos de interés (breve mención)**

Cuando en la fibra óptica se obtiene un pulso de luz con suficiente potencia se comienzan a generar fenómenos no lineales dentro de la fibra, entre ellos podemos mencionar la SPM, la modulación cruzada de fase (*Cross Phase Modulation - XPM*), la SRS, el esparcimiento estimulado de Brillouin (*Stimulated Brillouin Scattering – SBS*) y la MI entre otros.

La SG ha sido tema de investigación desde los años 60's, ocurre cuando un pulso de luz incidente, experimenta un ensanchamiento espectral no lineal, para producir una banda continua de salida espectralmente ancha, esto es con un amplio espectro de frecuencias [8].

El principal mecanismo de la SG es la formación de solitones por MI. Los solitones son pulsos de luz que viajan sin cambiar su forma en el tiempo y espacio. El proceso es relativamente simple, hace uso de dos fenómenos simultáneos. La SPM lleva las frecuencias más bajas al lado delantero del pulso y las frecuencias más altas al lado final del pulso. La dispersión anómala produce que las frecuencias más bajas viajen más lento que las frecuencias más altas. Por tanto, la dispersión anómala provoca que el lado delantero del pulso viaje más lento que la cola del pulso, efectivamente comprimiendo el pulso y experimentando el *chirpeo* de frecuencia inducido por la SPM. Si las propiedades del pulso son correctas, los efectos de la SPM y dispersión anómala se cancelan uno a otro completamente y el pulso permanece sin *chirpeo* y mantiene su ancho inicial a través de la longitud de fibra [9].

Las fibras ópticas comunes tienen birrefringencia aleatoria, y los solitones que se forman y viajan en ellas están también aleatoriamente polarizados. Es deseable desde luego, tener solitones con una polarización bien definida [9, 10].

### ***1.3 Motivación de la tesis***

Hoy en día los solitones juegan un papel muy importante de la óptica moderna y sus aplicaciones; son objetos de intensas investigaciones,

tanto teóricas como experimentales con el fin de comprender el papel que desempeñan en diferentes regímenes de la óptica no lineal, hablando muy en particular de las aplicaciones de la SG por láseres de fibra óptica, el estudio teórico y experimental muestra numerosas aplicaciones en áreas como la espectroscopia, compresión de pulsos, diseño de fuentes láser sintonizables, tomografía óptica coherente, sensores, sistemas de comunicación, aplicaciones médicas, entre otros [11].

La importancia del proyecto radica en que dicha investigación trae nueva luz acerca de los solitones formados en la fibra óptica y el comportamiento de su polarización dentro de ella, utilizando fibra torcida en dicho proceso a una razón de 7 vueltas/metro, se pretende conseguir que la polarización del grupo de solitones se mantenga estable a lo largo de la fibra, cancelando así la birrefringencia lineal de la fibra y aumentando la birrefringencia circular.

## ***1.4 Hipótesis y objetivos***

### **Hipótesis**

Si se incluye fibra torcida en el proceso de formación de solitones, obtendremos solitones polarizados.

### **Objetivo general**

Analizar el comportamiento de un pulso de luz de alta potencia viajando en fibra torcida.

## **Objetivos específicos**

- Diseñar un amplificador con fibra dopada con erbio.
- Optimizar dicho amplificador para tener al menos una salida de 200 W.
- Verificar ausencia de la birrefringencia lineal en fibras torcidas.
- Analizar la polarización de los solitones obtenidos.

## ***Referencias***

[1] J. M. Senior, M. Y. Jamro, "Optical Fiber Communications Principles and Practice", Edit. Prentice Hall, capítulo 1 (2009).

[2] M. Monga, "Ureteroscopy: Indications, Instrumentation & Technique", Edit. Humana Press, capítulo 1 (2013).

[3] B. Woodward, E. B. Husson, "Fiber Optics Installer and Technician Guide", Edit. John Wiley and Sons Inc., capítulo 1 (2006).

[4] J. Hecht, "City Of Light. The Story of Fiber Optics 1", Edit. Oxford University Press, capítulo 14 (1999).

[5] G. P. Agrawal, "Fiber - optic communication systems", Edit. John Wiley and Sons Inc., Capítulos 2 y 6 (2002).

[6] C. J. A. Bastos Filho, "Amplificadores Ópticos a fibras dopadas com Túlio para a banda "S"", Universidade Federal de Pernambuco, Brasil, (2003)

[7] Rejis J. "Bud" Bates, "Optical switching and networking handbook", Edit. Mc Graw Hill, capítulo 1 (2001).

[8] J. M. Dudley, J. R. Taylor, "Supercontinuum generation in optical fibers", Edit. Cambridge University Press. Capítulo 1 (2010)

[9] J. Mauro "A Primer in Optical Soliton Theory", [en línea]: Ya no está disponible en este sitio:

<<http://www.electron9.phys.utk.edu/optics507/modules/m8/soliton.pdf>>

[Consulta: 22 mayo 2013]. Aún así se posee el archivo en formato pdf.

[10] E. Kuzin, A. Flores-Rosas, J. Peralta-Hernandez, et al. "Polarization properties of vector solitons generated by modulation instability in circularly birefringent fibers", Proceedings of SPIE Vol. 8772, 877218 (2013)

[11] J. C. Hernandez-García, J.M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, O. Pottiez, et al. "Estudio experimental sobre la evolucion de los efectos no lineales que generan un espectro supercontinuo en fibras de cristal fotonico usando pulsos con duracion de ns" Revista Mexicana de Física 57 (2011) 528–534



## Conceptos teóricos del amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA)

En la práctica, una fibra dopada con erbio (*Erbium Doped Fiber - EDF*) es sólo una fibra estándar de Si, en cuyo núcleo se introdujo una pequeña fracción de erbio (*Er*) (típicamente entre 100 y 1000 ppm) durante el procedimiento de fabricación. Un número importante de amplificadores de fibra hacen uso de los elementos así llamados *tierras raras* como un medio de ganancia. Muchos de estos elementos como el Er, holmio (*Ho*), neodimio (*Nd*), tulio (*Tm*), samario (*Sm*) e iterbio (*Yb*) pueden ser usados para realizar amplificadores de fibras operando a diferentes longitudes de onda en el rango de 0.5 – 3.5  $\mu\text{m}$ . Lo que distingue, sin embargo, a los amplificadores de fibra dopados con erbio (*Erbium Doped Fiber Ampifier - EDFA*) es que operan también en longitudes de onda cercanas a 1.55  $\mu\text{m}$ , longitud de onda a la cual la fibra presenta menores pérdidas por transmisión [1].

En la sección 2.1 se muestran algunos principios básicos del funcionamiento de los EDFA. En la sección 2.2 se describe detalladamente el proceso de amplificación, el cual se estudia a través de las ecuaciones de razón que incluyen las poblaciones atómicas en cada nivel y el flujo de propagación, de las cuales se formula un estudio completo [2]. Muchas de las características importantes del amplificador pueden obtenerse de este modelo y sus naturales suposiciones. En las secciones 2.3 y 2.4 se describen brevemente dos fenómenos, generalmente no deseados, llamados emisión espontánea amplificada (*Amplified Spontaneous Emission - ASE*) y absorción en el estado excitado (*Excited-State Absorption - ESA*).

## **2.1 Principios básicos**

Los EDFA's se bombean ópticamente. Esto significa que el bombeo, a una longitud de onda  $\lambda_p$  proporciona la energía para lograr la amplificación de la señal con una longitud de onda  $\lambda_s$  [3].

El diagrama básico de un EDFA, en general es más complejo del sistema mostrado en la figura 2.1, sin embargo nos ayuda a comprender el funcionamiento básico. El multiplexor de división de longitud de onda (*Wavelength Division Multiplexing - WDM*) combina en una fibra las dos señales ópticas, la fuente de señal  $\lambda_s$  y la fuente de bombeo  $\lambda_p$ . Para efectos de menores pérdidas de transmisión se utilizan generalmente láseres a 1.55  $\mu\text{m}$  para la señal. Un bombeo eficiente para una EDFA es posible, utilizando láseres semiconductores con longitudes de onda cercanas a 0.98 y 1.48  $\mu\text{m}$  [3].



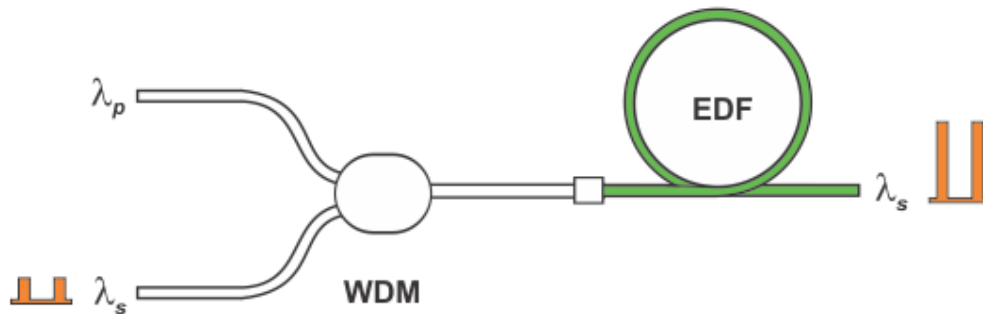


Figura 2.1 Diagrama esquemático de un EDFA

En un EDFA, el medio activo, que proporciona la amplificación, está constituido por los iones  $\text{Er}^{3+}$ , dicho proceso de amplificación se modela como un sistema de 3 niveles, lo que significa que los iones se pueden encontrar en 3 niveles de energías distintas. Esta estructura de energía discreta está representada en la figura 2.2 y se hablará con más detalle en la siguiente sección.

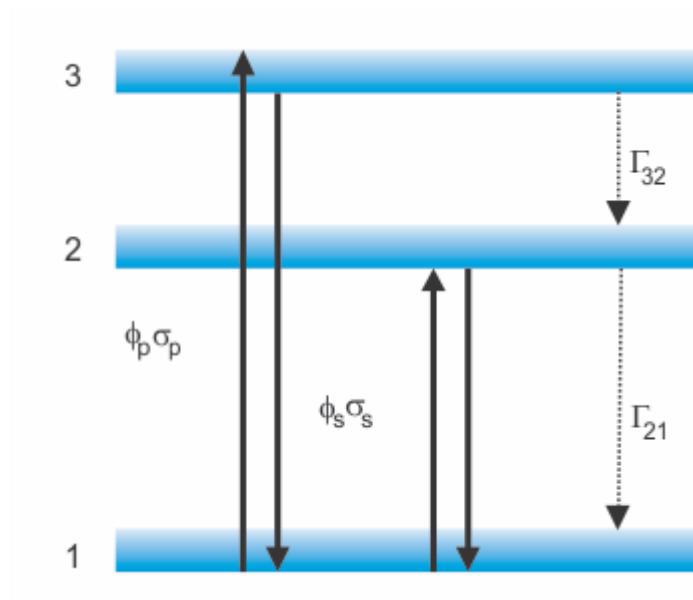


Figura 2.2 Sistema de tres niveles usado para el modelo del amplificador.

El bombeo a una longitud de onda adecuada provee la ganancia a través de una inversión de población. La naturaleza del Si ensancha los niveles de energía de  $\text{Er}^{3+}$  a bandas. La mayoría de EDFAs usan láseres de bombeo a  $0.98 \mu\text{m}$ , ya que por la naturaleza del sistema de tres niveles, se excitan todos los iones posibles de Er (inversión completa). Sin embargo utilizando un bombeo a  $1.48 \mu\text{m}$  se excita sólo cerca del 70% de iones de Er, debido a que se utiliza prácticamente un sistema de dos niveles (del cual no hablaremos aquí), aún así se considera un buen bombeo y provee amplificadores altamente eficientes [4].

## ***2.2 Sistema de tres niveles***

El esquema de la figura 2.2 muestra un sistema de tres niveles, uno de ellos (1) definido como estado base o fundamental. Un estado intermedio (3) definido como nivel de bombeo o estado excitado (en él se encuentran los iones que absorbieron un fotón de bombeo) en donde el tiempo de vida es muy corto. Y un estado definido como el nivel metaestable (2) debido a que tiene un tiempo de vida largo. El estado 2 es el nivel más alto de la transición de amplificación y el estado 1 es el nivel más bajo.

Este sistema de tres niveles representa la parte de la estructura del nivel de energía del  $\text{Er}^{3+}$  que es relevante para el proceso de amplificación. Los niveles de población son marcados por  $N_1$ ,  $N_2$ , y  $N_3$ . Es claro que se necesita una inversión de población entre los niveles 1 y 2, para que se dé la condición de que  $N_2 > N_1$ , es decir, por lo menos

la mitad de la población total de los iones del erbio necesitan ser excitados al nivel 2 para tener inversión de población. Esto aumenta la potencia de bombeo de umbral necesaria para la amplificación, lo que es una desventaja del sistema láser y del amplificador de tres niveles.

Sin embargo, se puede tomar ventaja particular en el caso del EDFA del hecho de que los campos de luz son confinados en un núcleo de dimensiones muy pequeñas. Las intensidades de luz alcanzadas por lo tanto son muy altas y la inversión de la población es alcanzada con potencias de bombeo relativamente pequeñas.

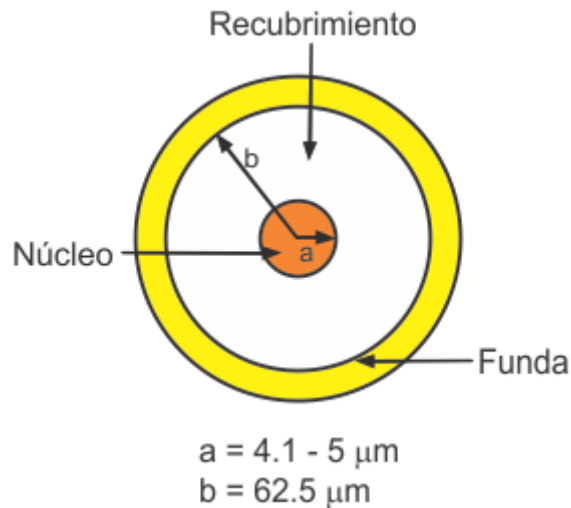


Figura 2.3 Geometría básica de una fibra mono modo con índice de refracción de escalón.

Inicialmente consideraremos el problema para una sola dimensión. Es decir, suponemos que las intensidades de bombeo y de la señal, así como la distribución de los iones del erbio son constantes en las dimensiones transversales, sobre un área de sección transversal efectiva de la fibra.

## Ecuaciones de razón

El flujo de intensidad de la luz incidente a la frecuencia que corresponde a la transición 1 a 3 (en número de fotones por unidad de tiempo por unidad de área) es denotada por  $\varphi_p$  y corresponde al bombeo. El flujo incidente a la frecuencia correspondiente de la transición 1 a 2 (en fotones por unidad de tiempo por unidad de área) es denotado por  $\varphi_s$  y corresponde al campo de señal.

El cambio en la población para cada nivel se origina de la absorción de fotones del campo de luz incidente, de las emisiones espontánea y estimulada y de otros caminos por los cuales la energía escapa a un nivel particular. En particular, escribimos  $\Gamma_{32}$  como la probabilidad de transición del nivel 3 al nivel 2. Esta es la suma de las probabilidades de transición *radiativa* (emisión de fotones) y no *radiativa* (no hay emisión de fotones). En la práctica, en la mayoría de los casos, son principalmente no *radiativas*.  $\Gamma_{21}$  es la probabilidad de transición del nivel 2 al nivel 1. En el caso del erbio las transiciones del nivel 2 al nivel 1 son principalmente *radiativas*, ya que dicho elemento, no tiene estados intermedios entre los niveles 1 y 2 en el que el ion excitado puede relajarse de modo no *radiativo*. Definimos a  $\Gamma_{21} = 1/\tau_2$ , donde  $\tau_2$  es el tiempo de vida del nivel 2.

Definimos la sección transversal de absorción para la transición de 1 a 3 por  $\sigma_p$ , y la sección transversal de emisión para la transición de 2 a 1 por  $\sigma_s$ . Asumiremos por ahora que las secciones transversales de emisión y absorción son iguales, lo que vale para las transiciones entre los estados no degenerados individuales. La figura 2.4 nos muestra la relación entre la sección transversal y el espectro de emisión y absorción en la ventana cerca de  $1.55 \mu\text{m}$ .

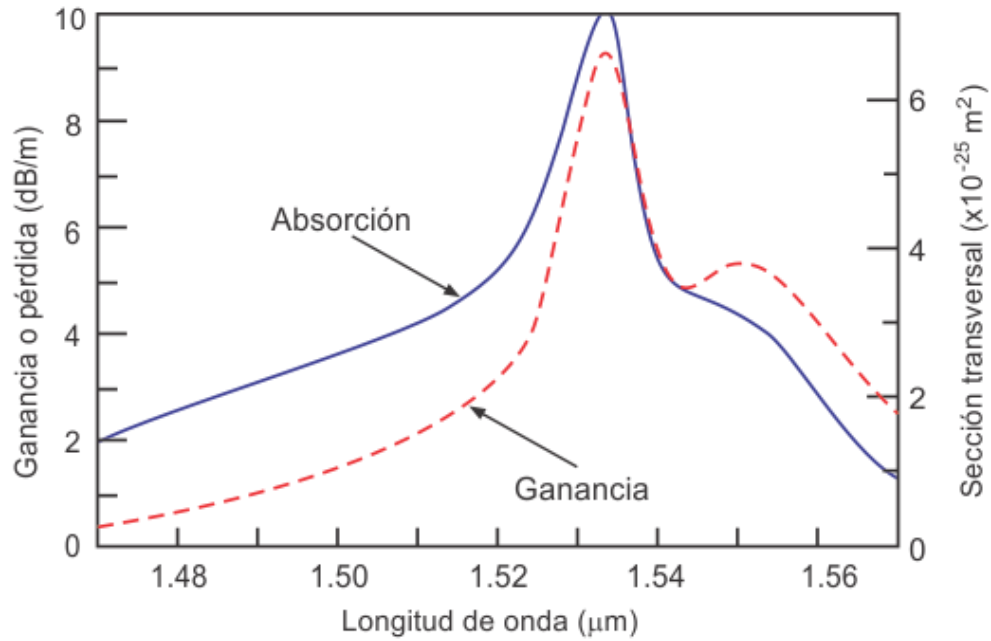


Figura 2.4 Espectro de absorción y ganancia de un EDFA relacionada con la sección transversal (Ref. post. [1]; © 2002 JW&S)

Las ecuaciones de razón para los cambios de población son escritas como [2]:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + (N_1 - N_3)\phi_p\sigma_p \quad (2.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 - (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s \quad (2.2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 - (N_1 - N_3)\phi_p\sigma_p + (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s \quad (2.3)$$

En estado estacionario, las derivadas se hacen cero y tenemos [2]:

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = 0 \quad (2.4)$$

y la población total  $N$  en estado estacionario es llamada por

$$N = N_1 + N_2 + N_3 \quad (2.5)$$

Usando la ecuación (2.1), podemos escribir la población del nivel 3 como:

$$N_3 = \frac{1}{1 + \Gamma_{32}/\varphi_p\sigma_p} N_1 \quad (2.6)$$

Los iones del nivel 3 bajan muy rápidamente al nivel 2, así que  $N_3 \approx 0$  y  $\Gamma_{32}$  es típicamente mucho más grande que la probabilidad de transición estimulada:  $\Gamma_{32} \gg \varphi_p\sigma_p$ . Entonces, utilizando (2.6) para substituir  $N_3$  en (2.2), se obtiene:

$$N_2 = \frac{(\Gamma_{32}/\varphi_p\sigma_p) + \varphi_s\sigma_s}{\Gamma_{32} + \varphi_s\sigma_s} N_1 \quad (2.7)$$

Esta ecuación permite calcular  $N_2 - N_1$  y  $N_2 + N_1$ . Considerando que  $N_3 = 0$ , de (2.5) se deduce que  $N_2 + N_1 = N$ , y obtenemos finalmente, la inversión de población:

$$N_2 - N_1 = \frac{\varphi_p\sigma_p - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\varphi_s\sigma_s + \varphi_p\sigma_p} N \quad (2.8)$$

## Ecuaciones de propagación

Consideremos ahora la evolución de los flujos de señal y de bombeo a lo largo de la fibra. Se considera que la señal y el bombeo se propagan en el mismo sentido. Sus evoluciones están gobernados por efectos de absorción por parte de iones en el nivel fundamental 1, y de emisión estimulada de parte de iones en un estado excitado (2 y 3,

respectivamente). Por consiguiente, las ecuaciones de propagación de los flujos de señal y bombeo se escriben:

$$\frac{d\varphi_s}{dz} = (N_2 - N_1)\varphi_s\sigma_s \quad (2.9)$$

$$\frac{d\varphi_p}{dz} = (N_3 - N_1)\varphi_p\sigma_p \quad (2.10)$$

Hay amplificación de la señal sólo si  $\frac{d\varphi_s}{dz} > 0$ , según (2.9), esta condición se cumple si  $N_2 - N_1 > 0$ . Dicha condición es conocida como condición de inversión de población, y significa que se necesitan más iones en el nivel metaestable que en el nivel fundamental para que la señal sea amplificada. En efecto, sólo en este caso hará más emisiones estimuladas que absorciones de fotones de la señal. Analizando (2.8), se nota que esta condición sólo puede estar cumplida si el bombeo es suficientemente fuerte. A la inversión límite  $N_2 - N_1 = 0$  corresponde el valor umbral, la expresión resultante para el flujo de bombeo requerido es:

$$\varphi_{th} = \frac{\Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{1}{\tau_2\sigma_p} \quad (2.11)$$

donde  $\tau_2$  es el tiempo de vida del nivel metaestable. En conclusión, la amplificación de la señal sólo puede ocurrir si el bombeo es superior a  $\varphi_{th}$ . Si  $\varphi_p < \varphi_{th}$ , la inversión de población es negativa y la señal sufre atenuación a lo largo del EDFA. Graficamos la inversión de población fraccional (ecuación 2.10), ver figura 2.5. Cuando la inversión es negativa (abajo del umbral de bombeo), hay más transiciones de absorción que transiciones de emisión estimulada a la longitud de onda señalada, la señal ve una ganancia negativa, es decir, atenuación. Recíprocamente, cuando la inversión es positiva (arriba del umbral de

bombeo), la señal experimenta una ganancia positiva (asumiendo que no hay atenuación de fondo). El umbral  $\varphi_p = \varphi_{th}$  es definido en la ecuación 2.11 [2].

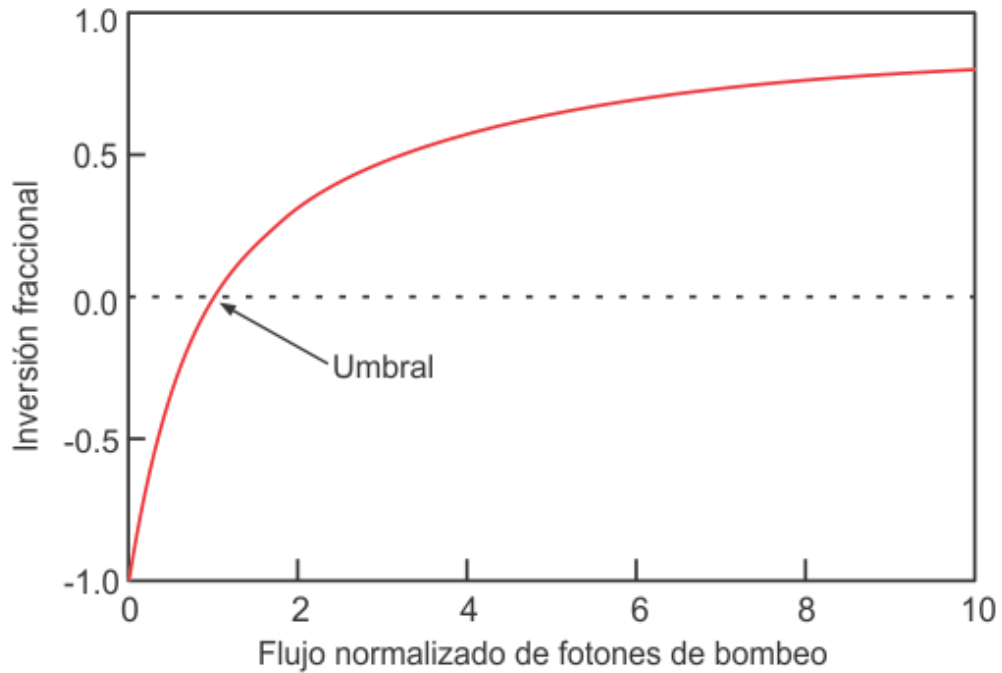


Figura 2.5 Inversión de población fraccional  $(N_2 - N_1)/N$  en un sistema de tres niveles.

(Ref. post. [2]; © 1997 AP)

En lugar de tratar con flujos de fotones, se puede considerar las intensidades ópticas, en unidades de potencia por tiempo y superficie, tanto para la señal como para el bombeo.

$$\varphi_s = \frac{I_s}{h\nu_s} \quad \text{y} \quad \varphi_p = \frac{I_p}{h\nu_p}. \quad (2.12)$$



Donde  $\nu_s = c/\lambda_s$  es la frecuencia de la señal,  $\nu_p = c/\lambda_p$  es la frecuencia del bombeo y  $h\nu_s$  y  $h\nu_p$  representan la energía de un fotón de señal y de bombeo, respectivamente.

El umbral de la intensidad de bombeo es dado por la siguiente expresión:

$$I_{th} = \frac{h\nu_p \Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_2}. \quad (2.13)$$

Las condiciones para un umbral de bombeo bajo son:

- tener una sección transversal de absorción alta
- un tiempo de vida largo en el nivel metaestable.

Podemos estimar  $I_{th}$  para iones de erbio. Consideraremos una  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ ,  $\sigma_p = 2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  y  $\tau_2 = 10 \text{ ms}$ . Con estos parámetros obtenemos  $I_{th} \approx 10 \text{ kW/cm}^2$ . Asumiendo que la intensidad de bombeo es distribuida uniformemente sobre un área efectiva  $A_{eff}$  de  $50 \mu^2$ , obtenemos una potencia de umbral  $P_{th} = I_{th} A_{eff} \approx 0.5 \text{ mW}$ , que corresponde a potencias muy bajas, en la práctica valores típicos de umbral necesarios para poder mantener la inversión de población son de algunos mW que es fácil de obtener usando diodos láser como fuente de bombeo.

Utilizando (2.7) y (2.8) para sustituir  $N_2 - N_1$  y  $N_3 - N_1$  en (2.9) y (2.10) (considerando que  $N_3 = 0$  y reemplazando los flujos por las intensidades normalizadas

$$I'_p = \frac{I_p}{I_{th}} \quad \text{e} \quad I'_s = \frac{I_s}{I_{th}}. \quad (2.14)$$

además, definimos la cantidad  $\eta$  como:

$$\eta = \frac{h\nu_p \sigma_s}{h\nu_s \sigma_p}. \quad (2.15)$$

y la intensidad de saturación  $I_{sat}(z)$  como:

$$I_{sat}(z) = \frac{1+I_p'(z)}{2\eta}. \quad (2.16)$$

las ecuaciones de propagación se escriben como:

$$\frac{dI_s'(z)}{dz} = \frac{\sigma_s I_s'(z)(I_p'(z)-1)N}{(I_p'(z)+1)\left(1+\frac{I_s'(z)}{I_{sat}(z)}\right)} \quad (2.17)$$

$$\frac{dI_p'(z)}{dz} = -\frac{\sigma_p I_p'(z)(1+\eta I_s'(z))N}{1+2\eta I_s'(z)+I_p'(z)} \quad (2.18)$$

La ecuación (2.17) muestra otra vez la condición de umbral: sólo se puede lograr amplificación de la señal  $\frac{dI_s'(z)}{dz} > 0$  si  $I_p'(z) > 1$

Cuando la intensidad de bombeo es menor que la de umbral, la señal es atenuada; cuando es más grande, la señal es amplificada.

## Ganancia de pequeña señal

Consideremos primero la amplificación en el caso de una señal pequeña, es decir cuando  $I_s' \ll I_{sat}$  (esta condición se satisface cuando la señal es débil y el bombeo es comparativamente grande). Asumiendo por simplicidad que el bombeo es constante como función de la posición  $z$ , podemos esperar que la intensidad de la señal sea una función de la posición a lo largo de la fibra:

$$I'_s(z) = I'_s(0) \exp(\alpha_p z), \quad (2.19)$$

con el coeficiente de amplificación

$$\alpha_p = \sigma_s N \frac{(I'_p-1)}{(I'_p+1)} = \sigma_s (N_2 - N_1) \quad (2.20)$$

La señal crece exponencialmente a lo largo de la fibra, con un coeficiente proporcional a la sección de cruce de la señal y al grado de la inversión de población. El último es determinado por la intensidad de bombeo de umbral. Cuando la intensidad de bombeo es muy fuerte, varias veces el umbral, tal que los iones de Er son excitados al nivel 2, el coeficiente de amplificación se vuelve aproximadamente  $\alpha_p = \sigma_s N$ . La ganancia de pequeña señal por unidad de longitud de la fibra para un bombeo grande, es determinada por la concentración del Er y la sección transversal de la señal.

## Régimen de saturación

Cuando la señal alcanza valores suficientemente grandes, cuando  $I_s$  es comparable en valor a  $I_{sat}$ , su crecimiento está amortiguado por efecto del factor de saturación  $1/(1 + I'_s/I_{sat})$ . Cuando  $I_s \gg I_{sat}$  la ecuación (2.17) se reduce a:

$$\frac{dI'_s}{dz} = I_{sat} \left( \frac{I'_p-1}{I'_p+1} \right) \sigma_s N. \quad (2.21)$$

La ecuación (2.21) muestra que el crecimiento de la señal en régimen de saturación ya no es exponencial, sino lineal. De esto resulta una reducción de la amplificación con la potencia de entrada de la señal.

## ***2.3 Emisión espontánea amplificada (ASE)***

El efecto de la ASE es reducir la ganancia disponible para el campo de la señal. A pesar de que el tiempo de vida de los iones de Er (~10 ms) es muy largo en un EDFA (a escala de los fenómenos cuánticos), en ausencia de fotones de señal para iniciar una desexcitación estimulada, los iones del nivel metaestable van a bajar *espontáneamente* hasta el nivel fundamental. El tiempo de vida (“*upper-state lifetime*”) de los iones de Er en Si corresponde físicamente al tiempo mediano después de que los iones del nivel metaestable regresan al nivel fundamental si antes no capturan un fotón de señal. Esta transición produce un fotón que tiene una energía muy cerca de la energía de los fotones de la señal (más precisamente, dentro del ancho de banda del EDFA), y que corresponde a una transición posible entre las bandas de energía de los estados metaestable y fundamental. Este fenómeno se llama *emisión espontánea*. Los fotones producidos de esta manera no tienen las propiedades de los fotones de la señal, y por eso no contribuyen a su amplificación [5]. En otras palabras, constituyen un ruido que no reproduce la información contenida en la señal. Primero, la longitud de onda de los fotones emitidos espontáneamente se localiza aleatoriamente en el ancho de banda del EDFA, y por eso no corresponde necesariamente con la longitud de onda bien definida de la señal. Además, la dirección de emisión de esos fotones también es aleatoria, de modo que la mayoría de ellos no están guiados por la fibra. Sin embargo, algunos se propagan por la fibra, y aprovechan la amplificación por emisión estimulada, tal como la señal útil. Por eso, este ruido se llama ASE. Se compone de dos partes: una fracción, o ASE<sup>+</sup>, se propaga en el sentido de la señal, mientras otra fracción, el

ASE<sup>-</sup>, se propaga en el sentido opuesto, creciendo hacia la entrada de la fibra. Estos dos ruidos se pueden medir en las extremidades del EDFA. Cuando no hay señal en la entrada del EDFA o cuando esta es muy débil, la totalidad de la ganancia prácticamente es disponible para amplificar el ASE [2].

## ***2.4 Absorción del estado excitado (ESA)***

Este efecto ocurre cuando un fotón de la señal o del bombeo es absorbido por un ion de Erblio en estado excitado, consiguiendo que este ion se traslade a un estado de energía mayor. Es necesario aclarar que aunque hemos hablado de un sistema cómodo de tres niveles, se necesita algún otro nivel para que este efecto se produzca, y en la práctica sucede, pues existen más de tres niveles de energía en el ion de Er<sup>3+</sup>. Para llevar a cabo el modelado de amplificación con presencia de ESA se incluye un cuarto nivel en las ecuaciones de razón [6].

El proceso de la ESA puede ocurrir tanto en la señal como en el bombeo, lo cual resulta en una pérdida en una o en otra, y por tanto se reduce la amplificación de la fibra dopada. La confirmación de la ESA es la observación de la fluorescencia a longitudes de onda más cortas que la longitud de onda de bombeo (en particular en el visible) [2].

## ***Referencias***

[1] G. P. Agrawal, "Fiber - optic communication systems", Edit. John Wiley and Sons Inc., Capítulos 2 y 6 (2002).

- [2] P. C. Becker, N. A. Olsen, J. R. Simpson, "Erbium doped fiber amplifiers", Edit. Academic Press, Capítulo 6 (1999).
- [3] Iizuka K. "Elements of Photonics" Edit. John Wiley and Sons Inc., Vol. 2. Capítulo 13 (2002).
- [4] J. P. Dakin, R. G. Brown "Handbook of Optoelectronics" Edit. CRC Press, Vol. 1. Capítulo 3 (2006).
- [5] W. L. Barnes, R. I. Laming, E. J. Tarbox, P. R. Morkel, "Absorption and emission cross section of  $\text{Er}^{3+}$  doped silica fibers" IEEE. J. Quantum Electronic, vol. 27, no. 4 (1991).
- [6] R. I. Laming, S. B. Pole, E. J. Tarbox, "Pump excited state absorption in EDF" Optics Letters, vol. 13, no. 12 (1988).



## Configuración del EDFA y resultados experimentales

El problema que se aborda a continuación inicia con la investigación teórica y posteriormente el diseño experimental de un amplificador de luz. Trabajamos en una longitud de onda no perceptible para el ojo humano, denominada infrarrojo (*Infra Red – IR*). Básicamente, un amplificador debe, a partir de una señal de entrada y de una fuente de potencia, o bombeo, entregar en su salida una señal idéntica a la señal de entrada, pero con una potencia incrementada. La ganancia de dicho amplificador debe ser alta, para poder continuar con los objetivos planteados. Iniciamos con un láser de onda continua (*Continuos Wave – CW*) de 5mW de potencia promedio, la idea es convertirlo a un pulso de luz y amplificarlo hasta obtener un pulso de varios cientos de Watts de potencia pico. Por tanto la ganancia en el amplificador debe ser muy alta. Se mostrará que es indispensable hacer un diseño de amplificador de dos etapas, ya que con uno sólo, no podemos obtener la potencia que requerimos. Por otra parte, el ancho del pulso puede ser de unos ns o menos, con una frecuencia de repetición baja por lo que la

potencia promedio será baja, pero estamos más interesados en la potencia pico del pulso.

La sección 3.1 presenta brevemente los parámetros necesarios a tomar en cuenta en el diseño y la construcción de un amplificador óptico. En la sección 3.2 se discute la configuración de nuestro amplificador que propusimos inicialmente, haciendo una descripción breve de los elementos a utilizar y algunos resultados obtenidos. En la sección 3.3 se complementa el diseño del amplificador, obteniendo el diseño final del EDFA y los resultados de interés. En la sección 3.4 se hacen una serie de observaciones al respecto del EDFA. Cabe destacar que el material utilizado en lo que cabe a circuitos eléctricos como fuentes de corriente, drivers de láseres y el amplificador mismo, se han realizado manualmente en el Instituto Nacional de Astrofísica óptica y Electrónica en colaboración con el Dr. Ariel Flores Rosas.

### ***3.1. Parámetros de un amplificador***

Los parámetros de un amplificador que se pueden ajustar para una aplicación determinada son múltiples. Primero, no todos los tipos de fibra dopada son equivalentes para cada aplicación. Utilizando una fibra en la cual los iones se concentran en la región central del núcleo, donde las intensidades de señal y bombeo son más altas, también se puede lograr una inversión de población superior y mejores ganancias. Sin embargo, cuando uno trabaja con potencias de bombeo más altas, el uso de este tipo de fibra, con intensidades ópticas y concentraciones de erbio localmente muy altas, aumentaría la probabilidad de fenómenos parásitos como ESA.



La longitud de la fibra es otro parámetro con lo cual se puede fácilmente optimizar un amplificador. Una fibra larga permite alcanzar ganancias más altas, pero permite que los ruidos de ASE crezcan. Por otra parte, en una fibra corta, los ruidos no se pueden desarrollar significativamente y, una inversión de población grande se mantiene a todo lo largo de la fibra. Sin embargo, tal fibra deja escapar una fracción importante del bombeo, y no permite alcanzar ganancias muy elevadas [1].

La longitud de onda de bombeo (980 o 1480 nm), o la configuración de bombeo son otros parámetros importantes. Para potencias de entrada promedias (amplificadores de línea), introduciendo el bombeo al fin de la fibra (backward), o por ambos lados (bombeo bidireccional) se pueden lograr mejores resultados, ya que estas configuraciones proporcionan más ganancia a la señal, en detrimento del ASE. Sin embargo, para potencias de entrada bajas (preamplificadores), la configuración de bombeo en la misma dirección que la señal (forward) permite lograr ruidos más bajos que en backward. Ya hemos visto que 980 nm permite lograr las inversiones más altas, y los menores ruidos.

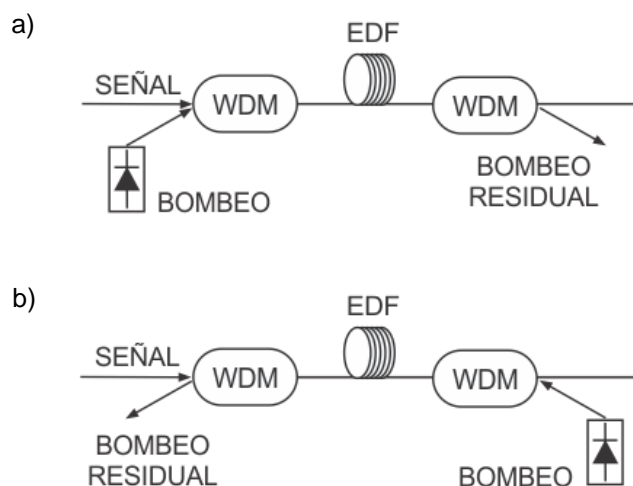


Figura 3.1 Direcciones de bombeo a) *forward* y b) *backward*

## 3.2. Discusión de la configuración de un amplificador

En el proceso de construcción, se probó inicialmente el diseño que se muestra en la figura 3.2. Se hará primeramente una explicación breve de cada uno de los elementos utilizados y posteriormente se mostrarán algunos resultados obtenidos.

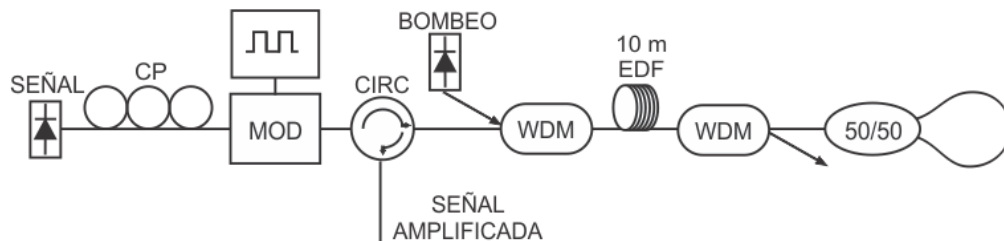


Figura 3.2 Propuesta inicial del EDFA.

### Controlador de polarización

En muchos casos el comportamiento de algunos componentes depende de la polarización de la luz. Los moduladores son sensibles a la polarización. El núcleo irregular de la fibra, así como la tensión térmica y mecánica provoca una variación en el estado de polarización (*State Of Polarization – SOP*) de la luz. La variación en el tiempo del SOP puede causar una propagación aleatoria del pulso y distorsiones en la señal mientras la señal se propaga a través de la fibra. Por tanto, necesitamos de un dispositivo que pueda de una manera controlable y predecible, cambiar el SOP al estado deseado a la salida de la fibra [2].

Lefevre describió un dispositivo consistente de tres placas retardadoras, una placa de media onda (*Half Wave Palte – HWP*) y dos placas de cuarto de onda (*Quarter Wave Plate – QWP*) en una configuración QWP-HWP-QWP [3]. Cada placa consistente de fibra enrollada donde el radio  $R$  y el número de vueltas  $M$  determinan el retardo de fase. El enrollamiento introduce tensión en la fibra y un cambio en el índice de refracción y por consiguiente en la fase de las dos polarizaciones ortogonales. El índice de refracción queda [2]:

$$\Delta n = A \left(\frac{a}{R}\right)^2 \quad (3.1)$$

Con  $A = 0.133$  y  $a$  el radio del núcleo. La diferencia de longitud del lazo es:

$$\Delta n(2\pi MR) = \frac{\lambda}{m} \quad (3.2)$$

donde  $m$  es 2 o 4 de acuerdo al retardo de fase deseado. El radio del lazo está dado por:

$$R = \frac{2\pi A a^2}{\lambda} M m \quad (3.3)$$

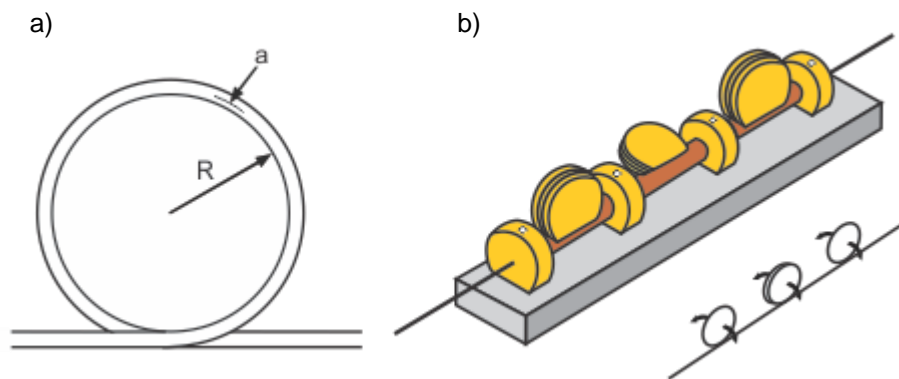


Figura 3.3 a) Vista lateral del lazo de Lefevre b) Configuración QWP-HWP-QWP con libertad de rotación de cada carrete. (Ref. post. [1b]; © 1980 Electronics Letters)

Usando una QWP se puede convertir un haz con polarización circular de entrada a polarización circular o elíptica y viceversa. Usando una HWP se puede ajustar continuamente el ángulo de polarización de un haz linealmente polarizado [4].

## Modulador

Un modulador óptico colocado después de un laser convierte la CW en un tren de pulsos. Existen en general dos clases de moduladores ópticos. El modulador de electroabsorción (del cual no hablaremos aquí) y el modulador que hace uso de neobato de litio (*Lithium Niobate* -  $LiNbO_3$ ) y de un interferómetro Mach-Zehnder (MZ) para modular la intensidad [5].

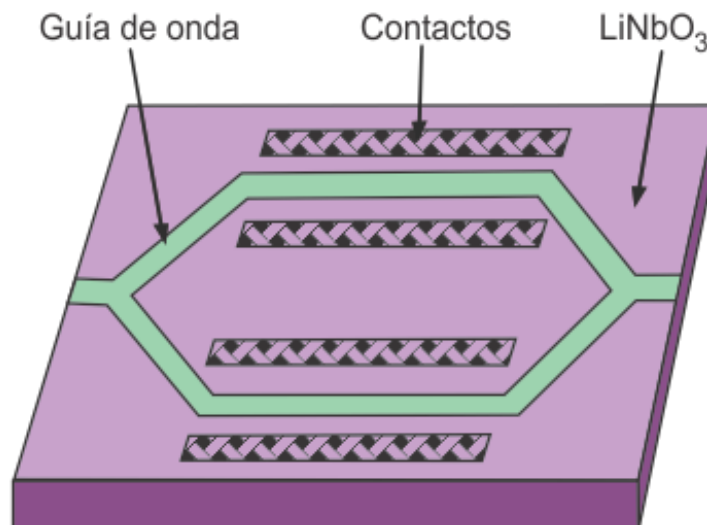


Figura 3.4 Modulador de  $LiNbO_3$  en la configuración Mach-Zehnder. (Ref. post. [5]; © 2002 JW&S)

Las dos guías de onda de titanio fundido con  $\text{LiNbO}_3$  forman los brazos del interferómetro MZ como se muestra en la figura 3.4. El índice de refracción de materiales electro-ópticos tales como el  $\text{LiNbO}_3$  puede ser cambiado aplicando un voltaje externo. En ausencia del voltaje externo, los campos en los dos brazos del interferómetro MZ experimentarán retrasos de fase idénticos e interferirán constructivamente.

El retraso de fase adicional, introducido en uno de los brazos a través del voltaje inducirá un cambio en el índice de refracción, destruyendo la naturaleza constructiva de la interferencia y reducirá la intensidad transmitida. En particular, no se transmite luz cuando la diferencia de fase entre los dos brazos es  $\pi$ . Como un resultado, el pulso aplicado a modulador se replica a la salida de éste [5].

El voltaje típico para poner en marcha el modulador es de 5 V, pero puede ser reducido a 3 V con un diseño adecuado. Los moduladores de  $\text{LiNbO}_3$  con un ancho de banda de 10 GHz aparecieron a partir de 1998, y el ancho de banda se incrementó hasta 40 GHz después del 2000.

## **Circulador**

Un circulador es un dispositivo a base de aisladores, y toma su nombre del camino de la señal óptica que sigue un lazo cerrado o círculo. Esencialmente un aislador óptico es un dispositivo pasivo que permite el flujo de una señal óptica (para una longitud de onda en particular) en una sola dirección previniendo reflexiones en la dirección contraria. Idealmente un aislador, debería transmitir toda la potencia de la señal en la dirección deseada, pero las imperfecciones del material, generan reflexiones de regreso [6]. La figura 3.5 a) ilustra la función básica de un aislador y la figura 3.5 b) muestra el esquema de

una circulator de tres puertos donde tres aisladores están interconectados, el circulator no desecha las reflexiones de regreso sino que las direcciona a otro aislador. La señal continúa su camino del aislador 1 al aislador 2 y finalmente termina su camino en la terminal de salida del aislador 3. Una forma de prevenir que la señal no regrese al puerto de entrada 1, es no conectar los puertos 3 y 1. Cuando una señal es transmitida del puerto 1 al puerto 2, el dispositivo permite que otras señales ópticas vayan del puerto 2 al puerto 3 [6].

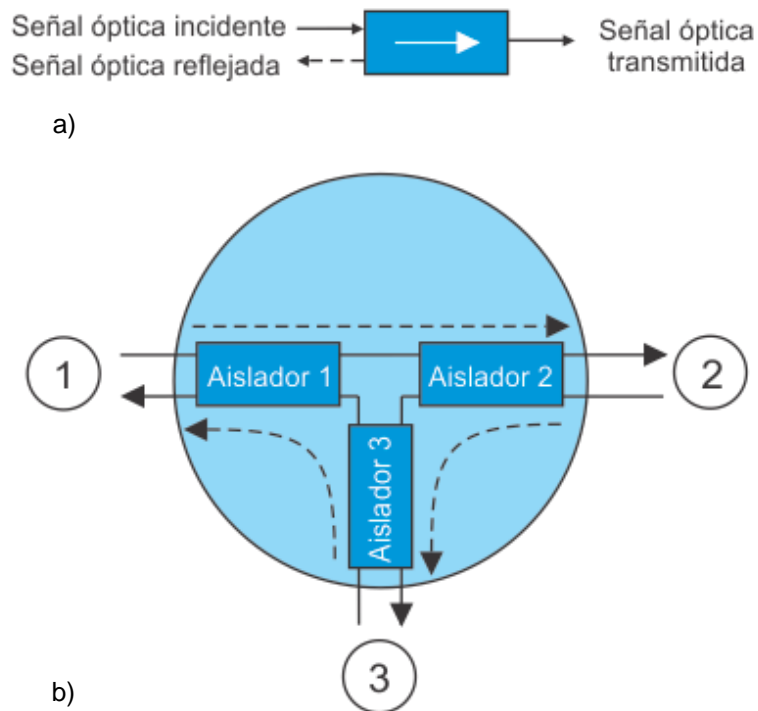


Figura 3.5 a) Esquema funcional de un aislador óptico. b) Circulator óptico de tres puertos (Ref. post. [6]; © 2009 PH)

La forma en que se utilizó el circulator en nuestro diseño, donde la señal pasa a través del circulator, después por la EDF y posteriormente

al regresar del espejo de Sagnac pasa una segunda vez por la EDF permite una alta amplificación, debido a la doble amplificación que sufre la señal [7].

## Láser de bombeo

Ya se ha hablado algo acerca del láser de bombeo en el capítulo 2, por lo que solamente habrá que mencionar que en el esquema de la figura 3.2, inicialmente, se utilizó un láser de bombeo que alcanza una potencia de 92 mW para 200 mA, pero posteriormente se cambió por otro que alcanza 60 mW con la misma corriente, la razón de este cambio se explica al final de la sección 3.3. La figura 3.6 muestra la dependencia de corriente contra potencia, del láser de bombeo con su controlador (driver).

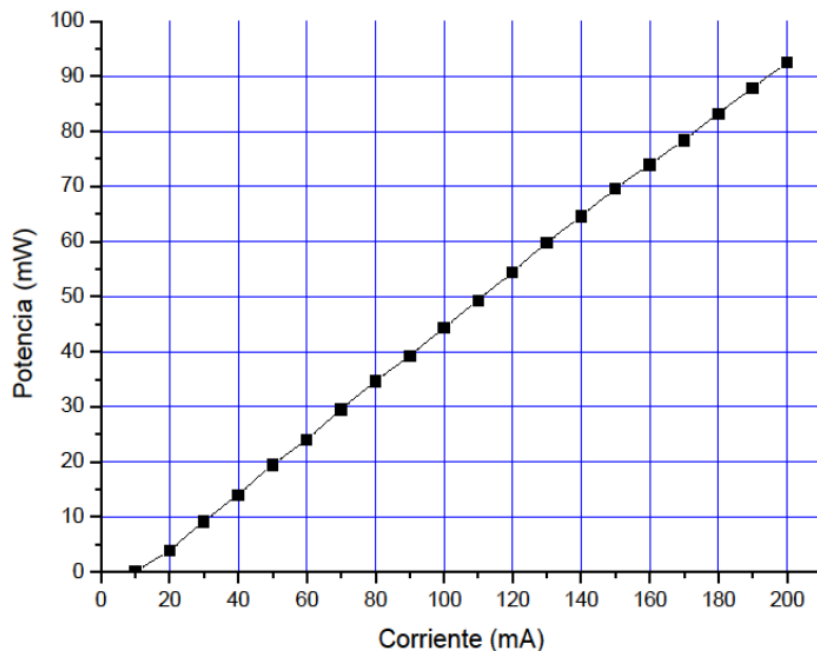


Figura 3.6 Gráfica de corriente vs potencia del controlador de láser

## Acoplador

Un acoplador de fibra óptica es un dispositivo que distribuye la luz de una fibra principal a una o a más ramas de fibra. Los acopladores de fibra óptica son generalmente dispositivos pasivos en los cuales se lleva a cabo transferencia de potencia. Los acopladores de fibra óptica pueden ser subdivididos en los siguientes tres principales grupos [6]:

1. Acopladores de tres y cuatro puertos, los cuales son usados para dividir, distribuir y combinar una misma señal. Un acoplador ideal debería distribuir la señal de entrada a través de cada puerto de salida sin pérdidas de dispersión ni generación de ruido, y deberían funcionar sin sensibilidad a los factores incluidos a la distribución de luz entre los modos de la fibra así como al SOP. Desafortunadamente, en la práctica los acopladores no muestran estas características y afectan el comportamiento del sistema. Este tipo de acopladores es el que utilizamos en el experimento para colocar el espejo de Sagnac.

2. Acopladores de estrella, los cuales son usados generalmente para distribuir una señal individual de entrada a múltiples salidas, sin embargo no nos interesa abundar más al respecto, debido a que no los utilizamos en el proyecto.

3. WDM (Wavelength Division Multiplexing – *Multiplexión<sup>1</sup> de división de longitud de onda*). Son una forma especializada de acoplador, diseñados para permitir un número de diferentes señales con distintas longitudes de onda para ser transmitidas en paralelo o en una fibra individual.

<sup>1</sup> Las palabras multiplexar y demultiplexar no existen en español, entiéndase como combinar o conjuntar y descomponer o separar respectivamente.



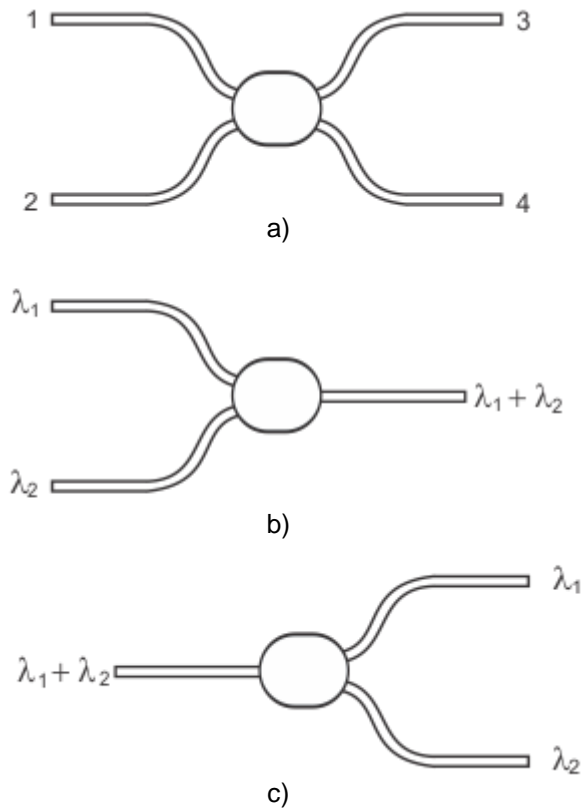


Figura 3.7 a) Acoplador de cuatro puertos b) esquema WDM c) esquema DWDM

Se utilizan para combinar señales con distintas longitudes de onda dentro de una fibra, o el proceso inverso DWDM (*demultiplexión<sup>1</sup> WDM*) que es separar en diferentes caminos varias señales con distintas longitudes de onda [6].

## Espejo de Sagnac

El efecto Sagnac fue estudiado y demostrado en 1913 por George Sagnac. El principio físico es explicado con un haz coherente de luz, el cual es dirigido a un divisor de haz (*Beam Splitter - BS*) que divide el

haz en dos haces con la misma longitud de onda y amplitud; entonces los haces viajan en un lazo cerrado formado por una camino óptico de espejos y se recombinan en el mismo punto donde fueron divididos [8]. La versión del interferómetro de Sagnac para fibra óptica usa un acoplador para dividir el haz incidente. Los haces de salida viajan en direcciones opuestas a partir del acoplador y se vuelven a unir ahí mismo en el acoplador, como se muestra en la figura 3.8.

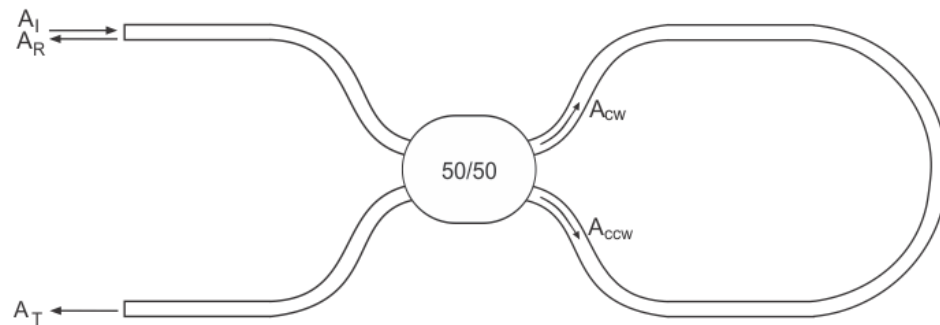


Figura 3.8 Esquema de un interferómetro de Sagnac con fibra óptica.

La onda propagándose en dirección de las manecillas del reloj (*clockwise* – *cw*) no experimenta cambio de fase al pasar por el acoplador, por otra parte la onda viajando en contra de las manecillas del reloj (*counterclockwise* – *ccw*) debido a la naturaleza del acoplamiento (transversal) experimenta un cambio de fase de  $\frac{\pi}{2}$  cada vez que pasa por el acoplador. La interferencia entre los haces acoplados, causa ondas reflejadas y transmitidas de intensidad dependientes de  $\alpha$  [9].

En la ausencia de fenómenos no lineales, los cambios de fase debidos a la propagación, serán idénticos en ambos brazos y la reflectividad del

lazo podrá ser calculada, considerando solo los cambios de fase y amplitud del acoplador.

La intensidad de la transmitancia  $T$  y la reflectancia  $R$ , pueden ser expresadas como [9]:

$$T = \frac{|A_T|^2}{|A_I|^2} = (1 - 2\alpha)^2 \quad (3.5)$$

$$R = \frac{|A_R|^2}{|A_I|^2} = 4\alpha(1 - \alpha) \quad (3.6)$$

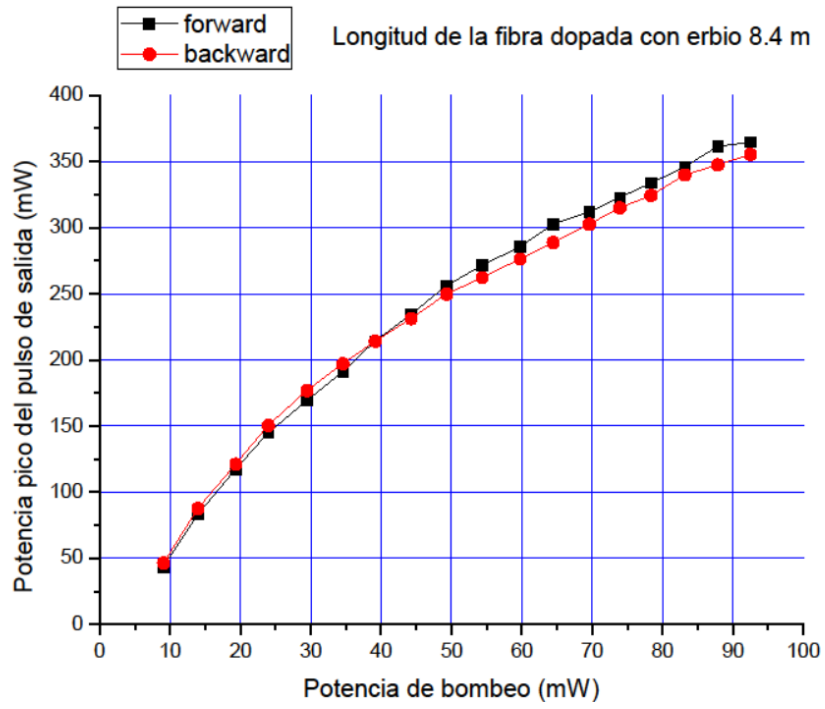
Donde  $A_I$ ,  $A_T$  y  $A_R$  representan las amplitudes complejas de las señales incidente, reflejada y transmitida, respectivamente.

En nuestro caso utilizamos un acoplador 50/50, es decir con una razón de acoplamiento  $\alpha = 0.5$ . Puede observarse que teóricamente la transmitancia del espejo de Sagnac es del 0% y la reflectancia del 100%. El espejo ha sido colocado a la salida de la EDF para permitir que la señal experimente doble propagación. La estructura del espejo de Sagnac tiene la característica que el lazo es un interferómetro no resonante [6]. Por otro lado, optamos por un interferómetro de Sagnac como elemento de reflexión a diferencia de una rejilla de Bragg (por ejemplo), porque parte de la idea original del diseño es poder hacer un sistema sintonizable. Y este tipo de espejo nos proporciona esa flexibilidad de reflexión a diferentes longitudes de onda.

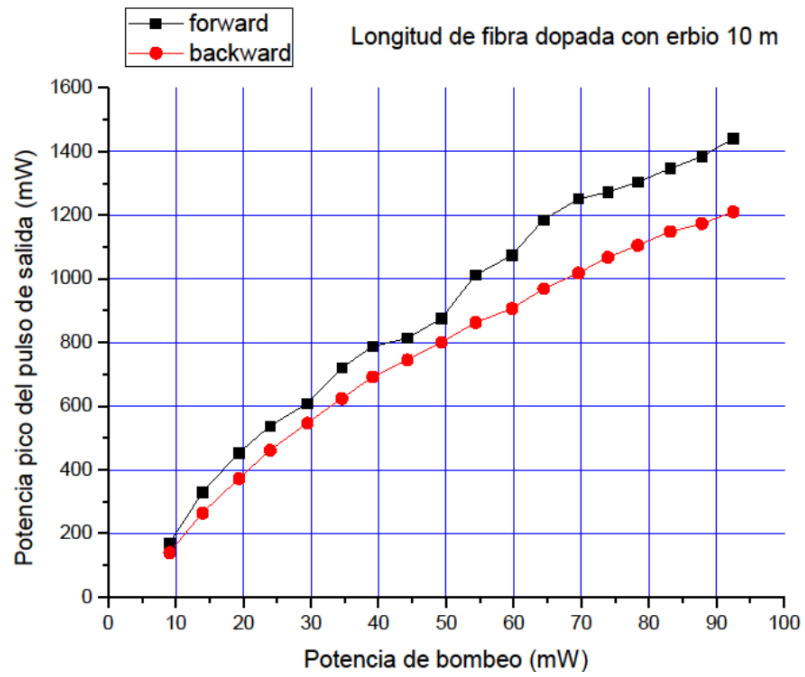
## Resultados obtenidos

Como vimos en la sección anterior, la amplificación depende de la cantidad de dopaje de Er, de la longitud de la EDF y de la dirección de bombeo. La figura 3.9 muestra dicha dependencia para algunas fibras.

a)



b)



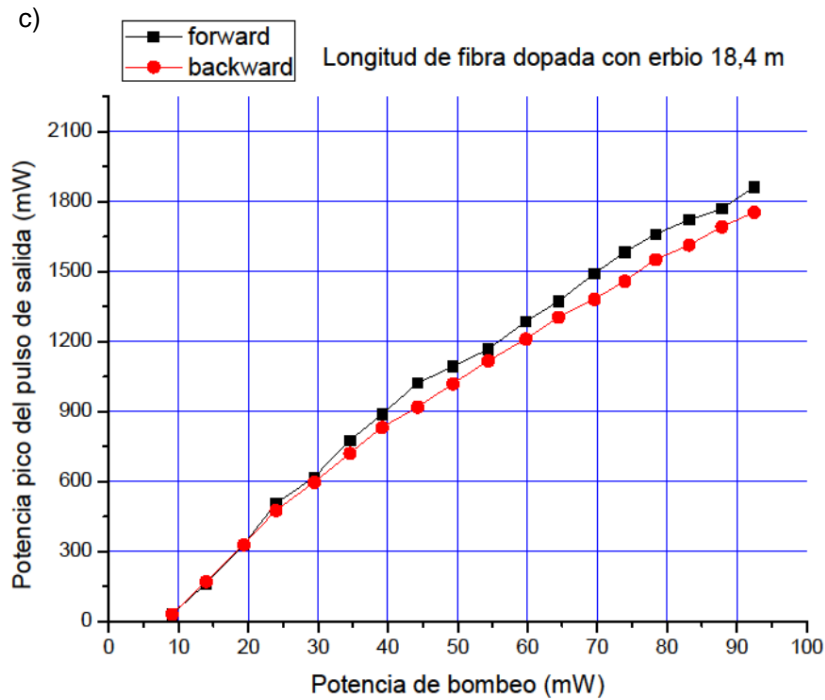


Figura 3.9 Potencia de amplificación con respecto a la dirección de bombeo a) EDF de 8.4m b) EDF de 10 m c) EDF de 18.4 m (empalme)

Podemos notar tres cosas interesantes de la figura 3.9. Primero hacer la aclaración que la fibra de 8.4 m tiene un dopaje menor a las fibras de 10 m y la de 7 m, lo cual explica la baja amplificación de esta fibra mostrada en la figura 3.9 a) con respecto a las otras. Lo segundo, que este resultado comparativo, nos ayuda a elegir la longitud de EDF para el amplificador.

Por otra parte notamos que la potencia de salida con el bombeo en *forward* es ligeramente mayor que la potencia de salida con el bombeo en *backward* (véase figura 3.1) para distintas longitudes de EDF. Por tanto para las siguientes mediciones, se tomará simplemente la dirección de ida como bombeo.

La máxima potencia obtenida en el proceso ha sido de prácticamente 1.5 W (para la EDF de 10 m que pretendemos usar), lo cual está muy por debajo del objetivo propuesto al inicio. Por esta razón se pretende colocar una segunda etapa de amplificación, para obtener una mayor ganancia y poder llegar hasta los 200 W previstos.

### 3.3 Configuración del EDFA con dos etapas

Ya se vio en la sección anterior que con una etapa de amplificación no alcanzamos la potencia suficiente, por lo que proponemos una segunda etapa de amplificación. La figura 3.10 muestra el esquema propuesto para nuestro EDFA, con dos etapas, el cual esperamos dé los resultados que deseamos.

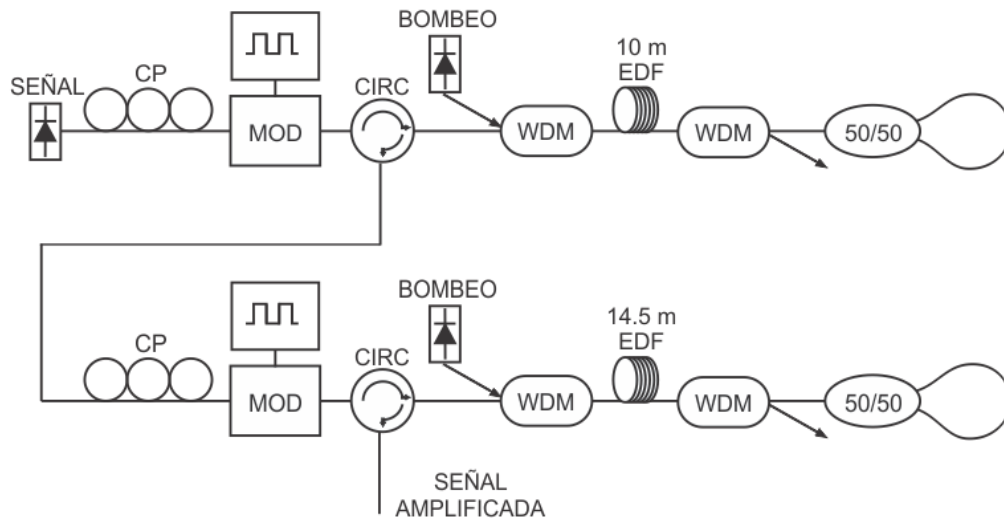


Figura 3.10 Propuesta final del EDFA con dos etapas.

Nótese que entre las dos etapas, no hay diferencia significativa, salvo la longitud del EDF. Solamente será necesaria hacer una breve descripción de la función que tiene el segundo modulador, para después mostrar los resultados obtenidos.

## **Segundo modulador**

Ya se ha hablado en la sección anterior del funcionamiento de un modulador de  $\text{LiNbO}_3$  y un interferómetro MZ, sin embargo una diferencia sustancial entre las dos etapas de amplificación radica en el hecho que en la primera etapa, se introduce una señal CW al modulador, de tal manera que podamos obtener un tren de pulsos a la salida del mismo.

Sin embargo para la segunda etapa ya tenemos un tren de pulsos amplificado a la entrada del modulador. Es importante notar que por el mismo proceso de amplificación de la primera etapa, del cual ya se ha hablado, a la entrada del segundo modulador además de la señal amplificada, existe ASE también. Entonces la función del segundo modulador es actuar como filtro de las longitudes de onda diferentes a la señal, cortando el ASE.

## **Ganancia de los dos amplificadores en cascada**

Se muestra primeramente una gráfica de la familia de curvas de bombeo para los dos amplificadores, dejando el láser de bombeo 1 fijo a cierta potencia, variando el bombeo 2, y repitiendo el proceso desde la mínima hasta la máxima potencia del bombeo 1, tal como se muestra en la figura 3.11.

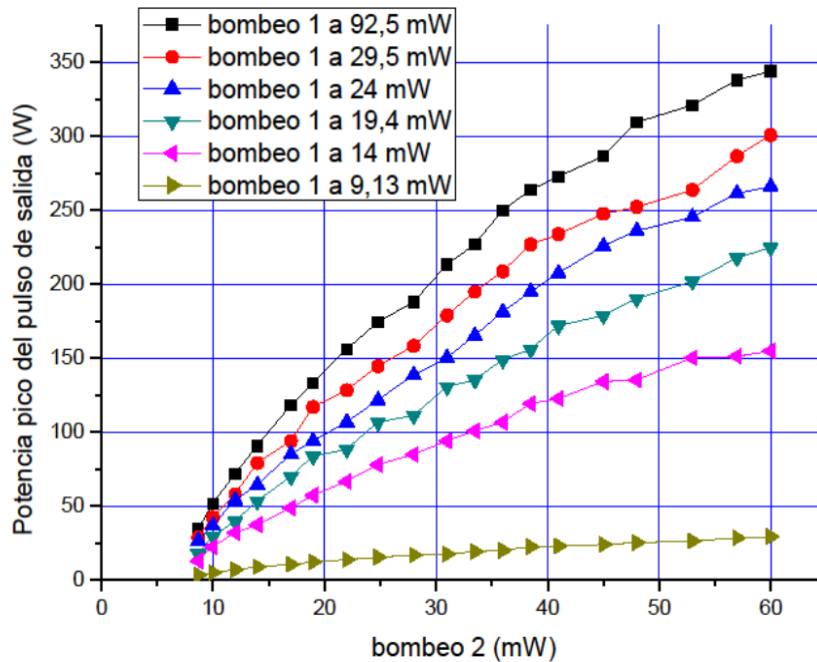


Figura 3.11 Familias de curvas de bombeo.

De la gráfica anterior podemos observar para el bombeo 1 que la potencia pico de salida crece significativamente de 10 mW (línea oliva) hasta 30 mW (línea roja) donde alcanzamos el 83% de la amplificación, sin embargo crece poco después de los 30 mW hasta 90 mW (línea negra) con lo cual alcanzamos el 17% restante. A consecuencia de este análisis se intercambiarán los láseres de bombeo en cada amplificador, quedando de la siguiente manera: El láser con potencia de hasta 60 mW bombeará el primer amplificador y el láser con potencia de hasta 92.5 mW bombeará el segundo amplificador.

Por otra parte podemos apreciar en la figura 3.12 el perfil del pulso ya amplificado a la salida del EDFA. Es conveniente aclarar que se trata de la forma del pulso de salida, monitoreado con una atenuación del pulso amplificado.



Es conveniente también mencionar que previamente se hizo una calibración de los instrumentos de medición, obteniendo el equivalente a 50 mV/mW. Luego entonces 1.20 V corresponden a 24 mW. Tomando en cuenta que la razón de atenuación de la señal monitoreada con la señal no atenuada es de 14800 veces, podemos calcular la potencia del pulso, que es de 355 W.

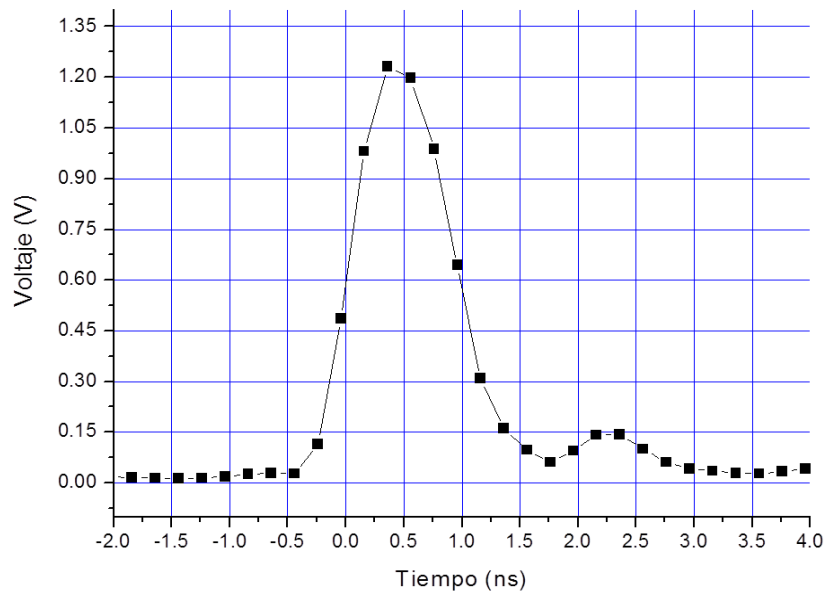


Figura 3.12 Pulso amplificado a la salida del EDFA

### 3.4 Observaciones finales

De los resultados obtenidos, observamos que el diseño del EDFA de una etapa, no fue suficiente para alcanzar la potencia deseada.

Por otro lado, observamos también que con el diseño de dos amplificadores en cascada, se necesita una pequeña potencia de bombeo sobre el primer amplificador y a su vez una mayor potencia de

bombeo sobre el segundo amplificador para obtener resultados deseables con alta ganancia y mayor eficiencia. También, gracias a las dos etapas de amplificación en cascada, es posible obtener una potencia de salida superior a los 350 W, lo cual es más que suficiente para los propósitos de la tesis.

## ***Referencias***

- [1] P. C. Becker, N. A. Olsen, J. R. Simpson, “Erbium doped fiber amplifiers”, Edt. Academic Press, Capítulo 6 (1999).
- [2] V. L. Tuft, “Polarization and Polarization Controllers” (2007).
- [3] H. C. Lefevre, “Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers”, *Electronics Letters*, Vol. 16, No. 20 (1980).
- [4] E. Hecht, “Optics”, Edit. Addison-Wesley, capítulo 8 (2002)
- [5] G. P. Agrawal, “Fiber - optic communication systems”, Edit. John Wiley and Sons Inc., Capítulo 3 (2002).
- [6] J. M. Senior, M. Y. Jamro, “Optical fiber communications. Principles and practice”, Edt. Pearson Education, Capítulos 5 y 6 (2009).
- [7] OZ Optics, “Fiber optic circulators”, Hoja de especificación, In-line Fiber Optic Circulator.
- [8] G. E. Sandoval-Romero, E. F. Pinzón-Escobar, “A Simple Detection System for Two Classical Sagnac Interferometer Configurations” *Scientific Research Engineering*, 4, 903-907, (2012).

[9] S. M. Maughanm, "Distributed fibre sensing using microwave heterodyne detection of spontaneous Brillouin backscatter" thesis PhD. Faculty of engineering and applied science department of electronics and computer science, University of Southampton (2001).





## Formación de solitones

Investigaciones anteriores han mostrado que para que exista formación de los solitones en fibra estándar se requiere longitudes de fibra de cientos de metros y potencia de pulso alrededor de 100 W (potencia pico). De los resultados obtenidos y mostrados en el capítulo anterior, el EDFA construido, utilizado con cierta longitud de SMF no permitirá obtener la formación de solitones. En experimentos realizados anteriormente se ha usado fibra con birrefringencia aleatoria donde no se conserva la polarización de los pulsos, por tanto los solitones conseguidos tenían polarización aleatoria. Sin embargo es conocido que la torsión de la fibra puede cancelar dicha birrefringencia aleatoria.

En la sección 4.1 se bosquejan con detalle el tema de la birrefringencia lineal y circular, además se aborda el concepto de algunos fenómenos no lineales presentes en nuestro experimento. En la sección 4.2 se detalla la medición y comparación que se realiza entre un polarímetro comercial y un sistema fabricado en el laboratorio para poder analizar el SOP a la entrada del carrete de fibra, para medir la elipticidad a la salida de la fibra, obteniendo resultados muy similares con ambos

sistemas de medición. En la sección 4.3 se hace una descripción de los efectos de la birrefringencia aleatoria en distintas muestras de fibra, con distintas longitudes, fibras con y sin torsión y enrolladas en carretes de distintos diámetros medidas, con distintas longitudes de onda a baja potencia. En la sección 4.4 se realiza un análisis similar, pero a alta potencia, con formación de solitones y midiendo la elipticidad de un conjunto de solitones a diferentes longitudes de onda.

## **4.1 Fenómenos Ópticos de interés**

A continuación se hará una descripción general de ciertos fenómenos y conceptos que se presentan en el proceso de la formación de solitones de la presente investigación.

### **Automodulación de fase (SPM)**

En presencia de campos electromagnéticos intensos, se genera una no linealidad en cualquier dieléctrico, incluyendo la fibra óptica. La refracción no lineal es un fenómeno que se refiere a la dependencia del índice de refracción con respecto a la intensidad. [3]

$$\tilde{n}(\omega, I) = n(\omega) + n_2 I \quad (4.1)$$

Donde  $n(\omega)$  es la parte lineal,  $I$  es la intensidad y  $n_2$  es el parámetro no lineal, relacionado con la susceptibilidad de tercer orden.

La dependencia de la intensidad del índice de refracción permite un gran número de fenómenos no lineales, los más estudiados son *SPM* y *XPM* (*Cross Phase Modulation*).

SPM se refiere al desplazamiento de fase auto-inducido, que experimenta un campo óptico durante su propagación. Su magnitud puede ser obtenida observando que la fase de un campo óptico cambia durante la transmisión a través de la fibra por [3]:

$$\varphi = (n + n_2 I) k_0 L \quad (4.2)$$

Donde  $k_0 = \frac{\omega}{c} = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  es la longitud de onda,  $L$  es la longitud de la fibra. La fase no lineal resultante es:

$$\varphi_{NL} = n_2 k_0 I L \quad (4.2)$$

Para fibras de silicio el valor de  $n_2$  está en el rango de  $2.2-3.0 \times 10^{-20}$   $m^2/W$  dependiendo de la densidad de dopantes y si la fibra conserva la polarización de la luz. [3]

La dependencia de la fase no lineal con respecto al tiempo induce una variación en la frecuencia instantánea, comúnmente referida como chirp [6]. Esto implica que nuevos componentes de frecuencia son generados y como resultado el pulso sufre un ensanchamiento espectral, este fenómeno es el análogo temporal del autoenfocamiento (*Self-focusing*). [5]

El primer extremo del pulso, experimentará un gradiente de índice de refracción positivo ( $dn/dt$ ) y el final del pulso un gradiente de índice de refracción negativo ( $-dn/dt$ ). Esta variación temporal del índice de refracción resulta en un cambio temporal de la fase, como se muestra en la figura 4.1. [7]

Diferentes lados del pulso experimentan distintos desplazamientos de fase a causa de la dependencia de la intensidad de las fluctuaciones de fase. Esto, resulta en chirp de la frecuencia. El extremo inicial del pulso

experimenta un desplazamiento a frecuencias menores (desplazamiento al rojo), mientras que el extremo final experimenta un desplazamiento a frecuencias mayores (desplazamiento al azul). Por lo tanto el efecto primario de SPM es ensanchar el espectro del pulso, manteniendo la forma temporal sin alteración. [7]

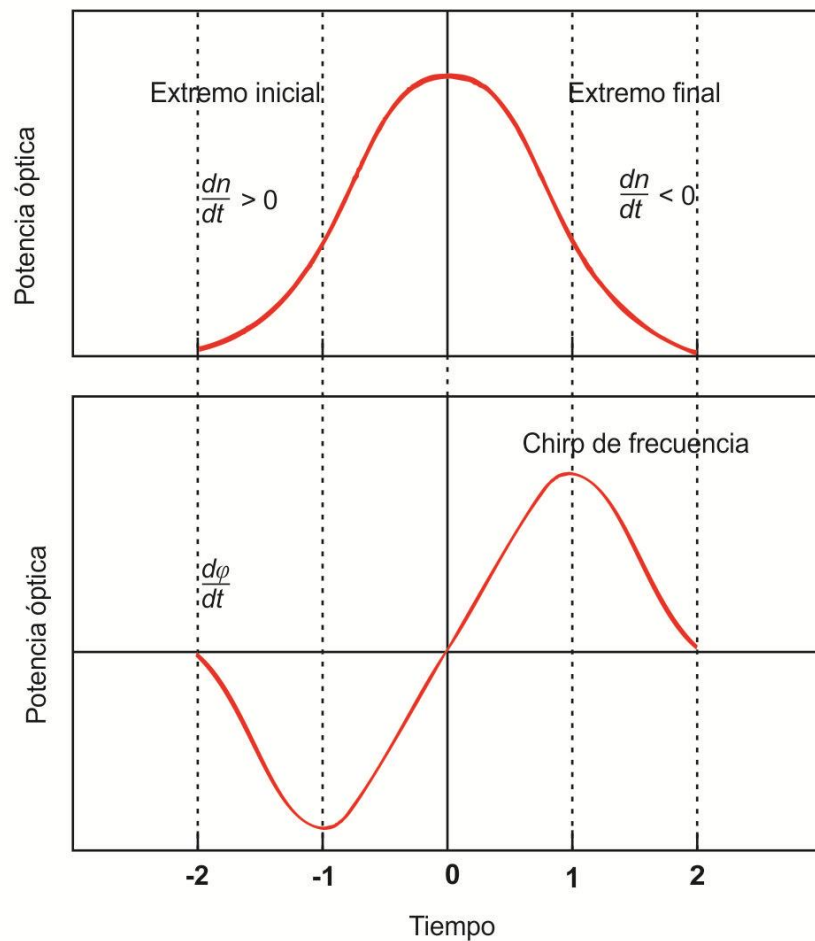


Figura 4.1 Descripción del ensanchamiento espectral debida a SPM (Ref. post. [7]; © 2007 PIER)

SPM produce un *chirpeo* con frecuencias más bajas en el extremo inicial y las frecuencias más altas en el extremo final.



## Dispersión de velocidad de grupo (GVD)

Como se observa en la ecuación (4.1) el índice de refracción en la fibra también depende de la frecuencia óptica  $\omega$ . Esta dispersión cromática juega un papel muy importante y permite la formación de solitones ópticos bajo ciertas condiciones.

Considere una fibra monomodo de longitud  $L$ . Un componente espectral específico a la frecuencia  $\omega$  llegaría al final de la fibra después de un tiempo de retraso  $T = \frac{L}{v_g}$  donde  $v_g$  es la velocidad de grupo, definida como  $v_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega}\right)^{-1}$  y  $\beta = n(\omega)\frac{\omega}{c}$  es la constante de propagación [3].

La dependencia frecuencial de la velocidad de grupo permite el ensanchamiento de pulso sencillamente porque diferentes componentes espectrales del pulso no llegan simultáneamente al final de la fibra.

Si  $\Delta\omega$  es el ancho espectral del pulso, el ensanchamiento del pulso está dado por [3]:

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{L}{v_g} \right) \Delta\omega = L \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Delta\omega \equiv L\beta_2 \Delta\omega \quad (4.3)$$

Este fenómeno se llama dispersión de velocidad de grupo GVD (*Group velocity dispersion*) y el parámetro  $\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}$  es conocido como el parámetro GVD.

En fibras de silicio convencionales,  $\beta_2$  cambia de positivo a negativo como la longitud de onda se incrementa por arriba de  $1.3 \mu m$ . La región en la cual  $\beta_2$  es negativa se refiere al régimen anómalo de GVD. Las fibras de dispersión desplazada usadas para la ventana de comunicaciones, tienen  $\beta_2 = 0$  cerca de  $1.5 \mu m$ . [3]

Se conoce como parámetro de dispersión a  $D = -2\pi \frac{c}{\lambda^2} \beta_2$  [8]. Nótese que el parámetro GVD y el parámetro D tienen signos opuestos, así entonces la dispersión anómala cuando  $\beta_2$  es negativa, implicará que D sea positiva.

## **Combinación de SPM y GVD**

Como ya vimos en las secciones anteriores, SPM produce un *chirpeo* con frecuencias más bajas en el extremo inicial y las frecuencias más altas en el extremo final. Por otro lado el *chirpeo* causado por la dispersión lineal en la región anómala es asociado con altas frecuencias en el extremo inicial y bajas frecuencias en el extremo final. Ambos efectos son opuestos. Un efecto puede ser compensado con el otro. En tal situación el pulso se propagaría sin distorsión por compensación mutua de dispersión y SPM. Tal pulso no se ensancharía ni en el dominio del tiempo (como una dispersión lineal) ni en el dominio de la frecuencia (como en SPM) y es llamado solitón.

## **Inestabilidad de modulación (MI) – Rompimiento de pulsos**

Muchos sistemas no lineales presentan una inestabilidad que permite la modulación del estado estacionario como resultado de una interacción entre los efectos de GVD y SPM [5].

Por lo tanto, para observar el fenómeno de inestabilidad de modulación (MI) es necesario que la propagación del pulso se desenvuelva en el régimen de dispersión anómala ( $\beta_2 < 0, D > 0$ ). [4]

Este fenómeno se manifiesta con la aparición de dos lóbulos laterales a ambos lados de un bombeo continuo (cw) en el dominio espectral. Visto

desde el dominio temporal esto se traduce como el rompimiento de la onda continua (cw) un tren de pulsos ultracortos que se propaga por la fibra [4].

Para analizar el efecto de la MI, es necesario hacer referencia a una versión simplificada (sin incluir pérdidas en la fibra) de la NLSE (Ecuación de Schrödinger no lineal). [5]

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} i \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (4.4)$$

Donde  $A(z, t)$  representa la amplitud de la envolvente del pulso,  $\beta_2$  es el parámetro GVD y  $\gamma$  es el parámetro no lineal causante de SPM. La amplitud  $A$  es independiente de  $T$  en la parte inicial de la fibra en  $z = 0$ . Para esta situación obtenemos la siguiente solución en estado estable [5]:

$$\bar{A} = \sqrt{P_0} \exp(i\varphi_{NL}) \quad (4.5)$$

Donde  $P_0$  es la potencia incidente y  $\varphi_{NL} = \gamma P_0 z$  es el desplazamiento de la fase no lineal inducido por SPM. El siguiente paso es preguntarnos si la solución mencionada es estable en contra de pequeñas perturbaciones, para probar esto, introduciremos una pequeña perturbación, tal que [5]:

$$A = (\sqrt{P_0} + a) \exp(i\varphi_{NL}) \quad (4.6)$$

Donde  $a(z, t)$  es la perturbación. Utilizaremos un análisis de estabilidad lineal. Sustituyendo la ecuación (4.6) en (4.4), linealizando con respecto a  $a$  y manteniendo únicamente los términos en la primer potencia de  $a$ , podemos obtener una ecuación para la evolución de la perturbación obtenemos [5]:

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} i \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_0 (a + a^*) \quad (4.7)$$

Esta ecuación puede ser resuelta en el dominio de Fourier, sin embargo debido al término  $a^*$ , las componentes de Fourier a las frecuencias  $\Omega$  y  $-\Omega$  están acopladas. Por lo tanto se considera una solución de la siguiente forma

$$a(z, T) = a_1 \exp[i(Kz - \Omega t)] + a_2 \exp[-i(Kz - \Omega t)] \quad (4.7)$$

Donde  $K$  y  $\Omega$  son, el número de onda y la frecuencia de perturbación, respectivamente. Las ecuaciones (4.6) y (4.7) proveen un conjunto de dos ecuaciones homogéneas para  $a_1$  y  $a_2$ . Este conjunto tiene una solución cuando  $K$  y  $\Omega$  satisfacen la siguiente relación de dispersión[5].

$$K = \pm \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| [\Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega_c^2]^{1/2} \quad (4.8)$$

Donde  $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ , dependiendo del signo de  $\beta_2$ .

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} = \frac{4}{|\beta_2| L_{NL}} \quad (4.9)$$

Donde  $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$ . La relación de dispersión (4.8) muestra que la estabilidad del estado estacionario depende críticamente de si la luz experimenta GVD normal ( $\beta_2 > 0$ ) o anómala ( $\beta_2 < 0$ ). En el caso de dispersión normal el número  $K$  es real para toda  $\Omega$  y por lo tanto el estado estacionario permanece estable para pequeñas perturbaciones. Sin embargo para el caso de dispersión anómala,  $K$  es imaginario para la región  $|\Omega| < \Omega_c$  y la perturbación  $a(z, T)$  crece exponencialmente conforme crece  $z$ .

Como resultado la solución de la onda continua es por naturaleza inestable para el caso de dispersión anómala, es justo debido a ésta, que se llama inestabilidad de modulación a dicho fenómeno, ya que

permite una modulación temporal instantánea de la onda continua y la transforma en un tren de pulso [5].

## Fibra birrefringente

La simetría circular de una fibra nos hace pensar que si introducimos luz linealmente polarizada en el extremo inicial de la fibra, la polarización se mantendrá sin cambio a la salida de la fibra, sin embargo en la práctica, la fibra no es perfectamente circular y no tiene homogeneidad óptica, la cual es producida por el material, por dobleces, tensión y torsión de la fibra [9].

Debido a esto, una fibra monomodo, en realidad no lo es, ya que soporta dos modos “degenerados” que están polarizados en dos direcciones ortogonales y viajan a velocidades distintas dentro de la fibra, a uno de esos modos, por obvias razones se le llama modo rápido y al otro modo lento. Matemáticamente el grado de birrefringencia modal está dado por:

$$B = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y| \quad (4.10)$$

Donde  $n_x$  y  $n_y$  son los índices de refracción y  $\beta_x$  y  $\beta_y$  son las constantes de propagación de fase, correspondientes a los dos estados de polarización ortogonales, respectivamente. La diferencia en la velocidad de fase origina un retardo  $\phi(z)$  que depende de la longitud de la fibra y está dado por:

$$\phi(z) = (\beta_x - \beta_y)z \quad (4.11)$$

Cuando la dirección de polarización de luz linealmente polarizada coincide con el eje rápido o el eje lento, el estado de polarización permanece sin cambio durante la propagación. En general, esto no es así, y el estado de polarización cambia dentro de la fibra. Los modos intercambiar sus potencias en una forma periódica mientras se propagan en la fibra, con periodo:

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B} \quad (4.12)$$

Donde  $L_B$  es el periodo de repetición (*beat length*). La figura 4.2 muestra la evolución de la polarización de la luz dentro de la longitud de repetición en una fibra birrefringente. El estado de polarización cambia de lineal a elíptica, de elíptica a circular, de circular a elíptica y de elíptica a lineal en la primera mitad del periodo de repetición y después regresa a polarización lineal, pero rotado  $90^\circ$  con respecto a la polarización de entrada. El proceso se repite en la segunda mitad del periodo de repetición, de tal forma que el estado inicial se obtiene nuevamente a la distancia  $z = L_B$  y sus múltiplos [5].

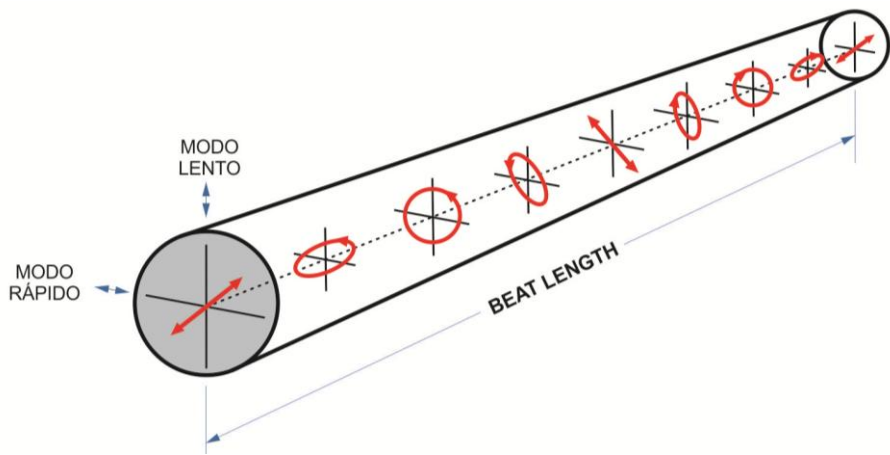


Figura 4.2. Esquema del cambio del estado de polarización dentro de una fibra birrefringente. (Ref. post. [5]; © 2001 AP)

Toda fibra óptica tiene cierta birrefringencia lineal, si esta birrefringencia es introducida por el esfuerzo térmico o por asimetría en la geometría, se considera birrefringencia intrínseca, debido a que no se puede eliminar. La birrefringencia lineal intrínseca es un efecto indeseable cuando no trabajamos con fibras que mantengan la polarización.

En contraste con la birrefringencia lineal, la birrefringencia circular la podemos obtener por torsión o a través de un campo magnético en la dirección del eje de la fibra [12]. La torsión de la fibra puede imponer una fuerte birrefringencia circular en el núcleo de la fibra.

La influencia de la birrefringencia circular será dominante en comparación con la birrefringencia lineal y ésta podrá ser despreciada. Si a una sección de la fibra con longitud  $l_f$  es expuesta a torsión con torsión específica  $\tau$  [12].

$$\tau = \frac{\delta}{l_f} \quad (4.13)$$

Donde  $\delta$  es el ángulo de torsión y una ligera fuerza se ejerce en el plano perpendicular al eje de la fibra, como se muestra en la figura 4.3.

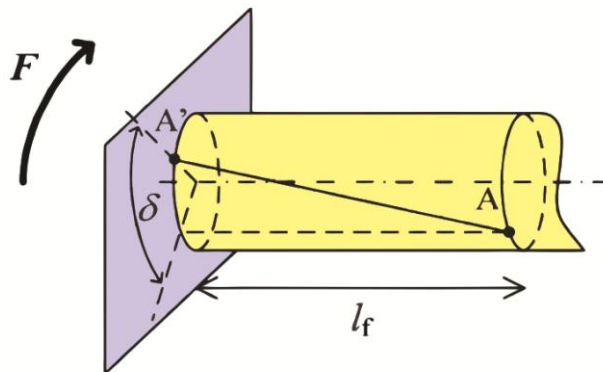


Figura 4.3. Ilustración de la torsión de una fibra. (Ref. post. [12]; © 2012 BrnoU)

## Elipse de polarización

El estado de polarización puede ser representado por una elipse. En un sistema coordenado, usando la regla de la mano derecha,  $x$ ,  $y$  y  $z$  donde  $z$  es el eje de propagación de la luz de forma helicoidal, el vector de campo eléctrico puede ser visualizado con esta regla si el eje  $z$  sale de la hoja en dirección perpendicular a ella, con estas características en mente, supongamos a un observador (virtual) mira hacia la fuente de luz, en donde éste observa la elipse de rotación del vector de campo eléctrico.

La elipse de polarización está caracterizada por tres parámetros independientes, las dos amplitudes  $A_x$ ,  $A_y$  de las componentes del campo eléctrico, las longitudes de sus semiejes mayor y menor  $a$  y  $b$  respectivamente y el ángulo  $\theta$  llamado azimuth, que es el ángulo formado por el eje mayor de la elipse con el eje  $x$  de referencia.

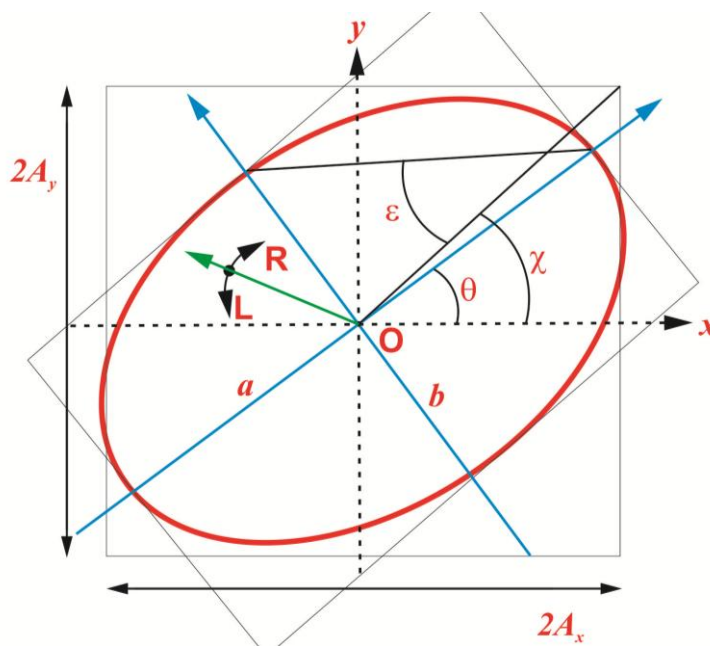


Figura 4.4. Elipse de polarización. (Ref. post. [11]; © 2008 ThorLabs)



A partir de las longitudes de los semiejes, introducimos el ángulo  $\varepsilon$  llamado elipticidad, tomando en cuenta que el sentido de la polarización (izquierda o derecha) depende del signo de  $\varepsilon$ .

El valor de la elipticidad  $\varepsilon = \arctan\left(\frac{b}{a}\right)$  varía desde  $-45^\circ$  a  $45^\circ$ . Si el valor de  $\varepsilon = 0$  implica que la luz está linealmente polarizada. Si  $\varepsilon < 0$  implica que la luz está polarizada a la izquierda y de lo contrario  $\varepsilon > 0$  implica que la luz está polarizada a la derecha [10].

## 4.2 Arreglo experimental

El proceso en la caracterización de la fibra fue probar con bajas potencias algunos tipos de fibra torcida y no torcida, enrolladas en carretes con distintos diámetros y de esta manera estudiar el comportamiento de la polarización con respecto a dichos factores. En la figura 4.5 se muestra el diagrama general que se utilizó a la salida del EDFA, para hacer la experimentación correspondiente.

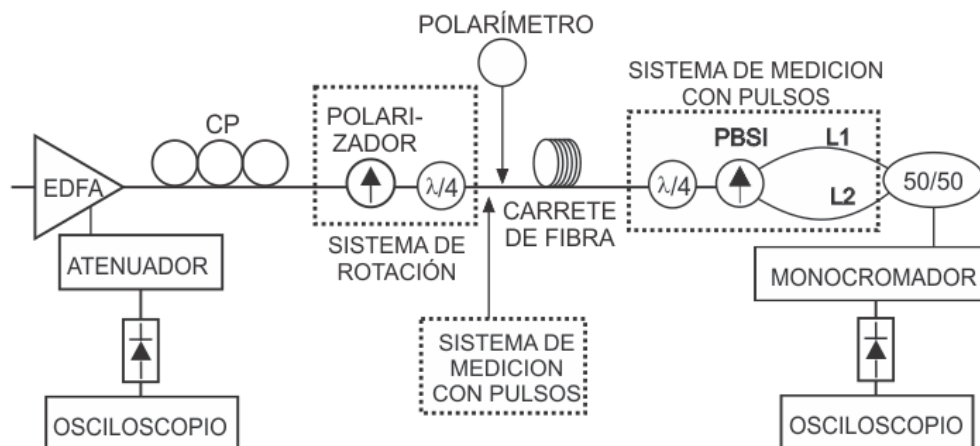


Figura 4.5 Esquema de medición y de formación de solitones

## El arreglo de polarización en la entrada de la fibra

Previo a la caracterización tuvimos que verificar el tipo de polarización que introduciríamos a las fibras antes mencionadas para poder hacer un comparativo de las propiedades de polarización a la entrada y a la salida de la fibra. La fibra sin efectos de birrefringencia aleatoria tiene que presentar en la salida el mismo estado de polarización que está en la entrada. Para dicha verificación utilizamos el arreglo presentado en la Fig. 4.6.

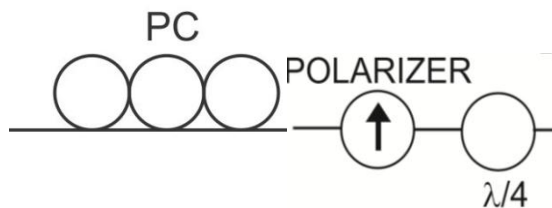


Figura 4.6 Arreglo utilizado para variar la elipticidad de entrada

El control de polarización nos permitirá estabilizar el estado de polarización a la entrada del sistema. El polarizador y la placa cuarto de onda, por su parte nos permitirá obtener cualquier tipo de polarización, de esta manera estamos produciendo una variación en la elipticidad de forma proporcional con el ángulo de rotación. Estamos obteniendo todo el rango de polarización elíptica desde  $0^\circ$  a  $45^\circ$ . Cuando la diferencia entre el ángulo del polarizador y la placa es de  $45^\circ$  obtenemos polarización circular a la salida. Esta polarización está variando linealmente con respecto a la rotación angular de la placa de cuarto de onda (véase figura 4.6). A manera de visualización mental se describe dicha relación con ángulos específicamente marcados de  $90^\circ$  aunque hay cierto desfase en la medida real de estos ángulos.  $0^\circ$  a  $90^\circ$  crece, de  $90^\circ$  a  $180^\circ$  decrece y se repite dicho comportamiento los próximos  $180^\circ$ .

Para el proceso de caracterización de las diferentes tipos de fibra, utilizamos en todos casos SMF-28 y medimos a bajas potencias, es decir cuando aún no se presentan fenómenos no lineales. Los resultados de estas mediciones se muestran y detallan en la siguiente sección, solamente se mencionarán a manera de información previa las medidas en longitud de la fibra y los diámetros de los carretes utilizados. Se espera que al usar un carrete de fibra torcida, se conserve dicha polarización circular a la salida de la fibra, es decir que no cambie dicha polarización a pesar de la longitud.

## El arreglo de mediciones de polarización en la salida de la fibra

A continuación hablaremos un poco del proceso de obtención de pulsos. Para ello, se coloca la figura siguiente, de la cual se mencionarán algunos de talles

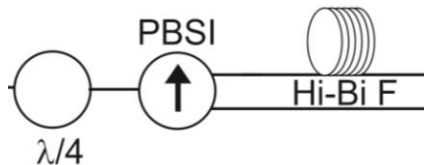


Figura 4.7. Arreglo utilizado para medir la elipticidad a la salida de la fibra.

El arreglo está hecho de una placa de cuarto de onda, un polarizador y una línea de retraso de fibras ópticas. Cualquier tipo de polarización se puede representar como la suma de dos polarizaciones circulares, o lineales o elípticas, nosotros la representaremos como la suma de dos polarizaciones circulares. La placa de cuarto de onda transforma una polarización circular (derecha) a una polarización lineal en una dirección

y a su vez la otra polarización circular (izquierda) en otra circular pero con otra dirección.

El PBSi (Polarizer Beam Splitter) tiene como función dividir el haz de luz, pero tomando en cuenta la polarización, es decir, en un brazo de la salida tendrá cierta polarización, y a la otra salida, tendrá una polarización distinta. La razón por la cual un brazo es mayor en longitud que otro, es para poder visualizar en el osciloscopio, el retraso en tiempo del segundo pulso (con distinta polarización) con respecto al primer pulso.

Si ajustamos la diferencia entre el ángulo de la placa y el del polarizador a  $45^\circ$ , tendremos que una polarización lineal pasará a un brazo y la otra polarización lineal pasará al otro brazo. Pero una polarización lineal corresponde a una polarización circular en la entrada en una dirección y de la misma manera para la otra polarización lineal. Entonces podemos medir las dos componentes circulares a la entrada a partir de las amplitudes a la salida del PBSi. Para las componentes circulares, sabemos que la diferencia normalizada (relacionada con  $\varepsilon$ ) se calcula de la siguiente manera [12]:

$$U = \frac{\sqrt{\text{Pulso1}} - \sqrt{\text{Pulso2}}}{\sqrt{\text{Pulso1}} + \sqrt{\text{Pulso2}}} \quad (4.14)$$

El valor que obtenemos está dado con una escala de -1 a 1, para calcular la elipticidad  $\varepsilon$  basta hacer solamente un ajuste en la escala para tener el valor entre  $-45^\circ$  a  $45^\circ$ . El pulso 1 corresponde a la amplitud en el brazo corto de la fibra y el pulso 2 corresponde al brazo largo de la fibra a la salida del PBSi. De esta manera podemos obtener la elipticidad a la salida del sistema a partir de los pulsos medidos.

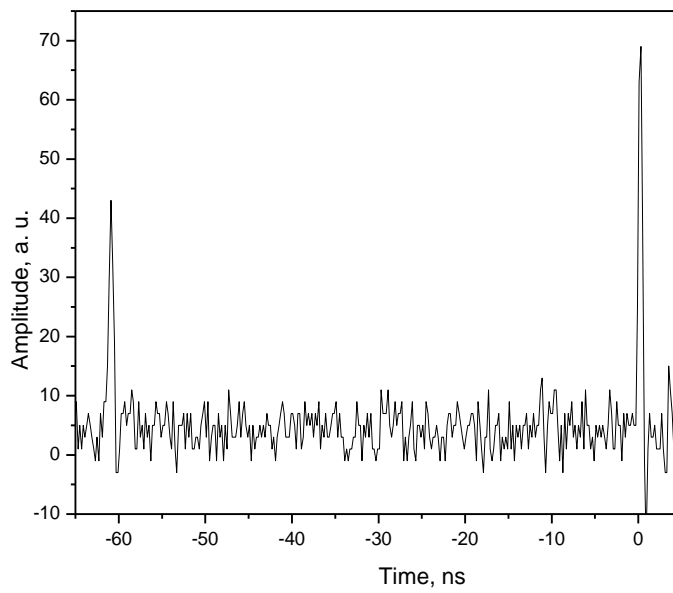
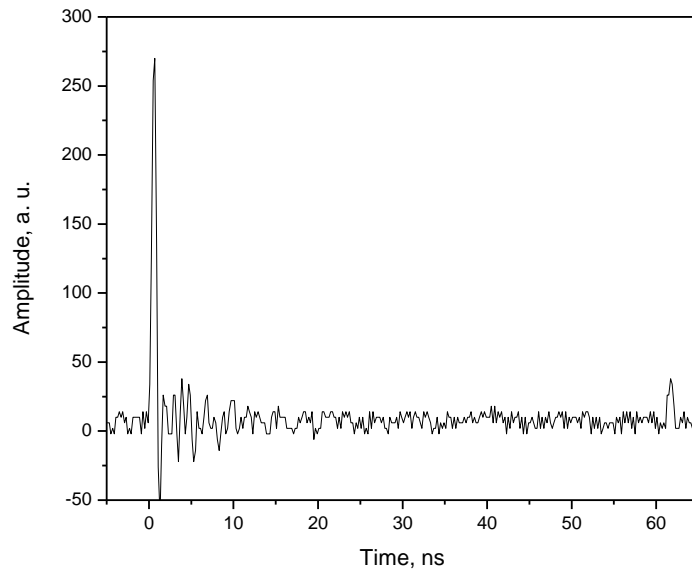


Figura 4.8. Formas de onda medidas con el osciloscopio, donde se aprecia los pulsos medidos a la salida del sistema

En la figura 4.8 se muestra imágenes tomadas directamente del osciloscopio donde podemos observar los pulsos a la salida del sistema y a su vez poder determinar, a manera de ejemplo la elipticidad a la salida, en esas imágenes en particular. En a) podemos apreciar que el pulso 1 llega a 275 u. a. y el pulso 2 llega a 35 u. a. aproximadamente. Por tanto podemos decir que la elipticidad correspondiente es de  $26^\circ$ . En b) la elipticidad es de  $-7^\circ$

Cabe resaltar que cuando un pulso corresponde a un máximo, y el otro a un mínimo, estamos obteniendo polarización circular en una dirección; y cuando las magnitudes de dichos pulsos se invierten obtenemos también polarización circular pero en otra dirección. También cuando ambos pulsos son iguales en magnitud tenemos el caso de polarización lineal.

## **Medición de polarización en la salida de la fibra usando un polarímetro**

Se analizará a continuación una manera alternativa de obtener la polarización a la salida del sistema, que de inicio es más sencilla, pero tiene ciertas desventajas que también mencionaremos. Medimos con el polarímetro el estado de polarización a la salida del carrete. Ya que la birrefringencia de una SMF varía estadísticamente, el beat length fluctúa de la misma manera.

Los valores de medición deben ser evaluados estadísticamente, el polarímetro usado para tal efecto tiene dichas características. Las desventajas de usar el polarímetro (al menos para nuestro caso particular) es que nosotros queremos medir la polarización de un solo pulso y el polarímetro mide el promedio de una onda continua. También, debido a esto mismo, no podríamos utilizar el monocromador

porque mide todas las longitudes de onda y parte de nuestra idea es poder medir a distintas longitudes de onda, hacer un barrido en la longitud de onda, para investigar el comportamiento.

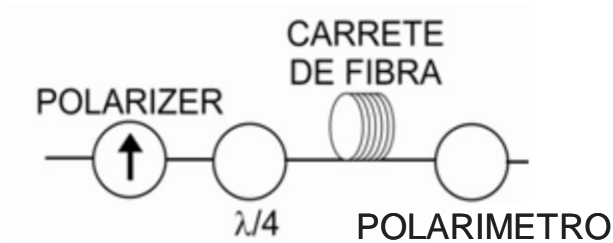


Figura 4.9. Arreglo utilizado para medir la elipticidad usando un polarímetro

### Comparación de las formas descritas para medir la polarización a la salida de la fibra torcida

A continuación se muestran gráficas de la elipticidad de la polarización a la salida del amplificador medidas con un polarímetro y con nuestro arreglo. La longitud de onda a la que se midió fue 1550 nm.

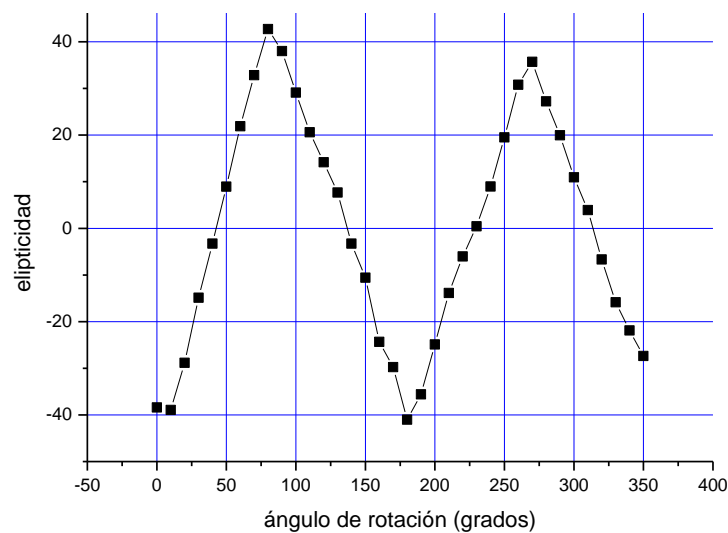


Figura 4.10. Dependencia de la elipticidad con respecto al ángulo de rotación de la placa de cuarto de onda usando el polarímetro.

La comparación de los graficas muestra que nuestro arreglo arroja los mismos resultados cualitativos que el polarímetro. Por tanto usaremos nuestro arreglo ya validado para hacer las mediciones en la sección siguiente.

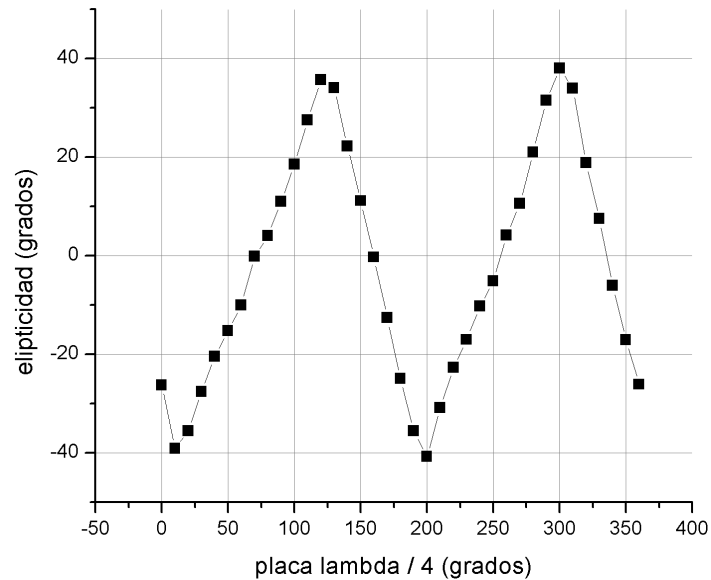


Figura 4.11. Dependencia de la elipticidad con respecto al ángulo de rotación de la placa de cuarto de onda usando los pulsos obtenidos con el arreglo propio.

## ***4.2 Investigación de los efectos de la birrefringencia aleatoria en distintas muestras de las fibras***

Las gráficas que se muestran a continuación se realizaron a baja potencia de bombeo, a 1550 nm con distintas longitudes de fibra estándar enrolladas en carretes con diámetros diferentes también.



## Fibra de 60 metros

Empezamos con la fibra torcida de 63 m enrollándola en un carrete de 15.5 cm de diámetro. Posteriormente se hicieron pruebas con una fibra estándar, no torcida de 62 m enrollada en un carrete de 15.5 cm de diámetro. Finalmente se colocó la fibra torcida de 63 m en un carrete de 52 cm de diámetro.

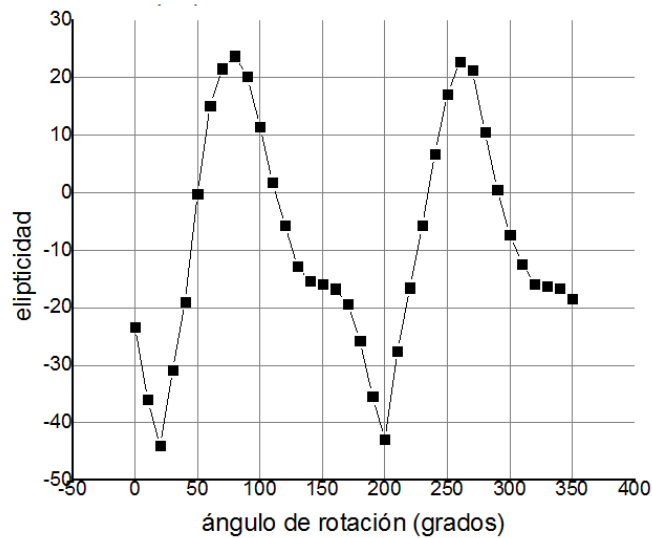


Figura 4.12. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 62 m de fibra torcida en un carrete de 15.5 cm de diámetro.

Realmente no hay diferencia significativa en las gráficas de la elipticidad a la salida de las fibras mostradas en las figuras 4.12 y 4.13. Tienen una longitud similar y están enrolladas en un carrete del mismo diámetro, 15.5 cm y el que una esté torcida y la otra no, no influye a este diámetro del carrete ni a la longitud de fibra medida. En la figura 4.14 se muestra la elipticidad obtenida a la salida de la fibra de 62 m, pero enrollada en un carrete de 52 cm de diámetro. La diferencia es enorme (compárese con las figuras 4.11 y 4.12), ha desaparecido también el chipote.

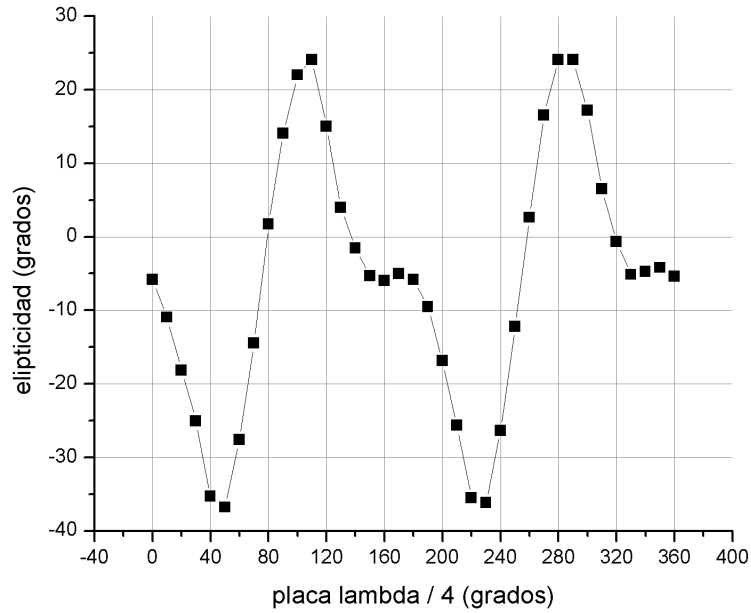


Figura 4.13. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 62 m de fibra no torcida en un carrete de 15.5 cm de diámetro.

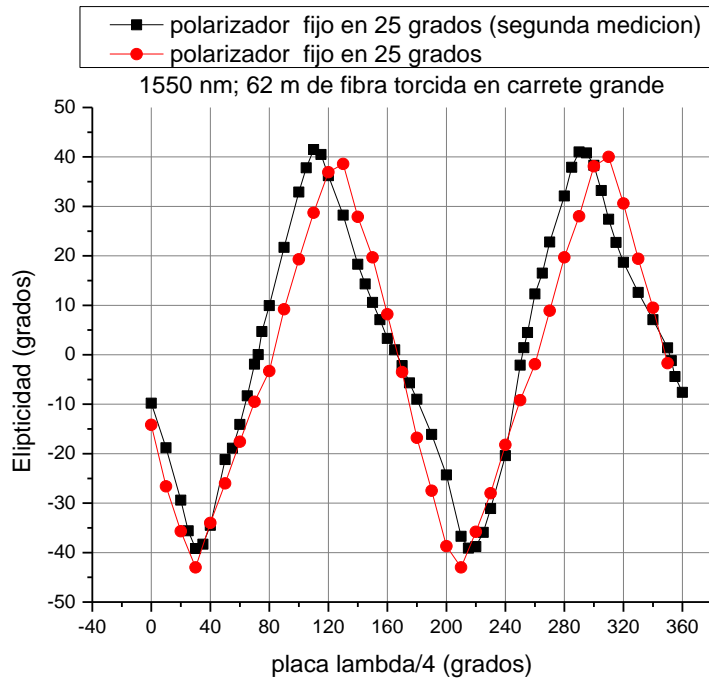


Figura 4.14. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 62 m de fibra torcida en un carrete de 52 cm de diámetro.

Podemos concluir de los resultados anteriores, que la fibra con torsión y que está enrollada en el carrete de 52 cm de diámetro no presenta efectos de birrefringencia, es decir éstos se han anulado gracias a la torsión de la fibra.

### Fibra de 210 metros

Después se hicieron algunas pruebas con una fibra estándar torcida de 218 m enrollándola primeramente en un carrete de 20.5 cm de diámetro. También se realizaron las mismas medidas comparativas con una fibra estándar no torcida de 210 m enrollada en un carrete de 15.5 cm de diámetro. Finalmente se realizaron las pruebas a la misma fibra estándar torcida de 218 m pero ahora enrollándola en una carrete de 52 cm de diámetro.

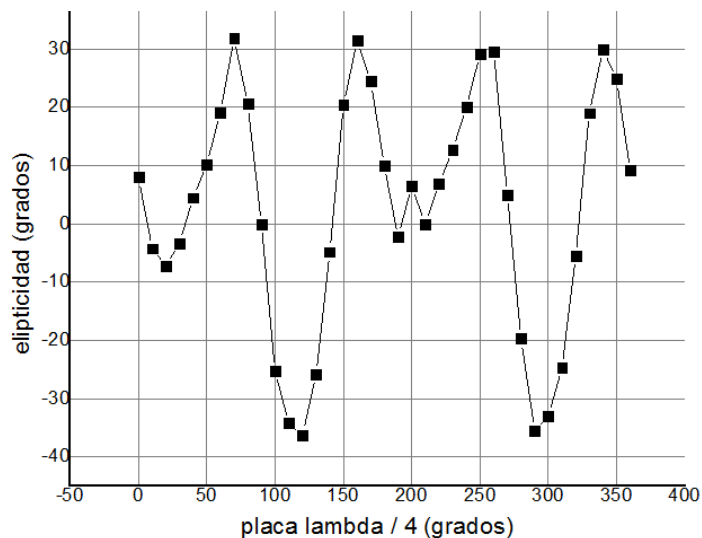


Figura 4.15. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 218 m de fibra torcida en un carrete de 20.5 cm de diámetro.

Se puede observar que tanto en las gráficas mostradas en las figuras 4.15 y 4.16 no hay un patrón claro del comportamiento de la elipticidad,

ni diferencia significativa entre las fibras torcida y no torcida, veremos en la gráfica siguiente que el diámetro del carrete es un factor importante para esto, pues a un diámetro menor tenemos más birrefringencia de la fibra al ser doblada.

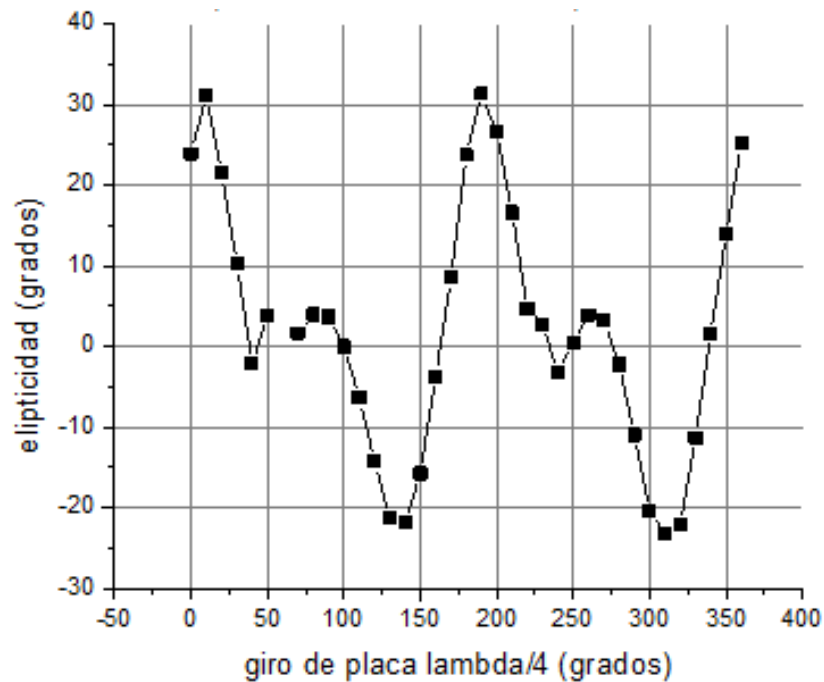


Figura 4.16. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 210 m de fibra no torcida en un carrete de 15.5 cm de diámetro.

La figura 4.17 muestra la elipticidad a la salida de la fibra de 218 m enrollada en un carrete de 52 cm de diámetro. El comportamiento es mucho mejor al aumentar el diámetro del carrete.

Podemos concluir de los resultados anteriores, que la fibra con torsión al menos hasta 218 m y que está enrollada en el carrete de 52 cm de diámetro no presenta efectos de birrefringencia, es decir éstos se han anulado gracias a la torsión de la fibra.

Esta longitud de 218 m es suficiente para observar los efectos de rompimiento de pulso. Nótese también que las marcas de polarización circular que se obtienen en la fig. 4.17 coinciden en general con las obtenidas en la fig. 4.14.

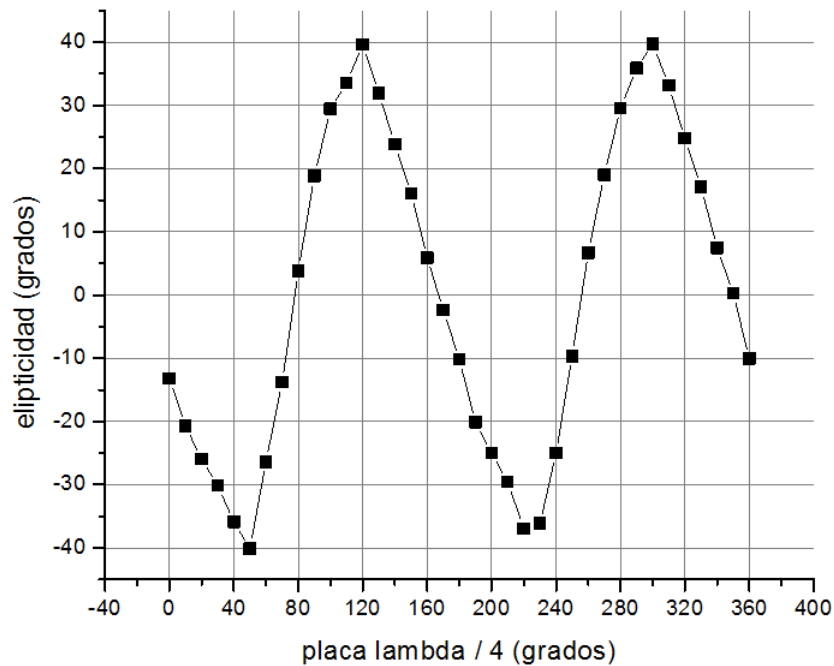


Figura 4.17. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 218 m de fibra torcida en un carrete de 52 cm de diámetro.

### ***4.3 Medición de la elipticidad de los solitones formados en el proceso de rompimiento de los pulsos***

Las gráficas que se muestran a continuación se realizaron a alta potencia de bombeo, a varias longitudes de onda, con distintas longitudes de fibra estándar enrolladas en carretes con diámetros diferentes también.

## Pruebas a 1550 nm

Las figura 4.18 muestra el comportamiento de la elipticidad para la fibra torcida de 218 m enrollada en un carrete de 52 cm de diámetro. Por su parte la figura 4.19 también muestra la elipticidad pero de una fibra sin torsión de 210 m enrollada en un carrete de 15.5 cm de diámetro. Ambas gráficas tienen un comportamiento similar en cuanto a la forma, aunque hay que notar que la figura 4.18 muestra más ensanchamiento al llegar a la polarización circular derecha, por lo mismo dicha polarización tiene un rango más amplio sobre el cual se extiende.

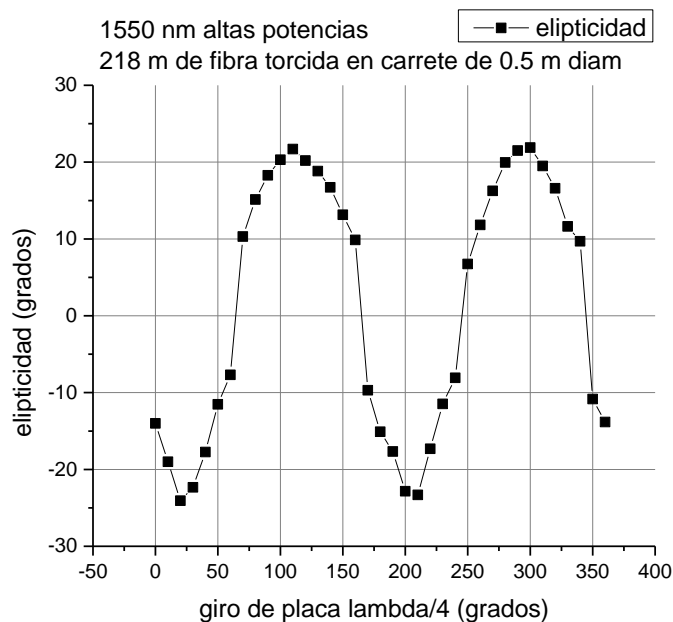


Figura 4.18. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 218 m de fibra torcida en un carrete de 52 cm de diámetro con alta potencia de bombeo.

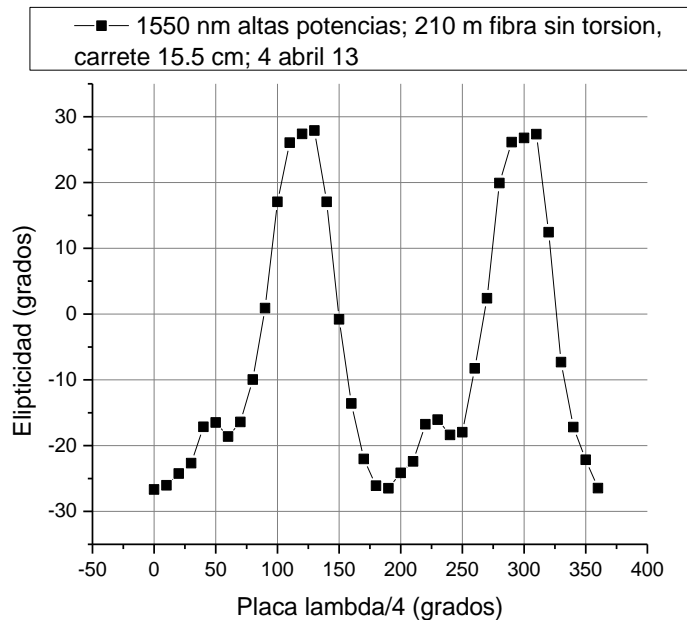


Figura 4.19. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 210 m de fibra no torcida en un carrete de 15.5 cm de diámetro con alta potencia de bombeo.

## Pruebas a 1560 nm

Las figura 4.20 y 4.21 muestran el comportamiento de la elipticidad para la fibra torcida de 218 m enrollada en un carrete de 52 cm de diámetro y para la fibra no torcida de 210 m enrollada en un carrete de 15.5 cm de diámetro respectivamente. Ambas están a 1560 nm. En la figura 4.20 se aprecia el comportamiento muy similar que se venía observando, es decir la polarización dentro de la fibra se sigue manteniendo, mientras que en la figura 4.21 si acaso hay una frecuencia en la muestra, está muy distorsionada la forma.

Se observa que a esta longitud de onda, el comportamiento de la elipticidad en la fibra sin torsión, no tiene algún patrón definido, pareciera más bien aleatorio.

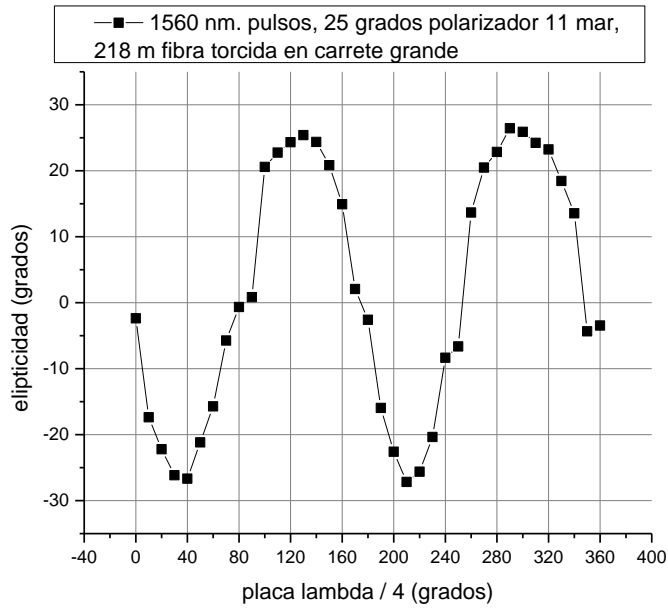


Figura 4.20. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 218 m de fibra torcida en un carrete de 52 cm de diámetro con alta potencia de bombeo a 1560n nm.

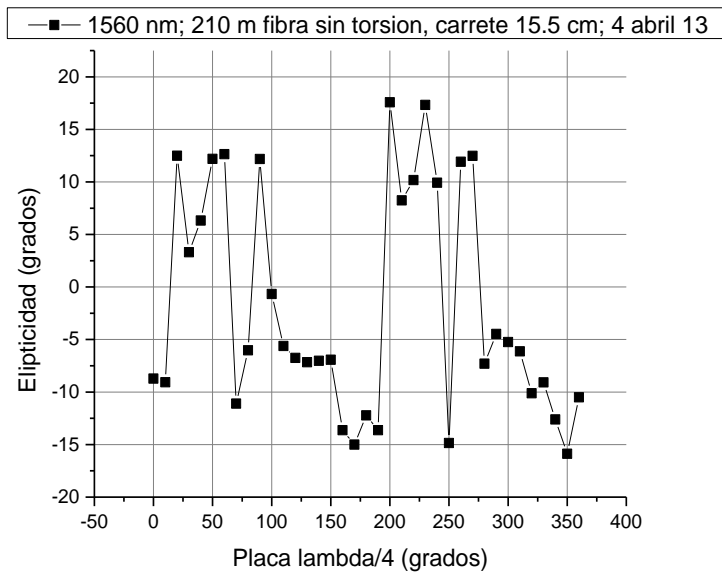


Figura 4.21. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 210 m de fibra no torcida en un carrete de 15.5 cm de diámetro con alta potencia de bombeo a 1560 nm.



## Pruebas a 1570 nm

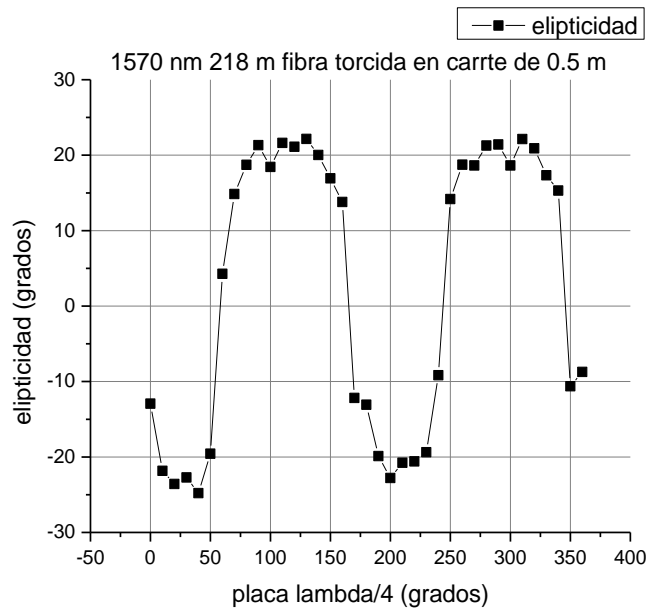


Figura 4.22. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 218 m de fibra torcida en un carrete de 52 cm de diámetro con alta potencia de bombeo a 1570 nm.

Para 1570 nm la diferencia se hace aún mayor entre la fibra torcida y la no torcida, como se muestra en las figuras 4.22 y 4.23. En el primer caso, se muestra la elipticidad a la salida de la fibra torcida de 218 m enrollada en el carrete de 52 cm de diámetro y se observa que la polarización se sigue manteniendo, haciéndose más evidente el achatamiento de una polarización circular. Sin embargo para el segundo caso, la elipticidad a la salida del carrete de 210 m de fibra sin torsión, enrollada en el carrete de 15.5 cm de diámetro se observa que está totalmente aleatoria y se encuentra oscilando cerca de la polarización lineal.

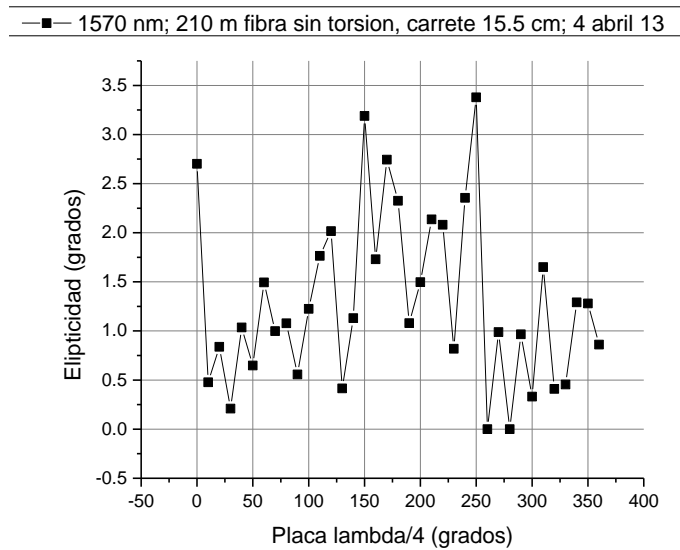


Figura 4.23. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 210 m de fibra no torcida en un carrete de 15.5 cm de diámetro con alta potencia de bombeo a 1570 nm.

## Pruebas a 1580 nm

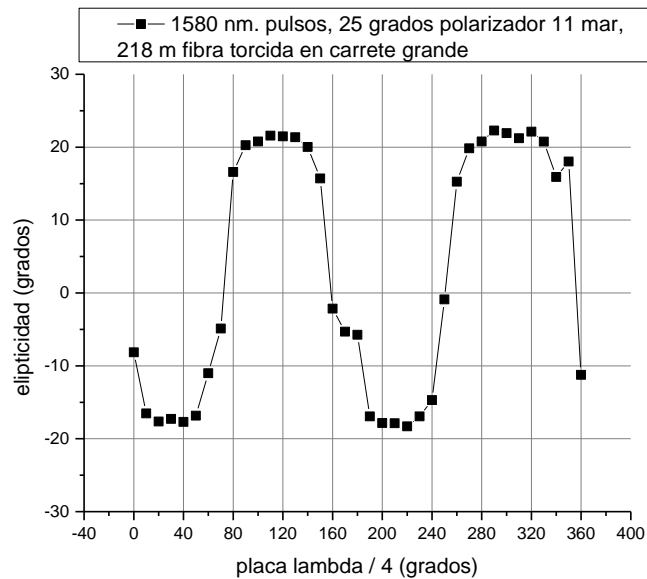


Figura 4.24. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 218 m de fibra torcida en un carrete de 52 cm de diámetro con alta potencia de bombeo a 1580 nm.

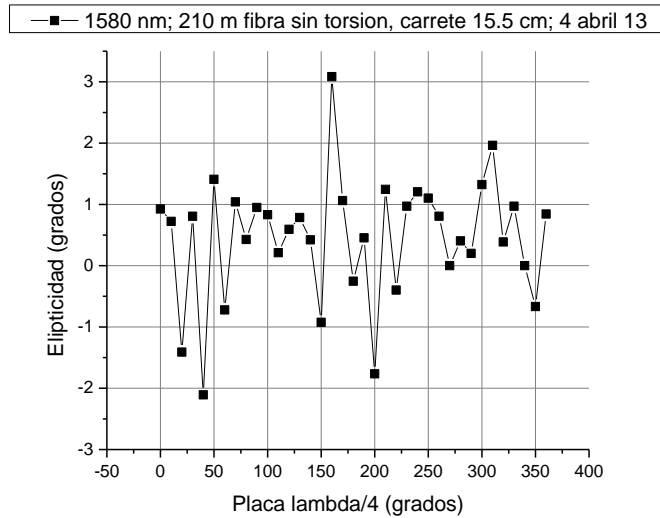


Figura 4.25. Medida de la elipticidad a la salida del carrete de 210 m de fibra no torcida en un carrete de 15.5 cm de diámetro con alta potencia de bombeo a 1580 nm.

Se muestran también mediciones realizadas a 1580 nm en las figuras 4.24 y 4.25 para ambas fibras, descritas ya anteriormente y el resultado se confirma aún más. La polarización a la salida de la fibra torcida se ha mantenido no importando la potencia de bombeo. Muy al contrario la polarización a la salida de la fibra no torcida se ha perdido significativamente hasta volverse aleatoria a longitudes de onda cada vez mayores.

## 4.4 Observaciones

De los resultados obtenidos en la sección anterior, se observa una manera muy interesante de medir la polarización, utilizando el sistema mostrado en la figura 4.7, equivalente a un polarímetro comercial,

teniendo como base las medidas de los pulsos y un breve desarrollo analítico.

También se observa que al elegir la fibra torcida, como forma de cancelar la birrefringencia aleatoria de la fibra, es también importante tomar en cuenta el diámetro del carrete, y podemos concluir que a diámetros mayores de 50 cm, la birrefringencia por enrollamiento es prácticamente despreciable.

## ***Referencias***

[1] M. G. Banaee, J. F. Young, “High-order soliton breakup and soliton self-frequency shifts in a microstructured optical fiber”, J. Opt. Soc. Am. B/ Vol. 23, No. 7/ July 2006

[2] P. Beaud, W. Hodel, BB. Zysset, H. P. Weber, “Ultrashort Pulse Propagation, Pulse Breakup, and Fundamental Soliton Formation in a Single-Mode Optical Fiber” IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. Qe-23, no. 11, november 1987.

[3] P. L. Christiansen M. P. Sørensen A. C. Scott, “Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century”, Springer, Alemania, 2000.

[4] Martín López. “Generación de supercontinuo en fibras ópticas monomodo con fuentes de bombeo continuo”. Tesis doctoral Universidad complutense de Madrid. Madrid, 2006

[5] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber optics”, Edit. John Academic Press, U.S.A. (2001).

- [6] Bello Jimenez, "Investigación de la extracción de solitones ópticos empleando un NOLM y su aplicación en el estudio del proceso de formación de solitones en fibras ópticas" Tesis doctoral, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica, y Electrónica, México, 2010.
- [7] S. P. Singh, N. Singh, Progress In Electromagnetics Research, PIER 73, India, 2007.
- [8] G. P. Agrawal, "Fiber - optic communication systems", Edit. John Wiley and Sons Inc., Capítulo 2 (2002).
- [9] Méndez Martínez, "Estudio teórico y experimental del interferómetro de Sagnac no lineal y su aplicación para formación de los pulsos" Tesis doctoral, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica, y Electrónica, México, 2006.
- [10] Gil Pérez, Arnald Gil, "El modelo de la esfera de Poincaré: Representación de medios materiales" Departamento de Física Aplicada E. U. de magisterio, España, 1991.
- [11] ThorLabs, "Polarization analyzing system" El modelo de la esfera de Poincaré: Representación de medios materiales" ThorLabs Instrumentation, operation manual, USA, 2006-2008.
- [12] Yasin Moh, Drexler Petr, Fiala Pavel, "Recent Progress in Optical Fiber Research" Optical fiber birefringence effects, Brno University of Technology, República Checa, 2012.





## Conclusiones generales

A continuación se presentan a manera conclusiva unos cuantos párrafos, que se desprenden del presente trabajo

- Se diseñó una serie de dispositivos electrónicos como fuentes de corriente y drivers de láseres, los cuales se utilizaron para poder implementar el amplificador de luz.
- Se diseñó un amplificador de fibra óptica con ganancia de 45 dB de tal manera que podamos obtener un pulso de luz a la salida del sistema amplificador (consistente en dos etapas) con potencia pico de 350 W, lo cual nos permite llevar a cabo los efectos no lineales en fibras ópticas.
- Se diseñó un arreglo experimental para investigar la polarización de los solitones formados en proceso de rompimiento de pulsos. El arreglo permite medir la polarización del solitones de diferentes longitudes de onda. Las medidas se hacen en forma de un solo disparo (single shot).

- La investigación de la polarización de los solitones fue hecha para fibras SMF-28 torcidas y sin torsión. Los resultados mostraron que en fibra sin torsión la polarización está totalmente aleatoria. Al mismo tiempo el grado de polarización en fibras torcidas es alto especialmente cuando el pulso de bombeo tiene polarización circular. Este fenómeno puede ser de utilidad para generar supercontinuo con alto grado de polarización.