



**I
N
A
O
E**

Switch óptico basado en la Dispersión Raman Estimulada.

Por:

M. C. Ariel Flores Rosas

Tesis sometida como requisito parcial para obtener el
grado de

**DOCTOR EN CIENCIAS EN LA
ESPECIALIDAD DE ÓPTICA**

En el

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

Septiembre del 2010
Tonantzintla, Pue.

Directores de Tesis:

Dr. Evgeny Kuzin

Dr. Baldemar Ibarra Escamilla

©INAOE 2010

Derechos Reservados.

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



*Con todo cariño dedico este trabajo a mi
familia*

*Mi esposa que es parte fundamental en mi
vida y a mi hija Abril, porque ustedes son mi
aliciente para seguir adelante*

Mis Padres

*Roberto Flores
Guadalupe Rosas*

Agradecimientos

En primer lugar deseo agradecer a mis directores de tesis, los doctores Evgeny Kuzin y Baldemar Ibarra Escamilla por el apoyo que me han brindado para culminar con éxito mi proyecto de tesis. Sin sus aportaciones y comentarios este trabajo no hubiera llegado a un fin satisfactorio.

Quisiera agradecer a los miembros del jurado, la doctora Georgina Beltrán Pérez (BUAP), y los doctores Olivier Jean Michel Pottiez (CIO), Rubén Ramos García (INAOE), Nikolai Korneev Zabello (INAOE) y Svetlana Mansurova (INAOE), por sus aportaciones y comentarios para el mejoramiento de este trabajo de tesis.

A mi familia, mis papas Roberto Flores y Guadalupe Rosas, y a mis hermanos gracias por el apoyo y motivación que me han brindado.

A mi Esposa Elvia Reyes por gracias por el apoyo incondicional y tu grata compañía.

Gracias a todos mis amigos de óptica y electrónica que de una u otra forma me apoyaron con sugerencias, críticas y comentarios. Al personal que labora en la coordinación de óptica, en la biblioteca y en la dirección de formación académica. Gracias por el apoyo.

Finalmente agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico para la realización de estudios de doctorado a través de la beca.

Resumen.

La dispersión Raman estimulada (Stimulated Raman Scattering, SRS) puede anticipar grandes ventajas para circuitos de proceso de señales ópticas por su alta amplificación de la señal y la posibilidad intrínseca de la conversión de longitud de onda. Sin embargo, la SRS ha obtenido un poco de atención en el contexto de amplificadores Raman, y pocos trabajos fueron publicados en el uso de SRS para diseñar circuitos de proceso de señales y para la conmutación óptica.

Investigamos experimentalmente el desarrollo de un conmutador óptico basado en la dispersión Raman estimulada en fibras ópticas. La configuración del arreglo experimental consiste de un circuito con un amplificador Raman de dos estados con un filtro espectral que rechaza la señal entre ellos. Puesto que existe una gran diferencia entre las longitudes de onda de bombeo y señal el walk-off entre bombeo y Stokes es inevitable. Para evitar la degradación de la operación del circuito por el efecto walk-off se puede manejar de la dispersión, esto se logra conectando fibras en las cuales la señal viaja más rápido que el bombeo con fibras en las cuales la señal viaja más lento que el bombeo, esto se logra con la conexión en serie de fibras con dispersión normal y anómala. Sin embargo, en fibras con GVD anómala el efecto de la MI y el rompimiento del pulso aparecen en potencias más bajas que las requeridas para una fuerte amplificación Raman [1]. Se puede esperar que el rompimiento del pulso afectara la depleción del pulso de bombeo y la amplificación de los pulsos de Stokes. Cuando la señal y el bombeo son inyectados en la entrada de la fibra, el bombeo es saturado por la amplificación de la señal en el primer estado y no aparece pulso de señal en la salida. Construimos una configuración simple del dispositivo con eficiencia de switcheo y baja potencia de bombeo. El mejor contraste logrado (la razón de energías) fue de 15 DB en potencia pico de bombeo de 6 W.

Abstract.

The Stimulated Raman Scattering (SRS) can be expected to present advantages for optical signal processing circuits because of high amplification of the signal and the intrinsic possibility of wavelength conversion. However SRS only obtained a lot of attention in the context of Raman amplifiers [16], and only a few works were published on the use of SRS for designing optical signal processing circuits and optical switching.

We investigate optical switching based on stimulated Raman scattering in optical fibers. The circuit consists of two fiber stages connected in series with a spectral filter rejecting a signal inserted between them. Because of the big difference between pump and signal wavelengths the walk-off between pump and Stokes is inevitable. To avoid the degradation of the operation because of walk-off effect the dispersion management can be used connecting the fibers in which the signal travels faster than pump with the fibers in which the signal travels slower than pump. As we have seen the connection in series of fibers with normal and anomalous dispersions allows a strong improvement of the operation of the circuit. However in fibers with anomalous GVD the effect of modulation instability and pulse break-up appear at powers lower than that required for strong Raman amplification [20]. It can be expected that pulse break up will affect the depletion of the pump pulse and amplification of the Stokes pulses. When both pump and signal are launched to the input, the pump is saturated because of the signal amplification in the first stage; the amplified signal is rejected by the filter, so that only the low-power pump enters the second stage and no signal pulses appear at the output. We have built a simple configuration of the device with efficient switching and low power pump. The best achieved contrast (the ratio of energies) was 15 dB at peak pump power of 6 W.

Publicaciones derivadas del trabajo de tesis

A. Flores-Rosas, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, M. Durán-Sánchez " Optical switch based on stimulated Raman scattering", Optical Engineering, Aceptado.

M. Durán-Sánchez, **A. Flores-Rosas**, R. I. Álvarez-Tamayo, E. A. Kuzin, O. Pottiez, M. Bello-Jiménez and B. Ibarra-Escamilla, "Fine Adjustment of Cavity Loss by Sagnac Loop for a Dual Wavelength Generation", Laser Physics, Vol. 20, No. 5, pp. 1270–1273, (2010).

M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, **A. Flores-Rosas**, M. Durán-Sánchez, "Experimental investigation of the extraction of solitons at the initial stage of the soliton formation process", Optics Express, Vol. 18, Issue 3, pp. 2090-2099, (2010)

E. A. Kuzin, O. Pottiez, M. Bello-Jimenez, B. Ibarra-Escamilla, **A. Flores-Rosas**, M. Durán-Sánchez, "The use of NOLM for investigations of initial development of supercontinuum in fibers with anomalous dispersion", Laser Physics **19**, 876-880 (2009).

M. Durán-Sánchez, E.A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, M. Bello-Jiménez, **A. Flores-Rosas** "*Láser de fibra con emisión dual seleccionable usando rejillas de Bragg de fibra y fibra dopada con Erblio*" Revista Mexicana de Física, 55 (1), 73, 2009

A. Flore –Rosas, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, M. Bello-Jiménez, "Eliminación de ruido de ASE en una fibra dopada con Erblio empleando un filtro basado en el interferómetro de Sagnac con fibra de Hi-Bi en el lazo", Revista Mexicana de Física, 54 (2), 130, 2008

B. Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, J.W. Haus, E. A. Kuzin, M. Bello-Jiménez, **A. Flores-Rosas**, "Wavelength-tunable picoseconds pulses from a passively

mode-locked figure-eight Erbium-doped fiber laser with a Sagnac fiber filter”, Journal of the European Optical Society-Rapid publications **3**, 08036 (2008).

N. Korneev, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, M. Bello-Jiménez, **A. Flores-Rosas**, “Initial development of supercontinuum in fibers with anomalous dispersion pumped by nanosecond - long pulses”, Optics Express **16**, 2636-2645 (2008).

M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, **A. Flores-Rosas**, “Optimization of the two-stage single-pump Er-doped fiber amplifier with high amplification for low frequency ns-scale pulses”, Optical Engineering **46**, 125007 (2007).

Participación en Congresos

Flores-Rosas, A., E. A., Kuzin, Ibarra-Escamilla, B., Pottiez, O, Duran-Sánchez, M., “The on-off contrast in an all optical switch based on stimulated Raman scattering in optical fibers”, Proc. SPIE, Vol. 7728, 77280Z (2010).

Durán Sánchez, M., Álvarez-Tamayo, R. I., **Flores-Rosas, A.**, Kuzin, E. A., Ibarra-Escamilla, B., Bello-Jiménez, M. A., “Fine adjustment of cavity loss by fiber optical loop mirror for dual-wavelength laser”, Proc. SPIE, **7580**, 758020, (2010).

Bello-Jimenez, M. A., Kuzin, E. A., Pottiez, O., Ibarra-Escamilla, B., **Flores-Rosas, A.**, Duran-Sanchez, M., “Extraction of a single soliton from a bunch of solitons generated by pulse breakup”, Proc. SPIE, **7582**, 75820Q, (2010)

M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, J. W. Haus, **A. Flores-Rosas**, M. Durán-Sánchez, “Extraction of a single soliton from a set of solitons by the use of a nonlinear optical loop mirror”, Proc. of SPIE **7197**, 719714, (2009).

M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, Baldemar Ibarra-Escamilla, **Ariel Flores**, R. Rojas- Laguna, “Two-stage single-pump Er-doped fiber amplifier with 55-dB amplification ns-Long pulses”, Fiber Lasers IV: Technology, Systems, and Applications, Proc. Of SPIE **6453**, 645322, (2007).

E. A. Kuzin, B. Ibarra Escamilla, N. Korneev, J. Gutierrez-Gutierrez, M. A. Bello- Jimenez, **A. Flores-Rosas**, R. Rojas-Laguna, O. Pottiez , “Nonlinear propagation of ns-scale pulses in a fiber with anomalous dispersion”, 16th International Laser Physics Workshop (LPHYS’07), León, Mexico, (2007),

Índice

1. Introducción General.....	1
1.1. Introducción.....	1
1.2. Antecedentes.....	4
1.3. Motivación de la tesis.....	6
1.4. Objetivo de la tesis.....	7
1.5. Referencias.....	7
2. Propagación no lineal de pulsos en las fibras ópticas.....	10
2.1. Introducción.....	10
2.2. No linealidades en fibras ópticas.....	11
2.3. Ecuación no lineal de Schrödinger.....	13
2.4. Propagación de un pulso en régimen lineal.....	19
2.5. Auto-Modulación de Fase (SPM).....	22
2.6. Inestabilidad modulacional.....	24
2.6.1. Análisis de la Inestabilidad modulacional.....	25
2.7. Intra-pulse Raman scattering.....	29
2.8. Efecto Raman.....	30
2.8.1. Dispersión Estimulada Raman.....	32
2.9. Conclusiones.....	37
2.10. Referencias.....	38

3. Filtros ópticos.....	40
3.1. Introducción.....	40
3.2. Filtro sintonizable con el Interferómetro de Sagnac.....	41
3.2.1. Ajuste del interferómetro de Sagnac.....	45
3.2.2. Resultados experimentales.....	46
3.3. Rejillas de Bragg de fibra.....	52
3.3.1. Principio básico de funcionamiento de una FBG.....	53
3.3.2. Reflectividad en una FBG.....	55
3.3.3. Sensibilidad a tensión y temperatura de las FBGs.....	57
3.3.4. Filtro sintonizable desarrollado con una FBG.....	58
3.4. Caracterización de un filtro Fabry-Perot.....	62
3.5. Conclusiones.....	64
3.6. Referencias.....	65
4. Amplificador de fibra dopada con tierras raras.....	67
4.1. Introducción.....	67
4.2. Ecuaciones de razón para un átomo de Erblio de tres niveles.....	68
4.3. Ganancia de pequeña señal.....	72
4.4. Régimen de saturación.....	75
4.5. Ruido de amplificación.....	77
4.6. Principio de operación de un EDFA.....	78

4.7 Caracterización de un EDFA a partir de sus parámetros experimentales.....	80
4.7.1. Modelo de amplificación.....	80
4.7.2. Medición de parámetros A, B, C y D para una EDF.....	84
4.8. Configuración experimental del amplificador.....	88
4.8.1. Selección de la longitud de la EDF para el amplificador.....	90
4.9. Conclusiones.....	93
4.10. Referencias.....	94
5. Switch óptico usando Dispersión Raman Estimulada en fibras ópticas.	96
5.1. Introducción.....	96
5.2. Desarrollo teórico (Simulaciones).....	97
5.3. Arreglo experimental.....	104
5.4. Efectos rompimiento de pulsos y amplificación Raman de la señal de 1620 nm en la fibra SMF-28.....	107
5.5. Saturación del bombeo en la primera etapa.....	112
5.6. Investigación del circuito compuesto por dos etapas.....	119
5.7 Conclusiones.....	122
5.8 Referencias.....	122
6. Conclusiones Generales.....	124

Índice de figuras

2.1. Perfil del pulso a $z/L_D = 2$ (línea continua) y $z/L_D = 4$ (línea continua) para un perfil de entrada Gaussiano (línea discontinua).....	(21)
2.2. La SPM induce un ensanchamiento espectral de un pulso Gaussiano para diferentes valores de desplazamiento de fase no lineal.....	(24)
2.3. Espectro de ganancia de la inestabilidad de modulación.....	(27)
2.4. a) Dispersión Raman y b) Niveles de energía para dispersión Raman.....	(31)
Figura 2.5. Espectro de ganancia Raman para la fibra de sílice a una longitud de onda de bombeo de $1 \mu\text{m}$	(32)
3.1. Interferómetro de Sagnac con fibra de Hi-Bi en el lazo.....	(41)
3.2. Configuración para caracterizar el interferómetro de Sagnac.....	(47)
3.3. a) Desplazamiento de la transmitancia del SI, b) Desplazamiento de la transmitancia en función de la temperatura inducida en el lazo.....	(48)
3.4. Arreglo experimental para filtrar el ruido de ASE de una EDF.....	(49)
3.5. a) Espectro de referencia de ASE sin filtrar, Espectros de ASE ajustando la transmitancia mínima del SI en b) 1530 nm, c) 1540 nm y d) 1550 nm.....	(50)
3.6. Potencia de ASE transmitida, con el SI ajustado a máxima transmitancia para un intervalo de longitudes de onda dentro del espectro de ASE.....	(51)
3.7. Representación de una rejilla de Bragg.....	(53)
3.8. Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg en función de la longitud de onda.....	(56)
3.9. Dimensiones del sistema de guiado.....	(59)

3.10. Sistema empleado para comprimir la fibra.....	(60)
3.11. Arreglo experimental para caracterizar el filtro sintonizable.....	(60)
3.12. Espectro de la FBG durante compresión.....	(61)
3.13. Desplazamiento λ en el filtro sintonizable VS micrómetro.....	(61)
3.14. Esquema para la caracterización de un filtro Fabry-Perot.....	(62)
3.15. Espectro en salida de FP.....	(62)
3.16. a) Movimiento del tornillo en dirección contraria a las manecillas del reloj, b) movimiento del tornillo en dirección a las manecillas del reloj.....	(63)
4.1. Sistema de tres niveles usado para el modelo del amplificador.....	(69)
4.2. Inversión de población en función del flujo de bombeo $(N_2-N_1)/N$ en un sistema de tres niveles.....	(71)
4.3. Ganancia de la señal (en dB).....	(76)
4.4. Medición del espectro de la ASE^+ en ausencia de señal, se muestra el pico característico cerca de los 1530 nm + un plato ancho en la región de 1550 nm.....	(78)
4.5. Configuración para llevar a cabo un bombeo óptico en un EDFA.....	(79)
4.6. Arreglo experimental.....	(85)
4.7. a) Atenuación del bombeo de entrada, b) $\Delta P_p = P_p(0) - P_p(z)$ en función de la potencia de bombeo de entrada.....	(86)
4.8. a) Atenuación de la señal de entrada, b) $\Delta P_s = P_s(0) - P_s(z)$ en función de la potencia de la señal de entrada.....	(88)
4.9. Arreglo experimental del amplificador.....	(89)
4.10. Dependencia del desplazamiento de la longitud de onda en (a) la temperatura y en (b) la corriente eléctrica a través del TEC.....	(90)

4.11. Amplificación como una función de la longitud de la EDF: (a) para la primera etapa, y (b) para la segunda etapa, considerando el efecto de diferentes potencias de ASE viniendo de la primera etapa.....	(91)
4.12. Dependencia espectral de (a) ruido de ASE y (b) filtrando el ruido de ASE por el filtro de Sagnac en la salida de la primera etapa.....	(92)
4.13. a) Efecto de introducir el interferómetro de Sagnac para mejorar la potencia de bombeo de salida y b) amplificación total.....	(93)
5.1. Diagrama del circuito Raman.....	(98)
5.2. Entrada (--) y salida (línea solida) formas de onda del bombeo en la salida de (a) fibra 1, (b) fibra 2.....	(100)
Figura 5.3. Depleción del bombeo en la primera etapa, la línea solida es para la fibra SFM-LS con 100 m, la línea segmentada es para 100 m de SMF-LS + SMF-28 con 40 m de longitud y la línea punteada es para la fibra 1 SMF-LS con 100 m de longitud con baja GVD.....	(101)
5.4. Energía de los pulsos de Stokes en la salida para la etapa 1.....	(102)
5. 5. Circuitos Raman conectados en serie.....	(103)
5.6. La señal de entrada “off” (a) y la señal de entrada “on” (b) en presencia de un ruido aleatorio.....	(104)
5. 7. Pulsos de salida de Stokes para pulsos de entrada “ON” y “OFF”....	(104)
5.8. Arreglo experimental.....	(105)
5.9. Forma temporal del pulso de bombeo.....	(106)
5.10. a) pulsos del diodo laser, b) potencia de salida del EDFA.....	(107)
5.11. Saturación del pulso para la fibra SMF-28.....	(108)
5.12. Potencia crítica VS longitud de la fibra.....	(109)

5.13. Amplificación Raman para 100 m SMF-28.....	(110)
5.14. Amplificación Raman para 200 m SMF-28.....	(110)
5.15. Amplificación Raman para 300 m SMF-28.....	(110)
5.16. Amplificación Raman para 600 m SMF-28.....	(111)
5.17. Amplificación Raman para 4.5 km SMF-28.....	(111)
5.18. Ganancia Raman para Fibras SMF-28, bombeo 1528 nm y Stokes 1620 nm.....	(112)
5.19. Pulsos de salida con fibra SMF-28.....	(113)
5.20. Pulsos de salida con 600 m de fibra SMF-28.....	(113)
5.21. Saturación del bombeo en 1 Km de fibra SMF-28.	(114)
5.22. Saturación para 300 m de SMF-28, a) Con filtro FP y b) Con filtro de banda ancha.....	(115)
5.23. Saturación del bombeo en 350 m de fibra SMF-LS.....	(116)
5.24. Saturación del bombeo con 550 m de fibra SMF-LS.	(117)
5.25. Saturación del bombeo en 350m de SMF-LS + 200m SMF-28.	(117)
5.26. Saturación del bombeo en 350m de SMF-LS + 300m SMF-2.....	(118)
5.27. Saturación del bombeo en 550m de SMF-LS + 600m SMF-28.....	(118)
5.28. Efecto de saturación del bombeo con señal de entrada.....	(119)
5.29. 350 m de SMF-LS.....	(119)
5.30. 500 m de SMF-LS.....	(120)
5.31. 550 m SMF-LS +600 m SMF-28 de SMF-LS.....	(120)

5.32 Energía de los pulsos de Stokes, a) para 350 m de SMF-LS en la primera etapa, b) 550 m SMF-LS en la primera etapa y c) para 550 m de SMF-LS + 600 m SMF-28 en la primera etapa.....(121)

Lista de Acrónimos

ASE Amplified Spontaneous Emission (emisión espontánea amplificada)

CW Continuous Wave, (onda continua).

CP (control de polarización).

EDF Erbium-Doped Fiber, (fibra dopada con Erbio).

EDFA Erbium-Doped Fiber Amplifier, (amplificador de fibra dopada con Erbio).

FBG Fiber Bragg Grating, (rejilla de Bragg de fibra).

FP Fabry-Perot

FWM Four-Wave Mixing, (Mezcla de cuatro ondas).

FWHM Full Width at Half Maximum, (ancho total a la mitad del máximo).

GVD Group-Velocity Dispersión, (dispersión de velocidad de grupo).

Hi-Bi High birefringence (alta birrefringencia)

IRS Intrapulse Raman Scattering, (dispersión Raman de intrapulso).

L_D Dispersion Length, (longitud de dispersión).

L_w Walk-off length (longitud de walk-off)

L_{NL} Nonlinear Length, (longitud no lineal).

MI Modulation Instability, (inestabilidad de modulación).

NLSE Nonlinear Schrödinger Equation, (ecuación no lineal de Schrödinger).

SI Sagnac Interferometer (interferómetro de Sagnac)

SBS Stimulate Brillouin Scattering, (dispersión Brillouin estimulada).

SC Supercontinuum, (supercontinuo).

SFS Self-Frequency Shift, (autodesplazamiento en frecuencia).

SPM Self-Phase Modulation, (automodulación de fase).

SRS Stimulated Raman Scattering, (dispersión Raman estimulada).

SSFM Split-Step Fourier Method, (método numérico split-step de Fourier)

SSFS Soliton Self-Frequency Shift, (autodesplazamiento de solitones en frecuencia).

WDM Wavelength-Division Multiplexing, (multiplexado por división en longitud de onda).

XPM Cross-Phase Modulation, (modulación de fase cruzada).

Capítulo 1.

Introducción General.

1.1 Introducción.

En fibras ópticas la evolución de ondas intensas de luz es un fenómeno complejo y muy interesante que involucra una gran variedad de efectos no lineales. Una característica importante de las fibras ópticas es su bajo umbral de potencia (unos pocos mW de onda continua) para los efectos no lineales, debido al área efectiva pequeña ($50\text{-}80\mu\text{m}^2$) y longitudes grandes. Esto puede ser una gran desventaja en comunicaciones ópticas, especialmente en sistemas de multiplexado por división de longitud de onda (Wavelength Division Multiplexing, WDM), en donde se propagan simultáneamente una gran cantidad de señales, resultando en intensidades ópticas altas. Estas no linealidades pueden degradar significativamente la capacidad de información de estos sistemas de comunicación.

Con el crecimiento del uso de las fibras ópticas en los sistemas de comunicaciones, las investigaciones han tenido un desafío con un amplio rango de fenómenos físicos asociados con la alta intensidad óptica propagándose en fibras ópticas. Sin embargo, las no linealidades ópticas son de gran interés para varias aplicaciones, empezando con amplificadores de fibras, conversión de longitud de onda, multiplexado y demultiplexado, generación de pulsos y conmutadores ópticos.

Las no linealidades pueden dividirse en dos tipos:

Efectos no lineales elásticos.

Efectos no lineales inelásticos.

Los efectos no lineales elásticos dentro de los cuales tenemos los fenómenos tales como la generación de tercer armónico, mezcla de cuatro

(FWM) ondas y refracción no lineal. Las no linealidades que surgen de los cambios inducidos en el índice de refracción, las cuales están relacionadas con el efecto óptico Kerr, los dos más estudiados son, la auto modulación de fase (Self Phase Modulation, SPM) y la modulación de fase cruzada (Cross Phase Modulation, XPM). La auto modulación de fase se refiere al desplazamiento de fase auto inducida experimentada por un campo óptico durante su propagación en la fibra y la modulación de fase cruzada se refiere al desplazamiento de fase no lineal de un campo óptico inducido por otro campo que tiene una longitud de onda diferente, dirección o estado de polarización.

Los efectos no lineales inelásticos se caracterizan porque el campo óptico transfiere parte de su energía al medio no lineal. Dos efectos no lineales importantes están en esta categoría; ambos efectos están relacionados a la excitación de los modos vibracionales del sílice. Esos fenómenos son conocidos como dispersión estimulada Raman (Stimulated Raman Scattering, SRS) y dispersión estimulada Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering, SBS). La diferencia entre estos dos fenómenos es que en SRS participan fonones ópticos y en SBS participan fonones acústicos.

Para ambos tipos de no linealidades la respuesta óptica del material es modificada por un campo óptico intenso. En amplificadores Raman el proceso de ganancia se conoce como dispersión estimulada Raman y constituye la base para la fabricación de amplificadores ópticos Raman. La eficiencia del proceso no lineal es directamente proporcional a la potencia de bombeo, la longitud efectiva de la fibra y un coeficiente de ganancia que depende del material, e inversamente proporcional al área efectiva de la fibra [1].

Con el desarrollo de las computadoras la SRS ha sido investigada ampliamente en forma numérica, y al hacerlo de esta manera se han podido

separar varios efectos que se manifiestan al mismo tiempo en el experimento. Tal es el caso de la SPM, XPM, SRS e incluso fenómenos lineales como la dispersión por velocidad de grupo (Group Velocity Dispersión, GVD). Con el desarrollo de nuevas técnicas para el análisis de la SRS, se ha encontrado la importancia que tiene la GVD tanto en la señal de bombeo así como en la señal de Stokes, y esto nos lleva a conocer otro parámetro que se llama Walk-off, que no es más que el inverso de la diferencia de las velocidades de grupo de la señal de bombeo con la señal de Stokes [2]. Físicamente se refiere al desplazamiento del Stokes respecto al bombeo, lo que afectara su interacción temporal a lo largo de la propagación.

Con el desarrollo de computadoras más rápidas todos estos efectos no lineales que se habían venido estudiando en forma experimental, se pudieron simular, utilizando la ecuación no lineal de Schrödinger (Non-linear Schrödinger equation, NLSE) ecuación en derivadas parciales (difícil de estudiar analíticamente y numéricamente requiere bastante potencial de cálculo) y con esto separar cada uno de estos fenómenos y así poder estudiar su efecto sobre un pulso que se propaga en una fibra óptica.

Para que puedan suceder estos efectos no lineales la potencia de bombeo debe ser alta, entre ellos están también los procesos lineales como la GVD. El ensanchamiento espectral de un pulso cuando se propaga en una fibra óptica depende de la intensidad del mismo, esto se debe entre otros efectos a la MI, que es un efecto no lineal que se presenta aun cuando la potencia de la señal que se introduce en la fibra óptica es débil [3].

Por parte de la simulación se han hecho investigaciones también, esto ha sido en cuanto a los métodos para la solución de las ecuaciones diferenciales con las que representamos estos efectos no lineales, específicamente en el ámbito espectral con el fin de obtener una

representación más fiel de los efectos que se simulan, uno de ellos es el método de Split-Step de Fourier [1], se integra alternativamente en el dominio del tiempo y de frecuencia.

1.2 Antecedentes.

La SRS fue observada por primera vez en 1970 [4]. Una fibra con núcleo líquido fue usada en este experimento. La primera observación de la SRS en una fibra óptica de vidrio se reportó en 1972, usando una fibra monomodo [5]. En 1973, se demostró el desplazamiento de Stokes característico a través de la propagación del haz en vidrio de sílice. El desplazamiento de la onda de Stokes tiene una distribución espectral ancha pero con un pico pronunciado en 13.2 THz, que corresponde a un desplazamiento de 100 nm del bombeo con respecto a una $\lambda=1\mu\text{m}$ [6]. Stolen e Ippen fueron los primeros en proponer la posibilidad de construir amplificadores de fibras ópticas con un ancho de banda grande con la ayuda de la amplificación Raman.

Cuando se usan pulsos cortos, dos efectos pueden ser considerados. El primero es el efecto del Walk-off entre los pulsos de bombeo y Stokes. Estos pulsos están a diferentes longitudes de onda y debido a la dispersión cromática los pulsos se propagan dentro de la fibra a diferentes velocidades. Inicialmente los pulsos de bombeo y Stokes viajan juntos, la distancia en la cual se separan es conocida como longitud de Walk-off. Para pulsos de bombeo ultracortos la longitud de Walk-off puede ser significativamente más corta que la longitud de la fibra y puede limitar la eficiencia del proceso Raman. Segundo hay que tomar en cuenta la combinación de SRS con otras no linealidades [7]. El más importante es el efecto ISR, físicamente es un fenómeno en el cual las componentes de alta frecuencia de un pulso óptico bombean a las componentes de baja frecuencia del mismo pulso, por lo

tanto, transfiere su energía hacia frecuencias más bajas a través de la ganancia Raman [8]. Como consecuencia el espectro del pulso puede desplazarse a longitudes de onda más largas cuando el pulso se propaga en el régimen de dispersión anómala. Este fenómeno se llama autodesplazamiento en frecuencia (Self-Frequency Shift, SFS) [9]. Este efecto puede ser usado para la generación de solitones [10]. El proceso de SFS se genera de la combinación de los efectos SRS y MI [11]

La SPM en el régimen de dispersión anómala puede también generar dos efectos no lineales. Estos efectos son la MI y la generación de solitones. La MI genera un rompimiento de una onda en un tren de pulsos temporales muy angostos [12]. La MI depende de la potencia de bombeo y del ruido existente en la fibra óptica. La MI es un fenómeno que amplifica las pequeñas perturbaciones temporales que existen en la señal de bombeo y las señales Stokes y anti-Stokes son exponencialmente amplificadas, la señal de Stokes y anti-Stokes se generan del fenómeno de la dispersión, los fotones cuando chocan con las moléculas de sílice dentro de la fibra sufren una dispersión, cuando el resultado del choque fotón molécula es menor a la frecuencia incidente se producen Raman Stokes y cuando el resultado del choque fotón molécula es mayor a la frecuencia incidente se produce Raman anti-Stokes.

La SRS puede anticipar grandes ventajas para circuitos de proceso de señales ópticas por su alta amplificación de la señal y la posibilidad intrínseca de la conversión de longitud de onda. Sin embargo, la SRS solo ha obtenido un poco de atención en el contexto de amplificadores Raman [13], y solo pocos trabajos fueron publicados en el uso de la SRS para diseñar circuitos de proceso de señales. El diseño de circuitos Raman puede ser basado en la fuerte dependencia de la amplificación Raman de la potencia de bombeo que fue considerada para la conversión de la longitud de onda con alta razón de extinción [14,15]. Con esta aproximación, pulsos de salida

en la onda de Stokes son generados como resultado de la amplificación Raman causado por el pulso de entrada usado como bombeo. Esto se debe a que la fuerte dependencia de la amplificación Raman en la potencia de bombeo causa que la razón de extinción de la señal de salida pueda ser mucho más alta que la señal de entrada. Una segunda aproximación explota la saturación de la potencia de bombeo en presencia de la señal. En este caso los pulsos de la señal de Stokes son usados como señales de entrada mientras que los pulsos de bombeo son considerados como una señal de salida. En ausencia de un pulso de Stokes (0) el pulso de bombeo pasa a través de la fibra sin saturación y tiene alta potencia en la salida de la fibra (1), mientras en presencia de un pulso de Stokes el pulso de bombeo es reducido y tiene baja potencia en la salida de la fibra (0). Una desventaja de esta aproximación es la baja razón de extinción en la señal de salida.

En fibras con GVD anómala el efecto de la MI y el rompimiento del pulso aparecen en potencias más bajas que las requeridas para una fuerte amplificación Raman [16]. Se puede esperar que el rompimiento del pulso afectara la depleción del pulso de bombeo y la amplificación de los pulsos de Stokes. Solo pocos trabajos se han direccionado a este problema y en su mayoría relacionados a la generación de supercontinuo (SC) y amplificación Raman de señales [17].

1.3 Motivación de la tesis.

La SRS solo ha obtenido un poco de atención en el contexto de amplificadores Raman y solo pocos trabajos han sido publicados en el uso de la SRS para diseñar circuitos de proceso de señales y para la conmutación de señales (switch óptico). Nosotros usamos una técnica para manejar la dispersión, esto con el fin de evitar la degradación del circuito por el efecto de Walk-off y esto se logra conectando fibras en las cuales la señal

viaja más rápido que el bombeo con fibras en las cuales la señal viaja más lento que el bombeo; es decir, conectando en serie fibras con dispersión normal y anómala.

1.4 Objetivo de la tesis.

El objetivo de esta tesis es el Desarrollo y la implementación experimental de un switch óptico basado en la dispersión Raman estimulada (SRS) en fibras ópticas. El circuito consiste en dos estados conectados en serie con un filtro espectral que rechaza la señal entre ellos. El primer estado es integrado con fibras con dispersión normal y dispersión anómala, esto con el fin de evitar la degradación del circuito por el efecto Walk-off. Los dos estados son alimentados por un láser de onda continua de 1 mW en longitud de onda de la señal.

1.5 Referencias.

- [1]. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3a ed. (Academic, San Diego, CA, 2001).
- [2]. P. M. W. French, A. S. L. Gomes, A. S. Gouveia-Neto and J. R. Taylor, "Picoseconds stimulated Raman generation, pump pulse fragmentation, and fragment compression in single-mode optical fibers", *IEEE J. Quantum electron*, Vol. QE-22 (12), pp. 2230-2234, (1986).
- [3]. J. B. Keith and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers", *IEEE J. Quantum electron*, Vol. 25 (12), pp. 2665-2673, (1989).
- [4]. E. P. Ippen. "Low-power quasi-CW Raman oscillator", *Applied Physics Letters*, Vol. 16, pp. 303-305, (1970).

- [5]. R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, "Raman oscillation in glass optical waveguide", Applied Physics Letters, Vol 20, pp. 62-63, (1972).
- [6]. R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, "Raman gain in glass optical waveguides", Applied Physics Letters, Vol. 22 (6), pp. 62-63, (1973).
- [7]. C. Headley and G. P. Agrawal, "Unified description of ultrafast stimulated Raman Scattering in optical fibers", Journal Optical Society America B, Vol. 13 (10), pp. 2170-2177, (1996).
- [8]. J. Santhanam, G. P. Agrawal, "Raman-induced spectral shift in optical fiber: General theory based on the moment method", Optics communications, Vol. 222, pp. 413-420, (2003)
- [9]. F. M. Mitschke y L. F. Mollenauer, "Discovery of the solitón self frequency shift", Optics Letters, Vol. 11 (10), pp. 659, (1986).
- [10]. P. C. Reeves and J. R. Taylor, "Wavelength and duration tunable –sub-ps source using adiabatic Raman compression", electronics Letters, Vol. 37 (7), pp. 417 (2001).
- [11]. G. Millot, P. Tchofo Dinda and E. Seve, " Modulation Instability and stimulated Raman scattering in normally dispersive highly birefringent fibers", Optics Fiber Technology, Vol. 7 (3), pp. 170-205, (2001).
- [12]. W. J. Tomlinson, R. H. Stolen and A. M. Johnson, "Optical wavebreaking of pulses in nonlinear optical fibers", Optics Letters, Vol. 10 (9), pp. 457, (1985).
- [13]. A. Uchida, M. Takeoka, , T. Nakata and F. Kannari, "Wide-Range All-Optical Wavelength Conversion Using Dual-Wavelength-Pumped Fiber Raman Converter", Lightwave Technology, Vol. 16 (1), pp. 92–99 (1998).

- [14]. F Ahmed and N. Kishi, , “All-Fiber Wavelength Conversion of Ultra-Fast Signal With Enhanced Extinction Ratio Using Stimulated Raman Scattering,” *Optical Rev.*, Vol. 10 (1), pp. 43-46 (2003).
- [15]. V. I. Belotitskii, E. A. Kuzin, M. P. Petrov, V. V. Spirin, “Demonstration of over 100 million round trips in recirculating fiber loop with all-optical regeneration,” *Electr. Lett.*, Vol. 29 (1), pp. 49-50 (1993).
- [16]. S. M Jensen, “The nonlinear coherent couplers,” *IEEE J. Quantum Electron*, QE-18(10), 1580–1583 (1982).
- [17]. El-Taher, A. E., Ania-Castañón, J. D., Karalekas, V., and Harper, P., “High efficiency supercontinuum generation using ultra-long Raman fiber cavities,” *Opt. Exp.*, 17(20), 17909-17915 (2009).

Capítulo 2

Propagación no lineal de pulsos en las fibras ópticas.

2.1 Introducción.

El láser como fuente de luz es capaz de generar intensidades altas del orden de GW/m^2 . Tales intensidades ópticas pueden incitar a un medio a una respuesta no lineal por medio de la variación en el índice refracción de la fibra óptica. Esta dependencia de la intensidad del índice de refracción incluye varios efectos no lineales, que llegan a ser significativos cuando son utilizadas potencias altas [1].

En las fibras ópticas los efectos no lineales llegan a ser significativos incluso con potencias moderadas de aproximadamente 10 mW de potencia promedio, debido a que la luz es guiada por varios kilómetros en un núcleo con un área efectiva muy pequeña. Esto ha llegado a ser incluso más importante desde el desarrollo de los amplificadores de fibra dopada con erbio (Erbium doped fiber amplifiers, EDFA's), que permiten obtener pulsos con potencias picos del orden de Watts [2] o hasta mucho mas (la potencia pico de pulsos ultracortos generados por láseres de fibra puede alcanzar el orden de 10 kW).

Los efectos no lineales que resultan de la interacción de un haz intenso de luz con un medio dieléctrico pueden ser divididos en dos principales categorías:

- Efectos no lineales elásticos
- Efectos no lineales inelásticos

Los efectos elásticos se caracterizan por experimentar un retardo como resultado de cambios en el índice de refracción que dependen de la intensidad. Este fenómeno es referido como efecto Kerr y es el efecto no lineal dominante en fibras ópticas [1,2], el cual se manifiesta en tres diferentes efectos conocidos como automodulación de fase (SPM, self-phase modulation), automodulación de fase cruzada (XPM, cross-phase modulation), y mezcla de cuatro ondas (FWM, four-wave mixing).

Para valores de potencia elevados, las ondas ópticas pueden interactuar con las moléculas del sílice dentro de la fibra, produciendo procesos inelásticos tales como dispersión Raman estimulada (SRS, stimulated Raman scattering) y dispersión Brillouin estimulada (SBS, stimulate Brillouin scattering), donde la luz dispersada experimenta un crecimiento exponencial si la potencia excede de un cierto valor umbral.

Estos fenómenos no lineales han sido ampliamente estudiados y empleados en gran variedad de aplicaciones. Sin embargo, con el desarrollo de nuevas tecnologías tales como amplificadores de alta potencia, fuentes de pulsos ultracortos, y fibras de alta no linealidad (fibras de cristal fotónico) [3, 4, 5] ha resurgido el estudio de estos fenómenos en nuevos regímenes no lineales. Por lo que, analizar la evolución no lineal de los pulsos en la fibra es un proceso fundamental para comprender el rol que estos efectos desempeñan en las nuevas aplicaciones. En este capítulo presentaremos las bases teóricas para analizar y comprender la evolución de los pulsos en una fibra óptica.

2.2 No linealidades en fibras ópticas.

La respuesta de algunos dieléctricos a la luz llega a ser no lineal para campos electromagnéticos intensos y las fibras ópticas no son la excepción. La manera en que el campo electromagnético se propaga a través de un

dieléctrico es gobernada por la polarización \mathbf{P} . Los electrones actúan como dipolos oscilando con la presencia de un campo aplicado, \mathbf{P} es el momento por unidad de volumen resultando de los dipolos inducidos.

En el régimen lineal la polarización \mathbf{P} es proporcional al campo \mathbf{E} [1]:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}, \quad (2.1)$$

donde χ es la susceptibilidad dieléctrica lineal, y ε_0 es la permitividad en el vacío. Sin embargo, como la intensidad del campo aplicado incrementa la respuesta del dipolo, la polarización se transforma en no lineal y puede ser expresada en términos de una serie de potencias [2]:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}), \quad (2.2)$$

donde $\chi^{(j)}$ ($j = 1, 2, \dots$) es la susceptibilidad de orden j . La susceptibilidad lineal $\chi^{(1)}$ representa la contribución dominante a \mathbf{P} . La susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ es responsable de efectos no lineales como la generación del segundo armónico y la generación de suma de frecuencias. Sin embargo, esta es cero para medios que exhiben una simetría de inversión a nivel molecular. Dado que las fibras ópticas son fabricadas con SiO_2 , y esta no tiene simetría de inversión pero el material si es simétrico por su estructura amorfa (desorden) tiene simetría de inversión macroscópica $\chi^{(2)}$ se cancela, (el cuarzo el cual tiene la misma fórmula del SiO_2 pero es un cristal ordenado si tiene un $\chi^{(2)}$). Así, en las fibras ópticas de sílice amorfa utilizadas en redes de comunicaciones, la no linealidad de segundo orden no aparece.

La susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$, es responsable de la generación del tercer armónico, de la auto-modulación de fase y de la mezcla de cuatro ondas, que son efectos no lineales comúnmente estudiados en fibras [6]. Estos efectos no lineales en fibras ópticas generan la refracción no lineal. Este fenómeno corresponde a la dependencia del índice de refracción

con la intensidad, como resultado de la contribución de $\chi^{(3)}$, y está definido como:

$$n = n_L + n_2|E|^2, \quad (2.3)$$

donde n_L es la parte lineal del índice de refracción, $|E|^2$ es la intensidad óptica dentro de la fibra y n_2 está dado por [3]:

$$n_2 = \frac{3}{8n_L} \text{Re}(\chi^3), \quad (2.4)$$

donde Re representa la parte real y se asume que el campo óptico es linealmente polarizado. Un valor típico para el sílice es de $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$.

2.3 Ecuación no lineal de Schrödinger.

En el estudio de los efectos no lineales en fibras ópticas, se involucran tanto onda continua, como pulsos cortos con anchos en el rango de 10 ns a 10 fs, con lo que se logran intensidades altas de luz. Cuando un pulso óptico se propaga a través de un medio, sufre de algunos efectos como dispersión y no linealidad. La dispersión es causada por el hecho que la luz consiste de varias componentes de frecuencias y cada componente de frecuencia viaja a diferentes velocidades de grupo. La dispersión puede causar el ensanchamiento temporal del pulso o la compresión del pulso conforme se propaga en un medio y esto depende del signo del chirp inicial. La dispersión es acompañada por un *chirp*, que es la variación de la frecuencia instantánea dentro del pulso [6].

Para analizar los efectos de dispersión y no linealidad es necesario derivar la ecuación básica que gobierna la propagación de pulsos, el punto de partida es la ecuación de onda obtenida usando las ecuaciones de Maxwell, que describe la propagación de la luz en la fibra:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (2.5)$$

donde \mathbf{E} es el campo eléctrico, \mathbf{P} es la polarización inducida, c es la velocidad de la luz en el vacío y μ_0 es la permitividad en el vacío. Para pulsos intensos, la respuesta del sílice viene a ser no lineal y la polarización inducida consiste de dos partes: $\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}$, donde \mathbf{P}_L y \mathbf{P}_{NL} son las polarizaciones lineal y no lineal, respectivamente. Por consiguiente, la ecuación de onda puede escribirse de la siguiente forma:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (2.6)$$

En la aproximación de la envolvente lenta el campo eléctrico está dado por:

$$\mathbf{E}(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(r, t) \exp(-j\omega_0 t) + cc], \quad (2.7)$$

donde cc representa el complejo conjugado, \hat{x} es el vector unitario de la polarización de la luz asumiendo que es lineal a lo largo del eje x , y $\mathbf{E}(r, t)$ es una función de variación lenta con respecto a la frecuencia portadora óptica (ω_0). Las componentes de polarización \mathbf{P}_L y \mathbf{P}_{NL} también pueden ser expresados de la misma manera:

$$P_L(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(r, t) \exp(-j\omega_0 t) + cc], \quad (2.8)$$

$$P_{NL}(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(r, t) \exp(-j\omega_0 t) + cc], \quad (2.9)$$

Las componentes de polarización lineal y no lineal se definen como $P_L(r, t) = \frac{\epsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{xx}^{(1)} \tilde{E}(r, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega$ y $P_{NL}(r, t) \approx \epsilon_0 \epsilon_{NL} E(r, t)$, respectivamente, donde $\tilde{E}(r, \omega)$ es la transformada de Fourier de $\mathbf{E}(r, t)$.

Como se mencionó anteriormente, para el sílice las susceptibilidades de orden par se cancelan debido a la naturaleza centro-simétrica del material. Sin embargo, las susceptibilidades de orden más alto que 3 son muy pequeñas y usualmente omitidas. Los efectos no lineales inducidos por $\chi^{(3)}$ son procesos elásticos, lo que significa que la energía no se intercambia

entre el campo electromagnético y el material. Tales efectos incluyen la dependencia del índice de refracción con la intensidad, la SPM y FWM. Otros tipos de efectos no lineales son conocidos como dispersivos. Tales procesos, que incluyen dispersión Raman y Brillouin, son inelásticos, y resultan del intercambio de energía entre el campo electromagnético y el medio.

Para desarrollar una ecuación de propagación tomando como base la ecuación (2.6), debemos hacer algunas consideraciones en lo que respecta a la no linealidad del sistema [2]: Primero la polarización eléctrica inducida no lineal es pequeña y puede ser tratada como una perturbación a \mathbf{P}_L . Esto se justifica porque en la práctica el cambio no lineal en el índice de refracción es $< 10^{-6}$. Segundo el campo óptico puede mantener su polarización a lo largo de la fibra, esto permite usar una aproximación escalar y tercero el campo óptico es quasi-monocromático, de manera que su ancho espectral $\delta\omega$ es pequeño comparado con su frecuencia central ω_0 , $\delta\omega/\omega_0 \ll 1$.

Usando (2.7) y (2.3) puede definirse el campo eléctrico $\mathbf{E}(r, t)$ como;

$$\mathbf{E}(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [F(x, y)A(z, t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)] + cc], \quad (2.10)$$

donde $A(z, t)$ es la envolvente del pulso de variación lenta. Entonces, sustituyendo las ecuaciones (2.7)-(2.10) en (2.6), esto nos lleva a,

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \tilde{A}, \quad (2.11)$$

donde $\tilde{A} = \tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$, es la transformada de $A(z, t)$, y $\Delta\beta$ está definido como:

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy}, \quad (2.12)$$

donde $F(x, y)$ es la distribución modal campo, $k_0 = \omega/c$ y Δn es una pequeña perturbación dada por $\Delta n = n_2 |E|^2 + i\tilde{\alpha}/2k_0$, $\tilde{\alpha}$ es el coeficiente de absorción. Antes de resolver la ecuación (2.6), se introduce la constante de propagación

$\beta(\omega)$ expandida en una serie de Taylor sobre la frecuencia portadora ω_0 , la cual está dada por:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots, \quad (2.13)$$

donde β_0 es la constante lineal no dispersiva, $\beta_1 = 1/v_g$ es la dispersión de primer orden, la cual define la velocidad de grupo v_g del pulso y β_2 es la dispersión de segundo orden y es conocida como dispersión de velocidad de grupo (group velocity dispersion, GVD), parámetro GVD, el cual puede causar un ensanchamiento del pulso debido a que los diferentes componentes espectrales experimentarían diferentes velocidades de grupo. Los β_m se definen como

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad m = 0,1,2, \dots \quad (2.14)$$

En la serie el término cúbico de alto orden es despreciado si el ancho espectral $\Delta\omega \ll \omega_0$. Sustituyendo las ecuaciones (2.12) y (2.13) en (2.11) se obtiene

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (2.15)$$

donde $|A|^2$ representa la potencia óptica y el parámetro no lineal γ es definido por

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}, \quad (2.16)$$

donde n_2 es el índice de refracción no lineal, ω_0 es la frecuencia del campo óptico, el parámetro A_{eff} es conocido como el área efectiva y $A(z, t)$ es la envolvente del campo eléctrico.

La ecuación (2.15) incluye los efectos de atenuación a través de α , de la dispersión cromática a través de la velocidad de grupo β_2 , y las no linealidades de la fibra a través de γ . Los efectos no lineales en las fibras ópticas pueden manifestar diferentes comportamientos dependiendo del

signo del parámetro GVD. Para longitudes de onda tales que $\lambda < \lambda_D$ (λ_D es la longitud de onda donde la fibra presenta cero dispersión, por ejemplo $\lambda_D = 1310 \text{ nm}$ para la fibra SMF-28), la fibra experimenta dispersión normal $\beta_2 > 0$. En el régimen de dispersión normal, las componentes de frecuencias altas (azul) de un pulso óptico viajan más lento que las componentes de frecuencias bajas (rojo) del mismo pulso. Lo opuesto ocurre para el régimen de dispersión anómala en el cual $\beta_2 < 0$.

Un pulso durante su propagación dentro de la fibra presenta un ensanchamiento a la salida de la misma que se debe al parámetro de la dispersión D , este retardo está dado por $\Delta T = LD\Delta\lambda$, donde L es la longitud de la fibra, $\Delta\lambda$ es el ancho de banda en términos de longitudes de onda y

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2, \quad (2.17)$$

donde D es parámetro de dispersión y está expresado en unidades de $ps/(km - nm)$ y λ es la longitud de onda. La dispersión D es el fenómeno por el cual un pulso se deforma a medida que se propaga a través de la fibra óptica. Se observa con la ecuación (2.17) que el signo de D siempre es opuesto al de β_2 ($D < 0$ en régimen de dispersión normal y $D > 0$ en el de dispersión anómala).

Para el análisis teórico de (2.15), es necesario hacer una transformación en un tiempo T [2], tal que:

$$T = t - z/v_g = t - \beta_1 z, \quad (2.18)$$

T es el tiempo medido en un punto de referencia del pulso moviéndose a la velocidad de grupo v_g . Con ello se obtiene,

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2} A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (2.19)$$

La ecuación (2.19) es llamada ecuación no lineal de Schrödinger. Esta ecuación es la más simple para el estudio de los efectos no lineales de tercer

orden en fibras ópticas. Se puede analizar gracias a ella los efectos de GVD, SPM y la Inestabilidad modulacional (Modulation Instability, MI). Los tres términos del lado derecho de la ecuación (2.19) gobiernan respectivamente los efectos de pérdidas, dispersión y no linealidades de la propagación del pulso óptico dentro de la fibra. Dependiendo del ancho inicial T_0 y de la potencia pico P_0 del pulso incidente, cualquier efecto, ya sea dispersivo o no lineal puede ser dominante a lo largo de la fibra.

Para el análisis de la propagación de los pulsos en la fibra, es conveniente introducir una amplitud normalizada, U , definida como;

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) U(z, \tau), \quad (2.20)$$

donde A es la amplitud de variación lenta del pulso, P_0 es la potencia pico del pulso incidente, α representa el coeficiente de atenuación en potencia y z es la distancia. A la vez se introduce un tiempo normalizado T para un pulso de entrada con un ancho de T_0 , definido como:

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t-z/v_g}{T_0}, \quad (2.21)$$

Usando las ecuaciones (2.20) y (2.21), se obtiene que

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2T_0^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \gamma P_0 \exp(-\alpha z) |U|^2 U, \quad (2.22)$$

y simplificándola

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{1}{L_{NL}} \exp(-\alpha z) |U|^2 U, \quad (2.23)$$

donde se hace uso de las normalizaciones, $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ y $L_{NL} = 1/\gamma P_0$.

La longitud de dispersión L_D es la distancia en la cual se propaga un pulso Gaussiano sin chirp inicial y se ensancha por un factor de $\sqrt{2}$ con respecto a la entrada. La longitud no lineal L_{NL} es la distancia en la cual el cambio de fase no lineal en el pico del pulso es igual a 1 rad.

La ecuación (2.23) puede escribirse en su forma normalizada como:

$$iL_D \frac{\partial U}{\partial Z} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 \exp(-\alpha z) |U|^2 U, \quad (2.24)$$

Y el parámetro N es tal que:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} \equiv \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (2.25)$$

En la ecuación (2.25) N define la importancia relativa de la GVD y de la SPM, cuando un pulso se propaga en la fibra. Para $N \ll 1$ domina la GDV, y para $N \gg 1$ domina la SPM. Para valores $N \approx 1$, interactúan juntos GVD y la SPM en la evolución del pulso, dando lugar a la formación del solitón fundamental.

2.4 Propagación de un pulso en régimen lineal.

Para el análisis del efecto de la GVD de un pulso óptico en un medio dispersivo, se considera $\gamma = 0$ en la ecuación (2.19). Definimos la amplitud normalizada $U(z, T)$ de acuerdo a la ecuación (2.20) de modo que $U(z, T)$ satisface la siguiente relación

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2}, \quad (2.26)$$

Esta ecuación puede resolverse usando la transformada de Fourier:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i(\omega T)) d\omega, \quad (2.27)$$

donde $\tilde{U}(z, \omega)$ es la transformada de Fourier de $U(z, T)$. Por lo tanto se tiene:

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U}, \quad (2.28)$$

cuya solución está dada por:

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right), \quad (2.29)$$

Sustituyendo la ecuación (2.29) en la ecuación (2.27), la solución general de la ecuación (2.26) está dada por:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega, \quad (2.30)$$

donde $\tilde{U}(0, \omega)$ es la transformada de Fourier del campo incidente a $z = 0$ y es obtenido usando:

$$\tilde{U}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(0, T) \exp(i\omega T) dT, \quad (2.31)$$

las ecuaciones (2.30) y (2.31) pueden ser usadas para diferentes formas de pulsos de entrada, como son pulsos Gaussianos, de secante hiperbólica, super-Gaussianos.

Para entender el comportamiento de un pulso óptico en propagación, se utiliza un pulso de forma Gaussiano en la ecuación (2.30). El campo óptico asociado con el pulso tiene la forma:

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{(1+iC)T^2}{2T_0^2}\right), \quad (2.32)$$

donde C se le conoce como parámetro del *chirp*. Para un pulso de la forma Gaussiana el ancho a media altura del perfil de intensidad T_{FWHM} está relacionado con T_0 por:

$$T_{FWHM} = 1.665T_0, \quad (2.33)$$

La amplitud del pulso (con $C = 0$) en un punto z a lo largo de la fibra está dada por

$$U(z, T) = \frac{T_0}{[T_0^2 - i\beta_2 z]^{1/2}} \exp\left(-\frac{T^2}{2[T_0^2 - i\beta_2 z]}\right), \quad (2.34)$$

Un pulso Gaussiano mantiene su forma en propagación pero su ancho T_1 incrementa con z como:

$$T_1(z) = T_0[1 + (z/L_D)^2]^{1/2} \quad (2.35)$$

La ecuación (2.35) muestra como la GVD ensancha a un pulso Gaussiano. Tal ensanchamiento es gobernado por la longitud de dispersión L_D . Para una fibra dada, los pulsos más cortos se ensanchan más porque es más pequeña la longitud de dispersión.

Se hace uso de la ecuación (2.35) y utilizando la técnica numérica de Split-Step de Fourier se simula el comportamiento de un pulso Gaussiano dentro de una fibra durante su propagación. La Figura 2.1 muestra el pulso de entrada sin *chirp* ($C = 0$) en $z = 0$ (línea discontinua). También se muestra el pulso transmitido en $z/L_D = 2$ (línea continua), donde se observa que el pulso presenta un ensanchamiento, que debido a esto tiene una menor amplitud y en $z/L_D = 4$ (línea continua) el pulso presenta un ensanchamiento más pronunciado comparado con el caso anterior, este ensanchamiento temporal del pulso es debido a la dispersión.

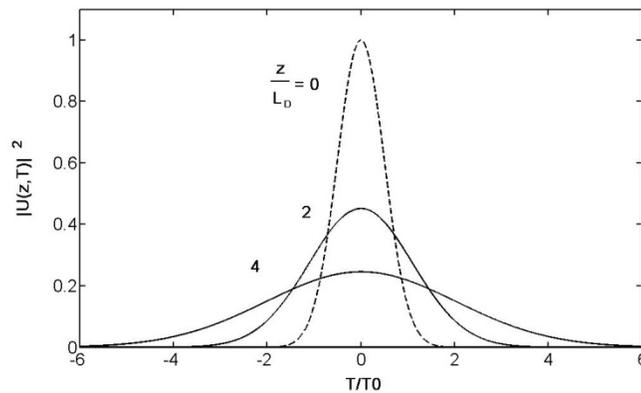


Figura 2.1. Perfil del pulso a $z/L_D = 2$ (línea continua) y $z/L_D = 4$ (línea continua) para un perfil de entrada Gaussiano (línea discontinua) [2].

Vemos de la figura que la dispersión degrada la forma del pulso, por lo que es un factor importante a considerar. En la figura 2.1, los pulsos a la salida de la fibra sufren un ensanchamiento de aproximadamente 2 y 4 veces para las longitudes de $2L_D$ y $4L_D$, respectivamente.

2.5 Auto-Modulación de Fase (SPM).

La SPM es una consecuencia directa del cambio en el índice de refracción debido a la alta intensidad por un pulso óptico. El efecto más sobresaliente de la SPM en un pulso es su ensanchamiento espectral. Esto se refiere al hecho que diferentes intensidades de un pulso monocromático viajan a diferentes velocidades, debido a que el índice refracción depende de la intensidad. La SPM se origina de la dependencia del índice de refracción del silice con la intensidad, ecuación (2.4).

Para el análisis de la propagación no lineal de un pulso dentro de la fibra óptica, es necesario hacer una simplificación en la ecuación 2.24 y despreciar la GVD respecto a la SPM ($\beta_2 = 0$). Para que β_2 sea cero, el ancho y la potencia del pulso deben ser tales que $L_D \gg L > L_{NL}$ para una fibra de longitud L . La ecuación debe de cumplir la condición [2]:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1, \quad (2.36)$$

La ecuación (2.36) muestra que el efecto de la GVD es despreciable para pulsos con anchos $T_0 > 100 \text{ ps}$ y con una potencia pico $P_0 > 1 \text{ W}$. La condición se satisface con los parámetros de una fibra estándar con $\lambda = 1550 \text{ nm}$, $|\beta_2| = 20 \text{ ps}^2/\text{km}$ y $\gamma \approx 3 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Con estos parámetros la presencia de los efectos debido a la GVD es débil, por lo tanto por simplificación para el análisis de la SPM en la ecuación 2.24 se hace $\beta_2 = 0$. La ecuación que representa la evolución del pulso a lo largo de la fibra se escribe como [2]:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U, \quad (2.37)$$

Esta ecuación puede resolverse sustituyendo $U = V \exp(i\phi_{NL})$ e igualando la parte imaginaria y la parte real, se tiene:

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial z} = \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} V^2, \quad (2.38)$$

Como la amplitud V no cambia a lo largo de la fibra de longitud L , la ecuación de fase puede ser integrada analíticamente para obtener la solución general,

$$U(L, T) = U(0, T) \exp[i\phi_{NL}(L, T)], \quad (2.39)$$

donde $U(0, T)$ es la amplitud del campo en $z = 0$ y el desplazamiento de la fase no lineal es:

$$\phi_{LN}(L, T) = |U(0, T)|^2 \left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}} \right) \quad (2.40)$$

donde L_{eff} es la longitud efectiva definida como

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha \quad (2.41)$$

La ecuación (2.41) muestra que la SPM surge debido a la dependencia del desplazamiento de fase con la intensidad, pero la forma temporal del pulso permanece inalterada. La SPM induce un ensanchamiento espectral como consecuencia de la dependencia del desplazamiento de la fase no lineal con el tiempo. El desplazamiento de fase no lineal ϕ_{LN} incrementa con la longitud de la fibra. En ausencia de pérdidas en la fibra $\alpha = 0$ y $L_{eff} = L$, el desplazamiento máximo de fase (ϕ_{MAX}) ocurre en el centro del pulso localizado en $T = 0$. Con U normalizada tal que $|U(0, 0) = 1|$, se obtiene:

$$\phi_{MAX} = \frac{L_{eff}}{L_{NL}} = \gamma P_0 L_{eff} \quad (2.42)$$

El significado físico de la longitud no lineal L_{NL} se puede comprender a partir de la ecuación (2.42), donde se observa que la L_{NL} corresponde a la longitud necesaria para inducir un cambio de fase no lineal igual a 1 radian, $\phi_{MAX} = 1 \text{ rad}$. La dependencia de la fase no lineal con respecto al tiempo induce una variación en la frecuencia instantánea, comúnmente referida como chirp [2].

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{LN}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}} \right) \frac{\partial}{\partial T} |U(0, T)|^2 \quad (2.43)$$

donde el parámetro $\delta\omega$ es conocido como frecuencia de chirp instantánea, y la dependencia temporal es referida como chirp. Como se observa en la ecuación (2.43) el chirp inducido se incrementa en magnitud con la distancia.

Esto implica que nuevos componentes de frecuencia son generados y como resultado el pulso sufre un ensanchamiento espectral. En la Figura 2.2 se muestra el espectro de un pulso Gaussiano ($C=0$) para varios valores de ϕ_{MAX} , se puede ver el ensanchamiento espectral causado por la SPM.

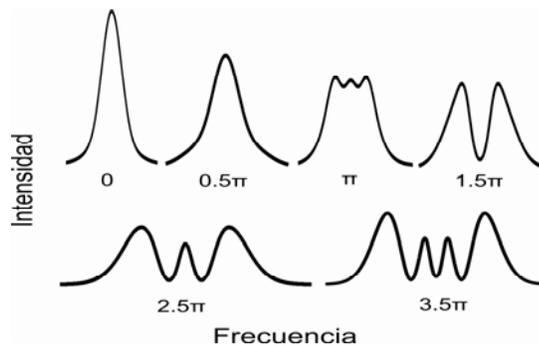


Figura 2.2. La SPM induce un ensanchamiento espectral de un pulso Gaussiano para diferentes valores de desplazamiento de fase no lineal [7].

2.6 Inestabilidad modulacional.

La MI es un fenómeno que ocurre dentro de las fibras ópticas, que depende en gran medida de la potencia y del ancho del pulso de la señal de bombeo, así también del ruido que genere en la fibra óptica. Ya que dependiendo del ruido que se tenga, entre mayor sea este, la MI puede crecer exponencialmente. La MI puede aparecer junto con otros procesos no lineales como dispersión Raman estimulada (Stimulated Raman Scattering, SRS) o ser la semilla para que generen otros efectos como es el autocorrimiento de frecuencias (Self Frequency Shift, SFS).

Este fenómeno debido a que está ampliamente ligado al efecto Raman no pudo ser observado en forma experimental antes, ya que se confundía

con este y no se podía separar, con la ventaja de las computadoras, estos fenómenos se lograron separar y entonces se analizan los efectos sobre el pulso, y se tiene ahora un mejor entendimiento de estos así como otros fenómenos no lineales [25,26].

2.6.1 Análisis de la Inestabilidad modulacional.

Para el análisis de la MI, se parte de la ecuación no lineal de propagación simplificada (2.15), donde la pérdida de la fibra es ignorada. La ecuación toma la forma:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (2.44)$$

donde $A(z, T)$ representa la envolvente del pulso, z es la distancia física, β_2 representa al parámetro GVD, T es el tiempo en un marco retardado, y γ representa al coeficiente no lineal. En el caso de luz de onda continua (continuous wave, CW), la amplitud es independiente de T a la entrada de la fibra en $z = 0$. Suponiendo que la amplitud del pulso $A(z, T)$ es independiente del tiempo durante la propagación dentro de la fibra, la ecuación 2.44 tiene una solución de la forma,

$$A = \sqrt{P_0} \exp(\phi_{NL}), \quad (2.45)$$

donde P_0 es la potencia incidente y $\phi_{NL} = \gamma P_0 z$ es la fase no lineal inducida por la SPM. Esta ecuación implica que la luz de CW debe propagarse a través de la fibra sin cambios, excepto que adquiere un desplazamiento de fase no lineal dependiente de la potencia.

Para comprobar si la solución de (2.49) es estable incluso con perturbaciones, es necesario introducir una ligera perturbación, tal que:

$$A = (\sqrt{P_0} + a) \exp(\phi_{NL}), \quad (2.46)$$

Para analizar la evolución de la perturbación $a(z, T)$ sustituimos la ecuación (2.46) en la ecuación (2.44), y se obtiene:

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_0 (a + a^*), \quad (2.47)$$

Debido al término a^* , debemos considerar una solución de la siguiente forma:

$$a(z, T) = a_1 \exp[i(Kz - \Omega T)] + a_2 \exp[-i(Kz - \Omega T)], \quad (2.48)$$

donde K es el número de onda y Ω es la frecuencia angular de la perturbación, respectivamente.

$$K = \pm \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| [\Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega_c^2]^{1/2}, \quad (2.49)$$

donde Ω_c es la frecuencia crítica definida mediante la siguiente expresión:

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} = \frac{4}{|\beta_2| L_{NL}} \quad (2.50)$$

La relación de dispersión (2.46) muestra que la estabilidad del estado de régimen de dispersión depende críticamente en si la luz experimenta GVD normal o anómala dentro de la fibra. En el caso de GVD normal ($\beta_2 > 0$), el vector de onda K es real para todo valor de Ω , y $a(z, T)$ es constante, el estado del haz se mantiene estable aún bajo la presencia de perturbaciones. En contraste, para el caso de la GVD anómala ($\beta_2 < 0$), K viene a ser imaginario para $|\Omega| < \Omega_c$ y la perturbación $a(z, T)$ crece exponencialmente conforme z se incrementa, ver ecuación 2.48.

De la ecuación (2.50), podemos notar que la amplificación espectral está condicionada para frecuencias que cumplan la condición $|\Omega| < \Omega_c$ y para que haya ganancia se debe cumplir esta condición, la cual está dada por:

$$g(\Omega) = |\beta_2 \Omega| (\Omega_c^2 - \Omega^2)^{1/2} \quad (2.51)$$

La figura 2.3 muestra el espectro de ganancia para diferentes niveles de potencia. Como se puede apreciar en la figura la ganancia está representada en función de la longitud de onda, la cual corresponde al

desplazamiento en frecuencia debido a la frecuencia $\pm\Omega$. Para modelar la ganancia de la MI se utiliza la ecuación (2.51) con los parámetros $\beta_2 = -25.5 \text{ ps}^2/\text{Km}$ y $\gamma = 1.65 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$ que corresponden a una fibra monomodo estándar (Corning SMF-28) en la región de 1550 nm.

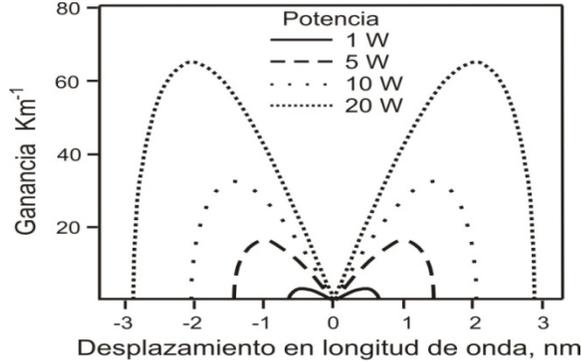


Figura 2.3. Espectro de ganancia de la inestabilidad de modulación.

Como podemos observar la ganancia para los diferentes componentes de frecuencia es simétrica con respecto a la frecuencia central $\Omega = 0$, y depende fuertemente de la potencia. Además, estos resultados muestran que para una potencia determinada existe una frecuencia dominante, la cual experimenta una ganancia máxima. La frecuencia a la cual la ganancia es máxima la podemos obtener a partir de la ecuación (2.50), de donde obtenemos

$$\Omega_{\max} = \pm \left(\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2} \quad (2.52)$$

con una ganancia máxima dada por:

$$g(\Omega_{\max}) = \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega_c^2 = 2\gamma P_0 \quad (2.53)$$

Cuando el haz de bombeo se propaga, la MI puede llevar a un rompimiento espontáneo del haz de onda continua en un tren de pulsos periódicos. Las fluctuaciones actúan como mecanismo en este caso y son

amplificadas por la ganancia proporcionada por la MI. Como la ganancia más grande ocurre para frecuencias $\omega_0 \pm \Omega_{\max}$, estas frecuencias son más amplificadas. Así, es bien definido que la MI a la salida de la fibra muestra espectralmente dos lóbulos laterales localizados simétricamente a $\pm\Omega_{\max}$, uno en cada lado de la frecuencia central ω_0 . En el dominio del tiempo, la onda continua es convertida en un tren de pulsos periódicos, con un periodo $T_m = 2\pi/\Omega_{\max}$.

En fibras ópticas la MI puede ser observada en el régimen de dispersión anómala, sin embargo, bajo ciertas condiciones también se puede obtener en fibras ópticas con dispersión normal, dependiendo de las propiedades de polarización del haz incidente [2].

Cuando la longitud de onda de bombeo esta en el régimen de la dispersión anómala, el efecto de MI puede actuar como un mecanismo de amplificación de ruido y también como mecanismo para la generación de solitones. La MI es originada antes que el proceso Raman, y esto produce una secuencia de solitones temporales. Espectralmente el pulso sufre un ensanchamiento y esto da origen a un auto-desplazamiento de frecuencias, SFS [10, 11].

La ecuación (2.19), no es válida para pulsos ultracortos(sub-ps, funciona bien para unos ps) debido a que los términos de dispersión de alto orden fueron despreciados. Por lo tanto, necesita ser modificada para pulsos ópticos muy cortos (de fs), cuyos anchos son menores de 1 ps. Con la inclusión de los efectos no lineales de altos órdenes, la propagación de pulsos en fibras ópticas es gobernada por la ecuación no lineal de Schrödinger generalizada [2],

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma\left(|A|^2A + \frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial T}(|A|^2A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T}\right), \quad (2.54)$$

Esta ecuación es fundamental para el estudio de solitones. El término β_3 gobierna los efectos de dispersión de tercer orden y es importante para pulsos ultracortos, sobre todo cuando la diferencia de orden 2 es pequeña o cero (cerca de λ_D). T_R es el tiempo de respuesta Raman y es responsable de SFS inducido por Intrapulse Raman Scattering (IRS). Varios efectos no lineales de alto orden vienen a ser importantes al usar pulsos cortos. En la parte derecha de la ecuación, la auto-modulación de fase aparece en el primer término, el efecto Self-Steepening en el segundo término, el efecto de Self-Steepening se puede describir como una inclinación del pulso debido a la dependencia de la intensidad de dicho pulso con el índice de refracción del medio y en el tercer término corresponde a uno de los efectos más importantes que es la IRS.

2.7 Intra-pulse Raman scattering

Para entender este fenómeno no lineal, es necesario hacer uso de la ecuación de Schrödinger generalizada (2.54) [2,10]. El fenómeno de IRS es un efecto no lineal, donde la ganancia Raman puede amplificar los componentes espectrales de frecuencia baja de un pulso transfiriendo la energía de los componentes de alta frecuencia del mismo pulso [12, 13]. Como resultado, el espectro del pulso se desplaza hacia el lado de frecuencias bajas conforme el pulso se propaga dentro de la fibra. Este fenómeno fue observado en 1986 y llamado SFS o (Soliton Self-Frequency Shift, SSFS), debido a que fue observado primeramente con solitones [10, 11].

Estos fenómenos no lineales en conjunto generan un ensanchamiento espectral continuo. Tal ensanchamiento fue observado en fibras ópticas tanto para el caso de bombeo en la región positiva de GVD [14-16], como para bombeo en la región negativa de GVD [17].

El último término de la ecuación (2.54), que contiene T_R , se origina de la respuesta retardada Raman y es responsable para el auto-desplazamiento en frecuencia inducida por la IRS:

$$T_R = f_R \frac{d(\text{Im}\tilde{h}_R)}{d(\Delta\omega)} \Big|_{\Delta\omega=0} \quad (2.55)$$

Donde f_R es la contribución fraccional de la respuesta retardada Raman de la polarización no lineal P_{NL} . La función de respuesta Raman $h_R(t)$ es responsable de la ganancia Raman cuyo espectro es dado por

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{\omega_0}{cn_0} f_R \chi^{(3)} \text{Im}[\tilde{h}_R(\Delta\omega)] \quad (2.56)$$

donde $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ e Im es la parte imaginaria. La transformada de Fourier de $\tilde{h}_R(\Delta\omega)$ proporciona la función de respuesta Raman dada por $h_R(t)$.

Para la generación de IRS, es necesario que exista otro mecanismo que lo origine. Anteriormente, se mencionó que el proceso de MI en fibras ópticas ocurre con la propagación de pulsos cortos de alta potencia debido a la amplificación de las pequeñas perturbaciones existente en el pulso. Al seguirse propagando en la fibra óptica, el pulso empieza con un proceso de ruptura, es decir, se convierte en un tren de pulsos temporales con anchos menores que el pulso inicial. Entonces, debido al fenómeno no lineal del SFS, el pulso sufre un ensanchamiento espectral hacia longitudes de onda más grandes y consecuentemente son amplificadas por la ganancia Raman.

2.8 Efecto Raman.

El efecto Raman se refiere a la interacción que sufren los fotones con las vibraciones moleculares de la materia, y fue observado por el físico C. V. Raman en 1928. Los fotones se dispersan al chocar con las moléculas y experimentan una reducción de su frecuencia óptica. Este desplazamiento de

frecuencia coincide precisamente con la llamada frecuencia Stokes. La energía restante es absorbida por el medio en forma de vibración molecular.

En la figura 2.4a, observamos que cuando en un material se hace incidir un haz de luz con una potencia alta, la mayor parte de este haz va a sufrir dispersión, llamada dispersión de Rayleigh, y una pequeña cantidad de este haz sufrirá lo que se conoce como dispersión Raman [2]. Estos nuevos componentes se desplazan a frecuencias diferentes de la inicial. Las más bajas llamadas líneas Stokes y más altas son llamadas líneas anti-Stokes. La dispersión Raman también se puede ver en niveles de energía como se muestra en la figura 2.4b.

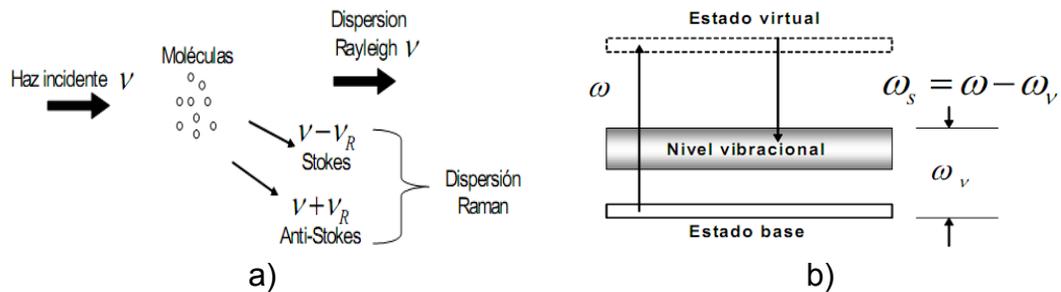


Figura 2.4. a) Dispersión Raman y b) Niveles de energía para dispersión Raman

En esta figura observamos la señal de bombeo a una frecuencia ω , de la cual algunos fotones ceden su energía para crear nuevos fotones de reducida energía a bajas frecuencias Stokes ω_s , llevando a la molécula en un estado excitado vibracional con energía $\hbar\omega_v$, dando como resultado los llamados fonones ópticos.

La generación de la frecuencia anti-Stokes ω_{as} es un proceso mucho más débil que la generación de la frecuencia Stokes porque el proceso anti-Stokes requiere el estado vibracional para producir una transferencia de energía de la molécula al fotón. Esto significa que la molécula, inicialmente

antes del choque, tiene que estar en un estado vibracional de energía mayor al fundamental, y solo después del choque pasa a este estado fundamental. Por lo tanto, el fotón es dispersado a una frecuencia $\omega + \omega_v$. Por esta razón la frecuencia anti-Stokes no juega un papel importante en las fibras ópticas.

2.8.1 Dispersión Estimulada Raman.

La SRS es un proceso muy importante entre las interacciones no lineales que ocurren en las fibras ópticas [2]. Las primeras observaciones de este efecto en fibras de sílice fueron hechas por Stolen e Ippen en 1972 [18]. El pico del coeficiente de ganancia Raman para la fibra de sílice está alrededor de 440 cm^{-1} , como fue demostrado experimentalmente en [18]. La Figura 2.5 muestra el coeficiente de ganancia g_R para una fibra de sílice en función de la frecuencia desplazada a una $\lambda_p = 1\mu\text{m}$. La ganancia Raman se extiende a lo largo de un gran rango de frecuencias (hasta 40 THz) y alcanza un valor máximo localizado cerca de 13 THz.

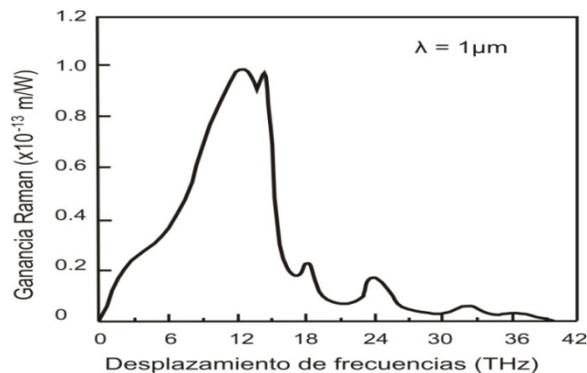


Figura 2.5. Espectro de ganancia Raman para la fibra de sílice a una longitud de onda de bombeo de $1 \mu\text{m}$ [2].

Para poder representar las ecuaciones de dos campos ópticos propagándose en la fibra óptica tenemos que asumir que los efectos no

lineales no afectan significativamente los modos de la fibra. Y los efectos dispersivos son incluidos expandiendo la constante de propagación dependiente de la frecuencia β_j para cada onda, la ecuación de propagación resultante es:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} + \beta_{1j} \frac{\partial A_j}{\partial t} + i \frac{1}{2} \beta_{2j} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + \frac{\alpha_j}{2} A_j = \frac{in_2 \omega_j}{2} \left[f_{jj} |A_j|^2 + 2f_{jk} |A_k|^2 \right] \quad (2.57)$$

donde $k \neq j$, $\beta_{1j} = 1/v_{gj}$, v_{gj} es la velocidad de grupo, β_{2j} es el coeficiente de GVD y α_j es el coeficiente de pérdidas.

La integral de traslape para las dos ondas está dada por [2]:

$$f_{jk} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_j(x,y)|^2 |F_k(x,y)|^2 dx dy}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_j(x,y)|^2 dx dy \right] \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_k(x,y)|^2 dx dy \right]}, \quad (2.58)$$

donde $f_{jk}(x, y)$ son los modos de la fibra.

Podemos decir que, la diferencia entre las integrales de traslape puede ser significativa en fibras multimodo donde las ondas podrían propagarse en diferentes modos de la fibra. En el caso de las fibras monomodo esta diferencia es despreciable, y en el caso de la ecuación 2.57, se puede escribir como un par de ecuaciones acopladas [1].

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}} \frac{\partial A_1}{\partial t} + i \frac{1}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\alpha_1}{2} A_1 = i\gamma_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) A_1 \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial A_2}{\partial t} + i \frac{1}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{\alpha_2}{2} A_2 = i\gamma_2 (|A_2|^2 + 2|A_1|^2) A_2 \quad (2.60)$$

donde $\gamma_j = n_2 \omega_j / c A_{eff}$ y A_{eff} es el área efectiva del modo.

En las ecuaciones (2.59) y (2.60) se puede reemplazar las pérdidas α_1 y α_2 por las siguientes relaciones

$$\alpha_1 = \alpha_p + g_p |A_s|^2 A_p, \quad (2.61)$$

$$\alpha_2 = \alpha_s - g_s |A_p|^2 A_s, \quad (2.62)$$

donde α_p y α_s son las pérdidas que sufrirá el pulso al propagarse por la fibra, y $g_p|A_s|^2A_p$ es la perdida para la señal de bombeo por el efecto de la SRS la cual ganara la señal Stokes $g_s|A_p|^2A_s$. Aquí se cambiaron los subíndices 1 y 2 por p y s por el significado en inglés de bombeo y Stokes.

El significado de esta sustitución es que las pérdidas que sufre un pulso cuando se propaga en una fibra óptica (la señal de bombeo), puede ser por las características propias de la fibra o por fenómenos no lineales. Ahora usando las ecuaciones (2.61) y (2.62), en (2.59) y (2.60), tenemos [2]:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_{gp}} \frac{\partial A_p}{\partial t} + i \frac{1}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + \frac{\alpha_p}{2} A_p = i \gamma_p (|A_p|^2 + 2|A_s|^2) A_p - \frac{g_p}{2} |A_s|^2 A_p \quad (2.63)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_s}{\partial t} + i \frac{1}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + \frac{\alpha_s}{2} A_s = i \gamma_s (|A_s|^2 + 2|A_p|^2) A_s + \frac{g_s}{2} |A_p|^2 A_s \quad (2.64)$$

donde v_{gs} y v_{gp} son la velocidad de Stokes y bombeo respectivamente, β_{2s} y β_{2p} son los coeficientes de GVD para la onda Stokes y bombeo y finalmente γ_s y γ_p son los coeficientes de no linealidad para la onda Stokes y bombeo.

El último término de las ecuaciones (2.63) y (2.64), representan los coeficientes de pérdida y ganancia Raman, estas están relacionadas al valor pico del coeficiente de ganancia Raman g_R a través de las siguientes relaciones:

$$g_s = \frac{g_R}{A_{eff}} \quad \text{y} \quad g_p = \frac{\omega_p}{\omega_s} g_s \quad (2.65)$$

donde ω_p y ω_s son las frecuencias de las señales de bombeo y Stokes respectivamente.

Estas ecuaciones son las que representan el efecto Raman en fibras ópticas, una representa el bombeo cuando se atenúa a través de la fibra y la otra representa la señal de Stokes que va ganando energía a través del proceso de la SRS. Estas ecuaciones no pueden ser resueltas de manera analítica, debido a la complejidad de ellas, la solución de estas ecuaciones

se hace en forma numérica, usando el método de Split Step de Fourier, debido a su fácil implementación.

Regresando a las ecuaciones (2.63) y (2.64), tenemos que normalizarlas para que puedan ser resueltas teniendo como factor de escala algún parámetro físico que este en las mismas ecuaciones. En estas ecuaciones se tienen varias posibilidades de normalización, se puede hacer esta normalización con respecto a la longitud de dispersión (L_D), longitud de Walk-off (L_w), longitud no lineal (L_{NL}), o longitud de ganancia Raman (L_G), para este caso lo haremos con la longitud de Walk-off (L_w), el procedimiento es similar para normalizar con otras longitudes.

Esta escala de longitud con la cual se normalizan estas ecuaciones, está relacionada con el ancho del pulso T_0 y la diferencia en velocidades de grupo entre el bombeo y la señal Stokes a través de [2]

$$L_w = \frac{T_0}{v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1}} \quad (2.66)$$

donde T_0 es el ancho del pulso de bombeo, v_{gp} y v_{gs} son las velocidades de grupo de la señal de bombeo y Stokes respectivamente.

En el caso general en el cual están presentes GVD, SPM, XPM, longitud de Walk-off (L_w) y el decaimiento de la señal de bombeo y Stokes podemos utilizar 2.63 y 2.64 para representar estos fenómenos.

Las pérdidas que puede sufrir un pulso cuando se propaga a través de una fibra por las características intrínsecas de la fibra óptica [2], pueden ser despreciadas debido a dos cosas, la primera es que han utilizado para tener estos fenómenos en forma experimental tramos cortos de fibra óptica [19, 20], alrededor de 10 – 100 m, en segundo lugar las pérdidas de un pulso cuando se propaga en una fibra óptica depende de la longitud de onda a la cual el pulso está centrado.

Regresando a las ecuaciones acopladas, tomando en cuenta de que si el tiempo es medido en un marco de referencia moviéndose con el pulso de bombeo, estas ecuaciones tomaran una forma diferente, para esto se deben hacer unos cambios de variable tales como:

$$T = t - \frac{z}{v_{gp}}, d = v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1}; \text{ si } k_1 = \frac{1}{v_{gp}}, \text{ entonces } T = t - k_1 z,$$

el cual está relacionado a $A(z, T)$ a través de:

$$A_p \left(z, t - \frac{z}{v_{gp}} \right) = A_p(z, T) = A_p(z, t). \quad (2.67)$$

Sustituyendo estos cambios de variable en las derivadas y haciendo uso de la regla de la cadena para las derivadas, tenemos lo siguiente

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\partial A}{\partial T} \circ \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (2.68)$$

pero como $\partial T / \partial z = -k_1$, esto se convierte en:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = \frac{\partial A}{\partial z} - k_1 \frac{\partial A}{\partial T}, \quad (2.69)$$

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.70)$$

Sin embargo, el primer término del lado derecho de la ecuación es cero, y el segundo término tiene la siguiente relación $\partial T / \partial t = 1$, entonces esta ecuación queda de la siguiente forma:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial A}{\partial T} \quad (2.71)$$

Esto también se puede hacer para la segunda derivada y toma la forma siguiente:

$$\frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 A(z, T)}{\partial T^2} \quad (2.72)$$

Sustituyendo estos cambios de variable en las ecuaciones 2.68 y 2.69 y como en muchos experimentos se usan tramos cortos de fibra, podemos

despreciar las pérdidas, así que $\alpha_s = \alpha_p = 0$. Por lo tanto tendremos el siguiente par de ecuaciones acopladas [2].

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_p}{\partial T^2} = i\gamma_p (|A_p|^2 + 2|A_s|^2) A_p - \frac{g_p}{2} |A_s|^2 A_p \quad (2.73)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} - d \frac{\partial A_s}{\partial T} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial T^2} = i\gamma_s (|A_s|^2 + 2|A_p|^2) A_s + \frac{g_s}{2} |A_p|^2 A_s \quad (2.74)$$

Para calcular d usamos la siguiente relación $d = D\Delta\lambda$, donde D es el parámetro de la dispersión, y $\Delta\lambda$ es la diferencia en longitud de onda entre la señal de bombeo y la señal de Stokes [19].

Los parámetros β_{2s} , β_{2p} , γ_s , γ_p , g_s , g_p , se pueden relacionar entre sí a través de las longitudes de onda, tanto de bombeo como la señal de Stokes de la forma siguiente: $\beta_{2s} = \lambda_p \beta_{2p} / \lambda_s$; $\gamma_s = \lambda_p \gamma_p / \lambda_s$ y $g_s = \lambda_p g_p / \lambda_s$.

Las escalas de longitud para normalizar las ecuaciones 2.78 y 2.79, están dadas de la siguiente forma

$$L_D = \frac{T_0^2}{\beta_{2p}}; \quad L_w = \frac{T_0}{|d|}; \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma_0 P_0}; \quad L_G = \frac{1}{g_p P_0} \quad (2.75)$$

2.9 Conclusiones.

En este capítulo se hace mención y definición de cada uno de los fenómenos no lineales que sufre un pulso de alta potencia al propagarse en fibras ópticas, y que están relacionados con el efecto Raman. También se presentan las bases teóricas para analizar la evolución no lineal de pulsos en fibras ópticas. La NLSE es fundamental para comprender la evolución de pulsos en una fibra óptica, con esta ecuación podemos representar MI y SFS, simplemente agregando un término. Después, utilizamos la NLSE para poder desarrollar las ecuaciones que nos representan SRS.

2.10 Referencias.

- [1]. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2a ed. (Academic, San Diego, CA, 2003).
- [2]. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3a ed. (Academic, San Diego, CA, 2001).
- [3]. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russel, D. M. Atkin, "All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* Vol. 21, pp. 1547–1549, (1996).
- [4]. B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, A. Hale, "Microstructured optical fiber devices," *Opt. Express* 9, 698–713 (2001).
- [5]. P. St. J. Russell, "Photonic-crystal fibers," *J. Lightwave Technol.* Vol. 24, pp. 4729–4749, (2006).
- [6]. K. Thyagarajan y A. K. Ghatak. "*Nonlinear optics*", Tutorial , Elsevier, Indian Institute Technology, New Delhi, India, pp. 472-486, 2005.
- [7]. R. H. Stolen, "Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-11, pp.100-103, (1975).
- [8]. E. A Golovchenko, "Parametric Modulation instability and Raman scattering in optical fibers", (1991).
- [9]. M. J. Potasek, "Modulation instability in an extended nonlinear Schrödinger equation," *Opt. Lett.*, Vol 12(11), pp. 921-923, (1987).
- [10] J. P. Gordon. "Theory of the self frequency shift," *Optics Letters*, Vol. 11(10), pp. 662-664, (1986).
- [11]. F. M. Mitschke y L. F. Mollenauer. "Discovery of the Soliton Self Frequency Shift," *Optics Letters*, Vol. 11, No. 10, pp. 659, (1986).

- [12]. J. Santhanam, G. P. Agrawal. "Raman-induced Spectral Shifts in Optical Fibers: general theory based on the moment method," *Optics Communications*, Vol. 222, pp. 413,420, (2003).
- [13]. G. P. Agrawal. "Effect of Intrapulse Stimulated Raman Scattering on Soliton-effect Pulse Compression in Optical Fibers", *Optics Letters*, Vol. 15, No. 4, pp. 224-226, (1990).
- [14]. A. S. G. Neto, A. S. L. Gomes, y J. R. Taylor. "Femto Soliton Raman Generation", *IEEE J. Quantum Electronics*, Vol. 24, pp. 332-340, (1988).
- [15]. M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, y D. S. Chemla. "Femtosecond Distributed Soliton Spectrum in Fibers," *Journal Optical Society America B*, Vol. 6, pp. 1149-1166 , (1989).
- [16]. P. Beaud, W Hodel, B. Zysset, y H. P. Weber. " Ultrashort Pulse Propagation, Pulse Breakup, and Fundamental Soliton Formation in a Single-mode Optical Fiber," *IEEE Journal Quantum Electronics*, Vol. QE-23, pp. 1938-1946, (1987).
- [17]. A. S. G. Neto y J. R. Taylor. "Soliton-Raman Generation with Pump Radiation in Normal Dispersion Regime," *Elect. Lett.* Vol. 24, pp. 1544-1546, (1988).
- [18] R. H Stolen, E. P. Ippen, y A.R. Tynes. "Raman Oscillation in Glass Optical Waveguide," *Applied Physics Letters*, Vol. 20, pp.62-63, (1972).
- [19] S. Dieter, J. Bozema, "Frequency chirp and spectra due to self-phase modulation and stimulated Raman scattering in influenced by pulse walk-off in optical fibers", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol 4, No. 5, pp. 856-862, (1987)
- [20] M. Kuckartz, R. Schultz, H. Harde, "Theoretical and experimental studies of combined self-phase modulation and stimulated Raman scattering in single mode fibers", *Opt. And Quantum Electron*, Vol 19, pp. 237-246, (1987).

Capítulo 3.

Filtros ópticos

3.1 Introducción.

Un filtro óptico ajustable puede ser representado por una caja negra, el que posee en su entrada diferentes señales, cada cual a su frecuencia óptica, y que tiene en su salida, debido al proceso selectivo, sólo una señal. Todos los filtros ópticos realizan la selección del canal en longitud de onda a través de procesos de interferencia. Así, cuando un canal es ajustado al dispositivo, su señal es reforzada por interferencia constructiva y enviada al bloque receptor, los demás canales a su vez son atenuados a niveles despreciables a través de interferencia destructiva. Los filtros ópticos mejoran la figura de ruido de ASE en amplificadores de fibra dopada con Erblio (erbium-doped fiber amplifiers, EDFA) y también son filtros rechaza banda usados para remover señales de Stokes innecesarios en amplificadores Raman en cascada.

Cuando se analiza el desempeño de un filtro óptico se debe tomar en consideración los siguientes requerimientos: Pérdidas causadas por inserción, ancho de banda, controlabilidad del dispositivo y dependencia del dispositivo de la polarización. Un filtro óptico debe ser estable de tal modo que una vez ajustada una frecuencia dada, factores térmicos o mecánicos no causen un desvío en el ajuste mayor que una pequeña fracción de la longitud de onda del canal, además de ser fácilmente reajutable para cualquier valor de frecuencia, por esto la controlabilidad del filtro es un factor importante. Para evitar el uso de complejos sistemas de control de polarización, uno de los requerimientos de los filtros ópticos es que éstos sean insensibles a la polarización de la señal.

3.2 Filtro sintonizable con el Interferómetro de Sagnac

El interferómetro de Sagnac (Sagnac Interferometer, SI) con fibra de alta birrefringencia (High birefringence, Hi-Bi) en el lazo se muestra esquemáticamente en la figura 3.1. Este dispositivo consiste de un acoplador direccional de fibra monomodo de cuatro puertos (con una porción de potencia dividida de $\alpha: (1 - \alpha)$. α es la constante de acoplamiento), en el cual dos de sus puertos están conectados entre sí por medio de la fibra de Hi-Bi formando un lazo de fibra. La longitud del lazo se regula de acuerdo a la respuesta espectral que se requiera obtener en el interferómetro.

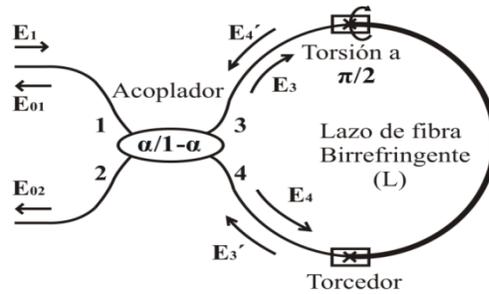


Figura 3.1. Interferómetro de Sagnac con fibra de Hi-Bi en el lazo.

Para obtener el modelo teórico del funcionamiento del interferómetro, se debe considerar que el interferómetro funciona de la siguiente manera: Si hacemos incidir un haz de intensidad I_i a la entrada de puerto 1 del acoplador, este haz tendrá un campo eléctrico E_i . Debido a las propiedades del acoplador este haz se dividirá en dos haces, uno saldrá por el puerto 3 del acoplador y otro por el puerto 4. Para el puerto 3 tenemos una intensidad $I_3 = \alpha I_i$ con un campo E_3 , para el puerto 4 tendremos una intensidad dada por $I_4 = (1 - \alpha) I_i$ con un campo eléctrico E_4 .

$$E_3 = \alpha^{1/2} E_i, \quad (3.1)$$

$$E_4 = i(1 - \alpha)^{1/2} E_i. \quad (3.2)$$

Donde el término i en la ecuación 3.7 representa un cambio de fase de $\pi/2$ que experimenta el haz transmitido por el acoplador (del puerto 1 al 4). Los puertos de salida del acoplador se interconectan a través de una fibra birrefringente con sus extremos torcidos a $\pi/2$, esto con el fin de que los haces que se contra-propaguen lo hagan en distintas velocidades debido a la birrefringencia del lazo, exceptuando el caso cuando las polarizaciones son idénticas[1]. Consideramos que el acoplador mantiene la polarización y las pérdidas tanto de la fibra como del acoplador son despreciables.

Si hacemos incidir un haz de luz con polarización lineal por el puerto de entrada 1 su campo estará representado por la siguiente ecuación,

$$\mathbf{E}_i = \hat{e}_x E_x + \hat{e}_y E_y \quad (3.3)$$

donde \hat{e}_x y \hat{e}_y son los vectores unitarios correspondientes a los ejes de referencia x e y de la fibra de Hi-Bi respectivamente, E_x y E_y son las componentes ortogonales de polarización del campo incidente expresados por,

$$E_x = E_i \cos\varphi, \quad (3.4)$$

$$E_y = E_i \sin\varphi, \quad (3.5)$$

donde φ es el ángulo entre el eje de polarización del campo incidente y el eje x . El haz incidente se dividirá en dos haces que se propagarán por los puertos 3 y 4 con una razón de acoplamiento α y $1-\alpha$ respectivamente, como se muestra a continuación,

$$E_3 = \alpha^{1/2}(\hat{e}_x E_x + \hat{e}_y E_y) \quad (3.6)$$

$$E_4 = i(1 - \alpha)^{1/2}(\hat{e}_x E_x + \hat{e}_y E_y) \quad (3.7)$$

Estos haces se contra propagarán dentro del lazo del interferómetro y serán descompuestos en dos componentes de polarización correspondientes a la alineación de los ejes lento y rápido (ejes x e y) de la fibra de Hi-Bi para

dirigirse nuevamente al acoplador. Para facilitar nuestro análisis consideramos que los ejes en los extremos de la fibra de Hi-Bi están rotados $\pi/2$ uno con respecto al otro, y renombrando a los campos E_3 como E'_3 y E_4 como E'_4 después de propagarse en la fibra de Hi-Bi (ver figura 3.1), por consiguiente las expresiones para estos campos son:

$$E'_3 = \alpha^{1/2} [\hat{e}_y E_x \exp(i\Phi_{Lx}) + \hat{e}_x E_y \exp(i\Phi_{Ly})] \quad (3.8)$$

$$E'_4 = i(1 - \alpha)^{1/2} [\hat{e}_y E_x \exp(i\Phi_{Ly}) + \hat{e}_x E_y \exp(i\Phi_{Lx})] \quad (3.9)$$

donde Φ es la fase que adquieren los campos al propagarse en el lazo del interferómetro, la cual está definida por,

$$\Phi_{Lj} = \frac{2\pi n_j L}{\lambda} \quad (3.10)$$

donde $j = x, y$; L es la longitud de la fibra birrefringente y λ es la longitud de onda del campo incidente. La longitud de la fibra birrefringente se regula de acuerdo a la respuesta espectral que se quiera obtener.

Los campos E'_3 y E'_4 ingresan al acoplador por los puertos 4 y 3 respectivamente, y como resultado dos campos de salida, campos E_{01} y E_{02} , salen del SI definidos por,

$$E_{01} = \alpha^{1/2} E'_4 + i(1 - \alpha)^{1/2} E'_3 \quad (3.11)$$

$$E_{02} = \alpha^{1/2} E'_3 + i(1 - \alpha)^{1/2} E'_4 \quad (3.12)$$

Sustituyendo las ecuaciones (3.8) y (3.9) en (3.11) y (3.12), obtenemos

$$\begin{aligned} \vec{E}_{01} = & \alpha^{1/2} i(1 - \alpha)^{1/2} \hat{e}_x E_y \exp(i\Phi_{Ly}) \{ \exp[i(\Phi_{Lx} - \Phi_{Ly})] + 1 \} + \\ & + \alpha^{1/2} i(1 - \alpha)^{1/2} \hat{e}_y E_x \exp(i\Phi_{Lx}) \{ \exp[i(\Phi_{Ly} - \Phi_{Lx})] + 1 \}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_{02} = & \hat{e}_x E_y \exp(i\Phi_{Lx}) \{ \alpha \exp[i(\Phi_{Ly} - \Phi_{Lx})] - (1 - \alpha) \} + \\ & + \hat{e}_y E_x \exp(i\Phi_{Ly}) \{ \alpha \exp[i(\Phi_{Lx} - \Phi_{Ly})] - (1 - \alpha) \}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Para calcular la transmitancia y la reflectancia se buscara la expresión para la intensidad de los campos E_{01} y E_{02} , calculando por separado cada una de sus componentes:

$$|E_{01}|^2 = |E_{01x}|^2 + |E_{01y}|^2 \quad (3.15)$$

$$|E_{01x}|^2 = 2\alpha(1 - \alpha)E_y^2[1 + \cos(\Phi_{Lx} - \Phi_{Ly})] \quad (3.16)$$

$$|E_{01y}|^2 = 2\alpha(1 - \alpha)E_x^2[1 + \cos(\Phi_{Ly} - \Phi_{Lx})] \quad (3.17)$$

$$|E_{01}|^2 = 2\alpha(1 - \alpha)|E_i|^2[1 + \cos(\Phi_{Lx} - \Phi_{Ly})] \quad (3.18)$$

De aquí se define la expresión para la reflectancia

$$R = \frac{|E_{01}|^2}{|E_i|^2} = 2\alpha(1 - \alpha)[1 + \cos(\Phi_{Lx} - \Phi_{Ly})] \quad (3.19)$$

La expresión para $|E_{02}|^2$ se obtiene de la siguiente relación:

$$|E_i|^2 = |E_{01}|^2 + |E_{02}|^2 \quad (3.20)$$

$$|E_{02}|^2 = |E_i|^2 - 2\alpha(1 - \alpha)|E_i|^2[1 + \cos(\Phi_{Lx} - \Phi_{Ly})] \quad (3.21)$$

De aquí se obtiene una expresión para la transmitancia:

$$T = \frac{|E_{02}|^2}{|E_i|^2} = 1 - 2\alpha(1 - \alpha) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} L\Delta n\right) \right] = 1 - R \quad (3.22)$$

donde Δn es la diferencia del índice de refracción entre los ejes lento y rápido de la fibra de Hi-Bi.

Basándonos en este análisis, es claro que la transmitancia es una función periódica que depende fuertemente de λ y de los corrimientos de fase que experimentan los haces al contra propagarse en el lazo del SI. Analizando el argumento del término cosenoidal en la ecuación (3.22) y como λ esta en el denominador en (3.22) T no es periódica en λ , pero es aproximadamente periódica si el rango de longitud de onda de interés $\ll \lambda$ (y por lo tanto $\Delta\lambda \ll \lambda$), con esta aproximación se puede escribir que para un periodo:

$$\Delta\left(\frac{2\pi}{\lambda}L\Delta n\right) = 2\pi, \quad \Delta\frac{2\pi}{\lambda^2}L\Delta n\Delta\lambda \cong 2\pi, \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta nL} \quad (3.23)$$

Por otra parte, es bien conocido que estos dispositivos son altamente sensibles a cambios de temperatura, los cuales ocasionan un desplazamiento en la transmitancia del interferómetro [3]. Este efecto es analizado considerando una dependencia de la temperatura $Temp$ en el índice de refracción del argumento del término cosenoidal de la ecuación (3.22). Expandiendo en series de Taylor alrededor de la temperatura $Temp$ obtenemos la siguiente expresión,

$$T = 1 - 2\alpha(1 - \alpha) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}L\left(\Delta n(T_{emp}) + \frac{d\Delta n}{dT}(T_{emp} - T_0)\right)\right) \right] \quad (3.24)$$

donde la posición de la transmitancia dependerá linealmente del segundo término del argumento de la ecuación (3.24), donde el desplazamiento de un ciclo completo de la transmitancia ocurre cuando,

$$\frac{2\pi}{\lambda}L\left(\frac{d\Delta n}{dT}(Temp - T_0)\right) = 2\pi \quad (3.25)$$

Por lo tanto, es claro que variando la temperatura en la fibra del lazo podemos desplazar la transmitancia del interferómetro, esto nos permitirá ajustar la transmitancia a la longitud de onda deseada. Para el análisis presentado arriba nosotros consideramos que la luz de entrada tiene polarización lineal. Sin embargo los resultados obtenidos se pueden aplicar para cualquiera polarización porque es conocido que la transmitancia del interferómetro de Sagnac no depende del estado de polarización de la luz de entrada.

3.2.1 Ajuste del interferómetro de Sagnac.

Debido al cambio de fase entre los haces polarizados ortogonalmente que se contra propagan en el lazo del interferómetro, su operación óptima

está limitada por el ajuste de los ejes de polarización de la fibra de Hi-Bi. Por tal motivo, la torsión en los empalmes del lazo (ver figura 3.1) nos permite alinear los ejes de polarización y producir cambios en la profundidad de modulación PM , definida por la siguiente expresión,

$$PM = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (3.26)$$

donde I_{max} e I_{min} son las intensidades máxima y mínima transmitidas por el interferómetro respectivamente. Para nuestro análisis, la profundidad de modulación máxima en el haz transmitido del SI está expresada por la siguiente ecuación,

$$PM = \frac{2\alpha(1-\alpha)}{1-2\alpha(1-\alpha)}. \quad (3.27)$$

donde se observa que esta depende fuertemente de la razón $\alpha/1 - \alpha$ del acoplador y para $\alpha = 0.5$ obtenemos una $PM=1$.

El procedimiento de ajuste consiste en torcer ambos brazos del interferómetro, con la finalidad de alinear la orientación de la polarización de luz con los ejes de la birrefringencia de la fibra del lazo. Para realizar este alineamiento, a pesar de que los puertos de salida del acoplador están empalmados por fusión a las terminales de la fibra de Hi-Bi, al aplicar una torsión en la región del empalme existe una rotación de los ejes ortogonales de polarización, por lo que se puede conseguir que los ejes coincidan para una máxima transferencia de energía. La torsión en los empalmes provee un simple y práctico procedimiento de ajuste del interferómetro. Para una explicación más detallada acerca de este procedimiento ver referencia [1].

3.2.2 Resultados experimentales.

En la figura 3.2 se muestra el arreglo experimental para caracterizar el SI con fibra de Hi-Bi. En esta configuración empleamos una fuente de luz

blanca, debido a su ancho espectral, la cual hacemos incidir en una fibra monomodo estándar hacia el puerto de entrada del acoplador (puerto 1). El acoplador tiene una constante de acoplamiento $\alpha = 0.5$ (para una $PM=1$) y los haces transmitidos hacia los puertos 3 y 4 se contra propagarán en el lazo de fibra para posteriormente incidir en el acoplador y obtener un haz transmitido en el puerto 2. El lazo de fibra consiste del empalme de los puertos 3 y 4 con los extremos de la fibra de Hi-Bi como se aprecia en la figura 3.2, los torcedores se encuentran conectados en la región de empalme, y la fibra de Hi-Bi se encuentra sobre un dispositivo Peltier, dispositivo mediante el cual inducimos cambios de temperatura en el lazo.

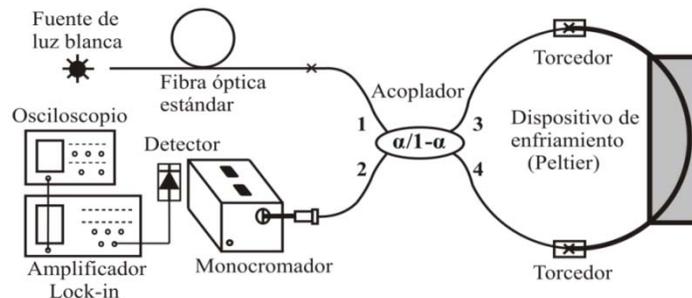


Figura 3.2. Configuración para caracterizar el interferómetro de Sagnac.

Para obtener la transmitancia del interferómetro, descrita por la ecuación (3.25), hacemos incidir el haz de salida del puerto 2 en un monocromador, el cual funciona como filtro espectral dejando transmitir la longitud de onda deseada, para posteriormente ser detectada y con la ayuda de un amplificador Lock-in monitorear la transmitancia del interferómetro en el osciloscopio.

La longitud óptima de la fibra de Hi-Bi se obtiene mediante la ecuación (3.23), considerando $\lambda = 1550 \text{ nm}$ (longitud de onda de señal) y con la longitud de la fibra de 15 cm y con el periodo medido de $\Delta \lambda = 40 \text{ nm}$, obtenemos $\Delta n = 4.22 \times 10^{-4}$. El periodo de $\Delta \lambda = 40 \text{ nm}$ nos asegura una

separación de 20 nm entre el mínimo y máximo de la transmitancia, lo que nos permitirá suprimir la mayor contribución de ruido de ASE producido por una EDF ajustando la transmitancia mínima en 1530 nm y por tanto la transmitancia máxima en 1550 nm.

Como se aprecia en la figura 3.3(a), los resultados experimentales muestran que la transmitancia del SI tiene un periodo de 45 nm, un valor muy cercano al periodo estimado para el experimento. Además también se observa que la transmitancia tiene un desplazamiento hacia longitudes de onda mayores cuando descendemos la temperatura. Los resultados del corrimiento de la transmitancia en función de la temperatura se muestran en la figura 3.3(b). Estos resultados se obtuvieron variando la temperatura en la fibra de Hi-Bi al aplicarle corriente eléctrica a nuestro dispositivo peltier (figura 3.2), la cual se varió de temperatura ambiente hasta cerca de cero grados centígrados. Como se aprecia en la figura 3.3b, el desplazamiento de la transmitancia tiene un comportamiento lineal en función de la temperatura con una razón de 1.73 nm/°C.

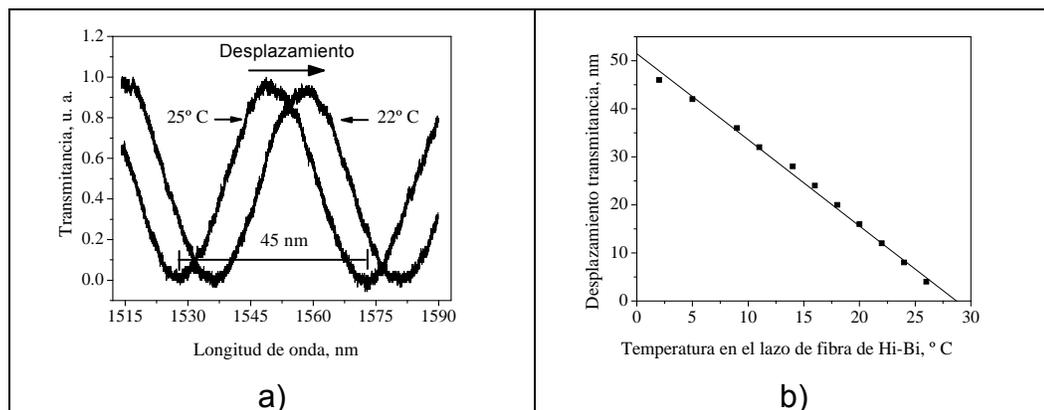


Figura 3.3. a) Desplazamiento de la transmitancia del SI, b) Desplazamiento de la transmitancia en función de la temperatura inducida en el lazo.

Una vez conocidas las características de nuestro interferómetro, procedemos a probar su efectividad como filtro térmicamente sintonizable

para suprimir la mayor contribución de ruido de ASE en una EDF. Para esta aplicación empleamos la configuración mostrada en la figura 3.4, cuya operación es similar a la descrita para la configuración de la figura 3.2, exceptuando que la fuente de luz blanca es reemplazada por un láser de bombeo de 980 nm y la fibra estándar es reemplazada por una EDF. Para esta configuración hemos conectado a los extremos de la EDF un acoplador WDM, los cuales tienen la función de introducir el haz de bombeo en la EDF por medio del WDM 1 y separar los haces de bombeo y ASE forward (componente de ASE en la misma dirección que el haz de bombeo) por medio del WDM 2. Como se aprecia en la figura 3.4 el haz de ASE forward se propagara a través del interferómetro para posteriormente ser detectado y monitoreado en el osciloscopio.

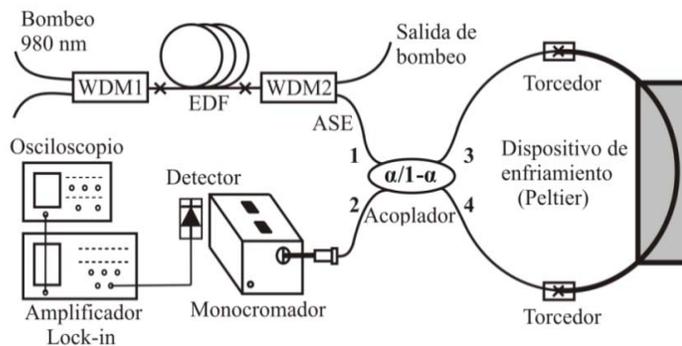


Figura 3.4. Arreglo experimental para filtrar el ruido de ASE de una EDF.

Los resultados experimentales de esta aplicación se muestran en la figura 3.5. Para esta configuración la EDF tiene una longitud de 15 m y una concentración de iones de Erblio de 1000 ppm, la potencia de bombeo se ajusto en 10 mW y la temperatura en el lazo se varió para ajustar la transmitancia mínima del interferómetro (ver figura 3.5a) en las longitudes de onda de 1530 nm, 1540 nm y 1550 nm con el propósito de visualizar el desempeño del SI como filtro espectral de ASE.

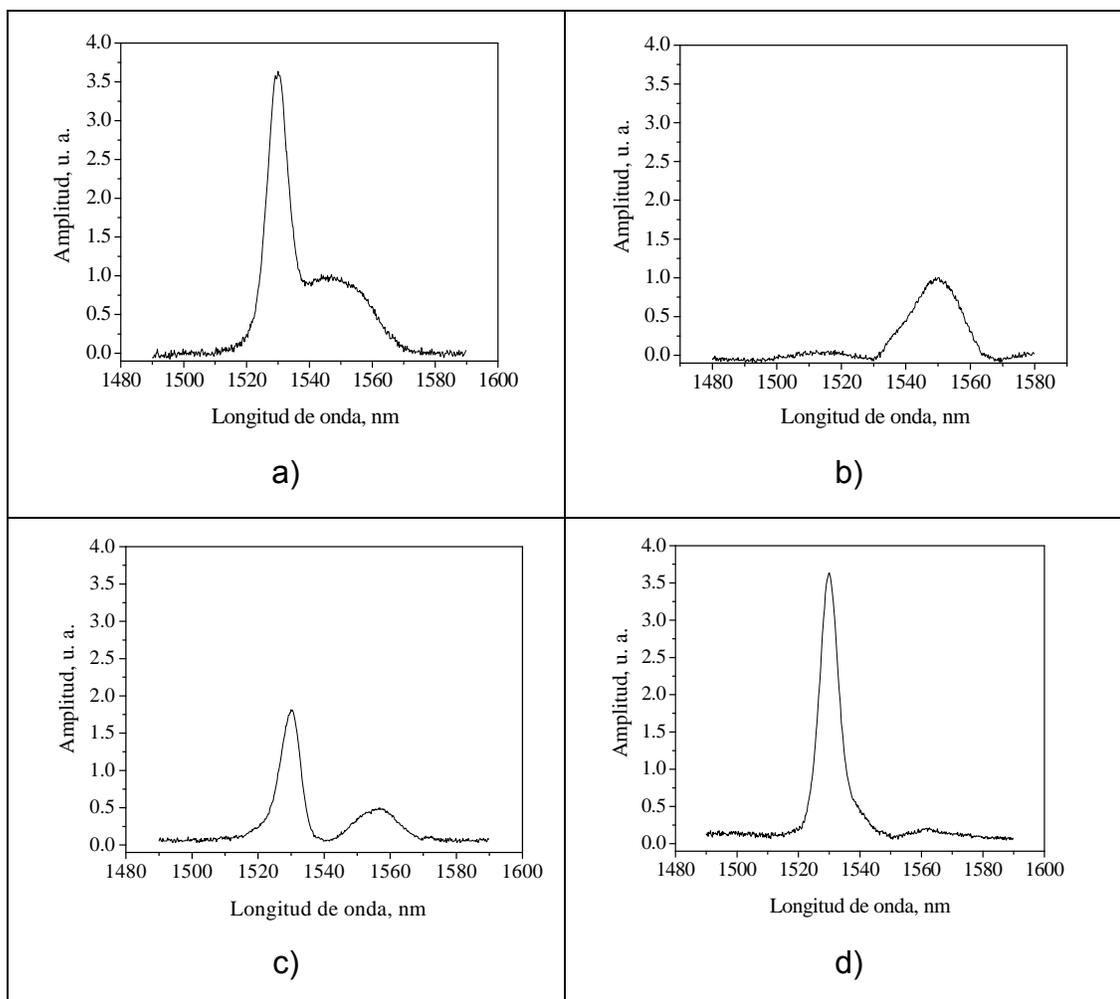


Figura 3.5. a) Espectro de referencia de ASE sin filtrar, Espectros de ASE ajustando la transmitancia mínima del SI en b) 1530 nm, c) 1540 nm y d) 1550 nm.

Estos resultados muestran que el desempeño del SI como filtro espectral para eliminar el ruido de ASE depende fuertemente del ajuste de la transmitancia, así como también de la región del espectro que se desea suprimir o transmitir. Es claro que para nuestros propósitos el mejor desempeño se logra ajustando la transmitancia mínima en 1530 nm (figura 3.5b), eliminando la mayor contribución de ruido de ASE, y debido al espaciamiento de aproximadamente 20 nm entre el mínimo y el máximo de la transmitancia (ver figura 3.3) podemos obtener la transmitancia máxima para

longitudes alrededor de 1550 nm. Como se puede observar de la figura 3.3, las regiones del espectro que suprime el SI las refleja hacia longitudes de onda más grandes, cuando se disminuye la temperatura. Para analizar este efecto con más detalle, la transmitancia mínima del SI ha sido ajustada para un intervalo de longitudes de onda entre 1530 y 1560 nm (dentro del espectro de ASE), para posteriormente medir la potencia de ASE transmitida y obtener una gráfica que nos muestre su desempeño como filtro supresor de ASE. Para este experimento la potencia de bombeo se ajusto en 6, 15 y 30 mW, variando así la potencia de ASE que incide en el SI. Los resultados experimentales de esta aplicación se muestran en la figura 3.6.

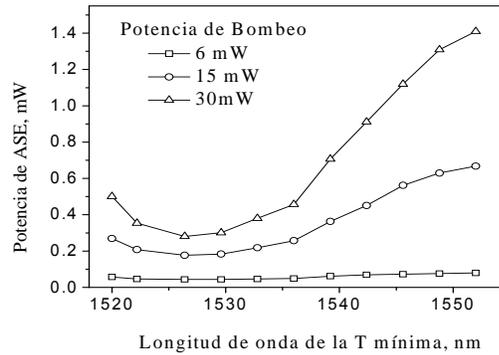


Figura 3.6. Potencia de ASE transmitida, con el SI ajustado a máxima transmitancia para un intervalo de longitudes de onda dentro del espectro de ASE.

Como se aprecia en las gráficas de la figura 3.6, a medida que aumenta la potencia de bombeo es más evidente el efecto de introducir el SI como filtro supresor de ruido de ASE en una EDF. De esta figura podemos observar que cuando se ajusta el SI a una transmitancia máxima de 1530 nm (a una temperatura de 25 °C, ver figura 3.5d), el ruido de ASE tiene una mayor contribución que cuando se ajusta el SI a una transmitancia máxima de 1550 nm (a una temperatura de 8 °C, ver figura 3.3b). Por lo tanto, para

eliminar la mayor contribución de ASE en una EDF se debe ajustar el SI a máxima transmitancia para longitudes de onda entre 1550 y 1560 nm (longitudes de onda de señal) ya que en estos puntos la mínima transmitancia del SI suprime la mayor contribución de ruido de ASE (pico alrededor de 1530 nm).

Finalmente, dadas las características del SI y su alta sensibilidad térmica es posible emplearlo como componente intermedio entre dos o más etapas de un EDFA, evitando que la potencia de ASE proveniente de una de las etapas genere una rápida saturación y degrade la ganancia del amplificador.

3.3 Rejillas de Bragg de fibra.

La rejillas de Bragg de fibra (FBG,) surgió con el descubrimiento de la foto sensibilidad en la fibras ópticas y puede realizar funciones de reflexión y filtrado con alta eficiencia y con bajas pérdidas de inserción. Reflectividades cercanas al 100 % son posibles y su ancho de banda ($\Delta\lambda$) es típicamente 0.1-0.5 nm sin embargo para rejillas especiales el ancho de banda puede llegar hasta 100 nm [2]. Las FBGs son dispositivos que han generado un enorme interés para ser aplicadas en diversas áreas de investigación que incluyen comunicaciones ópticas, sensores y láseres de fibra. El interés se debe a las características que presenta este dispositivo, como son: inmunidad al ruido electromagnético, alta sensibilidad y tamaño reducido, entre otras. Una característica importante que tienen las rejillas y por la cual son aplicadas en arreglos de sensores, es que al tensarlas o al cambiarles la temperatura, cambian su longitud de onda de reflexión. En estos arreglos el principio básico comúnmente utilizado es el de monitorear los cambios en la longitud de onda de Bragg reflejada por la rejilla producidos por la tensión o la temperatura aplicada. En esquemas de láseres de fibra una extensión de fibra dopada con tierras raras (amplificador óptico) es colocada en una

cavidad resonante. Esta cavidad puede estar formada por rejillas de Bragg que se utilizan como espejos reflectores y que además pueden estar funcionando como elementos sensores de temperatura y tensión.

3.3.1 Principio básico de funcionamiento de una FBG.

Una FBG consiste de una modulación periódica del índice de refracción en el núcleo de una fibra óptica [3]. Este tipo de FBG donde los frentes de fase son perpendiculares al eje longitudinal de la fibra, y los planos de la rejilla son de periodo constante ver figura 3.7, son considerados como los bloques fundamentales de la construcción para muchas estructuras de FBG. La luz, guiada a lo largo del eje de la fibra, será reflejada con un coeficiente de reflexión que depende de la diferencia de los índices de refracción de las capas de la rejilla. Si la condición de Bragg es satisfecha, las contribuciones de la luz reflejada por cada plano de la rejilla se suman constructivamente para formar un pico reflejado con una longitud de onda central definida por los parámetros de la rejilla.

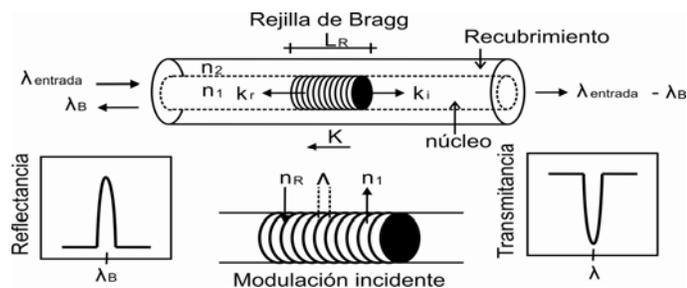


Figura 3.7. Representación de una rejilla de Bragg.

En la figura 3.8 L_R es la longitud de la rejilla, Λ es el periodo de la rejilla y n_R es el índice de los planos que forman la rejilla, n_1 es el índice del núcleo, k_i es el vector de onda de la radiación incidente, k_r es el vector de onda de la radiación reflejada y K es el vector de la rejilla. La condición de Bragg es simplemente el requerimiento de satisfacer la conservación de energía y

momento. La conservación de energía ($\hbar\omega_r = \hbar\omega_i$) requiere que la frecuencia de la radiación incidente y la frecuencia de la radiación reflejada sean la misma. La conservación del momento requiere que

$$k_i + K = k_r, \quad (3.28)$$

donde el vector de onda de la rejilla, $K = 2\pi/\Lambda$ tiene una dirección normal a los planos de la rejilla. El vector de onda de la radiación difractada es igual en magnitud, pero opuesto en dirección, al vector de onda de la radiación incidente ($k_r = -k_i$). Entonces, la conservación del momento es:

$$K = k_r - k_i = 2k_r, \quad (3.29)$$

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = 2 \left(\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} \right), \quad (3.30)$$

donde $k_r = 2\pi n_{eff}/\lambda_B$ y simplificando para la condición de Bragg de primer orden, obtenemos:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda, \quad (3.31)$$

donde la longitud de onda de la rejilla λ_B , es la longitud de onda central en el espacio libre de la luz de entrada que será reflejada por la rejilla, y $n_{eff} = \sqrt{(n_1^2 - n_R^2)/2}$ [4] es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra a la longitud de onda central en el espacio libre.

Cuando la condición de Bragg no se satisface, la luz reflejada por cada uno de los planos subsecuentes llega a estar progresivamente fuera de fase y eventualmente se contrarrestará. Adicionalmente, la luz que no coincide con la longitud de Bragg experimentará una reflexión muy débil en cada uno de los planos de la rejilla por desacople de índice, esta reflexión se acumula sobre la longitud de la rejilla L_R y tiene un valor promedio del 0.05% para rejillas fuertes. Una rejilla fuerte es una rejilla que tiene alta modulación del índice de refracción $\Delta n = 1 \times 10^{-3}$. La amplitud de modulación del índice

es la diferencia de índices entre los planos que forman la rejilla y el índice del núcleo, $\Delta n = n_R - n_1$.

3.3.2 Reflectividad en una FBG.

Considérese una FBG dentro del núcleo de una fibra óptica con un índice de refracción promedio $\bar{n} = (n_R + n_1)/2$. El perfil del índice de refracción puede ser expresado como:

$$n(z) = \bar{n} + \frac{\Delta n}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \quad (3.32)$$

donde $\Delta n = n_R - n_1$ es la amplitud de la perturbación del índice de refracción o diferencia de índices, con valores típicos de 10^{-5} hasta 10^{-3} , y z es la distancia a lo largo del eje longitudinal de la fibra. Usando la teoría de modos acoplados de Lam y Garside [5] que describe las propiedades de reflexión de una FBG, la reflectividad de la rejilla con período y amplitud de modulación constante está dada por:

$$R(l, \lambda) = \frac{\Omega^2 \sinh^2(sl)}{\Delta k^2 \sinh^2(sl) + s^2 \cosh^2(sl)} \quad (3.33)$$

donde $R(l, \lambda)$ es la reflectividad que es función de la longitud de la rejilla l_R y la longitud de onda λ , Ω es el coeficiente de acoplamiento, $\Delta k = k - \pi/\Lambda$ es el desintonizamiento del vector de onda, $k = 2\pi n_{eff}/\lambda$, es la constante de propagación, λ es la longitud de onda de la luz incidente y $s^2 = \Omega^2 - \Delta k^2$. El coeficiente de acoplamiento Ω , para una variación sinusoidal de la perturbación del índice a lo largo del eje de la fibra es:

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} M_p \quad (3.34)$$

donde M_p es la fracción de la potencia del modo contenida por el núcleo de la fibra. En base de que la rejilla es uniformemente escrita a través del núcleo, M_p puede ser aproximado por $1 - V^2$, donde V es la frecuencia

normalizada de la fibra. $V = (2\pi/\lambda)a(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$, donde a es el radio del núcleo, n_1 es el índice de refracción del núcleo y n_2 del recubrimiento, respectivamente. A una longitud de onda igual a la de Bragg ($\lambda = \lambda_B$) no hay vector de desintonizamiento y $\Delta k = 0$; por lo tanto, la reflectividad llega a ser

$$R(l, \lambda) = \tanh^2(\Omega l_R) \quad (3.35)$$

La reflectividad incrementa cuando incrementa el cambio del índice de refracción inducido. Similarmente, cuando la longitud de la rejilla incrementa lo hace así la reflectividad resultante. Un espectro de reflexión calculado con la ecuación (3.33), como una función de λ , es mostrado en la figura 3.8, en esta figura la longitud de onda de Bragg es $\lambda_B = 1550$ nm, $n_{\text{eff}} = 1.47$, la longitud de la rejilla es de 10 mm y tiene una reflectancia de 95%. Las bandas laterales de la resonancia son debido a múltiples reflexiones hacia y desde extremos opuestos de la región de la rejilla, denominados lóbulos o bandas laterales.

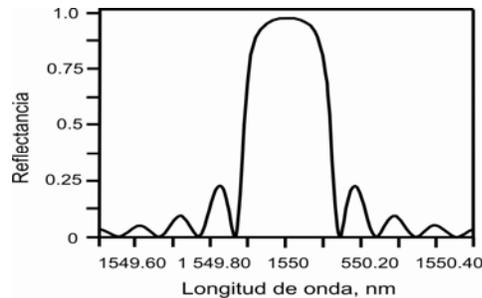


Figura 3.8. Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg en función de la longitud de onda.

Una expresión general aproximada con el criterio FWHM de una rejilla es dada por [6],

$$\Delta\lambda = \lambda_B \xi \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2} \quad (3.36)$$

donde N es el número de planos de la rejilla. El parámetro $\xi \approx 1$ es para rejillas fuertes (en reflexión cerca del 100%) mientras que $\xi \approx 0.5$ es para rejillas débiles.

3.3.3 Sensibilidad a tensión y temperatura de las FBGs.

La resonancia de la RB (la longitud de onda central de la luz reflejada por la rejilla) depende del índice de refracción efectivo del núcleo y de la periodicidad de la rejilla. Si estos dos parámetros son afectados por cambios en temperatura y tensión entonces la longitud de onda de resonancia de la rejilla cambiará. Usando la ecuación (3.31) el corrimiento en la longitud de onda central de la FBG, debido a cambios en temperatura y tensión, está dado por [3]:

$$\Delta\lambda_B = 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial l} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right) \Delta l + 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \quad (3.37)$$

El primer término en la ecuación (3.37) representa el efecto de la tensión en una fibra óptica. Esto corresponde a un cambio en el espaciamiento de la rejilla y el cambio tenso-óptico en el índice de refracción. El término de efecto de la tensión de arriba puede ser expresado como [7]:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B (1 - p_e) \varepsilon_z \quad (3.38)$$

donde $\varepsilon_z = \delta L_R / L_R$ es la deformación porcentual, L_R es longitud de la rejilla, δL_R es el incremento en longitud; p_e es una constante tenso-óptica efectiva definida como:

$$p_e = \frac{n_{eff}^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} - p_{12})] \quad (3.39)$$

p_{11} y p_{12} son componentes del tensor tenso-óptico, y ν es la razón de Poisson. Para una fibra óptica típica de germano-silicato $p_{11} = 0.113$, $p_{12} = 0.252$, $\nu = 0.16$ y $n_{eff} = 1.482$. Usando esos parámetros y la ecuación

(3.11), la sensibilidad a la tensión a ~1550 nm es un cambio de 1.2 pm por cada 1 $\mu\epsilon$ aplicado a la FBG.

El segundo término en la ecuación (3.37) representa el efecto de la temperatura en la rejilla. Un corrimiento en la longitud de onda de Bragg es debido a que la expansión térmica cambia el índice de refracción y el espaciamiento de los planos que forman la rejilla. Ese corrimiento de longitud de onda para un cambio de temperatura ΔT puede ser escrito como:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(\alpha_\Lambda + \alpha_n)\Delta T \quad (3.40)$$

donde $\alpha_\Lambda = (1/\Lambda)(\partial\Lambda/\partial T)$ es el coeficiente de expansión térmica para la fibra ($\approx 0.55 \times 10^{-6}$ para la sílice). La cantidad $\alpha_n = (1/n_{eff})(\partial n_{eff}/\partial T)$ representa el coeficiente termo-óptico, el cual es aproximadamente igual a 8.6×10^{-6} para la fibra con núcleo de sílice dopado con germanio. Claramente el cambio en el índice es por mucho el efecto dominante. De la ecuación (3.40) la sensibilidad esperada para 1550 nm es de aproximadamente 13.7 pm/ $^{\circ}\text{C}$. De lo anterior se deduce que cualquier cambio en la longitud de onda, asociada con la acción de una perturbación externa a la rejilla, es la suma de los términos de tensión y temperatura [8-10].

Cabe hacer notar que al hablar de sensores de temperatura y tensión con FBG se toma como sensibilidad el valor de 13.7 pm/ $^{\circ}\text{C}$, y eso es correcto para el caso de FBGs hechas de sílice pero han sido reportadas RB de fibra de polímero [11] las cuales presentan mayor sensibilidad [12] a tensión y temperatura. Un rango de 73 nm por variación de tensión [13] y 18 nm por cambio de temperatura [13] de 20 $^{\circ}\text{C}$ a 80 $^{\circ}\text{C}$ fueron reportados.

3.3.4 Filtro sintonizable desarrollado con una FBG.

Para hacer el sistema de guiado se usa una técnica simple para reducir al mínimo los efectos de dobles y esto se logra usando unas guías

ferrule para dirigir la FBG. Los extremos de la FBG fueron pegados a las guías, ver figura 3.9. Dentro de la guía ferrule, la fibra se doblara, pero su desviación lateral es limitada por el diámetro interno del ferrule. La fuerza que se requiere para comprimir la FBG es pequeña. En la figura 3.10 se muestra las dimensiones de la guía ferrule para la FBG, para una FBG de 0.125 mm seleccionamos dos ferrules de 0.127 mm de diámetro interno y 12 mm de largo y 2.5 mm de ancho. En la figura 3.10 se presenta como actúa el sistema de guiado para comprimir la FBG, un ferrule es fijo y el otro móvil al cual se le aplica una fuerza con un tornillo micrométrico y de esta manera se comprime la FBG.

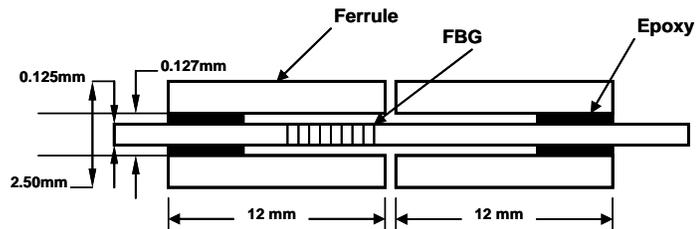


Figura 3.9. Dimensiones del sistema de guiado.

Para el diámetro de una fibra de $d \approx 0.125 \text{ nm}$ y el modulo de elasticidad $E \approx 72.5 \text{ Gpa}$, la fuerza requerida para alcanzar el 4 % de compresión axial es:

$$F = \sigma A_f = E \epsilon_{ax} \frac{\pi}{4} d^2 \cong 3.5 \text{ N} \quad (3.41)$$

Tal fuerza es relativamente pequeña y se puede alcanzar fácilmente usando un tornillo micrométrico, un motor convencional o un actuador piezoeléctrico.

De acuerdo con lo mencionado anteriormente, el cambio de longitud de onda requerido de alrededor de 10 nm no puede ser alcanzado por calentamiento o estiramiento; sin embargo, solamente cerca del 4% de cambio axial de la tensión se requiere si se utiliza la compresión axial. Corresponde a un cambio de tensión de 2900 MPa. Los rangos de tensión y

compresión son realizables para la FBG. Por lo tanto, la técnica de tensión axial parece ser la única opción viable para conseguir la sintonización de adaptación requerida.

En la figura 3.10 se muestra una fotografía del sistema empleado para comprimir la FBG, en el cual se puede observar el tornillo micrométrico empleado para aplicar la fuerza y desplazamientos necesarios para la adecuada sintonización de las guías ferrules para la fibra con rejilla de Bragg.

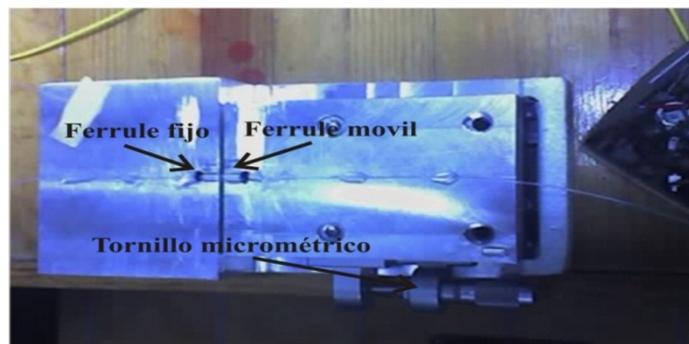


Figura 3.10. Sistema empleado para comprimir la fibra.

En la figura 3.11 se muestra el arreglo experimental empleado para investigación del Filtro sintonizable. El arreglo está formado por una fibra dopada con erbio (Erbium Doped fiber, EDF) con 15 m de longitud, la cual es bombeada por un diodo láser de 980 nm a través de un multiplexor por longitud de onda (WDM), el extremo libre del WDM es unido a un acoplador 90/10 y la salida del 90 % es unida a la FBG Sintonizable, la salida del 10 % es conectada a un monocromador donde esta señal es enviada a un fotodetector y observada en el osciloscopio.

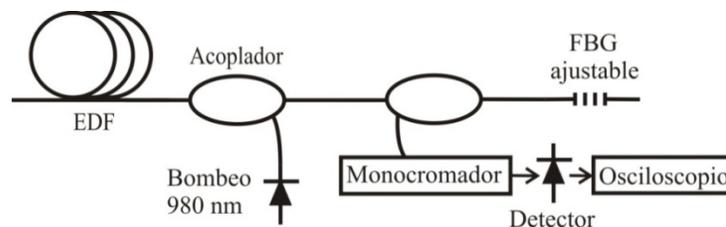


Figura 3.11. Arreglo experimental para caracterizar el filtro sintonizable.

Una rejilla de Bragg de fibra de aproximadamente de 5 mm de largo es usada en este experimento. La rejilla tiene una reflectancia de cerca del 55.6 %, una longitud de onda de Bragg de 1538 nm, y un ancho de banda a la mitad del máximo (FWHM) de 0.5 nm. La compresión en este caso es de 0.2 mm usando el sistema de ferrules descrito anteriormente.

La Figura 3.12 muestra el espectro de reflexión de la FBG durante la compresión. La sintonización de la rejilla lograda corresponde a 8.3 nm con una compresión de 200 μm . Como se puede observar de la figura la variación de amplitud cada una de las mediciones es debido a la dependencia espectral de la EDF y finalmente en la figura 3.13 se muestra el desplazamiento en longitud de onda con el desplazamiento del tornillo micrométrico.

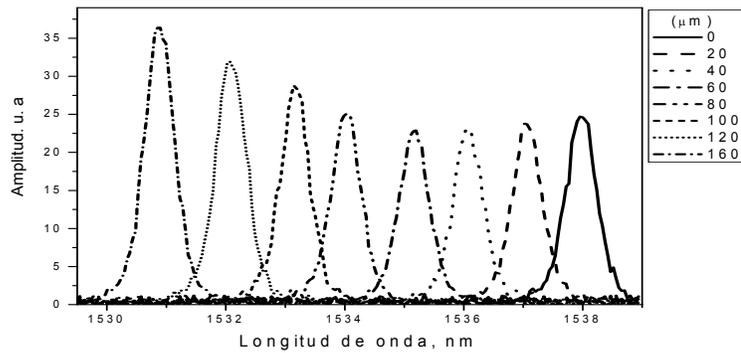


Figura 3.12. Espectro de la FBG durante compresión

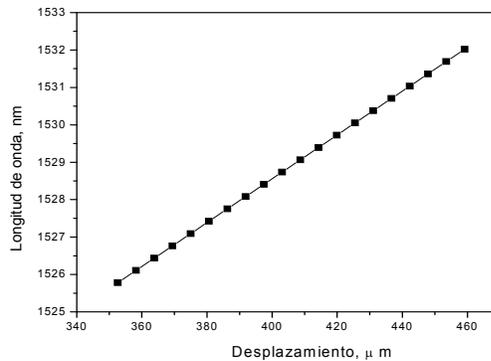


Figura 3.13. Desplazamiento λ en el filtro sintonizable VS micrómetro.

La sintonización lograda es de 8.3 nm para este filtro. Una aplicación práctica para este filtro es el desarrollo de un EDFA de alta potencia, ya que las rejillas que tenemos son de 1534 nm y el objetivo es sintonizar 1528 nm, que es donde tenemos la longitud de onda de señal para el EDFA.

3.4 Caracterización de un filtro Fabry-Perot.

En los experimentos usamos también un filtro comercial de Fabry-Perot (OZ OPTICS, TF-11-11-1520/1570-9/125-S-40-3S3S-3-1-1.2). Sin embargo los datos proporcionados por el fabricante no son suficientes para nuestras metas y por eso nosotros hicimos caracterización del filtro. En la figura 3.14 se muestra el diagrama del experimento usado para la caracterización.

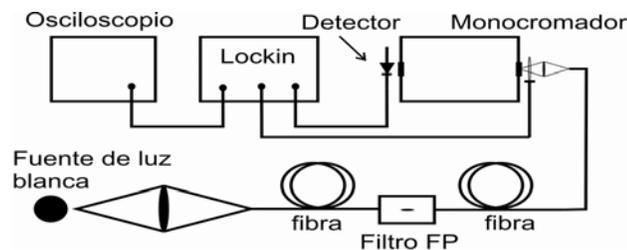


Figura 3.14. Esquema para la caracterización de un filtro Fabry-Perot.

En la figura 3.15 se muestran el espectro que obtenemos a la salida del filtro sintonizado para transmitancia máxima $\lambda = 1554 \text{ nm}$. Ancho de banda (FWHM) medido para el FP es de 1.8 nm

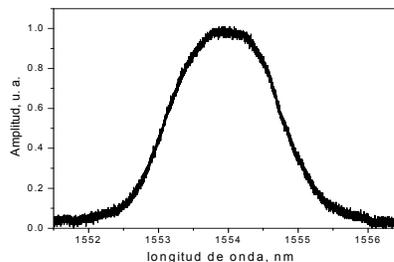


Figura 3.15. Espectro en salida de FP .

La longitud de onda de transmitancia del FP más larga se observa cuando la luz incide perpendicularmente a los espejos. En nuestro caso medimos que esta es 1580 nm. La inclinación de los espejos resulta en un desplazamiento de la transmitancia hacia longitudes más cortas. En la figura 3.16a se muestran los espectros de luz para varias longitudes de onda, variando el ángulo a $\sim 60^\circ$ en dirección contraria a las manecillas del reloj, podemos observar en las figuras como la amplitud decrece gradualmente a medida que las longitudes de onda son menores. En la figura 3.16b el tornillo se movió en la dirección de las manecillas del reloj, se puede observar que existe una mayor atenuación cuando se gira el tornillo en la dirección de las manecillas del reloj.

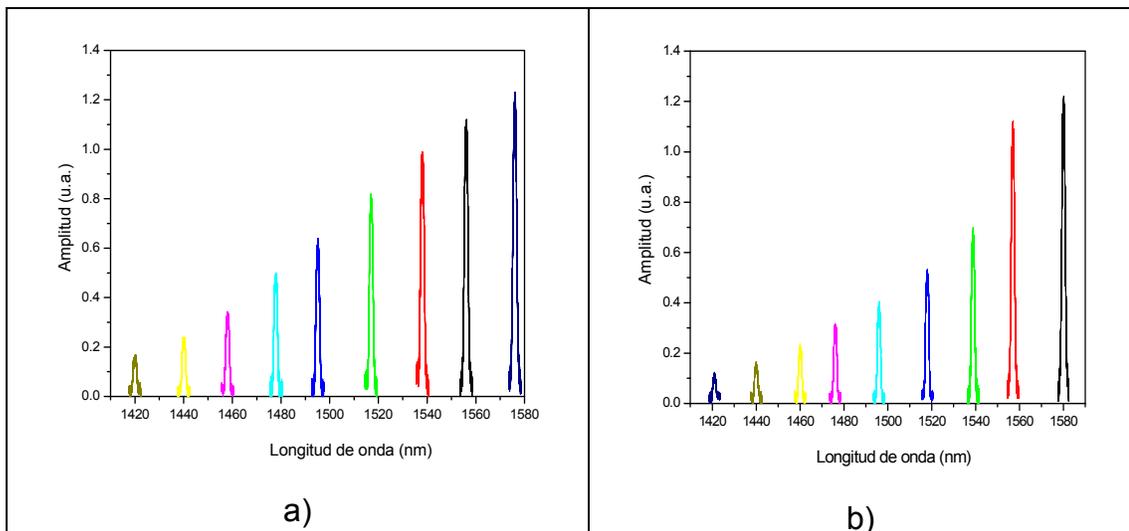


Figura 3.16. a) Movimiento del tornillo en dirección contraria a las manecillas del reloj, b) movimiento del tornillo en dirección a las manecillas del reloj.

Se puede ver que el filtro de FP funciona desde 1420 nm hasta 1580 nm sin embargo las pérdidas por inserción crecen significativamente para longitudes de onda cortas.

3.5 Conclusiones.

Hemos investigado experimentalmente la aplicación de un filtro térmicamente sintonizable basado en un SI con fibra de Hi-Bi en el lazo para suprimir la mayor contribución de ruido de ASE en una EDF. Experimentalmente se muestra que es posible ajustar el periodo de la transmitancia del interferómetro si se selecciona adecuadamente la longitud de la fibra de Hi-Bi en el lazo, y dada su alta sensibilidad térmica podemos ajustar la transmitancia máxima o mínima del SI a la longitud de onda que se desea transmitir o suprimir. Los resultados experimentales de implementar el interferómetro como filtro térmicamente sintonizable muestran que podemos reducir la mayor contribución de ruido de ASE ajustando la transmitancia mínima en 1530 nm, y obtener una transmitancia máxima para longitudes de onda de señal entre 1550 y 1560 nm. Estas propiedades nos permiten emplear al SI como un filtro espectral entre dos o más etapas de un EDFA y optimizar la ganancia del amplificador. Usaremos este desempeño más adelante para desarrollar un amplificador de alta potencia, para generar fenómenos no lineales en fibras ópticas.

También se ha desarrollado un filtro sintonizable con rejilla de Bragg de fibra óptica, el cual puede ser utilizado en muchas aplicaciones de interés, tales como: sensores de fibra, amplificadores, láseres de fibra etc., Las características principales de filtro se basan en la compresión axial de una FBG el cual es logrado con la ayuda de dos guías Ferrules especiales para fibra óptica. La sintonización lograda es de 8.3 nm para este filtro. Una aplicación práctica para este filtro es el desarrollo de un EDFA, ya que las rejillas son de 1534 nm y el objetivo es sintonizar 1528 nm, que es donde tenemos la longitud de onda de señal.

3.6 Referencias.

- [1]. E. A. Kuzin, H. Cerecedo Nunez, N. Korneev, "Alignment of a birefringent fiber Sagnac interferometer by fiber twist", Optics communications Vol. 160 (1-3), pp. 37-41, (1999)
- [2] A. Othonos and K. Kalli. "Fiber Bragg Gratings" Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing, Cap. 3, Pp. 149-164, Artech House, INC, 1999.
- [3]. O. Andreas, "Fiber Bragg Gratings", Rev: Sci: Instrum. Vol. 68 (12), pp. 4309-4341, (1997).
- [4]. A. Yariv; P. Yeh. "Optical Wave in Crystals, Propagation and Control of Laser Radiation". Wiley Interscience. (1983).
- [5]. D. W. K Lam, B. K Garside. "Characterization of single-mode optical fiber filters". Applied Optics. Vol. 20. pp. 440-445, (1981).
- [6]. St. J. P. Russell, J. L. Archambault, and L. Reekie. "Fibre Bragg Gratings". Physics World. pp . 41-46, (1993).
- [7]. G. Meltz, and W. W. Morey, "Bragg Grating formation and germanosilicate fiber Photosensitivity", International Workshop on Photoinduced Self-Organization Effects in Optical Fiber. Quebec City. Proceedings SPIE. Vol. 1516. pp. 185-199, (1991).
- [8]. G. A. Ball, W. W. Morey and P. K. Cheo, "Single-and Multipoint Fiber Laser Sensors ". IEEE Photon. Technol. Lett. Vol. 5 (2). pp. 267-270, (1993).
- [9]. S. M. Melle, A. T. Alavie, S. Karr, T. Coroy, K. Liu and R. M. Measures, "A Bragg Grating-Tuned Fiber Laser Strain Sensor System". IEEE Photon. Technol. Lett. Vol. 5. pp. 263-266, (1993).

- [10]. O. Andreas, A. T. Alavie, S. Melle. S. E. Karr, R. M. Measures, "Fiber Bragg Grating Laser Sensor". *Optical Engineering*: Vol. 32 (11). pp. 2841-2846, (1993).
- [11]. H. Y. Liu, G. D. Peng, P. L. Chu, "Polimer Fiber Bragg Gratings With 28-dB Transmisión Rejection". *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol. 14 (7). pp. 935-937, (2002).
- [12]. Z. Xiong, G. D. Peng et al, "Highly Tunable Bragg Gratings in Single Mode Polymer Optical Fiber". *IEEE Photonics Technology Letters*. Vol. 11 (7). pp. 352-354, (1999).
- [13]. "73nm Wavelength Tuning in Polymer Optical Fiber Bragg Gratings". In 24th Australian Conf. Optical Fiber Technology. ACOFT99. Sydney Australia, pp. 135-138, (1999).
- [14]. H. Y. Liu, G. D. Peng, P. L. Chu, "Thermal Tuning of Polymer Fiber Bragg Gratings". In Proc. International Conf. Polymer Optical Fibers. Boston. pp. 83-87, (2000).
- [15]. E. Hecht, "Óptica", Addison Wesley Iberoamericana, Tercera edición, Madrid 2000.

Capítulo 4.

Amplificador de fibra dopada con tierras raras.

4.1 Introducción

En los últimos años, los EDFAs han recibido una gran atención debido a sus propiedades de alta amplificación y bajo ruido, por lo que recientes mejoras en el desempeño de parámetros como amplificación, potencia de señal, longitud de onda y nivel de ruido han mantenido un constante interés en esta área de investigación. Los EDFAs son comúnmente usados en los sistemas de comunicaciones debido a su propiedad de amplificación cerca de $1.55 \mu\text{m}$, longitud de onda en la cual la fibra presenta la mínima pérdida por transmisión [1]. No fue hasta el año de 1988 cuando se vio la implementación de un EDFA con alta eficiencia y alta ganancia, el cual fue bombeado por un láser semiconductor [2].

En la actualidad han sido propuestas diferentes técnicas para optimizar los parámetros antes mencionados, las cuales tienen como base la caracterización de la fibra dopada con erbio (erbium-doped fiber, EDF) para simular la propagación de las potencias ópticas en el amplificador; donde además se hace uso de técnicas para obtener mayor amplificación como la doble propagación del haz y la inserción de aisladores y filtros ópticos en el amplificador [3-6].

En el diseño de estos amplificadores, es necesario determinar los parámetros de la fibra para caracterizar la propagación de los haces a lo largo de la fibra. Modelos tradicionales [7-10] consisten en establecer y resolver las ecuaciones de propagación y razón mediante simulaciones numéricas en las cuales los parámetros de la fibra son determinados uno a

uno, sin embargo, existen limitaciones debido a la complicada medición de cada uno de los parámetros requeridos [7].

4.2 Ecuaciones de razón para un átomo de Erblio de tres niveles.

El tratamiento más simple del amplificador de fibra dopada con Erblio comienza considerando un sistema atómico puro de tres niveles [11,12]. Las características más importantes del amplificador pueden obtenerse de un simple modelo, el cual será propuesto a continuación.

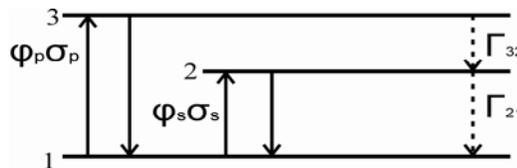


Figura 4.1. Sistema de tres niveles usado para el modelo del amplificador.

El sistema de la figura 4.1 está formado por estado base definido como 1, un estado intermedio definido como 3 o nivel de bombeo (en él se encuentran los iones que absorbieron un fotón de bombeo) en donde el tiempo de vida es muy corto y un estado 2 definido como el nivel metaestable, el estado 2 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. Los niveles de población son marcados por N_1 , N_2 , y N_3 . Este sistema de tres niveles representa la parte de la estructura del nivel de energía del Erblio que es de importancia para el proceso de amplificación. Para obtener amplificación, necesitamos inversión de población entre los niveles 1 y 2, con la condición de que $N_2 > N_1$, es decir, por lo menos la mitad de la población total de los iones del Erblio necesitan ser excitados al nivel 2 para tener inversión de población. Esto explica que existe una energía de bombeo de umbral para la amplificación, lo que es una desventaja del sistema láser y del

amplificador de tres niveles comparado con uno de 4 niveles. Sin embargo, se puede tomar ventaja particular en el caso del amplificador de fibra dopada con Erblio 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 (algunos cuantos mW típicamente).

Inicialmente consideraremos el problema para una sola dimensión. Es decir, asumimos que las intensidades de bombeo y de la señal, así como la distribución de los iones del Erblio son constantes en las dimensiones transversales, sobre un área de sección transversal efectiva de la fibra. La 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 φ_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 φ_s y corresponde a la señal. El cambio en la población para cada nivel se origina de la absorción de fotones del campo de luz incidente, de la emisión espontánea y la estimulada y otros caminos para la energía de escape a un nivel particular. En particular, Γ es la probabilidad de transición espontánea por unidad de tiempo, escribimos Γ_{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). Los casos más típicos, son principalmente no radiativa. Γ_{21} es la probabilidad de transición del nivel 2 al nivel 1. En el caso del Erblio las transiciones del nivel 2 al nivel 1 son principalmente radiativas, ya que el Erblio, 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 τ_2 es el tiempo de vida del nivel 2.

Definimos la sección transversal de absorción para la transición de 1 a 3 por σ_p , y la sección de cruce de emisión para la transición de 2 a 1 por σ_s .

Asumiremos por ahora que las secciones de cruce de emisión y absorción son iguales, lo que vale para las transiciones entre los estados no degenerados individuales.

Las ecuaciones de razón para los cambios de población son escritas como [12]:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + (N_1 - N_3)\varphi_p\sigma_p, \quad (4.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 - (N_2 - N_1)\varphi_s\sigma_s, \quad (4.2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 - (N_1 - N_3)\varphi_p\sigma_p + (N_2 - N_1)\varphi_s\sigma_s. \quad (4.3)$$

En estado estacionario, las derivadas se hacen cero y tenemos [12]:

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = 0, \quad (4.4)$$

y la población total N válida solo en el estado estacionario es llamada por

$$N = N_1 + N_2 + N_3. \quad (4.5)$$

Usando la ecuación (4.1), podemos escribir la población del nivel 3 como:

$$N_3 = \frac{1}{1 + \Gamma_{32}/\varphi_p\sigma_p} N_1, \quad (4.6)$$

donde Γ_{32} es grande (rápido decaimiento del nivel 3 al nivel 2) comparada con la razón de bombeo efectivo dentro del nivel 3, $\varphi_p\sigma_p$. Por consiguiente $N_3 \approx 0$, de tal manera que la población esta principalmente en los niveles 1 y 2. Sustituyendo N_3 (ecuación 4.6) en la ecuación (4.2) obtenemos:

$$N_2 = \frac{(\Gamma_{32}/\varphi_p\sigma_p) + \varphi_s\sigma_s}{\Gamma_{32} + \varphi_s\sigma_s} N_1, \quad (4.7)$$

Derivamos las poblaciones de N_1 y N_2 usando la ecuación (4.5) obtenemos la inversión de población $N_2 - N_1$:

$$N_2 - N_1 = \frac{\varphi_p\sigma_p - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\varphi_s\sigma_s + \varphi_p\sigma_p} N. \quad (4.8)$$

La condición de inversión de población es $N_2 \geq N_1$ (asumiendo que no hay ninguna pérdida de fondo). El umbral corresponde a $N_1 = N_2$ y la expresión resultante para el flujo de bombeo requerido es, según 3.8:

$$\varphi_{th} = \frac{\Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{1}{\tau_2 \sigma_p}. \quad (4.9)$$

En la situación donde la intensidad de la señal es muy pequeña, y la razón de decaimiento Γ_{32} es larga comparado con la razón de transición inducida por el campo de bombeo, $\varphi_p \sigma_p$, podemos escribir la inversión de población como [12]:

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{\varphi_p' - 1}{\varphi_p' + 1}, \quad (4.10)$$

donde $\varphi_p' = \varphi_p / \varphi_{th}$.

Se grafica la inversión de población fraccional (ecuación 4.10), ver figura 4.2. 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 4.9 [12].

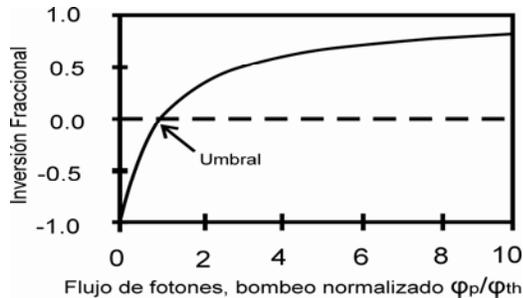


Figura 4.2. Inversión de población en función del flujo de bombeo $(N_2 - N_1)/N$ en un sistema de tres niveles.

La intensidad de bombeo, en unidades de energía por unidad de área por unidad de tiempo, es expresada como $I_p = h\nu_p\varphi_p$, donde $\nu_p = c/\lambda_p$ es la frecuencia del bombeo. El umbral de la intensidad de bombeo es dado por la siguiente expresión:

$$I_{th} = \frac{h\nu_p\Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p\tau_2}. \quad (4.11)$$

Las condiciones para un umbral de bombeo bajo son: tener una sección de cruce de absorción grande y un tiempo de vida largo en el nivel metaestable. Podemos estimar I_{th} para iones de Erblio. 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 hasta unos 10 mW.

4.3 Ganancia de pequeña señal.

En esta sección calcularemos la ganancia y las evoluciones de las potencias de bombeo [11,12] y de señal propagándose a través de un medio constituido por iones caracterizados por un sistema de tres niveles considerado en la sección previa. Dos haces de luz viajan a través del medio, interactuando con los iones, y tienen intensidades I_s (señal) e I_p (bombeo). Los flujos de fotones están dados por:

$$\varphi_s = \frac{I_s}{h\nu_s} \quad \text{y} \quad \varphi_p = \frac{I_p}{h\nu_p}. \quad (4.12)$$

donde $\nu_s = c/\lambda_s$ ν_s es la frecuencia de la señal. Se introducen los factores de traslape para tomarse en cuenta en el modelo de una dimensión. El

recubrimiento incompleto entre los perfiles de los modos (señal y bombeo) y la distribución transversal del Erblio, son dadas por la siguiente relación simplificada:

$$A(z) = \frac{P(z)\Gamma}{A_{eff}}, \quad (4.13)$$

donde $P(z)$ es la potencia total incluyendo la parte que no interacciona con el Erblio, Γ es el factor de traslape, que representa el traslape entre los iones de Erblio y el modo del campo de luz, y A_{eff} es el área efectiva de la sección transversal de la distribución de los iones del Erblio. La ecuación 4.13 esencialmente establece que la intensidad óptica a un punto z corresponde al promedio del perfil de intensidad en la sección transversal de la fibra, integrada únicamente a la sección dopada con Erblio. Asumiremos también en la discusión siguiente que tanto el haz de bombeo como el de la señal se propagan en la misma dirección.

Los campos se atenuaran o amplificaran después de una longitud infinitesimal dz por la combinación de los efectos de absorción por parte de los iones en el estado base (N_1) y de emisión estimulada por los iones en el estado excitado (N_2 y N_3),

$$\frac{d\phi_s}{dz} = (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s, \quad (4.14)$$

$$\frac{d\phi_p}{dz} = (N_3 - N_1)\phi_p\sigma_p. \quad (4.15)$$

Esto nos lleva, después de unos cálculos, a la ecuación siguiente para el crecimiento de la intensidad de la señal [12] (o decaimiento, como sea el caso):

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{\frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p} - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_s I_s N. \quad (4.16)$$

Podemos escribir una ecuación para la atenuación de la intensidad de bombeo como:

$$\frac{dI_p}{dz} = - \frac{\Gamma_{21} + \frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_p I_p N. \quad (4.17)$$

De la ecuación (4.16), es claro que las condiciones para la ganancia del campo de la señal son dadas por:

$$I_p \geq I_{th} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_2}. \quad (4.18)$$

donde volvemos a usar $\Gamma_{21} = 1/\tau_2$ e I_{th} es la intensidad del umbral de bombeo para la ganancia en la longitud de onda de la señal. Esto es equivalente a la condición de inversión de población previamente obtenida.

Podemos escribir las ecuaciones en una forma más simple para definir las intensidades en unidades del umbral de bombeo. Esto es, normalizando las intensidades de la siguiente forma:

$$I'_p = \frac{I_p}{I_{th}} \quad \text{e} \quad I'_s = \frac{I_s}{I_{th}}. \quad (4.19)$$

además, definimos la cantidad η como:

$$\eta = \frac{h\nu_p \sigma_s}{h\nu_s \sigma_p}. \quad (4.20)$$

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

$$I_{sat}(z) = \frac{1 + I'_p(z)}{2\eta}. \quad (4.21)$$

Podemos después escribir las ecuaciones de propagación para las intensidades normalizadas de la señal y el bombeo como:

$$\frac{dI'_s(z)}{dz} = \frac{1}{1 + I'_s(z)/I_{sat}(z)} \frac{I'_p(z) - 1}{I'_p(z) + 1} \sigma_s I'_s N, \quad (4.22)$$

$$\frac{dI'_p(z)}{dz} = - \frac{1 + \eta I'_s(z)}{1 + 2\eta I'_s(z) + I'_p(z)} \sigma_p I'_p N. \quad (4.23)$$

Las ecuaciones (4.22) y (4.23) determinan el comportamiento de los amplificadores de fibras dopadas con Erblio.

La ecuación de propagación de la señal muestra que obtendremos ganancia solo si $I_p \geq I_{th}$. Esto es lo esperado para las condiciones de umbral. Cuando la intensidad de bombeo es menor que la de umbral, la señal es atenuada; cuando es más grande, la señal es amplificada. Bajo las condiciones de ganancia de pequeña señal, donde $I_s \ll I_{sat}$ (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 z , la ecuación de propagación de la señal es fácilmente integrada dejando la señal como una función de la posición a lo largo de la fibra:

$$I_s'(z) = I_s'(0) \exp(\alpha_p z), \quad (4.24)$$

donde definimos el coeficiente de ganancia α_p como:

$$\alpha_p = \frac{I_p - 1}{I_p + 1} \sigma_s N = \sigma_s (N_2 - N_1). \quad (4.25)$$

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 Erblio son excitados al nivel 2, el coeficiente de la ganancia 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 Erblio y la sección de cruce de la señal.

4.4 Régimen de saturación.

La ecuación (4.25) pierde su validez cuando la señal crece a un valor muy grande y entra a lo que se conoce como el régimen de saturación. Esto

ocurre cuando I_s es comparable en valor a I_{sat} . El crecimiento de la señal es después amortiguado por el factor de saturación $1/(1 + I'_s/I_{sat})$. En realidad, cuando la I'_s se hace muy grande y su razón para I_{sat} se hace grande comparado con la unidad, el crecimiento de la señal es determinado por la aproximación de la siguiente ecuación [12]:

$$\frac{dI'_s}{dz} = I_{sat} \left(\frac{I'_p - 1}{I'_p + 1} \right) \sigma_s N. \quad (4.26)$$

así que el crecimiento de la señal es lineal. Los dos regímenes del crecimiento de la señal son claros en la gráfica de la figura 3, que grafica la ganancia en dB para la señal débil en función de la potencia de bombeo. La ganancia en dB, de la señal después de una longitud L de la fibra es definida como $G = 10 \log \left(\frac{I_s(z=L)}{I_s(z=0)} \right)$. La figura 4.3 es derivada utilizando algunos valores típicos para una fibra de aluminio-germanio-silicio dopada con Erblio con una longitud de 15 m, con una señal a 1550 nm, con una potencia de entrada de -40 dBm, y una longitud de onda de bombeo de 980 nm. También se muestra la ganancia que se obtuvo del modelado de la fibra cuando se le agrega el efecto emisión espontanea amplificación (Amplified Spontaneous Emission, ASE). El efecto de la ASE es reducir la ganancia disponible para el campo de la señal. En este caso, el inicio de la ASE daña significativamente el proceso de la ganancia, en niveles aproximadamente arriba de 20 dB de la señal.

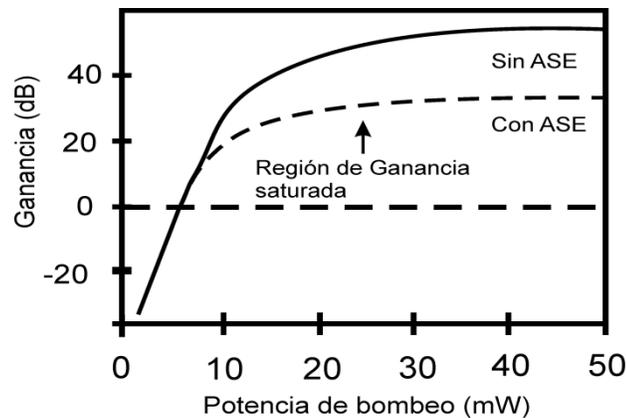


Figura 4.3. Ganancia de la señal (en dB).

La línea punteada muestra la ganancia cuando se incluye la ASE en la simulación de la ganancia de la amplificación de la fibra; la curva sólida incluye solamente la potencia de bombeo y la señal de entrada. A potencia bajas el amplificador esta en el régimen de ganancia de pequeña señal; a potencia altas, cuando existen inversión muy fuerte la ganancia se satura [12].

4.5 Ruido de amplificación.

Aunque el tiempo de vida del nivel superior de los iones del Erblio en un EDFA (~10 ms) es extremadamente largo en la escala de los fenómenos de mecánica cuántica, en ausencia de fotones de señal que inician la transición estimulada, los iones en el nivel metaestable decaerán espontáneamente al nivel fundamental. Este tiempo de vida del estado superior de los iones de Erblio, que usualmente se refiere a tiempo de fluorescencia o tiempo de relajación de la población, corresponden al tiempo promedio físico después de que los iones del nivel metaestable se relajan a un nivel fundamental en ausencia de señal de entrada. Esta transición dará lugar a la emisión de un fotón teniendo la energía cerca de la energía de la señal E_s (dentro del ancho de banda de los EDFAs), que corresponde a la transición de bandas de energía entre el nivel metaestable y el nivel fundamental. A esto se le llama el fenómeno de emisión espontánea. Desafortunadamente, la emisión espontánea de fotones no tienen las mismas propiedades que los fotones de la señal, y de esta manera ellos no contribuyen a la amplificación. Además su longitud de onda es ligeramente diferente de la longitud de onda de la señal. Además de esto, su dirección de emisión es al azar, de manera que algunos de ellos no son guiados por la fibra. Otros son guiados, con ganancia de amplificación por la emisión espontánea, justo en la misma dirección de la señal utilizada. Por esta razón, este ruido es llamado emisión espontánea amplificada (amplified spontaneous emission, ASE). La ASE se divide en

dos partes, dependiendo de la dirección de propagación: la ASE+ que es la que se propaga en la misma dirección que la señal (forward ASE), y la ASE- que es la que se propaga en dirección contraria (backward ASE). Cuando no se introduce una señal al EDFA, la ganancia total es aprovechada por la ASE, este ruido es más intenso en ausencia de una señal de entrada. El espectro de ASE se muestra en la figura 4.4, los parámetros del EDFA para obtener esta figura son: la EDF tiene una longitud de 15 m y una concentración de iones de Erblio de 1000 ppm, la potencia de bombeo fue de 15 mW.

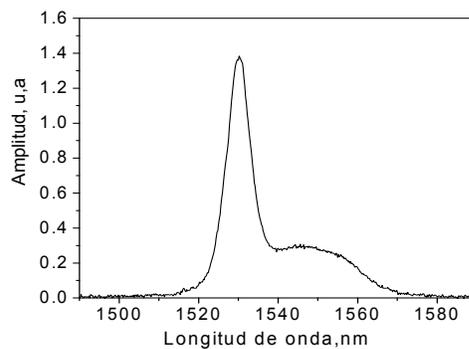


Figura 4.4. Medición del espectro de la ASE⁺ en ausencia de señal, se muestra el pico característico cerca de los 1530 nm + un plato ancho en la región de 1550 nm[12].

4.6 Principio de operación de un EDFA.

Un esquema típico de un EDFA se muestra en la figura 4.5, el cual contiene los componentes necesarios para elaborar dicho amplificador. El aislador evita que haya una retroalimentación hacia el láser, el WDM combina la señal de entrada de 1550 nm con la de bombeo, ya sea 980 nm o 1480 nm y la EDF es el medio activo que provee la amplificación.

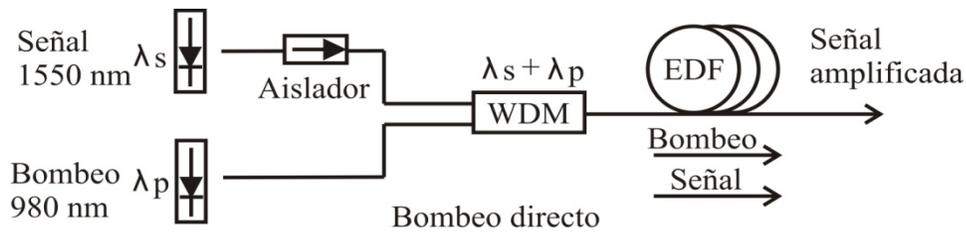


Figura 4.5. Configuración para llevar a cabo un bombeo óptico en un EDFA.

Como se vio en la sección anterior, un EDFA se puede ver como un sistema de 3 niveles: estado base, estado excitado y estado metaestable. Cuando un fotón de bombeo es incidente, este puede excitar los iones de Erblio que se encuentran en el estado base a otros niveles superiores. En el estado excitado, la permanencia de los iones es muy corta, por lo que decaen al nivel metaestable rápidamente (el decaimiento del nivel excitado al estado metaestable es un proceso no radiativo). Hay dos procesos de emisión: emisión espontánea y emisión estimulada. La emisión estimulada es el proceso físico por el cual la amplificación de una señal de entrada es amplificada, mientras que la emisión espontánea es el origen del ruido no deseable (ASE).

La inversión de la población se lleva a cabo mediante un bombeo óptico, el cual debe inyectar la potencia necesaria a la EDF para producir la inversión de la población. No todos los iones en el estado excitado ceden su energía a una señal deseada. Algunos decaen sin interacción con la señal. Este decaimiento tiene una emisión de fase, polarización y dirección aleatoria, el cual es referido como ruido de emisión espontánea y se puede amplificar por emisión estimulada. El ruido de ASE, por lo tanto se debe mantener en un nivel muy bajo para que no afecte el desarrollo del amplificador. El proceso de ASE puede ocurrir en cualquier frecuencia que se encuentre dentro de la fluorescencia espectral de las transiciones del amplificador.

Para construir un EDFA es importante saber las diferentes configuraciones que son posibles con estos sistemas, además, de que estos pueden variar de una configuración a otra según la aplicación que le vayamos a dar. Las configuraciones más comunes son: Bombeo directo, esto es cuando el bombeo óptico se propaga en la misma dirección con la que viaja la señal. La segunda es el bombeo inverso y esta es cuando el bombeo óptico se propaga en dirección opuesta a la señal y la del bombeo bidireccional que es cuando el bombeo óptico viaja en ambas direcciones. En las dos primeras configuraciones, la ASE generada por los dos patrones de bombeo son imágenes espejo una respecto a la otra, teniendo así que el promedio de la población en el estado superior es la misma en ambos casos. En el bombeo bidireccional, en contraste, se genera un patrón de ASE diferente, además, cuando la fibra es suficientemente larga, se puede obtener una ganancia en pequeña señal mayor para cantidades iguales de bombeo que en el bombeo directo y en bombeo inverso.

4.7 Caracterización de un EDFA a partir de sus parámetros experimentales.

El método de caracterización que se presenta es un método relativamente sencillo mediante el cual obtenemos la medición de un conjunto de parámetros denominados A, B, C y D, estos sirven de base para efectuar la simulación numérica y estimar la ganancia de un EDFA.

4.7.1 Modelo de amplificación.

En la figura 4.1 se muestra el sistema usado para modelar el amplificador, en este sistema se asume que los iones de erbio presentan ensanchamiento homogéneo y efectos como absorción de estado excitado (excited-state absorption, ESA) no están considerados.

Se introduce la señal y el bombeo en la extremidad de la fibra, de manera que ambos campos se propagan en el mismo sentido. El ASE, sin embargo, se está emitiendo de modo aleatorio en cualquier dirección, de modo que puede ser guiado en ambos sentidos. Llamaremos $P_{ASE}^+(v_j)$ la fracción de la intensidad del ruido que se propaga con la señal y el bombeo (ASE⁺), mientras $P_{ASE}^-(v_j)$ es la fracción de la intensidad del ruido que se propaga en sentido opuesto (ASE⁻). Puesto que las transiciones no radiativas hacia el nivel 2 son suficientemente rápidas comparadas con el tiempo de vida del nivel metaestable, es posible aproximar el sistema de tres a un sistema de dos niveles [3,12]:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + \left(N_1\sigma_s^{(a)} - N_2\sigma_s^{(e)}\right)\varphi_s - \left(N_2\sigma_p^{(e)} - N_1\sigma_p^{(a)}\right)\varphi_p \quad (4.27)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 + \left(N_2\sigma_s^{(e)} - N_1\sigma_s^{(a)}\right)\varphi_s - \left(N_1\sigma_p^{(a)} - N_2\sigma_p^{(e)}\right)\varphi_p \quad (4.28)$$

donde $\sigma_s^{(a)}$, $\sigma_s^{(e)}$, $\sigma_p^{(a)}$, $\sigma_p^{(e)}$, son las secciones de cruce de absorción y emisión para señal y bombeo respectivamente. φ_s y φ_p son los flujos de intensidades de la señal y el bombeo. $\Gamma_{21} = 1/\tau$ es la velocidad de la transición del nivel 2 al nivel 1, τ es el tiempo de vida del nivel 2. Para el caso de bombeo a 980 nm la probabilidad de emisión estimulada de un fotón de bombeo es igual a cero, puesto que el nivel 3 está desocupado, por consecuencia se considera $\sigma_p^{(e)} = 0$ en este caso, así la población total es $N = N_1 + N_2$, y los cambios de poblaciones con respecto al tiempo se escriben como:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} \quad (4.29)$$

Solo una de las ecuaciones (4.27) y (4.28) es independiente. Podemos calcular la población N_2 en términos de la intensidad de señal y del bombeo. La población N_1 es entonces simplificada como $N_1 = N - N_2$, así considerando el régimen $dN_2/dt = 0$. Podemos usar la ecuación 4.12 y

realizar algunas manipulaciones algebraicas en la ecuación 4.27 para obtener $N_1 = N - N_2$, y entonces tenemos como resultado $N_2(z)$ como una función de la población a lo largo de la fibra y está dada por:

$$N_2 = \frac{\frac{\tau\sigma_s^{(a)}I_s(z)}{h\nu_s} + \frac{\tau\sigma_p^{(a)}I_p(z)}{h\nu_p}}{\frac{\tau(\sigma_s^{(a)} + \sigma_s^{(e)})I_s(z)}{h\nu_s} + \frac{\tau(\sigma_p^{(a)} + \sigma_p^{(e)})I_p(z)}{h\nu_p} + 1} N, \quad (4.30)$$

Usando potencias en lugar de intensidades tenemos lo siguiente:

$$I_{s,p,j} = \frac{P(z)}{\pi b^2} \Gamma = \frac{P_{s,p,j}(z)}{A} \Gamma_{s,p,j} \quad (4.31)$$

donde $P(z)$ es la potencia total de cada señal, b es el radio del núcleo, A es el área transversal ocupada por los iones de Erblio. Ahora podemos escribir la ecuación (4.30) en términos de las correspondientes potencias de bombeo y señal:

$$N_2 = \frac{\frac{\tau\sigma_s^{(a)}\Gamma_s P_s(z)}{A_{eff}h\nu_s} + \frac{\tau\sigma_p^{(a)}\Gamma_p P_p(z)}{A_{eff}h\nu_p}}{\frac{\tau(\sigma_s^{(a)} + \sigma_s^{(e)})\Gamma_s P_s(z)}{A_{eff}h\nu_s} + \frac{\tau(\sigma_p^{(a)} + \sigma_p^{(e)})\Gamma_p P_p(z)}{A_{eff}h\nu_p} + 1} N, \quad (4.32)$$

Esta ecuación es válida para una señal λ_s (o ν_s) y puede ser generalizada para múltiples señales, entonces tomando los elementos de potencia de ASE representados en un ancho de banda $\Delta\nu_j$ y centrados en la frecuencia ν_j ($j=1, 2, \dots, n$), de esta manera la ecuación (4.32) se convierte en:

$$N_2 = \frac{\frac{\tau\sigma_s^{(a)}\Gamma_s P_s(z)}{A_{eff}h\nu_s} + \frac{\tau\sigma_p^{(a)}\Gamma_p P_p(z)}{A_{eff}h\nu_p} + \sum_j \frac{\tau\sigma_j^{(a)}\Gamma_j P_{ASE}(\nu_j)}{A_{eff}h\nu_j}}{\frac{\tau(\sigma_s^{(a)} + \sigma_s^{(e)})\Gamma_s P_s(z)}{A_{eff}h\nu_s} + \frac{\tau(\sigma_p^{(a)} + \sigma_p^{(e)})\Gamma_p P_p(z)}{A_{eff}h\nu_p} + \sum_j \frac{\tau(\sigma_j^{(a)} + \sigma_j^{(e)})\Gamma_j P_{ASE}(\nu_j)}{A_{eff}h\nu_j} + 1} N, \quad (4.33)$$

donde $\Gamma_{s,p,j}$ es el factor de traslape para señal, bombeo y ASE. A_{eff} es el área efectiva de la distribución de iones de erblio, $\nu_{s,p,j}$ son las frecuencias correspondientes a los haces de señal, bombeo y ASE respectivamente, h es la constante de Plank y τ es el tiempo de vida del nivel 2. Cada potencia $P_A(\nu_j)$ de ASE está compuesta de una componente de potencia $P_A^+(\nu_j)$ en

dirección de la señal y una componente de potencia $P_A^-(v_j)$ en dirección contraria a la señal tal que la potencia total de ASE es $P_{ASE}(v_j) = P_A^+(v_j) + P_A^-(v_j)$.

Como las componentes ya sea de la señal, el bombeo y ASE se propagan a lo largo de la fibra (eje z) ellos toman un comportamiento de ganancia (debido a la emisión) o atenuación (debido a la absorción). También consideramos posibles pérdidas intrínsecas en la fibra, donde expresamos los coeficientes como α_p , α_s y α_j para bombeo, señal y j para ASE, y así tenemos:

$$\frac{dP_p}{dz} = (N_2\sigma_p^{(e)} - N_1\sigma_p^{(a)})\Gamma_p P_p - \alpha_p P_p \quad (4.34)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = (N_2\sigma_s^{(e)} - N_1\sigma_s^{(a)})\Gamma_s P_s - \alpha_s P_s \quad (4.35)$$

$$\frac{dP_{ASE}^+(v_j)}{dz} = (N_2\sigma_j^{(e)} - N_1\sigma_j^{(a)})\Gamma_s P_{ASE}^+(v_j) + 2N_2\sigma_j^{(e)}\Gamma_s h\nu_j \Delta\nu_j - \alpha_j P_{ASE}^+(v_j) \quad (4.36)$$

$$\frac{dP_{ASE}^-(v_j)}{dz} = -(N_2\sigma_j^{(e)} - N_1\sigma_j^{(a)})\Gamma_s P_{ASE}^-(v_j) - 2N_2\sigma_j^{(e)}\Gamma_s h\nu_j \Delta\nu_j + \alpha_j P_{ASE}^-(v_j) \quad (4.37)$$

El factor 2 en las ecuaciones (4.36) y (4.37) es tomado en cuenta para una fibra monomodo, de hecho se propagan 2 modos de polarización en ella.

Los parámetros de las ecuaciones (4.34)-(4.37) pueden ser reagrupados para reducir el número de parámetros a medir. Estos nuevos parámetros son,

$$A(\lambda) = \frac{\tau\sigma_p^{(a)}}{ah\nu_p} \Gamma_p \quad [W^{-1}].$$

$$B(\lambda) = N\sigma_p^{(a)} \Gamma_p \quad [m^{-1}].$$

$$C(\lambda) = \frac{\tau\sigma_s^{(a)}}{ah\nu_s} \Gamma_s \quad [W^{-1}].$$

$$D(\lambda) = N\sigma_s^{(a)} \Gamma_s \quad [m^{-1}].$$

$$\eta(\lambda) = \frac{\sigma_s^{(e)}}{\sigma_s^{(a)}}$$

Considerando este reagrupamiento, las ecuaciones (4.34) – (4.37) las podemos expresar de la siguiente forma,

$$\frac{N_2}{N} = \frac{CP_s(z) + AP_p(z) + \sum_j C_j P_j}{(1 + \eta_s)CP_s(z) + (1 + \eta_p)AP_p(z) + \sum_j (1 + \eta(v_j))C_j P_j(z) + 1} \quad (4.38)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = \left(\frac{N_2}{N} (1 + \eta_p) - 1 \right) BP_p - \alpha_p P_p \quad (4.39)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = \left(\frac{N_2}{N} (1 + \eta_s) - 1 \right) DP_s - \alpha_s P_s \quad (4.40)$$

$$\frac{dP_{ASE^+}(v_j)}{dz} = \left(\frac{N_2}{N} (1 + \eta(v_j)) - 1 \right) D(v_j) P_{ASE^+}(v_j) + 2 \frac{N_2}{N} \eta(v_j) D(v_j) h v_j \Delta v_j - \alpha_j P_{ASE^+}(v_j) \quad (4.41)$$

$$\frac{dP_{ASE^-}(v_j)}{dz} = - \left(\frac{N_2}{N} (1 + \eta(v_j)) - 1 \right) D(v_j) P_{ASE^-}(v_j) - 2 \frac{N_2}{N} \eta(v_j) D(v_j) h v_j \Delta v_j - \alpha_j P_{ASE^-}(v_j) \quad (4.42)$$

donde η_{s,p,v_j} es la razón entre la sección transversal de emisión y absorción para señal, bombeo y ASE, respectivamente. Los parámetros A, B, C y D se pueden encontrar considerando casos particulares. Consideramos únicamente el caso de la longitud de onda de bombeo $\lambda_p = 980 \text{ nm}$, de tal manera que $\eta_p = 0$.

4.7.2 Medición de parámetros A, B, C y D para una EDF.

Para la medición de los parámetros A, B, C, D empleamos la configuración mostrada en la figura 4.6. En esta configuración un WDM es conectado a cada extremo de la fibra dopada para medir la relación entre las potencia de entrada y salida de los haces de bombeo y señal. La fibra bajo inspecciones es la High Wave Optical Technology erbium-doped fiber, modelo EDF510 con las siguientes características: absorción en 1532 nm = $9.21 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, absorción en 980 nm $7.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, pérdidas en 1200 nm $1.31 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$, longitud de onda de corte es 870 nm, diámetro del campo modal para 1550

nm es $5 \mu\text{m}$, diámetro del revestimiento $125 \pm 1 \mu\text{m}$, y concentraciones de erbio de 1000 ppm.

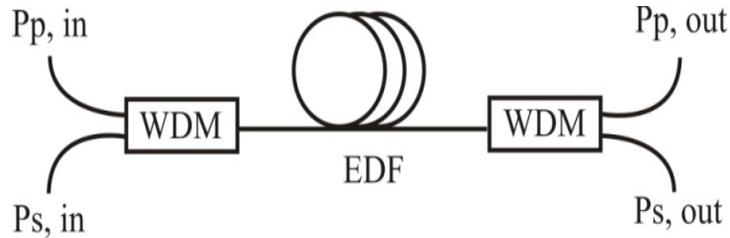


Figura 4.6. Arreglo experimental

La medición de los parámetros A, B, C, y D, se obtiene considerando casos particulares para las regiones de alta y baja potencia de los haces de bombeo y señal en las ecuaciones 4.38-4.40. Para esas condiciones, la solución de las ecuaciones de propagación para la señal y el bombeo muestran que al medir la potencia de la señal y el bombeo en la salida de la EDF, obtendremos una grafica cuya pendiente nos proporcionara información para obtener los parámetros A, B, C y D. Experimentalmente estas regiones las determinamos variando la potencia de entrada en la fibra obteniéndose regiones de igual atenuación correspondientes a bajas y altas potencias de entrada. La delimitación de estas regiones nos permite establecer cuatro casos particulares para la medición de los parámetros A, B, C y D.

- **Caso 1:** No hay potencia de señal y baja potencia de bombeo.

La ecuación 4.38 muestra que, en estas condiciones y despreciando el ruido, obtenemos $N_2 = 0$, esto determina que la inversión de la población es casi cero. En este caso el bombeo es absorbido a lo largo de la fibra. Para esta condición la ecuación de propagación está dada por,

$$\frac{dP_p}{dz} = -(B + \alpha_p)P_p. \quad (4.43)$$

La solución de esta ecuación muestra que para bajas potencias de bombeo obtenemos a la salida una gráfica cuya pendiente es proporcional al

parámetro $B + \alpha_p$. Los resultados experimentales para la EDF de 9 m de longitud se muestran en la figura 4.7a, De estas gráficas obtenemos $B + \alpha_p = 7.57 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.

- **Caso 2:** No hay potencia de señal y alta potencia de bombeo.

Para esta condición la ecuación 4.38 muestra que despreciando el ASE tenemos $N_2/N = AP_p/(AP_p + 1)$ de tal modo que la ecuación 4.39 se reescribe como:

$$\frac{dP_p}{dz} = -\frac{B}{A} - \alpha_p P_p \quad (4.44)$$

La solución para esta ecuación muestra que para varias potencias (altas) de bombeo es posible obtener una gráfica cuya pendiente proporcione información para obtener el coeficiente de pérdidas intrínsecas para bombeo α_p , y cuya intersección con el eje de atenuación da la razón B/A , ver figura 4.7b. De esta gráfica obtenemos $\alpha_p = 0.59 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ y $B/A = 5.61 \times 10^{-6} \text{ W/cm}$.

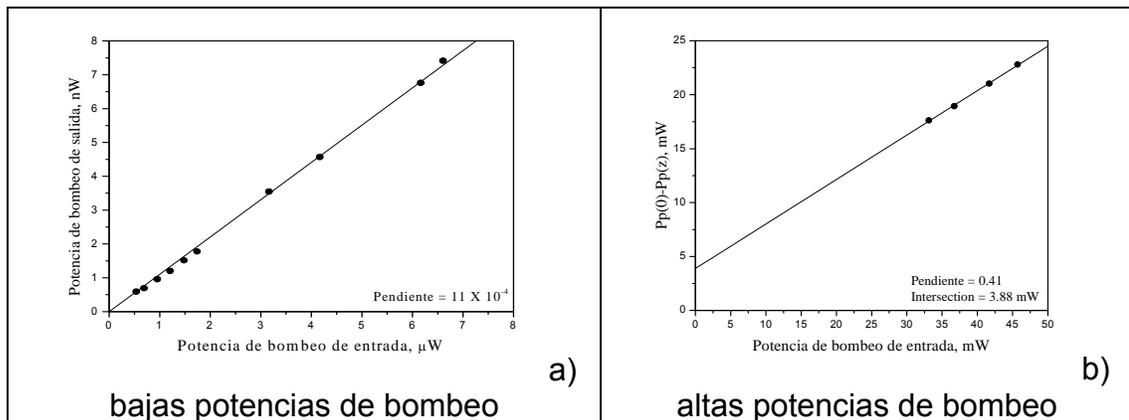


Figura 4.7. a) Atenuación del bombeo de entrada, b) $\Delta P_p = P_p(0) - P_p(z)$ en función de la potencia de bombeo de entrada

- **Caso 3:** No hay potencia de bombeo y baja potencia de señal.

Para este caso y despreciando nuevamente el ASE, vemos de la ecuación 4.38 que $N_2 = 0$, así que la ecuación 4.40 se puede expresar como:

$$\frac{dP_s}{dz} = -(D + \alpha_s)P_s \quad (4.45)$$

De forma similar al caso 1, las mediciones de la potencia de señal de salida para bajas potencias de señal nos proporciona información para obtener $D + \alpha_s$. Sin embargo, una importante característica del parámetro D es su dependencia espectral con la sección de cruce de absorción (ver ecuación del parámetro $D(\lambda)$). Por lo que es necesario determinar este parámetro para todo el espectro del Erblio. Para hacer eso correctamente es necesario emplear un láser sintonizable para efectuar las mediciones; en su lugar medimos el parámetro D para 1550 nm y posteriormente normalizamos el espectro de absorción con el valor correspondiente del parámetro $D(\lambda)$ medido. La figura 4.8a muestra resultados experimentales para 1550 nm de donde obtenemos $D + \alpha_s = 4.67 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. El espectro de absorción se obtiene mediante la relación de McCumber, la cual relaciona los espectros de la sección de cruce de emisión y absorción mediante la siguiente ecuación:

$$\sigma^{(e)}(\nu) = \sigma^{(a)}(\nu) \exp \left[\frac{(\varepsilon - \nu)h}{kT} \right] \quad (4.46)$$

donde ε representa la frecuencia correspondiente a la transición de mayor intensidad de los iones de Erblio ($\varepsilon = 195.44 \times 10^{12} \text{ Hz}$), k es la constante de Boltzman y T es la temperatura absoluta.

El espectro de emisión lo obtenemos midiendo el espectro de fluorescencia de la fibra dopada bajo inspección, a la cual aplicamos una alta potencia de bombeo. El motivo de emplear una alta potencia de bombeo es crear una fuerte inversión de población y debido a la corta longitud de la fibra evitar que el espectro de emisión sea amplificado.

- **Caso 4:** No hay potencia de bombeo y alta potencia de señal.

Para esta condición la ecuación de la propagación del haz de señal es,

$$\frac{dP_s}{dz} = \left(\left(\frac{CP_s}{(1+\eta_s)CP_s+1} \right) (1 + \eta_s) - 1 \right) DP_s - \alpha_s P_s \quad 4.47$$

De manera similar al caso 2, la solución de esta ecuación muestra que para altas potencias de señal obtenemos una grafica cuya pendiente proporciona el coeficiente de pérdidas intrínsecas para señal α_s y la intersección con el eje de atenuación da la razón D/C , ver figura 4.8b.

Es importante notar que a diferencia del caso 3, no es necesario determinar esta razón a través de todo el espectro del erbio debido a que ambos parámetros son proporcionales a la sección de cruce de absorción para señal $\sigma_s^{(a)}$, por lo tanto solo es necesaria la medición de esta razón para una longitud de onda. De la grafica de figura 8b obtenemos $\alpha_s = 0.94 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ y $D/C = 2.07 \times 10^{-6} \text{ W/cm}$.

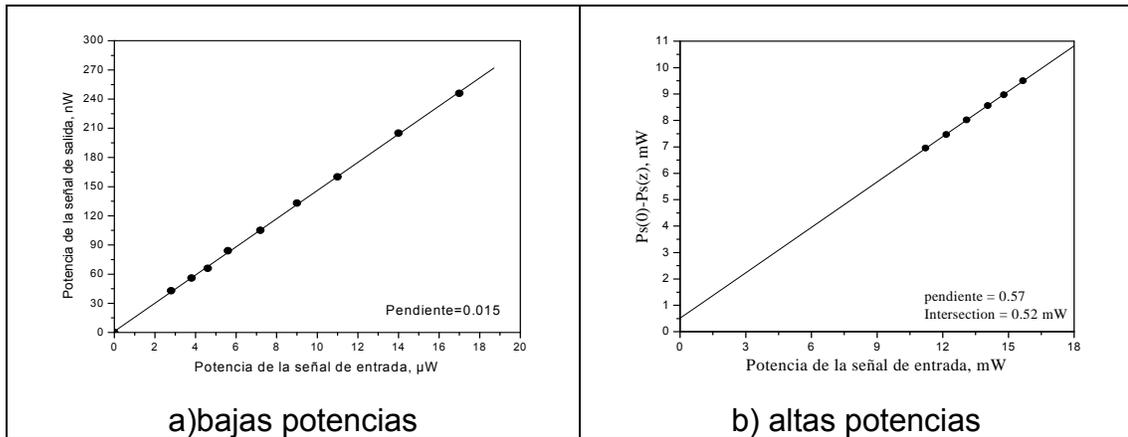


Figura 4.8. a) Atenuación de la señal de entrada, b) $\Delta P_s = P_s(0) - P_s(z)$ en función de la potencia de la señal de entrada

4.8 Configuración experimental del amplificador.

La configuración experimental del amplificador que se propone se muestra en la figura 4.9. El diseño para este amplificador está basado en una configuración de dos etapas con un solo diodo láser de bombeo y componentes ínter etapas, tal como un circulador óptico y un filtro óptico

pasa banda para optimizar la ganancia de la señal. La primera etapa es una configuración convencional de doble paso configurado como un preamplificador para proveer alta ganancia con un bajo ruido de ASE usando una rejilla de Bragg de fibra (FBG), donde la reflectividad es cerca del 100% para una longitud de onda de 1550-nm puesta a la salida de la EDF 1 para dejar que la señal experimente doble propagación.

El circulador óptico conecta la primera etapa (EDF 1) con la segunda etapa (EDF 2), y evita la ASE generada en la segunda etapa a causa de saturación en la primera etapa. Sin embargo, la ASE inversa originada en la EDF 1 causa saturación en la EDF 2, degradando la ganancia óptica. Para resolver este problema, insertamos un filtro óptico basado en el interferómetro de Sagnac para reducir la ASE no deseada suprimiendo el pico de ASE en 1530 nm. La segunda etapa es una configuración convencional de un solo paso desarrollado como un amplificador de potencia. Una característica específica de nuestro amplificador es el uso de un solo diodo de bombeo de 980 nm para alimentar ambos estados.

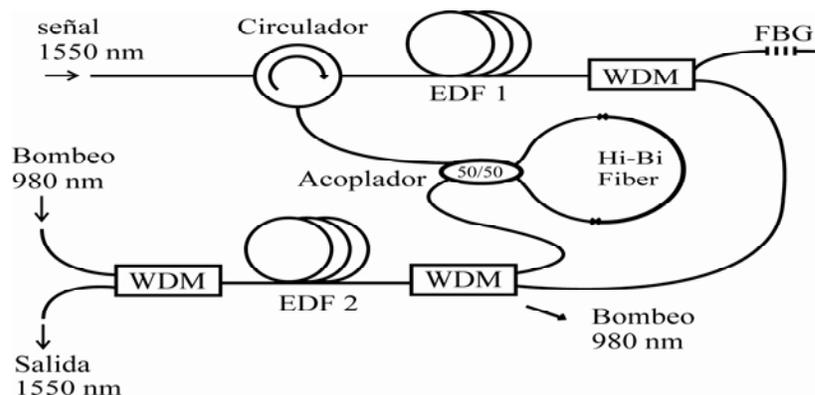


Figura 4.9. Arreglo experimental del amplificador.

El principio del filtro basado en el interferómetro de Sagnac está dado en el capítulo 3. Para la configuración del amplificador, elegimos 15 cm de longitud de la fibra de Hi-Bi para tener medio periodo igual a 20 nm que deja

la transmisión mínima alrededor de 1530 nm (pico del ruido) y la transmisión máxima alrededor de 1550 nm (longitud de onda de señal). La transmitancia máxima del interferómetro de Sagnac es de 0.6, y fue determinada principalmente por las pérdidas de empalme entre la fibra estándar y la fibra de Hi-Bi. La posición del máximo y el mínimo de la transmisión podría ser ajustada por la temperatura en la fibra de Hi-Bi controlando la corriente eléctrica del enfriador termoeléctrico (TEC), como se muestra en la figura 4.10.

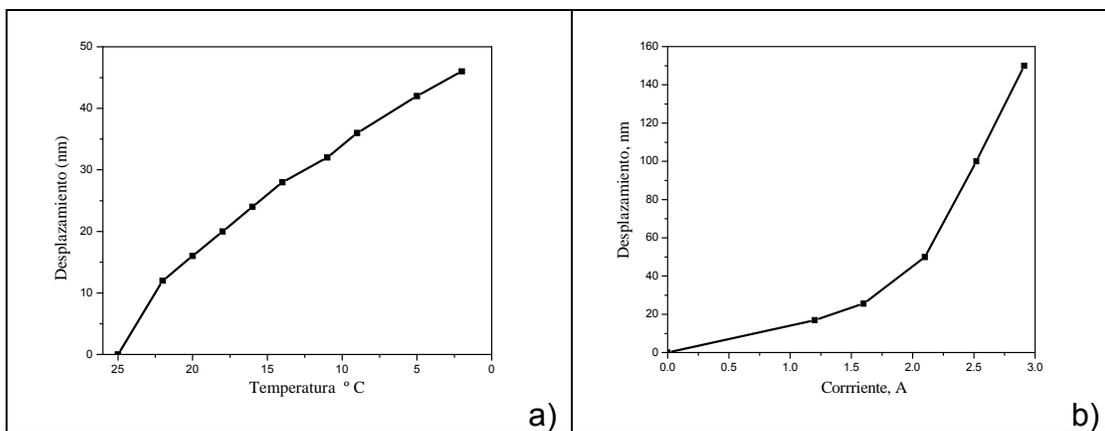


Figura 4.10. Dependencia del desplazamiento de la longitud de onda en (a) la temperatura y en (b) la corriente eléctrica a través del TEC.

4.8.1 Selección de la longitud de la EDF para el amplificador.

Para obtener la longitud óptima para el EDFA, simulamos la amplificación como una función de la longitud de la EDF para la primera y la segunda etapa, como se muestra en la figura 4.11a. Para la primera etapa, encontramos que la amplificación crece fuertemente con la longitud de la EDF hasta aproximadamente 15 m. Para longitudes de fibra más grandes la amplificación empieza a decrecer. La amplificación máxima en una dirección es alrededor de 23 dB para los 15 m de EDF, y la diferencia de ganancia para potencias de bombeo entre 30 y 80 mW es solo alrededor de 2 dB. Además, no es necesario potencias altas de bombeo para optimizar la

ganancia del amplificador. Por esas razones, el mejor candidato es 15 m de longitud de EDF para proveer alta amplificación con baja potencia de bombeo. Para la segunda etapa, la longitud óptima es obtenida considerando el efecto de la ASE inversa entrando de la primera etapa en la segunda etapa. Encontramos que el rango de la ASE inversa esta de 0.2 a 2 mW para potencias de bombeo entre 5 y 25 mW.

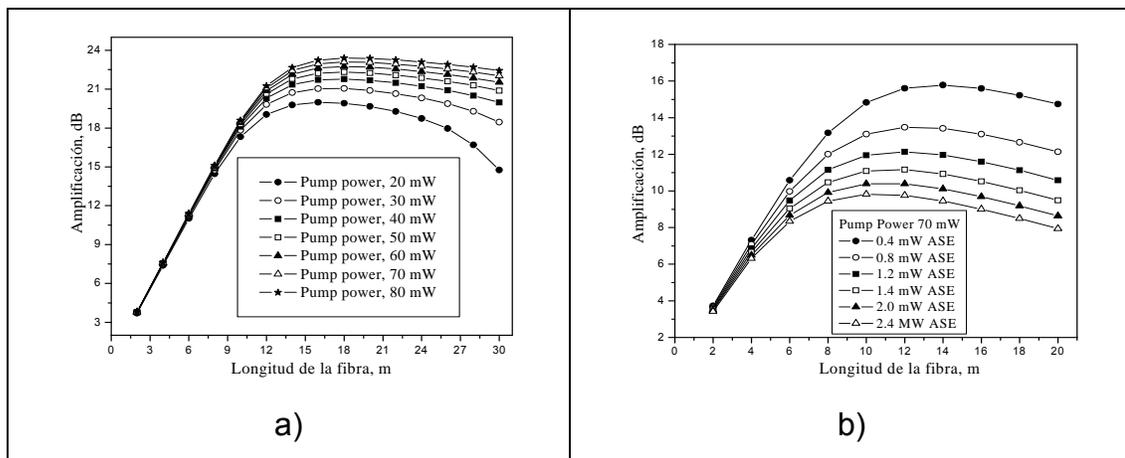


Figura 4.11. Amplificación como una función de la longitud de la EDF: (a) para la primera etapa, y (b) para la segunda etapa, considerando el efecto de diferentes potencias de ASE viniendo de la primera etapa.

La figura 4.11b muestra la simulación para la amplificación para diferentes longitudes de EDF en 70 mw de potencia de bombeo, introduciendo diferentes potencias de entrada de ASE inversa en la primera etapa, para estimar la longitud óptima de la EDF en la segunda etapa en presencia de ruido de ASE. Hemos encontrado de la simulación que la longitud óptima de la EDF en la segunda etapa decrece cuando la potencia de ASE crece; sin embargo, la longitud de la fibra en el rango de 9 a 16 m puede ser apropiada para alguna potencia de ASE, ya que en este rango la diferencia en la ganancia máxima no es significativa (menor a 2 dB).

Medimos la dependencia espectral de la ASE en la salida de la primera etapa y encontramos que hay dos máximos fuertes: uno en 1530 nm y el otro alrededor de los 1550 nm. El primero coincide con el máximo de amplificación y el segundo coincide con la rejilla de Bragg. Para mejorar la ganancia y la absorción de bombeo, se introduce un filtro basado en el interferómetro de Sagnac para suprimir la contribución más importante de ruido de ASE (pico en 1530 nm), ver figura 4.12. La figura 4.12 muestra el espectro de ASE antes y después del filtro. El decrecimiento fuerte de la ASE en 1530 nm puede ser claramente visto. Ambas dependencias fueron normalizadas para tener amplitud 1 en el máximo alrededor de 1550 nm.

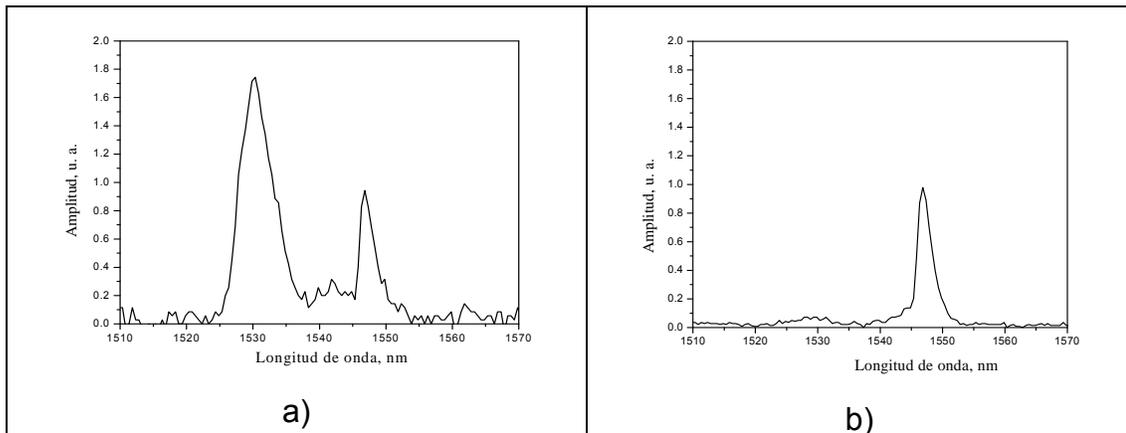


Figura 4.12. Dependencia espectral de (a) ruido de ASE y (b) filtrando el ruido de ASE por el filtro de Sagnac en la salida de la primera etapa.

Otro efecto del ruido de ASE es reducir la potencia de bombeo que pasa a través de la segunda etapa y entra a la primera etapa. El uso del filtro en nuestra configuración ayuda a incrementar la potencia de bombeo en la salida de la segunda etapa. Como una referencia, hemos obtenido la potencia de salida de la segunda etapa en ausencia de ruido de ASE para determinar la máxima potencia de bombeo que nos provee esta etapa. Después la primera etapa fue conectado y la potencia de salida fue medida con y sin el filtro de Sagnac. La figura 4.13a muestra el efecto de introducir el

filtro para mejorar la potencia de salida para 9 m de longitud de la EDF. La figura 4.13b muestra que el amplificador exhibe buen funcionamiento de amplificación, obteniendo una ganancia de señal alrededor de 53 dB, para una potencia de bombeo de 75 mW.

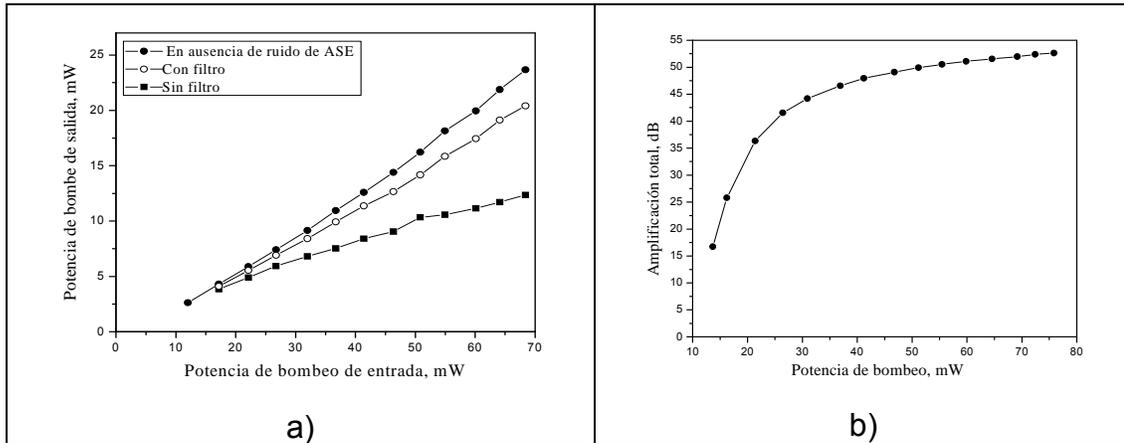


Figura 4.13. a) Efecto de introducir el interferómetro de Sagnac para mejorar la potencia de bombeo de salida y b) amplificación total.

4.9 Conclusiones

Hemos investigado un método para la caracterización de amplificadores de fibra dopada con erbio; basándonos en la medición experimental de los parámetros que intervienen en el proceso de amplificación y en la simulación numérica de la propagación del haz de señal en el amplificador.

La medición experimental de los parámetros de la fibra dopada con erbio se obtiene reagrupando dichos parámetros en un nuevo conjunto a los cuales hemos nombrado parámetros *A*, *B*, *C* y *D*, los cuales pueden ser medidos experimentalmente de manera sencilla. Los resultados muestran que la medición de los parámetros *A*, *B*, *C* y *D* permite caracterizar la propagación del haz de señal en un amplificador de fibra dopada con erbio obteniéndose una estimación muy precisa de la ganancia. Esto nos permite

estimar la ganancia para diferentes longitudes de fibra, convirtiéndose en una herramienta muy útil en el diseño de amplificadores.

Se ha desarrollado un amplificador simple de dos etapas usando un interferómetro de Sagnac como filtro para mejorar el funcionamiento del amplificador. Los resultados experimentales muestran que insertando el interferómetro de Sagnac con fibra de Hi-Bi como filtro espectral entre la primera y segunda etapa, es posible bajar la potencia de ASE la cual entra a la segunda etapa y con esto disminuir la saturación de la amplificación. El amplificador propuesto solo usa un láser de bombeo para alimentar ambos propuestos. Con una configuración simple obtuvimos 50 dB de amplificación con solo 73 mW de potencia de bombeo. El amplificador puede ser muy útil en la investigación no lineal en fibras ópticas.

4.10 Referencias.

- [1]. C. R. Giles, Emmanuel Desurvire, "Propagation of signal and noise Concatenated Erbium Doped Fiber Optical Amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9 (2), pp. 147-154, (1991).
- [2]. T. G. Hodgkinson, "Average Power Analysis Technique For Erbium Doped Fiber Amplifiers", *IEEE Transaction Photonics Technology Letters*, Vol. 3(12), pp. 1082-1084, (1991).
- [3]. Y. K. Chen, T. C. Liang, C. H. Chang, "Optimum configuration for high-power low-noise-figure erbium-doped fiber amplifiers for lightwave CATV applications", *Optics Communications*, Vol. 168, pp. 467-479 (1999).
- [4]. C. H. Kim, C. R. Giles, Y. C. Chung, "Two-stage optical limiting fiber amplifier using a synchronized etalon filter", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10(2), pp. 285-287 (1998).

- [5]. N. Azami, "Impact of 1530 nm-ASE filtering on the S-band gain using erbium-doped silica fiber amplifier", *Optics Communications*, Vol. 263, pp. 25-27 (2006).
- [6]. I. B. Sohn, J. W. Song, "Gain flattened and improved double-pass two-stage EDFA using microbending long-period fiber gratings", *Optics Communications*, Vol. 236, pp. 141-144 (2004).
- [7]. C. Randy Giles, Emmanuel Desurvire, "Modeling erbium-doped fiber amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9(2), pp. 271-283 (1991).
- [8]. T. Georges, E. Delevaque, "Analytic modeling of high-gain erbium-doped fiber amplifier", *Optics Letters*, Vol. 17(16), 1113-1115 (1992).
- [9]. M. V. D. Vermelho, Ulf Peschel, J. Stewart Aitchison, "Simple and accurate procedure for modeling erbium-doped waveguide amplifiers with high concentration", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 18(3), pp 401-408 (2000).
- [10]. C. Cheng, Z. Xu, C. Sui, "A novel design method: a generic algorithm applied to an erbium-doped fiber amplifier", *Optics Communications*, Vol. 227, pp. 371-382 (2003).
- [11] E. Desurvire, "ERBIUM DOPED FIBER AMPLIFIERS", Edt. John Wiley and sons inc., Chapter 1 y 4 (1994).
- [12] P.C. Becker, N.A. Olsson, and J.R. Simpson, "Erbium-doped fiber amplifiers: fundamentals and technology, Ed. Academic Press, San Diego, CA, (1999), pp 131-152.
- [13] Y. W. Lee, K. J. Han, B. Lee, and J. Jung, "Polarization-independent all-fiber multiwavelength-switchable filter based on a polarization-diversity loop configuration," *Optics Express*, Vol. 11(25), pp. 3359-3364 (2003).

Capítulo 5.

Switch óptico usando Dispersión Raman Estimulada en fibras ópticas.

5.1 Introducción.

Investigamos experimentalmente el desarrollo de un switch óptico basado en la dispersión Raman estimulada en fibras ópticas (SRS). La SRS puede anticipar grandes ventajas para circuitos de proceso de señales ópticas por su alta amplificación de la señal y la posibilidad intrínseca de la conversión de longitud de onda. Sin embargo, la SRS solo ha obtenido un poco de atención en el contexto de amplificadores Raman [1], y solo pocos trabajos fueron publicados utilizando la SRS para diseñar circuitos de proceso de señales. El diseño de circuitos Raman puede ser basado en la fuerte dependencia de la amplificación Raman de la potencia de bombeo que fue considerada para la conversión de la longitud de onda con alta razón de extinción de la señal de salida [2,3]. Con esta propuesta los pulsos de salida en la onda de Stokes son generados como resultado de la amplificación Raman causada por el pulso de entrada usado como bombeo. Puesto que existe una fuerte dependencia de la amplificación Raman en la potencia de bombeo, la razón de extinción de la señal de salida puede ser mucho más alta que la señal de entrada. Una segunda propuesta explota la saturación de la potencia de bombeo en presencia de la señal. En este caso los pulsos de la onda de Stokes son usados como señales de entrada mientras que los pulsos de bombeo son considerados como una señal de salida. En ausencia de un pulso de Stokes (0 lógico) el pulso de bombeo pasa a través de la fibra sin saturación y tiene alta potencia en la salida de la fibra (1 lógico), mientras

que en presencia de un pulso de Stokes el pulso de bombeo es reducido y tiene baja potencia en la salida de la fibra (0 lógico).

Este capítulo forma la parte de la investigación experimental de la compuerta lógica basada en el efecto Raman. A diferencia de otras compuertas nuestra compuerta está formada por dos amplificadores Raman conectados en serie con un filtro espectral que rechaza la señal de Stokes. Cuando los pulsos de la señal y el bombeo son inyectados en la entrada de la fibra, el bombeo es saturado por la amplificación de la señal en el primer estado y no aparece pulso de señal de Stokes en la salida. Para el caso contrario, cuando solo el bombeo es introducido en la entrada pasa por la primera etapa sin saturación, entra a la segunda etapa y genera señal de Stokes en la salida, y así de esta manera el circuito funciona como un inversor. Construimos una configuración simple del dispositivo con eficiencia de switcheo y baja potencia de bombeo. El mejor contraste logrado fue de 15 dB con 1 mW de potencia de señal en la entrada.

5.2 Desarrollo teórico (Simulaciones).

En esta sección presentamos los cálculos numéricos para mostrar los principios básicos y potenciales de la aproximación. La figura 5.1 presenta el diagrama del circuito Raman, consiste de dos etapas. La etapa 1 trabaja como amplificador saturado, donde los pulsos de bombeo son saturados si la señal está en (1, lógico) o viaja a través de la fibra sin saturación si la señal está en (0, lógico). La etapa 2 trabaja como amplificador Raman, el cual depende de la amplificación de la potencia de bombeo que entra a la primera etapa. Si la señal de entrada está en (0, lógico) el bombeo entra a la segunda etapa sin saturación y genera una señal de salida con alta potencia (1, lógico), mientras que en (1, lógico) es saturado en la primera etapa y en la entrada la señal de salida está en (0, lógico), así de esta manera el circuito

opera como un inversor. Para esta operación se debe permitir que la potencia de bombeo deba ser lo suficientemente alta para proveer amplificación de la señal y simultáneamente tenga una potencia más baja que la potencia de umbral para la generación de SRS, en la cual grandes pulsos de Stokes y la depleción del bombeo aparecen como resultado de la amplificación de la onda espontánea de la señal de Stokes inicial. El desplazamiento de la longitud de onda entre la señal y el bombeo tiene que estar muy cerca de la ganancia máxima Raman (alrededor de 110 nm para la banda de 1550 nm). La longitud de onda del laser de CW define la longitud de onda de la señal de entrada. Podría no ser la misma que la señal de Stokes de entrada que provee la posibilidad de la conversión de longitud de onda. Puesto que existe una gran diferencia entre las longitudes de onda de bombeo y señal de Stokes el walk-off entre bombeo y Stokes es inevitable. Para evitar la degradación de la operación por el efecto walk-off se puede manejar la dispersión, esto se logra conectando fibras en las cuales la señal viaja más rápido que el bombeo con fibras en las cuales la señal viaja más lento que el bombeo. Si se usan fibras con dispersión anómala, la inestabilidad modulacional (MI) puede degradar la operación del circuito.

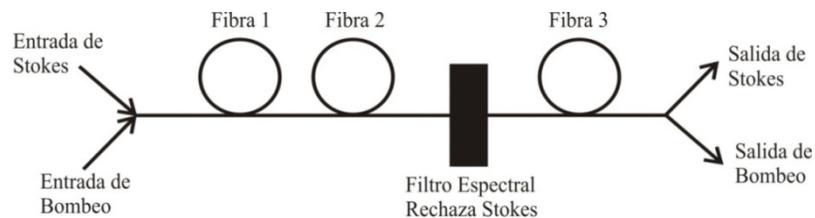


Figura 5.1. Diagrama del circuito Raman.

Debido a su rapidez y buenos resultados el método Split-Step de Fourier (SSFM) es el método más comúnmente utilizado para el análisis numérico de la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE), el cual aprovecha los algoritmos de las transformadas finitas de Fourier [8]. Usamos este

método para evaluar la operación del circuito Raman en base a las ecuaciones acopladas para los pulsos de bombeo y Stokes:

$$\frac{\partial A_S(t)}{\partial z} + \left(1/V_P - 1/V_S\right) \frac{\partial A_S(t)}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(T,z)}{\partial t^2} = \frac{g}{2} A_S(t) |A_P(t)|^2 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial A_P}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_P(T,z)}{\partial t^2} = -\frac{g}{2} A_P |A_S|^2 \quad (5.2)$$

donde β_2 es el parámetro de la GVD, considerado igual para las longitudes de onda de bombeo y Stokes, g es la amplificación Raman ($g = 10^{-13} \text{ m/W}$) para el vidrio de silicio en longitud de onda de 1550 nm, V_P y V_S son las velocidades para los pulsos de bombeo y Stokes respectivamente. Aquí no consideramos los efectos conectados con el efecto Kerr y el ensanchamiento de los pulsos debido a la dispersión de velocidad de grupo que es posible si la longitud de la fibra es menor que la longitud de dispersión. Los parámetros de las fibras usadas en los cálculos corresponden a las fibras usadas en nuestro experimento. La fibra 1 es la fibra de dispersión desplazada Corning SMF-LS con dispersión normal $D = -6 \text{ ps/nm} - \text{km}$ en 1550 nm, la fibra 2 es la fibra estándar SMF-28 con dispersión anómala $D = 20 \text{ ps/nm} - \text{km}$, la fibra 3 es la OFS True Wave con dispersión anómala $D = 8.9 \text{ ps/nm} - \text{km}$.

En la figura 5.2 se muestran los pulsos de bombeo en la salida de la fibra 1 (figura 5.2(a)), y en la salida de la fibra 2 (figura 5.2(b)). Los pulsos de entrada son mostrados por las líneas segmentadas. Los parámetros usados para la simulación son los siguientes: fibra 1, 100 m de SMF-LS, fibra 2, 25 m de SMF-28. Usamos un pulso de forma Gaussiana para el pulso de bombeo con 25 W con una duración de 100ps medidos como FWHM. El pulso de entrada de Stokes tiene forma de súper Gaussiana con una duración del pulso de 300ps y potencia pico igual a 1mW. La fibra 1 tiene dispersión normal así que el pulso de Stokes tiene alta velocidad y la primera mitad del pulso de bombeo manifiesta una depleción más fuerte que la segunda mitad del pulso. La depleción se puede hacer grande cuando la fibra con dispersión normal es empalmada con una fibra con dispersión anómala, ver figura 5.2b,

esto pasa porque en fibras con dispersión normal la señal viaja más rápido que el bombeo y en las fibras con dispersión anómala la señal viaja más lento que el bombeo, por esta razón la depleción del bombeo se hace más fuerte en este caso.

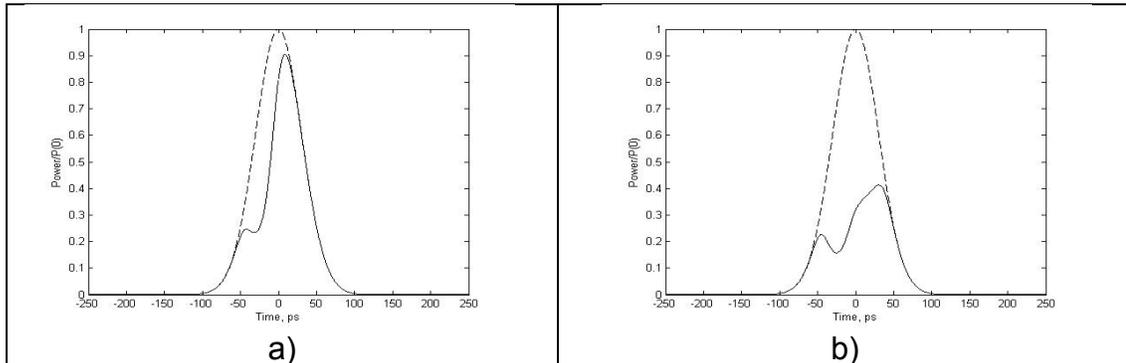


Figura 5.2. Entrada (--) y salida (línea sólida) formas de onda del bombeo en la salida de (a) fibra 1, (b) fibra 2.

La depleción del pulso de bombeo se puede calcular como la razón entre las energías de los pulsos de salida y entrada. La dependencia de la depleción del bombeo en la entrada de la potencia pico de la señal de Stokes es mostrada en la figura 5.3. La línea sólida representa la depleción cuando solo es considerada la fibra SFM-LS con 100 m de longitud y potencia de bombeo de 30 W, la línea segmentada representa el caso cuando tenemos 100 m de SMF-LS seguida de la fibra 2 SMF-28 con 40 m de longitud. Una potencia de bombeo de 24 W produce la misma amplificación Raman como en el primer caso. Finalmente, la línea punteada muestra la depleción para la fibra 1 SMF-LS con 100 m de longitud con baja GVD, así que la longitud de Walk-off es mucho más grande que la longitud de la fibra 1. La potencia de bombeo fue de 30 W para este caso. Como podemos ver, los mejores resultados los tenemos con la fibra con baja dispersión; sin embargo, en la práctica no es fácil cumplir la condición de que la longitud de Walk-off sea

más grande que la longitud de la fibra, un caso especial es cuando tenemos bajas potencias y para este caso son requeridas grandes longitudes de fibra.

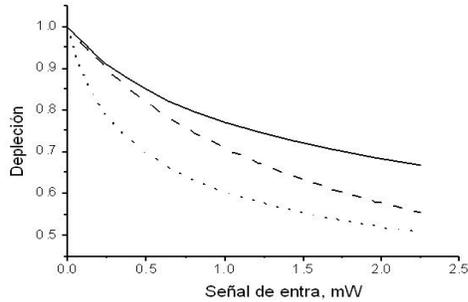


Figura 5.3. Depleción del bombeo en la primera etapa, la línea sólida es para la fibra SFM-LS con 100 m, la línea segmentada es para 100 m de SMF-LS + SMF-28 con 40 m de longitud y la línea punteada es para la fibra 1 SMF-LS con 100 m de longitud con baja GVD.

Calculamos la energía del pulso de Stokes en la salida del circuito que depende de la potencia de Stokes en la entrada en la primera etapa. Los cálculos fueron hechos con el método Split Steep de Fourier con $g = 0.6 \cdot 10^{-13}$ m/W que corresponde a la ganancia máxima Raman para la longitud de onda de bombeo de 1550 nm [9], la duración del pulso de bombeo de entrada es de 100 ps con potencia de 15 W, el área efectiva de las fibras es de $50 \mu\text{m}^2$. Se usaron 3 tipos de fibras con diferentes GVD: fibra 1 con $D = -6$ ps/(nm-km); fibra 2 con $D = 20$ ps/(nm-km); fibra 3 con $D = -0.01$ ps/(nm-km). La fibra 1 corresponde a la fibra de dispersión desplazada, la fibra 2 corresponde a la fibra estándar monomodo SMF-28, y la fibra 3 corresponde a la fibra sin Walk-off entre los pulsos de bombeo y Stokes.

Las dependencias de energía de la señal del pulso de salida con la potencia de la señal de entrada son mostradas en la figura 5.4 para 3 diferentes configuraciones de la etapa 1. La línea sólida representa el arreglo cuando la etapa 1 comprende la fibra 1 con 295 m de longitud. La línea

segmentada representa el caso cuando la etapa 1 comprende 3 fibras conectadas en serie: 150 m de longitud de la fibra 1, 45 m de longitud de la fibra 2 y 100 m de longitud de la fibra 1. La línea punteada muestra el resultado cuando la primera etapa comprende 295 m de longitud de la fibra 3. Para todos los casos se usaron 350 m de longitud de la fibra 3 para la etapa 2. Como esperábamos el resultado depende drásticamente del Walk-off. El mejor resultado es dado por la fibra con baja dispersión.

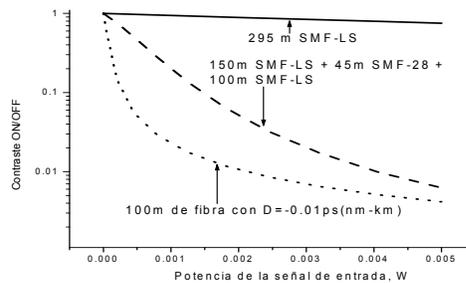


Figura 5.4. Energía de los pulsos de Stokes en la salida para la etapa 1.

En la práctica no es fácil cumplir con la condición de que la longitud de Walk-off sea más grande que la longitud de la fibra, especialmente si tenemos baja potencia y por tanto se requiere longitudes grandes de fibra. Sin embargo, con la técnica de manejar la dispersión usando solo 3 longitudes de fibras con dispersión normal y anómala se puede proveer el switch con contraste alrededor de 20 dB con potencias de bombeo de entrada menores que 10^{-3} .

Las características de un circuito en serie de dos etapas dependen de la atenuación entre ellos, se considera un circuito como el de la figura 5.1 con un atenuador entre los dos circuitos. La figura 5.5(a) muestra la dependencia de los dos circuitos correspondientes a la línea punteada en la figura 5.4. La figura 5.5(b) muestra la dependencia para los dos circuitos correspondientes a la dependencia de la línea segmentada de la figura 5.4.

Para un caso particular mostrado en la figura 5.5 la atenuación es 10 veces para la figura 5.5(a) y 3 veces para la figura 5.5(b). De las figuras podemos decir que la dependencia del circuito conectado en serie depende de la atenuación entre ellos, para este caso particular vemos que con mayor atenuación tenemos menor potencia de entrada para alcanzar el switcheo.

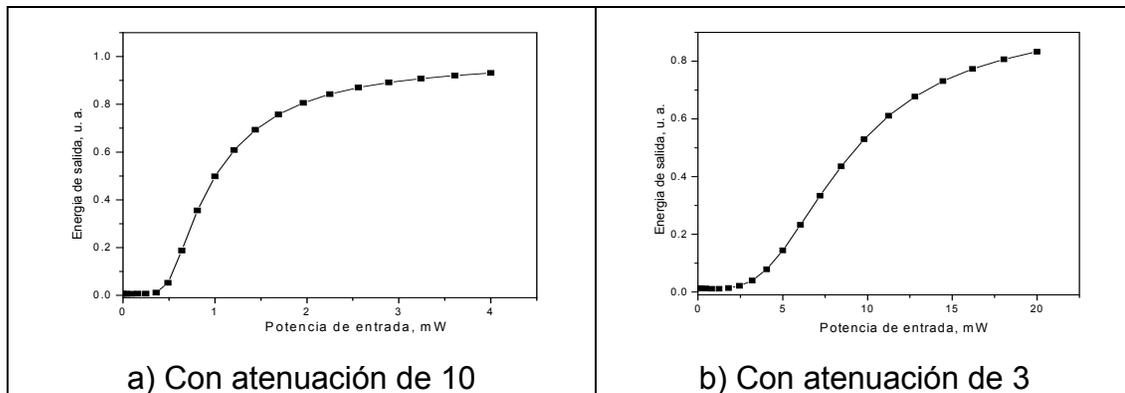


Figura 5. 5. Circuitos Raman conectados en serie.

Una fuerte dependencia de la energía de la señal de salida con la potencia de la señal de entrada deja una mejora de la razón señal a ruido de la señal, para el circuito de dos etapas. Con el fin de probar esto agregamos ruido Gaussiano al pulso de entrada de Stokes. La figura de ruido es mostrada en la figura 5.6(a) y la señal de entrada es mostrado en la figura 5.6 (b). Consideramos dos posibilidades: solo ruido es lanzado a la fibra 1 (señal de entrada “off”), un pulso de Stokes con ruido e lanzado a la fibra 1 (señal de entrada “on”). La potencia está normalizada para mostrar la razón entre la potencia de la señal y la potencia pico del pulso de bombeo. El pulso de Stokes en la salida de la fibra 3 fue calculado para ambos casos. La figura 5.7 muestra 10 pulsos de Stokes para la señal de entrada “on” y 10 pulsos de Stokes para la señal de entrada “off” cuando ruido aleatorio es aplicado. Los parámetros del arreglo usado para los cálculos fueron los siguientes: 100 m SMF-LS (fibra 1), 40 m SMF-28 (fibra 2), 300 m True Wave (fibra 3), potencia de bombeo de entrada 24 W, potencia de la señal de entrada 1 mW. Como

podemos ver los pulsos de salida de Stokes correspondientes a las señales de “on” y “off” son bien distinguidos.

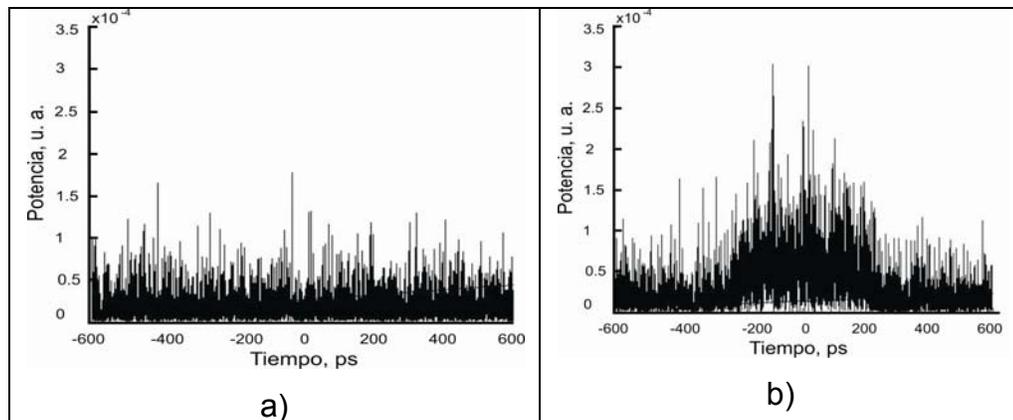


Figura 5.6. La señal de entrada “off” (a) y la señal de entrada “on” (b) en presencia de un ruido aleatorio.

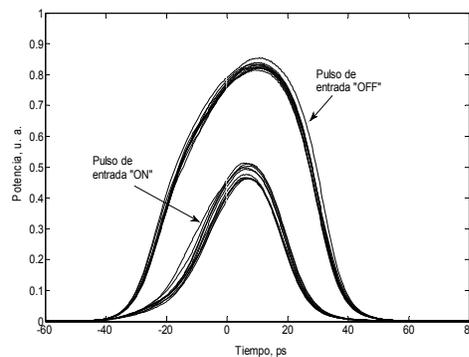


Figura 5. 7. Pulsos de salida de Stokes para pulsos de entrada “ON” y “OFF”.

5.3 Arreglo experimental.

El arreglo experimental es mostrado en la figura 5.8. Nuestro sistema usa como fuente de bombeo un diodo laser con $\lambda=1528$ nm. Este diodo laser es modulado directamente por un generador de pulsos SRS DG535, para obtener pulsos de 2 ns de duración. Los pulsos de este diodo laser con potencia de varios mW son amplificados por un amplificador de fibra dopada con Erblio; con este amplificador obtenemos varias decenas de Watts [4]. Los

pulsos son introducidos a un acoplador 85/15 (acoplador 1), el puerto de salida de este acoplador con el 85% es empalmado con el primer estado que comprende la fibra 1 y la fibra 2. Para la fibra 1 usamos la fibra Corning SMF-28 con GVD anómala igual a 20 ps/nm-km, para la fibra 2 usamos la fibra Corning SMF-LS con dispersión desplazada con GVD igual a -6 ps/nm-km (dispersión normal en la longitud de onda del bombeo). La radiación de onda continua con longitud de onda igual a 1620 nm es también introducida usando el acoplador 3 para ambas etapas. En el experimento la potencia de la señal introducida en la fibra 1 fue de 1 mW. El controlador de polarización (Polarization controller, PC) insertado después del EDFA permite ajustar la polarización del bombeo para proveer una máxima amplificación Raman en la fibras porque la amplificación Raman depende de la polarización del bombeo y de Stokes [5, 6]. La SRS en la etapa 1 causa la amplificación de la señal de 1620 nm y la depleción del pulso de bombeo.

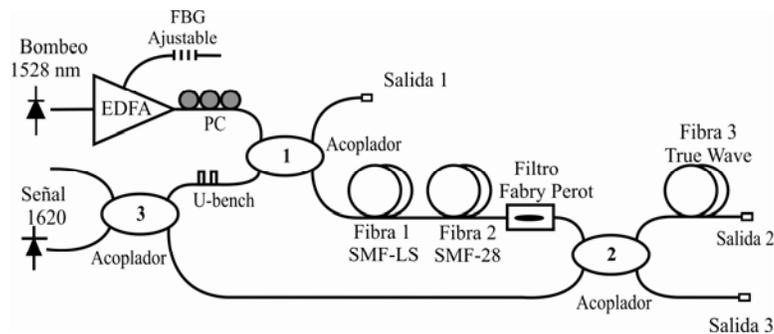


Figura 5.8. Arreglo experimental.

El filtro Fabry-Perot fue usado para rechazar la radiación de 1620 nm al final de la primera etapa. La transmisión del filtro Fabry-Perot para la radiación de 1528 nm fue de -4 dB. El acoplador 2 (90/10) fue usado para introducir los pulsos de bombeo de 1528 nm y la señal de onda continua de 1620 nm a la segunda etapa del circuito Raman. Para la primera etapa usamos diferentes longitudes de fibra con dispersión desplazada Corning

SMF-LS y fibra con dispersión estándar Corning SMF-28. Para la segunda etapa usamos 4.5 km de fibra OFS True Wave (RS) (fibra 3). Con esta configuración podemos detectar simultáneamente los pulsos de bombeo en la entrada de la primera etapa (monitoreo del bombeo, salida 1), el bombeo de salida de la primera etapa (salida 3) y los pulsos de Stokes en la salida de la segunda etapa (salida 2). Los pulsos en la salida de la segunda etapa fueron detectados usando un monocromador, un fotodetector de InGaAs de 1 GHz y un osciloscopio de 500 MHz. Los pulsos de bombeo en la salida del EDFA en la mayoría de los experimentos fueron detectados por un detector de 10 GHz y un osciloscopio de muestreo de 20 GHz.

Las formas del pulso de bombeo se muestran en la figura 5.9. El pulso de figura 5.9(a) se midió con un osciloscopio de 20 GHz, el ancho del pulso es de 2 ns, la pequeña perturbación o pico que se ve en la forma del pulso es debido a oscilaciones diodo. En la figura 5.9(b) se muestra el pulso con un ancho de 37 ns medido con el osciloscopio de 500 MHz. El pulso consiste de dos partes: una parte transitoria, detectada al inicio como un pico alto, y una parte casi-estacionaria (plato), el plato es debido a oscilaciones electrónicas y esto es debido a la electrónica que usamos para generar este pulso. La salida 1 fue calibrada con el fin de medir la potencia de bombeo en la entrada de Fibra 1. La calibración de los detectores fue la siguiente: Detector 1 (10 GHz) = 6.4 mV/W, Detector 2 (800 MHz) = 8.2 mV/W.

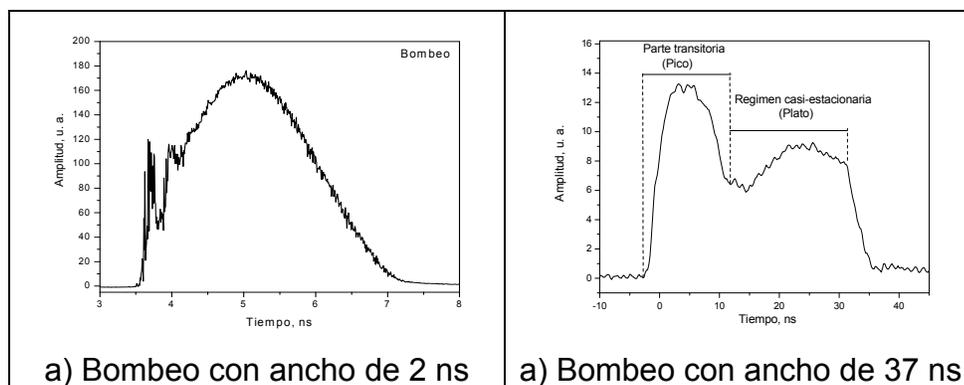


Figura 5.9. Forma temporal del pulso de bombeo

En la figura 5.10(a) mostramos como la amplitud de los pulsos del diodo láser depende de la amplitud del pulso del generador para diferentes anchos. Como podemos ver de la figura 5.10(a), para pulsos de 5 ns el comportamiento de los pulsos es lineal, lo mismo pasa para pulsos con 10 ns para el pico y el plato. Sin embargo para los pulsos menores de 2.5 ns la amplitud de los pulsos de salida se satura a 30 mV. La figura 5.10(b) muestra como la potencia de los pulsos en la salida del EDFA depende de la corriente de laser de bombeo del amplificador para pulsos con ancho de 2 ns. Las medidas fueron tomadas con el osciloscopio de 20 GHz. De la figura 5b podemos ver que la salida del amplificador es lineal y con 140mA obtenemos hasta 90 W de potencia.

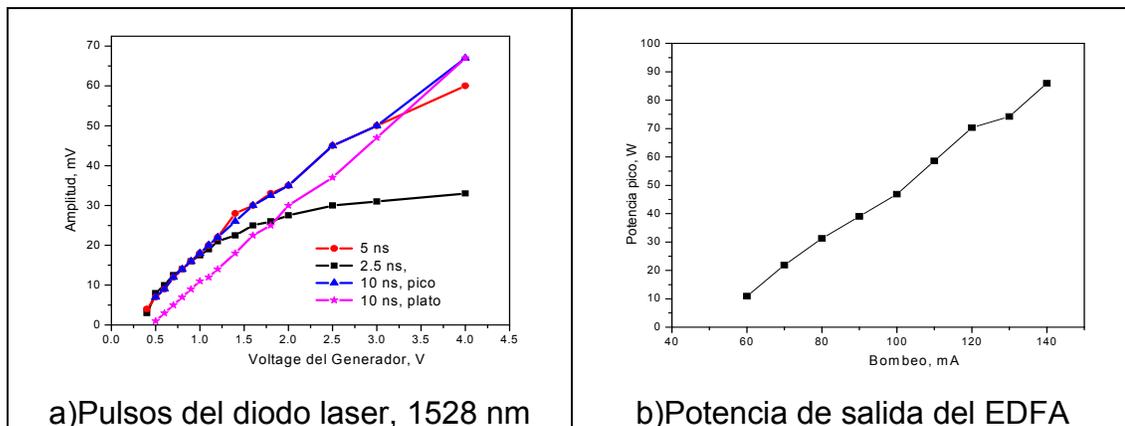


Figura 5.10. a) pulsos del diodo laser, b) potencia de salida del EDFA.

5.4 Efectos del rompimiento de los pulsos y amplificación Raman de la señal de 1620 nm en la fibra SMF-28.

En la figura 5.11 mostramos la dependencia de la potencia pico en la salida de la fibra de la potencia de bombeo de entrada. La señal de 1620 nm no fue aplicada en este caso. La potencia de salida es medida en la longitud de onda de bombeo ($\lambda = 1528$) con un monocromador en un osciloscopio de 500 MHz. El ancho del pulso de bombeo fue de 2 ns. La fibra de prueba es la SMF-28, con 100, 200, 300, 600 y 4500 m.

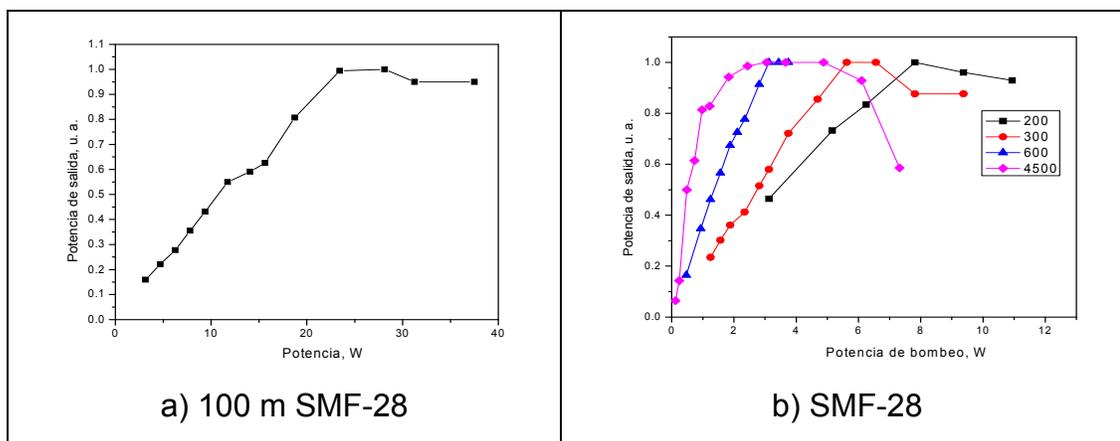


Figura 5.11. Saturación del pulso para la fibra SMF-28.

Probamos diferentes longitudes para elegir la longitud adecuada para nuestro experimento. Todas potencias de salida fueron normalizadas para tener el valor 1 en su máximo. Como se ve de las graficas, para bajas potencias la potencia de salida depende linealmente de potencia de la entrada hasta una cierta potencia crítica. Para potencias de entrada mayores a la potencia crítica la potencia de salida se mantiene constante. Para una longitud de la fibra de 4500 m se detecta una bajada de la potencia de salida para valores de potencias altas de entrada. Las mediciones de los espectros de salida muestran que para potencias mayores a la potencia crítica se comienza el ensanchamiento espectral del pulso. Solo una parte del espectro pasa por el monocromador y como resultado la potencia detectada en la salida del monocromador se satura. Nosotros relacionamos el ensanchamiento del espectro con el efecto de inestabilidad modulacional y el rompimiento de los pulsos, el cual se observa para fibras con dispersión anómala. La potencia crítica medida en el experimento representa la potencia para cual se desarrollo el efecto de rompimiento de los pulsos. De las figuras podemos decir que con mayor longitud de fibra, los efectos no lineales se hacen presentes con menos potencia de entrada, llevando a una depleción más rápida de la potencia del pulso de bombeo en la salida. De las figuras podemos ver también que la potencia crítica que es donde la

saturación empieza a decrecer a medida que la longitud de la fibra va aumentando, esto lo podemos ver en la figura 5.12, donde se muestra el producto de la longitud de la fibra por la potencia crítica de todas las fibras medidas.

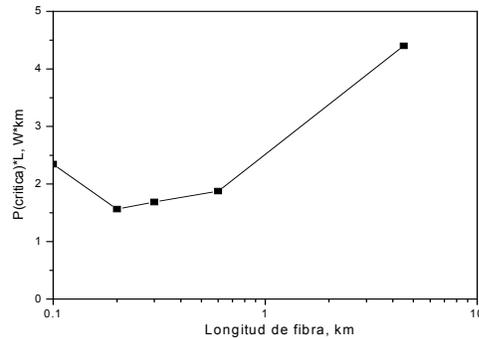


Figura 5.12. Potencia crítica VS longitud de la fibra.

De esta figura podemos observar que el producto de la potencia crítica P_c por la longitud de la fibra es casi constante para longitudes de la fibra menor de un kilómetro, esto es la potencia crítica varía como $1/L$ donde L es la longitud de la fibra. Para la fibra con longitud de 4.5 km el producto $P_{cr} \cdot L$ incrementa dos veces. La saturación del bombeo por efectos de rompimiento de los pulsos puede reducir la eficiencia del circuito si la potencia crítica para efectos de rompimiento de los pulsos es menor de la potencia necesaria para los efectos de Raman.

Para medir la ganancia Raman se inyectó a las fibras de prueba 1 mW de potencia, con un diodo de CW en 1620 nm. La señal de Stokes en la salida 3 de la figura 5.8 se midió con un monocromador. La fibra utilizada fue la SMF-28 con 100, 200, 300, 600 y 4500 m de longitud. Se ajustó la polarización del bombeo con el PC para obtener una máxima amplificación Raman. Las figuras 5.13 - 5.17 muestran cómo la potencia de Stokes y la amplificación Raman dependen de la potencia de bombeo.

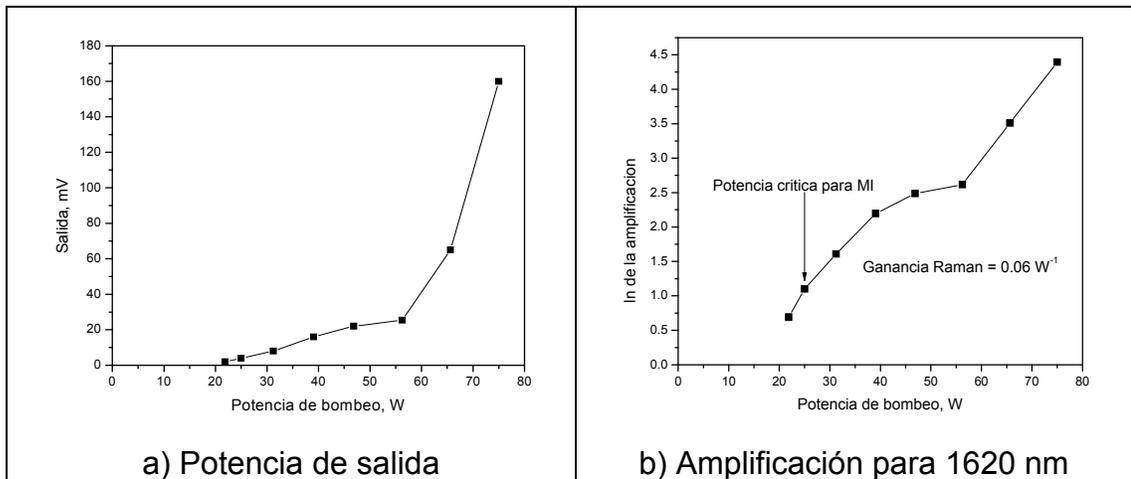


Figura 5.13. Amplificación Raman para 100 m SMF-28

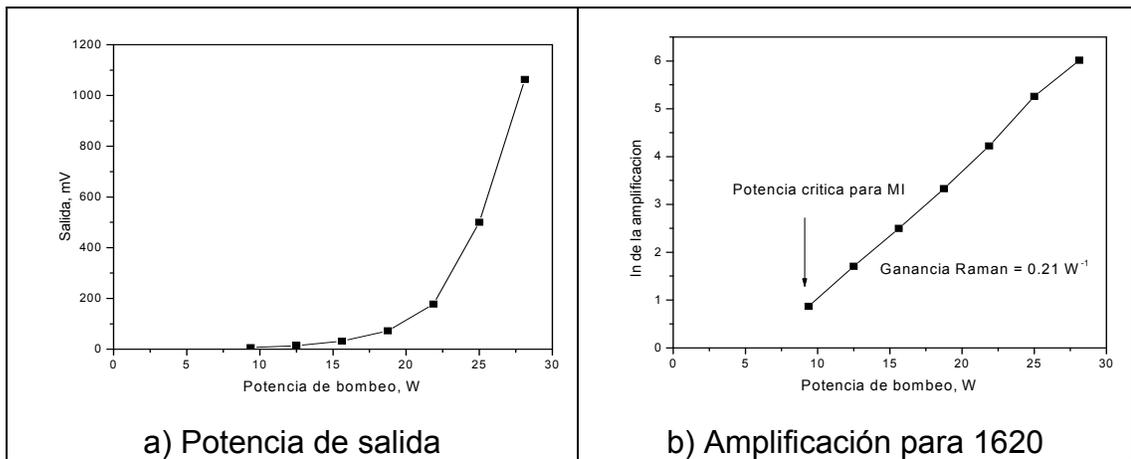


Figura 5.14. Amplificación Raman para 200 m SMF-28

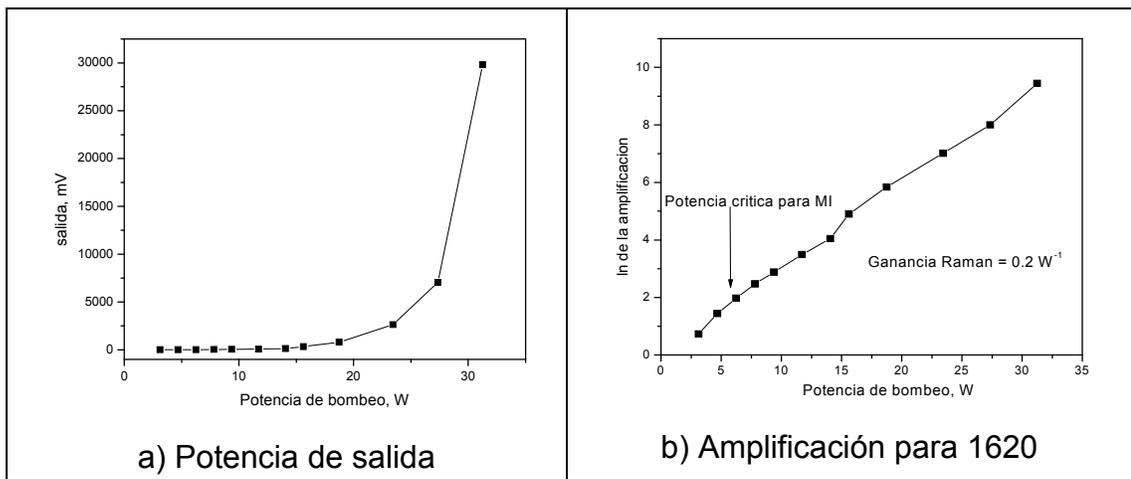


Figura 5.15. Amplificación Raman para 300 m SMF-28

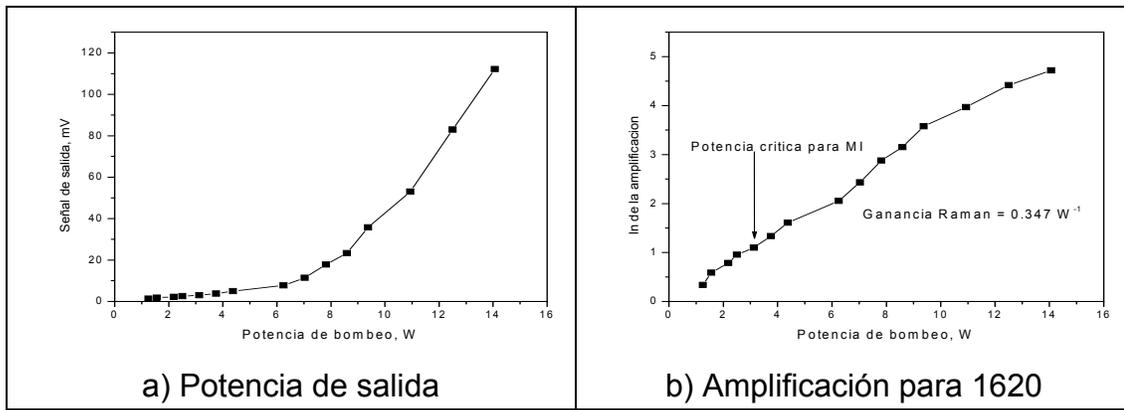


Figura 5.16. Amplificación Raman para 600 m SMF-28.

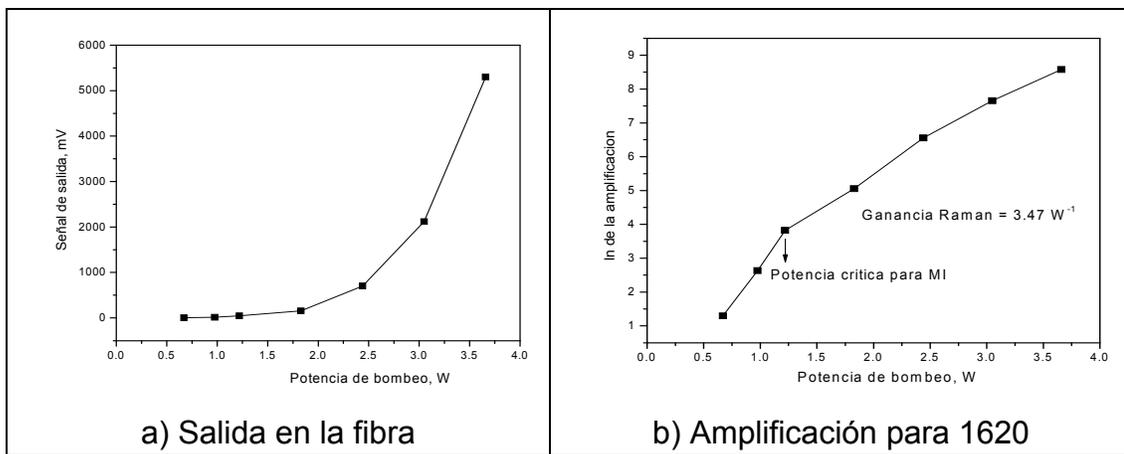


Figura 5.17. Amplificación Raman para 4.5 km SMF-28

Las dependencias de las potencias de Stokes con las potencias de bombeo se ajustan bien con una dependencia exponencial, la cual corresponde a la amplificación Raman dada por $\exp(gP_b L/A_{\text{eff}})$, donde g es coeficiente de amplificación Raman, P_b es potencia de bombeo, A_{eff} es área efectiva el núcleo de la fibra y L es longitud de la fibra. La ganancia Raman marcada en las graficas corresponde a gL/A_{eff} y esta medida en W^{-1} .

En las graficas también se muestra la potencia crítica para rompimiento de los pulsos. De estas graficas podemos decir que el rompimiento de los pulsos inicia siempre con menor potencia comparado con

umbral del efecto Raman. Esto puede afectar la eficiencia del switch ya que el rompimiento de los pulsos empieza antes que la amplificación Raman llega a valores significativos.

De la graficas 5.13 – 5.17 se puede calcular el valor g/A_{eff} , el cual se muestra en la figura 5.18. La parte experimental para esta medición concuerda perfectamente con el valor teórico para la ganancia Raman. El valor medido experimentalmente para la ganancia Raman fue iguala $g_R = 0.72 W^{-1}Km^{-1}$ y el valor teórico para bombeo y Stokes linealmente polarizados es igual a $g_R = 0.72 W^{-1}Km^{-1}$.

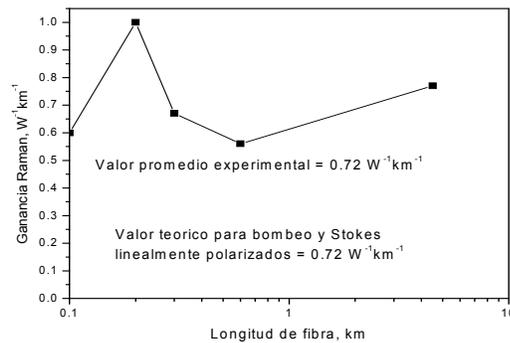


Figura 5.18. Ganancia Raman para Fibras SMF-28, bombeo 1528 nm y Stokes 1620 nm.

5.5. Saturación del bombeo en la primera etapa.

El arreglo experimental es mostrado en la figura 5.8. Como puede verse de la simulación la saturación del bombeo en la primera etapa es muy importante para la operación del circuito. Investigamos la saturación del bombeo en la primera etapa para diferentes longitudes de la fibra 1 y la fibra 2. En las figuras 5.19 y 5.20 se muestran las formas de onda de los pulsos de bombeo en la salida del filtro Fabry-Perot para diferentes potencias de bombeo cuando solo la fibra 1 se usa en la primera etapa. La figura 5.19(a)

fue obtenida con 200 m de longitud y la figura 5.19(b) fue obtenida con 300 m de longitud y para la figura 5.20 utilizamos con 600 m de longitud, las 3 fibras fueron SMF-28.

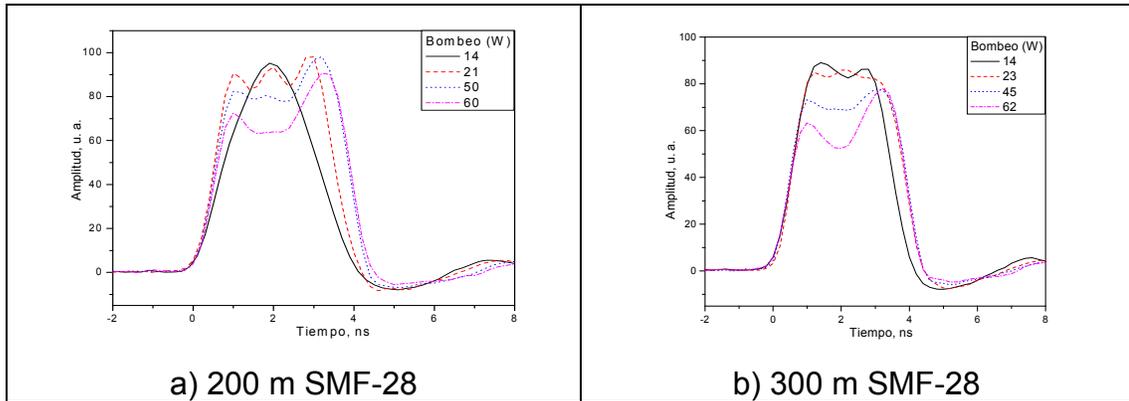


Figura 5.19. Pulsos de salida con fibra SMF-28.

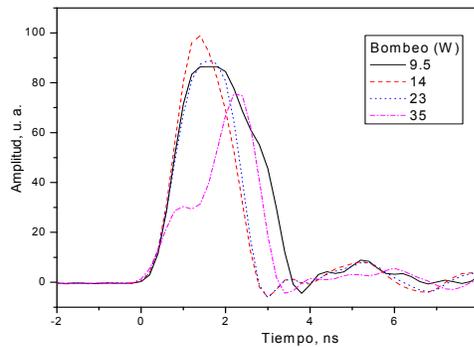


Figura 5.20. Pulsos de salida con 600 m de fibra SMF-28.

La señal de 1620 no fue aplicada en este caso, sin embargo una fuerte depleción en el pulso de bombeo fue observada. La depleción del bombeo en este caso es causada por el proceso del rompimiento del pulso seguida por el desplazamiento en frecuencia del solitón que resulta en un ensanchamiento del espectro y el decrecimiento de la potencia en la salida del filtro FP. En todos los casos el efecto de la depleción del pulso con aplicación de la radiación de 1620 nm no fue detectado.

De las investigaciones discutidas en el parte 5.4 se puede concluir que para longitudes de fibra largas la potencia crítica necesaria para el rompimiento de los pulsos decae más lento comparado con la potencia necesaria para la amplificación de Raman. Por eso suponemos que el efecto de la radiación de entrada de 1620 puede ser más grande para longitudes de fibra más grandes. En la figura 5.21 se muestra la saturación del bombeo por la señal de entrada en 1 km de fibra SMF-28, la línea punteada muestra el pulso cuando la radiación de 1620 está apagada, la línea sólida es cuando tenemos 1 mW de la señal de 1620 nm. El retraso entre los pulsos de bombeo de 1528 nm y el pulso de Stokes de 1620 nm para la fibra SMF-28 es de 2 ns para 1 km de fibra, por esta razón solo la segunda mitad del pulso es reducida. La depleción del pulso de bombeo cuando no hay señal de entrada revela que algún efecto del rompimiento del pulso aparece.

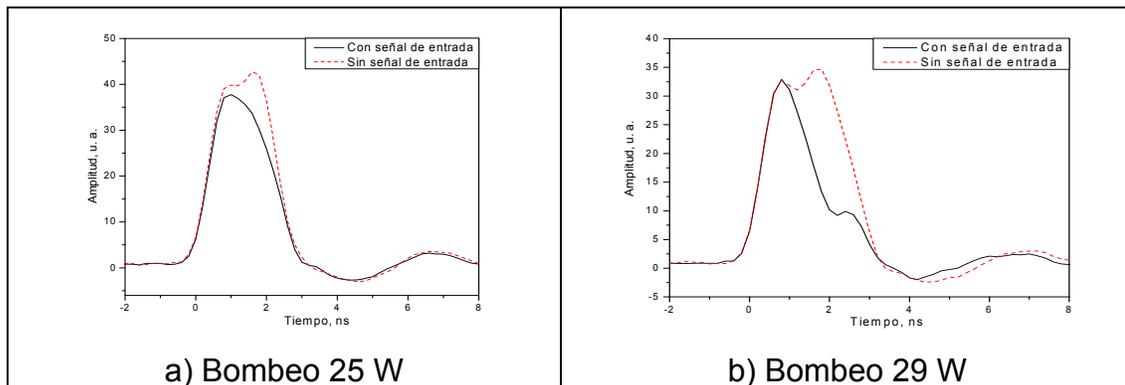


Figura 5.21. Saturación del bombeo en 1 Km de fibra SMF-28.

Si la depleción del bombeo en la primera etapa de la fibra SMF-28 es determinada por la MI el resultado de la depleción tiene que ser dependiente del ancho de banda del filtro insertado entre la primera y segunda etapa. Para probar esto usamos un filtro de banda ancha el cual está hecho con un tramo de SMF-28 puesto en un cilindro de 16 mm de diámetro. Para pequeños diámetros de curvatura las pérdidas dependen fuertemente de la

longitud de onda presente. Para nuestro caso las pérdidas de la fibra con curvatura medidas fueron de 18 dB para 1620 nm y 5.5 dB para 1528 nm. La diferencia entre pérdidas es suficiente para medir la depleción del bombeo con el filtro de banda ancha. La figura 5.22(a) muestra los resultados de la depleción medida con el filtro de banda ancha y con el filtro Fabry-Perot con ancho de banda de 1 nm, ver figura 5.22(b). Puede verse claramente que con el filtro de Fabry-Perot la depleción del bombeo aparece aproximadamente en 5 W de bombeo mientras que con el filtro de banda ancha la depleción del bombeo aparece en 30 W de potencia de bombeo. Estos resultados muestran que el problema conectado con la MI podría ser superado usando el filtro de banda ancha entre el primero y el segundo estado. Podría ser por ejemplo un filtro basado en las fibras de cristal fotónico [7].

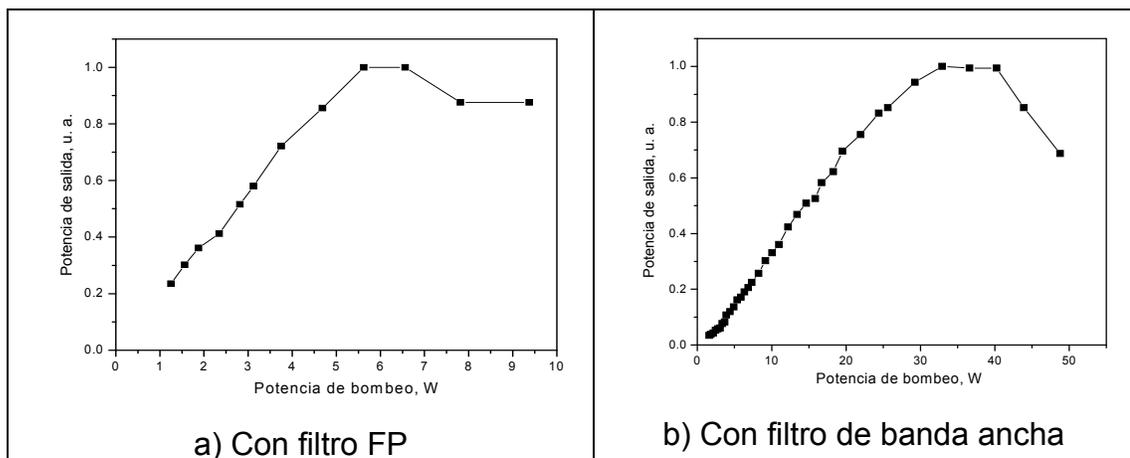


Figura 5.22. Saturación para 300 m de SMF-28, a) Con filtro FP y b) Con filtro de banda ancha.

Probamos también en el experimento fibras con dispersión desplazada SMF-LS. La fibra tiene dispersión normal para una longitud de onda de 1528 nm y por eso el efecto de MI y rompimiento de los pulsos esta suprimido. La fibra muestra una saturación convencional de la potencia de bombeo que

coincide bien con las simulaciones basadas en las ecuaciones 5.1 y 5.2. La figura 5.23 presenta los resultados obtenidos para 350 m de fibra SMF-LS. En la figura 5.23(a) la potencia de bombeo usada fue de 31 W sin señal de entrada (línea segmentada), no observamos cambios en la forma de onda de la potencia de bombeo. Sin embargo, cuando tenemos 1 mW de la señal de entrada (línea sólida) una fuerte depleción es observada. En 35 W de potencia de bombeo la depleción empieza a verse aun sin señal de entrada, ver figura 5.23(b). Para este caso un pulso de Stokes en 1635 nm fue detectado, el cual causa la depleción observada.

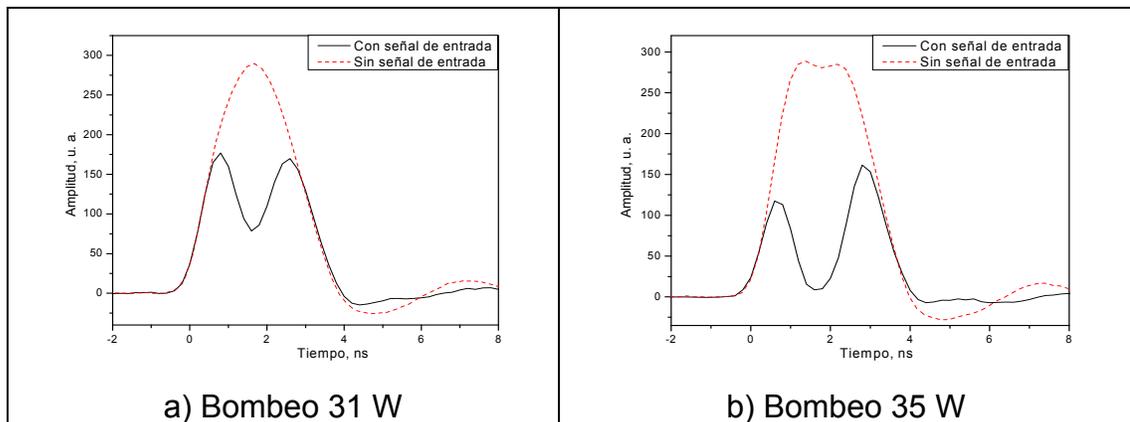


Figura 5.23. Saturación del bombeo en 350 m de fibra SMF-LS.

En la figura 5.24, tenemos los resultados obtenidos para 550 m de fibra SMF-LS. En la figura 5.24(a) la potencia de bombeo usada fue de 20 W. Sin señal de entrada, no observamos cambios en la forma de onda de la potencia de bombeo. Sin embargo, cuando tenemos 1 mW de la señal de entrada una fuerte depleción es observada. En 25 W de potencia de bombeo la depleción es observada aun sin señal de entrada, ver figura 5.24(b). En este caso un pulso grande de Stokes en 1635 nm fue detectado, el cual causa la depleción observada. En términos convencionales esto significa que la potencia de bombeo es más alta que la potencia de umbral.

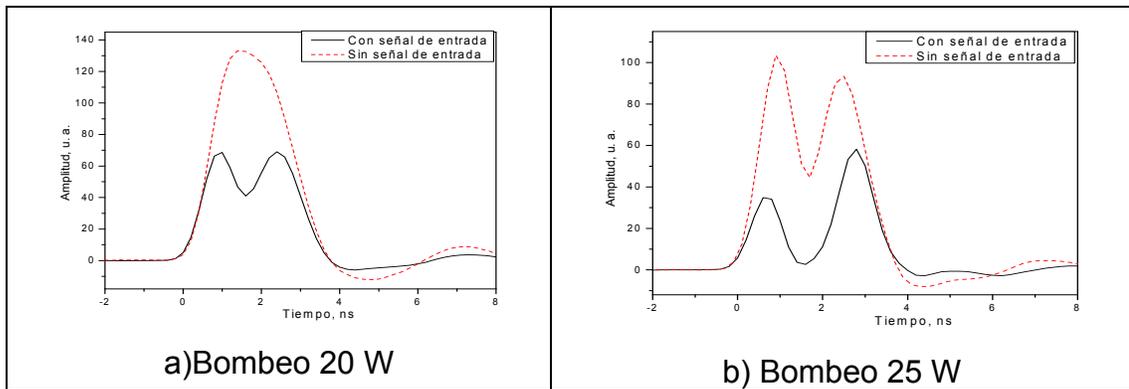


Figura 5.24. Saturación del bombeo con 550 m de fibra SMF-LS.

Se probó una fibra compuesta, la cual está formada por un tramo de fibra SMF-LS empalmada con otro tramo de SMF-28. En la figura 5.25 tenemos los resultados para 200 m de fibra SMF-28 empalmada con 350 m de fibra SMF-LS.

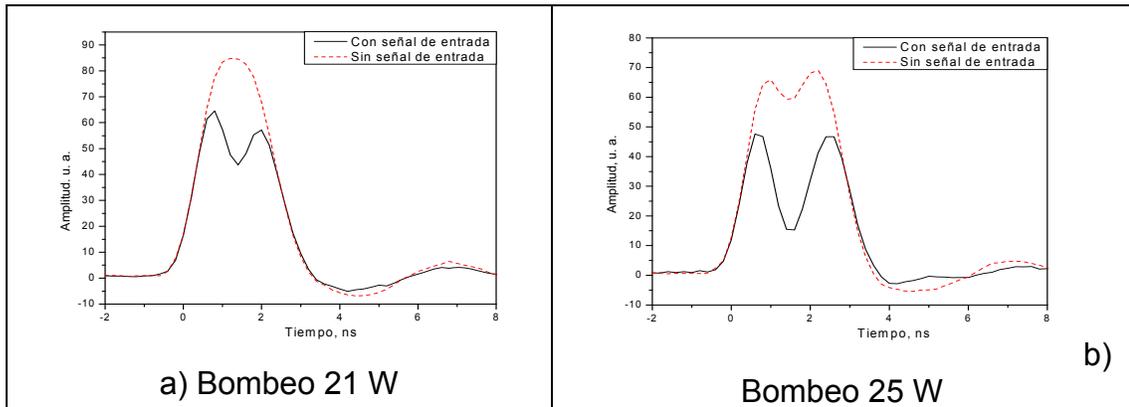


Figura 5.25. Saturación del bombeo en 350m de SMF-LS + 200m SMF-28.

Si el tramo de la fibra SMF-28 era respectivamente corto, más corto que aproximadamente 300 m, el efecto de este tramo de fibra en bajas potencias era despreciable y la depleción de la potencia de bombeo era determinada principalmente por la fibra SMF-LS. De la figura observamos que antes no hay cambios significativos en la saturación del bombeo, y por tanto la depleción es determinada por la fibra SMF-LS. En la figura 5.26

tenemos los resultados para 300 m de fibra SMF-28 + 550 m de fibra SMF-LS y en la figura 5.27 tenemos SMF-LS + 600m SMF-28.

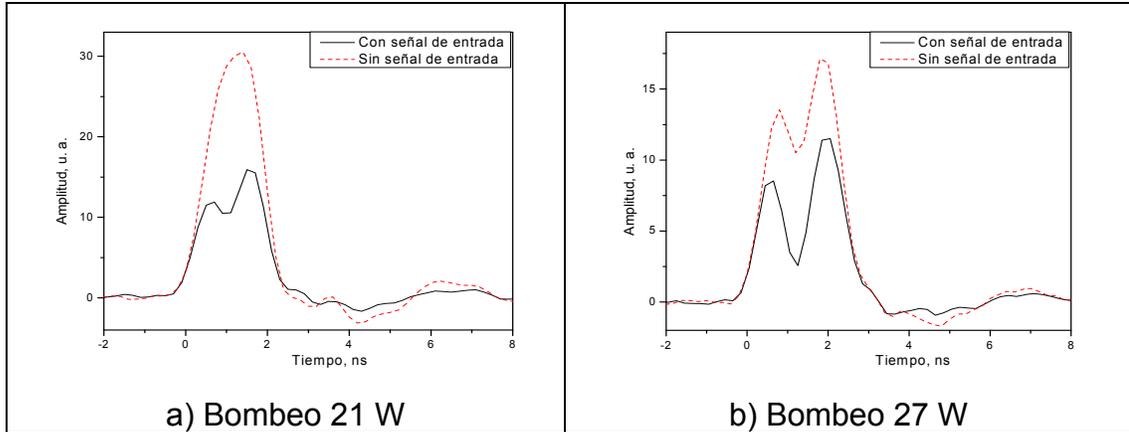


Figura 5.26. Saturación del bombeo en 350m de SMF-LS + 300m SMF-28.

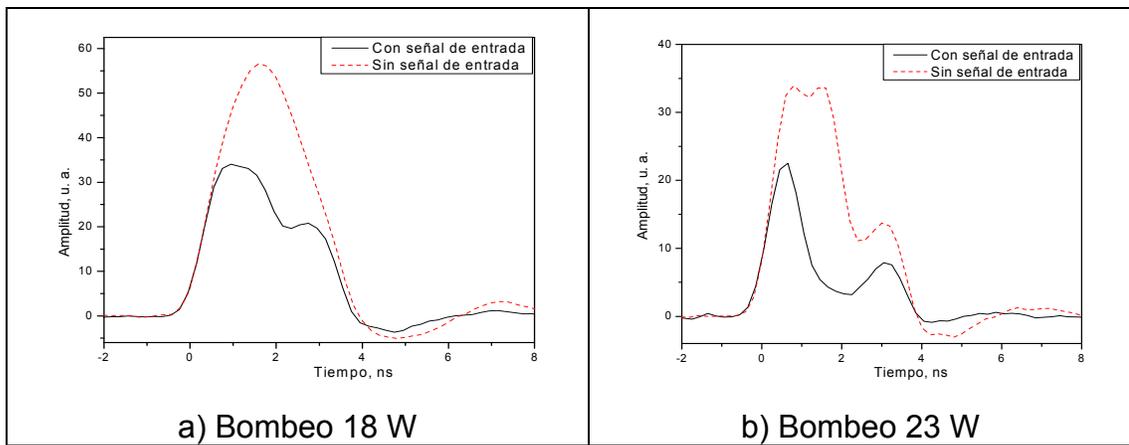


Figura 5.27. Saturación del bombeo en 550m de SMF-LS + 600m SMF-28.

De estos resultados podemos ver una mejoría en la saturación de la potencia de bombeo. Sin embargo, para 600 m de fibra SMF-28 empalmada con 550 m de fibra SMF-LS el efecto de la fibra SMF-28 fue significativo, para potencias de bombeo de 18 y 23 W, ver figura 5.27.

La figura 5.28 muestra la saturación de la potencia pico de bombeo para variedad de potencias de bombeo para dos configuraciones: 350 m de SMF-LS + 350 m de SMF-28 y 350 m de SMF-LS + 600 m SMF-28. Se

puede ver que al conectar con la fibra SMF-LS con la fibra SMF-28 puede incrementar la saturación del bombeo.

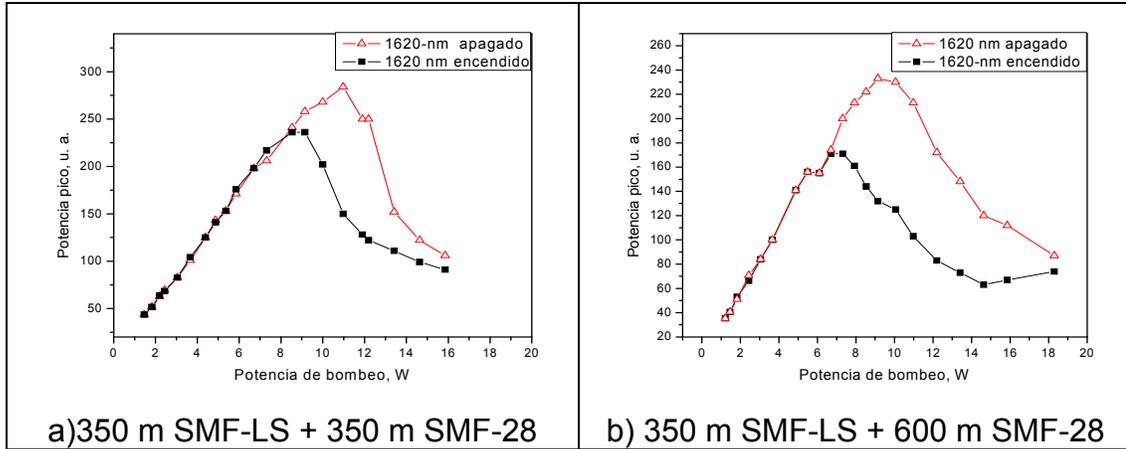


Figura 5.28. Efecto de saturación del bombeo con señal de entrada.

5.6 Investigación del circuito compuesto por dos etapas.

Finalmente probamos el arreglo con dos etapas. Para la fibra 3, usamos 4.5 Km de OFS True Wave. Las figuras muestran las formas de onda de la señal en 1620 nm en la salida de la fibra 3. Los resultados en la figura 5.29 fueron obtenidos con 350 m de SMF-LS en la primera etapa con 32 W (figura 5.29a), y 37 W (figura 5.29b) de potencia de bombeo.

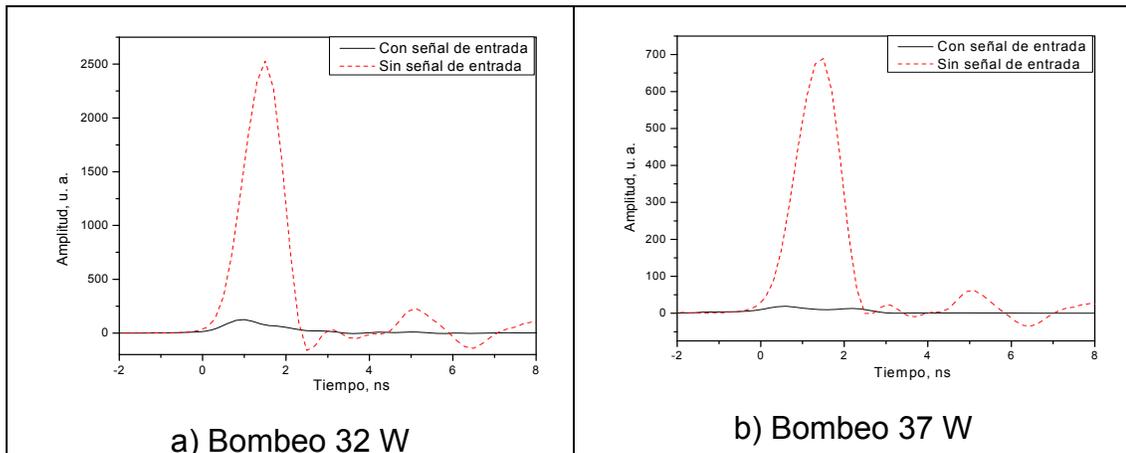


Figura 5.29. 350 m de SMF-LS.

Los resultados mostrados en la figura 5.30(a) son para el arreglo con 550 m de fibra SMF-LS en la primera etapa con 18 W de potencia de bombeo y en la figura 5.30(b) con 25 W. Los resultados de la figura 5.31(a) fueron obtenidos con 550 m de SMF-LS empalmada con 600 m de SMF-28 en la primera etapa con 18 W de potencia de bombeo y para la figura 5.31(b) la potencia de bombeo es de 20 W.

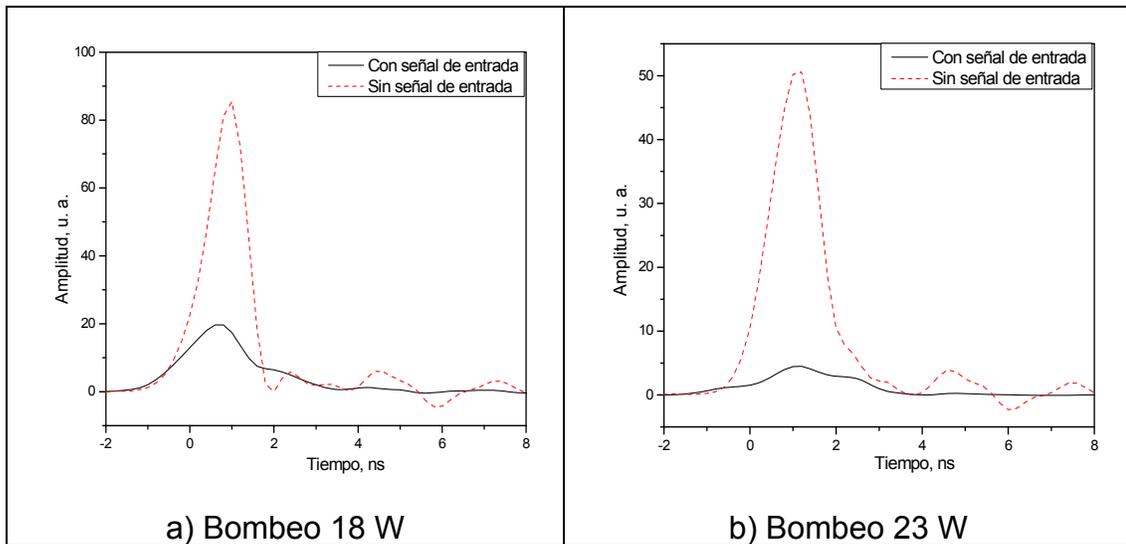


Figura 5.30. 500 m SMF-LS.

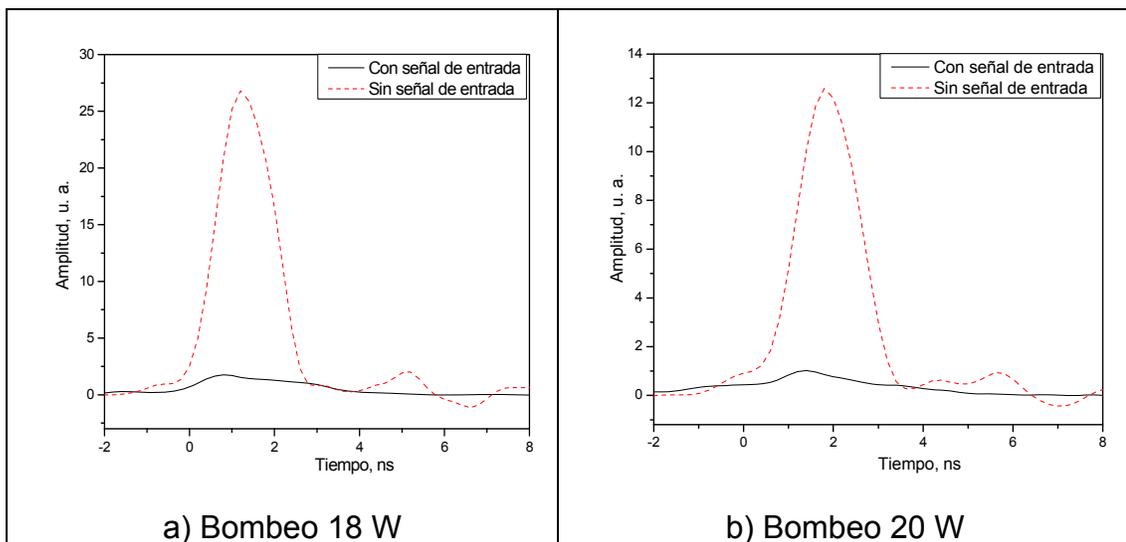


Figura 5.31. 550 m SMF-LS + 600 m SMF-28.

Finamente se midió la razón entre la energía de salida sin señal de entrada (posición “OFF”) y con la señal de entrada (posición “ON”) para diferentes potencias para el pulso de bombeo. La figura 5.32 muestra los resultados obtenidos.

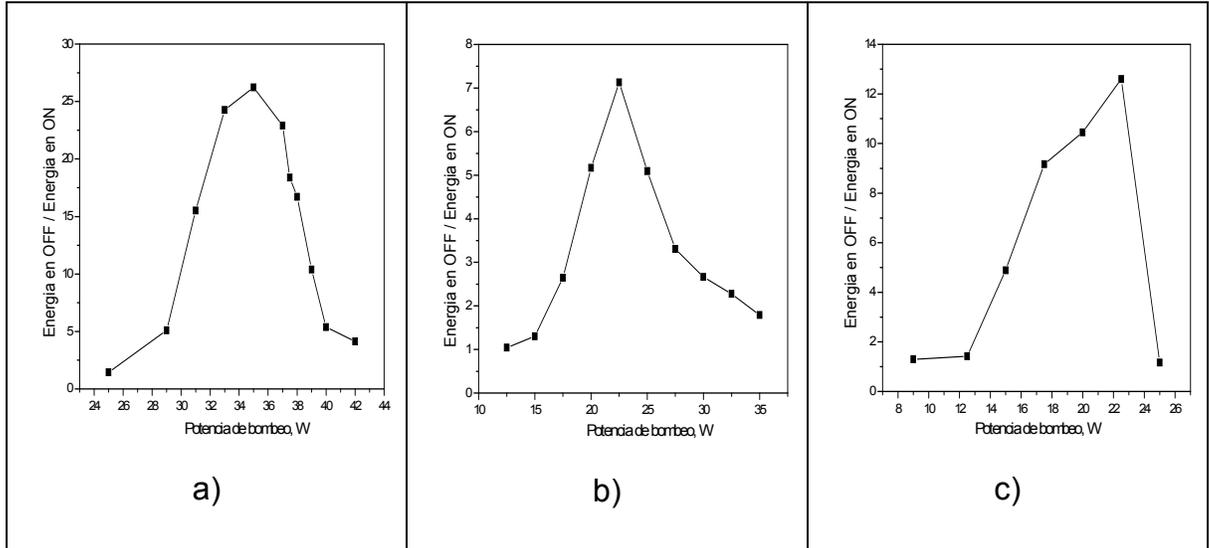


Figura 5.32 Energía de los pulsos de Stokes, a) para 350 m de SMF-LS en la primera etapa, b) 550 m SMF-LS en la primera etapa y c) para 550 m de SMF-LS + 600 m SMF-28 en la primera etapa.

De la Fig. 5.32 vemos que los mejores resultados de nuestra configuración son para la configuración con 350 m de la fibra SMF-LS en la primera etapa. Para esta configuración el contraste OFF/ON llegó hasta 27. Con 500 m de SMF-LS en la primera etapa el contraste máximo fue igual a 7 y para la configuración de 600 m de SMF-28 con 500 m de SMF-LS incremento el contraste hasta 13.

5.7 Conclusiones

Las consideraciones presentadas en las simulaciones muestran que el circuito Raman considerado permite un efectivo switch óptico, operación lógica y reducción del ruido con potencias bajas de señal (10^{-3} W). Sin embargo, hay varios efectos que afectaran la operación del circuito Raman y tendrán que ser considerados. Como hemos visto, la conexión en serie de fibras con dispersión anómala y dispersión normal permite una mejora de la operación del circuito; sin embargo, aparece el problema de rompimiento de los pulsos de bombeo en las fibras con dispersión anómala.

5.8 Referencias.

- [1]. A. Uchida, M. Takeoka, T. Nakata and F. Kannari, "Wide-Range All-Optical Wavelength Conversion Using Dual-Wavelength-Pumped Fiber Raman Converter", *Lightwave Technology*, Vol. 16(1), pp. 92–99, (1998).
- [2]. F. Ahmed, and N. Kishi, "All-Fiber Wavelength Conversion of Ultra-Fast Signal With Enhanced Extinction Ratio Using Stimulated Raman Scattering," *Optical Rev.*, 10(1), pp. 43-46, (2003).
- [3]. V. I. Belotitskii, E. A. Kuzin, M. P. Petrov, and V. V. Spirin, "Demonstration of over 100 million round trips in recirculating fiber loop with all-optical regeneration," *Electr. Lett.*, Vol. 29(1), pp. 49-50, (1993).
- [4]. M. A. Bello-Jimenez, E. A. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, and A. Flores-Rosas, "Optimization of the two-stage single-pump erbium-doped fiber amplifier with high amplification for low frequency nanoscale pulses," *Optical Engineering*, Vol. 46(12), pp.125007, (2007).

- [5]. Q. Lin, G. P. Agrawal, "Vector theory of stimulated Raman scattering and its application to fiber-based Raman amplifiers" *J. Opt. Soc. Am. B20*, pp. 1616-1631, (2003).
- [6]. S. Sergeyev, S. Popov, A. T. Friberg, " Modeling polarization-dependent gain in fiber Raman amplifiers with randomly varying birefringence," *Opt. Communs.*, Vol. 262, pp. 114-119 (2006).
- [7]. S. Torres-Peiró, A. Díez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Fundamental-mode cutoff in liquid-filled Y-shaped microstructured fibers with Ge-doped core", *Optics Letters*, Vol. 33(22), pp. 2578-2580, (2008).
- [8]. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3a ed. (Academic, San Diego, CA, 2001).
- [9]. S. M. Jensen, "The nonlinear coherent couplers," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18(10), pp. 1580–1583, (1982).
- [10]. A. E. El-Taher, J. D. Ania-Castañón, V. Karalekas and P. Harper, "High efficiency supercontinuum generation using ultra-long Raman fiber cavities," *Opt. Exp.*, Vol. 17(20), pp. 17909-17915, (2009).

Capítulo 6.

Conclusiones generales.

Las siguientes investigaciones se llevaron a cabo en el trabajo presentado:

1. El desarrollo y investigación experimental de un filtro térmicamente sintonizable basado en un interferómetro de Sagnac con fibra de Hi-Bi en el lazo. El filtro demostró buena estabilidad y una capacidad sencilla del ajuste de las características. Sus propiedades permiten usarlo en varios dispositivos de fibra óptica. En particular usamos el filtro para suprimir la mayor contribución de ruido de ASE en un amplificador de fibra dopada con Erblio.

2. El desarrollo y investigación de un filtro sintonizable con rejilla de Bragg de fibra óptica. La sintonización del filtro se basa en la compresión axial de una FBG la cual es logrado con la ayuda de dos guías Ferrules especiales para fibra óptica. La sintonización lograda es de 8.3 nm. Una aplicación práctica para este filtro fue el desarrollo de un EDFA para amplificar pulsos de diodo laser hasta potencias altas requeridas en investigaciones de fenómenos no lineales.

3. Se implemento un EDFA con configuración original de dos estados usando un interferómetro de Sagnac y la rejilla de Bragg sintonizable como filtros espectrales para mejorar el funcionamiento del amplificador. Solo una potencia de bombeo es usada para alimentar ambos estados y con una configuración simple obtuvimos 50 dB de amplificación con solo 73 mW de potencia de bombeo. El amplificador es muy útil en la investigación de fenómenos no lineales en fibras ópticas.

4. Investigamos experimentalmente y teóricamente un switch óptico basado en la SRS y demostramos su viabilidad. El mejor contraste, (la razón

de energías de señal en la salida cuando la señal en la entrada esta prendida o apagada) fue de 15 dB en potencia pico de bombeo de 6 W y potencia de señal de entrada de solo 1 mW.

5. Puesto que existe una gran diferencia entre las longitudes de onda de bombeo y señal el walk-off entre bombeo y Stokes es inevitable. Investigamos la posibilidad de evitar la degradación de la operación del circuito por el efecto walk-off conectando fibras con dispersión normal y anómala. Encontramos que en fibras con GVD anómala el efecto de la MI y el rompimiento del pulso aparecen en potencias más bajas que las requeridas para una fuerte amplificación Raman. Proponemos utilizar el filtro espectral de ancho de banda grande entre estados de circuito Raman para disminuir los problemas de rompimiento de los pulsos.