



INAOE

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica.

“INVESTIGACIÓN EXPERIMENTAL DE LA DISPERSIÓN RAMAN Y GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO EN FIBRAS ÓPTICAS UTILIZANDO PULSOS DE UN DIODO LASER DFB”

Por

M. C. JAIME GUTIÉRREZ GUTIÉRREZ

**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.**

Directores de Tesis:

Dr. Evgeny A. Kuzin

Investigador Titular del INAOE

Dr. Roberto Rojas Laguna

Investigador Titular FIMEE

Tonantzintla, Puebla, Junio 2007.

© INAOE 2007

Derechos Reservados

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



RESUMEN

Presentamos la investigación experimental del efecto Raman y la generación de supercontinuo en fibras ópticas estándar. La forma del pulso del diodo láser modulado directamente y la técnica utilizada nos permitió estudiar ambos efectos en fibras con diferentes longitudes.

Al estudiar la propagación del pulso en la fibra se observó el efecto Raman acompañado de un espectro continuo. Para poder explicar y comprender estos resultados en la generación del espectro continuo se hicieron mediciones para determinar que efectos no lineales están involucrados.

Se observó la existencia de la inestabilidad modulacional y como influye para la generación de un espectro ancho del pulso por medio del efecto de auto-desplazamiento en frecuencia. El efecto Raman contribuye amplificando al pulso conforme se desplaza obteniendo un espectro más plano.

SUMMARY

We presented the experimental investigation of the conventional Raman Effect and the process of supercontinuum generation in standard dispersion optical fibers. Our experimental technique allows us to study both effects in fibers with different lengths due to the peculiarity of the pulse delivered by the directly modulated laser diode (presence of quasi stationary and transitorial component on its shape).

It was observed that during the pulse propagation through the fiber the Raman Effect is accompanied by the widening of the spectrum. The contribution of the different nonlinear effect on the generation of the supercontinuum was investigated experimentally.

Additionally the modulational instability was observed and its influence on the generation of a broadband widening of the pulse by means of the effect of self frequency shift. The Raman Effect contributes amplifying a pulse while its spectrum is flattened.

ÍNDICE

AGRADECIMIENTOS	<i>i</i>
DEDICATORIAS	<i>ii</i>

CAPÍTULO 1

Introducción General

1.1 Introducción	1
1.2 Antecedentes	3
1.4 Objetivo de la Tesis	10
1.5 Organización de la Tesis	10
1.6 Conclusiones	12

CAPÍTULO 2

Propagación no lineal de los pulsos en las fibras ópticas

2.1 Introducción	13
2.2 No linealidades en las fibras	14
2.3 Ecuación no lineal de Schrödinger.....	16
2.4 Propagación de un pulso en régimen lineal.....	23
2.5 Auto-Modulación de Fase (SPM).....	27
2.6 Solitones ópticos en fibras	30
2.7 Inestabilidad Modulacional MI.....	34
2.7.1 Análisis de la inestabilidad modulacional.....	35
2.8 Intra-pulse Raman scattering.....	40
2.9 Mezcla de Cuatro Ondas (FWM)	41

2.10 Efecto Raman	43
2.10.1 Dispersión Estimulada Raman.....	45
2.10.2 Amplificadores Raman.....	51
2.11 Generación de Supercontinuo	53
2.11.1 Mecanismos para la Generación de Supercontinuo	53
2.12 Conclusiones	56

CAPÍTULO 3

Investigación Experimental del Efecto Raman en Fibras Ópticas Estándar

3.1 Introducción	57
3.2 Arreglo Experimental	58
3.3 Investigación experimental de los espectros de salida de las fibras.	61
3.4 Dependencia del espectro del pico transitorio de longitud de onda para pulsos de 3 ns de longitud.	74
3.5 Comparación de los espectros generados con los pulsos de 3 ns y 30 ns.	76
3.6 Conclusiones	85

CAPÍTULO 4

Investigación experimental de la Generación de espectro de Banda Ancha o Supercontinuo

4.1 Introducción	87
4.2 Metodología	88
4.3 Inicio del proceso de la generación de supercontinuo	92
4.4 Generación de supercontinuo	100
4.5 Conclusiones	105

CAPÍTULO 5

Corrección de los Pulsos Generados por Láseres Semi-conductores con Modulación Directa

5.1 Introducción	107
5.2 Resultados experimentales.....	110
5.3 Conclusiones	114

CAPÍTULO 6

Conclusiones generales.....	116
------------------------------------	------------

APÉNDICE A

Metodología y Calibración de Equipo.....

A.1 Introducción.....	118
A.2 Características del esquema del amplificador de fibra dopada con erbio	119
A.3 Características del monocromador utilizado.....	121
A.4 Características del fotodetector utilizado.....	122
A.5 Características del diodo láser utilizado	126
A.6 Conclusiones	128

APÉNDICE B.....

Artículos Publicados	129
-----------------------------------	------------

Participación en Congresos.....	129
--	------------

REFERENCIAS.....	131
-------------------------	------------

AGRADECIMIENTOS

Esta investigación se llevó a cabo gracias a la colaboración del INAOE y de mis asesores, a quien quiero expresar mis agradecimientos:

*Primeramente, al **Dr. Evgeny A. Kuzin** por dedicarme parte de su tiempo para mi formación académica, los consejos y sugerencias para la culminación de este trabajo. Al **Dr. Roberto Rojas Laguna** por sus comentarios, sugerencias y especialmente por su paciencia para poder compartir y transmitir sus conocimientos en la realización de este trabajo.*

*Así también a mis sinodales, **Dra. Svetlana Mansurova**, **Dr. Baldemar Ibarra Escamilla**, **Dr. Olivier Pottiez**, **Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala** y al **Dr. Sergio Mendoza Vázquez**, por sus comentarios y aportaciones que hicieron para mejorar este trabajo.*

*Al **Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE)** por permitirme realizar los estudios de Doctorado.*

*Al **Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT)**, por darme el apoyo económico a través de la beca con número de registro 166282, que me permitió continuar mis estudios para realizar mi Doctorado.*

*A mis amigos, **Rubén Grajales**, **Mario Espinoza**, **Placido Zaca**, **Javier Zapata**, **Juan Oidor**, **Hugo Sánchez**, **Maria Luisa**, **Sergio Mendoza**, **Juan Hernández**[†], **Francisco Méndez** por sus ayuda y comentarios que recibí de todos ellos.*

DEDICATORIAS

*Esta tesis se la dedico a mis padres **Salomón Gutiérrez Ovando** y **Bertha Gutiérrez Mendoza**, gracias por apoyarme siempre.*

*A mis hermanos **Jorge, Javier, Oscar, Armando** †, **Alberto, Norma** †, **Amparo, Clara Luz, Consuelo, Sara**, por apoyarme y por todos sus consejos.*

*En especial a mi esposa **Yolanda** por recorrer este largo camino, por la confianza y estar siempre conmigo en todo momento, a mis hijas **Nancy Berenice** y **Diana Melissa** por llenar de alegría mi vida.*

*A mis sobrinos **Karina** y **Miguel** por hacerme la grata compañía y apoyarme en todo momento.*

A todos aquellos que han estado conmigo siempre en todo momento y apoyándome siempre para seguir adelante.

Capítulo 1

Introducción General

En éste capítulo se presentan los antecedentes de la dispersión Raman en fibras ópticas para onda continua y casi-continua, se discute el uso de pulsos de bombeo de femtosegundos y de nanosegundos para generar varios fenómenos no lineales como la inestabilidad modulacional (Modulational Instability, MI), auto-desplazamiento en frecuencia (Self-Frequency Shift, SFS), mezcla de cuatro ondas (Four Wave Mixing, FWM), y dispersión Raman estimulada (Stimulated Raman Scattering, SRS). Un ensanchamiento espectral llamado supercontinuo, se da cuando se involucran en conjunto algunos de estos fenómenos no lineales.

1.1 Introducción

Una característica 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 ($50-80\mu m^2$) y longitudes grandes. Esto puede ser una seria desventaja en comunicaciones ópticas, especialmente en los 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 [1,2].

Con 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 las fibras ópticas. Sin embargo, las no linealidades ópticas pueden llegar a ser de interés para varias aplicaciones, empezando con amplificadores de fibras, conversión de longitud de onda, multiplexado y demultiplexado, generación de pulsos y conmutación óptica.

Las no linealidades pueden dividirse en dos tipos:

- Las no linealidades que surgen de la dispersión, dispersión estimulada Raman (Stimulated Raman Scattering, SRS) y dispersión estimulada Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering, SBS).
- Las no linealidades que surgen de los cambios inducidos en el índice de refracción, entre ellos se tienen la auto modulación de fase (Self Phase Modulation, SPM), la mezcla de cuatro ondas (Four Wave Mixing, FWM), la modulación de fase cruzada (Cross Phase Modulation, XPM) y la generación de nuevas frecuencias como la inestabilidad modulacional (Modulational Instability, MI) y el “Intra-pulse Raman Scattering” (IRS).

Para ambos tipos de no linealidades, la respuesta óptica del material es modificada por un campo óptico intenso. La propagación de pulsos ópticos cortos de potencias altas puede incitar a la generación de supercontinuo, que es la formación de un espectro ancho continuo. La generación de supercontinuo no es debida solo a un fenómeno específico, si no que incluye más de un fenómeno no lineal, como son: la MI, el auto-desplazamiento en frecuencia (Self-Frequency Shift, SFS), la SPM, FWM y SRS.

1.2 Antecedentes

La dispersión Raman es una propiedad intrínseca del vidrio de silicio y es debido al efecto Raman. Este efecto se refiere a la interacción de las ondas ópticas con las vibraciones moleculares del material. Si el fotón incidente se dispersa al chocar con las moléculas y experimenta una reducción de su frecuencia óptica, el fotón dispersado con esta frecuencia produce la dispersión Raman Stokes. Si la frecuencia del fotón dispersado es mayor que la frecuencia del fotón incidente, se produce la dispersión Raman anti-Stokes. La dispersión Raman puede también ser estimulada por una señal de luz a una frecuencia apropiada desplazada del bombeo (a la frecuencia de Stokes), este fenómeno se conoce como la dispersión estimulada Raman. En este proceso, los haces de bombeo y señal son inyectados dentro de la fibra a través de un acoplador selectivo de longitud de onda. La energía es transferida del haz de bombeo al haz de la señal a través de SRS (el haz de señal debe coincidir con la onda Stokes generado por el bombeo), generando una amplificación de la señal de entrada [3].

La dispersión estimulada Raman fue observada en fibras ópticas por primera vez en 1970 [4]. Una fibra con núcleo-líquido fue usada en este experimento. Las fibras de núcleo-líquido son del mismo interés (que las fibras de sílice) porque algunos líquidos tienen un alto valor de dispersión Raman. Sin embargo, ya no son compatibles con las fibras ópticas actuales. La primera observación de la dispersión estimulada Raman en una fibra óptica de vidrio se reportó en 1972, usando una fibra monomodo (single-mode fiber, SMF) [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 a 13.2 THz, que corresponde a 100 nm de

ancho de banda [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. Una de las principales desventajas en ese tiempo fue un bajo valor para la dispersión Raman en las fibras de vidrio comparado con algunos cristales y líquidos. Este trabajo fue pionero, dado que provocó un gran interés en el estudio de la dispersión Raman en varios tipos de vidrios. La idea era encontrar vidrios con alto valor de ganancia Raman. Durante los 70's y 80's fueron estudiados varios tipos de vidrios, componentes de vidrios sencillos, vidrios de sílice y vidrios dopados con metales pesados [7-10]. Se encontró que algunos vidrios poseen un alto valor de dispersión Raman, pero fue extremadamente difícil fabricar fibras con pérdidas bajas.

El próximo paso importante para el desarrollo de fibras con dispersión Raman eficientes fue conectado con una aplicación exitosa de fibras dopadas con germanio para onda continua (CW, Continuous Wave) en láseres de fibra en cascada y amplificadores ópticos [11]. Estos trabajos abrieron la puerta para la creación de láseres eficientes de bombeo de alta potencia y amplificadores de fibra Raman. En ambos dispositivos ópticos, la fibra óptica en sí, es utilizada como medio de ganancia. A través de la SRS, la potencia es transferida de longitudes de onda más cortas a más largas (efecto Raman) sobre una longitud de ganancia Raman $L_G = (g_R P / A_{eff})^{-1}$, donde g_R es la ganancia Raman, P es la potencia óptica, A_{eff} es el área efectiva. Después de esta longitud L_G , el bombeo ha transferido más de su potencia a la señal, que entonces progresivamente se atenúa por si sola a lo largo del resto de la fibra. De hecho, la SRS proporciona ganancia a longitudes de onda que son desplazadas 110 nm con un bombeo de 1550 nm y de 75 nm con un bombeo de 1300 nm en fibras de silicio.

La dispersión Raman y las aplicaciones anteriores han sido bajo las condiciones de haces de onda continua o casi-continua (quasi-Continuous Wave, quasi-CW). Sin embargo, hay un interés creciente en la SRS cuando se usan pulsos cortos de bombeo.

Cuando se usan pulsos cortos, dos efectos deben ser considerados. El primero es el efecto de *Walk-off* entre los pulsos de bombeo y de 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 ultra-cortos 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 (efectos no lineales de alto orden) [12,13]. El más importante de estos efectos es el *IRS*, 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 [14]. 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 auto-desplazamiento en frecuencia (self-frequency shift, SFS) [15,16]. Este efecto puede ser usado para la generación de solitones [17]. El proceso SFS se genera de la combinación de los efectos SRS y MI [18,19].

En el régimen de dispersión normal, el efecto de la FWM que aumenta la ganancia Raman bajo condiciones de amarre de fase [20]. Con pulsos del orden de picosegundos de duración y con potencias altas, estos dos

fenómenos no lineales son también responsables en la generación del ensanchamiento espectral continuo o comúnmente llamado supercontinuo.

La generación de supercontinuo (super-continuum, SC), es la formación de un espectro continuo por la propagación de pulsos con alta potencia a través de un medio no lineal. Fue observada por primera vez en 1970 [21,22], utilizando pulsos de picosegundos a potencias altas en una muestra de vidrio, se obtuvo un espectro continuo con un ancho de 200 THz. Los factores determinantes de la generación de SC son la dispersión de la fibra relacionada a la longitud de onda de bombeo, la duración del pulso y la potencia pico. La dispersión, especialmente el signo de la dispersión, es determinante para el tipo de efectos no lineales participantes en la formación de SC.

Cuando se bombea con pulsos de femtosegundos en el régimen de dispersión normal, la SPM domina junto con la dispersión Raman. En 1976 fue demostrado que los efectos responsables de la generación de SC son la SRS y la SPM [23]. Dos años más tarde, los mismos autores experimentan con la SPM usando 116 m de fibra de silicio, el efecto no lineal fue excitado por un láser de Argon [24]. Fueron capaces de demostrar numéricamente que el ensanchamiento espectral observado puede ser directamente relacionado con el efecto SPM. En 1980 la relación entre la generación de SC y la SRS, fue teóricamente investigada y verificada [25]. Con la invención de las fibras de cristal fotónico, se logra obtener en la actualidad la generación de SC con una banda muy ancha, utilizando pulsos con duraciones del orden de 10-100 femtosegundos y una potencia pico de 10 kW de un láser de Ti:zafiro [26,27]. Primeramente, en los experimentos en fibras ópticas para la generación de SC, la SPM juega un papel importante, permitiendo obtener un espectro plano con buenos parámetros de ruido, en

el régimen de dispersión normal. Estas investigaciones utilizaron fibras de cristal fotónico (photonic crystal fibers, PCF). Bajo la condición de pulsos de femtosegundos y en régimen de dispersión normal, la generación del SC se debe a que el espectro del pulso de bombeo es ensanchado hacia el punto de cero de dispersión debido a la SPM y la SRS [28]. También la contribución de los procesos paramétricos y de la dispersión Raman en la generación del SC fue observada en este régimen, usando pulsos de 100 femtosegundos con una razón de repetición de 80 MHz a una potencia promedio de 1.7 W, obteniendo un ensanchamiento de 1000 nm [29].

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 continua en un tren de pulsos temporales muy angostos [30]. Esto ocurre cuando el haz de onda continua está sujeto a pequeñas perturbaciones periódicas con frecuencia Ω y vector de onda K . La ecuación no lineal de Schrödinger contiene un término de SPM, y se obtienen las frecuencias de perturbación $\Omega < \Omega_c$ con Ω_c dada por [3],

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}, \quad (1.1)$$

donde β_2 es la dispersión de velocidad de grupo (Group Velocity Dispersion, GVD). La perturbación introduce una modulación del desplazamiento de fase no lineal (debido a la SPM) y un *chirp* periódico en el haz de CW. Bajo la influencia de la GVD, este *chirp* periódico lleva a un rompimiento del haz de CW en un tren de pulsos ultracortos con una razón de repetición igual a Ω . La máxima ganancia de la MI ocurre para $\Omega_{\max} = \Omega_c / \sqrt{2}$. Sin embargo, el tipo de dispersión puede influir en el espectro de ganancia de la MI [31]. En [32], la MI se presenta espectralmente con un máximo a una longitud de onda central (bombeo) y dos lóbulos laterales a aproximadamente $\pm 2nm$. En esta referencia se utilizó una potencia pico de 7.1 W con pulsos de 100 ps en el

régimen de dispersión anómala. 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 MI es la base fundamental para incitar a un ensanchamiento espectral del pulso debido al fenómeno no lineal del SFS.

Se han reportado resultados experimentales con fibras ópticas estándar mostrando que un SC puede ser producido usando pulsos de bombeo de picosegundos o incluso de nanosegundos, así que los láseres de femtosegundos en principio no son necesarios para la generación del espectro de banda ancha [33,34].

Para pulsos de bombeo del orden de picosegundos, dos procesos no lineales se involucran junto con la dispersión Raman. El primer efecto no lineal es la MI para el régimen de GVD anómala, el segundo efecto es la FWM para el régimen de GVD normal. Sin embargo, la relación entre la FWM y la MI fue reconocida en los 1980's [32,35]. Estos procesos no lineales tales como FWM, MI y SRS también contribuyen al ensanchamiento espectral. Por lo tanto, se demostró la generación de SC usando pulsos de picosegundos [36-39], de nanosegundos [40] e incluso onda continua (CW) [41-44]. La generación de supercontinuo puede ser explicada como la combinación de los efectos como la SRS, la MI y la FWM. En este caso la SPM no afecta debido al ancho del pulso utilizado. El ensanchamiento espectral ocurre como resultado de la SRS que genera una serie de líneas espectrales, cada una de estas una vez emergida puede actuar como fuente de bombeo para los procesos paramétricos (FWM) [27, 40, 45]. Cuando la energía es transferida a la región de dispersión anómala, la MI y la SFS vienen a contribuir al ensanchamiento espectral [40]. El SC ha sido producido con

anchos de pulsos en el rango de 10 femtosegundos a 10 nanosegundos y hasta con CW con longitudes de onda de bombeo de 532 nm a 1500 nm [46].

Este fenómeno ha tenido buena aceptación por las aplicaciones potenciales de la luz del supercontinuo, como en comunicaciones ópticas [47], en espectroscopia [48,49], fuente óptica de multiplexado de longitudes de onda [50]. En la figura 1.1 se muestra el espectro típico de la generación del supercontinuo obtenido en una fibra óptica, con una potencia promedio de bombeo de 10.5 mW a una longitud de onda de 532 nm. El espectro va de 600 nm a 1750 nm y el corte brusco que aparece alrededor de 1750 nm en la Figura 1 es debido al ancho de banda limitado del equipo de medición.

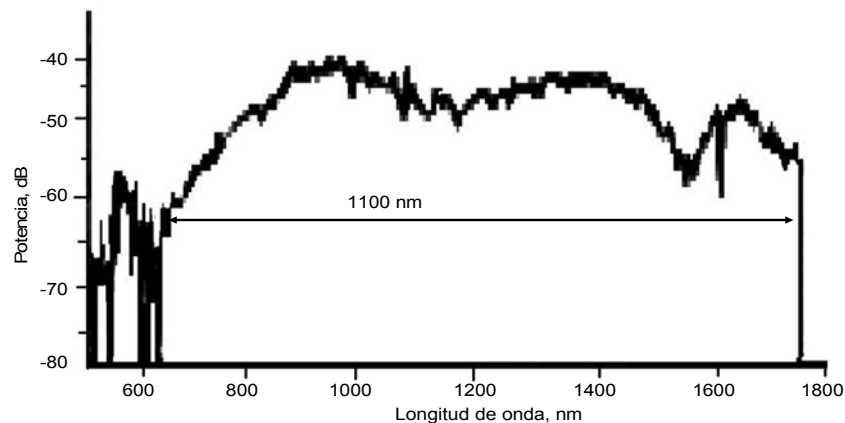


Figura 1. Espectro de salida de la generación del SC a con una longitud de onda de bombeo a 532 nm [51].

Hoy en día la SRS se sigue utilizando para los sistemas de comunicaciones, especialmente para el diseño de amplificadores Raman, debido a la alta demanda de ancho de banda del Internet. El uso comercial de amplificadores Raman es posible ya que existen en la actualidad diodos láseres de alta potencia para el bombeo.

En resumen, se puede decir que la generación de SC, es un tema de reciente investigación en fibras ópticas, pero ya se le ha encontrado muchas aplicaciones.

1.3 Motivación de la Tesis

La generación de supercontinuo ha sido investigado en fibras fotónicas utilizando láseres con pulsos ultracortos en el orden de femtosegundos y picosegundos con altas potencia que van desde 1 KW a 100 KW, incluso con onda continua. Nosotros utilizamos fibras estándar y pulsos de un diodo láser amplificado por un amplificador de fibra dopada con Erbio.

1.4 Objetivo de la Tesis

Obtención experimental de la dispersión Raman y generación de supercontinuo en fibras ópticas monomodo de dispersión estándar (SMF-28), utilizando pulsos de bombeo de duración del orden de nanosegundos proporcionados por un diodo láser de retroalimentación distribuida (Distributed Feedback, DFB), modulado directamente. La generación de supercontinuo encierra un conjunto de fenómenos no lineales, entre ellos la inestabilidad modulacional, el auto-desplazamiento en frecuencia y la dispersión Raman estimulada, los cuales son también aquí estudiados.

1.5 Organización de la Tesis

En el capítulo I, se hace una introducción general de los efectos no lineales que se presentan en las fibras ópticas. Se presenta una reseña de las investigaciones, primeramente de la dispersión Raman, y después de los

fenómenos no lineales que se involucran para la generación de supercontinuo en las fibras ópticas.

El capítulo II expone la teoría de los efectos no lineales involucrados para la generación de supercontinuo y la dispersión Raman, estos están representados por la ecuación no lineal de Schrödinger, y dependen del signo de la dispersión de velocidad de grupo.

En el capítulo III se muestra el esquema experimental y la metodología desarrollada.

En el capítulo IV, se presentan los resultados experimentales de la dispersión Raman medida para fibras monomodo SMF-28 de 0.6 km. 4.5 km y 10 km de longitud.

En el capítulo V, se muestran los resultados obtenidos para la generación de banda ancha o generación de supercontinuo. Se comprueba experimentalmente el efecto de inestabilidad modulacional en fibras cortas, de 210 m y 600 m, que sirve como base para el auto-desplazamiento en frecuencia del pulso de bombeo.

El capítulo VI muestra dos aplicaciones de los efectos no lineales, la corrección de forma de un pulso generado por un diodo láser modulado directamente y la utilización de la fibra como medio de amplificación para el diseño de un amplificador óptico.

En el capítulo VII, se hace una conclusión general del trabajo aquí presentado.

1.6 Conclusiones

En este capítulo se hizo una breve descripción de los fenómenos no lineales que interactúan para la generación de supercontinuo en las fibras ópticas. Los tipos de fenómenos no lineales que actúan en conjunto dependen del signo de la dispersión de velocidad de grupo y la duración del pulso de bombeo. Hoy en día, la generación de supercontinuo es investigada por las múltiples aplicaciones que se le pueden dar. Ésta tesis se pretende estudiar experimentalmente el ensanchamiento espectral en fibras ópticas de dispersión estándar, usando una fuente pulsada. En el siguiente capítulo se hace una descripción más detallada de cada fenómeno no lineal que interviene para la generación de supercontinuo.

Capítulo 2

Propagación no lineal de los pulsos en las fibras ópticas

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 la generación de supercontinuo.

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 de 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 [52].

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 [3].

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 [53,54]:

- ❖ La primera categoría abarca los efectos debidos al fenómeno de dispersión (scattering) e incluye la SRS, SBS. Son procesos no lineales en donde una parte de la energía propagada a una frecuencia dada es convertida en una o varias frecuencias mas bajas llamadas ondas Stokes, a través de la interacción con modos vibracionales de los materiales.
- ❖ La segunda categoría contiene los efectos que son relacionados con el efecto Kerr, que es la dependencia del índice de refracción de la fibra con la intensidad. Los principales efectos en esta categoría son la SPM, XPM, FWM. Esta categoría también contiene efectos llamados MI y la SFS.

En este capítulo describiremos algunos parámetros importantes a considerar para que los efectos no lineales se lleven a cabo, en este caso, en las fibras ópticas.

2.2 No linealidades en las fibras

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 aplicado \mathbf{E} [52]:

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

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 [3]:

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

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 (molécula simétrica), $\chi^{(2)}$ se cancela. 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, de la mezcla de cuatro ondas, que son efectos no lineales comúnmente estudiados en fibras [54]. Estos efectos no lineales en fibras ópticas se originan de 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:

$$n = n_L + n_2 |E|^2, \quad (2.2)$$

donde n_L es la parte lineal del índice de refracción, $|E|^2$ es la intensidad óptica dentro de la fibra y n_2 esta dado por [55]:

$$n_2 = \frac{3}{8n_L} \text{Re}(\chi^3), \quad (2.3)$$

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

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 nanosegundos a 10 femtosegundos, 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 varios componentes de frecuencias y cada componente de frecuencia viaja a diferentes velocidades de grupo. La dispersión causa el ensanchamiento temporal del pulso conforme se propaga en un medio. La dispersión es acompañada por un *chirp*, que es la variación de la frecuencia instantánea dentro del pulso [54].

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:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (2.4)$$

donde 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 de la 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:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}. \quad (2.5)$$

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

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.]. \quad (2.6)$$

Donde \hat{x} es el vector unitario de polarización y $E(\mathbf{r}, t)$ es la función de variación lenta. Los componentes de polarización \mathbf{P}_L y \mathbf{P}_{NL} también pueden ser expresado de la misma manera,

$$\mathbf{P}_L = \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.], \quad (2.7)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.]. \quad (2.8)$$

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

Como se mencionó anteriormente, para la 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

χ^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.

Es necesario hacer suposiciones para resolver la ecuación (2.5). Primero, P_{NL} es tratado como una pequeña perturbación a P_L . Esto se justifica porque en la práctica el cambio no lineal en el índice de refracción es $< 10^{-6}$. Segundo, se supone que el campo óptico mantiene su polarización a lo largo de la longitud de la fibra, tanto que la aproximación escalar es válida. Tercero, se supone que el campo óptico es casi-monocromático, es decir, su espectro centrado a ω_0 tiene un ancho espectral $\Delta\omega$ tal que $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$. Puesto que $\omega_0 \approx 10^{15} s^{-1}$, esta suposición es válida para pulsos tan cortos como de 0.1 ps.

Usando (2.6) y (2.2) puede definirse el campo eléctrico $E(\mathbf{r}, t)$ como;

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [F(x, y) A(z, t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)] + c.c.], \quad (2.9)$$

donde $A(z, t)$ es la envolvente del pulso de variación lenta. Entonces, sustituyendo las ecuaciones (2.6)-(2.9) en (2.5) y esto nos lleva a,

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \tilde{A}. \quad (2.10)$$

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

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy}, \quad (2.11)$$

donde $F(x, y)$ es la distribución modal campo, $k_0 = \omega/c$ y Δn es 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 (2.5), se introduce la constante de propagación $\beta(\omega)$ expandida en una serie de Taylor sobre la frecuencia portadora ω_0 , es dada por:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots, \quad (2.12)$$

donde β_0 es la constante lineal no dispersiva, β_1 es la dispersión lineal, β_2 es la dispersión no lineal, β_3 es la dispersión no lineal de alto orden.

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (2.13)$$

Para pulsos mayores de 5 ps, en la serie el término cúbico y de alto orden es despreciado. Sustituyendo las ecuaciones (2.11) y (2.12) en (2.10) se obtiene;

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (2.14)$$

La ecuación (2.14) describe la propagación para el caso de pulsos ópticos del orden de picosegundos y nanosegundos en las fibras ópticas monomodo, es la ecuación no lineal de Schrödinger dada por [3]. Donde $A(z, t)$ es la envolvente del campo eléctrico, el parámetro no lineal γ es definido por,

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}, \quad (2.15)$$

$|A|^2$ representa la potencia óptica, 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. Típicamente el A_{eff} puede variar de 20 a 100 μm^2 a una longitud de onda de 1.5 μm dependiendo del diseño de la fibra. El parámetro γ toma valores en el rango 1-10 $W^{-1}km^{-1}$ si $n_2 \approx 2.6 \times 10^{-20} m^2/W$. Las no linealidades dependen fuertemente de la densidad de potencia dentro de la fibra, así un incremento en el área efectiva resulta en un decremento en las no linealidades en la fibra.

La ecuación (2.14) incluye los efectos de las pérdidas a través de α , de la dispersión cromática a través de β_1 y 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 de dispersión de velocidad de grupo (group velocity dispersion, GVD). Para longitudes de onda tales que $\lambda < \lambda_D$ (λ_D es la longitud de onda donde la fibra presenta el cero de dispersión, por ejemplo $\lambda_D = 1310 nm$ para la fibra SMF-28), la fibra experimenta dispersión normal ($\beta_2 > 0$). En el régimen de dispersión normal, los componentes de frecuencias altas (azul) de un pulso óptico viajan más lento que los 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 retardo 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

$$D = -\left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right)\beta_2, \quad (2.16)$$

donde D es parámetro de dispersión y está expresado en unidades de $ps/(km - nm)$ y λ es 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 (2.16) 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 (2.14), es necesario hacer una transformación en un tiempo T [3], tal que:

$$T = t - z/v_g = t - \beta_1 z; \quad (2.17)$$

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

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2} A + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A. \quad (2.18)$$

La ecuación (2.18) 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 MI.

Los tres términos del lado derecho de la ecuación (2.18) gobiernan respectivamente los efectos de: pérdidas, dispersión y no linealidades de la propagación del pulso óptico dentro de la fibra. Dependiendo del ancho inicial de 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 necesario introducir una amplitud normalizada, U , definida como;

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z/2) U(z, \tau), \quad (2.19)$$

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

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0}. \quad (2.20)$$

Usando las ecuaciones (2.19) y (2.20), se obtiene que

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2T_0^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \gamma P_0 \exp(-\alpha z) |U|^2 U, \quad (2.21)$$

y simplificándola

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{1}{L_{NL}} \exp(-\alpha z) |U|^2 U, \quad (2.22)$$

donde se hace uso de las normalizaciones:

$$L_D = \frac{T_0^2}{\beta_2} \quad \text{y} \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (2.23)$$

donde L_D es la longitud de dispersión, es la distancia en la cual se propaga un pulso Gaussiano 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 del pulso es igual a 1 rad.

La ecuación (2.22) puede escribirse en su forma normalizada como

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

donde Z representa la distancia normalizada:

$$Z = \frac{z}{L_D}, \quad (2.25)$$

y el parámetro N es tal que:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} \equiv \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (2.26)$$

En la ecuación (2.26) 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 GVD, 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 dispersión de velocidad de grupo de un pulso óptico en un medio dispersivo, se considera $\gamma = 0$ en la ecuación (2.24), de modo que $U(z, T)$ satisface la siguiente relación:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2}. \quad (2.27)$$

Esta ecuación puede resolverse usando la transformada de Fourier:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega, \quad (2.28)$$

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

$$i\frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2}\beta_2\omega^2\tilde{U}, \quad (2.29)$$

cuya solución está dada por:

$$\tilde{U}(z,\omega) = \tilde{U}(0,\omega)\exp\left(\frac{i}{2}\beta_2\omega^2z\right). \quad (2.30)$$

Sustituyendo la ecuación (2.30) en la ecuación (2.28), la solución general de la ecuación (2.27) está dada por:

$$U(z,T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0,\omega)\exp\left(\frac{i}{2}\beta_2\omega^2z - i\omega T\right)d\omega, \quad (2.31)$$

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

$$\tilde{U}(0,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(0,T)\exp(i\omega T)dT, \quad (2.32)$$

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 (2.31). 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 a C se le conoce como parámetro del *chirp*. Para un pulso de la forma Gaussiano 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:

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

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 (2.24) y utilizando la técnica numérica de Fourier Split-Step para simular 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 continua). También se muestra el pulso transmitido en $z/L_D = 2$ (línea-punto), donde se observa que el pulso presenta un ensanchamiento, que debido a esto tiene una menor amplitud y en $z/L_D = 4$ (línea discontinua) el pulso presenta un ensanchamiento más pronunciado comparado con el caso anterior, este ensanchamiento temporal del pulso es debido a la dispersión. L_D , es la longitud de dispersión para GVD.

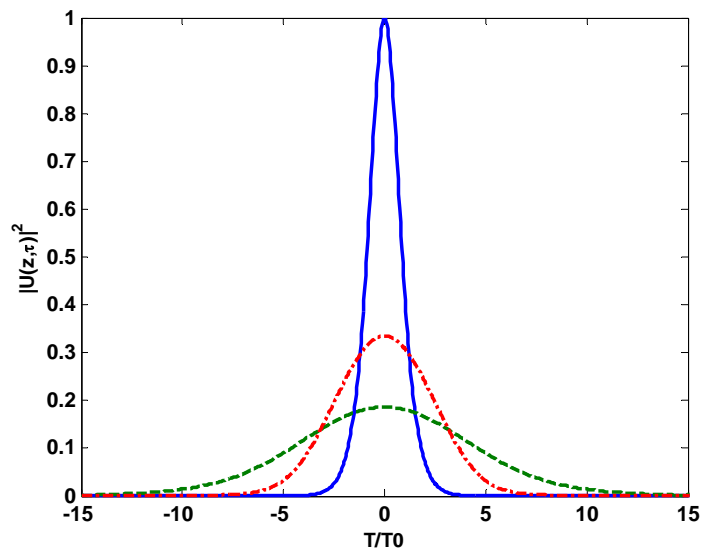


Figura 2.1. Perfil del pulso a $z/L_D = 2$ (línea-punto) y $z/L_D = 4$ (línea discontinua) para un perfil de entrada Gaussiano (línea continua). [3].

La Figura 2.2, muestra más claramente la evolución del pulso de perfil del pulso Gaussiano, desde $z=0$ hasta una distancia de propagación de $z/L_D = 2$. Podemos observar que el pulso sufre un ensanchamiento temporal conforme se propaga en la distancia Z .

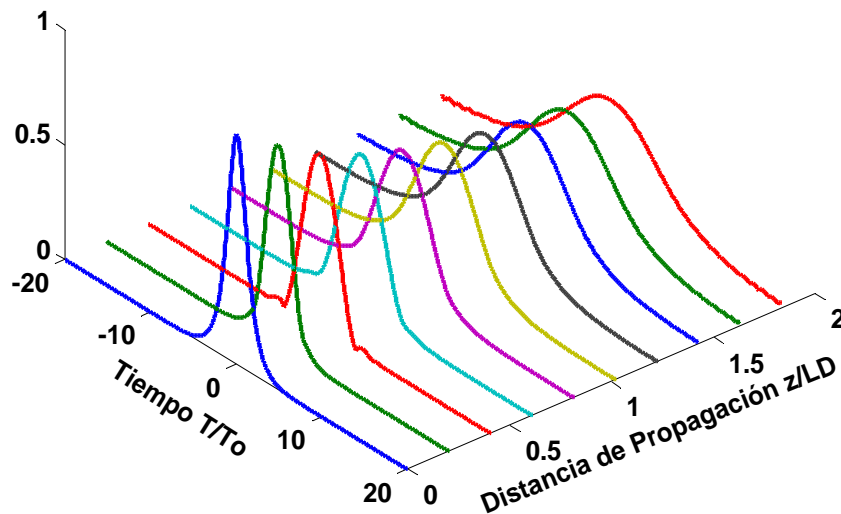


Figura 2.2. Evolución temporal del pulso en una distancia de propagación [3].

En cambio, en la Figura 2.3, se observa la evolución del espectro del mismo pulso, y que el espectro no sufre ninguna alteración o perturbación conforme se propaga en una distancia Z .

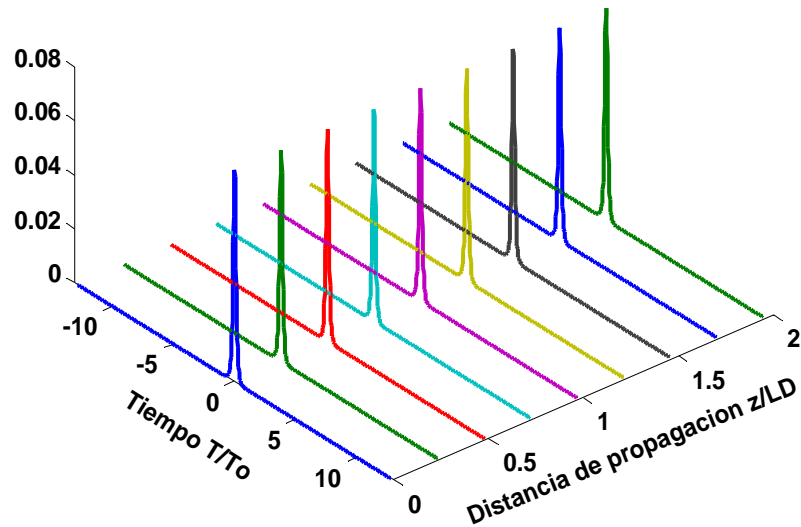


Figura 2.3. Evolución del espectro del pulso en una distancia de propagación $Z = 2$.

En esta sección 2.3 se analizó la propagación de un pulso en la fibra utilizando la ecuación (2.24) en régimen lineal ($\gamma = 0$). En el caso de la propagación no lineal del pulso es necesario considerar $\beta_2 = 0$, es decir, se desprecia la dispersión lineal. En este caso, surge el fenómeno no lineal llamado auto-modulación de fase.

2.5 Auto-Modulación de Fase (SPM)

La auto-modulación de fase 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 auto-modulación de fase se origina de la dependencia del índice de refracción del silicio con la intensidad, ecuación (2.3).

Para el análisis no lineal de la propagación de un pulso dentro de la fibra óptica, es necesario hacer una simplificación en la ecuación (2.23) 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 [3]:

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

La ecuación (2.36) muestra que el efecto GVD es despreciable para pulsos con anchos $T_0 > 100 ps$ y con una potencia pico $P_0 > 1W$. La condición se satisface con los parámetros de una fibra estándar a una longitud de onda de 1550 nm con $|\beta_2| = 20 ps^2/km$ y $\gamma \approx 3W^{-1}km^{-1}$. Con estos parámetros la presencia de los efectos debido a GVD son débiles, por lo tanto por simplificación para el análisis de la SPM en la ecuación (2.23) se hace $\beta_2 = 0$. La ecuación que representa la evolución del pulso a lo largo de la fibra se escribe como [3]:

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

donde α son las pérdidas en la fibra. Esta ecuación puede resolverse sustituyendo $U = V \exp(i\phi_{NL})$ e igualando la parte imaginaria y la parte real, se tiene:

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

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:

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

donde L_{eff} es la longitud efectiva definida como

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

La ecuación (2.39) 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. Nuevos componentes en frecuencias son generados continuamente conforme el pulso se propaga en la fibra. Estos componentes generados por la SPM ensanchan al espectro desde su distancia inicial en $z=0$.

El desplazamiento de fase no lineal (ϕ_{NL}) 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 es claro en la ecuación (2.39), es la distancia de propagación efectiva en donde $\phi_{MAX} = 1$.

La dependencia de fase no lineal con el tiempo induce una variación de la frecuencia instantánea comúnmente referida como frecuencia *chirp* [55],

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

Esto implica que los componentes de frecuencia adicionales son generados en el espectro del pulso conforme se propaga en la fibra y, consecuentemente, el espectro se ensancha. En la Figura 2.4 puede verse el ensanchamiento espectral causado por la SPM en el caso de un pulso Gaussiano.

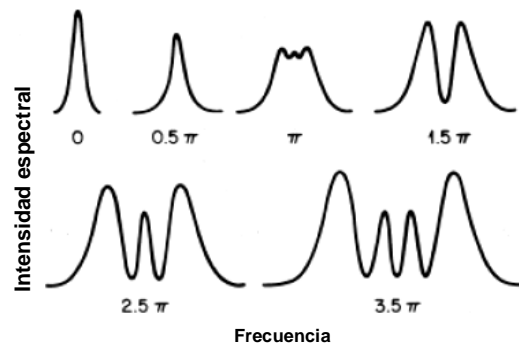


Figura 2.4. La SPM induce un ensanchamiento espectral de un pulso Gaussiano para diferentes valores de desplazamiento de fase no lineal (ϕ_{NL}) [55].

2.6 Solitones ópticos en fibras

En el caso anterior, se describió el comportamiento de propagación solo para pulsos relativamente largos ($T_0 > 100ps$), donde la longitud de dispersión

L_D es mucho mas grande, comparada con la longitud de la fibra y la longitud no lineal L_{NL} . De esta manera solo aparecía el efecto de la SPM. Cuando los pulsos son más cortos y la longitud de dispersión es comparable a la longitud de la fibra, es necesario considerar la combinación de los efectos de la GVD y la SPM [3]. En el régimen de dispersión anómala ($\beta_2 < 0$) en la fibra óptica, la GVD y la SPM pueden interactuar de tal manera que el pulso se propague como un solitón óptico. En el régimen de dispersión normal ($\beta_2 > 0$), la combinación puede ser usada para la compresión de pulsos. Los pulsos ópticos han sido comprimidos en las fibras ópticas monomodo por el llamado efecto solitón, que envuelve una combinación de la SMP y la GVD [56]. Se han reportado que utilizando fibras ópticas han sido comprimidos pulsos debidos a la SPM [57]. En [58] se han comprimidos pulsos hasta de 30 fs.

Para el análisis de la dispersión de velocidad de grupo junto con la SPM, el punto de partida es la ecuación (2.24), dada por:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 \frac{1}{L_{NL}} \exp(-\alpha z) |U|^2 U, \quad (2.44)$$

Para valores $N \approx 1$ interactúan GVD y SPM, dando lugar a la formación del solitón fundamental.

La figura 2.5 muestra la evolución de la forma temporal y del espectro de un pulso Gaussiano sin *chirp* ($C = 0$) inicial en el régimen de dispersión normal de la fibra usando $N = 1$ y $\alpha = 0$. Podemos observar que el pulso se ensancha mas rápidamente comparado con el caso en el que se considera solo la GVD (Figura 2.2). Este ensanchamiento se debe a que la SPM genera nuevos componentes de frecuencias, las más bajas (rojo) están desplazadas hacia el borde de frente del pulso, y las frecuencias altas (azul) son desplazadas hacia el borde de atrás del pulso. Como los componentes rojos viajan mas rápido que los componentes azules en régimen de dispersión

normal, la SPM lleva a un mayor ensanchamiento del pulso comparado con solo la interacción de la GVD. Podemos observar que también se obtiene un ensanchamiento espectral inducido por un desplazamiento de fase debido a la SPM.

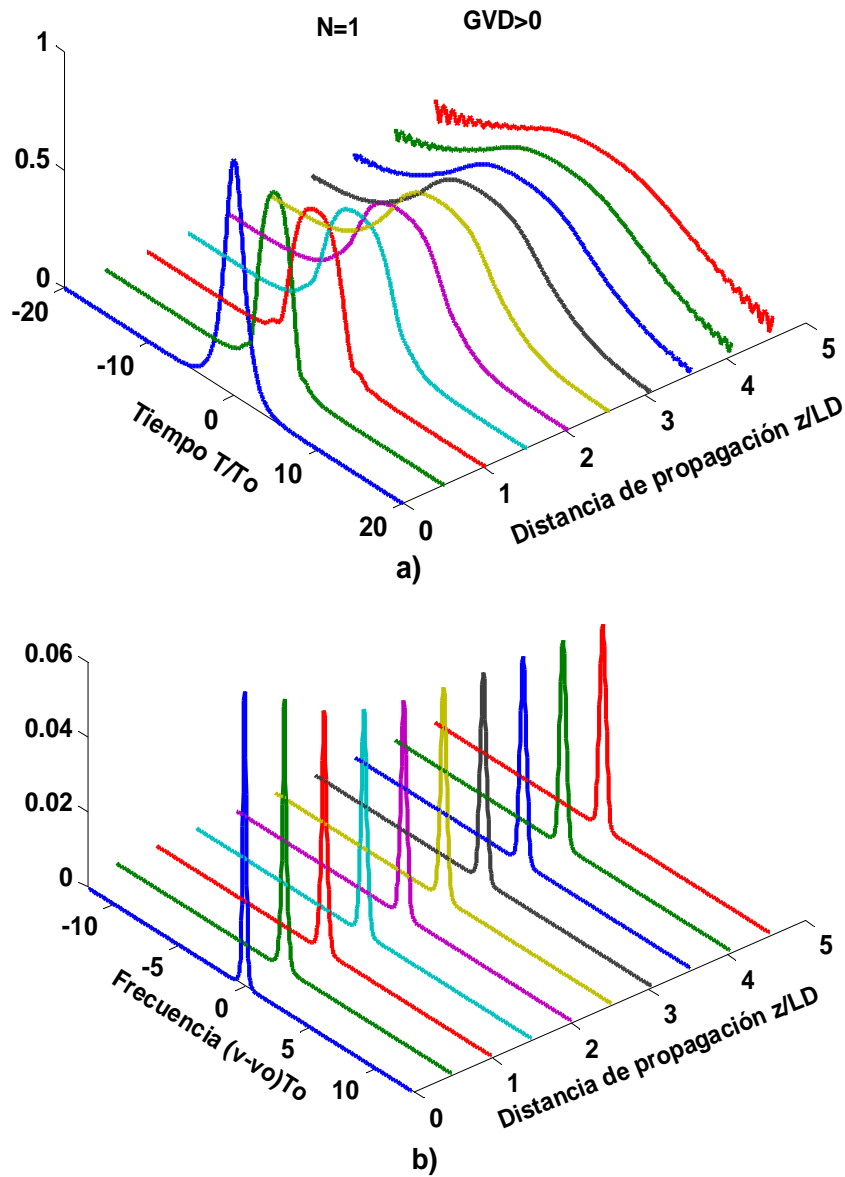
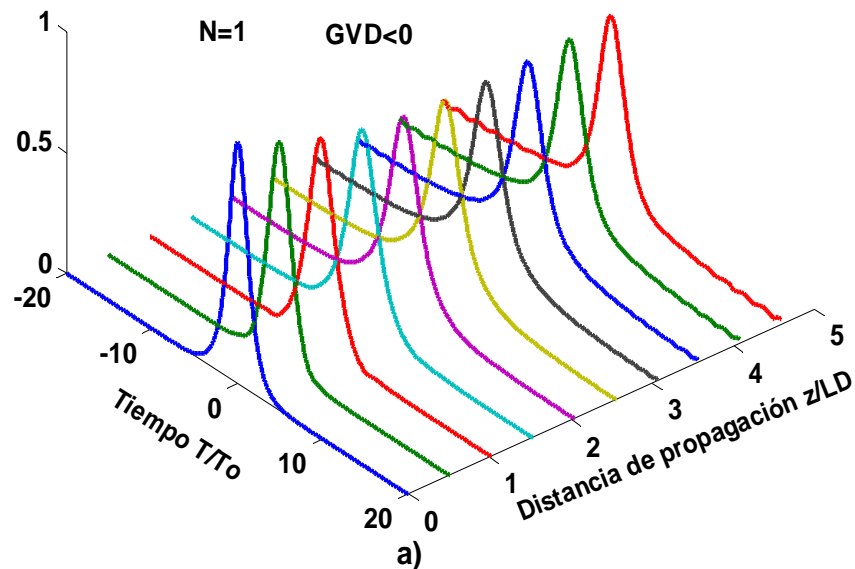


Figura 2.5. Evolución de los perfiles a) temporal y b) espectral de un pulso gaussiano, cuando $\beta_2 > 0$ [3].

La Figura 2.6 muestra la forma temporal de los pulsos y su espectro son similares a los de la Figura 2.5, pero el régimen de dispersión es anómala. El ensanchamiento del pulso es menor que en el caso de únicamente la interacción GVD. También, se hace cada vez más estrecho conforme se propaga a una distancia Z . Esto es debido a que la SPM induce un *chirp* positivo, mientras que la dispersión induce un *chirp* negativo para el caso de dispersión anómala. Por lo tanto, las dos contribuciones cerca del centro del pulso se cancelan una con otra. La forma del pulso se auto-ajusta durante la propagación para hacer la cancelación tan completa como sea posible. La forma temporal evoluciona hacia un perfil de secante hiperbólica, que en ausencia de atenuación se propagaría indefinidamente a lo largo de la fibra, sin deformarse (solitón). De esta forma, la GVD y la SPM cooperan una con otra para mantener un pulso libre de *chirp*. En este caso las frecuencias del pulso viajan más rápido que las bajas frecuencias del mismo pulso, y la fibra actúa como un compresor [59,60].



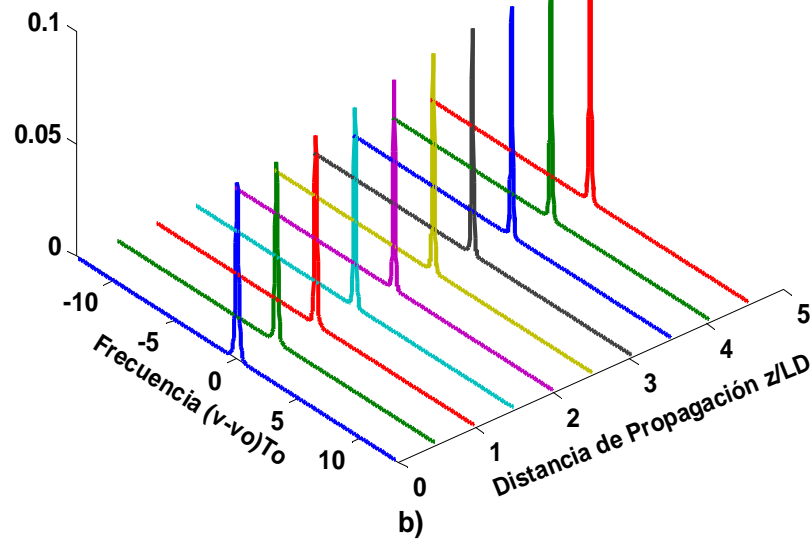


Figura 2.6. Evolución de los perfiles a) temporal y b) espectral de un pulso gaussiano, cuando $\beta_2 < 0$ [3].

2.7 Inestabilidad Modulacional MI

Muchos sistemas no lineales exhiben una inestabilidad que lleva a la modulación del estado estable como resultado de la interacción entre los efectos dispersivos y no lineales. Este fenómeno es llamado inestabilidad modulacional (Modulational Instability, MI), y ha sido estudiado durante los años 60's en diversos campos como en fluidos, óptica no lineal y física de plasmas. En las fibras ópticas, la MI se presenta en el régimen de dispersión anómala y se manifiesta como un rompimiento de la señal continua (Continuous Wave, CW) o Casi-continua (quasi-CW) en un tren de pulsos ultracortos [61].

A través de los años varias técnicas para compresión de pulsos y generación de un tren de solitones ultracortos con alta calidad y razón de repetición han sido investigadas. Una de ellas es la MI [32] que resulta de la combinación de los efectos de SPM y GVD en una fibra. La MI implica que la amplitud modulada de una onda continua de una señal óptica viene a ser inestable para las frecuencias de ruido espontáneas, que contiene un rango espectral ancho de unos THz [62].

2.7.1 Análisis de la inestabilidad modulacional

Para el análisis de la MI, se parte de la ecuación no lineal de propagación simplificada (2.10), donde la pérdida de la fibra es ignorada. La ecuación toma la forma:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A. \quad (2.45)$$

En el caso de luz de onda continua, 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 (2.45) tiene una solución de la forma,

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

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 en (2.45) es estable contra perturbaciones pequeñas, es necesario introducir una ligera perturbación, tal que

$$A = (\sqrt{P_0} + a) \exp(i\phi_{NL}). \quad (2.47)$$

Para analizar la evolución de la perturbación $a(z, T)$, se introduce (2.47) en (2.45), y se obtiene:

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_0 (a + a^*). \quad (2.48)$$

Debido al término a^* , debemos considerar su solución de la forma

$$a(z, T) = a_1 \exp[i(Kz - \Omega T)] + a_2 \exp[-i(Kz - \Omega T)], \quad (2.49)$$

donde K y Ω son el número de onda y la frecuencia de perturbación, respectivamente:

$$K = \pm \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| [\Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega_c^2]^{1/2}, \quad (2.50)$$

donde $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ dependiendo del signo de β_2 , y

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} = \frac{4}{|\beta_2 L_{NL}|}. \quad (2.51)$$

donde Ω_c es la frecuencia crítica. La relación de dispersión (2.47) muestra que la estabilidad del estado de régimen 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 Ω , y $a(z, T)$ es constante, el estado es estable contra las pequeñas perturbaciones. Por el contrario, en el caso de GVD anómala ($\beta_2 < 0$), K viene a ser imaginario para $|\Omega| < \Omega_c$, y la perturbación $a(z, T)$ crece exponencialmente conforme se incrementa z .

La MI causa la amplificación exponencial de las pequeñas perturbaciones temporales de la señal de bombeo. La ganancia existe solo si $|\Omega| < \Omega_c$ y está dada por

$$g(\Omega) = |\beta_2 \Omega| (\Omega_c^2 - \Omega^2)^{1/2}. \quad (2.52)$$

La Figura 2.7 muestra el espectro de ganancia para cuatro niveles de potencia, utilizando la ecuación (2.52) con los siguientes parámetros $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ y $\gamma = 2 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ que son para una fibra estándar de sílice. Se observa un espectro simétrico con respecto a $\Omega = 0$ tal que $g(\Omega)$ se anula a $\Omega = 0$. Conforme se aumenta la potencia de bombeo se presenta un aumento del desplazamiento en longitud de onda y en la ganancia, por ejemplo, para una potencia de entrada de 5 W tiene los lóbulos en $\pm 1.7 \text{ nm}$ con una ganancia de 20, para una potencia de 50 W se observa un desplazamiento en longitud de onda 4.3 nm con una ganancia de 200.

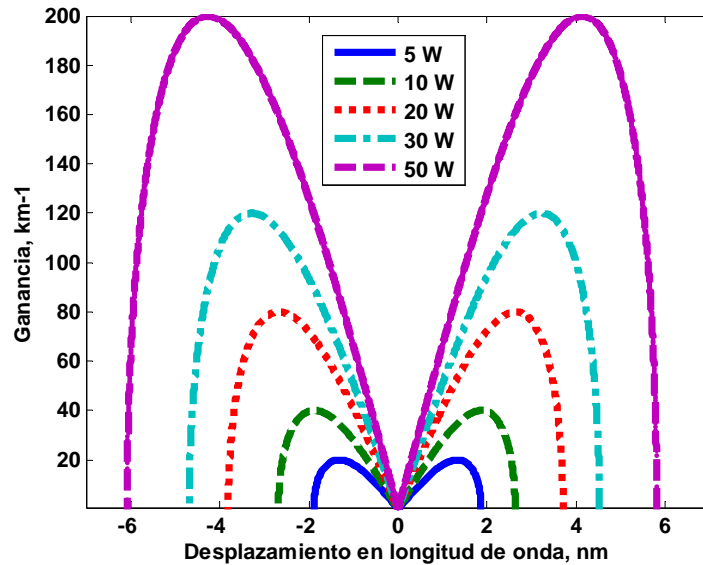


Figura 2.7 Espectro de Ganancia de la inestabilidad modulacional.

La ganancia es máxima a dos frecuencias diferentes determinadas por [3]:

$$\Omega_{\max} = \pm \left(\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2}, \quad (2.53)$$

con valor de pico dado por:

$$g(\Omega_{\max}) = \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega_c^2 = 2\gamma P_0. \quad (2.54)$$

La ganancia del pico es independiente del parámetro β_2 e incrementa linealmente con la potencia incidente.

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 [3].

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 (Self-Frequency Shift, SFS) [15, 16].

La ecuación (2.18), no es válida para pulsos ultracortos debido a que los términos de dispersión de alto orden fueron despreciados. Por lo tanto, necesita ser modificada para pulsos ópticos muy cortos (de femtosegundos), cuyos anchos son menores de 1 picosegundo. 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 [3],

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right), \quad (2.55)$$

la ecuación (2.55) es fundamental para el estudio de los solitones. El término β_3 gobierna los efectos de dispersión de tercer orden y es importante para pulsos ultracortos. T_R es el tiempo de respuesta Raman y es responsable de SFS inducido por Intrapulse Raman Scattering, su valor para una longitud de onda de $1.55\mu m$ es $T_R \approx 3 fs$ fue determinado experimentalmente [3]. 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 y en el tercer término corresponde a uno de los efectos más importantes conocido como Intrapulse Raman Scattering, (IRS).

2.8 Intra-pulse Raman scattering

Para entender este fenómeno no lineal, es necesario hacer uso de la ecuación de Schrödinger generalizada (2.55) [3,16]. 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 [14,63]. 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 [15, 16].

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 [64- 66], como para bombeo en la región negativa de GVD [67].

El último término de la ecuación (2.52), que contiene T_R , se origina de la respuesta retardada Raman y es responsable para el auto-desplazamiento en frecuencia inducida por el IRS:

$$T_R = f_R \frac{d(\text{Im} \tilde{h}_R)}{d(\Delta\omega)} \Big|_{\Delta\omega=0}, \quad (2.56)$$

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 dada por

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{\omega_0}{cn_0} f_R \chi^{(3)} \text{Im}[\tilde{h}_R(\Delta\omega)], \quad (2.57)$$

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. En la sección 2.7, 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 de SFS, el pulso sufre un ensanchamiento espectral hacia longitudes de onda más grande y consecuentemente amplificadas por la ganancia Raman.

2.9 Mezcla de Cuatro Ondas (FWM)

Una clase importante de fenómenos no lineales en fibras ópticas incluye los procesos paramétricos, que implican la modulación de un parámetro del medio tal como el índice refracción, aunque el medio solo juega un papel pasivo en estos procesos. Los procesos paramétricos incluyen la Mezcla de Cuatro Ondas (FWM) y la generación de segundo armónico (Second Harmonic Generation, SHG). Los procesos paramétricos pueden ser clasificados como procesos de segundo o tercer orden, aunque la susceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ no existe en materiales con moléculas simétricas. Por esta razón, los procesos paramétricos de segundo orden, tal como generación de segundo armónico y generación de suma de frecuencias, no ocurren en las fibras de silicio [3].

La FWM no es un tema nuevo en la óptica no lineal, pero el interés continuo, teórico y experimental para este fenómeno está motivado por sus

aplicaciones múltiples en los diferentes campos de la óptica no lineal, incluso para la conversión de frecuencia, o la amplificación paramétrica. La FWM ha sido estudiada en fibras ópticas más exhaustivamente, porque esta puede ser eficiente para realizar interruptores ópticos, demultiplexado, o conversión de frecuencia [68].

La mezcla de cuatro ondas es un proceso de recombinación de fotones de diferentes energías a través de la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$: dos fotones de bombeo a frecuencias ω_1 y ω_2 son inhabilitados con creación simultánea de dos nuevos fotones a frecuencias ω_3 y ω_4 , tal que la energía neta y momento son conservados durante la interacción paramétrica [3]:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 . \quad (2.58)$$

La conservación del momento induce a la condición de amarre de fase, dada por

$$\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 = 0 , \quad (2.59)$$

donde k_1, k_2, k_3, k_4 son las constantes de propagación. Un caso especial es la FWM degenerada que ocurre para $\omega_1 = \omega_2$. Los nuevos fotones generados son llamados fotones Stokes (ω_s) y anti-Stokes (ω_{as}):

$$2\omega_p = \omega_s + \omega_{as} . \quad (2.60)$$

Este caso es prácticamente interesante porque cuando una sola señal de bombeo muy intenso se propaga a lo largo de la fibra, las ondas Stokes y anti-Stokes crecen del ruido y son subsecuentemente amplificadas a través de la FWM. Las frecuencias de las ondas generadas Stokes y anti-Stokes son tal que cumplen con la conservación de la energía y están determinadas por la ecuación (2.58).

La eficiencia de conversión de la señal de bombeo es determinada por la condición de amarre de fase, que es la conservación del momento de las cuatro ondas que se involucran en el proceso, y que es fuertemente afectada por la dispersión de velocidad de grupo (GVD) de la fibra [69,70]. En términos de los parámetros de la fibra la condición de amarre de fase para la FWM degenerada puede ser expresada como [71]:

$$\Delta k = 2 \left(\sum_n \frac{\beta_{2n}}{(2n)!} (\omega_s - \omega_p)^{2n} + 2\gamma P_0 \right) = 0, \quad (2.61)$$

donde ω_p y ω_s representan las frecuencias de las ondas de bombeo y Stokes, respectivamente. El término $2\gamma P_0$ contiene la fase no lineal inducida por la SPM. Cuando la condición de amarre de fase se logra a lo largo de la fibra se tiene una contribución del desplazamiento de fase no lineal Ω_s , inducida por la SPM. En las fibras ópticas se observan más comúnmente la forma degenerada de FWM.

Las bandas Stokes y anti-Stokes son frecuentemente llamadas como bandas de señal e idler, es un término utilizado en el campo de microondas, cuando una señal de entrada a una frecuencia ω_p es amplificada a través del proceso de la FWM.

2.10 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 (fonones ópticos).

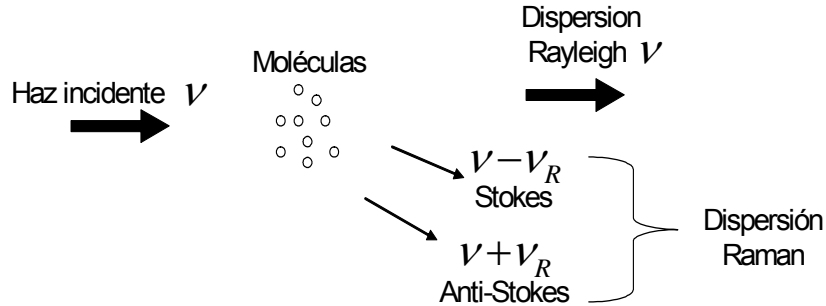


Figura 2.8 Dispersión Raman.

En la Figura 2.8, 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 [3]. 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 2.9.

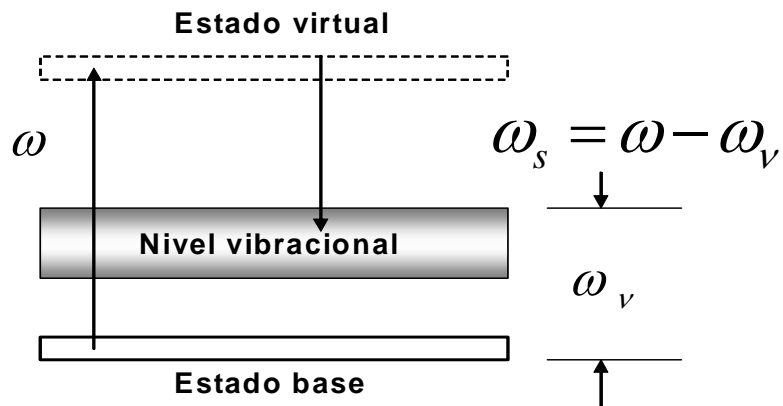


Figura 2.9 Niveles de energía para la dispersión Raman.

En esta Figura 2.9 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.

2.10.1 Dispersión Estimulada Raman

La dispersión estimulada Raman (Stimulated Raman Scattering, SRS) es un proceso muy importante entre las interacciones no lineales que ocurren en las fibras ópticas [3]. Las primeras observaciones de este efecto en fibras de sílice fueron hechas por Stolen e Ippen en 1972 [5]. El pico del coeficiente de ganancia Raman para la fibra de sílice está alrededor de 440 cm^{-1} , como fue demostrado experimentalmente en [5].

La interacción entre la onda incidente y la onda Stokes esta relacionada por las ecuaciones [3]:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S - \alpha_S I_S, \quad (2.62)$$

$$\frac{dI_P}{dz} = -\frac{\omega_P}{\omega_S} g_R I_P I_S - \alpha_P I_P, \quad (2.63)$$

donde I_P es la intensidad de la onda incidente, I_S es la intensidad de la onda Stokes, los factores α_P y α_S son los coeficientes de absorción de las ondas incidente y Stokes respectivamente, y g_R es el coeficiente de ganancia de Raman.

El análisis de las ecuaciones (2.62) y (2.63) puede dividirse en dos casos. El primer caso es cuando se considera que no existen pérdidas $\alpha_P = \alpha_S = 0$ y agotamiento de bombeo, por lo tanto la ecuación (2.63) se anula, y el crecimiento de la onda Stokes es descrita por

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S. \quad (2.64)$$

Resolviendo la ecuación (2.64), se tiene

$$I_S = I_0 \exp(I_P g_R z), \quad (2.65)$$

donde I_0 es la intensidad de bombeo incidente en $z = 0$.

En este caso la señal Stokes crece exponencialmente conforme se propaga en la fibra. El espectro del coeficiente de ganancia $g_R(\Omega)$, donde $\Omega = \omega_P - \omega_S$ representa la diferencia de frecuencia entre las ondas de bombeo y Stokes, y es una cantidad importante para describir la SRS. En

general, g_R depende de la composición del núcleo de la fibra y puede variar significativamente con el uso de diferentes dopantes.

La Figura 2.10 muestra el coeficiente de ganancia g_R para una fibra de sílice en función de la frecuencia desplazada a una longitud de onda de bombeo $\lambda_p = 1 \mu m$.

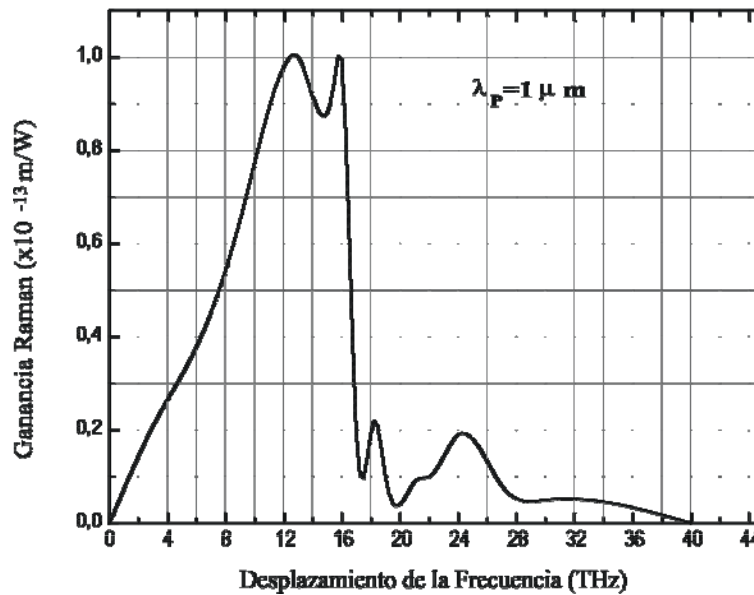


Figura 2.10. Espectro de ganancia Raman para la fibra de silicio a una longitud de onda de bombeo de 1 μm [3].

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.

Para el segundo caso se utilizan las ecuaciones (2.62) y (2.63) para estimar el umbral Raman de SRS, puede despreciarse el primer término de la parte derecha de la ecuación (2.63), que es responsable del agotamiento de potencia de bombeo. Esto da como resultado

$$I_p = I_0 \exp(-\alpha_p z), \quad (2.66)$$

donde I_0 es la potencia incidente de bombeo a $z = 0$.

Si sustituimos este resultado en la ecuación (2.62), se obtiene

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_0 \exp(-\alpha_p z) I_s - \alpha_s I_s. \quad (2.67)$$

Cuya solución es

$$I_s(L) = I_s(0) \exp(g_R I_0 L_{eff} - \alpha_s L), \quad (2.68)$$

donde L es la longitud de la fibra y L_{eff} es longitud efectiva dada por

$$L_{eff} = \frac{[1 - \exp(-\alpha_p L)]}{\alpha_p}. \quad (2.69)$$

En la SRS existe una potencia umbral P_{umbral} , que se define como la potencia de la onda incidente para la cual las dos ondas, incidentes y Stokes, tienen a la salida de la fibra la misma potencia:

$$P_{umbral} = 16 \frac{A_{eff}}{L_{eff} g_R}. \quad (2.70)$$

Por lo tanto, fibras con longitudes efectivas más grandes o áreas efectivas más pequeñas exhiben un umbral de SRS mas bajo. Después que la fibra es bombeada con suficiente potencia para alcanzar el umbral para SRS, casi toda la potencia adicional se involucra para la generación de la onda Stokes.

Es posible utilizar las ecuaciones (2.62) y (2.63) para simular la transferencia de energía de la onda de bombeo a la onda Stokes. En la Figura 2.12, se muestra la simulación de las ecuaciones (2.62) y (2.63) sobre

una distancia de 200 m de propagación, $g_R = 1 \times 10^{-14} \text{ m/km}$, $\alpha_p = 0.069 \times 10^{-6} \text{ km}^{-1}$ y $\alpha_s = 0.024 \times 10^{-6} \text{ km}^{-1}$. Se observa que en los primeros 75 m, la señal de bombeo permanece casi constante y la señal Stokes no existe. Por arriba de 90 m, empieza a crecer la señal Stokes y el bombeo decrece por consecuencia de la transferencia de energía de la señal de bombeo a la de Stokes. La señal de bombeo a una distancia de 130 m decrece hasta cero para dar lugar a una nueva señal llamada Stokes de similar energía.

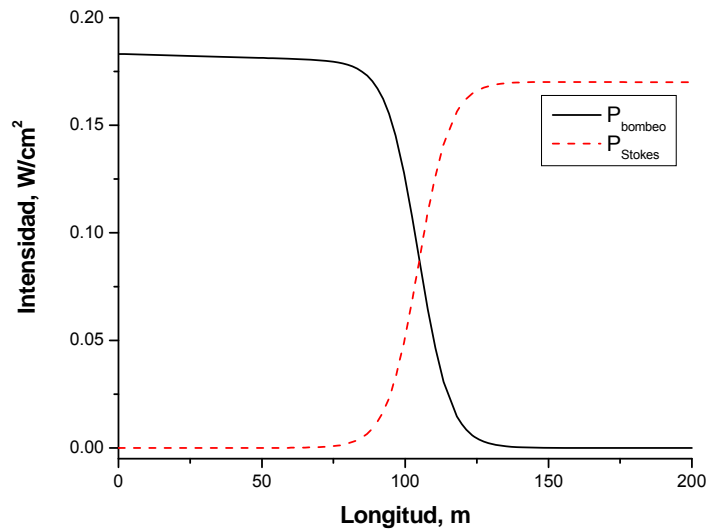


Figura 2.12. Evolución de la señal de bombeo y de la onda Stokes debido al efecto Raman.

Hasta ahora para el análisis del efecto la SRS se hizo uso de una señal de bombeo de onda continua o pulsos de duración mayor de 1 ns. Sin embargo, es necesaria modificar esta teoría de CW cuando se utilizan pulsos cortos ópticos de bombeo. Entonces, la mutua interacción entre los pulsos de bombeo y Raman es gobernada por dos ecuaciones acopladas en amplitud que incluyen los efectos de ganancia Raman, agotamiento de bombeo, SPM, XPM y GVD):

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_{gp}} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\alpha_p}{2} A_p = i\gamma_p \left[|A_p|^2 + (2 - f_R) |A_s| \right] A_p - \frac{g_p}{2} |A_s|^2 A_p, \quad (2.71)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + \frac{\alpha_s}{2} A_s = i\gamma_s \left[|A_s|^2 + (2 - f_R) |A_p| \right] A_s - \frac{g_s}{2} |A_p|^2 A_s, \quad (2.72)$$

donde el factor $2 - f_R$ corresponde a la XPM, f_R representa la contribución fraccional Raman y tiene un valor cerca de 0.18, v_{gp} y v_{gs} son las velocidades de grupo para las ondas de bombeo y Stokes, respectivamente, β_{2p} y β_{2s} son los coeficientes de GVD para la onda de bombeo y Stokes, γ_p y γ_s son los coeficientes de no linealidad para las ondas de bombeo y Stokes, respectivamente.

Este par de ecuaciones describen el efecto Raman en las fibras ópticas, una representa la señal de bombeo que se propaga en la fibra y la otra la señal de Stokes que crece conforme le es cedida energía del bombeo por medio de la primera ecuación a través del efecto de SRS.

En este caso la situación es diferente cuando se bombea con pulsos. Debido a la naturaleza dispersiva de la fibra de silicio, los pulsos de bombeo y de la señal de Stokes viajan con diferentes velocidades de grupo, v_{gp} y v_{gs} , respectivamente, por las diferentes longitudes de ondas. Entonces, si los dos pulsos viajan juntos inicialmente, ellos se separan después de una distancia L_w conocida como longitud de walk-off, definida como:

$$L_w = \frac{T_0}{(v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1})}, \quad (2.73)$$

Sin embargo, para pulsos de bombeo cortos donde $L_w < L$, la amplificación Raman es limitada por el amarre de velocidad de grupo y ocurre solo en la distancia $z \approx L_w$.

2.10.2 Amplificadores Raman

La dispersión estimulada Raman (SRS) ha despertado un renovado interés en los últimos años debido a la relación costo-beneficio que se busca en un sistema de comunicación, actualmente existen láseres de potencia que se utilizan como fuentes de bombeo en este tipo de amplificadores [72-74]. Aunque la dispersión estimulada Raman es un proceso débil, los amplificadores Raman tienen varias propiedades que los hacen muy atractivos para los sistemas de comunicaciones actuales y futuros [75-77]. Primero, los amplificadores Raman distribuidos pueden tener un ruido efectivo negativo, por lo tanto incrementa el ancho de banda de un sistema. Segundo, la ganancia Raman depende débilmente de la longitud de onda de bombeo, así que los amplificadores Raman pueden ser usados para extender el rango de longitudes de onda de los actuales sistemas multiplexados por división de longitud de onda (WDM) en la ventana de comunicaciones de 1550 nm, donde las fibras ópticas tienen menores pérdidas [6, 75-78].

Los amplificadores Raman están basados en el efecto Raman donde se emplean las propiedades intrínsecas de la fibra óptica para obtener la amplificación [79]. Este efecto no lineal aparece en las fibras ópticas, cuando se introducen en ellas potencias altas. Los autores de [78] fueron unos de los primeros en investigar la Amplificación Raman en fibras ópticas. Observamos un esquema en la figura 2.13 de un amplificador Raman de fibra.

El haz de bombeo y el de señal a frecuencias ω_p y ω_s son inyectados en la fibra a través de un acoplador WDM. La energía es transferida del haz de bombeo a la señal a través del efecto de la SRS. Al final se coloca un filtro para dejar pasar solo la señal amplificada. El proceso de transferir la energía del bombeo a la señal se conoce como emisión estimulada Raman.

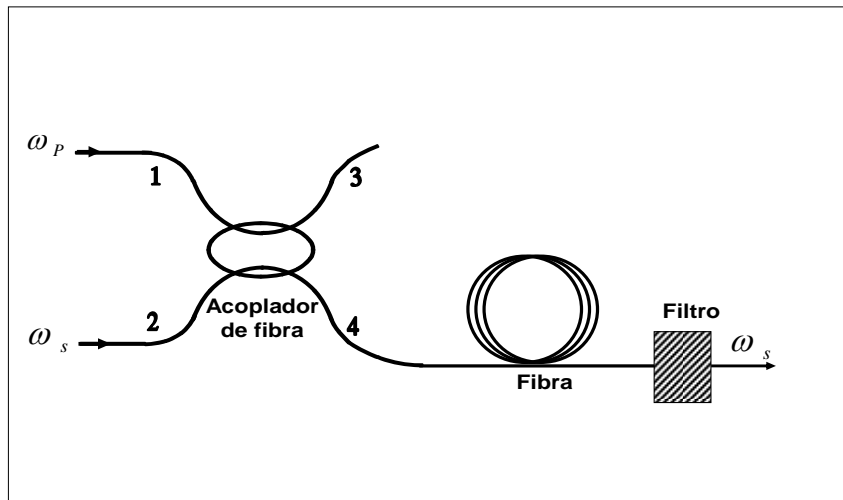


Figura 2.13. Esquema básico de un amplificador Raman de fibra [3]

Los amplificadores Raman proporcionan un gran ancho de banda teniendo la ventaja de que puede estar centrado en cualquier longitud de onda. Por otra parte, a diferencia de los EDFA's, no necesitan fibras dopadas, puesto que la dispersión Raman se puede obtener en cualquier tipo de fibra óptica. En 1981 la amplificación Raman fue usada para hacer un amplificador de fibra capaz de proporcionar más de 30 dB de ganancia [80]. Desde entonces, ha atraído la atención por su ganancia plana y ancho de banda extendido [3,81].

2.11 Generación de Supercontinuo

La generación de supercontinuo (Supercontinuum, SC) es un fenómeno no lineal complejo que es caracterizado por un ensanchamiento espectral extremo de un haz intenso pasando a través de un material no lineal. Tal definición uno se puede preguntar que es exactamente “extremo”. Esto es ambiguo, porque algunos artículos consideran que la generación de SC se refiere a un espectro que es ensanchado >10 nm [45]. Esto fue primeramente observado en 1970, donde se reportan la generación de espectro continuo con luz con un ancho de 200 THz en muestras de vidrios. Desde entonces, la generación de SC ha sido investigada teórica y experimentalmente y observada en variedad de medios no lineales que incluye sólidos, líquidos orgánicos e inorgánicos, gases, y diferentes tipos de estructuras de guía de ondas como las fibras ópticas y guías de onda con huecos [82]. El SC tiene puesta la atención por sus numerosas aplicaciones potenciales, tales como comunicaciones ópticas, comprensión de pulso, excitación espectroscópica, y otras.

2.11.1 Mecanismos para la Generación de Supercontinuo

La primera generación de experimentos de SC fue basada en el enfocamiento de pulsos ópticos intensos cortos dentro de muestras de materiales exhibiendo una no linealidad de $\chi^{(3)}$. En estos experimentos el mecanismo primario que lleva a un ensanchamiento espectral fue la SPM [21, 22, 36, 83], que se debe a la dependencia del índice de refracción con la intensidad de propagación en el medio. Si nosotros consideramos pulsos de bombeo con un perfil de intensidad $I(t)$ propagándose a través de una longitud L de un medio con una respuesta no lineal instantánea $\chi^{(3)}$, el

campo inicialmente a una frecuencia portadora ω_0 exhibe a la salida un desplazamiento dependiente del tiempo de su frecuencia instantánea que es igual a:

$$\Delta\omega(t) = -\omega_0 \frac{n_2 L dI(t)}{c dt}, \quad (2.74)$$

donde n_2 es el índice de refracción no lineal del medio y c es la velocidad de la luz en el vacío. Para una generación de SC eficiente, la máxima frecuencia desplazada deber ser comparable a la frecuencia de la onda portadora, por ejemplo, $\max[\Delta\omega(t)] \approx \omega_0$. La ecuación (2.72) muestra que este requerimiento es relativamente difícil de satisfacer solamente con la SPM, porque en la práctica es necesario un enfocamiento estable para alcanzar intensidades altas en la longitud de interacción L . Como consecuencia, para que la SPM induzca generación de SC en principio se requiere el uso de pulso ultracortos (10-100 fs) de muy alta potencia pico (>10MW) [21, 22, 82].

La generación de SC también puede observarse en las fibras ópticas. Las fibras ópticas permiten intensidades ópticas altas que son mantenidas sobre longitudes largas mejorando de tal modo los efectos no lineales. Ésta alta no linealidad efectiva en fibras ópticas ha llevado a una reducción importante en la potencia de bombeo comparado con las utilizadas en un material de bulto y ha permitido, por ejemplo, la generación de un SC cubriendo una gran parte del rango del espectro visible con potencias picos de solo 1kW [36]. En esta referencia, el papel de la SPM fue limitado porque los pulsos de bombeo fueron relativamente largos (10ps-10ns) y la potencia baja.

Otros procesos no lineales tales como FWM, MI y SRS también contribuyen para el ensanchamiento espectral. Por lo tanto, usando pulsos

de picosegundos [37-39], de nanosegundos [40] e incluso onda continua (CW) [41-44], la generación del SC puede explicarse como una combinación de MI y de FWM, de SFS y de SRS [43]. Debido al ancho temporal de los pulsos, la SPM no es importante como mecanismo para el ensanchamiento espectral que nos lleva a la generación de SC. Hasta ahora la mezcla paramétrica de cuatro fotones (MI) es discutida separadamente para GVD normal y anómala. Usualmente, los efectos paramétricos en la región normal de GVD de las fibras son llamados mezcla de cuatro fotones y en el régimen de dispersión anómala son llamados MI [84].

Los efectos no lineales para la generación de SC son aun discutibles. Esto se debe a que en las no linealidades en fibras ópticas pueden asociar efectos específicos con un término o dos o tres términos trabajando en conjunto uno con otro. Diversas investigaciones han identificado diferentes regimenes que permiten la generación de SC, sin embargo, se ha encontrado que la manera en que se crea el SC en estos regimenes puede diferir drásticamente. Por ejemplo, con pulsos de picosegundos en el régimen de dispersión normal existe una generación clara de Raman antes del inicio de un SC. En tal caso, el primer Stokes extiende el espectro a longitudes de onda mas largas al lado del bombeo, entonces, las frecuencias generadas de SRS pueden servir como bombeos paramétricos que continuamente son amplificados y generan luz desplazada (azul) de longitudes de onda cada vez mas cortas a través de la FWM.

En el régimen de dispersión anómala, la generación de SC se involucra fenómenos no lineales como MI, SFS y SRS. La MI depende de la potencia de bombeo y del ruido existente en la fibra óptica, 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 MI es la base fundamental para incitar a un ensanchamiento

espectral del pulso debido al fenómeno no lineal de SFS. Con el efecto Raman aparece la señal Stokes. En conclusión podemos decir que la generación de SC es la suma de estos efectos.

2.12 Conclusiones

En este capítulo se explicaron los fenómenos no lineales que se presentan cuando se propagan pulsos ópticos en fibras ópticas. Todos ellos se involucran para la generación de supercontinuo, sin embargo, la participación de estos depende principalmente de dos factores, el ancho del pulso, y el régimen de dispersión (normal o anómala). El análisis de nuestros resultados se basará en el régimen de dispersión anómala y el uso de pulsos de ns. Por lo tanto, los efectos no lineales que se involucran son MI, SFS, SRS.

Capítulo 3

Investigación Experimental del Efecto Raman en Fibras Ópticas Estándar

En este capítulo se reportan los resultados obtenidos de la investigación experimental de la dispersión Raman estimulada en fibra óptica estándar monomodo, utilizando pulsos de 3 ns y 30 ns de duración proporcionados por un láser DFB modulado directamente a una longitud de onda de 1549 nm.

3.1 Introducción

El ancho de banda de un sistema de comunicaciones por fibra óptica se puede incrementar transmitiendo datos a mayor frecuencia de repetición de los pulsos o transmitiendo señales con diferentes longitudes de onda en una sola fibra, esta forma de transmitir señales se conoce como multiplexado por longitud de onda (WDM, wavelength Division Multiplexed). Una limitación de estos sistemas es la atenuación que sufre la señal cuando ésta ha viajado varios cientos de kilómetros a lo largo de una fibra óptica. Para compensarla es necesario el uso de amplificadores ópticos tales como los Amplificadores de Fibra Dopada con Erblio (Erbium Doped Fiber Amplifier, EDFA) y amplificadores Raman [85, 86]. Los EDFA's han mostrado un excelente desempeño en la región de 1530 nm - 1565 nm, conocida como Banda-C, en

el campo de las comunicaciones ópticas. El ancho de banda de los amplificadores convencionales de fibra dopada con erbio es aproximadamente 30 nm [87]. Sin embargo, la creciente demanda de sistemas de comunicación de mayor velocidad de transmisión, enlaces más largos [88] y el manejo de la razón de transmisión de información ha aumentado de 2.5 Gb/s a 10 e incluso 40 Gb/s, lo que complica el diseño de los sistemas con sólo EDFA's. La dispersión estimulada Raman (SRS) ha despertado un renovado interés en los últimos años debido a la relación costo-beneficio que se busca en un sistema de comunicación, ya que se pueden utilizar los diodos láseres de potencia como fuentes de bombeo para el diseño de amplificadores Raman [72-74,78]. Los amplificadores Raman están basados en el efecto Raman donde se emplean las propiedades intrínsecas de la fibra óptica para obtener la amplificación [3]. Este efecto no lineal aparece en las fibras ópticas cuando se introducen en ellas potencias altas. La amplificación Raman fue reportada por primera vez en fibras ópticas por Stolen e Ippen en [6]. Los amplificadores Raman proporcionan un gran ancho de banda teniendo la ventaja de que la señal puede estar centrada en cualquier longitud de onda. Por otra parte, y a diferencia de los EDFA's, no necesitan fibras dopadas, puesto que la dispersión Raman ocurre en cualquier tipo de fibra óptica.

3.2 Arreglo Experimental

El arreglo experimental que se utilizó para el estudio del efecto Raman y la generación del espectro de banda ancha se muestra en la Figura 3.1. Este esquema utiliza un diodo láser de retroalimentación distribuida (DFB, Distributed Feedback Bragg) de la compañía Mitsubishi (ML976H6F) que opera a una longitud de onda de 1549 nm y tiene una potencia de 1 mW. El diodo láser DBF es modulado directamente con el generador de pulsos SRS DG535 que proporciona pulsos con duración ajustable de 1 ns hasta varias

horas. Estos pulsos se suman con una señal de corriente continua. La señal modulada que emerge del láser DFB es amplificada por dos DFA's conectados en cascada. La amplificación máxima que proporcionaron los EDFA's fue de 50 dB, que corresponde a pulsos en la salida del EDFA-2 con una potencia pico de 100 W. Estos pulsos pasan a través de un acoplador de fibra óptica con una razón de acoplamiento de 99/1, el 99% de señal se utiliza como fuente de bombeo del medio Raman, en este caso fibra óptica SMF-28 con 0.6 km, 4.5 km y 10 km de longitud y el 1% restante nos permite monitorear la potencia de bombeo que se introduce al medio Raman.

La señal que sale de la fibra SMF-28 pasa por un monocromador con una resolución de 0.20 nm, que sirve para hacer un barrido en longitud de onda de la señal, y es recolectada por un detector PIN que está conectado al osciloscopio con un ancho de banda de 500 MHz.

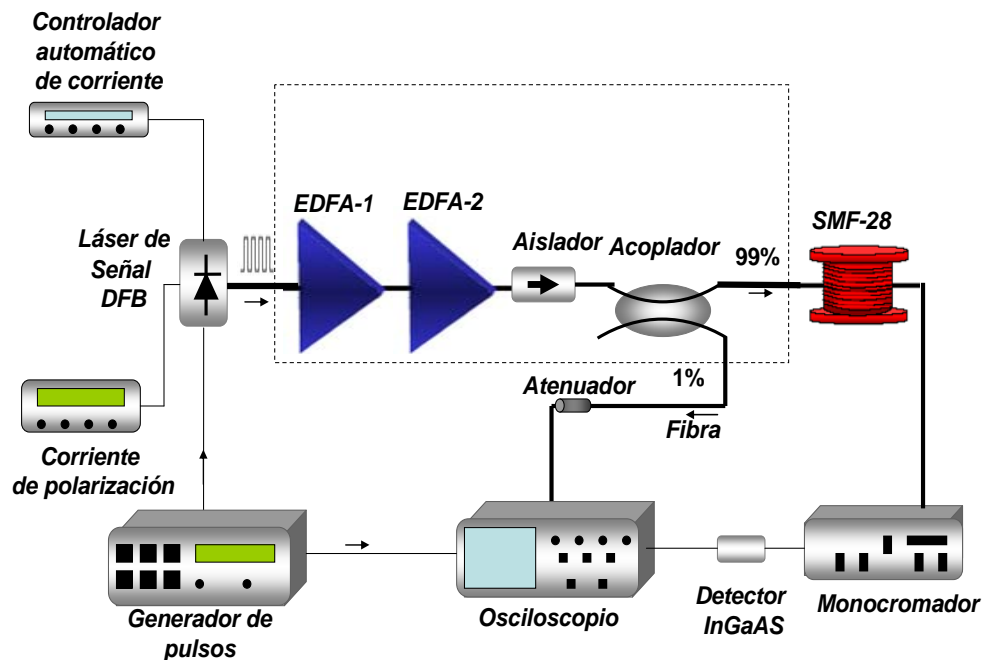


Figura 3.1. Arreglo experimental para el estudio de la dispersión Raman Estimulada.

La señal amplificada a la salida del EDFA-2 se muestra en Figura 3.2 para tres corrientes diferentes que alimenta al láser DFB. Todos los pulsos consisten en dos partes: una parte transitoria, detectada al principio como un pico alto, y una parte casi-estacionaria (semi-plana) con oscilaciones lentas. La parte transitoria contiene la modulación rápida con una frecuencia de modulación aproximadamente de 5 GHz. La potencia pico fue siempre más alta que la potencia promedio del plato.

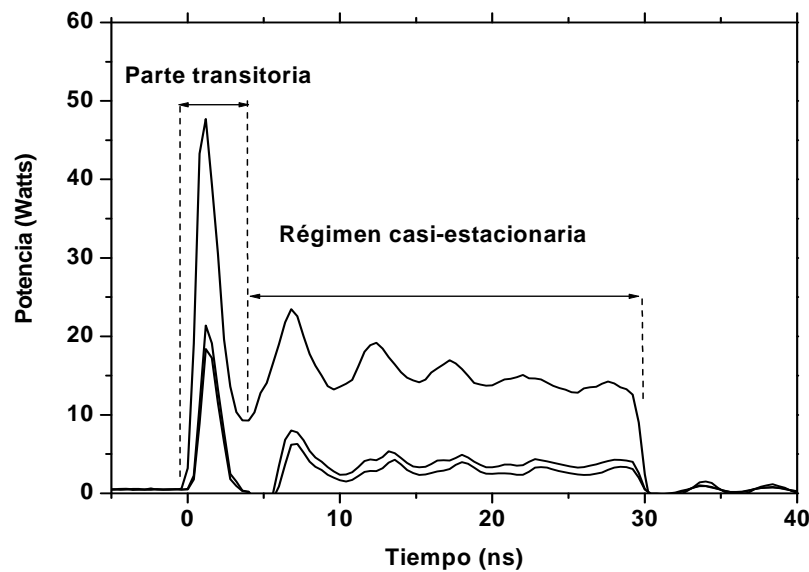


Figura 3.2. Formas de pulsos típicos a la salida del EDFA para tres diferentes niveles de potencias picos.

El generador de pulsos proporcionó diferentes anchos de pulso, que a la vez fueron inyectados al diodo láser DFB para modularlo. El amplificador de fibra proporcionó una amplificación de estos pulsos para ser utilizados en las fibras de prueba, que son utilizadas como medio Raman. La fibra utilizada tiene una GVD de $\beta_2 = -21.8 ps^2/km$ a una longitud de onda de operación de 1550 nm. Al utilizar una longitud de onda de bombeo de 1549 nm en ésta fibra, se trabaja en el régimen de dispersión anómala, y los experimentos fueron basados en este régimen.

3.3 Investigación experimental de los espectros de salida de las fibras.

Para el análisis de los espectros de salida de las fibras de prueba se hizo uso del monocromador para hacer el barrido en longitud de onda. Con la ayuda del osciloscopio se grabaron diferentes formas de pulsos a la salida a distintas longitudes de onda para observar y analizar el comportamiento del pulso en la fibra. Se utilizó un pulso de 30 ns de duración con una potencia pico de 26 W para la Figura 3.3, donde se muestra la evolución de las formas de onda a la salida de la fibra en el rango de 1549 nm a 1685 nm, (a) muestra el pulso a la salida de la fibra a la longitud de onda de bombeo que corresponde a 1549 nm, se observa que el pulso ha transferido gran cantidad de su energía hacia otra longitud de onda más largas. Se puede apreciar en las Figs. (b) a (h) que tal transferencia de energía se produjo en un rango ancho de longitud de onda. El pulso desplazado en longitud de onda tiene un ancho de 5 ns, y corresponde a la duración del pico inicial del pulso de bombeo introducido en la fibra, excepto para (e), (f) y (g), donde el ancho es de 30 ns. El caso (f) corresponde a la onda Stokes, a una longitud de onda de 1660 nm en la cual existe mayor energía debido al efecto SRS. Para longitudes de onda mayores aún existe energía desplazada, pero solo se puede detectar hasta 1700 nm, debido al ancho de banda espectral del fotodetector utilizado.

Se puede concluir que existe un desplazamiento en frecuencia de la parte transitoria del pulso de entrada. Este desplazamiento espectral es atribuido a la IRS, es un fenómeno no lineal en donde la ganancia Raman puede amplificar las componentes de frecuencia baja de un pulso, transfiriendo la energía de las componentes de alta frecuencia del mismo

pulso [14,63], y provocan un auto-desplazamiento en frecuencia (SFS) al pulso [14-16,63].

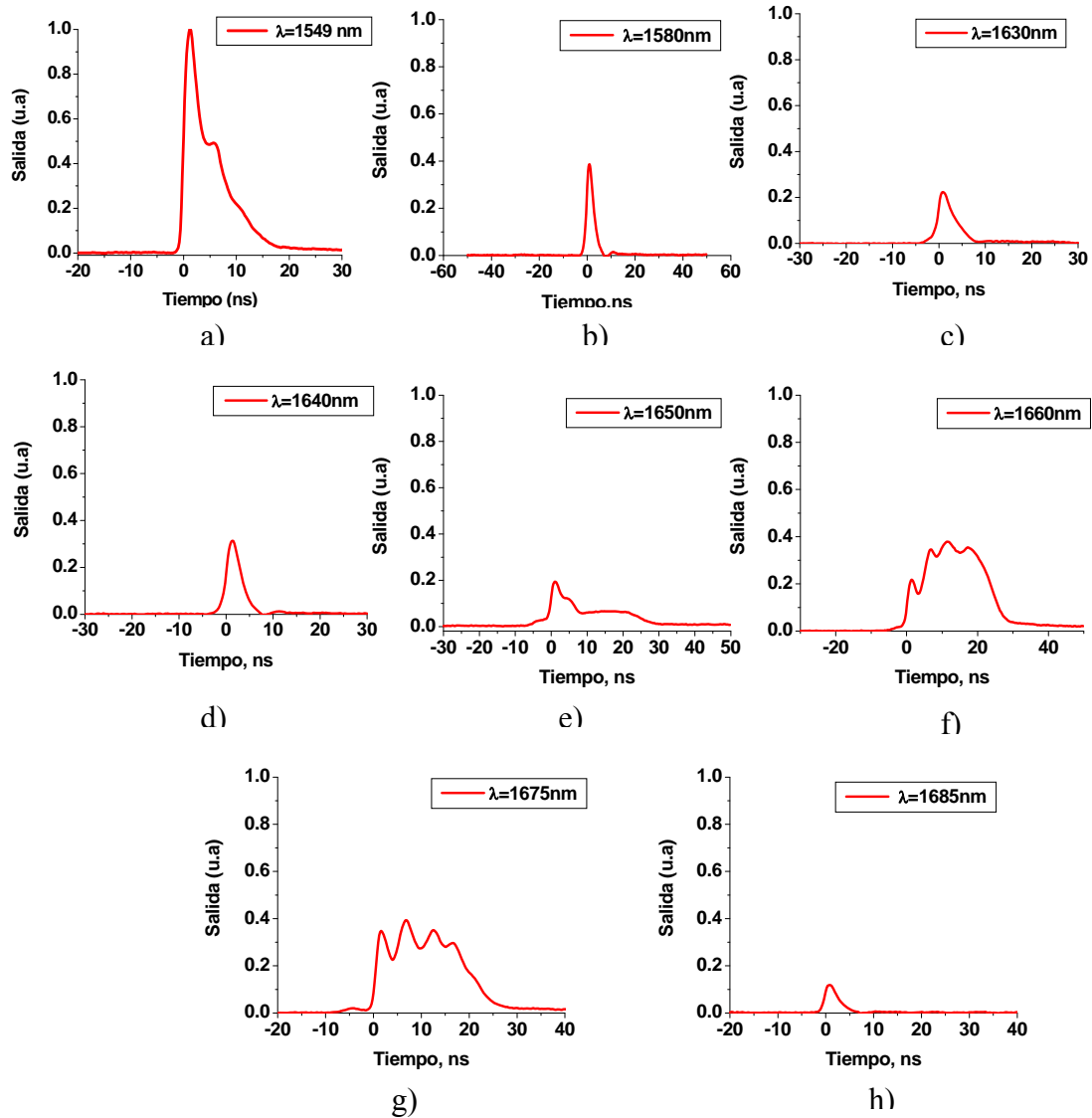


Figura 3.3. Formas de onda en su correspondiente longitud de onda en la entrada de la fibra (a) y en salida (b-h).

Evaluando el área total de las formas de los pulsos de la Figura 3.3, se obtuvo la dependencia de la longitud de onda con la intensidad de salida. En la Figura 3.4, se muestra el espectro Raman para una potencia pico de 26

W, con un ancho de 30 ns en el pulso de bombeo. Se encontró que el espectro tiene un máximo en 1549 nm que corresponde a la longitud de onda de bombeo, se observan dos máximos, uno en 1660 nm (que corresponde a una frecuencia de desplazamiento a 430 cm^{-1} o 12.9 THz) y el otro en 1675 nm (que corresponde a una frecuencia de desplazamiento de 480 cm^{-1} o 14.4 THz). Estos dos máximos coinciden con la máxima ganancia Raman para fibras de silicio [6,89]. La separación espectral entre el pulso de bombeo y el Stokes corresponden a 110 nm, que es una característica del efecto Raman convencional en las fibras de sílice. Se observó además una banda ancha que va del rango de 1549 nm (longitud de onda de bombeo) a una longitud de onda de 1700 nm.

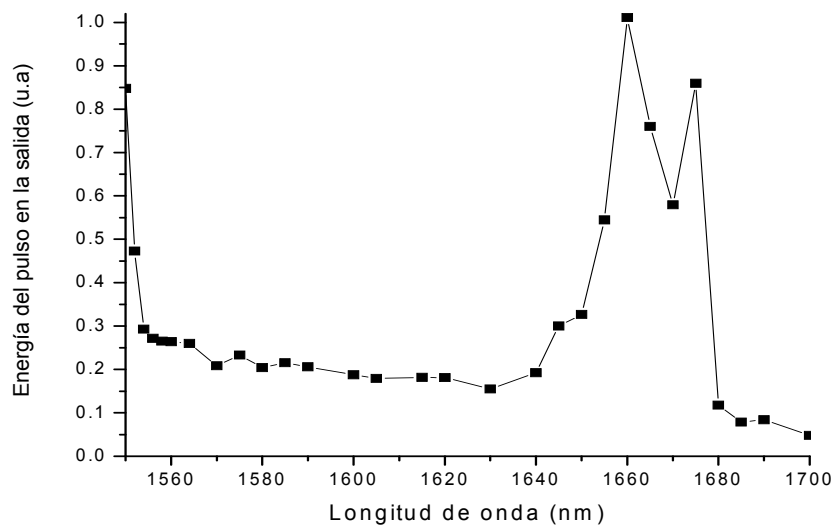


Figura 3.4. Espectro de salida para la fibra de 10 km.

energía evaluada integrando el área total del pulso.

Como segundo paso, se evaluó solamente la energía de la parte transitoria del pulso (5 ns de duración) con una potencia de 26 W, es decir, se descartó la parte cuasi-estacionaria durante la integración. En la Figura 3.5 se muestra el espectro de salida de la fibra. Con solamente la parte transitoria del pulso como entrada se obtuvo una banda espectral ancha de 1550 nm a 1700 nm, atribuida al proceso de SFS.

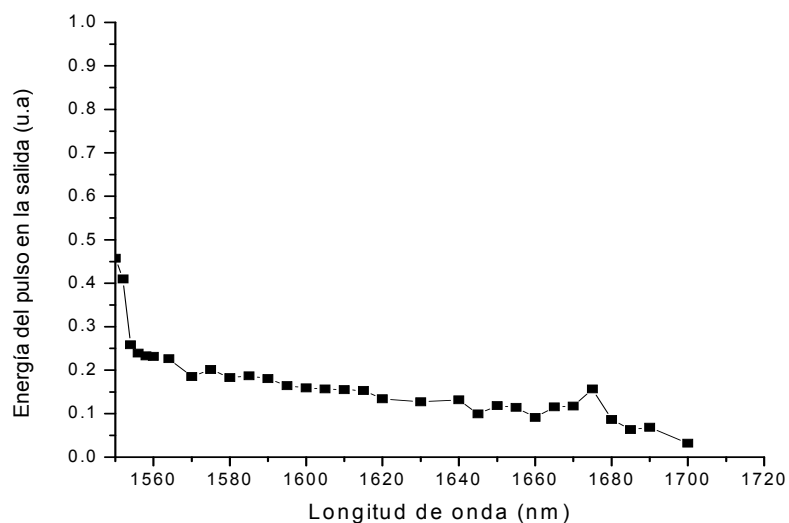


Figura 3.5. Espectro de salida para la fibra de 10 km, energía evaluada integrando el área de la parte transitoria del pulso (5 ns).

Como tercer paso, se evaluó la energía de la parte casi-estacionaria descartando la parte estacionaria del pulso en la integración. Se observó en 1549 nm el pulso de bombeo y en 1660 nm se midió un máximo que corresponde al efecto Raman convencional, como se puede apreciar en la Figura 3.6.

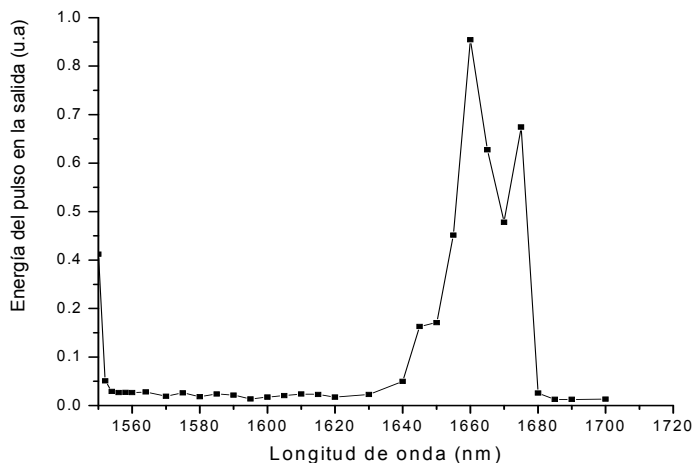


Figura 3.6. Espectro de salida para la fibra de 10 km, energía evaluada integrando el área de la parte cuasi-estacionaria del pulso.

Como conclusión, se observó que la parte transitoria del pulso está generando el efecto de SFS del pulso. En términos generales, este fenómeno no lineal produce un ensanchamiento espectral de banda ancha de 1550 nm a 1700 nm. Por otra parte, la parte casi-estacionaria del pulso genera un efecto Raman convencional, es decir, se observa el espectro del pulso de bombeo en 1549 nm y la generación del Stokes a 1660 nm.

La Figura 3.7 muestra la dependencia del espectro con la potencia de bombeo de entrada entre 12 y 30 W. Se observa que para una potencia de 12 W a 1550 nm el espectro del pulso de bombeo tiene mayor amplitud que para las potencias de 16, 18, 22.5 y 30 W debido a que poca energía del pulso ha sido transferida hacia longitudes de onda mas grandes, incluso la energía que corresponde a la onda Stokes en 1660 nm es menor que las observadas con mayor potencia de entrada.

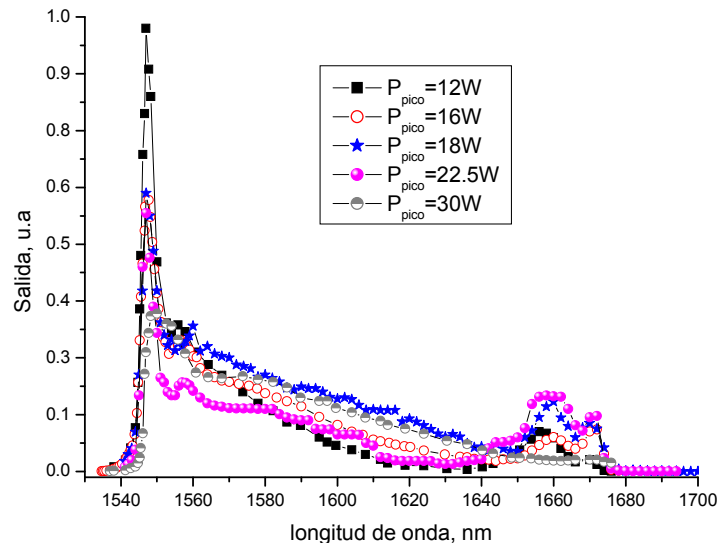


Figura 3.7 Dependencia del espectro de salida con la potencia de bombeo para la fibra de 10 km.

Se observa también en la Figura 3.7, que conforme se aumenta la potencia se observa que la onda Stokes aumenta, la mayor transferencia de energía a la onda Stokes se observa para la potencia pico de 22.5 W. Para

una potencia pico de entrada de 30 W, se aprecia en 1550 nm menor amplitud debido a que se ha transferido mayor energía a otras longitudes de onda, pero también la onda Stokes es de menor amplitud que para 22.5 W. Esto significa que la energía del pico de Stokes se está transfiriendo para la generación de un segundo Stokes ($\sim 1770\text{nm}$).

Para explicar el proceso no lineal SRS, el pulso de bombeo y la señal Stokes fueron estudiados a diferentes potencias. En la Figura 3.8 se observa que para una señal de entrada a bajas potencias (7 W) la forma temporal del pulso de salida es la misma que el de la entrada, con una parte transitoria dos veces más alta que la parte casi-estacionaria.

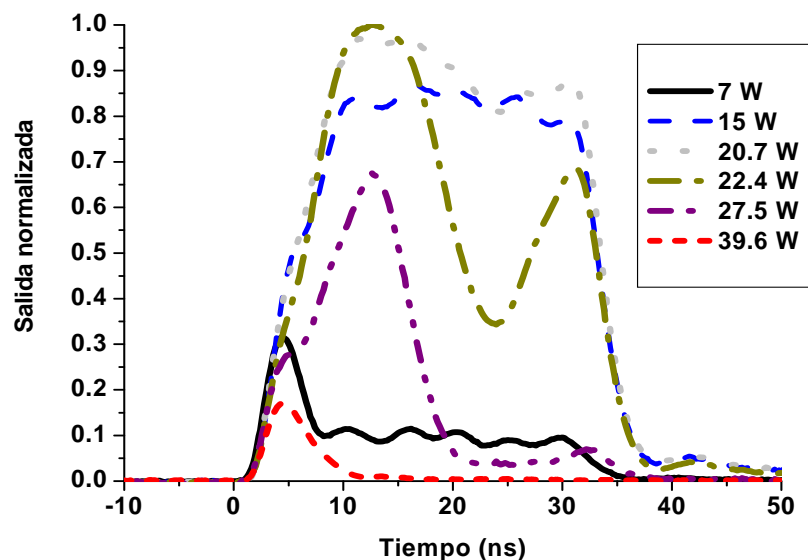


Figura 3.8. Formas de pulsos de bombeo en la salida a diferentes potencias de entrada.

En la Figura 3.8 se observa que conforme se aumenta la potencia de la parte estacionaria del pulso en la entrada, la amplitud de éste decrece en la salida y la potencia de la parte transitoria es comparable con la potencia de la parte casi-estacionaria del pulso. Los niveles de potencia de la parte estacionaria y casi-estacionaria en salida son iguales para una potencia de

15 W de entrada a la fibra, y para potencias mayores empieza la transferencia de energía al Stokes debido a la SRS, y comienza una depleción de la potencia de la parte casi-estacionaria, como puede verse en la Figura 3.8. Para una potencia de 22.4 W gran parte de la energía de la parte casi-estacionaria ha sido convertida a otra longitud de onda, manifestándose en el pulso de bombeo como un hueco en el pulso.

Para comprobar la transferencia de energía del pulso de bombeo hacia otra longitud de onda (Stokes) dependiendo de la potencia de bombeo de entrada a la fibra, en la Figura 3.9 se muestran algunas formas del pulso Stokes. Para una potencia de bombeo de 15 W, se obtiene a la salida de la fibra un Stokes con una amplitud muy pequeña, significando que apenas empieza la transferencia de energía del bombeo a la generación del Stokes, esta potencia corresponde aproximadamente al umbral Raman. Para una potencia de bombeo de 20 W, la onda Stokes ha crecido dando lugar a un pulso significativo en amplitud pero con una duración de solo 15 ns. Por otra parte, para potencias de bombeo mayores de 22 W, empieza a existir mayor conversión de energía por SRS, teniendo un pulso de duración de aproximadamente 25 ns. Así, por arriba de esta potencia de bombeo obtenemos un Raman convencional, debido a que gran parte de la energía del pulso de bombeo ha sido transferida a la onda Stokes.

La onda Stokes aparece 110 nm desplazado de la longitud de onda de bombeo. Como son dos pulsos que viajan a diferentes longitudes de onda dentro de la fibra, el pulso Stokes tiene un retardo respecto al de la longitud de onda de bombeo que se debe a la dispersión de la fibra. La fibra SMF-28 tiene una dispersión de $D = 18 \text{ ps/km.nm}$ y utilizando $\Delta T = DL\Delta\lambda$ se puede calcular el retardo, con L es la longitud de la fibra, $\Delta\lambda$ es el ancho de banda en longitud de onda. Utilizando $\Delta\lambda = 110\text{nm}$, se obtiene un retardo 20ns para

la fibra de 10km, $\Delta\lambda = 9ns$ para la fibra de 4.5 km y $\Delta\lambda = 1.2ns$ para la fibra de 0.6 km.

La fibra de 10 km tiene un retardo de tiempo de 20 ns debido a la dispersión. En efecto, podemos observar en la Figura 3.9 que la señal Stokes a 1660 nm empieza a crecer en amplitud con este retardo. Si observamos la figura 3.8, veremos que a este tiempo de 20 ns el pulso de la señal empieza a perder su energía. Además, se observa que el umbral para el efecto SRS es cerca de 15 W de potencia pico de entrada ya que el pulso Stokes empieza a crecer en amplitud y a partir de esta potencia se tiene el efecto Raman convencional producido por la parte casi-estacionaria.

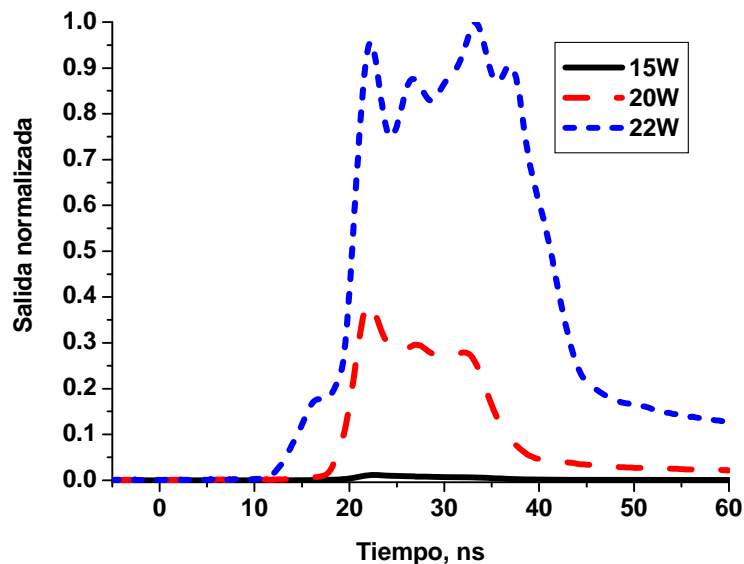


Figura 3.9 Formas del pulso Stokes en 1660 nm.

Para conocer la dependencia del proceso SRS con la longitud de la fibra óptica, se utilizaron 4.5 km. Para esta longitud de fibra, se hizo el barrido espectral para pulsos de 30 ns, ver Figura 3.10. Se observó un espectro de continuo en la salida producido por la parte transitoria con una potencia pico de entrada de 25.4 W debido a que el pulso se auto-desplaza hacia longitudes de onda mas largas debido al efecto SFS, mientras que el

espectro generado por la parte casi-estacionaria del pulso presenta un Raman convencional, es decir se tiene el espectro del pulso de bombeo en 1549 nm y un máximo en 1660 que corresponde a la onda Stokes generado por el efecto SRS.

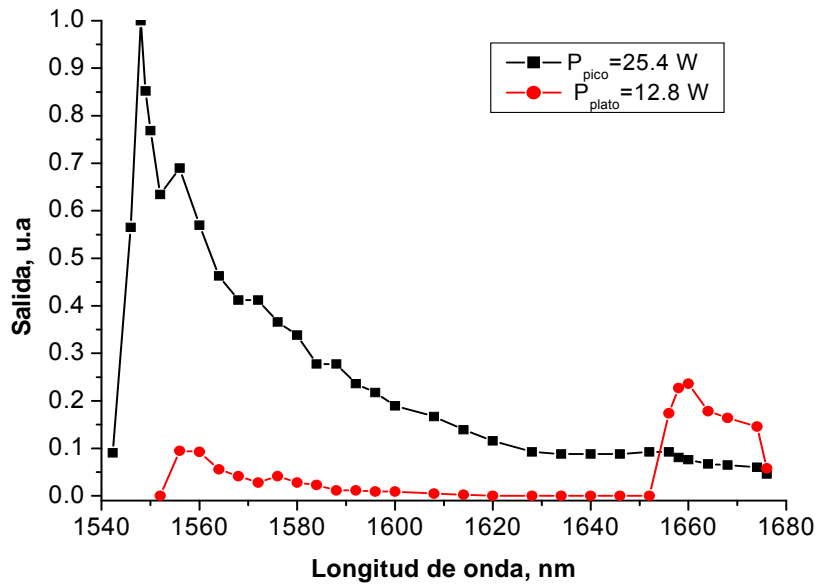


Figura 3.10 Espectros de salida de la parte transitoria y cuasi-estacionaria para la fibra de 4.46 km.

En la Figura 4.11 se muestran las formas temporales de pulsos de 30 ns de bombeo en salida para diferentes potencias de entrada a la fibra con una longitud de 4.5 km. Para una potencia de entrada a 18 W, se observa que la parte transitoria del pulso ha sido transferida hacia otras longitudes de onda, pero la parte casi-estacionaria aún permanece sin cambios significantes. A una potencia de 40 W, la parte casi-estacionaria empieza a perder parte de su energía, y como consecuencia, la onda Stokes comienza a crecer. Para potencias mayores de 45 W la parte casi-estacionaria transfiere rápidamente su energía al Stokes, dando lugar a la dispersión Raman. El retardo entre el bombeo y el Stokes para esta longitud de fibra es de aproximadamente 9 ns. A una potencia de 70 W se tiene una

transferencia máxima de la energía del plato, y se observa en aproximadamente 10 ns un hueco.

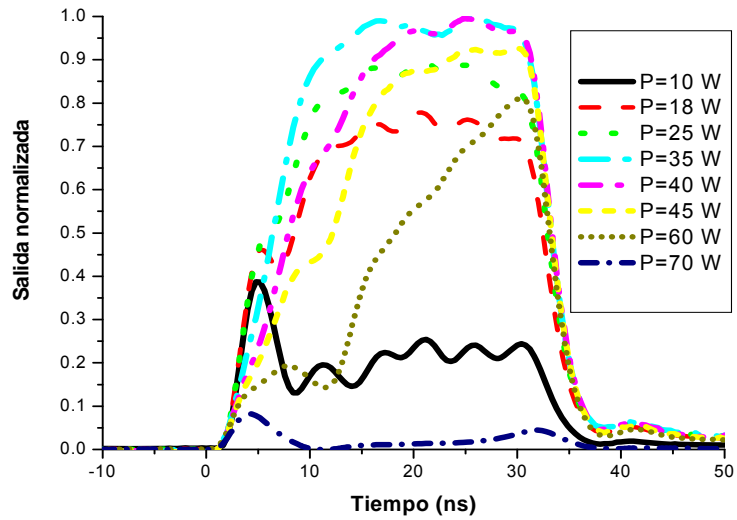


Figura 3.11. Formas de pulsos de bombeo en la salida a diferentes potencias de entrada.

Era interesante estudiar la dispersión Raman en una fibra de menor longitud que las anteriores, por lo tanto se eligió una longitud de fibra de 0.6 km.

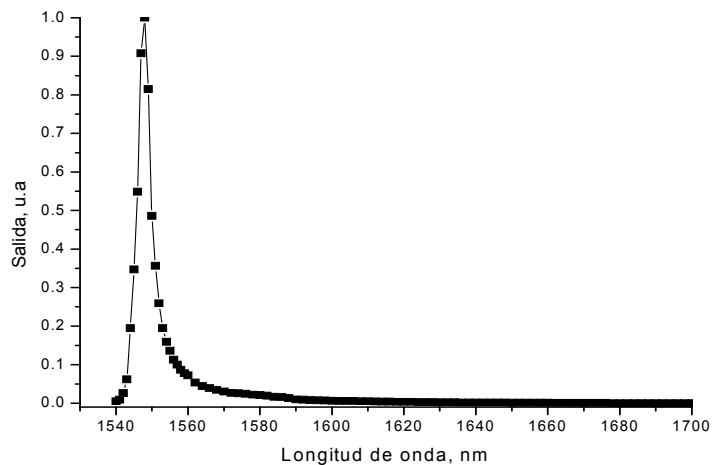


Figura 3.12 Espectro de salida para la fibra de 0.6 km.

De nuevo se hizo un barrido espectral de 1540 nm hasta 1700 nm de la señal en salida de la fibra. En la Figura 3.12, se muestra el espectro de salida de la fibra, utilizando una potencia pico de bombeo 29 W, con un pulso de 30 ns. Con esta longitud de fibra no se observó el efecto Raman provocado por el plato del pulso debido a que es una fibra muy corta.

En la Figura 3.13, se puede ver que parte de la energía inicial del pulso se ha transferido hacia otra longitud de onda. Aquí, se observan diferentes potencias bombeo de entrada en la fibra de 0.6 km de longitud. A pesar de utilizar potencias altas del orden de 85 W, se observa una transferencia de energía hacia otra longitud de onda solamente de la parte inicial del pulso. Gran cantidad de energía transferida es de la parte transitoria del pulso y recordando lo anterior, el pico produce el auto-desplazamiento en frecuencia del pulso generando la banda ancha y no un Raman convencional.

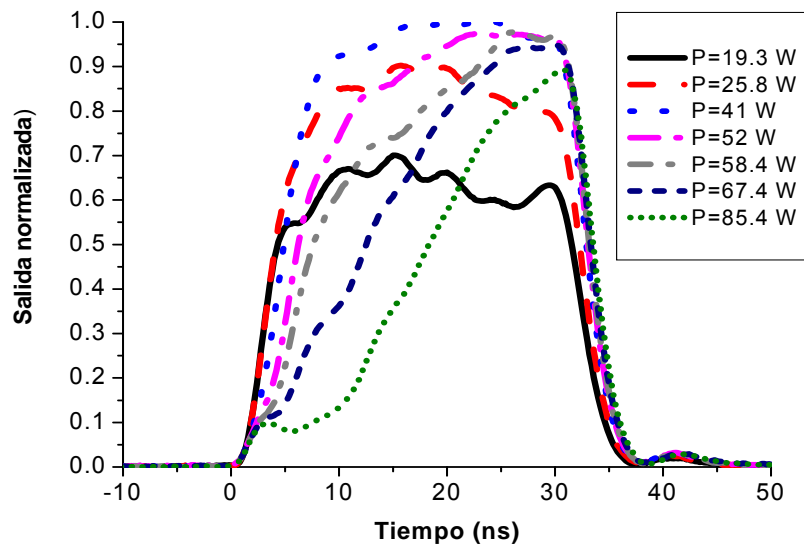


Figura 3.13 Formas temporales de pulso de bombeo en salida de la fibra de 0.6 km a diferentes potencias de entrada.

En la Figura 3.14, se ve la señal Stokes a diferentes potencias de bombeo. Se observa que los pulsos de salida crecen conforme se aumenta la potencia, pero la transferencia de energía del pulso de la señal al Stokes no

es tan eficiente como en las fibras de longitud de 10 y 4.5 km. Para una potencia de 85.4 W de entrada se tiene un Stokes, que corresponde a la dispersión Raman.

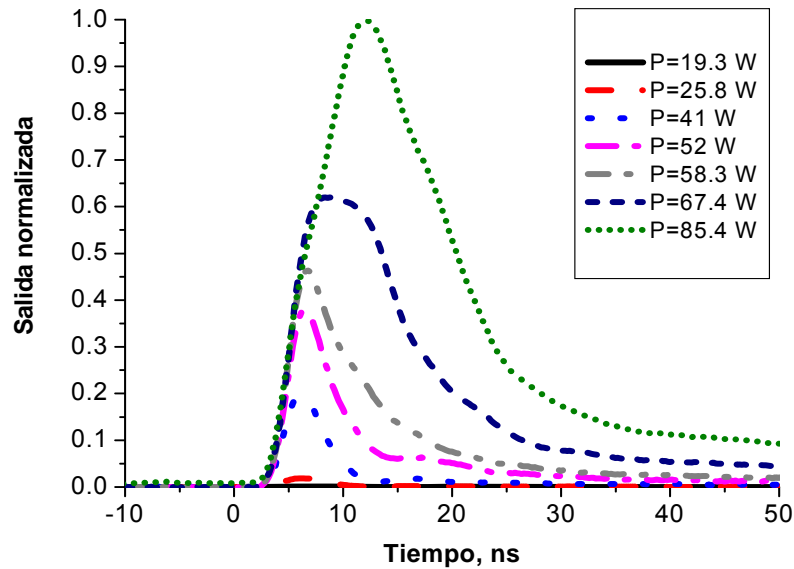


Figura 3.14. Formas temporales de pulsos Stokes para la fibra de 0.6 km a diferentes potencias de entrada.

Como se observó, los efectos no lineales dependen de la potencia de entrada en la fibra óptica y de la longitud de la fibra, por esta razón se hizo una caracterización de las tres longitudes de fibra usadas. En la Figura 3.15, se muestra la relación entre la potencia pico de salida y la potencia pico (potencia de la parte transitoria) de del pulso de bombeo de 30 ns. Se observa que el proceso de depleción de potencia del bombeo empieza aproximadamente a la misma potencia para todas las fibras, el cual se determinó en 11 W. La potencia de salida se reduce mas rápidamente con potencias de entrada por arriba de los 11 W con fibras más largas. Para la fibra de 10 km una potencia pico de 18 W se reduce hasta 10% de su valor de entrada. Por lo tanto, con mayor longitud de fibra, los efectos no lineales

se hacen presentes con menos potencia de entrada, llevando a una depleción de la potencia del pulso de bombeo en salida más rápida.

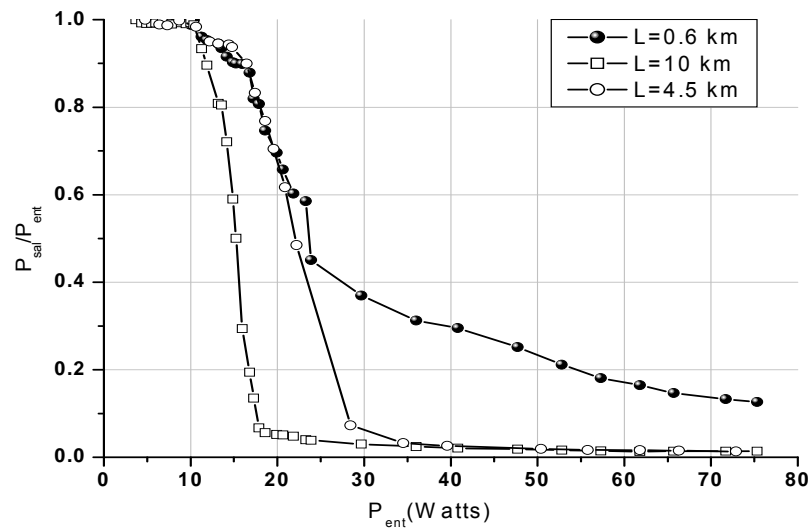


Figura 3.15. Relación entre la potencia pico de salida y la potencia pico de entrada del pulso de bombeo.

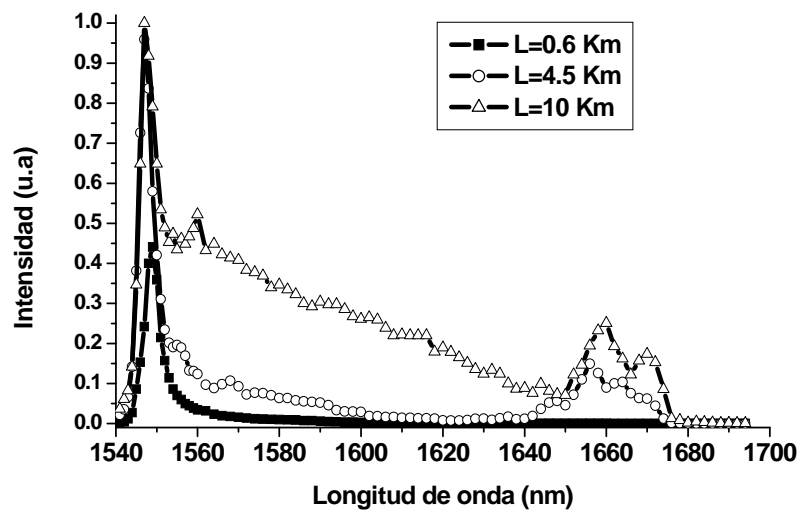


Figura 3.16 Comparación de los espectros de salida para 0.6, 4.5 y 10 km.

Se comprobó que los efectos no lineales dependen de la longitud de la fibra, además de la potencia de entrada. En la Figura 3.16 se muestra una comparación de los espectros de salida de cada fibra para un pulso de 30 ns a una potencia pico de 20 W. Se observa un espectro con mayor amplitud, con una eficiencia en el proceso de conversión de energía de más del 50 % para la fibra de 10 km. Por lo tanto, es más conveniente utilizar la fibra de mayor longitud ya que con menor potencia de entrada se consiguen efectos no lineales más eficientes.

3.4 Dependencia del espectro del pico transitorio de longitud de onda para pulsos de 3 ns de longitud.

Para comprobar solamente el efecto de la parte transitoria sin la parte cuasi-estacionaria del pulso, se utilizaron pulsos de bombeo de 3 ns a potencias pico de 17, 45 y 78 W. En la Figura 3.17 se muestra el espectro a la salida de la fibra. Con una potencia pico de 17 W, en 1549 nm que corresponde al espectro del pulso de bombeo tiene mayor amplitud comparado con los espectro para 45 y 78 W, aunque una parte de la energía del pulso ha sido transferida a longitudes de onda más largas, que van de 1550 nm a 1610 nm. Para la potencia de 45 W, el espectro va de 1550 nm hasta 1640 nm y en el rango de 1550 a 1595 nm es de mayor amplitud que para 78 W, mientras que el espectro de 78 W tiene el mayor ancho espectral de todos, este se extiende de 1550 nm a 1675 nm. Estas diferencias se deben a que a mayor potencia pico de bombeo, se aumenta la eficiencia de los efectos no lineales y existe mayor transferencia de energía a otra longitud de onda por medio del fenómeno de SFS. Por otro lado, no existe un pico con suficiente energía a 1660 nm que ponga en evidencia una generación del

efecto Raman convencional en las fibras ópticas. Más bien, se obtiene un espectro de banda ancha de 110 nm.

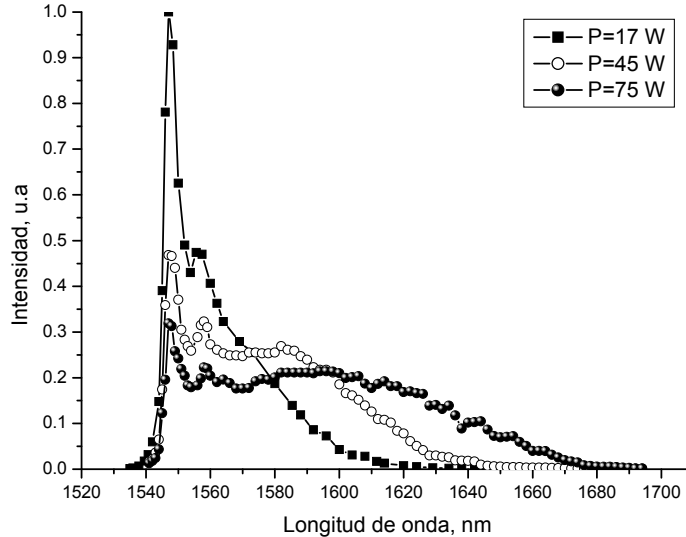


Figura 3.17 Espectro de salida para la fibra de 10 km, utilizando pulsos de 3 ns.

Es interesante saber a que longitud de la fibra los componentes espectrales que generan el ensanchamiento espectral fueron aparentemente iniciados. Para proporcionar información de esto, se midió el tiempo de retardo entre los pulsos a la salida de la fibra a diferentes longitudes de onda. La Figura 3.18 muestra los resultados que se obtuvieron para la fibra de 10 km a 70 W de potencia pico de entrada, midiendo el retardo de los pulsos en varias longitudes de onda. La característica obtenida se aproxima a una dependencia lineal, y para una longitud de onda de 1660 nm, existe un retardo de 20 ns. El tiempo de retardo medido muestra que los componentes espectrales surgen cerca del principio de la fibra. Esto puede comprobarse al utilizar $\Delta T = DL\Delta\lambda$, con $L = 10\text{km}$, $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_p = 1660\text{nm} - 1549\text{nm} = 111\text{nm}$, para este rango de longitudes de onda se tiene un retraso de $\Delta T = 19\text{ns}$.

Calculando el parámetro de dispersión, nos da $D = 19.5 \text{ ps/km.nm}$, que corresponde a la dispersión de la fibra SMF-28.

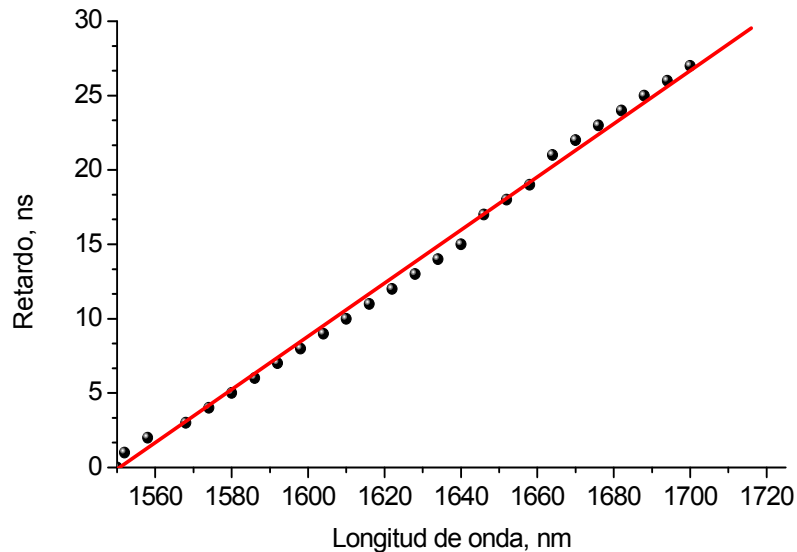


Figura 3.18. Retardo del pulso a la salida de la fibra [90].

Como discusión se puede decir que cuando se utilizaron pulsos de 3 ns se requiere más potencia de bombeo para obtener un ensanchamiento espectral debido a que el pulso tiene menor energía. Además, no existe un umbral para obtener el efecto Raman ya que solamente se da el desplazamiento del pulso hacia longitudes de onda más largas. Esto puede ser debido a que aun nos falta potencia para alcanzar este umbral.

3.5 Comparación de los espectros generados con los pulsos de 3 ns y 30 ns.

En la Figura 3.19 se muestra una comparación de los espectros con 3 ns y 30 ns de duración, para una potencia pico de 18 W. Una diferencia muy clara de ancho de banda espectral aparece: el espectro del pulso de

3 ns va de 1550 nm a 1620 nm, mientras que el pulso de 30 ns produce un espectro que se extiende de 1550 nm a 1680 nm, para la misma potencia de bombeo.

Esta diferencia de anchos de banda generada por cada ancho de pulso de bombeo se puede interpretar como sigue: el pulso transitorio de 3 ns da lugar en la fibra a un ensanchamiento espectral importante atribuido al autodesplazamiento en frecuencia, como se puede apreciar en el espectro del pulso de 3 ns. En el caso del pulso de 30 ns, este primer ensanchamiento se ve rápidamente aumentado por la energía contenida en la parte casi-estacionaria, que amplifica el espectro inicialmente generado y además genera el primer Stokes. De esto resulta que el pulso de 30 ns se caracteriza por un mayor ancho espectral que el pulso de 3 ns.

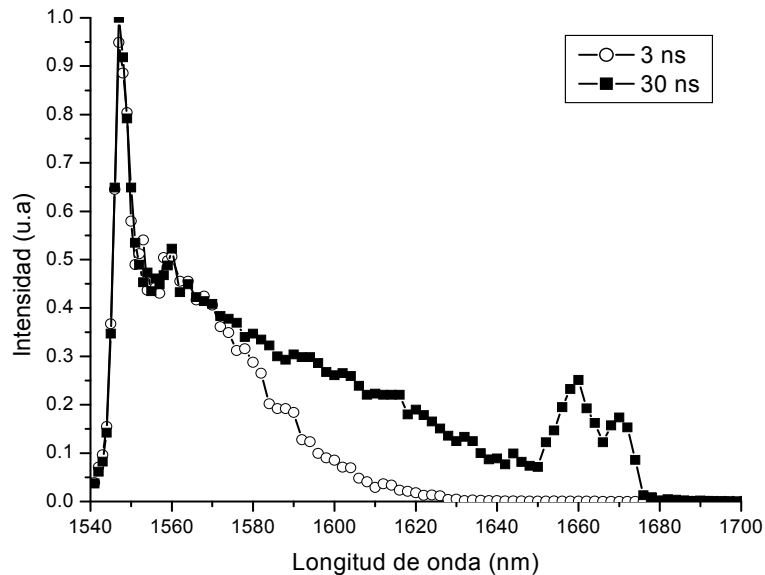


Figura 3.19. Espectro de salida para la fibra de 10 km, con pulsos de bombeo de 3 y 30 ns con una potencia pico de 18 W.

En las Figuras 3.20 y 3.21, se muestra la dependencia del efecto Raman con el ancho del pulso para una potencia de entrada de 24 W.

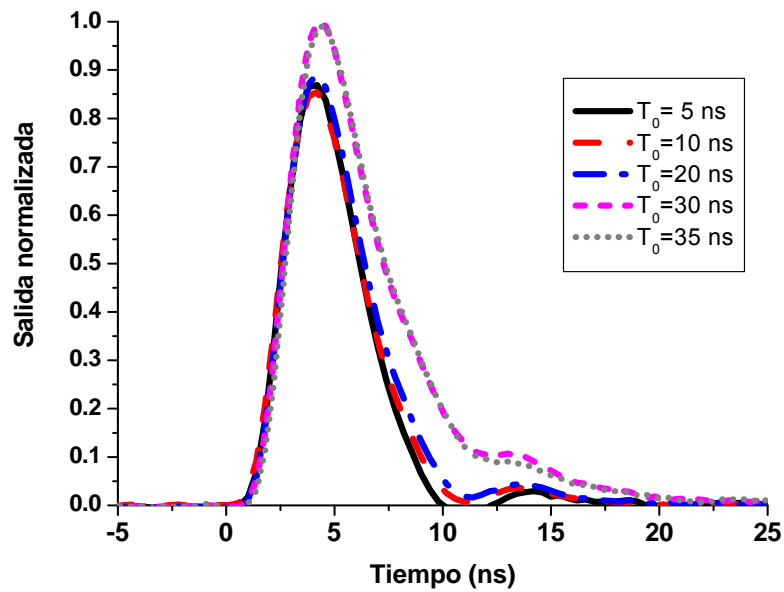


Figura 3.20. Formas de pulsos de bombeo en la salida a diferentes T_0 .

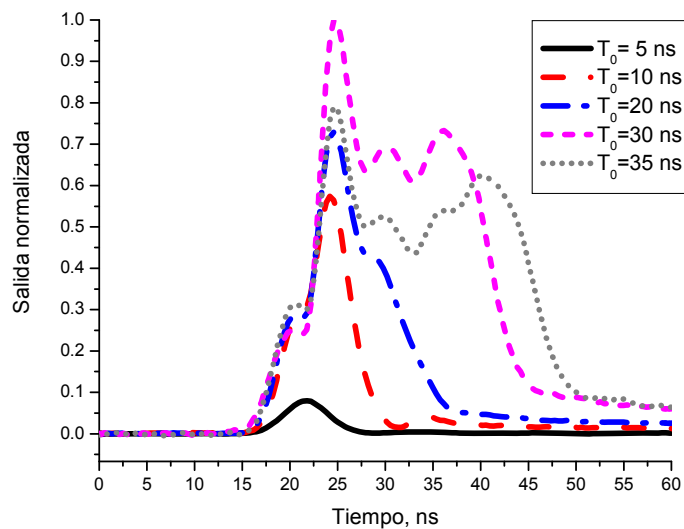


Figura 3.21. Formas de pulsos Stokes en 1660 nm a diferentes T_0 .

La Figura 3.20 muestra las formas de los pulsos de bombeo y la Figura 3.21 muestra las formas de pulsos de la onda Stokes a 1660 nm a la salida de la fibra. Cuando el ancho del pulso es de 5 ns, observamos una señal

Stokes muy débil, pero conforme se aumenta el ancho del pulso observamos que este aumento se ve reflejado en la señal Stokes, debido a que el pulso con más duración temporal contiene mayor energía. Además, el pulso Stokes viaja junto con el pulso de bombeo a la salida de la fibra, haciendo más efectivo el efecto SRS. Al viajar juntos los pulsos de bombeo y Stokes dentro de la fibra, la señal de bombeo transfiere más eficientemente su energía al Stokes por medio del efecto SRS.

Se observa que una duración de pulso bombeo del orden de 25 ns es suficiente para obtener un SRS eficiente con esta fibra de prueba, que es de 10 km.

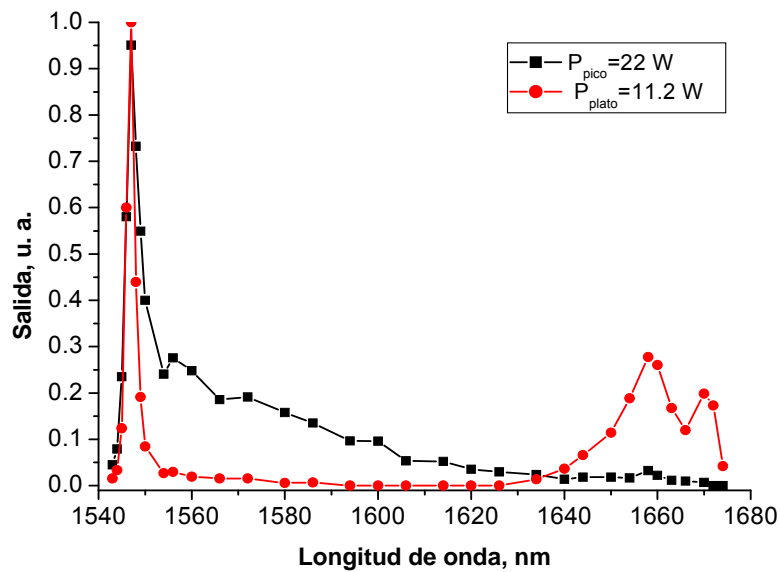


Figura 3.22 Espectro de salida para la fibra de 10 km ($T_0 = 25$ ns).

En la Figura 3.22, se muestra un barrido espectral de la señal de salida con una potencia pico de 22 W para la parte transitoria y para la parte cuasi-estacionaria con una potencia de 11 W, para un pulso de duración de 25 ns. Observamos en el espectro de salida la parte estacionaria produce una banda ancha que va de 1550 nm hasta 1670 nm, debido a los efectos IRS y SFS. Para el caso del espectro de salida de la parte casi-estacionaria, se

muestra un efecto Raman convencional, es decir, el pulso de bombeo a 1549 nm y el Stokes a 1660 nm. En conclusión, un ancho de pulso de 25 ns es suficiente para generar una banda ancha con esta longitud de fibra.

Para conocer la dependencia del proceso SRS con longitudes de fibra óptica mas corta, se utilizaron 4.5 km. Para esta longitud solamente se hizo un barrido espectral para pulsos de 3 ns y 30 ns, ver Figura 3.23. Se observó que el espectro de salida para ambos pulsos a una potencia de entrada de 39 W presenta un desplazamiento en frecuencia del pulso hacia longitudes de onda mas largas, sin embargo, el pulso de de 30 ns tiene además un máximo en 1660 generado por el efecto SRS.

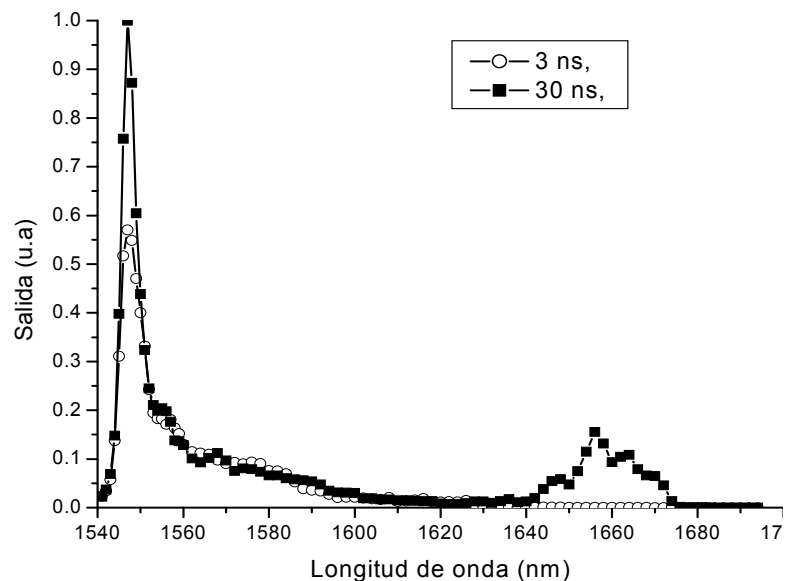


Figura 3.23. Espectro de salida para la fibra de 4.5 km.

Para demostrar la influencia del ancho del pulso para esta longitud de la fibra, se hicieron varias mediciones con diferentes duraciones de pulsos, a una potencia de entrada de 45 W. En la Figura 3.24 se observa el pulso de bombeo en salida utilizando anchos de pulso de 5 ns a 35 ns. Esta

dependencia mostró que, nuevamente, que el pulso de bombeo presenta un hueco a partir de 10 ns, que corresponde a la energía que se transfiere a la onda Stokes. Para comprobar ésta transferencia de energía se midió la onda Stokes a 1660 nm, ver Figura 3.25.

En la Figura 3.25 se muestran las formas de pulsos de la onda Stokes. Se observa un crecimiento de la señal de salida conforme se aumenta la duración del pulso de 5 ns a 35 ns, debido a que aumenta la energía dentro del pulso de bombeo. Sin embargo, el Stokes deja de crecer para un ancho mayor de 30 ns. Por lo tanto, para esta longitud de fibra se pueden utilizar pulsos de un ancho mínimo de 10 ns y como máximo 30 ns para obtener la dispersión Raman convencional.

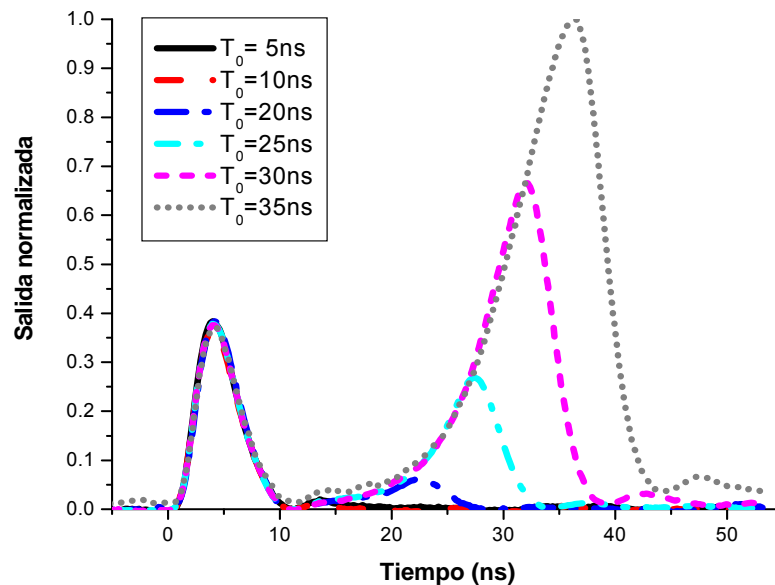


Figura 3.24. Formas de pulso de bombeo en la salida para la fibra de 4.5 km con diferentes duraciones.

Esto se podría relacionar con el retardo entre el pulso de bombeo y el Stokes. Durante la propagación, el Stokes consume la potencia de la parte casi-estacionaria, mientras se desplaza progresivamente respecto a el,

creando el hueco ancho que se ve en la Fig. 3.24. Si la duración de la parte casi-estacionaria del bombeo esta aumentada mas allá del valor de este retardo, la sección final de la parte casi-estacionaria no sirve para el Stokes, ya que nunca se propaga junto con el en esta longitud de fibra. Por lo tanto la este fin de la parte casi-estacionaria sigue presente en el pulso de bombeo, como lo muestran los picos a 30, 35 ns en la Fig. 3.24.

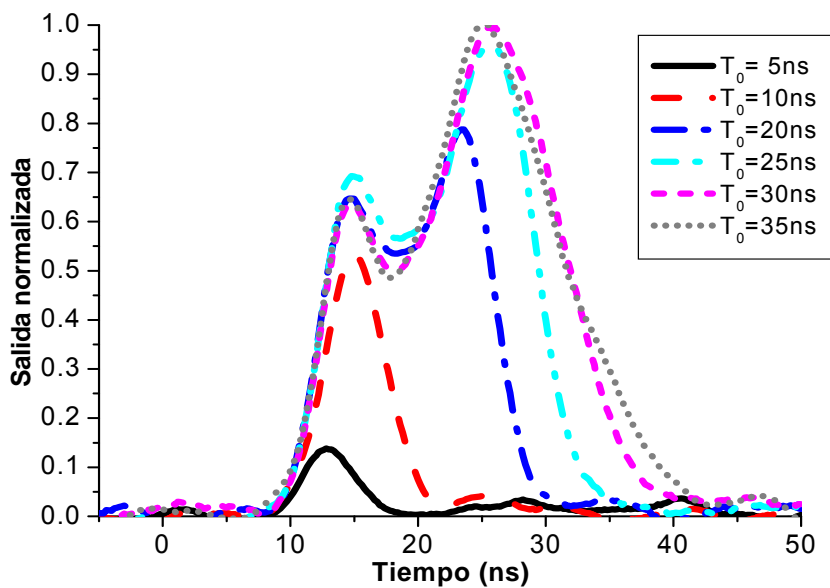


Figura 3.25. Formas de pulso Stokes para la fibra de 4.5 km con diferentes duraciones.

Otro punto interesante fue estudiar la dispersión Raman en una fibra muy corta, de 0.6 km. Igualmente se hizo un barrido espectral de 1540 nm hasta 1700 nm. En la Figura 3.26 se muestra el espectro de salida de la fibra, utilizando una potencia pico de bombeo de 29 W, con anchos de pulsos de 3ns y 30 ns. Observamos que en ambos casos los espectros producidos son similares, esto se debe a que para esta fibra el tiempo de retardo a la salida es de 1.2 ns, valor pequeño respecto a la duración de los pulsos, por lo tanto la interacción del pulso de la señal y el pulso de bombeo se da en el borde

inicial del pulso. En este caso ambos pulsos viajan casi superpuestos hasta el final de la fibra, tanto para el pulso de 3 ns como para el de 30 ns, lo que explica la similitud observada entre ambos espectros.

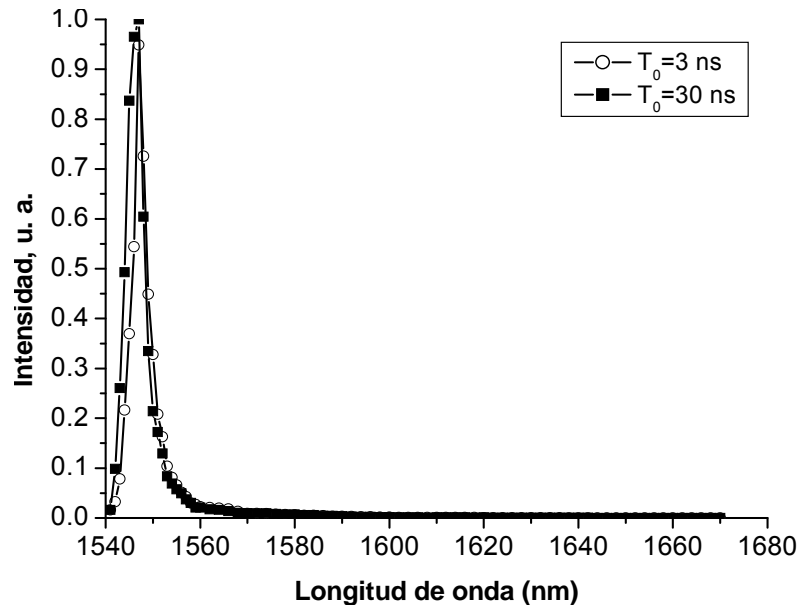


Figura 3.26 Espectro de salida para la fibra de 0.6 km, utilizando pulsos de 3 ns y 30 ns como bombeo.

En un sistema de comunicaciones es muy importante poder enviar información a distancias muy largas, sin embargo, la misma fibra presenta pérdidas que atenúan al pulso que lleva la información. Una forma de compensar estas pérdidas es por medio de un amplificador. Para los sistemas de comunicaciones por fibras, es más adecuado utilizar amplificadores ópticos. La dispersión Raman es utilizada para el diseño de amplificadores ópticos, por lo tanto, se midió la razón de amplificación de las fibras de 0.6 km, 4.5 km y 10 km. En la Figura 3.27, se muestran los resultados que se obtuvieron al medir la amplificación. Para medir la amplificación, se midió el espectro de salida para cada una de las fibras con un pulso de 3 ns y después con un pulso de 30 ns, con una potencia de

entrada de 30 W, y se obtuvo la razón de amplificación. Para determinar la razón de amplificación se hizo un barrido espectral a la salida de la fibra con la ayuda del monocromador midiendo las potencias picos de ambos pulsos. Después de obtener ambas curvas, por medio del software Origin se obtuvo la razón de amplificación dividiendo la intensidad de salida para el pulso de 30 ns entre la intensidad de salida del pulso de 3 ns. Para la fibra de mayor longitud se obtuvo una amplificación máxima de 150. Por lo tanto, esta fibra es adecuada para ser utilizada como medio amplificador Raman.

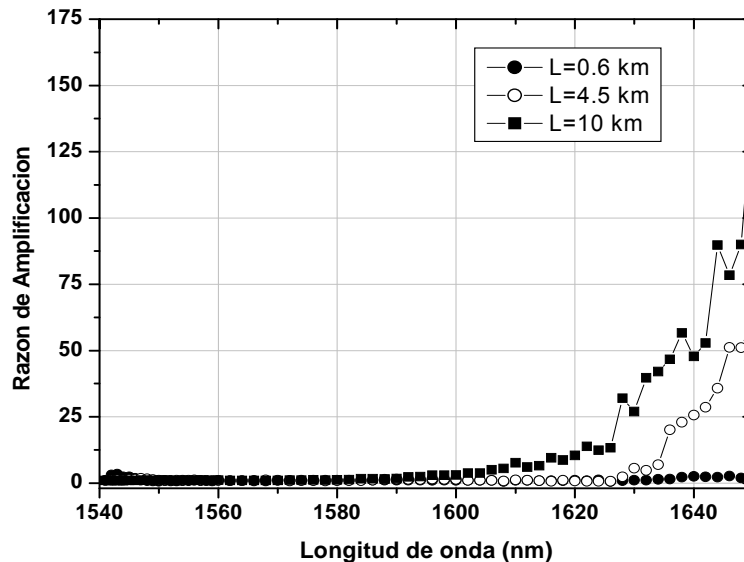


Figura 3.27. Espectro de amplificación de la fibra SMF-28 con 0.6 km, 4.5 km, y 10 km de longitud.

La dependencia de la amplificación Raman con la potencia de entrada para la fibra de 10 km se muestra en la Figura 3.28. Se puede apreciar que para 10 y 15 W la razón de amplificación es muy débil, para 15 W solamente se alcanza un valor de 10. Al incrementar la potencia pico de entrada a 22 W la razón de amplificación crece hasta 140 en 1630 nm.

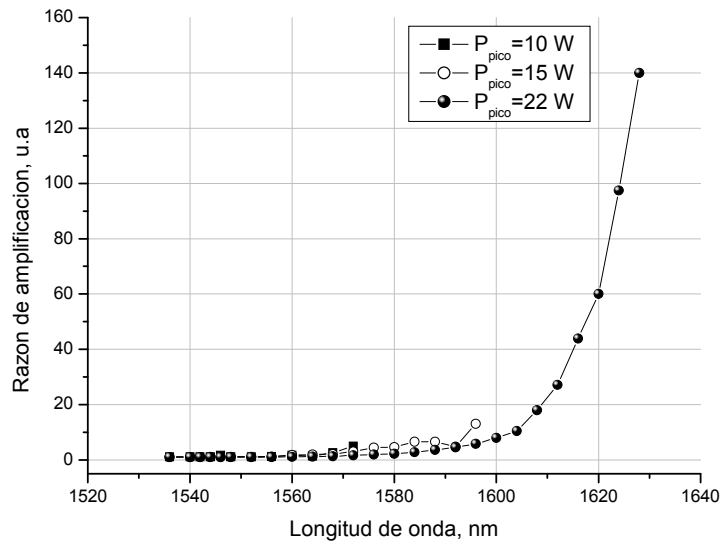


Figura 3.28. Espectro de amplificación para la fibra de 10 km a diferentes potencias de bombeo.

3.6 Conclusiones

Hemos observado el efecto Raman en las fibras con dispersión estándar utilizando pulsos de 30 ns proporcionados por un diodo láser DFB modulado directamente y amplificando la señal por medio de un EDFA. El pulso de 30 ns está formado por una parte transitoria y una parte casi-estacionaria. El pico genera un espectro de banda ancha y el plato un Raman convencional, y en conjunto obtenemos un ensanchamiento espectral de 150 nm que va de 1550 hasta 1700 nm o más allá. Puede ser que exista más energía después de 1700 nm, pero por la limitación del ancho de banda del detector utilizado no se pudo hacer mediciones más arriba de esta longitud de onda.

La dispersión Raman depende de la potencia de bombeo, la longitud de la fibra y la duración de pulso hasta 30 ns influyen el ancho espectral obtenido. El ensanchamiento espectral resulta de la interacción de los

fenómenos no lineales IRS, SFS y SRS. La literatura menciona que para la generación de un ensanchamiento espectral utilizando pulsos de nanosegundos, se involucran otros fenómenos no lineales como son FWM para el régimen de dispersión normal y MI para el régimen de dispersión anómala. En el capítulo 4 se analizará experimentalmente el efecto de MI mostrando los resultados para el régimen de dispersión anómala.

Capítulo 4

Investigación experimental de la Generación de espectro de Banda Ancha o Supercontinuo

En el capítulo anterior se analizó el efecto SRS, y se encontró que la parte casi-estacionaria genera un Raman convencional, mientras que la parte transitoria produce el ensanchamiento espectral debido a SFS. En este capítulo se da una explicación mas detallada del por que se da el auto-desplazamiento en frecuencia (SFS). Se hace un análisis experimental del efecto de inestabilidad modulacional (MI) como mecanismo principal para el ensanchamiento espectral, que en conjunto con la SFS y la SRS genera el espectro de banda ancha, también conocido como supercontinuo (SC), en las fibras ópticas.

4.1 Introducción

El estudio e investigación de efectos no lineales en fibras ópticas ha despertado un gran interés en los últimos años debido al hecho que estos efectos tienen características especiales y aplicaciones potenciales, particularmente en el área de los sistemas de comunicaciones ópticas [91]. Uno de los efectos no lineales más importantes que se presentan en las

fibras ópticas es la SRS [3]. El estudio de la SRS en fibras es de gran interés debido a que representa un mecanismo importante para la amplificación de la luz [88,92], para la regeneración óptica en el procesamiento de señales [93], para interruptores ópticos no lineales [94], para sistemas de reflectividad en el dominio del tiempo [95]. Recientemente, se ha enfocado la atención en la generación de SC en fibras ópticas con pulsos de bombeo de femtosegundos [26,29,96], de picosegundos y de nanosegundos [27], así como en la generación de onda continua [41,44]. La SRS es considerada como uno de los efectos principales para la generación de SC cuando se usan pulsos relativamente largos para el bombeo [38,97].

La MI es otro efecto que juega un papel importante en la generación de SC. La MI se manifiesta como un crecimiento exponencial de la modulación de amplitud pequeña de la luz [3]. En el contexto de fibras ópticas la MI fue estudiada en detalle para láseres de CW o casi-CW. Se ha mostrado que la MI puede generar un espectro de banda ancha [38,98]. Como resultado de la MI aparece una serie de pulsos ultra cortos. Los pulsos se desplazan a longitudes de onda más largas debido al efecto Raman *self frequency shift*. El efecto Raman *self frequency shift* se descubrió primeramente en relación con la propagación de solitones en fibras ópticas [15,16].

4.2 Metodología

Para la generación de SC es necesario que interactúen varios fenómenos no lineales como la MI, SFS, SRS. Por lo tanto, en esta parte de la tesis se presentan resultados experimentales de la generación de espectros de SC de banda ancha en una fibra estándar usando un láser DFB modulado directamente con una longitud de onda de 1549 nm y pulsos de duración de nanosegundos.

Para hacer las investigaciones de estudiar el ensanchamiento espectral, se utilizó el esquema de la Figura 3.1. Se realizaron mediciones de los espectros de salida para cuatro fibras de prueba SMF-28 con longitudes de: 0.21, 0.6, 4.5 y 10 km con las siguientes características: $\beta_2 = -21.8 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 1.32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ y $\alpha = 0.0691/\text{km}$, utilizando una longitud de onda bombeo de 1549 nm.

Para estudiar la MI se revisó la forma del pulso de entrada, obtenida con un fotodetector InGaAs de un ancho de banda de 1 GHz y un osciloscopio de 500 MHz. La Figura 4.1 muestra la forma del pulso de entrada, y este consta de dos partes: una parte del pulso más angosta, que tiene una duración de 3 ns, donde no se observan perturbaciones, y una parte casi-estacionaria.

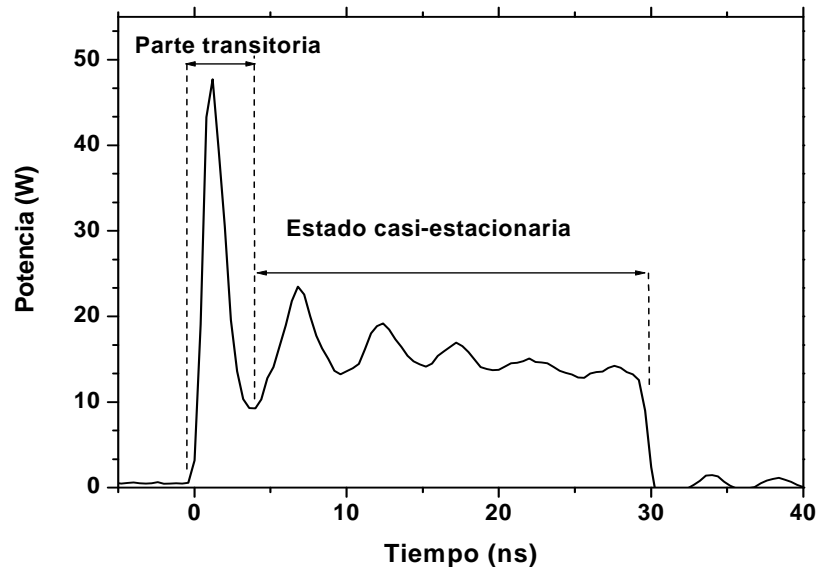


Figura 4.1 Forma del pulso de entrada.

En el capítulo 3, se observó un comportamiento no lineal diferente generado por la parte transitoria y la parte casi-estacionaria a la salida de la

fibra. Por lo tanto, se hace un acercamiento o ampliación con el osciloscopio en esa parte del pulso, esto puede verse en la Figura 4.2.

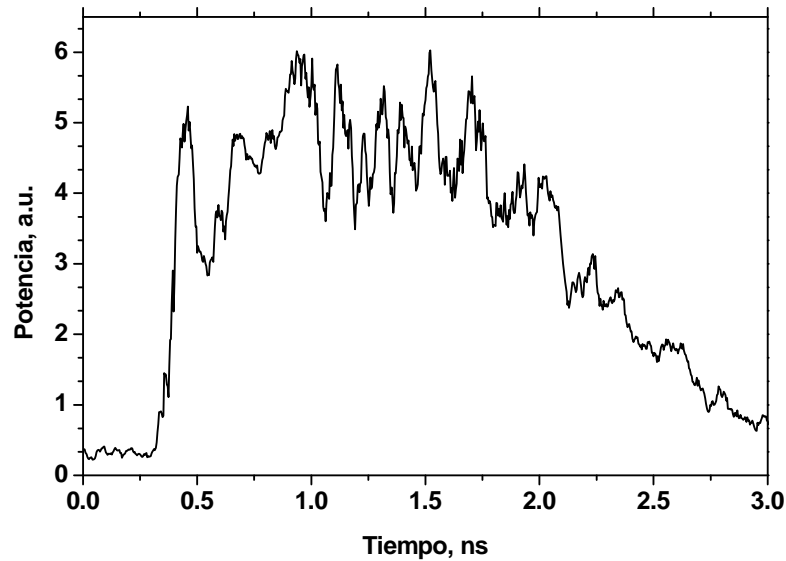


Figura 4.2 Medición del pulso usando un detector de 8GHz [90].

En la Figura 4.2, se muestra la ampliación de la parte del pico de 3 ns de duración del pulso de entrada, obtenida con un fotodetector con un ancho de banda de 8 GHz y un osciloscopio a 20 GHz. Podemos observar que la parte transitoria contiene perturbaciones del orden de ps de periodo, y no es uniforme como se ve la parte transitoria de 3 ns de la Figura 4.1. Ahora se sabe que existen pequeñas perturbaciones en el pulso de bombeo que están interactuando y generando efectos no lineales en la fibra óptica.

Una diferencia respecto a la mayoría de las investigaciones es que nuestra técnica experimental permite la medición separada del espectro de las diferentes partes temporales del pulso de bombeo. Usando esta técnica se encontró que el desarrollo de la parte transitoria inicial del pulso de bombeo es esencialmente diferente al desarrollo de la parte casi-estacionaria.

Para medir el espectro se hizo un barrido en longitud de onda de 1550 a 1700 nm y se grabó la forma de los pulsos a la salida de la fibra de 10 km, con en la entrada un pulso de 30 ns a una potencia pico de 18 W, esto se puede ver en la Figura 4.3. En todo el rango de longitud de onda, de 1558 nm a 1635 nm, el pulso de salida tiene una duración de aproximadamente de 3 ns que corresponde a la duración del pico transitorio del pulso de bombeo. A 1660 nm sin embargo la forma del pulso es similar a la forma del pulso en la entrada. El osciloscopio muestra que la parte transitoria del pulso de bombeo genera la parte del espectro continuo mientras la parte casi-estacionaria genera la onda Stokes.

La manera de ir midiendo la parte transitoria independientemente de la parte casi-estacionaria a la salida de la fibra fue seguir por medio del osciloscopio la amplitud del pulso (como indica la línea vertical en la Figura 4.3) y para la parte casi-estacionaria se tomó la amplitud del pulso como indica la línea horizontal de la Figura 4.3.

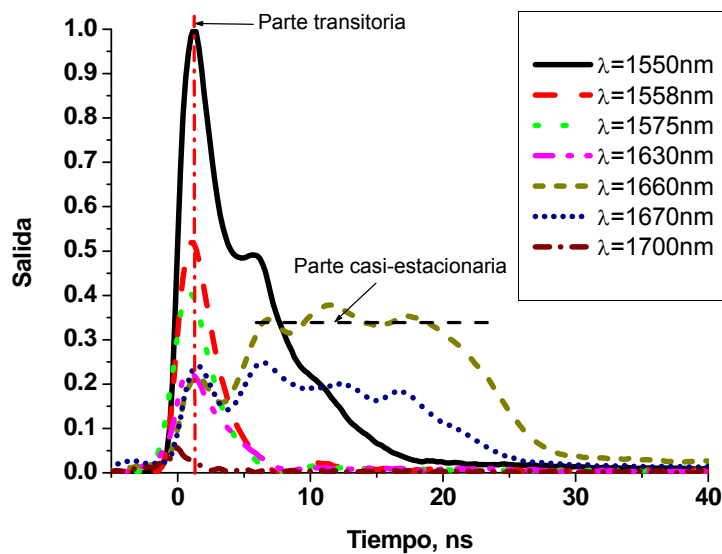


Figura 4.3. Formas del pulso a la salida de la fibra correspondiente a la parte del espectro de SC.

4.3 Inicio del proceso de la generación de supercontinuo

En el capítulo anterior se mencionó que el espectro de banda ancha es debido al efecto de SFS. Para que éste fenómeno ocurra debe existir un mecanismo que lo genere. Debido a la intensidad óptica en la fibra se induce un fenómeno no lineal conocido como MI. De la literatura [2], se ha mencionado que la MI amplifica las pequeñas perturbaciones del pulso de bombeo que crecen exponencialmente, para luego dar inicio al auto-desplazamiento en frecuencias al pulso.

Sabiendo que existen perturbaciones, el siguiente paso consistió en investigar si la MI está generando el desplazamiento en frecuencia. Para lograr esto, fue necesario introducir potencias bajas del orden de 4 -10 W, debajo del umbral Raman, utilizando diferentes longitudes de fibra.

Se utilizó una fibra SMF-28 de 210 m de longitud con tres diferentes valores de potencia de bombeo y se hizo un barrido en longitud de onda con el monocromador a la salida de la fibra. El espectro fue normalizado para tener la intensidad de la longitud de onda central igual a cero y obtener la curva en dB. La Figura 4.4 muestra el espectro generado por la parte casi-estacionaria mientras que la Figura 4.5 muestra el espectro generado por la parte transitoria.

En la Figura 4.4 se observa que para una potencia igual a 4 W el espectro a la salida de la fibra es similar al espectro a la salida del EDFA (ver Figura A.2 del Apéndice A). Para la potencia de bombeo de 10 W aparece el efecto de MI, esto puede verse espectralmente como dos bandas laterales simétricas. Los lóbulos laterales son claramente separados de la longitud de

onda central. El desplazamiento de los lóbulos respecto a la longitud de onda central es igual a 1.8 nm y la intensidad de los lóbulos laterales es igual a -17 dB

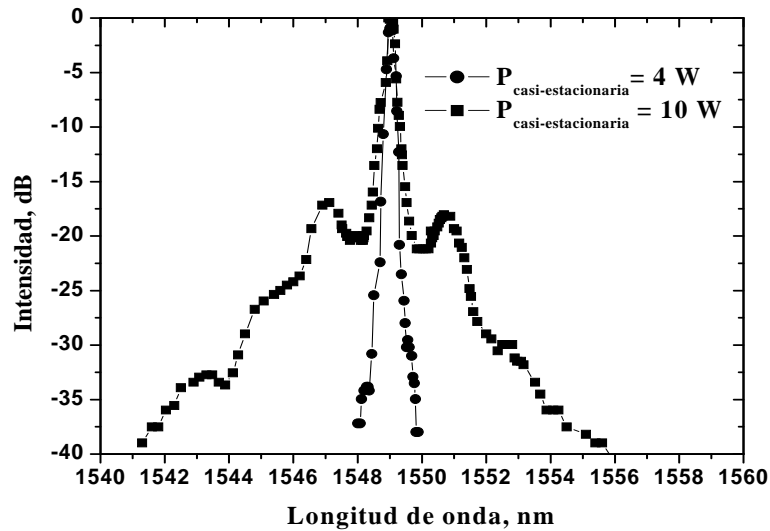


Figura 4.4. Espectro de la parte casi-estacionaria del pulso a la salida de la fibra de 210 m de longitud.

En la Figura 4.5 se observa dos lóbulos laterales simétricos a una potencia pico de 10 W, la intensidad de los lóbulos es -22 dB. La aparición espectral de estos lóbulos laterales es una evidencia directa de la MI. A esta potencia se tiene un comportamiento similar para la parte transitoria y la parte casi-estacionaria.

Los espectros medidos para ambas partes del pulso tienen una forma simétrica. Este hecho muestra que el efecto de SFS todavía no es importante para este conjunto de parámetros experimentales, ya que aun no existe una asimetría en los lóbulos y consecuentemente un ensanchamiento del espectro del pulso hacia longitudes de ondas más grandes. Sin embargo, para la parte transitoria del pulso a una potencia de bombeo de 30 W la intensidad del lóbulo del lado azul es igual a -11 dB mientras que la

intensidad del lóbulo del lado rojo es igual a -10.4 dB. Una pequeña asimetría se muestra cuando aparece el efecto de auto-desplazamiento en frecuencia.

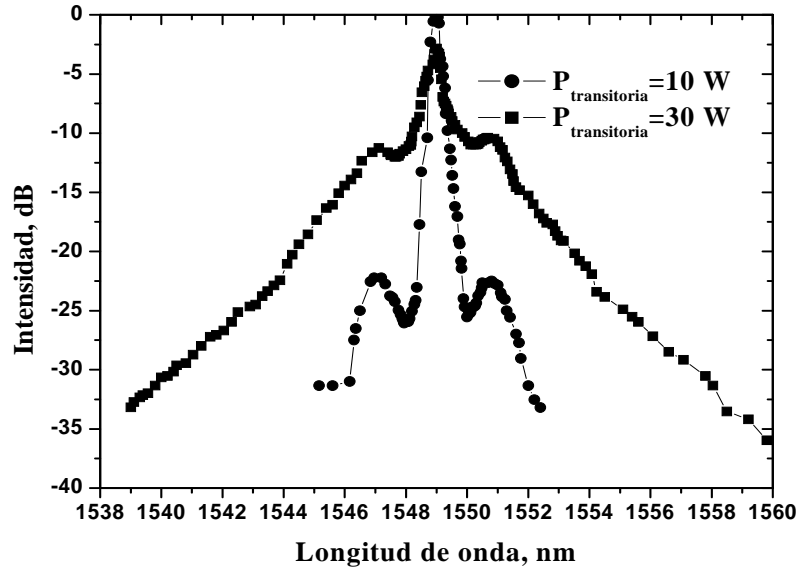


Figura 4.5. Espectro de la parte transitoria del pulso a la salida de la fibra de 210 m de longitud.

Los lóbulos laterales simétricos respecto a la longitud de onda central de bombeo se deben a la ganancia de la MI determinada por:

$$g(\Omega) = |\beta_2 \Omega| (\Omega_c^2 - \Omega^2)^{1/2}, \quad (4.1)$$

donde la frecuencia crítica esta dada por:

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} = \frac{4}{|\beta_2 L_{NL}|}. \quad (4.2)$$

La Figura 4.6 muestra el desplazamiento en longitud de onda de la ganancia para potencias de 5, 10, 20 y 30 W, con los parámetros de la fibra de prueba. Se puede observar que para una potencia de 10 W la ganancia

máxima tiene un desplazamiento simétrico de 1.8 nm, este desplazamiento corresponde a lo obtenido experimentalmente tanto para potencias del plato y del pico de 10 W en la Figura 4.4 y la Figura 4.5 respectivamente. Para una potencia de 30 W se observa un desplazamiento de la ganancia máxima en 2.3 nm, experimentalmente se obtiene un desplazamiento de 2.1 nm. Cabe mencionar que en la Figura 4.6 la ganancia y el desplazamiento en longitud de onda dependen de la potencia de bombeo.

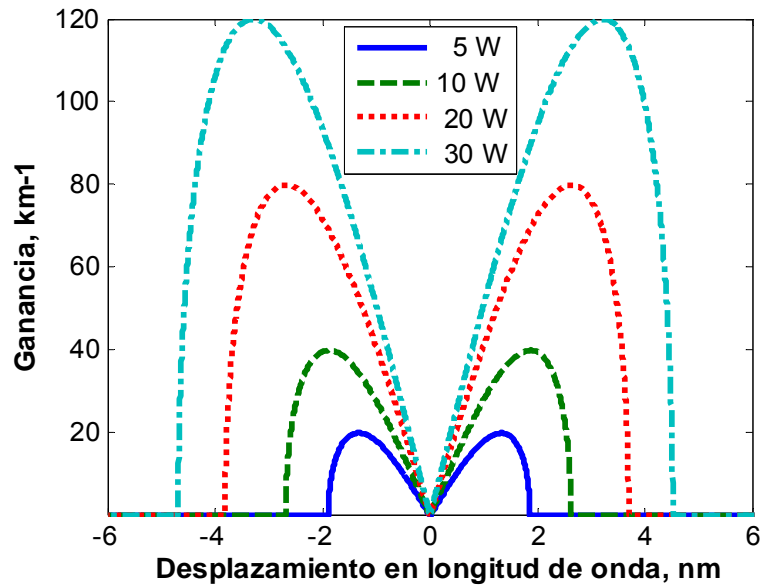


Figura 4.6 Dependencia de la ganancia y del desplazamiento en longitud de onda con la potencia de bombeo.

La ganancia de la MI aumenta con la potencia de bombeo, pero cuando se utilizan longitudes de fibras largas es afectada por las pérdidas α de la fibra, que han sido despreciadas en la ecuación (4.1). El principal efecto de las pérdidas es decrecer la ganancia a lo largo de la fibra porque reduce la potencia. Por lo tanto, P_0 en (4.2) es reemplazada por $P_0 = P \exp(-\alpha L)$ [2], por lo que se obtiene:

$$\Omega_c = \left(\frac{4\gamma P \exp(-\alpha L)}{|\beta_2|} \right)^{1/2}. \quad (4.3)$$

La Figura 4.7 muestra la ganancia de la MI para fibras de 0.6, 4.5 y 10 km de longitud a una potencia de 30 W de bombeo. Podemos observar que para la fibra de 0.6 km la ganancia es un 25 % más grande comparado con la ganancia de la fibra de 10 km debido a que las pérdidas aumentan con la longitud de la fibra. Cabe mencionar que únicamente se hace el análisis para una potencia de 30 W porque solamente es para ilustrar el efecto de las pérdidas en la MI en las fibras con diferentes longitudes.

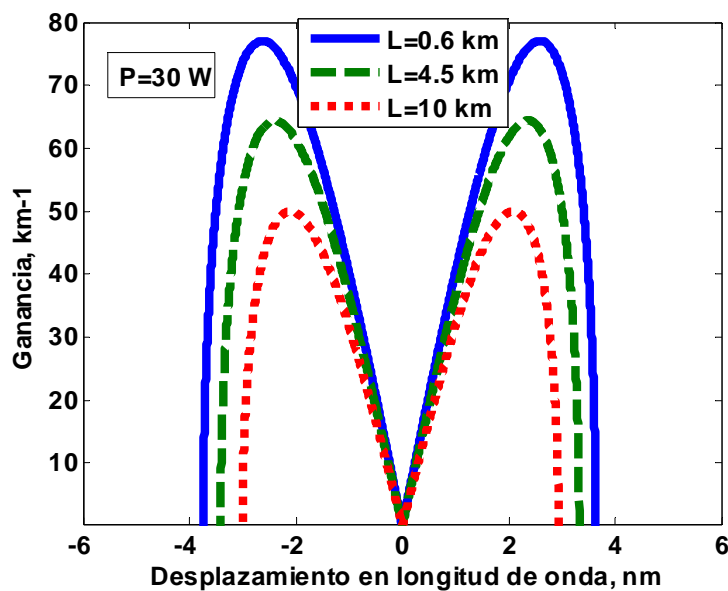


Figura 4.7. Dependencia de la ganancia con la longitud de la fibra.

La Figura 4.8 muestra los espectros del pulso medidos a la salida de la fibra de 0.6 km de longitud, cuando se tomó como referencia la potencia de la parte casi-estacionaria del pulso. Para la fibra de 600 m de longitud, en el espectro aparece un ensanchamiento para una potencia de 3.7 W, que crece para potencias más altas. Los picos debidos a la MI todavía se ven, sin embargo, ellos no se aprecian bien para cualquier potencia de entrada. Los espectros son casi simétricos, para cualquier potencia de entrada.

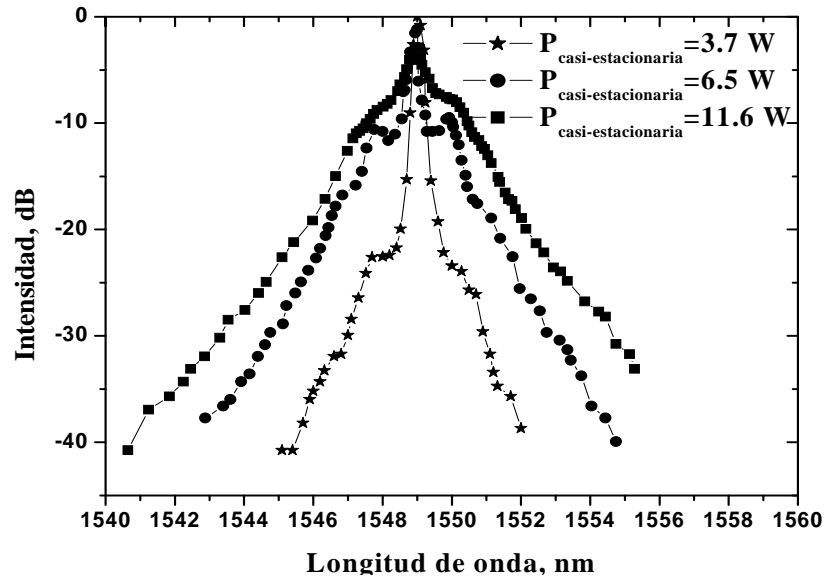


Figura 4.8. Espectro de la parte casi-estacionaria medido a la salida de la fibra de 600 m de longitud.

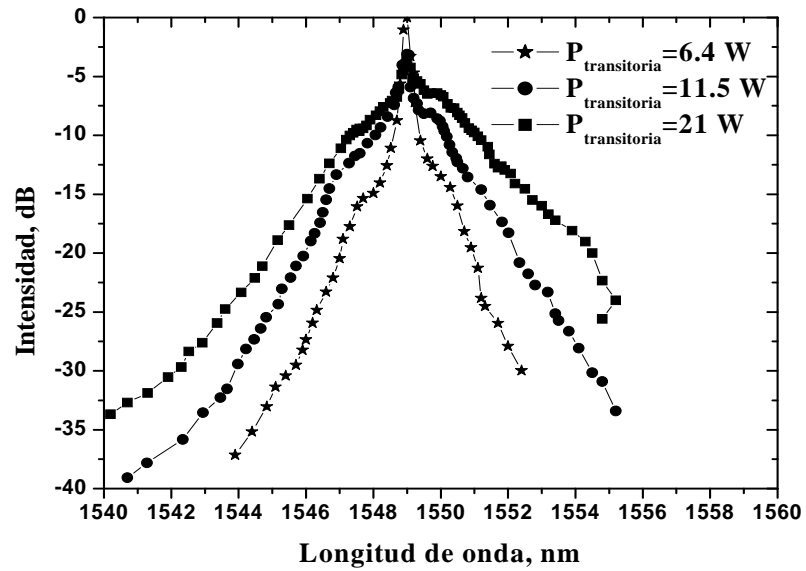


Figura 4.9. Espectro de la parte transitoria medido a la salida de la fibra de 600 m de longitud.

La Figura 4.9 corresponde al espectro del pulso considerando la potencia de la parte transitoria del pulso de la señal de entrada. Los espectros de la parte transitoria del pulso son esencialmente iguales que los espectros de la parte casi-estacionaria. Sin embargo, los espectros para las potencias pico de 11.5 W y 21 W presentan una asimetría pequeña que muestra el mismo efecto de desplazamiento de frecuencia Raman.

Es interesante notar que la asimetría de los espectros de la parte transitoria es más pronunciada que la parte casi-estacionaria para la misma potencia de bombeo (considerando el espectro que corresponde a la potencia de 11.6 W para la parte casi-estacionaria y el espectro que corresponde a la potencia de la parte transitoria de 11.5 W). Por ejemplo, para la parte casi-estacionaria se observan los lóbulos laterales a la longitud de onda de bombeo, uno en 1547.1 nm a -10.6 dB y el otro en 1549.3 a -9.4 dB. Para la potencia de la parte transitoria se observa solo el lóbulo del lado derecho, es decir en 1549.3 nm a -8 dB, esto se debe a que el efecto de auto-desplazamiento en frecuencia empieza a ensanchar espectralmente al pulso hacia longitudes de ondas más grandes.

La Figura 4.10 muestra los espectros medidos a la salida de la fibra SMF-28 con 4.5 km de longitud para la parte de casi-estacionaria. El ensanchamiento del espectro se ve claramente a la potencia de 14 W. A esta potencia el desplazamiento es claramente más importante hacia la región roja. Nosotros lo atribuimos al efecto de auto-desplazamiento en frecuencia Raman. A potencias de entrada más altas que 14 W la generación de la onda Stokes alrededor de 1650 nm empieza a ser significativa.

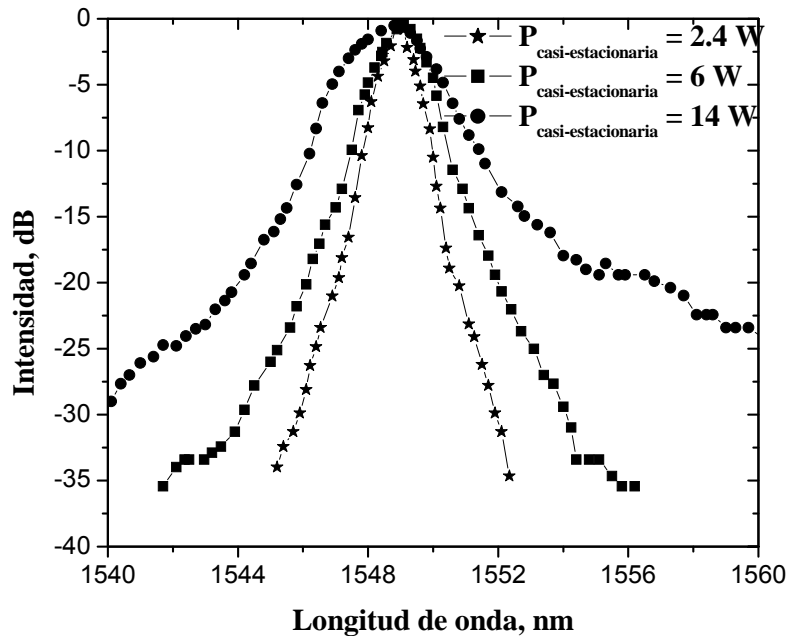


Figura 4.10. Espectro de la parte casi-estacionaria medido a la salida de la fibra de 4.5 km de longitud.

La Figura 4.11 muestra los espectros de la parte transitoria del pulso. Estos espectros son similares a los espectros de la parte casi-estacionaria. Sin embargo, la parte transitoria del pulso no genera la onda Stokes. En cambio da lugar al comienzo de la generación del SC. Puede verse para la potencia de 15 W en la Figura 4.11. Para las potencias de bombeo utilizadas, los picos laterales que corresponden a la MI no se presentaron para esta longitud de fibra, creemos que se debe a que la ganancia de la MI disminuye debido a las pérdidas de la fibra, es decir, ésta disminuye un 50%, como puede verse en las Figuras 4.6 y 4.7 para una potencia de bombeo de 30 W. Sin embargo, la potencia de la parte transitoria al tener perturbaciones en el pulso genera una ganancia que creemos suficiente para generar el auto-desplazamiento espectral del pulso y consecuentemente obtener a la salida un espectro ancho continuo. Se puede ver en la figura 4.11 que para una potencia del pico de 15 W se obtiene un espectro continuo en 1558 nm a -10

dB, en cambio el espectro generado por la parte casi-estacionaria a una potencia de 14 W (Figura 4.10) en 1558 nm solo alcanza -25 dB.

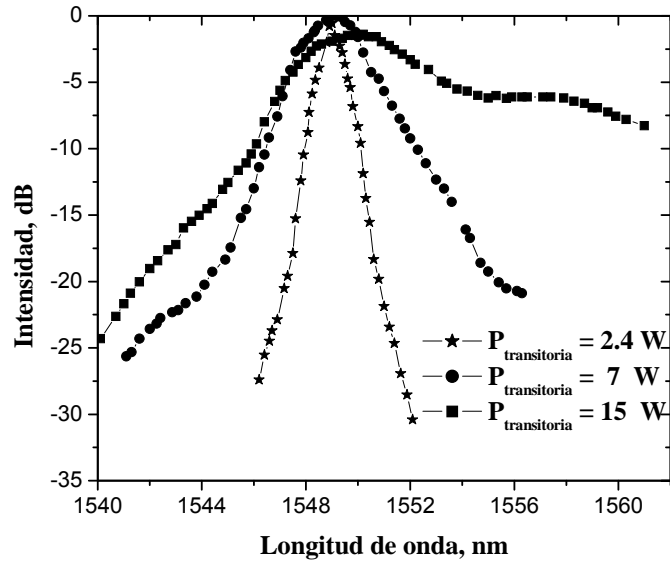


Figura 4.11. Espectro de la parte transitoria medido a la salida de la fibra de 4.5 km de longitud.

4.4 Generación de supercontinuo

La Figura 4.12 muestra un ejemplo del espectro a la salida de la fibra de 4.5 km de longitud a más alta potencia cuando la onda Stokes aparece bien desarrollada. El pulso de bombeo tiene la potencia pico de 52.2 W. La intensidad del espectro fue calculada utilizando el área del pulso a la salida del monocromador. Pueden verse claramente dos partes distintas en el espectro: primero, el espectro continuo que ocupa el rango entre 1550 nm y 1640 nm y, segundo, la parte del espectro que corresponde a la onda Stokes que alcanza su máximo a 1656 nm.

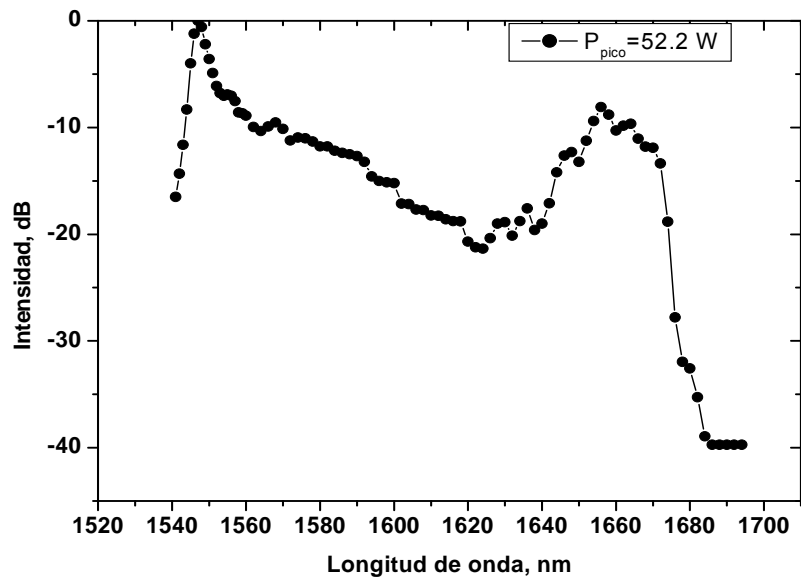


Figura 4.12. Espectro a la salida de la fibra de 4.5 km para una potencia pico de entrada de 52.2 W.

La figura 4.13 muestra el espectro a la salida de la fibra de 10-km de longitud. La potencia de la parte transitoria es 18 W.

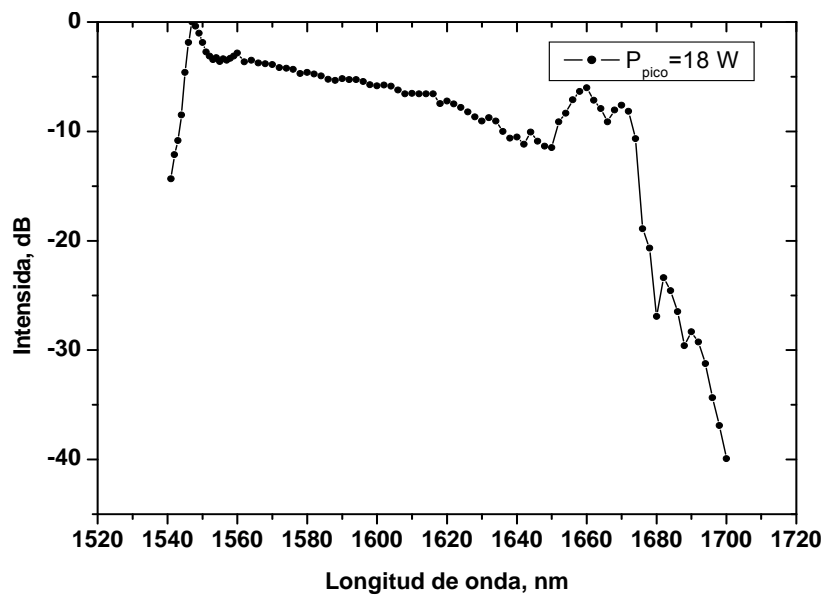


Fig. 4.13. Espectro a la salida de la fibra de 10 km de longitud.

Haciendo una comparación de los espectros de salida de la fibra de 4.5 y 10 km, se obtienen resultados similares, sin embargo la parte continua del espectro es más plana para la fibra de 10 km de longitud. La disminución de la intensidad del espectro es sólo de -7 dB entre 1555 nm y 1650 nm para la fibra de 10 km, mientras que para la fibra de 4.5 km de longitud, la disminución es de aproximadamente -20 dB en este mismo rango.

En la generación de supercontinuo es importante obtener un ancho espectral lo más plano posible para obtener una ganancia uniforme en todo ese rango. En la Figura 4.14 mostramos varias curvas de espectros para la fibra de 10 km, utilizando varias potencias de bombeo y pulsos de 30 ns.

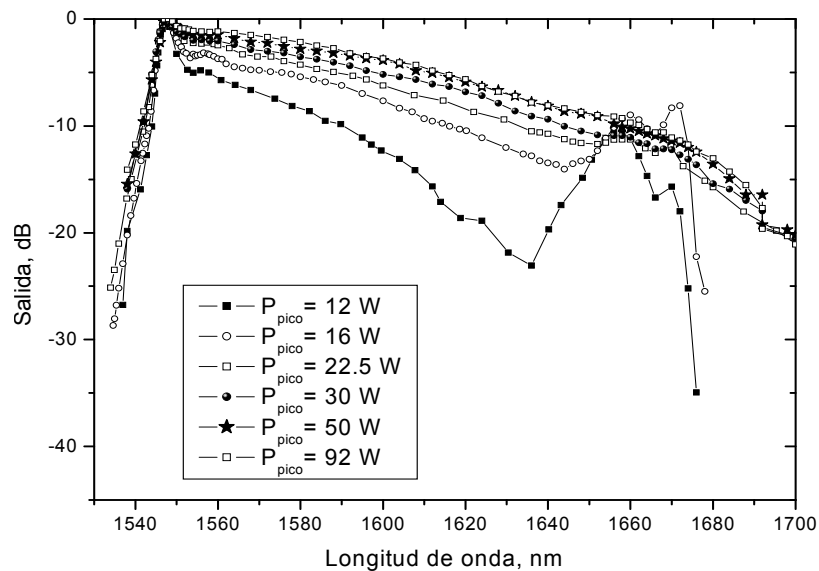


Figura 4.14. Generación de supercontinuo para la fibra de 10km.

Se observa en la Figura 4.14 que a potencias de 12 W se obtiene un espectro que consta de dos partes, una va de 1550 nm a 1635 nm con una ganancia que va de 0 a -25 dB, otra de 1635 nm a 1670 nm teniendo un máximo en 1660 con una ganancia que va de 0 a -10 dB. Conforme se aumenta la potencia de bombeo se observa que la ganancia se hace cada

vez más plana, logrando obtener -10 dB de amplitud de variación de la ganancia en el rango de 1550 nm a 1660 nm con una potencia de 50 W. Para mayores potencias esta ganancia no aumenta, esto puede verse para 92 W, debido a que la energía del primer Stokes está contribuyendo a la generación de un segundo Stokes.

El comportamiento del pulso de 3 ns es diferente a uno de 30 ns, esto se observó en el capítulo 3, el caso de la generación de SC no es la excepción. Para demostrar la influencia de la amplificación Raman en la generación de SC se hicieron mediciones para pulsos de 3 ns como de 30 ns de duración a la misma potencia. La Figura 4.15 muestra el espectro de salida para 3 ns y la Figura 4.16 el espectro de salida para 30 ns a potencias picos de 13.5, 17.2, 22 W de potencia de entrada para la fibra de 10 km.

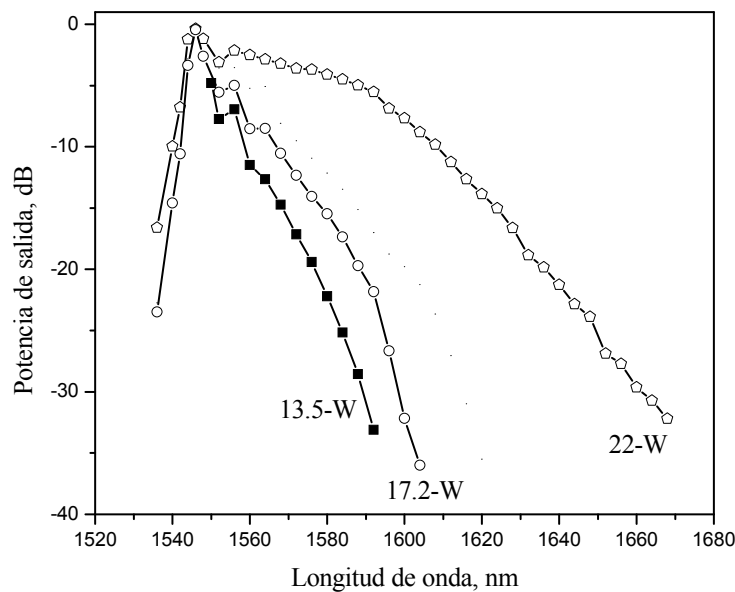


Figura 4.15. Espectro de salida para pulsos de 3 ns.

Para 13.5 W se observa en la Figura 4.15 un espectro con un ancho de 30 nm, y conforme se aumenta la potencia de entrada este espectro se va ensanchando, con 22 W de potencia de entrada se tiene un espectro continuo de 110 nm. La generación de este espectro continuo se debe al

auto-desplazamiento en frecuencia del pulso producido por el pulso de bombeo de 3 ns. Cabe mencionar que con este pulso de entrada se obtiene un espectro continuo de 110 nm, pero no es plano.

En la Figura 4.16 se observan los espectros de salida para el pulso de 30 ns. Para la potencia de 13.5 W el espectro de salida tiene un ancho de 40 nm, igual al producido por el pulso de 3 ns. Esta similitud se debe a que el plato tiene una potencia de 6.5 W y aún está por debajo del umbral Raman. Para la potencia de 17.2 W el ancho del espectro producido por el pulso de 30 ns es ligeramente más ancho únicamente por 10 nm. Esto indica que el plato empieza a generar la onda Stokes y por lo tanto a influir en la amplificación del pulso desplazado. Para la potencia de 22 W el espectro producido por el pulso de 30 ns tiene un ancho espectral de 150 nm a -30 dB, mientras que el espectro generado por el pulso de 3 ns tiene 100 nm de ancho a -30 dB. Conforme se aumenta la potencia de bombeo el espectro de salida generado por el pulso de 30 ns se va haciendo más plano, en el rango de 1550 nm a 1660 nm se tiene un espectro plano con solamente una caída de -12 dB para 22 W, en cambio para el pulso de 3 ns no se obtiene un espectro plano.

Por lo tanto, para un pulso de 30 ns, el ensanchamiento espectral es mayor y va de 1550 nm a 1700 nm, esto es debido a que la parte transitoria genera la MI, el cual sirve como mecanismo para iniciar el auto-desplazamiento en frecuencia del pulso, consecuentemente amplificado por la dispersión Raman producida por la parte casi-estacionaria del pulso. Por lo tanto, al utilizar el pulso de 30 ns, el espectro es más ancho y de mayor amplitud, y conforme se aumenta la potencia de bombeo el espectro de la ganancia es más plana.

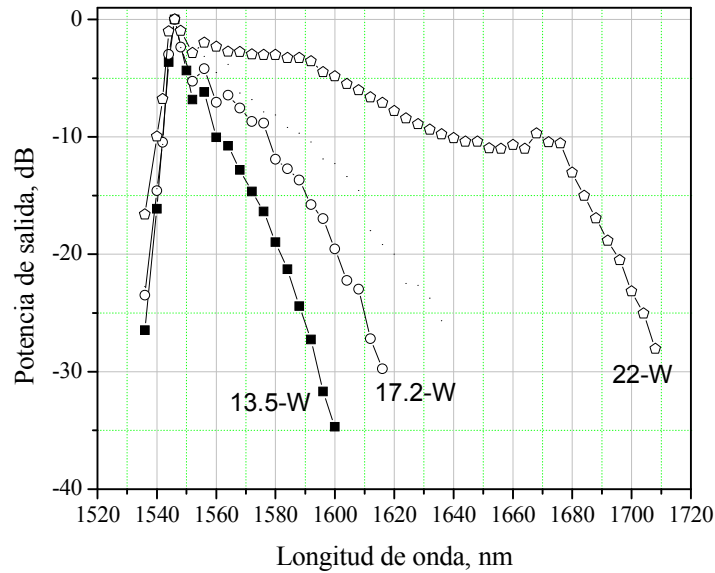


Figura 4.16. Espectro de salida del pico para pulsos de 30 ns.

4.5 Conclusiones

Hemos estudiado el desarrollo de las no linealidades sufridas por pulsos de ns en fibras con la dispersión anómala. Usamos un monocromador y detectamos la forma del pulso en el rango de longitudes de onda incluido entre 1549 nm y 1700 nm. Usando esta técnica se puede ver el desarrollo de la parte transitoria del pulso de bombeo y de la parte casi-estacionaria separadamente. Para la fibra de 210 m de longitud la parte transitoria y la parte casi-estacionaria del bombeo manifiestan MI que gradualmente desaparece para las fibras más largas y no tiene ninguna manifestación para la fibra de 4.5 km de longitud o más largas. Para las fibras largas la parte transitoria del pulso de bombeo genera el desplazamiento de frecuencia Raman-inducido, teniendo como un resultado importante un espectro de banda ancha. Al mismo tiempo la parte casi-estacionaria nunca genera SC produciendo en lugar de eso la onda Stokes centrada a 1660 nm. En conjunto se puede decir que la MI sirve como base para el auto

desplazamiento espectral del pulso (SFS) producido por la parte transitoria del pulso de bombeo, mientras que la parte casi-estacionaria produce el efecto SRS. Es decir, para la generación de SC en el régimen de dispersión anómala interactúan estos tres fenómenos no lineales para producir la generación de SC.

Capítulo 5

Corrección de los Pulsos Generados por Láseres Semi- conductores con Modulación Directa

En este capítulo se presentan los resultados de la corrección de la forma óptica de un pulso de un diodo láser DFB modulado directamente.

5.1 Introducción

Los láseres semiconductores son dispositivos de gran importancia para sistemas de comunicaciones ópticas debido a su pequeño tamaño, alta eficiencia y alta velocidad de modulación. La modulación de un láser semiconductor puede ser realizada por modulación directa de la corriente de polarización o por el uso de moduladores externos. El desempeño de la modulación directa es severamente limitado por las oscilaciones de relajación. Moduladores externos son comúnmente empleados dado que estos tienen mucho menos “*chirp*” y las oscilaciones de relajación son

eliminadas del pulso de salida [99]. Normalmente se usan moduladores de electro-absorción e interferómetros de Mach-Zehnder, donde se modula la intensidad de salida según el voltaje aplicado externamente. Por otra parte, la modulación directa implica cambios en la corriente de entrada del láser, estos cambios producen una dependencia temporal de la intensidad óptica en la salida. Sin embargo, debido a su simplicidad y bajo costo la modulación directa del láser es preferible para algunas aplicaciones tales como en óptica no lineal. En los años pasados, algunos estudios se han llevado a cabo para encontrar mecanismos que permitan la supresión de las oscilaciones de relajación de un láser semiconductor de retroalimentación distribuida DFB (Distributed Feed Back Laser) usando circuitos eléctricos [100], por retroalimentación óptica [101,102], por inyección de luz empleando un láser GaAs [103], y por emisión espontánea [104]. También otros grupos de investigación han hecho exhaustivos trabajos teóricos para reducir estas oscilaciones, analizando de diferentes maneras el modelo matemático que describe el comportamiento dinámico de un láser, comúnmente conocido como las ecuaciones de razón del láser [105-107].

Nosotros aprovechamos los efectos no lineales como son la MI, SFS y el efecto Raman, que han sido ampliamente estudiados en los capítulos anteriores para la fibra SMF-28 en el régimen de dispersión anómala. Por lo tanto, como una de las posibles aplicaciones de estos efectos no lineales, en este capítulo demostramos la corrección de la forma de los pulsos de salida de un láser modulado directamente, utilizando el mismo esquema experimental propuesto para la generación de SC.

La señal amplificada, antes de la entrada a la fibra de prueba tiene la forma de la Figura 5.1.

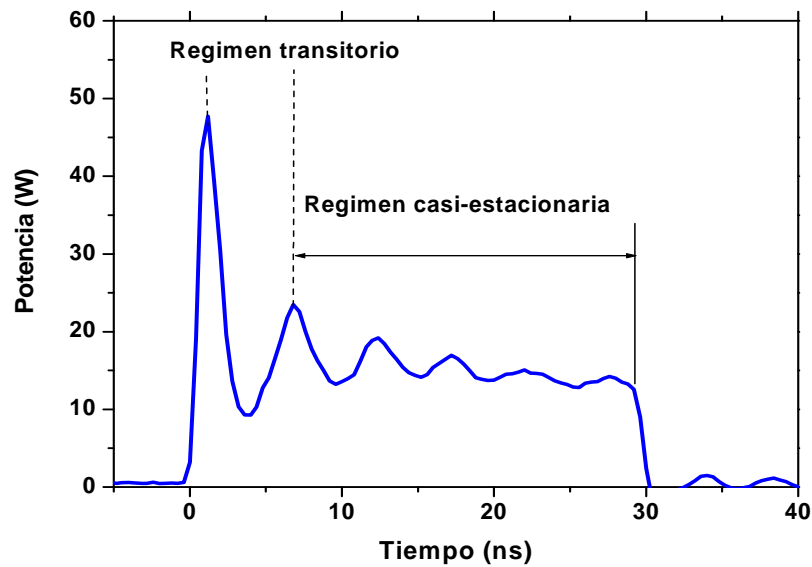


Figura 5.1. Forma de pulso generado por modulación directa de un diodo láser y amplificado por un EDFA.

La presencia de las oscilaciones de relajación puede incitar a algunos fenómenos no lineales usualmente considerados en el contexto de pulsos ultracortos. Esto se debe a la dispersión Raman que induce un desplazamiento espectral y es uno de los efectos más investigados para pulsos de bombeo ultracortos. Físicamente, este aparece como una transferencia continua de energía de los componentes de frecuencia alta de un pulso a los componentes de frecuencia más baja del mismo pulso, causando como resultado el desplazamiento gradual del espectro del pulso hacia longitudes de ondas más largas dentro de la fibra. Este desplazamiento espectral se manifiesta como un cambio de posición del pulso, ya que la velocidad de la luz es dependiente de la frecuencia en la fibra óptica, dado que este es un medio dispersivo. El efecto fue descubierto para solitones y por lo tanto fue llamado soliton self-frequency shift [15,16].

El efecto de SFS se debe a que existe un fenómeno no lineal que sirve como mecanismo para generarlo, este fenómeno se llama MI, el cual se caracteriza por amplificar exponencialmente las pequeñas perturbaciones de la señal de bombeo conforme se propaga en la fibra, y ocurre en el régimen de dispersión anómala [3]. Teóricamente se demostró que la MI puede ocasionar el rompimiento temporal del pulso convirtiéndolo en un tren de pulsos ultracortos [108,109]. Este mecanismo fue usado para conversión de longitudes de ondas [110] y fue discutido también en el contexto de la generación de SC [44].

En los resultados anteriores para la generación de SC, se comprobó que al utilizar un pulso de un diodo láser DFB modulado directamente como señal de entrada en la fibra, debido a la MI la parte transitoria del pulso se rompe en una serie de pulsos cortos, los cuales son desplazados espectralmente a longitudes de onda mas largas por auto desplazamiento Raman (debido a SFS). El desplazamiento en frecuencia depende de la longitud de la fibra. Encontramos que hay un hueco entre la potencia a la cual se manifiesta el SFS y la potencia a la cual la SRS convencional empieza debido al plato. Así, encontrando un balance entre la potencia y la longitud de la fibra podemos controlar el desplazamiento en frecuencia de la parte transitoria del pulso sin ningún cambio de la parte casi-estacionaria del pulso.

5.2 Resultados experimentales

Aprovechamos esta última característica, de poder controlar el desplazamiento en longitud de onda del pulso, considerando como la parte transitoria la parte del pulso que es desplazada a lo largo del rango de 1550

a 1660 nm. Se hicieron mediciones a la salida de las fibras de prueba a una longitud de onda de 1550 nm, seleccionada por medio del monocromador. Para ello se utilizaron pulsos de 30 ns de duración a diferentes potencias picos de bombeo. Cabe mencionar que para hacer estas mediciones se hace uso del esquema experimental de la Figura 3.1.

La Figura 5.2 muestra las formas de pulsos a la salida de la fibra de 10 km. Utilizamos una potencia pico de entrada desde 10 hasta 22 W. Para una potencia pico de entrada de 10 W, se observa que la parte transitoria es minimizada casi a la misma amplitud de la parte casi-estacionaria, sin embargo existe todavía energía de la parte transitoria al inicio del pulso, seguida de oscilaciones en la parte casi-estacionaria. Para potencias de 12 W y 15 W el pulso se ha corregido debido a que la parte transitoria genera la MI e inicia el auto-dezplazamiento espectral del pulso llevando parte de energía de la parte transitoria hacia longitudes de onda más grandes para obtener la forma de un escalón, sin embargo presenta algunas oscilaciones. Para potencias más altas de 20 W, parte de la energía de la parte casi-estacionaria empieza a transferirse a la onda Stokes, manifestándose en el pulso de entrada con un hueco en esta parte del pulso. El hueco es más pronunciado para una potencia de 22 W.

La Figura 5.3 muestra las diferentes formas de pulsos a la salida de la fibra de 4.5 km. Se utilizaron potencias pico de entrada desde 18 hasta 60 W. Se puede observar que la parte transitoria es minimizada cuando se utilizan potencias de entrada a la fibra arriba de 18 W. Por debajo de 35 W, sin embargo, todavía pueden verse algunas oscilaciones. Para potencias más altas de 35 W de potencia pico, una parte de la energía de la parte casi-estacionaria empieza a transferirse a la onda Stokes, manifestándose en el pulso de salida con un hueco en esta parte del pulso.

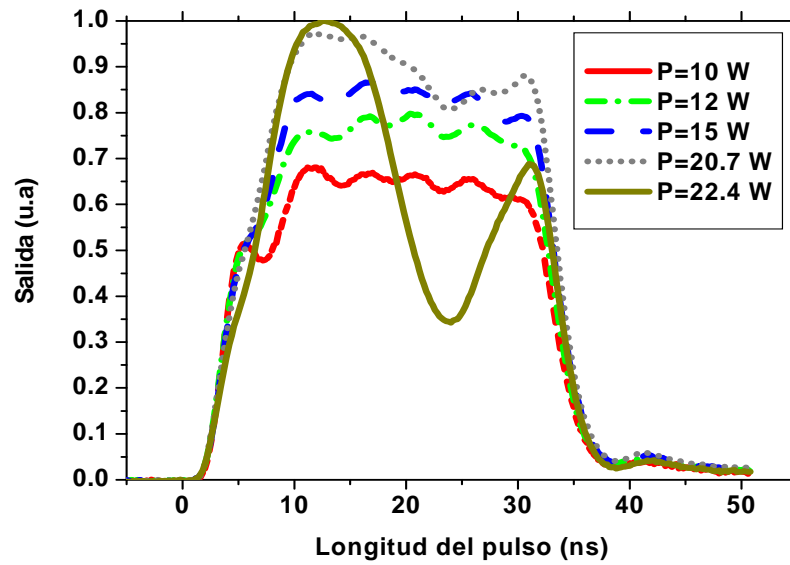


Figura 5.2. Formas de pulsos corregidos a través de la fibra de 10km.

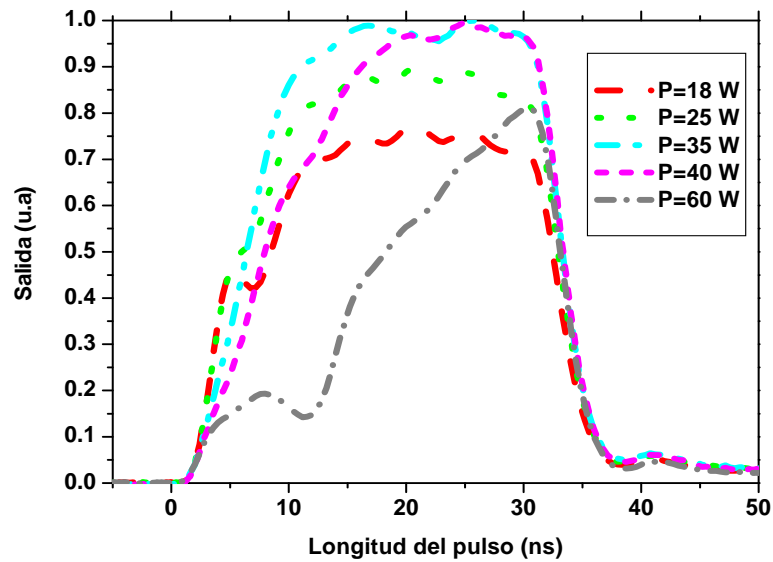


Figura 5.3. Formas de pulsos corregidos a través de la fibra de 4.5 km

Utilizamos pulsos de una potencia pico de entrada desde 19 hasta 58 W para la fibra de 0.6 km. En la Figura 6.4, podemos observar que la parte

transitoria es minimizada más suavemente comparada con los dos resultados anteriores. Para una potencia pico de entrada de 19 W el pulso se ha corregido, sin embargo, todavía presenta algunas oscilaciones. Para potencias mas altas podemos observar a la salida de la fibra una forma de pulso corregida completamente, sin oscilaciones. Para potencias mayores de 50 W, parte de la energía empieza a decaer, transfiriéndose a otra longitud de onda.

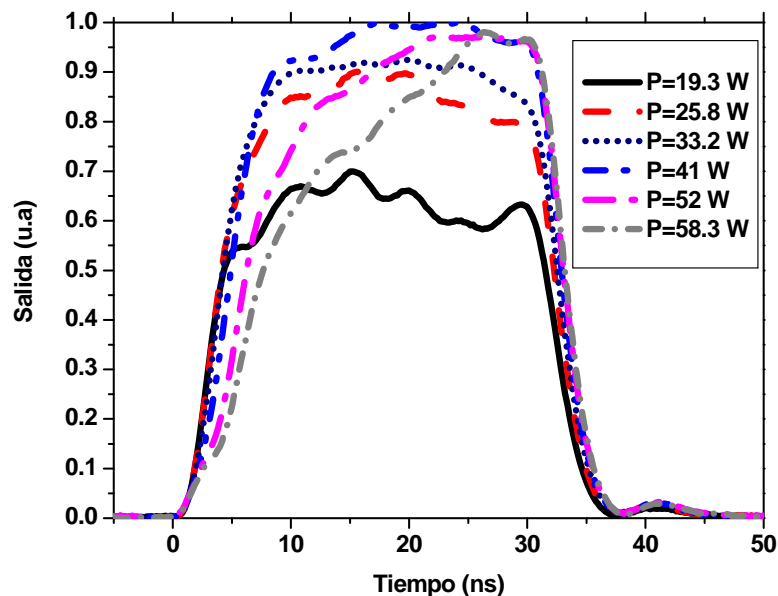


Figura 5.4. Formas de pulsos corregidos a través de la fibra de 600 m.

A manera de ver una comparación de la corrección de la forma del pulso a la salida de las tres longitudes de fibra SMF-28 utilizada, en la Figura 5.5 se muestran varios ejemplos de la forma del pulso a la salida de la fibra para longitudes de 0.6, 4.5 y 10 km, con potencias de entrada de 41, 35 y 15 W, respectivamente. La parte casi-estacionaria es casi plana para las longitudes de fibra mas cortas, mientras para los otros casos presenta una oscilación adicional. Sin embargo, para cada longitud de fibra investigada, encontramos una significativa supresión de la parte transitoria.

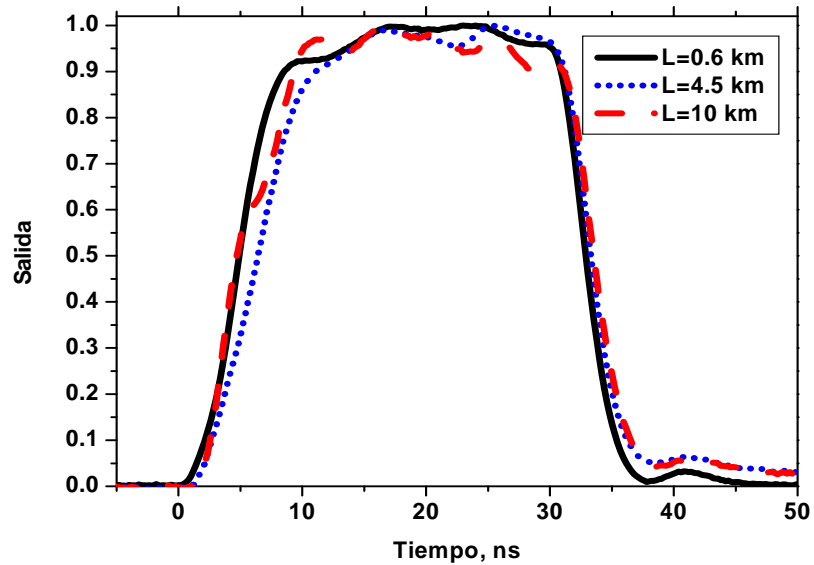


Figura 5.5. Comparación de formas de pulsos para las tres longitudes de fibra consideradas.

En resumen, se demostró que es posible filtrar la parte transitoria del pulso de entrada usando efectos no lineales ópticos. Medimos la forma del pulso de bombeo a la salida de la fibra a diferentes potencias de entrada. Es posible obtener una forma cuadrada del pulso para potencias de entrada menores que 50 W. A niveles de potencia mayores de 50 W, el efecto de la dispersión Raman estimulada SRS convencional empieza y la pérdida de energía de la parte casi-estacionaria aparece.

5.3 Conclusiones

Los efectos no lineales como son la MI, el SFS, y la SRS generan un espectro de banda ancha comúnmente llamado SC. Pero también, hemos demostrado que estos efectos pueden ser utilizados para la corrección de la forma del pulso de un láser modulado directamente. Esto se logra eligiendo la potencia pico de entrada y la longitud de la fibra para controlar

adecuadamente el desplazamiento espectral del pico. Encontramos que para fibras con longitudes mas cortas, la parte transitoria del pulso de salida es significativamente eliminada, dando como resultado un pulso bastante plano, mientras que para los otros dos casos donde la fibra excede los 0.6 km de longitud, la parte transitoria es en gran parte suprimida, pero el pulso de salida contiene muchas oscilaciones, dando como resultado un pulso indeseado. Para esta fibra, es interesante encontrar un rango que va de 25 W a 50 W de potencia donde el pulso permanece corregido. Es para esta fibra de 0.6 km donde se obtuvieron los mejores resultados. En cambio para la fibra de 4.5 km el rango es de 10 W, y para la de 10 km es de solo aproximadamente 6 W.

Cabe mencionar que el pulso corregido puede ser utilizado para la investigación de la dispersión Raman, es decir, se puede utilizar como señal de bombeo. Lo más interesante sería saber si produce un Raman convencional o algunos otros fenómenos no lineales.

Capítulo 6

Conclusiones generales

El objetivo general de la tesis fue obtener experimentalmente la dispersión Raman y la generación de SC en fibras ópticas monomodo.

La forma del pulso utilizado nos produjo efectos no lineales diferentes; la parte transitoria produce un ensanchamiento espectral continuo del pulso y la parte casi-estacionaria produce el efecto Raman convencional. Se concluyó que la generación de la dispersión Raman es debida a la parte casi-estacionaria cuando se hizo el análisis de su energía, sin incluir la energía de la parte transitoria. Este efecto se pudo observar para fibras con 4.5 y 10 km de longitud, ya que depende de la longitud de la fibra y de la potencia de bombeo.

En la generación de SC se comprobó que este ensanchamiento espectral del pulso es debido a los procesos no lineales como la MI, el SFS y el efecto SRS. La MI se observó en fibras con longitudes de 210 m y 600 m, con potencias de 10 W hasta 30 W y de 6.5 W, respectivamente. Para potencias más altas en la fibra de 600 m se observa un ensanchamiento del pulso hacia longitudes de onda más grandes, debido a que la MI sirve como mecanismo para incitar al desplazamiento espectral del pulso, este espectro siendo consecuentemente amplificado por la ganancia Raman. En la generación de SC también se involucra el efecto de dispersión Raman estimulada, esto hace que se obtenga una banda más ancha en el espectro.

Se comprobó que este ensanchamiento aumenta con longitudes de fibras más largas, generando a la salida de la fibra un SC con una ganancia más plana para la fibra de 10 km de longitud.

Se demostró que el efecto Raman influye para la amplificación Raman, esta amplificación alcanza 150 en una longitud de onda de 1650 nm para la fibra de 10 km. La ventaja del efecto de la dispersión Raman, es que puede ser utilizado con otra longitud de onda de bombeo, con la finalidad de que corresponda la amplificación en una longitud onda de 1550 nm, donde funcionan los sistemas de comunicaciones ópticas.

Encontramos que los efectos no lineales se pueden utilizar para aplanar pulsos, esto consiste en corregir la forma temporal de pulso de un diodo láser modulado directamente. Se encontró que la fibra de 0.6 km fue la más adecuada para este fin, porque aparte de eliminar el pico transitorio del pulso, también elimina las oscilaciones del plato del pulso.

Las principales contribuciones de este trabajo son: la obtención de un espectro continuo utilizando un diodo láser como fuente de señal. Se aprovechó los efectos no lineales para eliminar la parte transitoria del pulso al modular directamente a un diodo láser.

Apéndice A

Metodología y Calibración de Equipo

En este capítulo se reportan los resultados de algunas caracterizaciones de los equipos que se utilizaron para la medición del efecto Raman en las fibras ópticas. Entre ellos, el amplificador de fibra dopada con erbio, monocromador, fotodetector y diodo láser.

A.1 Introducción

Para la medición experimental del efecto Raman, es fundamental introducir potencias picos altas del orden de 15 W a 70 W en la fibra. Por ello, es necesario hacer uso de un amplificador óptico, en este caso se utilizó un amplificador de fibra dopada con erbio para magnificar la señal proporcionada por el diodo láser DFB modulado directamente.

Además, es necesario conocer las características de los instrumentos electrónicos y limitaciones de cada uno de ellos. En este capítulo se describirán los componentes e instrumentos que se utilizaron en este trabajo. La caracterización de los dispositivos es una parte importante, porque de ello depende la precisión de los resultados experimentales.

A.2 Características del esquema del amplificador de fibra dopada con erbio

El esquema de la Figura A.1 se basa en el diseño propuesto por [111]. Este amplificador consta de dos etapas de fibra dopada con Erbium (Erbium Doped Fiber, EDF). En la primera etapa se utiliza una configuración reflectiva [112], la longitud de la EDF1 es de 10 m y se utiliza como amplificador de bajas potencias. Esta etapa aprovecha que la señal proporcionada por un diodo láser de la compañía Mitsubishi (ML976H6F) a una longitud de onda 1549 nm viaja por ella, es amplificada dos veces, una cuando viaja por primera vez en la fibra dopada con erbio y la otra cuando es reflejada al final de la misma. La reflexión de la señal es llevada a cabo por una rejilla de Bragg.

La rejilla de Bragg, aparte de que refleja la señal, elimina el ruido de emisión espontánea amplificada que se genera dentro del amplificador. Este ruido tiene un ancho espectral de aproximadamente 60 nm (1520 nm – 1580 nm). La rejilla de Bragg solo refleja la longitud de onda de Bragg y elimina el espectro en toda longitud de onda que no coincide con ella.

La segunda etapa consta de 15 metros de EDF2 y es utilizada como amplificador de alta potencia. La EDF utilizada en ambas etapas tiene una concentración de 1000 ppm de erbio.

El láser que genera la señal óptica es un láser de retroalimentación distribuida (Distributed Feedback, DFB) que tiene un rango de selección en longitud de onda. El cambio en longitud de onda se hace mediante el cambio de temperatura en el láser. La longitud de onda de emisión que se genera en este láser debe de coincidir con la de la rejilla de Bragg, en caso contrario, no

habrá señal en la salida del amplificador [112].

El diodo DFB es modulado directamente por medio de un generador de pulsos modelo SRS DG535. El EDFA puede amplificar un pulso de entrada con una potencia pico de 2 mW hasta una potencia pico de 100 W de salida. A la salida de la segunda etapa los pulsos pasan a través de un acoplador de fibra óptica con una razón de acoplamiento de 99/1, el 99% de señal se utiliza como fuente de bombeo del medio Raman y el 1% restante permite monitorear la potencia de bombeo que se introduce al medio Raman. También se utilizó un atenuador de 20 dB en la salida del 1% del acoplador, con la finalidad de reducir la señal de salida y no saturar al detector PIN. El atenuador fue conectado a un osciloscopio con el que se monitoreó la señal de salida del EDFA.

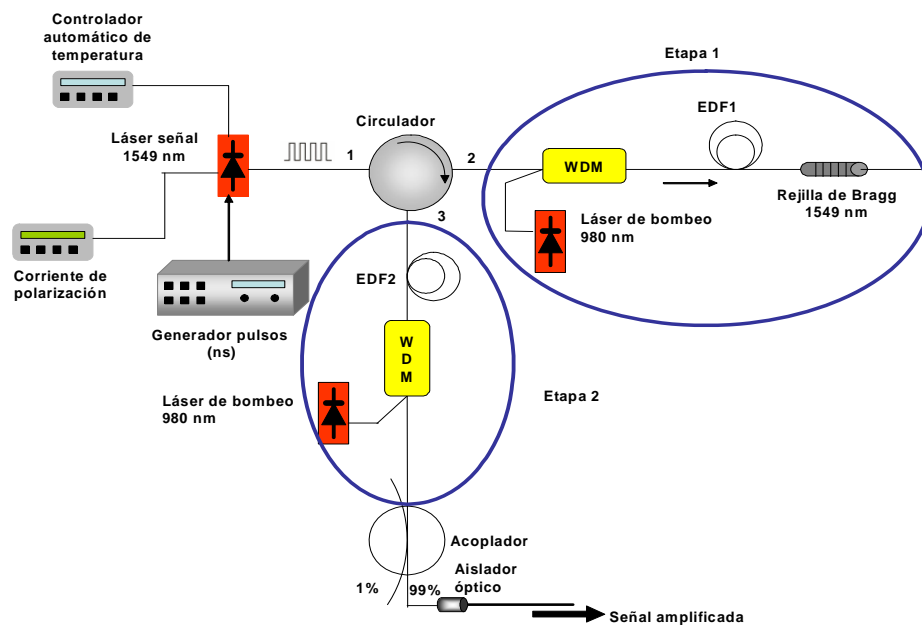


Figura A.1. Esquema del EDFA.

A.3 Características del monocromador utilizado

Se utilizó un monocromador McPherson modelo 290A con las características de la Tabla A.1:

Tabla A.1. Características del monocromador utilizado en el esquema experimental

Resolución	0.3 Å con 5 μm de la abertura
Rango en longitud de onda	800 nm a 2000 nm
Rango de Velocidad	0.1 a 99 nm/min
Abertura de ancho variable	Entre 5 y 2000 μm

Las mediciones fueron espectrales, por lo tanto fue necesario caracterizar el monocromador. Para esto, se utilizó un pulso de entrada a baja potencia pico de 0.46 W. Se fijó la abertura en 100 μm y se procedió a hacer un barrido en longitud de onda directamente a la salida del EDFA para medir el espectro de salida del pulso a potencias bajas y garantizar que aun no se tiene efectos no lineales. La Figura A.2 muestra el espectro de salida a del pulso a una longitud de onda de 1549 nm con una potencia de la parte transitoria de 0.46 W y para la parte casi-estacionaria de 0.22 W. Se obtuvo un ancho a media altura del perfil de intensidad del pulso de 0.2 nm para ambos espectros generados a la salida del EDFA, esto indica que a estas potencias el pulso no se altera debido a efectos no lineales ya que ambos pulsos presentan el mismo ancho espectral.

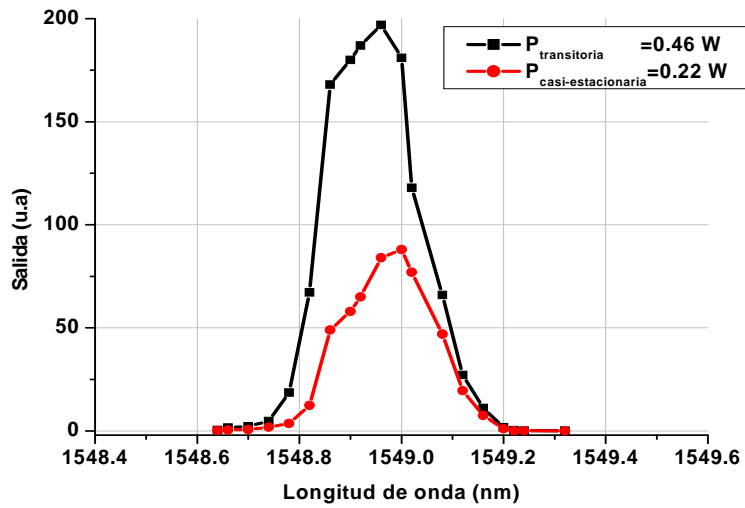


Figura A.2 Espectro del pulso a la salida del monocromador (FWHM de 0.2 nm).

A.4 Características del fotodetector utilizado

Se utilizó un fotodetector InGaAs D400FC de Thorlabs, que es un modulo convertidor de señal óptica a corriente eléctrica de alta velocidad, con un ancho de banda de 1 GHz, respuesta espectral de 800-1700 nm (ver Figura A.3).

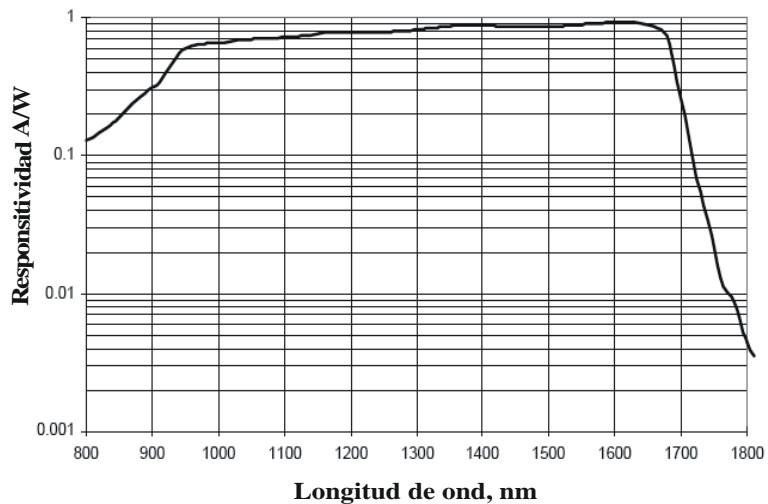


Figura A.3. Espectro óptico del fotodetector D400FC de Thorlabs.

Para calibrar al amplificador EDFA, primeramente se caracterizó la sensibilidad del fotodetector, el cual sirve para monitorear la potencia de entrada a la fibra de prueba. Se utilizó una señal de onda continua del diodo láser de 1549 nm, variando la corriente por medio del generador se hicieron varias mediciones detectando la señal por medio de un medidor de potencia TOP-220, como indica la Figura A.4. En la Figura A.5 se muestra la curva obtenida de la dependencia de la potencia de salida en dBm con respecto a la corriente.

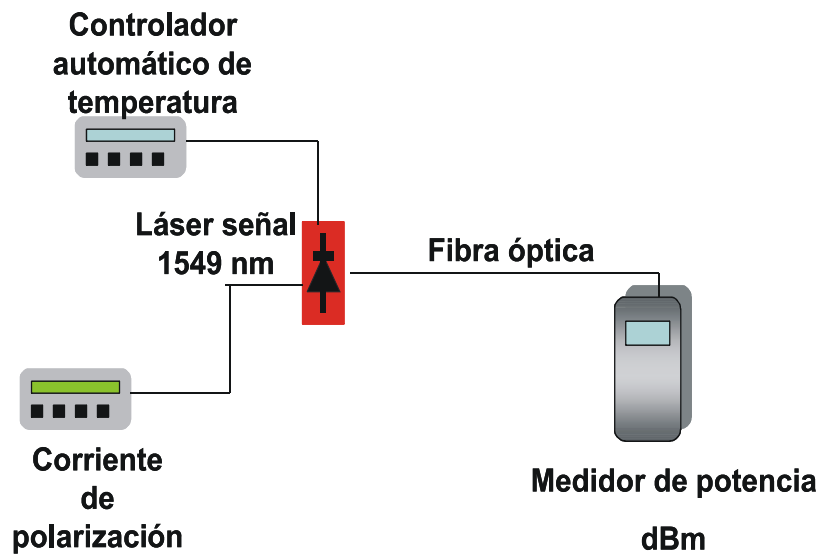


Figura A.4 Esquema utilizado para medir la potencia óptica del diodo láser de señal.

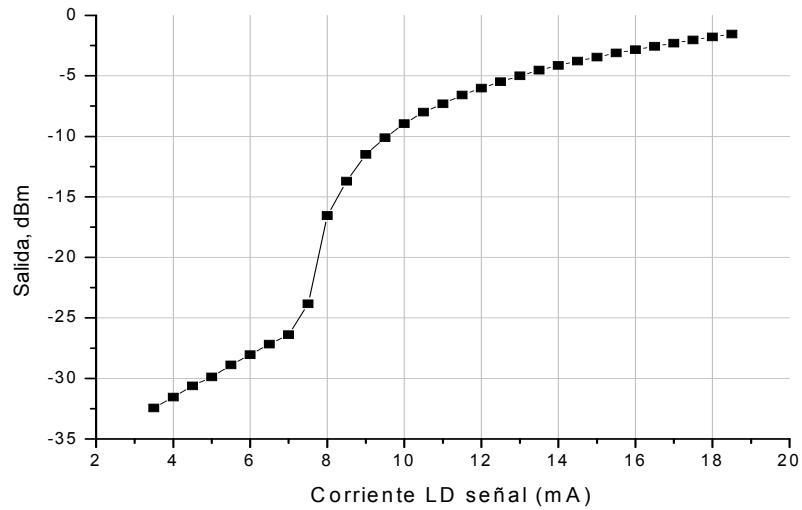


Figura A.5. Dependencia de la potencia de salida con la corriente del diodo láser de señal

Después, se retiró el medidor de potencia y se conectó la salida del diodo láser al detector InGaAs, y se varió la corriente para tomar la lectura en mV en el osciloscopio (ver Figura A.6). En la Figura A.7, se muestra la curva de los resultados obtenidos. Cabe mencionar que los intervalos de la variación de corriente fueron las mismas que de la medición anterior, para después relacionar los datos entre sí.

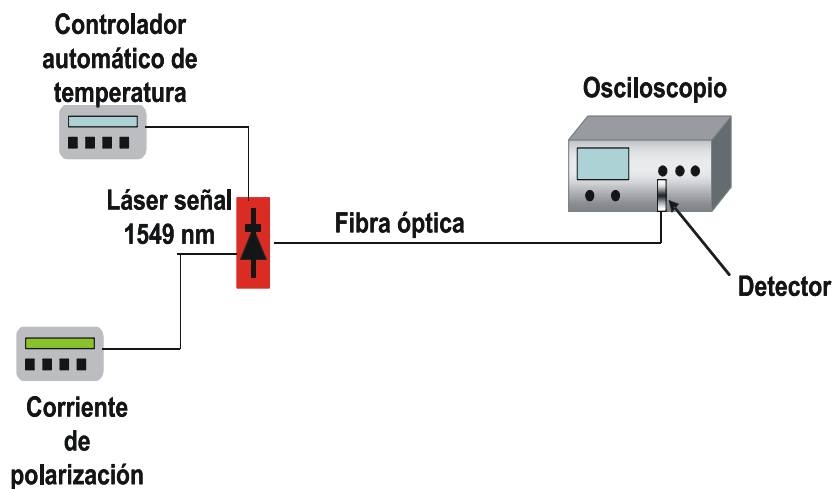


Figura A.6. Esquema utilizado para medir el voltaje de salida del diodo láser de señal.

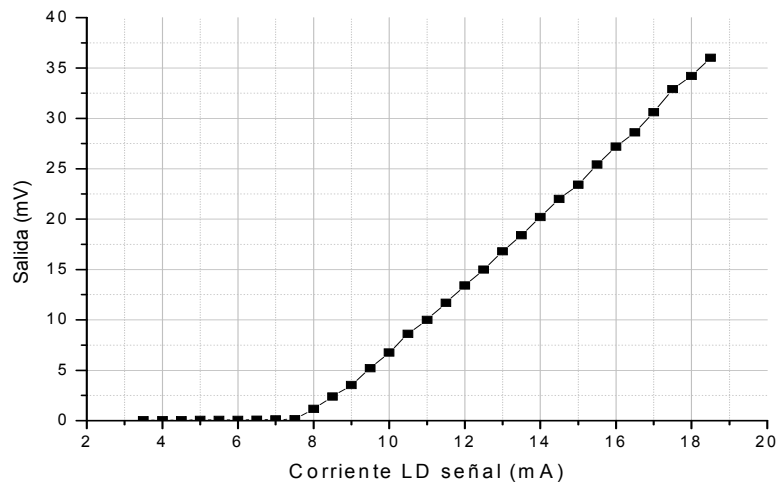


Figura A.7. Dependencia del voltaje de salida con la corriente del fotodetector PIN

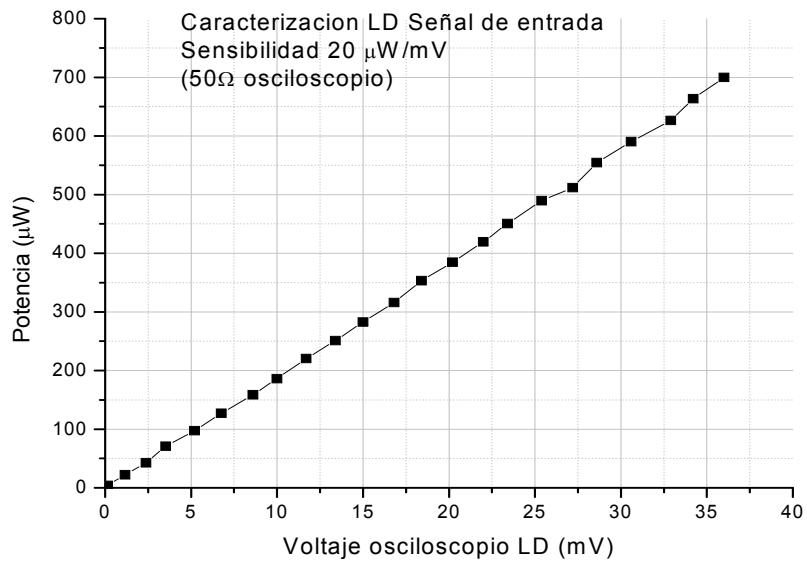


Figura A.8. Sensibilidad del fotodetector D400FC

Por medio de estas dos mediciones se calculó la potencia en Watts por medio de la potencia en dBm obtenidos del TOP-220. La Figura A.8 muestra la dependencia de la potencia en μW , con el voltaje medido en el osciloscopio. Para determinar la sensibilidad del fotodetector se calculó la

pendiente de la recta y por medio de este análisis se encontró que la sensibilidad del detector para una impedancia de entrada en el osciloscopio de 50Ω , corresponde a $20 \mu W/mV$. Responsividad (en A/W) = ?

Con la sensibilidad obtenida se pudo calibrar finalmente al EDFA de la siguiente manera: tenemos una sensibilidad de $20 \mu W/mV$, se tiene una atenuado de 20 dB que nos atenúa 100 veces, y el acoplador 99 veces, entonces, multiplicando estas atenuaciones con la sensibilidad, nuestra calibración a la salida del EDFA corresponde a $0.2W/mV$. Por lo tanto, al monitorear la salida del 1% del amplificador, por ejemplo, si la lectura obtenida es de 100 mV y se multiplica por el factor obtenido de la calibración, se obtiene una potencia pico de 20 W. Entonces, la potencia real que sale del EDFA en la salida del 99% es de 20W. De esta manera se puede saber la cantidad de potencia pico que se introduce en la fibra de prueba de una manera indirecta, pero eficiente.

A.5 Características del diodo láser utilizado

El diodo láser es comúnmente caracterizado por la curva de potencia de salida contra la corriente de polarización a través del diodo. En la Figura A.9 puede verse dicha la curva, donde se observa el umbral es 8 mA. La potencia de luz incrementa conforme incrementa la corriente de polarización hasta que la excitación del semiconductor por la potencia eléctrica causa una potencia de salida saturada en él, si se rebasa la corriente máxima se puede llegar a dañar permanentemente al diodo. Es por ello que es necesario conocer las características eléctricas del diodo láser que se está utilizando.

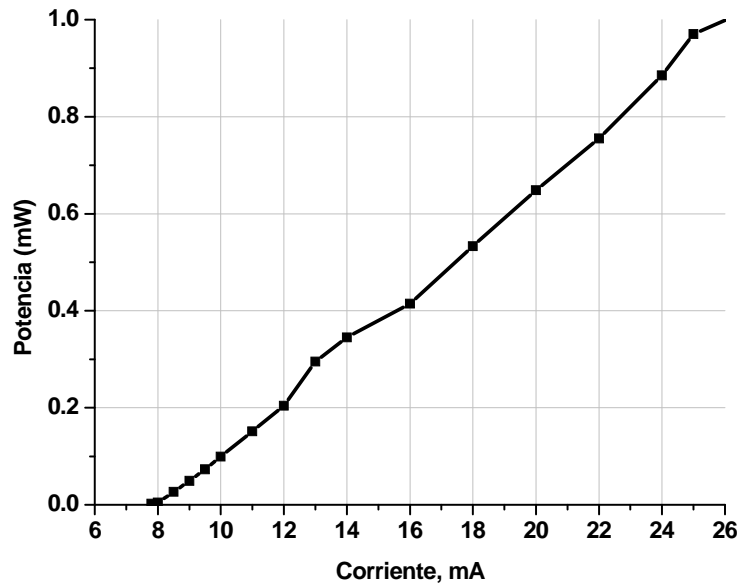


Figura A.9. Umbral de diodo láser ML976H6F.

Se empleó el ML976H6F de Mitsubishi que es un diodo láser de InGaAsP que proporciona un modo de oscilación estable, con una longitud de onda de emisión de 1550nm y una luz continua estándar de salida de 5mW. Otras características que lo destacan son un valor bajo de umbral de corriente, una baja corriente de operación, un ancho rango de temperatura de operación (-40 a 85 °C), como se indica en la tabla A.2. Una de sus aplicaciones es en sistemas de comunicaciones ópticas para largas distancias.

Tabla A.2. Características eléctricas del diodo láser ML976H6F (T=25 °C)

Parámetro	Valor
Potencia de salida onda continua	6 mW
Umbral de corriente	8 mA
Longitud de onda	1550 nm
Máxima corriente	25 mA

En los diodos láser debe de ser controlada la temperatura para su buen funcionamiento, por lo tanto, estos tienen un módulo de enfriamiento (cooler), un termistor y un fotodiodo para monitorear la potencia de salida del láser. Así, es necesario tener un control de temperatura, en donde están involucrados el enfriador del láser junto con el termistor. En el termistor se mide el cambio de resistencia debido al cambio de temperatura en el láser, y por el enfriador se hace circular la corriente necesaria para provocar un cambio de temperatura en el láser. Esto puede controlarse automáticamente por medio de un Modular Laser Diode Controller LDC 3900.

También se usa una fuente de corriente continua de la compañía THORLABS para alimentar al diodo láser. La corriente que circula por el diodo es de 6.2 mA. Para poder modular directamente al diodo láser utilizamos un generador de pulso DG535.

A.6 Conclusiones

El monocromador tiene un ancho mínimo espectral de 0.2 nm a una abertura de 100 μm , por lo tanto, las mediciones de los resultados experimentales fueron hechas con tal abertura. Esto con la finalidad de tener una referencia, con el sentido de que si se observa un ensanchamiento espectral del pulso mayor a los 0.2 nm se debe a alguna no linealidad en la fibra de prueba que se presenta cuando se introducen potencias altas. Los resultados estarán limitados, también, por el tiempo de respuesta del detector en el ancho espectral del rango de 800 nm a 1700 nm.

Apéndice B

Artículos Publicados

1. Evgeny A. Kuzin, Sergio Mendoza Vázquez, **Jaime Gutiérrez Gutiérrez**, Baldemar Ibarra Escamilla, Roberto Rojas Laguna, Joseph W. Haus, “*Intra-Pulse Raman Frequency Shift Versus Conventional Stokes Generation of Diode Laser Pulses in Optical Fiber*”, Optics Express, Vol. 13, No. 9, pp. 3388-3396, May 2005.
2. S.Mendoza-Vazques, E.A.Kuzin, S. Chavez-Cerda, B.Ibarra-Escamilla, **J.Gutierrez-Gutierrez** J.W.Haus, and R. Rojas-Laguna, “Pulse breakup and Raman shifted solitons in a standard fiber with sub-nanosecond pumping in the presence of noise”, JOSA B, Vol. 23, no. 11, pp. 2336-2341, November 2006.

Participación en Congresos

1. **Jaime Gutiérrez-Gutiérrez**, Roberto Rojas-Laguna, Evgeny A. Kuzin, Baldemar Ibarra-Escamilla, Sergio Mendoza-Vázquez, Julián Moisés Estudillo-Ayala and Joseph W. Haus, “*Stimulated Raman Scattering and Broadband spectrum generation of nanosecond pulses from a directly modulated DFB laser*”, Proc. Of SPIE, Vol. 6102, pp, 72, January 2006.
2. Roberto Rojas-Laguna, Julián Moisés Estudillo-Ayala, **Jaime Gutiérrez-Gutiérrez**, Evgeny A. Kuzin, Baldemar Ibarra-Escamilla and Joseph W. Haus,” Optical Correction of the Pulse Shape from a

Directly Modulated DBF laser”, the 89th OSA Annual Meeting, Laser Science XXI, Tucson, Arizona, October , FMF4 (2005).

3. **Jaime Gutiérrez Gutiérrez**, Evgeny A. Kuzin, Baldemar Ibarra Escamilla, Sergio Mendoza Vázquez, “*Effective Area Measurement in Single-Mode Optical Fiber*”, Proc. of SPIE, Vol. 5622, pp. 863-867, October 2004.
4. Sergio Mendoza Vázquez, S. Chávez Cerda, Evgeny A. Kuzin, J. Camaz Anzuelo. R. A. Vázquez Sánchez, Baldemar Ibarra Escamilla, **Jaime Gutiérrez Gutiérrez**, “*Numerical and Experimental Analysis of Raman Effect in Optical Fiber*”, Proc. Of SPIE, Vol. 5622, pp. 435-438, October 2004.
5. Evgeny A. Kuzin, Sergio Mendoza-Vázquez, **Jaime Gutiérrez Gutiérrez**, Baldemar Ibarra-Escamilla, and Joseph W. Haus, “*Broad Bandwidth, Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers*”, OSA’04 Frontiers in Optics, Rochester, Ny, USA, (2004) FWL3.
6. Evgeny A. Kuzin, Sergio Mendoza-Vázquez, **Jaime Gutiérrez Gutiérrez**, Baldemar Ibarra-Escamilla, “*Broad Bandwidth, Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers*”, EPS-QEOD Europhoton Conference, Lausanne, Switzerland, (2004) WeC17.
7. Evgeny A. Kuzin, Baldemar Ibarra-Escamilla, O. Pottiez, S. Mendoza-Vázquez, J. Gutiérrez Gutiérrez, J. Camas-Anzuelo, R. Tellez-Garcia, and J. W. Haus, “*Effective Stokes Generation Using a Modified Figure-8 Laser*”, OSA’03 Frontiers in Optics, Tucson, Arizona, USA, (2003) MII5.

Referencias

1. M. Wu y W. I. Way. "Fiber Nonlinearity Limitations in Ultra-Dense WDM Systems," *Journal Lightwave Technology*, Vol. 22, No. 6, pp. 1483-1498, 2004.
2. A. R. Chraplyvy. "Limitations on Lightwave Communications Imposed by Fiber Optic Nonlinearities," *Journal Lightwave Technology*, Vol. 8, No. 10, pp. 1548, 1990.
3. G. P. Agrawal, "*Nonlinear Fiber Optics*," 2nd ed. San Diego, C.A, Academic, 2001.
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, y 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, y A.R. Tynes. "Raman Gain in Glass Optical Waveguides," *Applied Physics Letters*, Vol. 22, No. 6, pp.62-63, 1973.
7. E. M. Dianov, D. G. Fursa, A. A. Abramov, M. I, Belovolov, M. N. Bubnov, A. V. Shipulin, A. M. Prokhorov, G. G. Devyatykh, A. N. Guryanov, y V. F. Khopin. "Low-loss Germania-doped Fiber: A Promising Gain Medium for 1.3 μm Raman Amplifier," in *Proc. 20th Europe Conference, Optics Communications*, Vol. 1, pp. 427-430, 1999.
8. E. M. Dianov, I. A. Bufetov, S. A. Vasilier, O. I. Medvedkov, V. G. Pltotnichenko, V. V. Koltashev, A. V. Belovolov, M. M. Bubnov, S. I. Semjonov, y A. M Prokhorov. "CW High Power 1.24 μm and 1.28 μm Raman Laser Based on Low Loss Phosphosilicate Fiber," *Electronics Letters*, Vol. 33, pp. 1542-1544, 1997.

-
-
9. K. Suzuki, K. Noguchi, y Uesugi. "Selective Stimulated Raman Scattering in High P_2O_5 -doped Optical Fiber," *Optics Letters*, Vol. 11, pp. 656-658, 1988.
 10. K. Suzuki, y M. Nakazawa. "Raman Amplification in P_2O_5 -doped Silica Single-Mode Fibers," *Optics Letters*, Vol. 13, pp. 666-668, 1988.
 11. P. B. Hansen, L. Eskildsen, S. G. Grubb, S. K. Korotky, T. A. Strasser, J. E. J. Alphonse, J. J. Veselka, D. J. DiGiovanni, D. W. Peckham, y D. Truxal. "442 km Repeaterless Transmission in a 10 Gb/s System Experiment," *Electronics Letters*, Vol. 32, No. 11, pp. 1018-1019, 1996.
 12. C. Headley y G. P. Agrawal. "Unified Description of Ultrafast Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers," *Journal Optical Society America B*, Vol. 13, No. 10, pp. 2170-2177, 1996.
 13. E. A. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A. N. Pilipetskii, y E. N. Dianov. "Mutual Influence of the Parametric Effects y SRS in Optical Fibers," *IEEE Journal Quantum Electronics*, Vol. 26, No. 10, p. 1815, 1990.
 14. 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.
 15. F. M. Mitschke y L. F. Mollenauer. "Discovery of the Soliton Self Frequency Shift," *Optics Letters*, Vol. 11, No. 10, pp. 659, 1986.
 16. J. P. Gordon. "Theory of the self frequency shift," *Optics Letters*, Vol. 11, No. 10, pp. 662, 1986.
 17. P. C. Reeves y J. R. Taylor. "Wavelength and Duration Tunable Sub-ps Source Using Adiabatic Raman Compression," *Electronics Letters*, Vol. 37, No. 7, pp. 417, 2001.
 18. G. Millot, P. Tchofo Dinda y E. Seve. "Modulational Instability and Stimulated Raman Scattering in Normally Dispersive Highly Birefringent Fibers," *Optics Fiber Technology*, Vol. 7, No. 3, pp. 170-205, 2001.

-
-
19. R. Pattnaik, y J. Toulouse. "Two-beam Modulation Instability in Noninstantaneous Nonlinear Media," *Physical Review Letters*, Vol. 91, No. 9, pp. 93905/1–93905/4, 2003.
 20. F. Vanholsbeeck, P. Emplit, y S. Coen. "Complete Experimental Characterization of the Influence of Parametric Four-wave Mixing on Stimulated Raman Gain," *Optics Letters*, Vol. 28, No. 20, pp. 1960–1962, 2003.
 21. R. R. Alfano y S. L. Shapiro. "Emission in the Region 4000 to 7000 Å via Four-Photon Coupling in Glass," *Physical Review Letters*, Vol. 24, pp. 584, 1970.
 22. R. R. Alfano y S. L. Shapiro. "Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses," *Physical Review Letters*, Vol. 24, pp. 592, 1970.
 23. R. H. Stolen, C. Lin y R. K. Jain. "A Time Dispersion Tuned Fiber Raman Oscillator Self-phase Modulation in Silica Optical Fibers," *Applied Physics Letters*, Vol. 30, pp. 340-342, 1977.
 24. C. Lin y R. H. Stolen. "Self-phase Modulation in Silica Optical Fibers," *Physical Review A*, Vol. 17, pp. 1440-, 1978.
 25. Joel I. Gersten, R. R. Alfano, and Milivoj Belic "Combed Stimulated Raman Scattering and Continuum Self-Phase Modulations", *Physical Review A*, Vol. 21, pp. 1122, 1980.
 26. J. R. Ranka, R. S. Windeler, y A. J. Stentz, "Visible Continuum Generation in Air-Silica Microstructured Fibers With Anomalous Dispersion at 800 nm," *Optics Letters*, Vol. 25, pp. 25-27, 2000.
 27. S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. L. Wadsworth, y P. S. Russell, "White Light Supercontinuum Generation with 60-ps Pump Pulses in a Photonic Crystal Fiber," *Optics Letters*. Vol. 26, pp. 1356-1358, 2001.

-
-
28. A. Ortigosa-Blanch, J.C. Knight y P.S.J. Russell. "Pulse Breaking and Supercontinuum Generation with 200-fs Pump Pulses in PCF, *Journal Optical Society America B*, Vol. 19, pp. 2567–2572, 2002.
 29. G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng, y M. Kaivola. "Spectral Broadening of Femtosecond Pulses into Continuum Generation in Microstructured Fibers," *Optics Express*, Vol. 10, pp. 1083–1098, 2002.
 30. W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, y A. M. Johnson, "Optical Wavebreaking of Pulses in Nonlinear Optical Fibers," *Optics Letters*, Vol. 10, No. 9, p. 457, 1985.
 31. R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm. "Parametric Amplification and Frequency Conversion in Optical Fibers," *IEEE Journal Quantum Electronics*, QE-18, pp. 1062-1072, 1982.
 32. K. Tai, A. Hasegawa, y A. Tomita. "Observation of Modulation Instability in Optical Fibers", *Physical Review Letters*, Vol. 56, No. 2, pp. 135-138, 1986.
 33. C. Lin y R. H. Stolen. "New Nanosecond Continuum for Excited-State Spectroscopy", *Applied Physics Letters*, Vol. 28, pp. 216-218, 1976.
 34. P. L. Baldeck y R. R. Alfano. "Intensity Effects on the Stimulated Four Photon Spectra Generated by Picosecond Pulses in Optical Fiber," *Journal Lightwave Technology*, Vol. 5, pp. 1712-1715, 1987.
 35. A. Hasegawa y W. F. Brinkman. "Tunable Coherent IR and FIR Sources Utilizing Modulational Instability, *IEEE Journal Quantum Electronics* QE-16, pp. 694-697, 1980.
 36. K. Mori, H. Takara, y S. Kawanishi. "Analysis and Design of Supercontinuum Pulse Generation in a Single-Mode Fiber," *Journal Optical Society America B*, Vol. 18, No. 12, pp. 1780-1792, 2001.
 37. W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, y P. St. Russell. "Supercontinuum and Four-Wave Mixing with Q-Switched Pulses in Endlessly Single-mode Photonic Crystal Fibres," *Optics Express*, Vol. 12, No. 2, pp. 299-309, 2004.

-
-
38. A. Demircan y U. Bandelow. "Supercontinuum Generation by the Modulaton Instability," *Optics Communications*, Vol. 244, pp. 181-185, 2005.
 39. S. Moon y D. Y. Kim. "Generation of Octave-Spannin Supercontinuum with 1550-nm Amplified Diode-Laser Pulses and a Dispersion-Shifted Fiber," *Optics Express*, Vol. 14, No. 1, pp. 270-278, 2006.
 40. J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard y H. Maillotte. "Supercontinuum Generation in air-silica Microstructured Fibers with Nanosecond and Femtosecond Pulse Pumping," *Journal Optical Society America B*, Vol. 19, No. 4, pp. 765-1771, 2002.
 41. M. G. Herráez, S. M. López, P. Corredera, M. L. Hernanz y P. R. Horche. "Supercontinuum Generation Using a Continuous-Wave Raman Fiber Laser," *Optics Communications*, Vol. 226, pp, 323-328, 2003.
 42. K. Akheesh, y C. Headley. "High-Power Supercontinuum Generation in Highly Nonlinear, Dispersion-Shifted Fibers by use a Continuous-Wave Raman Fiber Laser," *Optics Letters*, Vol. 29, No. 18, pp. 2163-2165, 2004.
 43. M. Feng, Y. G. Li, J. Li, J. F. Li, L. Ding and K. C. Lu. "High-Power Supercontinuum Generation in a Nested Linear Cavity Involving a CW Raman Fiber Laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 6, pp. 1172-11-74, 2005.
 44. A. K. Abeeluck y C. Headley. "Continuos-Wave Pumping in the Anomalous and Normal Dispersion Regimes of Nonlinear Fibers for Supercontinuum Generation," *Optics Letters*, Vol. 30, No. 1, pp. 61-63, 2005.
 45. S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth y P. S. J. Russell, "Supercontinuum Generation by Stimulated Raman Scattering and Parametric Four-wave Mixing in Photonic Crystal Fibers," *Journal Optical Society America B*, Vol. 19, pp. 753-764, 2002.
 46. A. B. Fedotov, A. N. Naumov, A. M. Zheltikov, I. Bugar, J. D. Chorvat, A. P. Tarasevitch, y D. von der Linde. "Frequency-tunable Supercontinuum

-
-
- Generation in Photonic-crystal Fibers by Femtosecond Pulses of an Optical Parametric Amplifier,” Journal Optical Society America B, Vol. 19, pp. 2156– 2164, 2002.
47. <http://www.physorg.com/news3316.html>, Mayo 2006.
48. A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov, D. Chorvat, V. I. Beloglazov, L. A. Melnikov, N. B. Skibina, A. P. Tarasevitch, D. von der Linde. Supercontinuum-Generating Holey Fibers as new Broadband Sources for Spectroscopic Applications,” Laser Physics, Vol. 10, pp. 723–726, 2000.
49. S. T. Sanders. “Wavelength-agile Fiber Laser Using Group-Velocity Dispersion of Pulsed Super-continua and Application to Broadband Absorption Spectroscopy,” Applied Physics B, Lasers Optics, Vol. 75 pp. 799–802, 2002.
50. T. Morioka, H. Uchiyama, M. Saruwatari, H. Takahashi, K. Takiguchi, K. Kanamori, y H. Ono. “1 Tbit/s (100 Gbit/s x 10 channel) OTDM/WDM Transmisión Using a single Supercontinuum WDM Source,” Electronics Letters, No. 32, pp. 906-907, 1996.
51. A. Mussot, T. Sylvestre, Laurent Provino, y H. Maillotte. “Generation of a Broadband Single-mode Supercontinuum in a Conventional Dispersion-Shifted Fiber by use of a Subnanosecond Microchip Laser,” Optics Letters, Vol. 28, No. 19, 2003.
52. R. W. Boyd. “*Nonlinear Optics*,” First edition, Academic Press, San Diego, 1992.
53. J. Bromage. “Raman Amplification for Fiber Communications Systems,” Journal of Lightwave Technology, Vol. 22, No. 1, pp. 7993, 2004.
54. K. Thyagarajan y A. K. Ghatak. “*Nonlinear optics*”, Tutorial , Elsevier, Indian Institute Technology, New Delhi, India, pp. 472-486, 2005.
55. R. H. Stolen, and C. Lin. "Self-phase modulation in silica optical fibers," Physical Review A, Vol. 17, No. 4, pp. 1448-1453, 1978.

-
-
56. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, y J. P. Gordon. "Experimental observation of Picosecond Pulse Narrowing and Fibers," *Physical Review Letters*, Vol. 45, pp. 1095-1098, 1980.
 57. H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, y A. C. Balant. "Nonlinear Picosecond-pulse Propagation through Optical Fibers with Positive Group Velocity Dispersion," *Physical Review Letters*, Vol. 47, pp. 910-913, 1981.
 58. C. V. Shank, R. L. Fork, R. Yen, R. H. Stolen, y W. J. Tomlinson. "Compression of Femtosecond Optical Pulses," *Applied Physics Letters*, Vol. 40, pp.761-763, 1982.
 59. A. Hasegawa y F. Tappert. "Transmission of Stationary non-linear Optical Pulses in Dispersive Dielectric Fibers, In Anomalous dispersion," *Applied Physics Letters*, Vol. 23, pp. 142-144, 1973.
 60. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, y W. J. Tomlinson. "Extreme Picosecond Pulse Narrowing by Means of Soliton Effect in Single-mode Optical Fibers," *Optics Letters*, Vol. 8, pp. 289-291, 1983.
 61. J. D. Harvey, et al. "Scalar Modulation Instability in the Normal Dispersion Regime by use of a Photonic Crystal Fiber," *Optics Letters*, Vol. 28, No. 22, pp. 2225-2227, 2003.
 62. K. Tai, A. Tomita, y A. Hasegawa. "Generation of Subpicosecond Solitonlike Optical Pulses at 0.3 Thz Repetition Rate by Induced Modulational Instability," *Applied Physics Letters*, Vol. 49, pp. 236-238, 1986.
 63. G. P. Agrawal. "Effect of Intrapulse Stimulated Raman Scattering on Sliton-effect Pulse Compression in Optical Fibers," *Optics Letters*, Vol. 15, No. 4, pp. 224-226, 1990.
 64. A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, y J. R. Taylor. "Femto Soliton Raman Generation," *IEEE Journal Quantum Electronics*, Vol. 24, pp. 332-340, 1988.

-
-
65. 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.
66. 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.
67. A. S. Gouveia-Neto y J. R. Taylor. "Soliton-Raman Generation with Pump Radiation in Normal Dispersion Regime," *Electronics Letters*, Vol. 24, pp. 1544-1546, 1988.
68. S. Longhi y V. Pruneri. "Modulation Instability and Four Wave Mixing in Anisotropic $\chi^{(3)}$ Magneto-optic Media," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, Vol. 3, pp. L5-L7, 2001.
69. <http://www.physics.montana.edu/students/thiel/docs/FWMixing.pdf>, 23 marzo 2006.
70. http://www.furukawa.co.jp/review/fr019/fr19_12.pdf, 18 abril 2006.
71. M. D. Levenson and N. Bloembergen. "Dispersion of the Nonlinear Optical Susceptibility Tensor in Centrosymmetric Media," *Phys. Rev. B*, Vol. 10, No. 10, pp. 4447-4463, 1974.
72. M. D. Mermelstein, C. Headley, J. C. Bouteiller, P. Steinvurzel, C. Horn, K. Feder, y B. J. Eggleton. "Configurable Three-Wavelength Raman Fiber Laser for Raman Amplification and Dynamic Gain Flattening," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, pp. 1286-1288, 2001.
73. D. I. Chang, D. S. Lim, M. Y. Jeon, K. H. Kim y T. Park. "Cascaded Raman Fiber Laser for Stable Dual-wavelength Operation," *Electronics Letters*, Vol. 37, pp. 740-741, 2001.
74. A. Mathur, M. Ziari y V. Dominic. "Record 1 W Fiber Coupled Power 1480 nm Diode Laser Pump for Raman and Erbium Doped Fiber Amplification," paper PD-15, OFC, Baltimore, 2000.

-
-
75. D. J. Dougherty, F. X. Kartner, H. A. Haus, y E. P. Ippen, "Measurement of the Raman gain spectrum of optical fibers," *Optics Letters*, Vol. 20, pp. 31, 1995.
 76. D. Mahgerefteh, D. L. Butler, J. Goldhar, B. Rosenberg, y G. L. Burdge. "Technique for Measurement of the Raman Gain Coefficient in Optical Fibers," *Optics Letters*, Vol. 21, pp, 2026, 1996.
 77. S. A. E. Lewis, S. V. Chernikov, y J. R. Taylor. "Temperature-dependent Gain and Noise in Fiber Raman Amplifiers," *Optics Letters*, Vol. 24, pp. 1823–1825, 1999.
 78. B. C. Collings, M. L. Mitchel, L. Boivin, y W.H. Knox. "A 1021 Channel WDM System," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, pp. 906-908, 2000.
 79. M. Ikeda. "Stimulated Raman Amplification Characteristics in Long Span Single-mode Silica Fibers," *Optics Communications*, Vol. 39, pp. 148-152, 1981.
 80. S. Namiki y Y. Emori. "Ultra Broad-band Raman Amplifiers Pumped and Gain-equalized by Wavelength-division Multiplexed High-power Laser Diodes," *IEEE Journal Select. Topics Quantum Electronics*, Vol. 7, pp. 3-16, 2001.
 81. N. Usechak. "Supercontinuum Generation in Optical Fibers", [????](#) August 2003.
 82. R. R. Alfano, "*Supercontinuum Laser Source*", New York 1989.
 83. P. B. Corkum, C. Rolland, y T. Srinivasan-Rao. "Supercontinuum Generation in Gases," *Physical Review Letters*, Vol. 57, pp. 2268-2271, 1986.
 84. E. A. Golovchenko y A. N. Pilipetskii. "Unified Analysis of Four-Photon Mixing, Modulational Instability, and Stimulated Raman Scattering Under Various Polarization Conditions in Fibers," *Journal Optical Society America B*, Vol. 11, No. 1, pp. 92-101, 1994.

-
-
85. S. Nagamatsu et al. "Raman Amplifier with Integrated Dispersion-Compensating Fiber", *Furukawa Review*, No. 24, pp. 13-16, 2003.
 86. G. P. Agrawal, "*Fiber-Optics Communication Systems*", John Wiley & Sons Inc, 1992.
 87. P. C. Becker, N.A. Olsson, y J.R. Simpson. "*Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamental and Technology*", Academic, NY, 1999.
 88. E. Dianov, "Advances in Raman Fibers", *IEEE J. Lighthwave Technology*, Vol. 20, 1457-1462, (2002)
 89. R. H. Stolen y C. Lee. "Development of the Stimulated Raman Spectrum in Single-Mode Silica Fiber", *Journal Optical Society of America B*, Vol. 1, No. 4, 1984.
 90. E. A. Kuzin, S. M. Vazquez, J. G. Gutierrez, B. I. Escamilla, J. W. Haus, R. R. Laguna. "Intra-pulse Raman frequency shift versus conventional Stokes generation of diode laser pulses in optical fibers", *Optics Express*, Vol. 13, No. 9, pp. 3388-3396.
 91. G. P. Agrawal. "*Applications of Nonlinear Fiber Optics*", first edition, Academic Press.
 92. M. Islam. "Raman Amplifiers for Telecommunications", *IEEE Journal Select. Topics Quantum Electronics*, Vol. 8, pp. 548-559, 2002.
 93. E. A. Kuzin, J. S. Mondragon, V.A. Vysloukh, M.A. Meneses, V.I. Belotitskii, y V.V. Spirin. "Long-term storage of a bit stream of pulses by stimulated Raman Scattering", *Journal Optical Society America B.*, Vol. 4, pp. 1345-1350, 1997.
 94. A. N. Starodumov, Y. O. Barmenkov, A. Martinez, I. Torres, y L.A. Zenteno. "Experimental demonstration of a Raman effect-based optical transistor", *Optics Letters*, Vol. 23, pp. 352-354, 1998.
 95. H. H. Kee, G. P. Lees, T. P. Newson. "Extended-range optical time domain reflectometry system at 1.65 μm based on delayed Raman Amplification", *Optics Letters*, Vol. 23, pp. 349-351, 1998.

-
-
96. T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. Russell. "Supercontinuum generation in tapered fibers". *Optics Letters*, Vol. 25, pp. 1415-1417, 2000.
 97. A. Mussot, E. Lantz, H. Mailotte, y T. Sylvestre. "Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibers", *Optics Express*, Vol. 12, pp. 2838-2848, 2004.
 98. K. R. Tamura, H. Kubota, y M. Nakazawa. "Fundamentals of stable continuum generation at high repetition rate", *IEEE Journal Quantum Electronics*, Vol. 36, pp. 773-779, 2000.
 99. F. Koyama y K. Iga. "Frequency Chirping in External Modulators" *Journal Lightwave Technology*, Vol. 6, No. 1, pp. 87-93, 1988.
 100. Y. Suematsu y T. Hong. "Suppression of Relaxation Oscillation in Light Output of Injection Lasers by Electrical Resonance Circuit", *IEEE Journal Quantum Electronics*, Vol. QE-13, No. 9, pp. 756-762, 1977.
 101. J. S. Lawrence y D. M. Kane. "Nonlinear Dynamics of a Laser Diode with Optical Feedback Systems Subject to Modulation", *IEEE Journal Quantum Electronics*, Vol. 13, No. 2, pp. 185-192, 2002.
 102. C. R. Mirasso, E. Hernandez-Garcia, J. Dellunde, M. C. Torrent y J. M. Sancho. "Analytical Calculations of Switch-on Time and Timing Jitter in Diode Lasers Subjected to Optical Feedback and External Light Injection", *Optics Communications*, Vo. 155, pp. 523-527, 1995.
 103. R. Lang y K. Kobayashi. "Suppression of the relaxation oscillation in the Modulated Output of Semiconductor Lasers", *IEEE Journal Quantum Electronics*, Vol. 12, pp. 194-199, 1976.
 104. G. P. Agrawal y N. K. Dutta. "*Semicondcutor Lasers*", Second Edition, International Thompson Publishing, 1993.
 105. J. Chen, R. J. Ram, y R. Helkey. "Linearity and Third-Order Intermodulation Distortion in DFB Semiconductor Lasers", *IEEE Journal Quantum Electronics*, Vol. 35, No. 8, pp. 1231-1237, 1999.

-
-
106. C. Mayol, R. Toral, C. R. Mirasso, S. I. Turovets, y L. Pesquera. "Theory of Main Resonances in Directly modulated Diode Lasers", IEEE Journal Quantum Electronics, Vol. 38, No. 3, pp. 260-269, 2002.
 107. L. Illing y M. B. Kennel. "Shaping Current Waveforms for Direct Modulation of Semiconductor Lasers", IEEE Journal Quantum Electronics, Vol. 40, No. 5, pp. 445-452, 2004.
 108. P. K. Shukla y J. J. Rasmussen. "Modulation Instability of Short Pulses in Long Optical Fibers", Optics Letters, Vol. 11, pp. 171-173, 1986.
 109. P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, E. M. Dianov y A. M. Prokhorov. "Generation of a High-repetition-rate Train of Practically noninteracting Solitons by Using the Induced modulation Instability and Raman Self-Scattering Effects", Optics Letters, Vol. 15, pp. 1365-1340, 1990.
 110. G. A. Nowak, Y. H. Kao, T. J. Xia y M. N. Islam. "Low Power High-Efficiency Wavelength Conversion Based on Modulation Instability in High-Nonlinearity Fiber", Optics Letters, Vol. 23, pp. 936-938, 1998.
 111. J. A. Camas Anzuelo. "Caracterización y diseño de un amplificador de fibra óptica dopada con erbio para la aplicación en procesos no lineales en fibra", Tesis de Doctorado, INAOE, 2004.
 112. R. L. Freeman. "*Fiber Systems for Telecommunications*", Ed. John Wiley & Sons, Inc. Primera Edición, 2002.