

TESIS DEFENDIDA POR

José Luis Zamorano Flores

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Mikhail Shlyagin
Director del Comité

Dr. César Cruz Hernández
Miembro del Comité

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Miembro del Comité

Dr. Serguei Stepanov
Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon
*Coordinador del programa de posgrado
en Óptica*

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales
Director de Estudios de Posgrado

29 de agosto de 2011

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA**

**Dinámica de láseres sintonizables en longitud de onda con
una cavidad de fibra óptica larga.**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

JOSÉ LUIS ZAMORANO FLORES

Ensenada, Baja California, México, Agosto de 2011

RESUMEN de la tesis de **José Luis Zamorano Flores**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en **Optoelectrónica**. Ensenada, Baja California. Agosto de 2011.

Dinámica de láseres sintonizables en longitud de onda con una cavidad de fibra óptica larga.

Resumen aprobado por:

Dr. Mikhail Shlyagin

Resumen

Los láseres de fibra óptica han tenido gran impacto sobre la tecnología y la ciencia actual. Han incursionado en cada uno de las ramas del quehacer humano, por ejemplo en sistemas de telecomunicación y en sistemas de sensores de fibra óptica.

Los láseres de fibra óptica dopada con erbio son muy susceptibles de entrar en un régimen de autopulsado con frecuencias de kHz, aun, cuando se utilice bombeo no modulado. Este hecho resulta perjudicial en aplicaciones, tales como, los sistemas de sensores de fibra óptica.

En este trabajo se presenta un estudio experimental sobre la dinámica de un láser con cavidad de anillo y sintonizable en longitud de onda con un filtro Fabry-Perot dentro de la cavidad. Se estudió el funcionamiento del láser cuando éste se opera con bombeo continuo, con bombeo modulado y con modulación de longitud de onda. Los experimentos se realizaron con dos longitudes de cavidad, 25m y 125m.

Se encontró que la causa principal del autopulsado es el ruido en el bombeo. Se observó que los pulsos de salida tienen duración de microsegundos y frecuencia concordante con las oscilaciones de relajación de (kHz). Los pulsos se pueden enganchar a una señal de modulación del bombeo, haciéndolos más regulares, tanto en periodicidad como en amplitud. Los pulsos de salida también se pueden enganchar a una señal de modulación de la longitud de onda.

Un resultado importante de este trabajo es la observación de un régimen de amarre de modos, que aparece a la salida del láser en forma de un tren de pulsos cortos con duración de nanosegundos y frecuencia de 1.6 MHz, la cual, es concordante con la frecuencia de batimiento de modos para la cavidad de 125m. También se encontraron condiciones en las que la cavidad de 125m puede entrar en un régimen de amarre de modos. Se encontraron tres velocidades de sintonización de longitud de onda para las cuales fue posible observar el amarre

de modos. En algunos regímenes de funcionamiento del láser es posible observar la asimetría de la dinámica de salida, que aparece al barrer la longitud de onda en sentido descendente y ascendente. En el caso de la cavidad de 125m, cuando se barre descendientemente, los pulsos de salida tienen frecuencias de unos kHz (concordantes con las oscilaciones de relajación) y anchos de pulso de microsegundos; y cuando el barrido es ascendente, la salida consiste en oscilaciones cuya frecuencia es igual a 1.6MHz con duración de nanosegundos.

Se proponen mecanismos que permiten explicar los efectos observados en la dinámica del láser sintonizable en longitud de onda.

Palabras Clave: Láser sintonizable, Autopulsado, Amarre de modos

ABSTRACT of the thesis presented by **José Luis Zamorano Flores** as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in OPTICS with Optoelectronics orientation. Ensenada, Baja California, México, August 2011.

Dynamics of tunable lasers in wavelength with a long fiber optics cavity.

Abstract

Fiber lasers have great impact on technology and science today. Have entered each of the activities of human job, for example in telecommunications systems and systems of fiber optic sensors.

Lasers based on optical fibers doped with Erbium are very susceptible to cavity perturbations and can easily enter a self-pulsing operation in a KHz frequency range, even when an un-modulated pump is used. This self-pulsing regime is detrimental for many applications such as fiber optic sensors.

This thesis presents an experimental study on the dynamics of a fiber-optic ring cavity laser with a Fabry-Perot filter incorporated inside the cavity for wavelength tuning. We studied the operation of the laser using continuous pump mode and modulated pump mode, as well as with modulation of the resonant wavelength of the Fabry-Perot filter. The experiments were performed with two cavity lengths, 25m and 125m.

It was found that the main cause of the self-pulsing is a residual noise of the un-modulated pump laser. It was observed that the output pulses have duration of microseconds and frequency consistent with the relaxation oscillations (KHz range). When the laser is modulated, the pulses can be locked to the pump or wavelength modulation signal, making them more regular in both the timing and the amplitude.

An important result of this work is observation of the mode locking during the laser wavelength tuning. At the laser output, the mode locking manifests itself as appearance of short pulses with a nanosecond duration and with the repetition frequency equal to the axial mode spacing frequency which was of 1.6 MHz for the cavity length of 125m.

Three different velocities of wavelength tuning were found for which it was possible to observe the laser mode locking. In some regimes of the laser wavelength tuning when a triangular form of the modulation signal was used, a strong asymmetry of the laser dynamics for up and down directions of wavelength sweeping was observed. For cavity length of 125m, the output pulses have repetition frequency of a few kHz (consistent with the relaxation oscillations) and the pulse duration of microseconds for downward wavelength sweeping, while for upstream sweeping, the impulse duration was 10 nanoseconds and the repetition frequency of 1.6 MHz.

Possible mechanisms capable to explain the observed effects on the dynamics of the tunable laser are proposed and discussed.

Keywords: Fiber-optic tunable laser, Self-Pulsing, Mode-Locking

Dedicatorias

A mis queridos padres

Juan Zamorano P. y Maria Flores O.

A mi esposa e hijas

Susana, Nancy y Paty

A toda mi familia y amigos.

Agradecimientos

A Susana, Nancy y Paty por su amor y comprensión.

A mi director de tesis Mikhail Shlyagin por sus pacientes enseñanzas.

A mi comité de tesis por su gran apoyo y sugerencias.

A David, Alejandro, Gabriel, José, Bonifacio, Alexei y Verónica compañeros a los que debo parte de mi éxito en mis estudios de maestría.

A todos los investigadores del departamento de Óptica por compartir sus conocimientos.

Al director de estudios de posgrado, del CICESE, por su gran apoyo.

Al personal del CICESE por su labor hacia los estudiantes, en especial a Marcia Padilla.

Al CICESE por darme la oportunidad de adquirir nuevos conocimientos.

A Dios, como quiera que se conciba, por hacer la luz y todo lo demás.

CONTENIDO

	Página
Resumen español	i
Resumen inglés	iii
Dedicatorias	iv
Agradecimientos	v
Contenido	vi
Lista de Figuras	viii
Lista de Tablas	x
Capítulo I. Introducción	1
Capítulo II. Conceptos fundamentales	3
II.1 El láser	3
II.2 Láseres de fibra óptica	6
II.3 Régimen transitorio de un láser	8
II.4 Autopulsado	10
II.5 Técnicas de reducción de autopulsado	13
II.6 Láseres sintonizables	16
II.7 Tipos de láseres según el régimen de operación	21
II.7.1 Láseres de onda continua	21
II.7.2 Láseres pulsados	22
II.7.3 Láseres “Q-switching”	22
II.7.4 Láseres de amarre de modos	25
II.8 Técnicas para producir amarre de modos	28
II.9 Láseres de fibra dopada con erbio	29
II.9.1 Espectroscopia del ión Er ³⁺	30
II.10 Fenómenos no lineales en láseres de fibra óptica	33
Capítulo III. Materiales y metodología	37
III.1 Arreglo experimental	37
III.2 El Filtro sintonizable Fabry Perot	39
III.3 Experimentos Iniciales	42
III.3.1 Ancho de banda del filtro Fabry Perot	43
III.3.2 Ancho espectral del haz láser	47
III.4 El láser en operación libre	50
III.5 Comportamiento temporal del láser al modular la potencia de bombeo	51
III.6 Observaciones de la salida láser cuando se barre la longitud de onda.	53

CONTENIDO (continuación)

	Página
Capítulo IV. Resultados	56
IV.1 El láser en operación libre.	56
IV.2 Operación del láser cuando se modula la potencia de Bombeo	60
IV.3 Operación del láser cuando se modula la longitud de onda	64
IV.4 Cavity laser de 125m	73
IV.4.1 Autopulsaciones	73
IV.4.2 Barrido en longitud de onda de la cavity láser de 125m	73
Capítulo VI Discusión de resultados	80
Capítulo VI Conclusiones	95
VI.1 Conclusiones	95
VI.2 Trabajos futuros.....	96
Literatura citada	98

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura</i>		<i>Página</i>
1	Elementos de un sistema láser.	4
2	Algunos esquemas simples de láseres de fibra óptica	6
3	Evolución de un pico de auto-pulsado.	9
4	Salida de un láser con autopulsado.	11
5	Efectos de interacción, (a) transferencia de energía resonante, (b) upconversion, (c) luminiscencia cooperada.	12
6	a) respuesta de un láser de fibra dopada con erbio bombeado con 980nm y potencia promedio de salida de 40 μ W b) respuesta cuando el láser se bombea con 1510nm .	14
7	El autopulsado es experimentalmente suprimido cuando es sumado un bombeo auxiliar de baja potencia. La grafica de arriba es la luz láser y la de abajo el bombeo auxiliar.	15
8	Sintonización de un láser mediante manipulación del espectro de ganancia.	17
9	Sintonización de un láser vía pérdidas en la cavidad.	18
10	Abajo) salida del láser en el dominio del tiempo cuando el pico del filtro es modulado sobre 20 nm por un señal diente de sierra (arriba). Al inicio de cada barrido se observan oscilaciones de relajación significativas.	20
11	Izquierda) salida láser en el dominio del tiempo cuando el filtro es barrido con una señal diente de sierra a 9.3 kHz. (derecha) espectro de la salida.	20
12	Pulsos de amarre de modos producidos cuando se barre el filtro de sintonización de un láser de anillo de fibra dopada con erbio.	21
13	Esquema del láser de fibra en anillo "Q-switching"	23
14	Esquematación de la secuencia de eventos para la generación de pulsos "Q switching".	25
15	Interferencia de varias ondas de frecuencia cercana.	26
16	Características de los pulsos de amarre de modos.	28

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		<i>Página</i>
17	Estructura de los niveles de energía para el Er^{3+}	30
18	(a) Sección transversal de emisión y absorción. (b) Esquema simplificado e los niveles de energía, con la distribución de Boltzmann.	32
19	Intensidades de salida para la operación en dos longitudes de onda (a) $r=0.8$, (b) $r=6.7$, (c) $r=6.2$, (d) $r=4.8$, (e) $r=4.7$.	33
20	comportamiento temporal de la luz láser (trazo de arriba) y la luz de bombeo (trazo de abajo) con un índice de modulación $m=0.3$ y una frecuencia de modulación de (a) 20.3 kHz y (b) 48.2 kHz .	34
21	Esquema del láser de fibra dopada con erbio con cavidad en anillo de 25m.	38
22	Filtro de fibra óptica sintonizable en longitud de onda.	41
23	Gráficas de longitud de onda vs voltaje de control a 18.5°C (arriba) y 21.6°C (abajo).	41
24	El láser de fibra con bombeo modulado.	42
25	El láser de fibra con longitud de onda modulada.	43
26	Arreglo utilizado en la medición de ancho de banda del filtro Fabry Perot.	44
27	Respuesta a la longitud de onda del Filtro Fabry Perot.	45
28	Otro arreglo utilizado en la medición del ancho de banda del filtro	46
29	(Abajo) Señal de barrido de longitud de onda. (Arriba) Transmitancia del FFP a medida que se barre la longitud de onda sintonizada.	47
30	Arreglo experimental para la medición de la longitud de coherencia.	48
31	Izquierda, ejemplos de oscilogramas obtenidos a la salida del interferómetro; derecha, grafica de la visibilidad vs diferencia de longitud de brazos del interferómetro.	50
32	Arreglo del láser de fibra óptica con cavidad de 125m	55

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		<i>Página</i>
33	Operación libre de la cavidad láser de 25m cuando es bombeado con 44.5mW y sintonizado en 1543.	56
34	Frecuencia de autopulsado en función de la potencia de bombeo para tres longitudes de onda 1533, 1543 y 1555nm.	58
35	Frecuencia de autopulsado en función de la potencia de bombeo para tres longitudes de onda 1533, 1543 y 1555nm.	59
36	(arriba) Oscilaciones de relajación del láser en 1555nm producidas cuando el bombeo pasa de 3 a 37.5mW. (Abajo izquierda) 1543nm, el bombeo pasa de 3 a 19.5mW. (Abajo derecha) 1543nm, el bombeo cambia de 3 a 56mW.	60
37	Frecuencia de las oscilaciones de relajación, con relación a la potencia de bombeo, para des longitudes de onda de 1543nm y 1555nm.	61
38	Comportamiento del láser, sintonizado en 1555nm, bajo la influencia de la modulación de bombeo.	62
39	Autopulsaciones enganchadas a la señal moduladora, (izquierda) la frecuencia de la señal moduladora es 23.2kHz, dos veces la de las pulsaciones, 11.6kHz, (derecha) modulación sinusoidal con frecuencia de 7.14kHz.	64
40	Respuesta del láser al barrido de longitud de onda a 32nm/s. Los puntos señalados corresponden a: (a) 1533, (b) 1543, (c) 1550 y (d) 1555nm.	64
41	Comportamiento del láser cuando se modula el filtro con una señal rampa (ascendente).	65
42	Respuesta del láser (abajo) a la modulación del filtro por una señal rampa (arriba). (Izquierda) la frecuencia de la rampa es de 1kHz; (derecha) la modulación tiene frecuencia de 45kHz.	66
43	Dependencia de la potencia láser respecto a la frecuencia de modulación de la longitud de onda.	67

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		<i>Página</i>
44	Respuesta laser cuando se varía la profundidad de modulación de longitud de onda.	68
45	Salida láser al modular la longitud de onda, las señales de modulación utilizadas son: (izquierda) sinusoidal, tomada directamente de las terminales eléctricas del filtro; (derecha) cuadrada tomada del generador, la amplitud es de aproximadamente 4mV.	69
46	Comportamiento de la salida láser a la modulación binaria de la longitud de onda.	70
47	Frecuencia de autopulsado vs bombeo de las cavidades de 25 y 125m. (Arriba) longitud de onda de laseo de 1533nm, (Abajo) 1543nm.	74
48	Asimetría que se da entre el barrido ascendente y descendente de la longitud de onda para la cavidad láser de 25m (Arriba) y de 125m (Abajo).	76
49	(Izquierda) pulsaciones de alta frecuencia de 1.63MHz, en 1555nm, con bombeo de 33mW y funcionamiento libre. (Derecha) pulsos de amarre de modos 1.63MHz, en 1555nm, con 37.5mW y modulado con una señal rampa de 70Hz y 40mVpp.	77
50	Ancho de pulso de un pulso de amarre de modos, obtenido con un fotodetector EPM745 (de JDSU) operando en modo fotovoltaico.	78
51	El láser con cavidad de 125m, operando en régimen de amarre de modos, obtenido al modular con una señal triangular de 18Hz y 440mVpp.	78
52	Espectro absorción emisión del erbio en vidrio. Las etiquetas, sobre el espectro de emisión, indican el porcentaje de luz de bombeo convertida en luz láser (eficiencia) en las longitudes de onda señaladas.	782
53	Esquema de comportamiento del láser a diferentes frecuencias de la modulación del bombeo	86
54	Representación de los subniveles Stark de una fibra dopada con Erbio.	88

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		<i>Página</i>
55	Esquema del empatamiento de una señal diente de sierra, que modula el Filtro FP, y el autopulsado. (a) la frecuencia de la modulación es igual a la frecuencia del autopulsado y (b) la frecuencia de modulación es 3 veces mayor al autopulsado.	89
56	Ilustración del movimiento de la sintonía del láser. (a) Cuando el filtro FP tiene un ancho de banda menor a la distancia espectral libre de la cavidad. (b) El filtro FP tiene un ancho de banda mayor a la distancia espectral libre.	93

LISTA DE TABLAS

Tabla		Página
I	Características de la fibra dopada con erbio utilizada en la construcción del láser.	38
II	Ancho de los pulsos según su altura	72

Capitulo I

Introducción

I.1 Introducción

Los láseres de fibra óptica han tenido gran impacto sobre la tecnología y la ciencia actual. Muchos son los ejemplos en cada uno de las ramas del quehacer humano. Empezaron como una curiosidad de laboratorio, pero, en las últimas décadas han tenido un gran desarrollo, fuertemente impulsados por los requerimientos en telecomunicaciones principalmente.

Los sistemas distribuidos de sensores de fibra óptica, al ser un tipo de red de comunicaciones ópticas, son una aplicación natural de los láseres de fibra óptica. Este tipo de sistemas de sensores, requieren de fuentes ópticas muy estables, con la facilidad de sintonizarlas en un amplio rango de longitudes de onda y con la posibilidad de tener barridos, continuos, precisos y a alta velocidad (relativamente). Desafortunadamente los láseres de fibra óptica no cumplen con el requerimiento de tener una salida estable, ya que, en su mayoría son autopulsantes por naturaleza. El autopulsado se descubrió poco tiempo después de desarrollar el primer láser de rubí. Y en el caso de los láseres de fibra óptica se han hecho investigaciones en donde, en unos, se han dado diversas explicaciones sobre su origen, y en otros, se han propuesto diversas técnicas para la disminución o supresión de este.

En el caso de los láseres de fibra óptica sintonizables, estos, han sido implementados por diversas técnicas, una de las más simples consiste en incrustar un Filtro Fabry Perot (F.F.P.) de fibra en la cavidad. Tales F.F.P. son contruidos enfrentando las caras clivadas de dos fibras. Estas fibras se montan sobre un cristal piezoeléctrico, el cual, al excitarlo con un voltaje, se prolonga o se contrae, variando así la frecuencia central del filtro. Entonces, como se ha dicho, al

incluir un FFP de fibra dentro de la cavidad láser, obtenemos un láser sintonizable, en todo el rango del filtro, y con la capacidad de ser modulado o barrido en longitud de onda.

Los sistemas de sensores distribuidos de fibra óptica utilizan fuentes de 1555nm (longitud de onda con menor atenuación en fibras de vidrio), para lo cual, un láser de anillo de fibra óptica dopada con Erbio y con un F.F.P. en su cavidad resulta idóneo. Sin embargo, como se ha dicho antes, estos láseres por lo general son inestables y sobre todo autopulsantes. Las autopulsaciones corresponden con las oscilaciones de relajación y estas a su vez dependen de la longitud de la cavidad láser. Por lo que es predecible, que las autopulsaciones, sean de muy baja frecuencia en láseres de cavidad muy larga. Con el fin de entender algunos de los fenómenos que se presentan en un láser sintonizable de anillo de fibra óptica dopada con Erbio y poder aplicar estos conocimientos al diseño de fuentes ópticas para sistemas de sensores distribuidos, se propuso este trabajo de tesis, intitulado “Dinámica de láseres sintonizables en longitud de onda con una cavidad de fibra óptica larga”. El cual consistió en estudiar la dinámica de tales láseres: al operarlos con bombeo continuo, con bombeo modulado y con longitud de onda modulada. La escritura de esta tesis está organizada en seis capítulos. El primero de los cuales, es precisamente esta introducción. El capítulo II trata con algunos conceptos básicos de los láseres en general y de los láseres de fibra óptica en particular. En este capítulo II, también se incluye el estado del arte de la dinámica de láseres de fibra óptica, tanto de una longitud de onda como de los láseres sintonizables. En el capítulo III, se describen los principales experimentos así como los elementos utilizados. El capítulo IV está dedicado a la descripción de los principales resultados obtenidos en la parte experimental. Después el capítulo V se dedica a la discusión de tales resultados. Por último en el capítulo VI se dan las conclusiones de la tesis.

Capítulo II

Conceptos fundamentales.

II.1 El láser

Un láser es dispositivo generador de luz, su funcionamiento está basado en el fenómeno de emisión estimulada, por lo que el haz generado tiene una coherencia temporal y espacial muy alta. En estas características está el porque un haz láser puede propagarse grandes distancias sin mucha divergencia y también del que sea posible enfocarlo en áreas muy pequeñas. Otra propiedad derivada de coherencia del haz láser es su reducido ancho espectral, el cual, puede llegar a ser de unos cuantos Hz. Los láseres pueden funcionar en régimen de onda continua (CW) ó en régimen pulsado. Los pulsos que se pueden obtener de un láser tienen duraciones de microsegundos a femtosegundos, pudiéndose obtener potencias de varios MWatts. Estas características han propiciado un gran número de aplicaciones en la medicina, la industria, el entretenimiento, la ciencia y las telecomunicaciones.

Un sistema láser, básicamente se compone de un medio activo ó de ganancia, una fuente de bombeo y una cavidad resonante, ver figura 1. En el medio activo se lleva a cabo el fenómeno de emisión estimulada, implicando, la amplificación de la luz que lo atraviesa. Un medio activo esta compuesto por átomos, efectivamente activos, inmersos en un material anfitrión, el cual, debe ser transparente a la luz que se va a amplificar; un medio activo puede ser sólido, líquido ó gaseoso. En un medio donde puede ocurrir emisión estimulada, también puede darse absorción estimulada y emisión espontánea. Para que se produzca luz láser es necesario que la emisión estimulada supere por mucho a los otros dos fenómenos, para lo cual, se necesita una inversión de población entre los dos niveles láser; es decir,

que existan más átomos excitados en el nivel energético superior que en el nivel inferior, de tal manera que la ganancia del medio supere a las pérdidas en la cavidad.

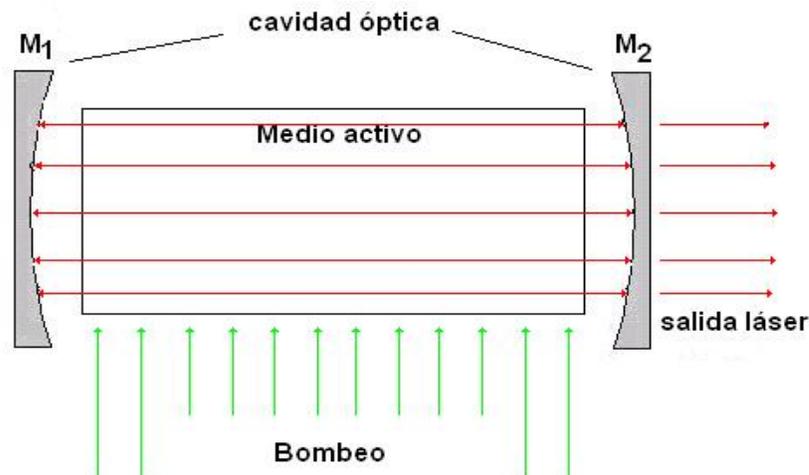


Figura 1. Elementos de un sistema láser.

Para producir inversión de población es necesario el suministro de energía externa mediante lo que se conoce como fuente de bombeo. El bombeo puede realizarse: con una fuente óptica, con una fuente de corriente eléctrica ó inclusive a través de una reacción química. Teniendo un medio activo debidamente bombeado dentro de en una cavidad óptica (resonador, generalmente hecho con espejos) la luz que se pueda producir de manera espontánea en el medio, cuya dirección coincida con el eje de la cavidad, será retroalimentada por la cavidad hacia el medio y por lo tanto en cada vuelta es amplificada. Si la inversión de población es pobre y por lo tanto la ganancia es más pequeña que las pérdidas (en los espejos de resonador y en el mismo medio); es decir el sistema esta por abajo del llamada umbral de laseo, solamente se emite algo de luminiscencia. Si se rebasa este umbral, la ganancia será muy superior a las perdidas, entonces el sistema empezará a oscilar. En estas condiciones, si incrementamos el bombeo se obtendrá una mayor ganancia y por lo tanto una mayor potencia dentro de la cavidad, lo cual, mantendrá constante la inversión de población respecto al bombeo, es decir, la ganancia se satura. Un pequeño porcentaje de la potencia del interior de la

cavidad, saldrá a través del acoplador de salida (uno de los espejos, con reflectancia menor al 100%) en forma un haz de luz con las propiedades de coherencia espacial y temporal ya mencionadas.

El funcionamiento continuo ó CW requiere de un bombeo constante y para la obtención de pulsos es necesario alterar (de manera periódica) la ganancia ó las pérdidas en la cavidad mediante técnicas como: "Q-switching" y amarre de modos. Cuando resuena sólo un modo longitudinal, el ancho espectral $\Delta\nu$ del láser que opera en régimen continuo, puede ser muy estrecho. En láseres donde resuenan muchos modos longitudinales y se tienen condiciones de amarre de modos, el ancho de banda de su haz de salida, puede llegar a ser de cientos de nanómetros. Láseres con ancho espectral de salida muy amplio, tales como el de Ti:Zafiro, Cr:ZnSe y el de fibra dopada con erbio, pueden ser sintonizados dentro del rango donde la ganancia disponible es mayor al umbral de laseo. En el caso de un láser de fibra dopada con erbio esta sintonización se puede conseguir con un filtro Fabry-Perot controlado por voltaje, lo que implica la obtención de láseres sintonizables de amplio rango, simples y compactos.

La salida de cualquier láser contiene ruido, ya sea en su potencia ó en su fase. Este ruido es causado por diversos factores, entre los cuales están: el ruido cuántico (emisión espontánea) y las inestabilidades de la cavidad, producidas por vibraciones mecánicas ó por variaciones de temperatura.

Considerando el medio activo utilizado en los láseres, estos se clasifican en: láseres de Gas, basados en gases excitados con descarga eléctrica; láseres de estado sólido, implementados con cristales ó vidrios dopados con iones y bombeados con lámparas de descarga ó con diodos láser. Entre los láseres de estado sólido están: los láseres de semiconductor (diodos láser), bombeados mediante una corriente eléctrica; y láseres de fibra óptica, basados en fibras de vidrio, cuyo núcleo es dopado con iones de tierras raras y que en su mayoría son bombeados con diodos láser. Hoy en día, los láseres de fibra óptica, han ganado gran interés en muchos campos científicos y tecnológicos, entre estos últimos

destacan, las telecomunicaciones y los sistemas de sensores distribuidos de fibra óptica.

II.2 Láseres de fibra óptica.

Un láser de fibra es un láser de estado sólido en el cual el medio de ganancia es una fibra dopada con iones de algún elemento perteneciente a las tierras raras, Erblio (Er^{3+} , 1550nm), neodimio (Nd^{3+} , 1064nm) e yterbio (Yb^{3+} , 1020nm) entre otros. Por lo general, el resonador es una fibra óptica que puede ser la misma fibra dopada u otra con mayor longitud. También se puede utilizar un amplificador óptico semiconductor como medio de ganancia inserto en un resonador hecho con fibra. Los láseres de fibra por lo general son bombeados con diodos láser.

En la figura 2 se muestran algunos esquemas básicos de láseres de fibra: con resonador lineal (a), (b) y (c) y en anillo (d). En un resonador lineal los espejos pueden ser depositados en los extremos de las fibra, ser hechos con bucles de Sagnac ó con rejillas de Bragg; inclusive, puede grabarse una rejilla de Bragg a todo lo largo del resonador parecido a un láser semiconductor DFB. En un láser en anillo, no existen espejos, la luz da vueltas en el anillo y parte de ésta va saliendo a través de un acoplador.

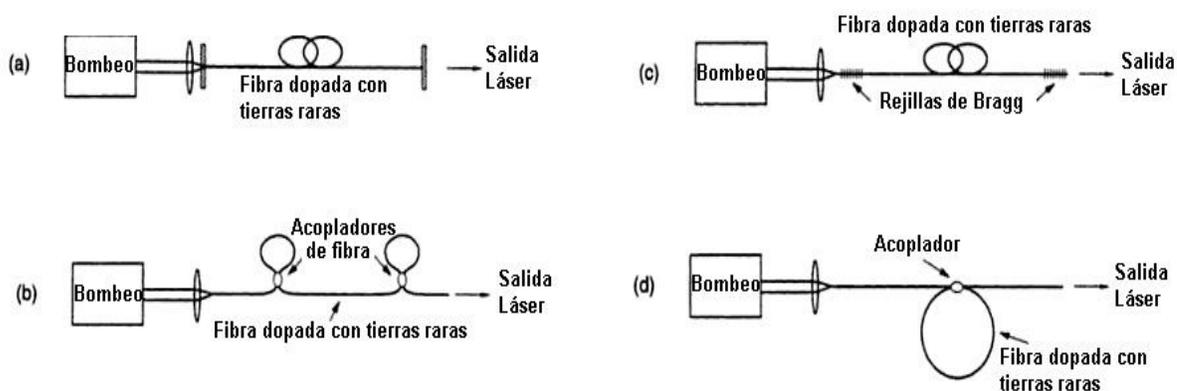


Figura 2. Algunos esquemas simples de láseres de fibra óptica.

La razón del gran interés que hoy día se tiene por los láseres de fibra óptica, se puede resumir en los siguientes puntos:

- El medio activo, al ser una fibra, proporciona una gran longitud de interacción con el campo óptico confinado en su interior, este campo está confinado en un pequeño volumen, originando con ello una gran intensidad óptica aún con valores pequeños de potencia; lo que a su vez, hace que el umbral de laseo sea bajo y que la eficiencia del láser pueda ser superior al 50%. La gran intensidad óptica alcanzable en la fibra, facilita la implementación de láseres por efecto Brillouin, los cuales tienen anchos de línea de unos cuantos kHz y longitudes de coherencia de varios kilómetros.
- Dado que existe una gran cantidad de dispositivos de uso corriente para fibra óptica, no es necesario el uso de componentes ópticos discretos para acoplar luz a esta, con lo que, el diseño de un láser de fibra resulta simple, de poco mantenimiento y muy adaptable. Además, el bombeo con diodo láser resulta muy eficiente, al igual que la extracción del haz láser.
- La disponibilidad de dispositivos, capaces de acoplar luz de varias fuentes a una sola fibra, dan la posibilidad de tener láseres de alta potencia (kWatts), limitada sólo por las no linealidades y por el daño extremo a la fibra.
- Puesto que la cavidad es una fibra, ésta puede ser muy larga, ofreciendo varias ventajas en muchas aplicaciones.
- La fibra óptica, además de ser robusta puede embobinarse, lo que posibilita sistemas láser compactos y muy robustos.
- En varios casos, el ancho espectral del haz de salida, es muy amplio y dado que la cavidad puede ser muy larga, es muy factible obtener amarre de modos y generar pulsos ultracortos.

En cuanto a este último punto, el láser de fibra dopada con erbio (EDFL), es uno de los que presenta un espectro de salida muy amplio (1530nm-1620nm), el cual abarca el valor de longitud de onda de menor atenuación de las fibras utilizadas en telecomunicaciones, 1550nm. Debido a ello, los láseres de fibra dopada con erbio

y en especial aquellos que son sintonizables en un rango amplio, han recibido mucha atención por parte de la comunidad investigadora [Babin, 2007; Cochláin, 1992; Gusarov, 2004; Seok, 1998; Lei, 2001; Stryjak, 2008; Smith, 1991; Seok, 1997]. En especial los EDFLs con topología en anillo y con un filtro sintonizable, del tipo Fabry Perot ó de rejillas de Bragg en fibras (FBG), tienen una estructura simple, por lo que resultan muy atractivos en aplicaciones tecnológicas, por ejemplo, para la interrogación de arreglos de sensores FBG ó para uso en sistemas de comunicaciones. Estos láseres tienen una anchura espectral muy estrecha, eliminan intrínsecamente el quemado espacial de agujeros y son fácilmente sintonizables.

En un sistema de sensores de fibra, una fuente láser sintonizable de banda angosta, simplifica significativamente el esquema de detección. Sin embargo, en una fuente láser de banda estrecha es posible que operen unos cuantos modos longitudinales y por lo tanto que ocurra el fenómeno llamado salto de modos, produciendo fluctuaciones en la potencia de salida. Para disminuir estas fluctuaciones la fuente láser debe operar en un régimen multimodo, así, la potencia de un solo modo es muy pequeña y entonces al cambiar de un modo de laseo a otro la potencia de salida casi no es alterada. El espaciamiento de los modos longitudinales, es inversamente proporcional al longitud L de la cavidad ($\Delta\nu=c/2nL$), entonces, para tener muchos modos en una banda estrecha hay que aumentar el valor de L . Por otro lado, un láser de fibra en anillo es muy susceptible a sufrir inestabilidades [Agrawal, 2001], este hecho degrada significativamente su desempeño en un arreglo de sensores. En general, los láseres de fibra, presentan severos problemas de estabilidad que se pueden atribuir a diversos orígenes y es conveniente que dediquemos un espacio para tratar las diferentes explicaciones que se han dado acerca de el comportamiento de estos láseres.

II.3 Régimen transitorio de un láser.

Cuando en un láser comienza la emisión, es decir, cuando se enciende el bombeo, la potencia de salida varía en forma de un tren de pulsos bruscos

(conocido como “**spiking**”) que se van amortiguando hasta llegar a un valor de potencia aproximadamente constante. La duración de este comportamiento, que se conoce como transitorio del láser, es de unos cuantos milisegundos en láseres de gas, mientras que en láser de semiconductor es de nano-segundos y en muchos láseres de fibra dopada con erbio también dura varios milisegundos.

Este fenómeno es el resultado de la interacción del campo óptico dentro de la cavidad y la inversión de población presente del medio activo (provocada por el bombeo). La dinámica del transitorio láser puede resumirse a partir de la figura 3 (izquierda). En la parte A se observa que al encender el láser el bombeo comienza a subir electrones de los iones activos (por ejemplo Er^{3+}), desde el nivel base hasta el nivel meta-estable, hasta que se alcanza el valor crítico; en láseres de fibra dopada con erbio esta fase puede durar varios milisegundos dependiendo del nivel de bombeo. En la fase B, la emisión láser crece de manera exponencial respecto a la inversión de población, la cual, esta por encima del valor umbral.

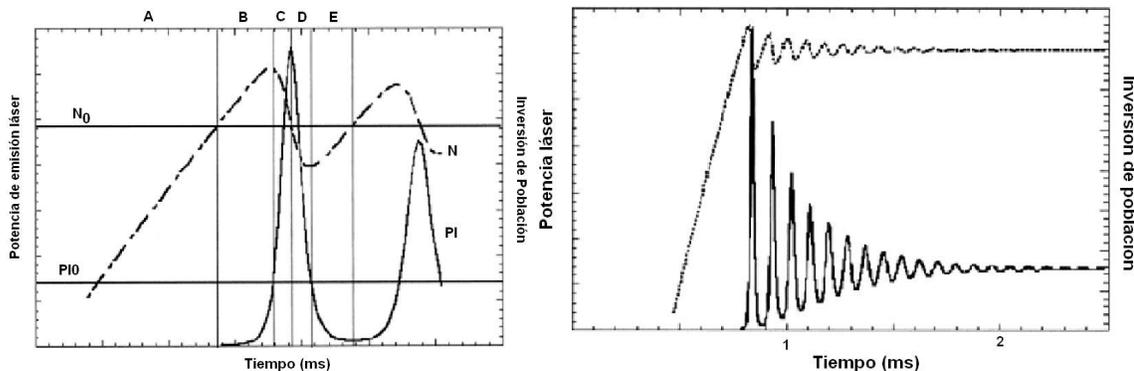


Figura 3. Evolución de un pico de auto-pulsado.

En (C), cuando la potencia de salida alcanza el valor estacionario, la inversión de población empieza a decrecer hasta que cae por debajo del umbral mientras que la salida ha aumentado fuertemente debido a que la inversión de población era grande. Cuando ésta última, está por debajo del umbral, la absorción predomina sobre la emisión y la potencia de salida decrece tan rápido como había aumentado (fase D). En (E), se observa que la emisión láser vuelve a estar por debajo del

valor umbral, entonces, la inversión de población vuelve a crecer gracias al bombeo. Este proceso se repite para producir varios pulsos más, sin embargo el comportamiento cambia conforme pasa el tiempo, la inversión de población y posteriormente la potencia se van acercando cada vez más a su valor estacionario. Antes de que ocurra esto, los pulsos se vuelven más suaves tendiendo a una forma senoidal amortiguada, en la figura 3 (derecha) se observa tal situación. Estas últimas oscilaciones de forma cuasi-senoidal se les suele llamar **oscilaciones de relajación**. Estas oscilaciones tienen un periodo mucho más grande que el tiempo de decaimiento de la cavidad t_{cav} ó del tiempo de viaje redondo del resonador $2l/c$. La frecuencia de estas oscilaciones está dada por [Yariv, 1997]

$$\omega_m = \sqrt{\frac{r-1}{t_{cav}\tau_2} - \left(\frac{r}{2\tau_2}\right)^2}, \quad (1)$$

donde r es la razón de bombeo P_b/P_{th} , t_{cav} es el tiempo de vida de la cavidad y τ_2 es el tiempo de vida del nivel superior de láseo. En esta ecuación se observa que si incrementamos el bombeo aumenta la frecuencia de las oscilaciones de relajación.

II.4 Autopulsado

Gran parte de los láseres de fibra presentan autopulsado (“spiking”), es decir emiten pulsaciones aún cuando el bombeo sea constante. En muchos láseres de fibra óptica el autopulsado se caracteriza por ser repentino y efímero es decir se produce en ráfagas cuyo espaciado y amplitud son de carácter aleatorio, En la figura 4 se muestra la salida de un láser de fibra autopulsante.

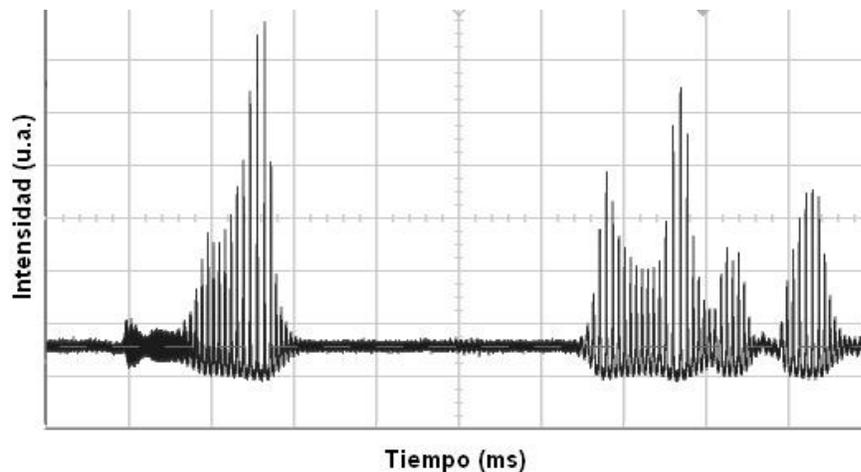


Figura 4. Salida de un láser con autopulsado.

Debido a que el autopulsado de un láser afecta el desempeño de los sistemas donde estos se aplican, el interés por entender los mecanismos que lo causan ha sido grande en las dos décadas pasadas [Deshazer, 2003; Jinlang, 2006; Pisarchik, 2005; Rangel, 1997; Shenggui, 2006; Toru, 1997] y se han dado diversas explicaciones acerca de su origen, por ejemplo agrawal [2001] dice que el autopulsado tiene como origen las inestabilidades inherentes a todo sistema no lineal y dado que el cualquier láser es de naturaleza no lineal aunado a que en ciertas condiciones la fibra óptica también tiene comportamiento no lineal, en un láser de fibra se tiene una no linealidad muy alta. Otra explicación dada como causa del autopulsado en particular para un láser de fibra dopada con erbio, es el de que en este tipo de láseres se tiene un efecto de absorbedor saturable creado por la interacción que se da entre las parejas o grupos de iones de Er^{3+} . En un EDFL donde la concentración de Er^{3+} es alta, es muy probable que dos o más iones queden juntos, entonces, se pueden dar tres tipos de interacciones básicas: el caso más simple es el caso que se conoce como transferencia de energía resonante (figura 5 (a)) en donde un ión excitado transfiere su energía a otro que esta en el estado base, por lo tanto no hay ni pérdida ni ganancia de inversión de población; otro caso es la upconversión en la que si dos iones están en el nivel 2 de energía e interactúan de tal manera que uno de ellos pasa a un nivel más alto y

el otro cae al estado base (figura 5 (b)); y por último tenemos al proceso de luminiscencia cooperada (figura 5 (c)) en el que dos iones acoplados en el mismo estado excitado E_2 caen simultáneamente al estado base emitiendo un fotón de energía $2E_{12}$, la cual, es muy diferente a la energía de los fotones de laseo (figura 5 (c)) [Becker et al,1999]. El efecto que tienen estos procesos el de absorbedor saturable produciendo un comportamiento del láser parecido al de Q-switch. En varios estudios [Rangel, 1997; Jinlang,2006; Toru, 1997; Deshazer; 2003] se muestra que el autopulsado está muy relacionado con las oscilaciones de relajación, Rangel [1997] muestra que el autopulsado puede resultar de la desestabilización de las oscilaciones de relajación, que es el mismo mecanismo de autopulsado en los láseres de semiconductor. Como se explico anteriormente, las oscilaciones de relajación son resultado de cambios bruscos en el bombeo, así que si nuestra fuente de bombeo es muy ruidosa esto ocasionará frecuentes oscilaciones de relajación. En Barmenkov [2004] se muestra que el ruido en la fuente de bombeo origina automodulación y autopulsado en un láser de fibra dopada con erbio. Si un láser es inherentemente autopulsante, es decir, si tiene un comportamiento de oscilaciones de relajación débilmente amortiguadas podemos esperar que su respuesta a la modulación débil de cualquiera de sus parámetros también exhiba una gran respuesta resonante a la frecuencia natural de las oscilaciones de relajación [Siegman, 1986]. Entonces cualquier cambio en los parámetros de láser, por ejemplo en la longitud de la cavidad, en la ganancia ó en las pérdidas puede originar autopulsaciones.

El ruido presente en un láser se puede visualizar como variaciones en la ganancia o en las pérdidas y por lo tanto puede ser origen de autopulsaciones. Son varios factores los que provocan ruido en un láser, entre ellos están los de origen mecánico o térmico, por lo que, el ruido acústico y los cambios de temperatura pueden ser causas de autopulsado en un láser.

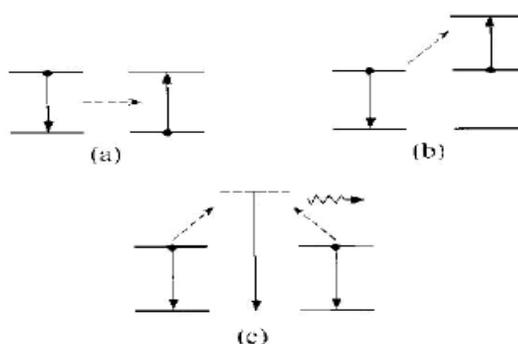


Figura 5. Efectos de interacción, (a) transferencia de energía resonante, (b) upconversion, (c) luminiscencia cooperada.

II.5 Técnicas de reducción de autopulsado.

Como se ha dicho anteriormente, un láser de fibra es inherentemente inestable por lo que cualquier perturbación tiene como consecuencia el autopulsado. También se ha mencionado que el autopulsado degrada el desempeño de un láser en aplicaciones tales como los sistemas distribuidos de sensores de fibra óptica y en sistemas de telecomunicaciones. Por tal motivo se ha hecho mucha investigación acerca de cómo disminuir o suprimir el autopulsado. Una técnica relativamente simple, aunque poco práctica, consiste en bajar la temperatura del láser, Sumimura [2007] presenta un trabajo en donde se suprimió la autopulsación de un láser de fibra dopada con Yb bajando la temperatura de éste con nitrógeno líquido, también observo que la potencia de salida se incremento 1.75 veces y considera que la mejora de ganancia fue ocasionada por que el láser a esta temperatura se comporta como un sistema de 4 niveles. Por otro lado Ding [1996] realizó experimentos donde se muestra que el autopulsado inducido por parejas de iones en los láseres de fibra dopada con Erblio pueden ser suprimidas al seleccionar apropiadamente la longitud de onda de láser. Los experimentos se llevan a cabo con dos láseres que operan a diferentes longitudes de onda (1531 y 1560nm), bombeados con 980nm y encuentran una gran diferencia en su comportamiento, el láser de 1531nm siempre autopulsa y el de 1560nm opera en régimen autopulsado cuando se bombea con potencias menores a 40mW y cuando se

sobrepasa este valor el láser tiene un comportamiento cuasi-CW. Ellos proponen un modelo que explica sus resultados y éste muestra que el efecto de las parejas de iones depende críticamente de la razón de la sección transversal de emisión a la de absorción de los iones de Erblio y como se sabe la sección transversal de absorción y emisión dependen de la frecuencia óptica (o longitud de onda). La limitación de esta técnica es que la razón intrínseca de emisión a absorción de los iones de Er en fibras no puede ser incrementada libremente [Ding and Cheo,1997]. Otra manera de suprimir la autopulsación de un láser de fibra dopada con erbio, fue propuesta y realizada por Loh [1996] la cual consiste en operar el láser con un bombeo resonante, es decir, cuando la longitud de onda de bombeo es suficientemente cercana a la longitud de onda de laseo. Sus resultados muestran que el bombeo resonante puede mejorar significativamente la estabilidad del láser de fibra dopada con erbio. En particular se observo que un láser de fibra dopada con erbio exhibe autopulsado sostenido cuando se bombea con 980nm, el cual, se revierte a una operación estable CW cuando es bombeado con 1510nm. Un inconveniente de utilizar este método es que la eficiencia del láser se decrementa. En la figura 6 se presentan dos graficas que muestran un ejemplo de estos resultados.

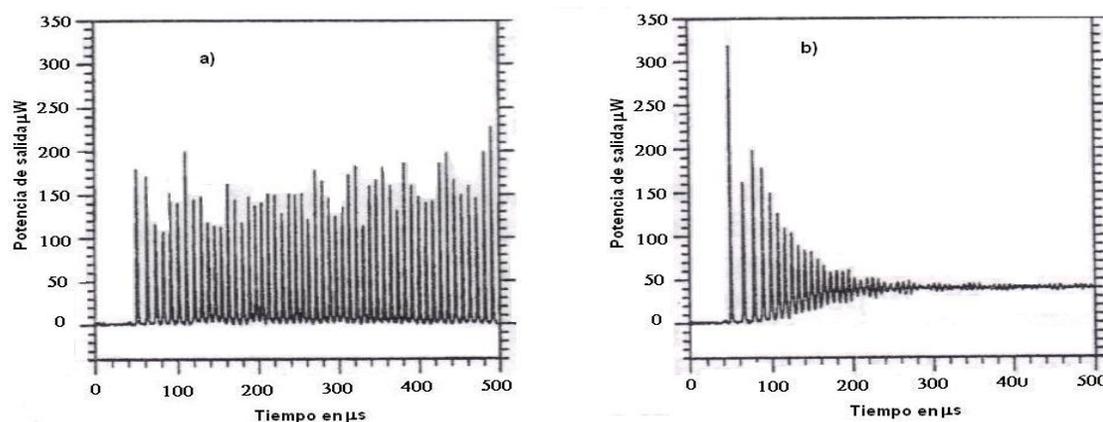


Figura 6. a) Respuesta de un láser de fibra dopada con erbio bombeado con 980nm y potencia promedio de salida de 40 μ W. b) Respuesta cuando el láser se bombea con 1510nm [Mizunami, 1997].

Con el fin de disminuir los efectos de los aparejamientos y agrupamientos de iones en fibras altamente dopadas con Erblio (que a su vez disminuye el autopulsado) se utilizan codopantes, por ejemplo en láseres de fibra codopada con Yb:Er la potencia de bombeo proporcionado por diodos láser resulta suficiente para suprimir el autopulsado y obtener un operación estable del láser [Ding and Cheo, 1997].

Dado que las autopulsaciones estan muy relacionadas con las oscilaciones de relajación, la cuales, resultan de la interacción del campo óptico dentro de la cavidad y la inversión de población; podemos pensar que si sensamos el haz de salida (que es proporcional al campo de la cavidad) y con la variable obtenida controlamos el bombeo lograremos suprimir el autopulsado. Mizrahi [1993] desarrollo un láser de fibra dopada con Erblio electrónicamente retroalimentado en el cual las oscilaciones de relajación son minimizadas.

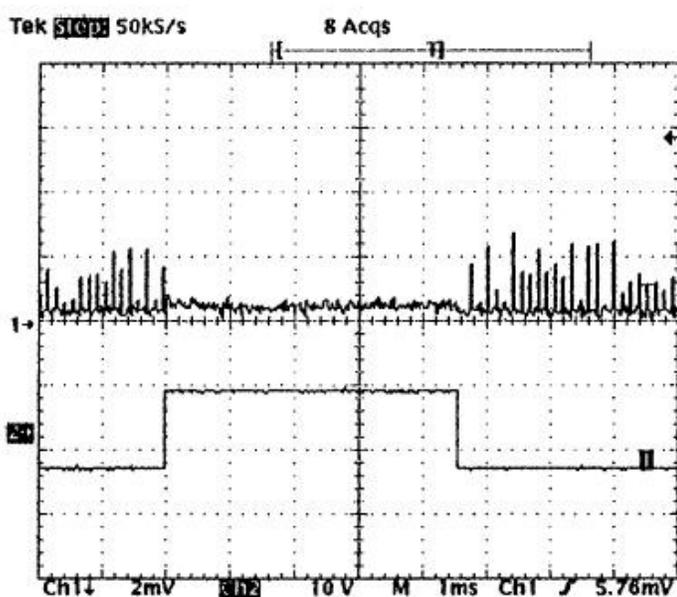


Figura 7. El autopulsado es experimentalmente suprimido cuando es sumado un bombeo auxiliar de baja potencia. La grafica de arriba es la luz láser y la de abajo el bombeo auxiliar.

Otro método con el cual se disminuye el autopulsado de los láseres de fibra, emplea una fuente de bombeo auxiliar, Luo [1997] emplea una fuente con una longitud de onda cercana a la de laseo para ayuda a sostener la inversión de población en el medio de ganancia y por lo tanto prevenir su rápido decaimiento, y así minimizar el autopulsado. A diferencia del caso anterior, aquí el bombeo se realiza con 980nm, conservando una eficiencia relativamente alta y el bombeo auxiliar se lleva a cabo con una fuente de 1534nm y solamente unos cuantos μ Watts. En la figura 7 se muestra este resultado.

Además de los métodos mencionados, la disminución del autopulsado de un láser de fibra en anillo, se logra mediante la adición de un amplificador óptico semiconductor (SOA) dentro de la cavidad óptica, Chen [2002] demuestra experimentalmente que la estabilidad de un láser de fibra en anillo en operación CW y de amarre de modos puede ser mejorada significativamente con la inclusión de un SOA dentro de la cavidad. La ganancia rápidamente saturable del SOA suprime significativamente el autopulsado, el cual, es debido a que las parejas de iones en la fibra dopada con erbio actúan como un absorbedor saturable.

Para terminar esta sección, mencionaremos un trabajo realizado en la universidad de Rochester en el que Guan [2009] demostró la supresión y eliminación del autopulsado en un láser de fibra de doble cubierta dopada con Yb mediante la adición de una gran sección de fibra pasiva en la cavidad, con lo cual se logra que la ganancia se recupere mas rápido que la dinámica de las autopulsaciones permitiendo el laseo CW. Este método resulta simple para eliminar autopulsaciones en este tipo de láseres (de potencia) en todos los niveles de bombeo.

II.6 Láseres sintonizables.

Sintonizar un láser significa manipular su longitud de onda con el fin de que tenga un valor específico ó de poderla variar o barrer en un rango determinado. En el segundo caso, los láseres sintonizables pueden utilizarse como fuentes ópticas de

longitud de onda variable con aplicaciones en sistemas de espectroscopia, percepción remota, sistemas de multiplexión de longitud de onda (WDM en telecomunicaciones ópticas) y en sistemas distribuidos de sensores de fibra. La sintonización se puede lograr de diferentes maneras: puede llevarse a cabo influyendo sobre el espectro del medio de ganancia para que la longitud de onda máxima cambie y entonces la longitud de onda de la salida se ajuste al respecto. Este método funciona bien cuando el láser opera en múltiples modos. Cuando este método se aplica en láseres de modo único por lo general se produce salto entre modos. En la figura 8 se ilustra este mecanismo de sintonización.

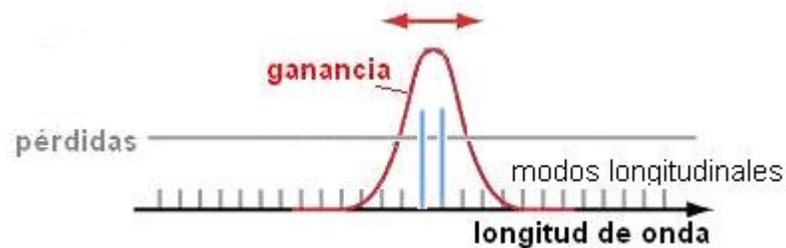


Figura 8. Sintonización de un láser mediante manipulación del espectro de ganancia.

Un ejemplo de este método es utilizado en los diodos láser, en donde el espectro de ganancia se cambia vía la temperatura, por ejemplo: variándola a través del controlador termoeléctrico en el que se monta dicho diodo láser. Normalmente, el coeficiente de temperatura de los diodos láser es de aproximadamente 0.3 nm / K , y el rango de sintonía puede ser de unos pocos nanómetros. Las frecuencias del modo resonante también se ven afectados por el cambio de temperatura, pero, lo hacen en menor medida que el espectro de ganancia. Algunos tipos especiales de diodos láseres, como los de cavidad externa y los láseres de reflector distribuido de Bragg (DBR) se puede ajustar alrededor de 40 nm .

Un segundo método para sintonizar láseres consiste en introducir un filtro óptico sintonizable en la cavidad, el cual presenta un mínimo de pérdidas en cierta longitud de onda ajustable (ver figura 9). Esto hace que sea posible influir en la

longitud de onda de la ganancia neta máxima, a la que normalmente el láser es forzado a operar. Este método se aplica a menudo a los láseres de estado sólido.

Por otro lado, para tener un rango amplio de sintonización de la longitud de onda de un láser, se requiere de un gran ancho de banda del medio de ganancia. Algunos medios de ganancia de banda ancha, tales como el Ti: zafiro y Cr: ZnSe permiten una sintonización de cientos de nanómetros. El rango de sintonización obtenido es el rango de longitudes de onda en que se logra suficiente ganancia neta, sus límites son establecidos por los puntos en el que las secciones transversales de emisión son muy bajas o las pérdidas del resonador llegan a ser demasiado altas. Existen casos, en los que el rango de sintonización puede ser menor debido a la absorción en el estado excitado, o porque la emisión en longitudes de onda en la ganancia máxima del láser no puede ser totalmente suprimida. En algunos láseres de fibra, por ejemplo, el nivel de inversión (y por lo tanto la ganancia) en los extremos de longitudes de onda, está limitada por la emisión espontánea amplificada cerca de la longitud de onda de máxima ganancia. Láseres de fibra dopadas con tierras raras, por ejemplo los de fibra dopada con Er pueden ser sintonizados a lo largo de decenas de nanómetros y los basados en Yterbio pueden llegar a más de 100nm. La mayoría de los láseres de fibra Raman también tienen potencial de ser sintonizados en un amplio rango.

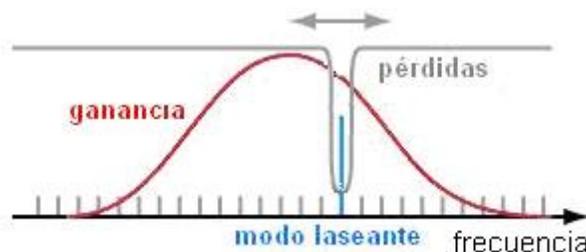


Figura 9. Sintonización de un láser vía pérdidas en la cavidad.

Por su aplicación natural, en los sistemas de comunicaciones ó en arreglos de sensores, se han propuesto diferentes maneras para sintonizar láseres de fibra

dopada con erbio [Babin, 2007; Cochláin, 1992; Seok, 1998; Lei, 2001; Mstryjak, 2008; Smith, 1991; Seok, 1997]. Los láseres de fibra dopada con Erblio (EDFL) con un filtro sintonizable dentro de la cavidad (Fabry Perot ó FBG) tienen una estructura simple, la cual, los hace muy atractivos para aplicaciones prácticas, en particular para la interrogación de arreglos de sensores de fibra con rejillas de Bragg ó en sistemas de comunicaciones. Estos láseres tienen características muy útiles como: un ancho de línea muy angosto, fácil sintonización de longitud de onda y eliminación intrínseca del “quemado espacial de agujeros”. Como ya se ha dicho, en sistemas de sensores de fibra óptica, una fuente sintonizable con un ancho de banda angosto, simplifica significativamente el esquema de detección. Sin embargo, como muchos láseres de fibra, estos presentan autopulsado y otras inestabilidades causadas por los diferentes factores también explicados anteriormente y que pueden degradar significativamente las características de un arreglo de sensores [Gusarov and Liegeois, 2004].

Un láser de fibra con un filtro sintonizable dentro de la cavidad, tiene un comportamiento distinto al de los no sintonizables. Yun [1997] trabajó con un láser de anillo de fibra, codopada con Er/Yb, que incluía un filtro sintonizable acusto-óptico (AOTF) dentro de la cavidad (cavidad de 10m) y observaron su comportamiento bajo condiciones de barrido resonante, figura 10. En esta vemos que después de un breve periodo de oscilaciones de relajación en el inicio del barrido de longitud de onda, la salida se establece en un nivel razonablemente bueno de onda continua por el resto del tiempo que dura el barrido. La forma espectral y la potencia de salida fueron casi independientes de la frecuencia de barrido hasta los 7kHz a la máxima potencia de bombeo. Sin embargo cuando la frecuencia de barrido es incrementada más allá de los 7 kHz, las oscilaciones de relajación en el inicio del barrido llegan a ser significativas. Los pulsos de salida se muestran en la figura 11(a). En el caso de un barrido de 10nm a una frecuencia $f_{\text{swept}} = 9.3\text{kHz}$ la tasa de repetición de los pulsos fue de 80kHz aproximadamente y la potencia de salida de 60mW cada pulso individual tuvo una duración del orden

de 1 microsegundo y fue asociado con uno de los picos en el dominio de la frecuencia, figura 11(b).

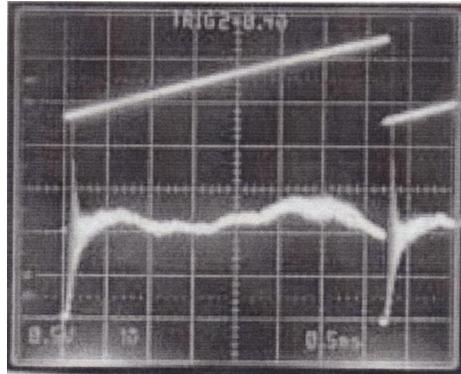


Figura 10. (Abajo) salida del láser en el dominio del tiempo cuando el pico del filtro es modulado sobre 20 nm por un señal diente de sierra (arriba). Al inicio de cada barrido se observan oscilaciones de relajación significativas.

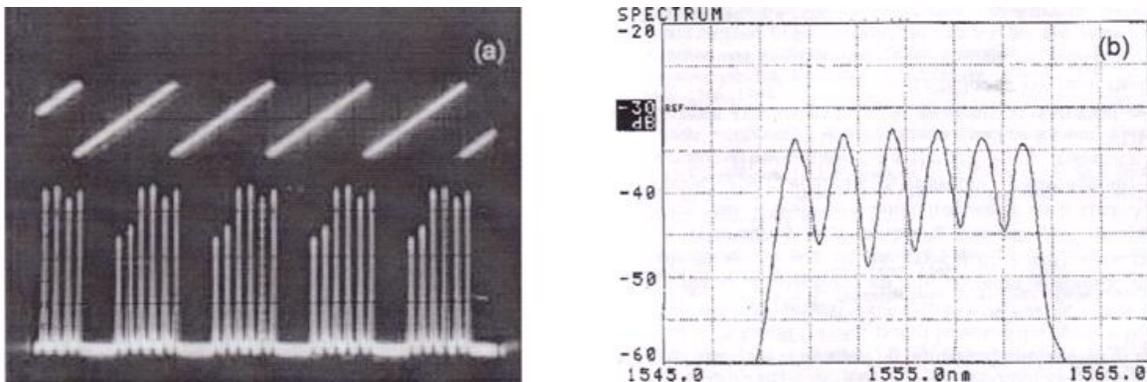


Figura 11. (Izquierda) salida láser en el dominio del tiempo cuando el filtro es barrido con una señal diente de sierra a 9.3 kHz. (Derecha) espectro de la salida.

En otro trabajo, de Yun [1998], en un láser sintonizable de anillo de fibra dopada con Erblio se observó, que cuando el filtro de sintonización se barre con una señal de forma triangular y la potencia es mayor a 26 mW (hasta un máximo de 70mW) el láser produce pulsos de amarre de modos (un pulso por viaje de ida y vuelta de la cavidad) a la tasa fundamental de 12.14MHz. El mecanismo de amarre de modos puede ser atribuido a una efectiva supresión de onda continua producida por el filtro de barrido dentro de la cavidad. En la figura 12 se muestra tal comportamiento. La forma de onda triangular mostrada en la figura 12 es una

señal eléctrica de 250 Hz aplicada al filtro de barrido. Cuando la señal de voltaje va hacia arriba (hacia abajo) la longitud de onda de la salida láser es incrementada (decrementada).

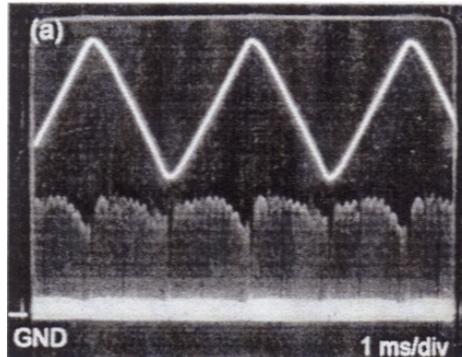


Figura 12. Pulsos de amarre de modos producidos cuando se barre el filtro de sintonización de un láser de anillo de fibra dopada con erbio.

II.7 Tipos de láseres según el régimen de operación.

Así como los láseres de volumen, los láseres de fibra pueden operar en régimen continuo, pulsado y cuasi-continuo. Algunos aspectos importantes de estas formas de operar son los siguientes.

II.7.1 Láseres de onda continua (CW)

En este régimen los láseres tienen salida constante, para esto, es necesario que el bombeo también lo sea. Los láseres CW ostentan eficiencias mayores al 50%, tienen umbral de laseo muy bajo y dado que con poca potencia se consigue una gran intensidad óptica en el núcleo de la fibra (medio activo) se facilita la oscilación de un sistema de tres niveles, por ejemplo el de iones de erbio. Por lo que respecta a la dispersión que se tiene en la fibra y por lo tanto en la cavidad, esta puede ser controlada conectando tramos de fibra con diferentes velocidades de grupo. El factor de calidad de una cavidad, $Q = v_0 T_{rt} / 2\pi L$, donde L representa las pérdidas y T_{rt} el tiempo de viaje redondo, se eleva al aumentar la longitud de ésta ó al disminuir las pérdidas, por lo que, con fibras ópticas se pueden obtener Q muy elevadas. De manera similar a los circuitos eléctricos, el Q de una cavidad, está

relacionada con el ancho de banda de salida; a mayor valor de Q menor será el ancho de banda del haz de salida ($\Delta\nu = \nu_0/Q$).

II.7.2 Láseres pulsados.

En estos láseres la salida es pulsada, el bombeo en algunos casos es continuo, pero, por lo general es pulsado ó modulado. En estos láseres, la energía es concentrada en un solo pulso de salida ó en una secuencia de estos. Dentro de esta categoría están los láseres de Q switching y los láseres de amarre de modos.

II.7.3 Láseres “Q-switching”

Como su nombre lo indica Q -switching consiste en la alteración controlada del factor de calidad de la cavidad láser y como se ha mencionado antes, nos sirve para obtener pulsos cortos. Su principio, se basa en el hecho de que al bajar instantáneamente el Q de la cavidad, el sistema deja de oscilar (lasear) y al seguir bombeando se acumula una gran cantidad de inversión de población; de tal manera que al elevar otra vez el Q , el láser oscilará decayendo la mayor parte de los iones excitados, en un corto tiempo. Por lo tanto, toda la energía almacenada durante el tiempo de no oscilación, es liberada en un solo pulso de corta duración. Láseres “ Q -switching” de fibra han sido implementados, usando conmutadores Q de volumen activos [Kee, 1998; Álvarez, 2000] y pasivos [Paschotta, 1999; Lees, 1996] similares a los utilizados en láseres convencionales. La cavidad de estos láseres esta compuesta por secciones de fibra y de espacio libre por lo que se requiere de sofisticadas técnicas de alineación entre sus diversos componentes. También se han propuesto láseres pulsados hechos completamente de fibra, por ejemplo: el demostrado por Tzong-Yow [2009], el cual, es un láser de fibra en anillo en el que se logra “ Q -switching” de manera pasiva mediante un absorbedor saturable localizado fuera del anillo, como se muestra en la figura 13. en este láser se utilizo fibra dopada con erbio bombeada con 980nm, los pulsos “ Q -switched”

tuvieron una energía de 0.37 microJ, una duración de 218ns y longitud de onda de 1550nm; estos fueron logrados con un potencia de bombeo cercano a 7mW.

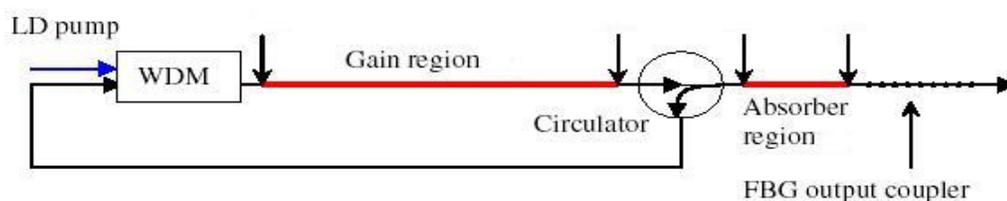


Figura 13. Esquema del láser de fibra en anillo “Q-switching” [Lees et al, 1996]

Un láser “Q-switching” también puede ser realizado con un elemento activo controlado por una señal externa, como el desarrollado por Ding [2000] en el que uso un atenuador de fibra modulado acústicamente, implementado, al producir una vibración transversal mediante una onda acústica modulada, con lo que se consigue el acoplamiento del modo del núcleo y los modos de la cubierta aumentando fuertemente las pérdidas. Otro ejemplo lo constituye el trabajo de Cuadrado [2007], donde presenta un láser “Q-switched” completamente de fibra, el cual, utiliza un modulador acusto-óptico resonante como elemento de conmutación. Este modulador consiste en una rejilla de Bragg grabada en una fibra de longitud corta modulada por una onda elástica longitudinal estacionaria la longitud de la rejilla es más corta que la longitud de onda acústica los pulsos “Q-switch” son obtenidos de una fibra dopada con Erblio a una tasa de 18 y 37 kHz. En primera instancia un sistema láser de conmutación Q no cambia la eficiencia del sistema comparado con la operación en CW. Es decir la potencia promedio de un sistema láser de conmutación es básicamente la misma que la de un sistema de onda continua. La conmutación Q sólo redistribuye la energía que sale en una secuencia de pulsos separados por periodos de energía de salida cercana a cero. Como ya se ha dicho la conmutación Q produce pulsos con duración de unos nanosegundos a fracciones de microsegundo, es decir tiempos del mismo orden que el tiempo de vida de los fotones en la cavidad. El tiempo de repetición de pulsos no puede ser menor al tiempo necesario para establecer la inversión de población, el

cual, esta gobernado por el tiempo de vida de los átomos en el nivel excitado. Esto es, el tiempo de repetición de pulsos de un sistema de conmutación Q es del orden de milisegundos. Como resultado de todo esto, la potencia pico de un pulso producido por conmutación Q, es del orden de 1000 veces más grande que la potencia en onda continua del mismo sistema.

Por ultimo se mencionarán los requerimientos a cumplir para que podamos generar la suficiente inversión de población para producir un pulso "Q-switched". Esta son las siguientes:

- El tiempo de vida T_U en el nivel superior debe ser mayor al tiempo de vida del fotón T_C , es decir, el tiempo promedio de decaimiento debe ser mayor al tiempo de permanencia del fotón en la cavidad, de modo que en el nivel superior se puede almacenar la energía adicional proporcionada durante el tiempo extendido de bombeo:

$$T_U > t_c.$$

- La duración T_p del bombeo debe ser más grande que el tiempo de vida del fotón T_C .

$$T_p \gg t_c.$$

- Las pérdidas iniciales de la cavidad deben ser bastante altas durante la duración del bombeo t_u para evitar que la oscilación láser crezca durante este tiempo.

$$[Pérdidas\ iniciales\ de\ la\ cavidad] > [Ganancia\ de\ amplificación]$$

- Las pérdidas de la cavidad deben ser reducidas casi instantáneamente al elevar súbitamente el valor del Q de la cavidad, de tal manera que la oscilación láser evolucione y extraiga toda la energía almacenada en el nivel excitado del medio de ganancia.

Satisfaciendo estos requerimientos se producirá un "pulso gigante". La evolución de estos acontecimientos se resume en la figura 14. Cuando la Q de la cavidad es baja (pérdidas altas) la inversión de población crece, lo cual, a su vez produce un aumento en la emisión espontánea. Ahora bien, si tenemos un conmutador Q pasivo, por ejemplo un absorbedor saturable y si

la emisión espontánea crece a un valor suficiente para saturar dicho absorbedor, entonces este se volverá transparente y las pérdidas de la cavidad cambiarán súbitamente a un valor bajo (Q alta). Al ocurrir esto, el sistema oscilará (se da la acción láser) produciéndose así un pulso gigante, pulso "Q switching". Este pulso gigante vaciará la inversión de población y por lo tanto bajará la emisión estimulada, volviendo a las condiciones iniciales de este proceso.

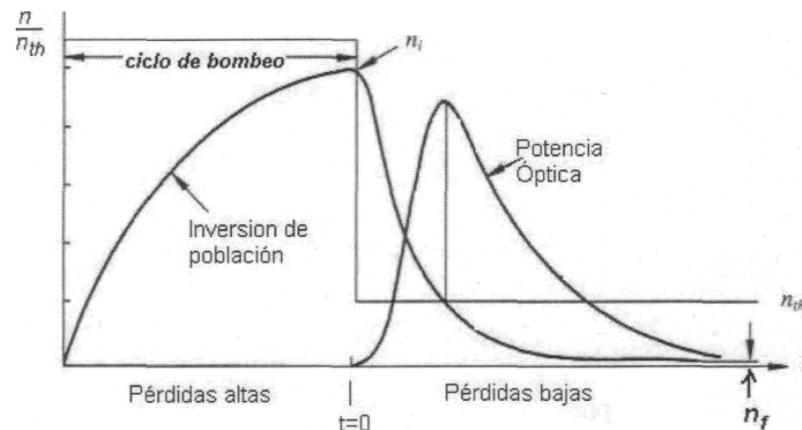


Figura 14. Esquemmatización de la secuencia de eventos para la generación de pulsos "Q switching".

II.7.4 Láseres de amarre de modos

La técnica de amarre de modos permite generar pulso ópticos extremadamente cortos, cuya duración es del orden de picosegundos (10^{-12} s) ó femtosegundos (10^{-15} s). En un láser, cada uno de los modos longitudinales oscilara independientemente, sin alguna relación fija entre ellos, en esencia podemos verlos como un conjunto de láseres emitiendo luz en frecuencias ligeramente diferentes. La fase de las ondas de cada modo no es fija, y puede variar de manera aleatoria debido a factores, tales como, los cambios térmicos en los componentes del láser entre otros. En un láser con solo unos cuantos modos longitudinales, la interferencia entre los modos puede causar efectos de batimiento en la salida láser; en un láser

con miles de modos, estos efectos de interferencia tienden a promediarse en una salida con intensidad casi constante (láser de onda continua cw). Ahora si los diferentes modos, en lugar de oscilar en forma independiente, cada modo opera con una fase fija entre éste y los demás, la salida del láser se comporta de manera muy diferente. Los modos interfieren de manera constructiva y periódica, y como resultado de esta, tenemos como salida un tren de pulsos; en esta situación, se dice que el láser opera en el régimen de amarre de modos (Mode Locking), ver figura 15.

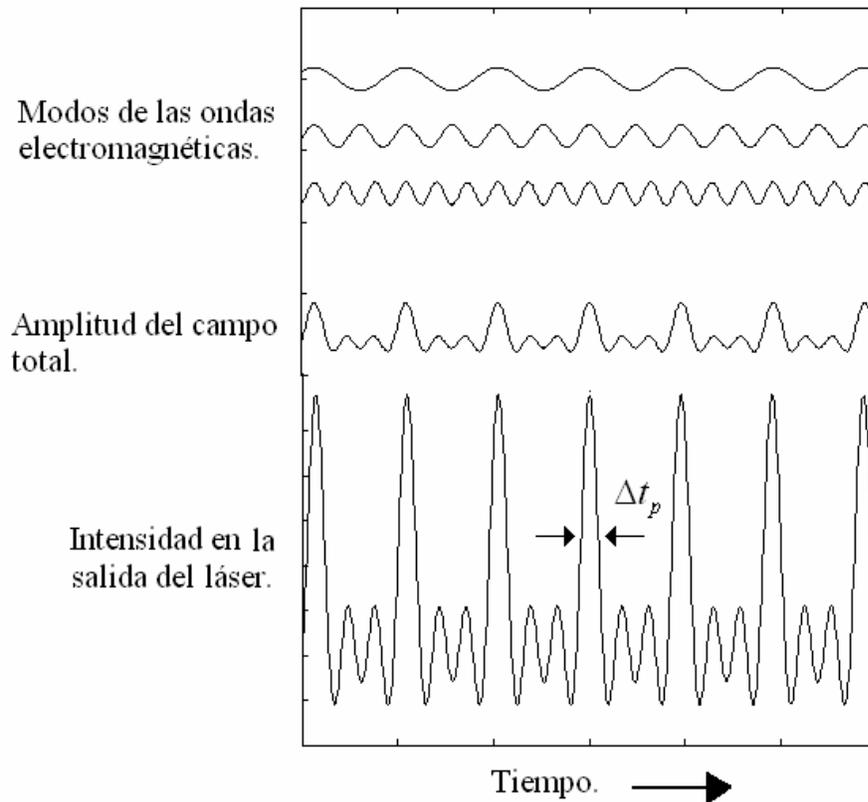


Figura 15. Interferencia de varias ondas de frecuencia cercana.

Por simplicidad, si asumimos que los modos tienen la misma amplitud A , el campo dentro de la cavidad estará dado por

$$E(t) = E_0 \sum_{N=0}^{N-1} e^{i(\omega_n t + \delta_n)}, \quad (2)$$

donde N es el número de modos, ω_n es la frecuencia angular del n -ésimo modo y δ_n es su fase relativa. Cuando los modos no están en fase la intensidad se puede obtener al sumar las intensidades individuales, es decir $I = NA^2$. Ahora si tenemos condición de amarre de modos $\delta_n = \delta$ y sabiendo que la separación entre los modos es $\Delta\omega = \pi c / L\eta$, donde L es la longitud de la cavidad y η el índice de refracción. Entonces $\omega_n = \omega - \eta\Delta\omega$ por lo tanto

$$E(t) = E_0 \sum_{N=0}^{N-1} e^{i((\omega - n\Delta\omega)t + \delta_n)}, \quad (3)$$

lo cual, podemos escribir como $E(t) = E_0 e^{i(\omega t + \delta)} [1 + e^{-i\phi} + e^{-2i\phi} + \dots]$ donde $\Phi = \eta\Delta\omega t = \pi c t / L\eta$ y por lo tanto

$$I = E_0^2 \frac{\text{sen}^2(N\phi/2)}{\text{sen}^2(\phi/2)}, \quad (4)$$

La ecuación anterior representa el tren de pulsos de salida, los cuales, tienen un periodo que corresponde con el tiempo de ida y vuelta de un fotón en la cavidad $\tau_R = 2L/c$, en el dominio de la frecuencia ésta concuerda con la separación entre modos $\Delta\omega = \pi c / L\eta$ de la cavidad. La intensidad de salida es variable y el valor máximo está dado por $I = N^2 E_0^2$. Descrito de otra manera: generalmente un láser, más o menos, produce la misma potencia promedio en tiempo si trabaja en el régimen de onda continua ó si lo hace en amarre de modos, pero en amarre de modos esa potencia es concentrada en intervalos de $\Delta t_p \sim 1/\Delta\nu N \sim 1/[\text{ancho de banda de ganancia}]$. Por lo tanto, para un ancho de banda de ganancia grande y un gran número de modos (gran separación de los espejos), los pulsos de salida

serán muy potentes aunque la potencia del régimen CW sea muy débil. La figura 16 ilustra la relación la relación entre algunos parámetros del láser y los pulsos de amarre de modos.

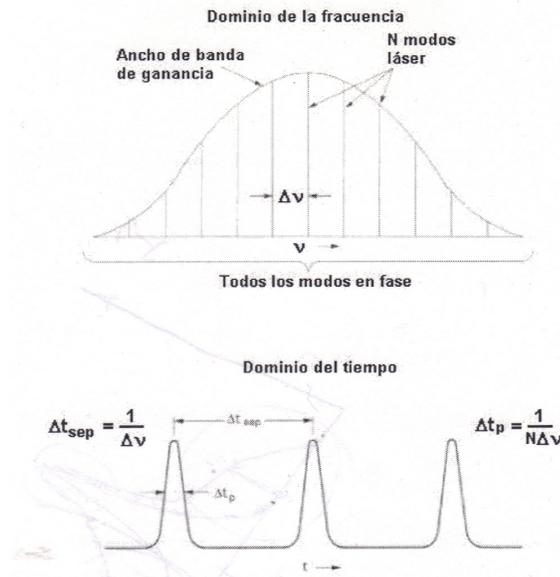


Figura 16. Características de los pulsos de amarre de modos.

II.8 Técnicas para producir amarre de modos.

De manera similar a los sistemas láser "Q switching", los sistemas con amarre de modos requieren de un elemento que obstruya el paso del haz láser hacia uno de los espejos, es decir, module las pérdidas de la cavidad. Con la diferencia de que en "Q switching" se requiere dejar cerrado el obturador un tiempo lo suficientemente largo para que la inversión de población crezca a un valor muy grande, este tiempo generalmente *abarca* varios ciclos de oscilación (viaje redondo de los fotones) de la cavidad y en amarre de modos la obturación coincide con el periodo de oscilación de los fotones dentro de la cavidad.

Como en los láseres "Q-switching", las técnicas para obtener amarre de modos, pueden ser activas o pasivas. Los láseres de amarre de modos, pasivos, son

capaces de iniciar el proceso de amarrado sin la intervención de alguna variable externa. Los láseres de amarre de modos, activos, funcionan con la ayuda de un dispositivo modulado externamente. Las técnicas para lograr amarre de modos de manera pasiva son variadas, por ejemplo: utilizando un absorbedor saturable de respuesta rápida, como en el trabajo de Ortac [2008], en donde se utiliza un espejo absorbedor saturable (SAM) semiconductor dentro de la cavidad de un láser de fibra fotónica de un solo modo transversal, este láser produce pulsos de 25nJ y 3.7ps de duración a una razón de 67MHz. Otro ejemplo de amarre de modos pasivo se da en Collings [1997], aquí se presenta un láser de fibra donde el medio activo es un tramo de fibra dopada con Erblio/Yterbio y uno de los extremos de la cavidad es un Reflector de Bragg Saturable (SBR) hecho en un semiconductor.

Además de estos dos ejemplos, podemos lograr amarre de modos realizando rotación de polarización no lineal [Matsas et al, 1992] ó por adición de pulsos y por efecto Kerr (lentes Kerr) entre otros.

II.9 Láseres de fibra dopada con erbio.

Como se ha mencionado los láseres de fibra óptica dopada con erbio (EDFL por sus siglas en inglés) presentan características que les infieren ventajas en aplicaciones tales como: espectroscopia, telecomunicaciones y sistemas de sensores fibra óptica entre otros. Los iones de erbio, inmersos en vidrio, tienen un espectro de emisión muy amplio que va desde 1530 a 1565nm aproximadamente. También se dicho, que esto, aunado a que podemos tener una cavidad muy larga, posibilita la construcción de láseres sintonizables con características particulares. Es posible que podamos explicar algunas de estas características si conocemos algunos de aspectos de su espectroscopia.

II.9.1 Espectroscopia del ión Er^{3+} .

Los iones de Er^{3+} incrustados en vidrio, adoptan la estructura electrónica $[\text{Xe}] 4f^{11} 5s^2 5p^6$, donde Xe representa al átomo del Xenón. Se puede decir que los electrones 4f están blindados por las capas 5s 5p, es decir, estas últimas actúan como una esfera metálica protectora, de tal manera que el espectro de emisión apenas se ve afectado por los átomos del material anfitrión. En la figura 17 se muestra la estructura de niveles de energía para el Er^{3+} , en ella se observan las transiciones de absorción, emisión y no radiativas que se pueden dar.

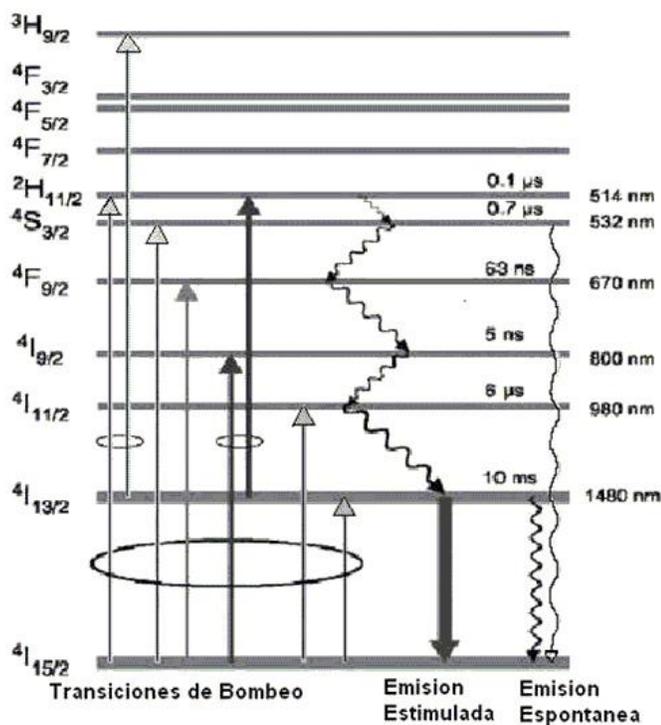


Figura 17. Estructura de los niveles de energía para el Er^{3+} .

Como se observa, se tienen varias transiciones que se pueden utilizar para bombear a los iones de erbio, los cuales se excitan desde el nivel base $4I_{15/2}$ hasta un nivel superior, desde el cual decaen rápidamente y de manera no radiativa hasta el nivel metaestable $4I_{13/2}$, que tiene una vida media mucho mayor que la de los niveles superiores (del orden de unos 10ms). Esto permite conseguir una

inversión de población entre el nivel fundamental y el excitado. Debido a este proceso, se considera un modelo de láser de tres niveles. Si mediante un bombeo se consigue inversión de población, el sistema podrá trabajar como un amplificador. Hay que tener en cuenta que, debido a diversos efectos, habría que hablar de bandas y no de niveles de energía dado el ensanchamiento (homogéneo e in homogéneo) que presentan estos últimos. Por esta razón el perfil de ganancia resulta muy ancho en comparación con el que se obtendría si el medio fuera cristalino, en la figura 18 a) podemos apreciar el espectro de emisión absorción para el erbio hospedado en vidrio.

El principal mecanismo de ensanchamiento inhomogéneo en vidrios dopados con tierras raras se debe al desdoblamiento por efecto Stark, ya que en un vidrio, dado que la matriz es irregular, cada átomo adopta un esquema de subniveles Stark diferente. Además, como una transición entre dos bandas de energía puede ocurrir entre cualesquiera de sus correspondientes subniveles Stark, estas posibles transiciones individuales, ya ensanchadas inhomogéneamente, se solapan entre si dando lugar a un perfil mucho más ancho que la anchura natural de los subniveles. Todos estos procesos son prácticamente independientes de la temperatura.

Por otro lado los principales mecanismos de ensanchamiento homogéneo en vidrios dopados con tierras raras son producidos por termalización y por transiciones no radiativas, ambos mecanismos dependen de la temperatura. Como normalmente la variación energética es superior a KT , los iones que se encuentran en los subniveles Stark de mayor energía se relajan térmicamente a subniveles de menor energía. Por su parte los procesos no radiativos son producidos por la interacción con los fonones de la red aunque estos no tengan un vector de onda bien definido. Si la separación entre los subniveles de una misma banda de energía es pequeña, las transiciones entre ellos, dadas por fonones son altamente probables, haciendo posible la ocupación de subniveles de mayor energía.

La figura espectral de las secciones transversales de absorción y emisión para la transición entre dos subniveles será, en general, diferente debido a que dependen

de la población térmica en todos los subniveles. Las secciones transversales de emisión y absorción, a una frecuencia particular, son iguales sólo si todos los subniveles son igualmente poblados o si las fuerzas de transición entre cualquiera de los subniveles individuales son todos igual.

En la figura 18 (a) se muestra el espectro de absorción y emisión; podemos notar que hay un corrimiento en las longitudes de onda entre los dos espectros.

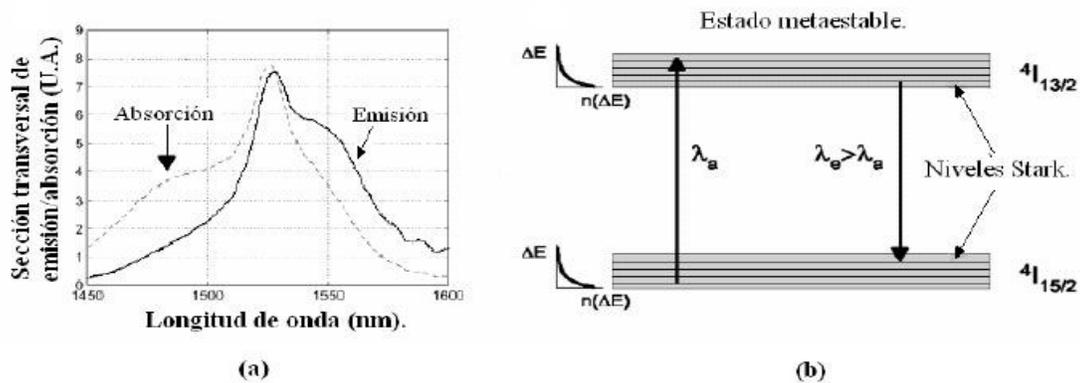


Figura 18. (a) Sección transversal de emisión y absorción. (b) Esquema simplificado de los niveles de energía, con la distribución de Boltzmann.

Este hecho es explicado con el diagrama de energía que se muestra a la derecha de la figura, donde se puede ver que la distribución de energía de Boltzmann de los iones en los subniveles $4I_{13/2}$ y $4I_{15/2}$ crean un corrimiento de longitud de onda de la sección transversal de emisión en relación con la sección transversal de absorción.

La transición de absorción más probable es desde los subniveles de $4I_{15/2}$ altamente poblados (baja energía) hacia los subniveles de $4I_{13/2}$ menos poblados (alta energía). En cambio, la transición de emisión más probable es desde los subniveles de $4I_{13/2}$ altamente poblados (baja energía) hacia los subniveles de $4I_{15/2}$ menos poblados (alta energía) [Matsas et al,1992].

II.10 Fenómenos no lineales en láseres de fibra óptica.

En párrafos anteriores se ha mencionado que un láser es por naturaleza un sistema no lineal y que este hecho lo hace muy susceptible a inestabilidades producidas por perturbaciones externas. Cuando la cavidad láser es una fibra óptica, estas inestabilidades son acentuadas. También es bien conocido que el autopulsado muchas veces conduce al caos en la salida láser, siguiendo una ruta de doblamiento de periodo o cuasi periódica [Agrawal, 2001]. En el trabajo de Sánchez [1995] se presenta evidencia experimental de ruta cuasi periódica hacia el caos de un láser de fibra dopada con erbio, el cual, opera simultáneamente en dos longitudes de onda 1530nm y 1556nm. Iniciando en un estado de onda continua a altas tasas de bombeo el sistema llega a estados periódicos T , $2T$, $3T$ y caóticos a medida que se va decrementando esta tasa. En la figura 19 se observa el comportamiento de este láser a diferentes tasas de bombeo.

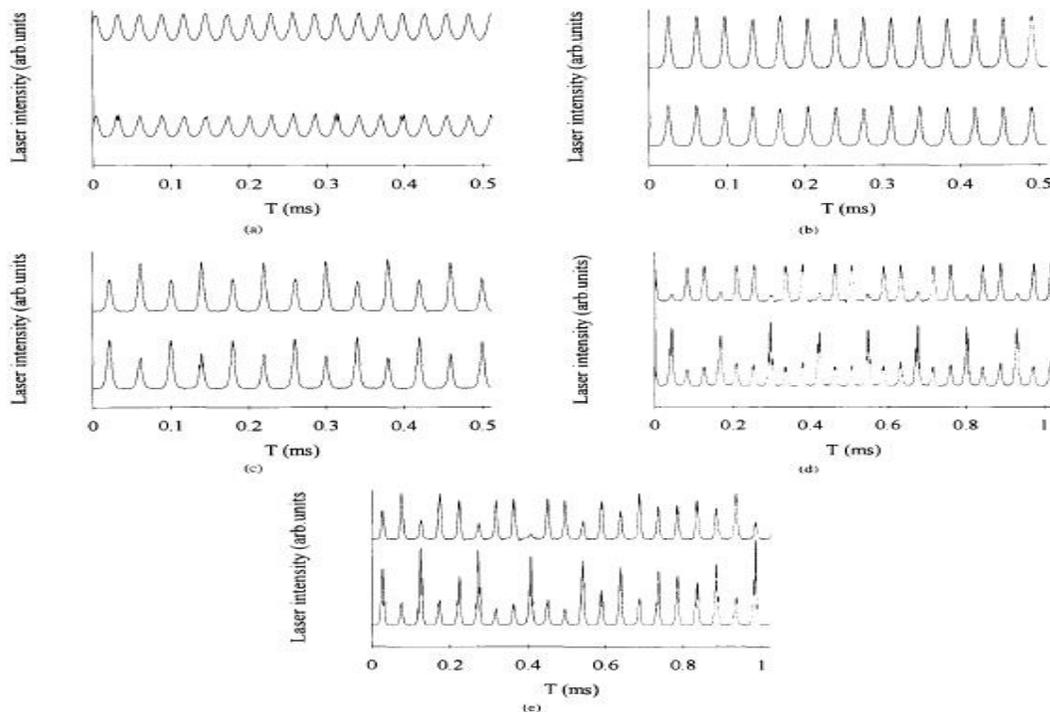


Figura 19. Intensidades de salida para la operación en dos longitudes de onda (a) $r=0.8$, (b) $r=6.7$, (c) $r=6.2$, (d) $r=4.8$, (e) $r=4.7$ [Sánchez et al, 1995], donde r es la razón de la potencia de bombeo y el umbral de láser.

Por otro lado, en un láser de modo único, las ecuaciones de razón utilizadas para modelarlo no predicen la situación de caos, sin embargo, el caos puede ser inducido a través de la modulación del bombeo, de la retroalimentación óptica ó de la inyección externa.

En algunos láseres de fibra, cuando se modula el bombeo con una señal armónica, es posible enganchar las autopulsaciones a la señal moduladora. En [Luo et al, 1998] Luo y colaboradores presentan un estudio de la respuesta dinámica de un láser de anillo de fibra dopada con erbio cuando el bombeo es modulado por una señal sinusoidal con un índice de modulación pequeño. En estas condiciones la salida láser presenta un pico de resonancia a una frecuencia específica (24kHz). Sin embargo cuando el índice de modulación es incrementado fueron observadas dos regiones de biestabilidad. Además, si se fija la frecuencia de modulación pero variando el índice de modulación, se observa otra región de biestabilidad. En la figura 20 se muestra el comportamiento temporal del láser estudiado en Pisarchik [2005].

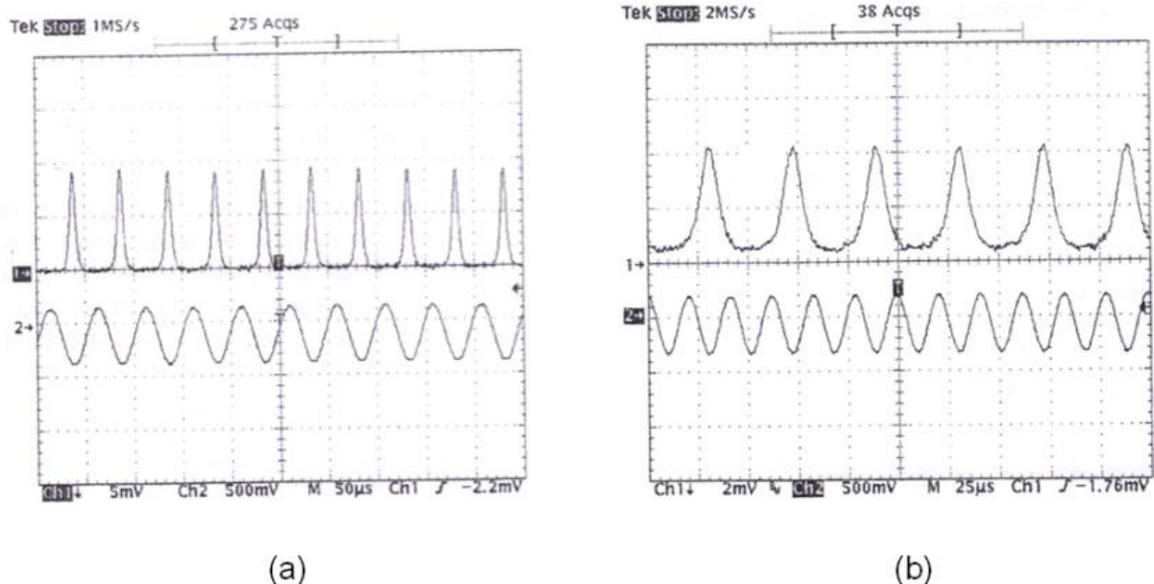


Figura 20. Comportamiento temporal de la luz láser (trazo de arriba) y la luz de bombeo (trazo de abajo) con un índice de modulación $m=0.3$ y una frecuencia de modulación de (a) 20.3 kHz y (b) 48.2 kHz .

Pisarchik [2005] estudia experimentalmente el fenómeno de amarre en frecuencia de las autopulsaciones de un EDFL con la señal armónica de modulación de la corriente del diodo láser de bombeo. Se demuestra que la modulación externa se puede amarrar a las autopulsaciones. Tal comportamiento de la modulación de bombeo es característico de un sistema no lineal caracterizado por la presencia de dos frecuencias competidoras. El fenómeno de amarre puede surgir si la frecuencia moduladora es un múltiplo o submúltiplo de la frecuencia intrínseca de las pulsaciones. Si las dos frecuencias son desproporcionadas las oscilaciones resultantes son cuasi periódicas. Una transición, de cuasi periodicidad hacia el caos, puede ocurrir si se incrementa la amplitud de la modulación mientras la relación entre las dos frecuencias permanece en un valor irracional.

Para terminar este capítulo, se da un breve resumen de lo que se ha expresado anteriormente.

1. Los láseres de fibra de fibra óptica son muy susceptibles de entrar en un régimen de autopulsado. Este hecho resulta perjudicial en muchas aplicaciones, por ejemplo en los sistemas distribuidos de sensores de fibra óptica, donde los láseres sintonizables de fibra dopada con erbio resultan idóneos como fuentes ópticas.
2. El autopulsado se da en ráfagas de pulsos, las cuales son aleatorias en tiempo y en amplitud.
3. La comunidad investigadora ha dado diversas explicaciones sobre el origen del autopulsado, entre las cuales encontramos las siguientes:
4. Un láser de fibra óptica, al ser sistema no lineal, es muy susceptible de entrar en una situación de inestabilidad al perturbar alguno de sus parámetros (bombeo, pérdidas, longitud de la cavidad).
5. En el caso de los láseres de fibra dopada con erbio, otra causa del autopulsado, es el agrupamiento de los iones de erbio, los cuales actúan como absorbedores saturables.
6. Han sido propuestos diversos métodos para disminuir o suprimir el autopulsado, por ejemplo enfriando la cavidad láser con nitrógeno líquido,

utilizando bombeo cuasiresonante y controlando el bombeo del láser mediante electrónica que retroalimenta la señal de salida.

7. En cuanto a los láseres sintonizables se ha encontrado un caso, en el que, en ciertas condiciones de barrido, entra en un régimen de amarre de modos.

Capítulo III

Introducción

III.1 Arreglo experimental

La parte experimental de este trabajo de tesis está basada en la dinámica de un láser sintonizable de fibra óptica dopada con erbio y con cavidad en anillo. Las mediciones se realizaron con dos longitudes de cavidad láser, 25 y 125 metros. Un esquema del arreglo láser utilizado, para la cavidad láser de 25m, se muestra en la figura 21. En esta figura, se observan los componentes del láser de fibra y los principales instrumentos utilizados en los experimentos. El medio activo es una fibra dopada con erbio de 10m de longitud, cuyas características se resumen en la tabla I. Ambos extremos de esta fibra están empalmados a sendos multiplexores por división de longitud de onda (WDM), los cuales, operan con 980 y 1550nm. Uno de estos dispositivos WDM permite el ingreso de la luz de bombeo proveniente de un diodo láser de 980 nm (Nortel networks LC91C-20), que es manejado por un controlador de corriente (Thorlabs LDC-500) y un controlador de temperatura (Thorlabs Tec 2000). El primero le proporciona una corriente ajustable y modulable que permite variar la potencia de bombeo y por lo tanto la potencia de la salida láser. El segundo mantiene, al diodo láser, a una temperatura constante (prefijada), minimizando así posibles derivas en la potencia de bombeo. Un segundo dispositivo WDM nos da la posibilidad de bombear a la fibra dopada en ambos sentidos, nos ofrece también la oportunidad de monitorear la señal residual de bombeo.

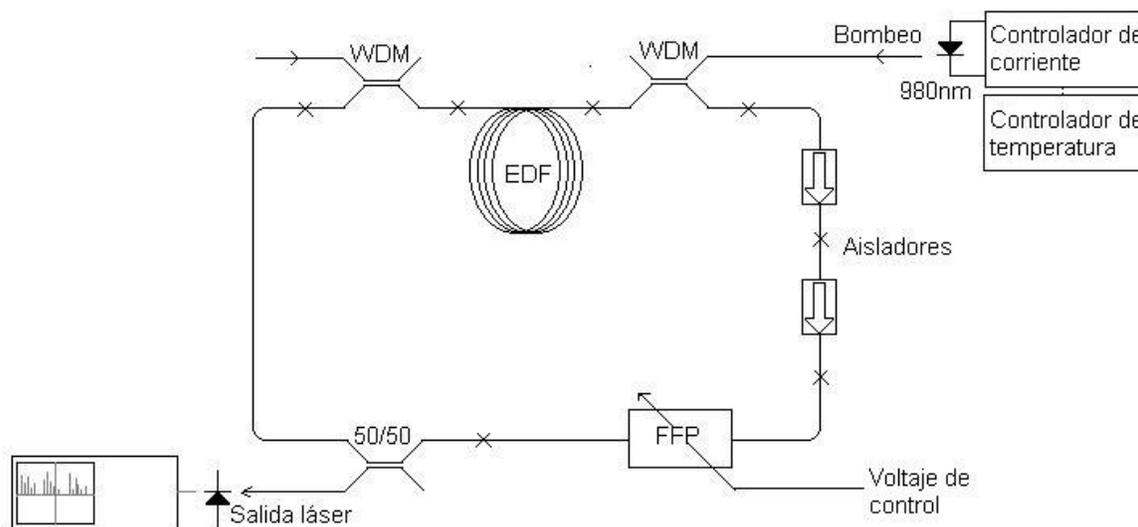


Figura 21. Esquema del láser de fibra dopada con erbio con cavidad en anillo de 25m.

Tabla I. Características de la fibra dopada con erbio utilizada en la construcción del láser.

Parámetros.	Fibra dopada con erbio (EDF555)
Pico de absorción a 980 nm.	5.2 +/- 1.0 dB/m
Pico de absorción a 1530 nm.	8.7 +/- 1.0 dB/m
Apertura numérica.	0.2 +/- 0.02
Longitud de onda de corte.	910 +/- 50 nm
Diámetro del núcleo.	4.6 +/- 0.2 μm
Diámetro del campo del modo a 980 nm.	4.7 +/- 0.2 μm
Diámetro del campo del modo a 1550 nm.	7.4 +/- 0.3 μm
Material del núcleo.	Er3 + Al ₂ O ₃ /GeO ₂ /SiO ₂
Nivel relativo de Al ₂ O ₃	Alto
Diámetro de la fibra.	125 +/- 1.5 μm

Un elemento esencial de este láser, es un filtro sintonizable Fabry Perot (de Micron Optics), el cual, es todo de fibra y puede ser manejado mediante un voltaje proveniente de un generador de funciones, más adelante abundaremos en los detalles de este dispositivo. Otros componentes importantes son dos aisladores ópticos, que al igual que un diodo eléctrico, solo dejan pasar luz en un solo sentido. Con el uso de estos dispositivos se consigue un láser de onda viajera, es decir, no existen ondas estacionarias dentro de la cavidad, evitando así el problema del quemado espacial de agujeros. Por último, un acoplador 50/50 (MP fiber optics S/N 709330) es utilizado para extraer la luz láser de la cavidad, esto es, este acoplador funciona como espejo de salida con una reflectividad del 50 %. Cada uno de los componentes cuenta con sus respectivas espigas de conexión, estas espigas tienen una longitud aproximada de un metro y medio en los aisladores y de un metro para los otros componentes, de tal manera que al ser empalmados se obtiene una longitud de cavidad de 25 m. El diodo láser de bombeo entrega su luz a través de una fibra, ésta fue empalmada (por fusión) a la espiga del dispositivo WDM, con lo que se minimiza el ruido aportado por el acoplamiento. Por último, con el fin de disminuir el ruido de origen mecánico acústico, el láser fue instalado en una caja de acrílico rellena de algodón. Cabe señalar que lo que se ha explicado hasta aquí, fue realizado por Rodolfo Martínez Manuel en su trabajo de tesis de maestría en el CICESE [Martínez, 2004].

III.2 El Filtro sintonizable Fabry Perot.

Una característica importante del láser utilizado en este trabajo, es que es muy simple sintonizarlo y que nos ofrece un rango muy amplio de sintonía (30nm). Esto se debe a que se utiliza un filtro tipo Fabry Perot controlado por voltaje de la marca Micro Optics. Se dice que es Fabry Perot porque su operación se basa en un interferómetro de este tipo. Aunque no se tienen los detalles tecnológicos acerca de la construcción de este filtro en particular, se explicarán algunas generalidades sobre este tipo de filtros.

En la figura 22 se muestra la estructura básica de un filtro Fabry-Perot hecho todo de fibra óptica. La cavidad Fabry-Perot, se forma entre las caras clivadas de dos fibras ópticas monomodo separadas una distancia d . Para aumentar la fineza del filtro, las caras de las fibras se recubren por una película de alta reflectividad. Ambas fibras están alineadas dentro de un tubo hueco que, como podemos ver en la figura 22, esta dividido en dos secciones y cada una de estas sujeta a un tramo de fibra óptica. Las dos secciones del tubo están adheridos a un cristal piezoeléctrico (PZT), de tal manera, que es posible variar la distancia d al alongarse o contraerse el PZT como consecuencia de aplicarle un voltaje. Al variar la distancia d , cambia el valor de la frecuencia central del filtro, es decir, cambia la longitud de onda resonante en la cavidad. En el caso del filtro Fabry Perot utilizado en este trabajo, el voltaje de control debe ser positivo y con un valor máximo de 10 Volts. El PZT, como todo dispositivo eléctrico, presenta propiedades de capacitancia, inductancia y resistencia, por lo que se presentan frecuencias de resonancia y antiresonancia, tanto eléctricas como mecánicas. Cuando el PZT es excitado con un voltaje de DC ó con una señal de baja frecuencia, el comportamiento de este puede ser modelado por un simple capacitor, cuyo valor medido, es de 2.2 microFaradios para el filtro utilizado en este trabajo. Esta capacitancia de la entrada de control del FFP, en combinación con la resistencia de salida del generador de funciones que se utiliza para proporcionar la señal de control forman un filtro eléctrico de primer orden. La frecuencia de corte de este filtro es de 1450Hz, por lo que, señales no sinusoidales de unos cuantos cientos ó miles de Hertz serán fuertemente distorsionadas. Este hecho puede influir sobre los resultados esperados al modular el filtro del láser.

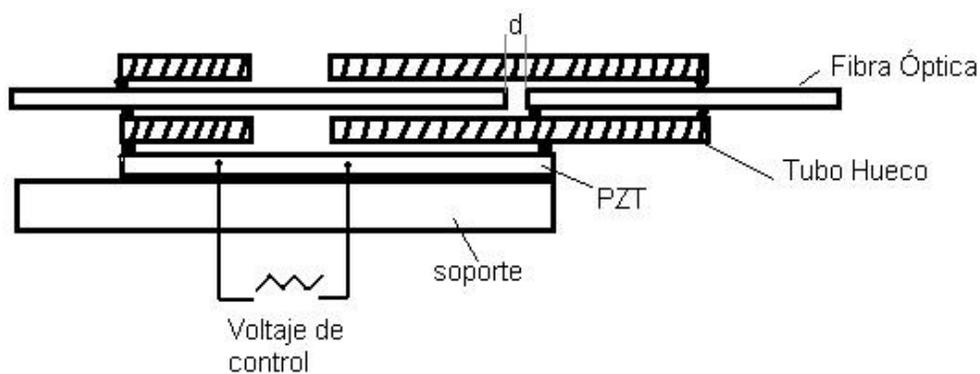


Figura 22. Filtro de fibra óptica sintonizable en longitud de onda.

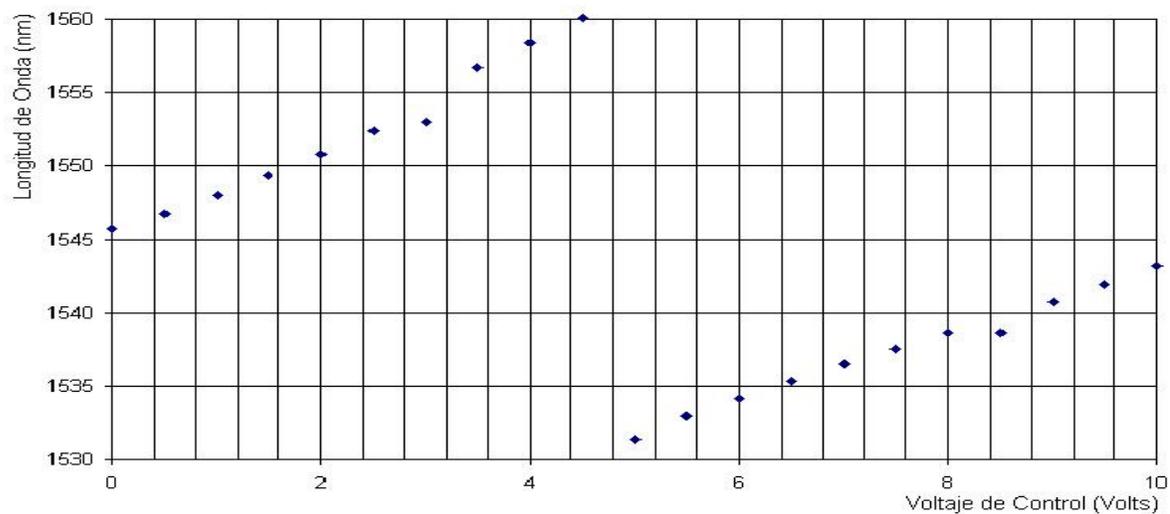
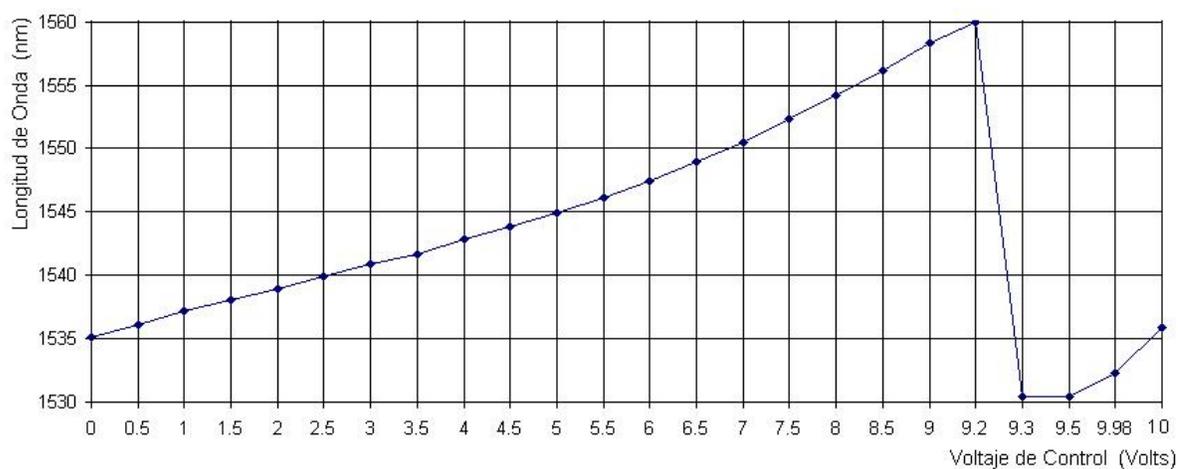


Figura 23. Gráficas de Longitud de Onda vs Voltaje de Control a 18.5°C (arriba) y 21.6°C (abajo).

Otro aspecto, que puede afectar los resultados esperados, es que la relación, entre el voltaje de control y la longitud de onda sintonizada, depende de la temperatura. En otras palabras, la longitud de onda sintonizada, está definida por el voltaje de control y la temperatura del cuerpo del filtro. En la figura 23 se tienen dos graficas que muestran esta dependencia, la primera de ellas se obtuvo a una temperatura ambiente de 18.6 °c (medida muy cerca del encapsulado del filtro) y la segunda tomada a una temperatura de 21.5 °c.

III.3 Experimentos Iniciales.

En esta etapa inicial de los experimentos, se repitieron algunos de los reportados en la tesis de Martínez [2004], entre los más importantes para nuestro trabajo está: la influencia de la modulación del bombeo sobre el autopulsado del láser y la influencia sobre la dinámica de láser que tiene el barrido en longitud de onda. Para el primer caso se introdujo una señal cuadrada a la entrada de modulación con la que cuenta el controlador de corriente del diodo láser, ver esquema de la figura 24. En esta etapa, sólo se hicieron observaciones de cómo la modulación del bombeo, a ciertas frecuencias, producen pulsos láser de una manera casi regular. En estas pruebas, el voltaje de control del FFP se mantuvo siempre en cero Volts.

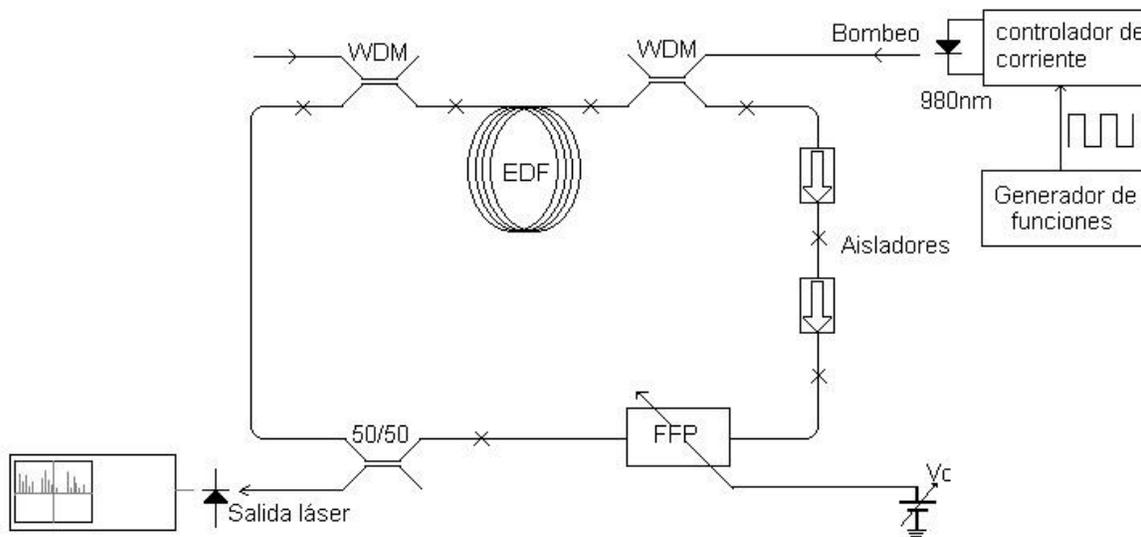


Figura 24. El láser de fibra con bombeo modulado.

El segundo caso, consistió en hacer un barrido de la longitud de onda y observar el comportamiento temporal de la salida láser, para esto se utilizó el arreglo de la figura 25. El barrido en longitud de onda del láser se efectuó aplicando una señal de voltaje de forma triangular a las terminales de control del filtro Fabry Perot, la amplitud de esta señal fue de 1Vpp y su frecuencia de 5Hz.

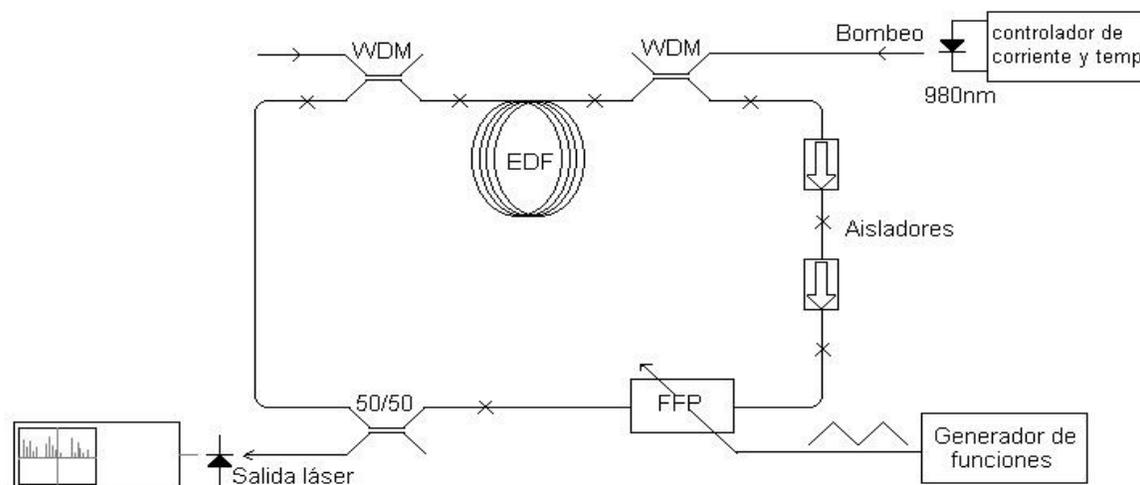


Figura 25. El láser de fibra con longitud de onda modulada.

Después de enterarse del comportamiento temporal del láser, y con el fin de tener los parámetros importantes de éste, se procedió a la medición del ancho de banda del filtro y de la longitud de coherencia del haz de salida. Esta última nos permite estimar el ancho espectral del haz y cuantos modos longitudinales participan en la emisión láser. A continuación describiremos estas mediciones.

III.3.1 Ancho de banda del filtro Fabry Perot.

La medición del ancho de banda a media altura (FWHM) del filtro Fabry Perot, se puede llevar a cabo mediante diversas técnicas. En este trabajo, dicha medición se llevó a cabo utilizando dos de ellas. En la primera se utilizó un diodo láser DFB (retroalimentación distribuida de Bragg) como fuente de luz de entrada al filtro y un analizador de espectros óptico como medidor de la potencia a su salida. Para no quitar el filtro de la cavidad láser, esta última se abrió en uno de los empalmes más

accesibles y se acopló al diodo DFB, tal como se muestra en la figura 26. El láser DFB tiene una longitud de onda nominal de 1534nm, la cual, puede variarse al cambiar la temperatura del láser DFB (por medio de su controlador de temperatura) por lo que este actúa como una fuente óptica de longitud de onda variable (en un rango que sobrepasa el ancho del FFP). Entonces, para obtener la respuesta a la longitud de onda del FFP, primero se sintonizó a 1534nm para empatarlo con el láser DFB. Después se encendió el láser DFB y por medio del controlador de temperatura se varió ésta, en otras palabras se varió su longitud de onda. El rango de variación fue de 1543.231 a 1534.377nm. La luz del diodo láser se introdujo a la fibra del arreglo, esta después de atravesar el FFP fue detectada por el analizador de espectros, con el cual se midió la potencia óptica de salida y su correspondiente longitud de onda.

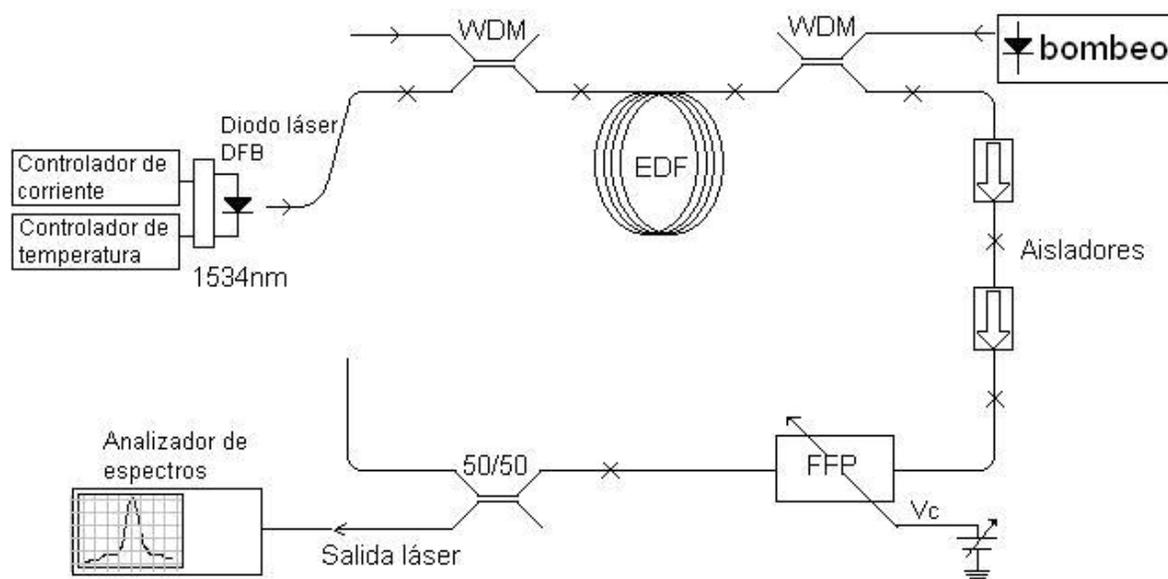


Figura 26. Arreglo utilizado en la medición de ancho de banda del filtro Fabry Perot.

Aquí se mencionará que se aplicó un bombeo (980nm) ligero (menor al umbral) para compensar la gran atenuación de la fibra (ver tabla 1) a 1530nm. Los datos de potencia de salida del filtro a las diferentes longitudes de onda (alrededor de 1534nm) están plasmados en la grafica de la figura 27. En esta gráfica podemos

observar que el ancho de banda (FHWM) del Filtro Fabry Perot es de 30pm aproximadamente.

Una técnica alternativa para estimar el ancho de banda del filtro, consiste en determinar su transmitancia en las longitudes de onda de interés. Esta técnica se lleva a cabo utilizando como fuente de luz de entrada una fuente óptica de ancho espectral muy amplio y barrer la sintonía del filtro para observar la intensidad óptica a su salida.

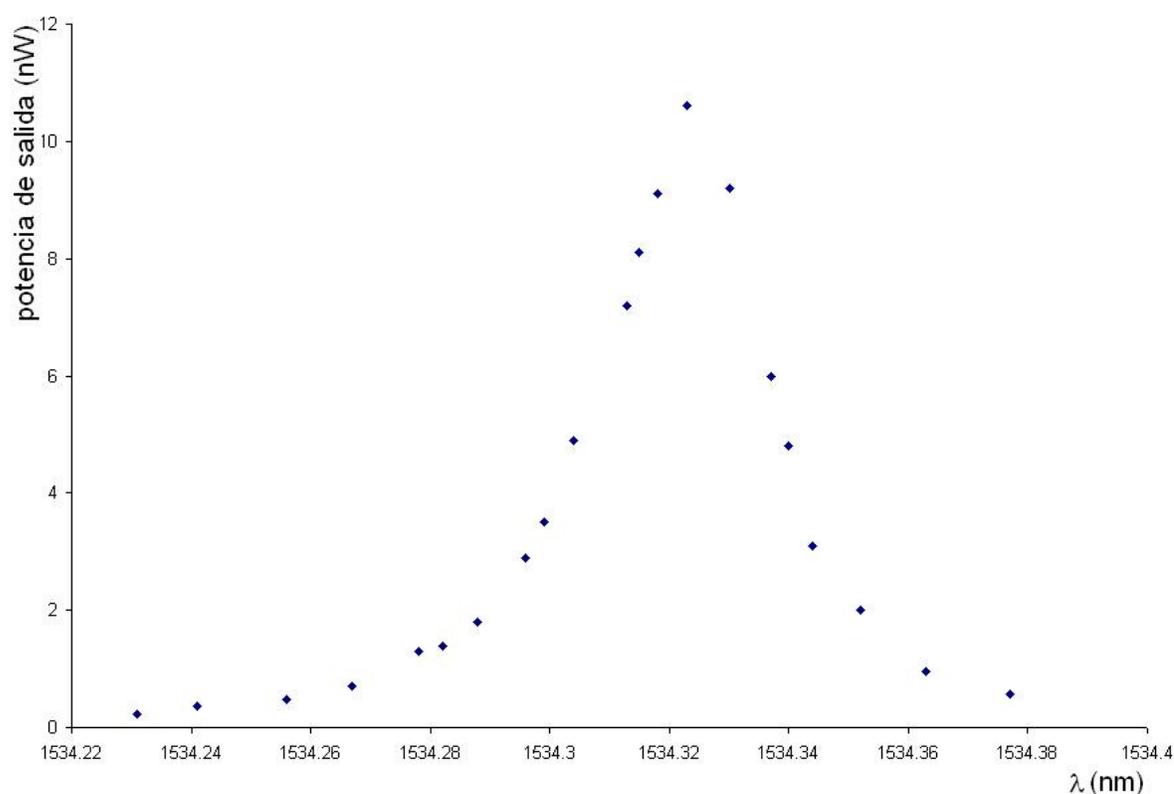


Figura 27. Respuesta a la longitud de onda del Filtro Fabry Perot.

El arreglo utilizado en esta medición se presenta en la figura 28. La fibra dopada con Erblio se bombea levemente para que sirva como amplificador de 0dB (compensación de atenuación por absorción. De la luz que llega al filtro solo lo atravesará aquella que coincida con longitud de onda a la cual está sintonizado, que en este caso fue la misma que en la medición anterior, 1534nm. Teniendo la

fuente óptica de espectro amplio, se procedió a barrer la sintonía del filtro, para esto, se utilizó una señal rampa con periodo de un segundo y 200mVpp, con esto, el rango de barrido del filtro es de aproximadamente 560 pm. La intensidad óptica que sale del filtro, la cual, constituye un indicativo de su transmitancia, fue detectada por un fotodiodo y observada en un osciloscopio, una imagen de ésta se muestra en la figura 29.

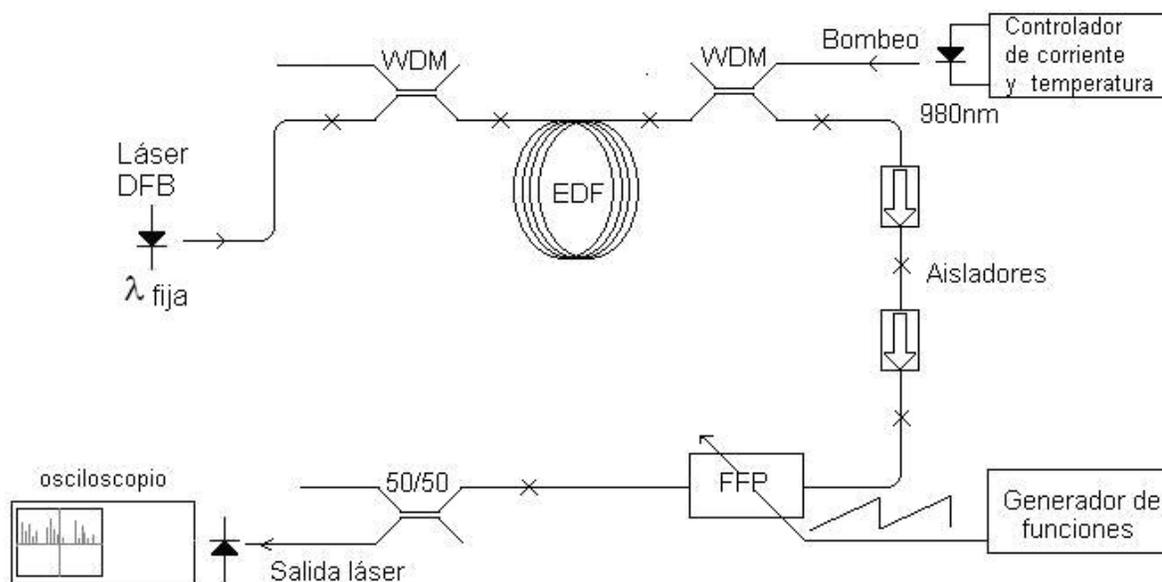


Figura 28. Otro arreglo utilizado en la medición del ancho de banda del filtro.

En esta gráfica las unidades del eje horizontal son de tiempo y las del eje vertical de voltaje, por lo tanto, se está mostrando la cantidad relativa de luz que se transmite a medida que se incrementa la longitud de onda sintonizada por el filtro. Entonces calculando la pendiente de la señal de barrido y midiendo el tiempo que transcurre entre los dos puntos de media altura de la gráfica de transmitancia, se puede obtener el ancho de banda del FFP. Sabiendo que en el FFP la variación de la longitud de onda respecto al voltaje de control en la región de

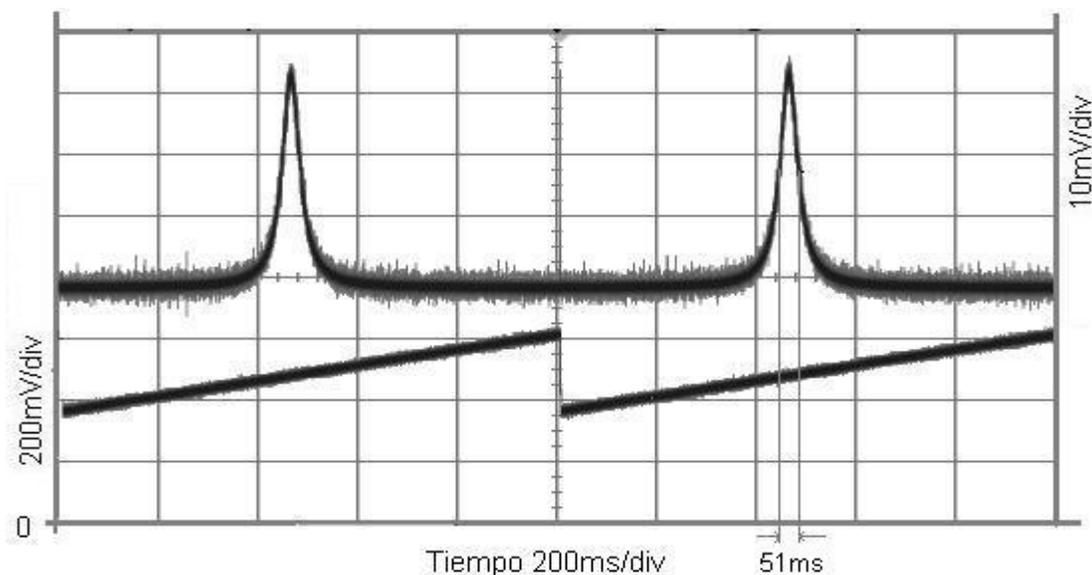


Figura 29. (Abajo) Señal de barrido de longitud de onda. (Arriba) Transmitancia del FFP a medida que se barre la longitud de onda sintonizada.

1534nm y cuanto tiempo transcurre entre los puntos de media altura de la grafica de la transmitancia podemos deducir el ancho de banda del FFP. Ahora bien, en el laboratorio se obtuvo la grafica de longitud de onda contra voltaje de control para el FFP utilizado. De esta, sabemos que en la región de 1534nm por cada voltio aplicado al filtro la longitud de onda cambia 2.24nm. De la grafica de la figura 29 (Abajo), se puede ver que el voltaje aplicado al FFP varía 0.25V/segundo, es decir, se barren $0.25\text{V/s} \times 2.24\text{nm/V} = 0.56\text{nm/s}$ cada segundo. También en la figura 29 (Arriba) se observa que el tiempo que trascurre entre los puntos de media altura de la transmitancia es de 51ms. Entonces tenemos $0.56\text{nm/s} \times 51 \times 10^{-3}\text{s} = 28\text{pm}$ de ancho de banda, este valor corresponde con el obtenido anteriormente.

III.3.2 Ancho espectral del haz láser.

Otro parámetro importante del láser es su ancho espectral, esto es, el rango de longitudes de onda presentes en el haz de salida. Entre más angosto sea éste, mayor será la coherencia de la luz láser. La **coherencia** está directamente

relacionada con el ancho espectral del haz, un haz con ancho espectral $\Delta\nu$ tiene un tiempo de coherencia $\tau_c = 1/\Delta\nu$ y su longitud de coherencia es $l_c = c/\Delta\nu$. Entonces, midiendo la longitud de coherencia nos permitirá saber el ancho espectral del haz.

Para medir la longitud de coherencia se recurrió a una técnica que consiste en convertir variaciones de frecuencia en variaciones de intensidad, para ello se utiliza un interferómetro, en la figura 30 se muestra el arreglo utilizado en esta medición.

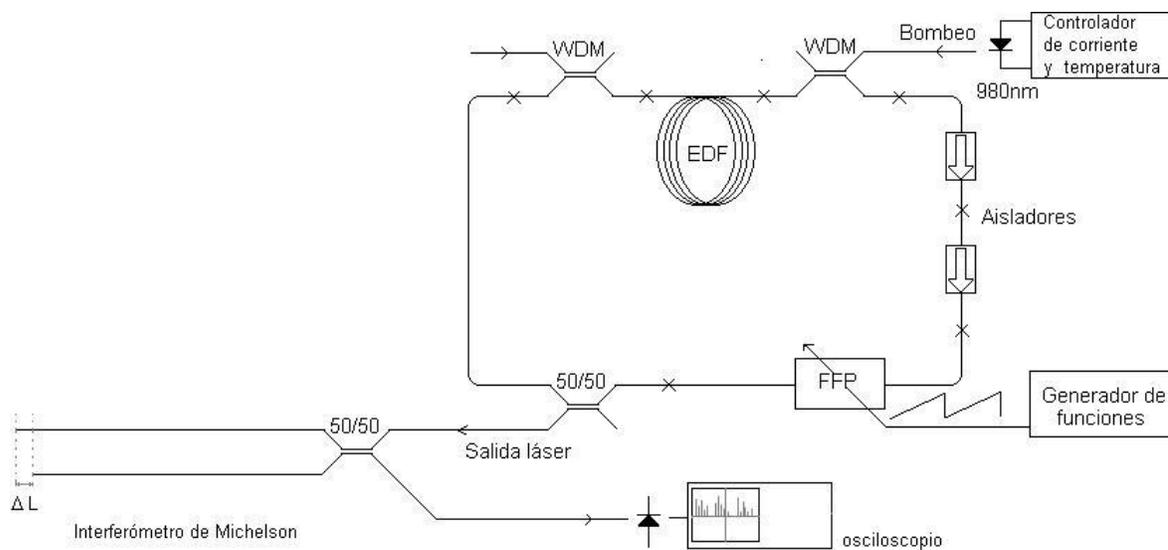


Figura 30. Arreglo experimental para la medición de la longitud de coherencia.

Como se ve en la figura 30, la salida del láser es acoplada a un interferómetro de Michelson y la salida de este a un fotodetector que traduce la señal óptica a una señal eléctrica observable en un osciloscopio. Los brazos del interferómetro son clivados para provocar una reflexión del 3%, cantidad suficiente para que se pueda observar interferencia entre los dos haces que regresan al acoplador y salen hacia el mismo láser y el fotodetector. Para que esta técnica funcione hay que variar la frecuencia del haz láser, la cual, al pasar a través del interferómetro a la salida se obtienen variaciones de intensidad. Si la señal, con la que se varía

(modula) la frecuencia del láser, es una rampa, las variaciones de intensidad tienen forma sinusoidal, semejante a las franjas de interferencia que se observarían en una pantalla espacial. La frecuencia de las variaciones de intensidad es inversamente proporcional a la diferencia de longitud de los brazos del interferómetro y directamente proporcional a la rapidez de variación de la frecuencia óptica del láser. Por llamarlas de alguna manera, las franjas espectrales de interferencia, tienen valores máximos y mínimos, mediante los cuales podemos calcular su visibilidad.

Por lo tanto, sí obtenemos la visibilidad en distintos valores de diferencia de caminos ΔL , podemos observar ó inferir aquella ΔL para la cual la visibilidad se hace cero y así determinar la longitud de coherencia. Con esto en mente se moduló la longitud de onda del FFP con una señal rampa de 1Vpp y una frecuencia de 1Hz y se procedió a tomar datos para diferentes valores de diferencia de caminos para después calcular la visibilidad de cada caso. En la figura 31, a la izquierda, se muestran dos ejemplos de los oscilogramas obtenidos en esta mediciones y a la derecha de esta figura se tiene una grafica de la visibilidad contra la diferencia de caminos del interferómetro (ΔL). En los oscilogramas es muy evidente que la señal tiene mucho ruido, debido entre otros factores a las autopulsaciones del láser, este hecho dificulta la obtención de datos fidedignos sobre la visibilidad de las franjas. Observando la grafica de abajo a la izquierda se notan algunos cambios grandes (escalones), los cuales, son debidos a salto de modos, que a su vez se dan por el cambio de longitud de onda sintonizada por el FFP. Con los datos obtenidos sólo se puede estimar que la visibilidad cero se obtiene cuando ΔL esta alrededor de 30 cm, con lo que se obtiene una longitud de coherencia de aproximadamente 90cm.

Entonces, para calcular el ancho espectral del láser, se tiene que $l_c = c / (\Delta\nu) = \lambda^2 / (\Delta\lambda)$ donde $l_c = 90\text{cm}$, con lo que: $\Delta\nu = 333.3\text{MHz}$ y $\Delta\lambda = 2.6\text{pm}$.

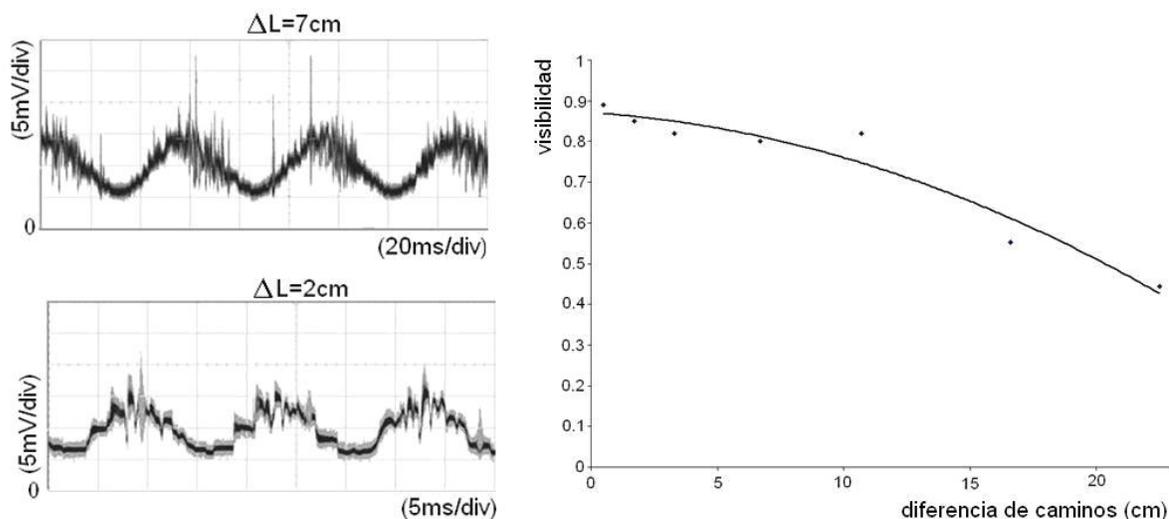


Figura 31. Izquierda, ejemplos de oscilogramas obtenidos a la salida del interferómetro; derecha, grafica de la visibilidad vs diferencia de longitud de brazos del interferómetro.

III.4 El láser en operación libre.

Cuando el láser se enciende y se le deja funcionar sin alterar intencionalmente alguno de sus parámetros, entonces se dice que el láser opera libremente. El trabajo de esta tesis se inicio con dos experimentos con el láser en operación libre. El primero de ellos consistió en realizar una grafica de potencia de salida láser contra la potencia de bombeo. Para lo cual, por medio del controlador de corriente del diodo láser, se varió la potencia del bombeo desde 0 hasta 50.6mW, y se tomaron las lecturas correspondientes de la potencia de salida. Esta potencia se midió con un medidor de potencia óptica Agilent mod. 8163A con un tiempo de premedicación de 1segundo. Se obtuvieron mediciones para tres diferentes longitudes de onda: 1533, 1543 y 1555nm. Con los datos adquiridos se dibujaron sus respectivas graficas, las cuales, se presentarán en el capítulo siguiente (resultados). Estas graficas, resultan útiles para obtener dos parámetros importantes del láser: la eficiencia y el umbral de laseo. Para la eficiencia, sabemos que cuando un sistema láser entra en oscilación, la relación de la potencia de salida y el bombeo es casi lineal, es decir, define una línea recta cuya

pendiente es precisamente la eficiencia del láser. El punto de cruce de esta línea recta con el eje horizontal (potencia de bombeo) nos determina el umbral de laseo. El segundo experimento, con el láser en operación libre fue la medición de la frecuencia de autopulsado a diferentes longitudes de onda, para esto, se utilizó el arreglo que se muestra en la figura 25. El generador de funciones conectado al FFP, se utilizó en la opción de salida de voltaje constante, con el cual y con ayuda del analizador de espectros, se programó la longitud de onda de operación: 1533, 1543 y 1555nm. Las mediciones se realizaron con diferentes valores de corriente de bombeo, desde 44mA (equivalente a 15mW) hasta 110mA (50.6mW) en pasos de 10mA. Para cada uno de estos valores de bombeo se observaron las autopulsaciones del láser en el osciloscopio y se capturaron en cada medición alrededor de 20 pulsos, después con la opción de transformada de Fourier del propio osciloscopio se obtuvo la frecuencia promedio de estos.

III.5 Comportamiento temporal del láser al modular la potencia de bombeo.

Habiendo hecho experimentos iniciales se procedió a realizar experimentos sobre la dinámica del láser cuando se modula la potencia de bombeo. Para ello, se utilizó el arreglo mostrado en la figura 24. Como fuente de voltaje para la sintonización del filtro, se utilizó la opción de voltaje constante de un generador de un generador de funciones. Los experimentos se realizaron para tres diferentes longitudes de onda: 1533, 1543, y 1555nm. La longitud de onda de 1533 nm fue seleccionada porque está en el punto más alto del espectro de emisión. Una longitud de onda de 1530nm se encuentra en un punto aun más alto de dicho espectro, pero cuando este valor es sintonizado, en la salida láser aparece también una componente de 1560nm, es decir, el láser emite en dos longitudes de onda. Se pensó que esto podía causar discordancias con respecto a los experimentos en otras longitudes de onda. La longitud de onda de 1543nm fue escogida porque a pesar de estar en un punto medio de ganancia, con ella (como

ser verá en la parte de resultados) se obtiene la mayor eficiencia del láser. Por último la longitud de onda de 1555nm fue seleccionada por su importancia en aplicaciones de telecomunicaciones y redes de sensores de fibra óptica.

En lo primero en que se trabajó, en esta parte de los experimentos, fue en medir la frecuencia de las oscilaciones de relajación. Para ello se procedió de la siguiente manera: sabiendo que el manejador del láser de bombeo, tiene la posibilidad de comportarse como una fuente de corriente controlada por voltaje, para lo cual, cuenta con una entrada para el voltaje de control y una salida de prueba por donde entrega un voltaje proporcional a la corriente suministrada al diodo láser (de bombeo). El valor promedio de esta corriente es medida por el propio manejador y visualizada en su carátula, por lo que en todo momento sabemos que corriente circula por el láser de bombeo. Entonces para producir oscilaciones de relajación en el láser bajo estudio, es necesario provocar escalones de en la potencia de bombeo, estos escalones deben ir desde un valor menor a la potencia umbral de láser hasta un valor de bombeo deseado. Para ello, se utilizó como moduladora de corriente, una señal cuadrada cuya amplitud fue ajustada de tal manera que la corriente del láser variara desde un valor de 20mA (menor al umbral de láser) hasta valores de corriente que fueran mayores a dicho umbral. El periodo de esta señal moduladora (y por ende la frecuencia), se varió de tal forma, que en el osciloscopio se pudieran observar varios pulsos de relajación.

Después, se hicieron experimentos con el fin de comprobar que la señal de modulación (de bombeo) se puede enganchar a las autopulsaciones del láser. El procedimiento consistió en introducir una señal moduladora con una amplitud tal, que no provocara lapsos de no láser, esto es, se cuidó que la corriente mínima entregada al láser de bombeo, estuviera por arriba del umbral de láser (37mA). En estas condiciones y observando esta señal y la señal láser en el osciloscopio, se varió la frecuencia de modulación hasta lograr la sincronización de las dos señales.

III.6 Observaciones de la salida láser cuando se barre la longitud de onda.

Como se ha mencionado anteriormente, este láser fue construido en otro trabajo de tesis del CICESE [Martinez, 2004], y se observaron algunos pormenores de su funcionamiento, entre los cuales, está la asimetría que se da cuando la longitud de onda se barre hacia arriba y hacia abajo, y la sincronización entre una señal (binaria) de modulación del bombeo y los pulsos de salida del láser. Con el fin de obtener datos más detallados, en este trabajo, se continuaron estos experimentos, en los que se utilizó el arreglo mostrado en la figura 25. El bombeo se estableció en 33mW, y con un generador de funciones se moduló la sintonía del FFP con una señal triangular de 10Vpp montada en una DC de 5 Volts, de tal manera, que el voltaje aplicado a dicho filtro siempre fuera positivo. La frecuencia de esta señal triangular fue de 0.5 Hz, es decir, con un periodo de 2 segundos. Durante medio periodo (un segundo) la señal crece desde cero hasta 10 Volts (el valor máximo que se puede aplicar al FFP), es decir, la sintonía del filtro es barrida desde 1530nm a 1560nm. Después, durante otro segundo, la señal de control toma valores desde 10 hasta 0 Volts, con lo cual, la longitud de onda del láser cambia en forma descendente desde 1560 hasta 1530nm. A la salida del láser se colocó un foteodetector y con el osciloscopio se observó el comportamiento del láser al barrer la longitud de onda en diferentes rangos y a distintas velocidades es decir, se hicieron experimentos modulando el filtro con una señal triangular con diferentes amplitudes y frecuencias. Cabe señalar que al modular el filtro con una señal triangular de 10Vpp se están barriendo todas las longitudes de onda que el filtro puede sintonizar (de 1530 a 1560nm) y que al disminuir esta amplitud también lo hace el rango de longitudes de onda que se sintonizan. Por ejemplo, si el filtro es modulado con una señal de 0.1Vpp, se estará sintonizando un rango de 0.3 nm. Recordemos que el voltaje de control del FFP debe ser positivo, por lo que la señal de modulación debe ser montada sobre una componente de DC. Esta DC

nos permite seleccionar la longitud de onda alrededor de la cual se variará la sintonía del filtro.

Adelantando un poco los resultados, se dirá que existe una fuerte asimetría en el comportamiento del láser cuando la longitud de onda varía en forma descendente y ascendente, siendo este último, el caso más interesante. Esto dio pie a otra serie de experimentos, en los cuales, la longitud de onda del láser se varió sólo en el sentido creciente. Para ello utilizó una señal rampa como señal de modulación y al igual que en el caso anterior se hicieron mediciones y observaciones con diversas amplitudes y frecuencias de esta señal.

Como se explicará en el siguiente capítulo, los resultados que se obtienen al modular con una señal triangular y otra en forma de rampa son diferentes, por lo que se pensó en hacer estos experimentos con otras formas de onda. Las formas de onda utilizadas fueron: la señal cuadrada, señal cuadrada con diferentes ciclos de trabajo y la forma senoidal; cuidando siempre que esta señal de modulación no tomara valores negativos.

Anticipándonos otra vez al capítulo de resultados, se dirá que en varios de estos experimentos se observaron oscilaciones de aproximadamente 8MHz, valor de frecuencia que concuerda con la que se obtendría, en un régimen de amarre de modos de láser de onda viajera con 25 m de cavidad. Al tener la conjetura de que este láser, en ciertas condiciones de operación, entraba en un régimen de amarre de modos, se dispuso, que se realizaran experimentos con una cavidad de mayor longitud. Por lo que, se agregaron 100m de fibra óptica monomodo (SMF28) y se introdujo un controlador de polarización para disminuir en algo las inestabilidades en la cavidad. Un esquema de arreglo del nuevo láser se presenta en la figura 32. Con el propósito de averiguar los cambios que ocurren en la dinámica de la cavidad láser se repitieron algunos experimentos hechos anteriormente, entre los que destacan, la medición de la frecuencia de autopulsado y el efecto, que tiene sobre éste, el barrido de longitud de onda. Además de estos experimentos se trabajó sobre el establecimiento, de las condiciones de operación, para que el láser entre en un régimen de amarre de modos.

Capítulo IV

Resultados

IV.1 El láser en operación libre.

Al encender el láser, estableciendo una longitud de onda, un nivel de bombeo y sin alterar (intencionalmente) éstos u otros parámetros, el láser autopulsa en todo momento. Las autopulsaciones, como se ha dicho antes, se dan en ráfagas que se producen en tiempos y amplitudes aleatorios. Un ejemplo del comportamiento temporal del láser, con cavidad de 25m, se muestra en la figura 33.

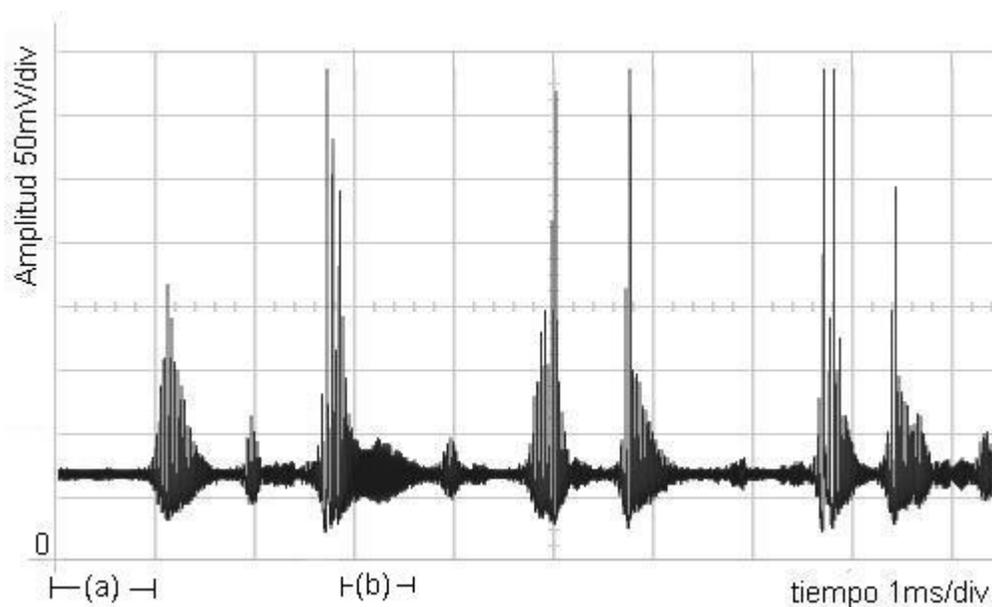


Figura 33 Operación libre de la cavidad láser de 25m cuando es bombeado con 44.5mW y sintonizado en 1543.

En este caso el láser fue bombeado con 44.5mW y sintonizado en 1543nm. Este oscilograma, es la imagen visualizada en un osciloscopio de la señal entregada por un foto diodo PIN. Este fotodiodo esta integrado a un amplificador de transimpedancia de 15 k Ω . Se observa que los tiempos, entre ráfagas de pulsos, duran unos cuantos milisegundos y son aleatorios, igual las amplitudes. En momentos, también aleatorios, el láser opera en régimen continuo como en la región señalada con (a) en la figura 33. En ocasiones las ráfagas de pulsos degeneran en oscilaciones sinusoidales de alta frecuencia (14.8MHz), lo que en la figura 33 se nota como una región muy densa de pulsos, por ejemplo en la región (b) de dicha figura.

El comportamiento del láser, en otros niveles de bombeo y a otras longitudes de onda, es un poco diferente, pero primordialmente el láser opera en régimen autopulsado. Solo en una ocasión se observo, que al sintonizarlo en 1550nm y bombearlo con una potencia de 15mW, el láser funciono en un régimen continuo por más de una hora. Este régimen de operación, no pudo ser repetido. Aquí cabe señalar que este hecho ocurrió en un día de descanso, por lo cual, se piensa que una de las causas principales de este comportamiento es el ruido (eléctrico) que le llega por la línea de alimentación a través del controlador de corriente del diodo de bombeo, los filtros del controlador utilizado (Thorlabs) no son muy eficientes.

En operación libre, la emisión láser es proporcional a la potencia de bombeo, la relación de la potencia de salida a la potencia de bombeo nos da la eficiencia del láser. Las mediciones hechas para calcular la eficiencia de la cavidad láser, cuando opera en longitudes de onda de 1533, 1543 y 1555nm se resumen en las gráficas presentadas en la figura 34. Las cantidades que aparecen en la parte superior de éstas son las pendientes de sus secciones rectas puestas en términos de porcentaje, que como ya se ha explicado antes, representan la eficiencia del láser. Ésta resultó muy pobre, respecto a lo esperado para los láseres de fibra, de los cuales se han obtenido eficiencias mayores al 50%. Este resultado es justificable, ya que la cavidad láser utilizada contiene muchos elementos de pérdidas, por ejemplo el acoplador de salida tiene pérdidas del 50% (3dB),

además el FFP puede afectar muchísimo y la longitud de la fibra (activa) no fue optimizada para incrementar la eficiencia. Estas mediciones se hicieron también con el láser de cavidad larga (125m) con resultados prácticamente iguales.

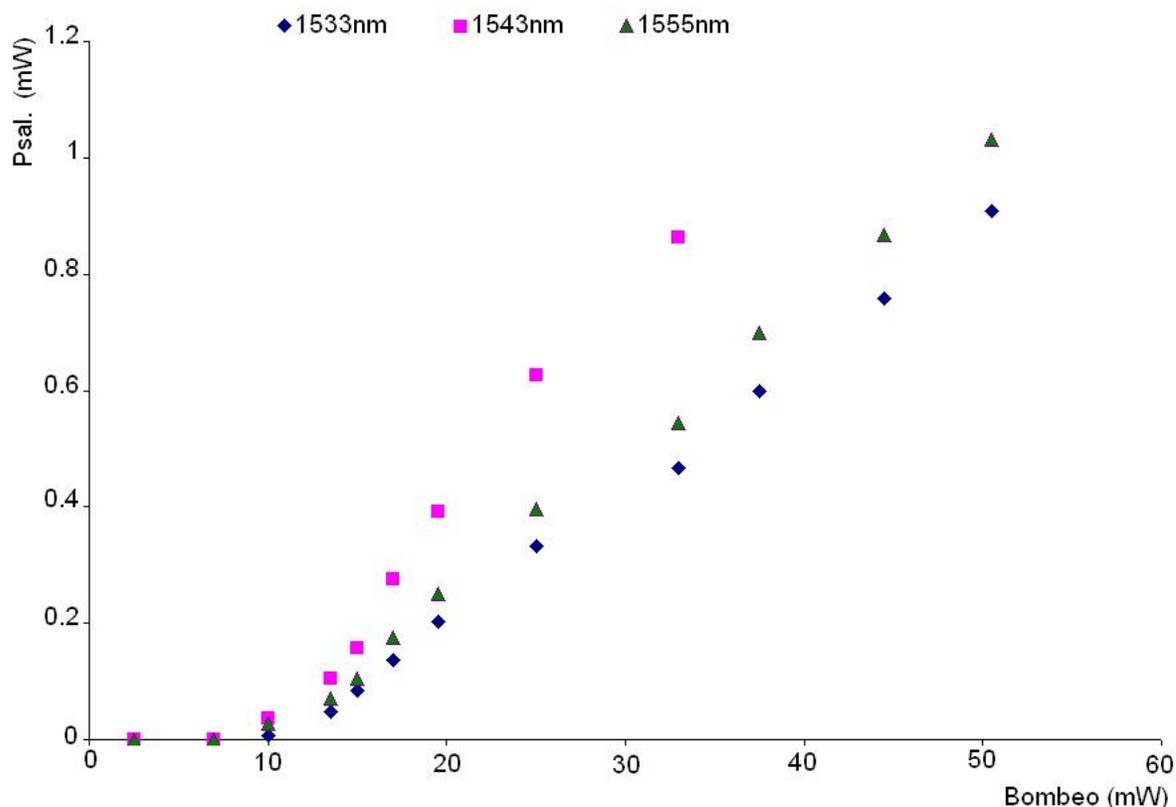


Figura 34. Potencia de salida respecto a la potencia de bombeo para 1533, 1543 y 1555nm.

Respecto a la longitud de onda, las graficas de la figura 34, muestran que el láser es mas eficiente en 1543nm, con 3.6% y en 1533nm se da la menor eficiencia de las tres que se graficaron, 2.3%. Aunque la figura 34 no lo muestra, también se tomaron datos para 1549nm, resultando una eficiencia aún más pobre, fue de 1.9%.

Las tres rectas de la figura 34 concurren en el punto de 10mW sobre el eje del bombeo, este valor, es el umbral de laseo. Sin duda, se puede decir que, el láser tiene bajo umbral de laseo aún con pérdidas tan grandes como las ya comentadas.

El otro experimento del láser en operación libre fue, el de determinar la frecuencia de las autopulsaciones, el cual también se hizo para varias longitudes de onda. Los resultados, de estas mediciones, están plasmados en las graficas de la figura 35.

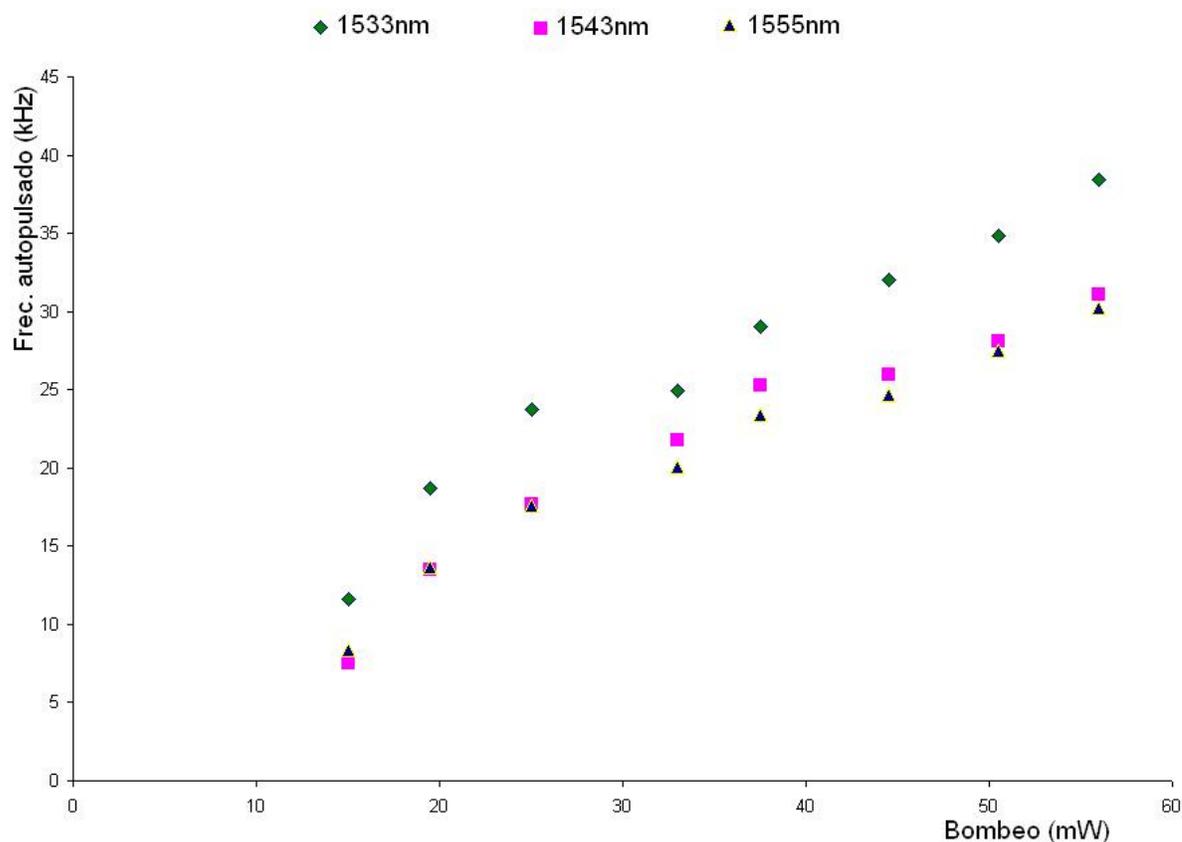


Figura 35. Frecuencia de autopulsado en función de la potencia de bombeo para tres longitudes de onda 1533, 1543 y 1555nm.

Esta figura 35 muestra que la frecuencia de las pulsaciones del láser, en operación libre, es proporcional a la potencia de bombeo y que tiene dependencia respecto a la longitud de onda. Al bombear con 56mW la diferencia de frecuencia de las pulsaciones, de cuando el láser opera en 1533 y 1555nm, es de 8kHz aproximadamente. Esto es, con este nivel de bombeo, si se cambia de la longitud de onda del láser de 1555 a 1533nm la frecuencia de las autopulsaciones se

incrementarán en un 28%. Este porcentaje se incrementa cuando el nivel de bombeo es menor.

IV.2 Operación del láser cuando se modula la potencia de Bombeo.

Como se ha dicho anteriormente, los experimentos encaminados al estudio de la cavidad láser de 25m al modular el bombeo, se empezaron con la producción de oscilaciones de relajación y la medición de la frecuencia de estas.

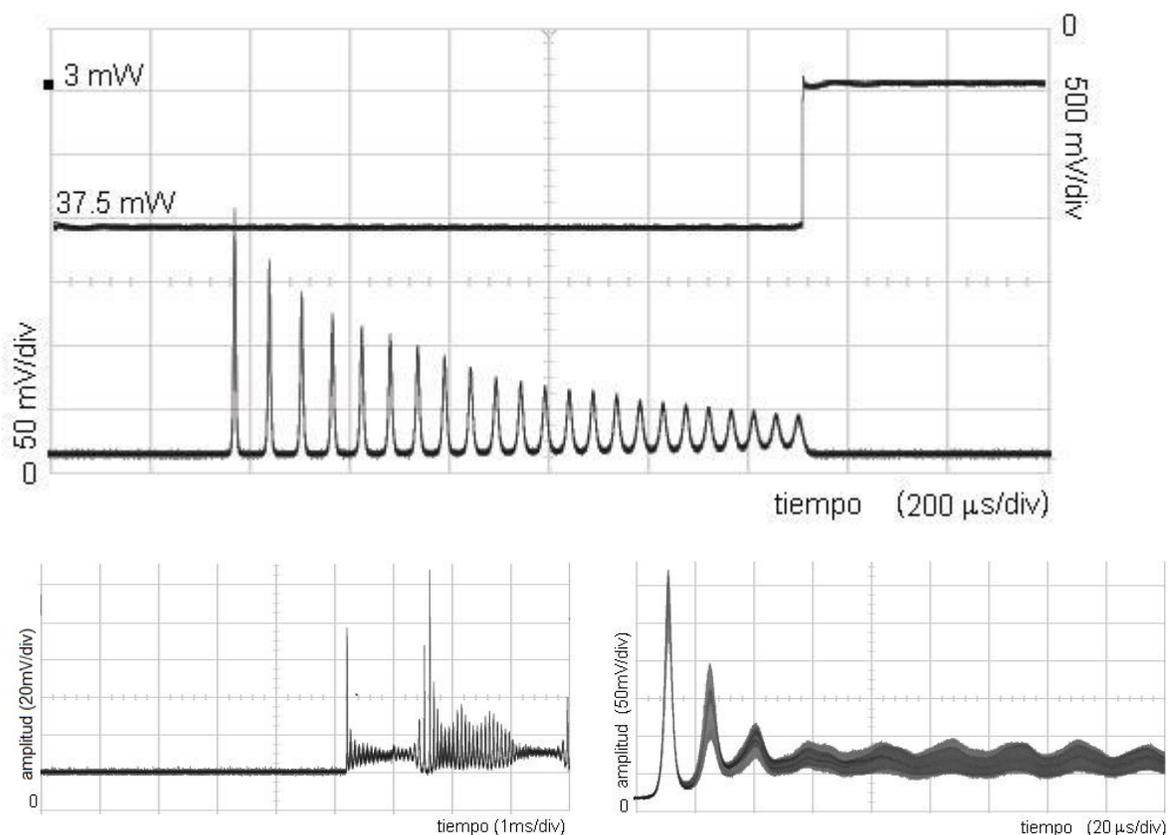


Figura 36. (Arriba) oscilaciones de relajación del láser en 1555nm producidas cuando el bombeo pasa de 3 a 37.5mW. (Abajo izquierda) 1543nm, el bombeo pasa de 3 a 19.5mW. (Abajo derecha) 1543nm, el bombeo cambia de 3 a 56mW.

En la figura 36 (arriba), se muestra un ejemplo de las oscilaciones de relajación, producidas cuando se cambia el bombeo de 3mW (muy por debajo del umbral) a 37.5 mW y con el láser sintonizado en 1555nm. De las gráficas obtenidas, la figura

36 (arriba) resulto muy clara, en otras mediciones las oscilaciones degeneraron en autopulsaciones ó en oscilaciones de alta frecuencia, dos ejemplos de estas situaciones se presentan en la misma figura 36 (abajo derecha e izquierda).

En la figura 36 (arriba) se observan las oscilaciones de relajación producidas cuando el bombeo cambia de 3 a 37.5 mW, la frecuencia de estas oscilaciones son de aproximadamente 20kHz. (Abajo izquierda) con un cambio en el bombeo desde 3 hasta 19.5 mW las oscilaciones fueron de 10kHz, en las autopulsaciones que le prosiguen se midió una frecuencia parecida. (Abajo a la derecha) las oscilaciones de relajación degeneran en oscilaciones de 7.2MHz, este valor de frecuencia es muy cercano a la diferencia de frecuencia entre modos (8MHz).

Los datos de las oscilaciones de relajación para distintos niveles de bombeo y en longitudes de onda de 1543 y 1555nm se presentan en la figura 37.

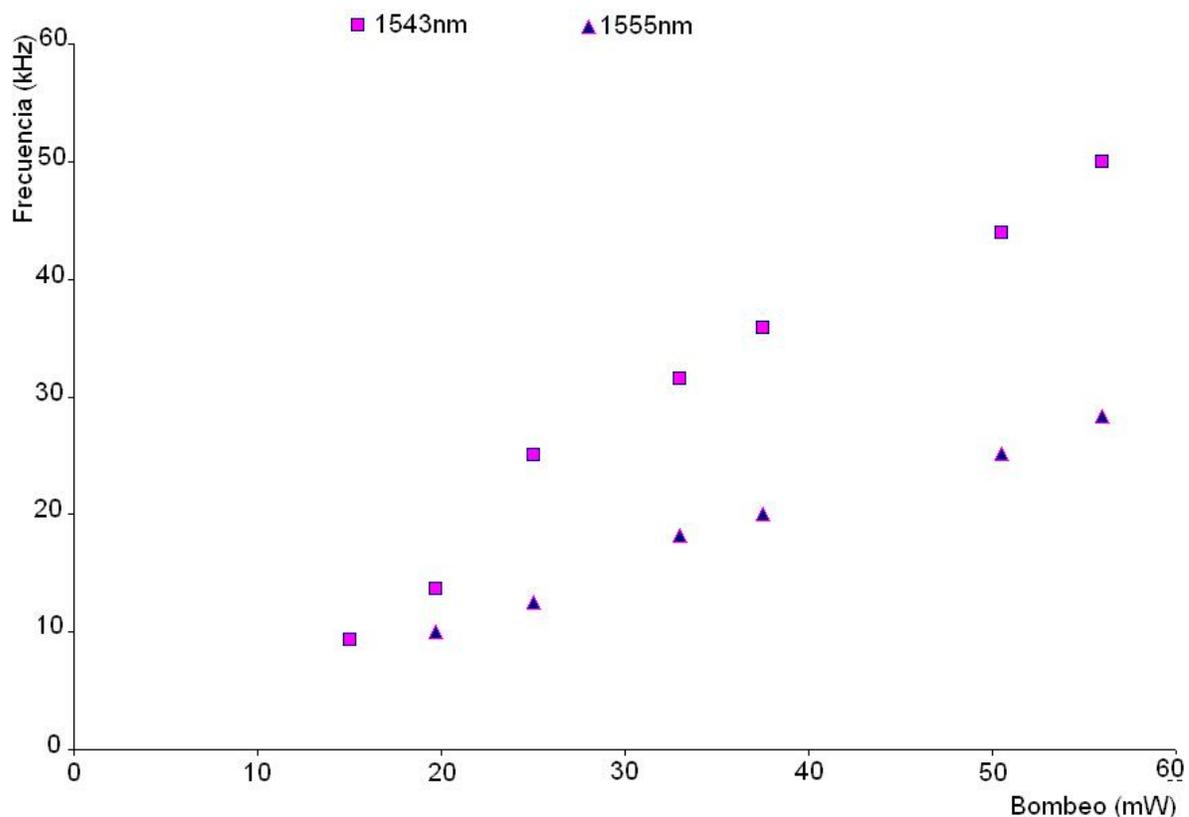


Figura 37. Frecuencia de las oscilaciones de relajación, con relación a la potencia de bombeo, para las longitudes de onda de 1543nm y 1555nm.

Al observar las gráficas de la figura 35 se nota que la frecuencia de las autopulsaciones, en 1543nm y 1555nm son prácticamente iguales, mientras que, en la figura 37 notamos que en esta mismas longitudes de onda las oscilaciones de relajación tienen frecuencias muy diferentes. La frecuencia de las oscilaciones de relajación para 1543nm es del doble de la que se obtiene para 1555nm.

Otros resultados, obtenidos al modular la potencia de bombeo, son los mostrados en la gráfica de la figura 38 (a), (b), (c) y (d). Estas gráficas se obtuvieron al modular con una señal cuadrada, ajustada de tal manera, que se obtuvieron dos niveles de bombeo, 19.5 y 44.5mW.

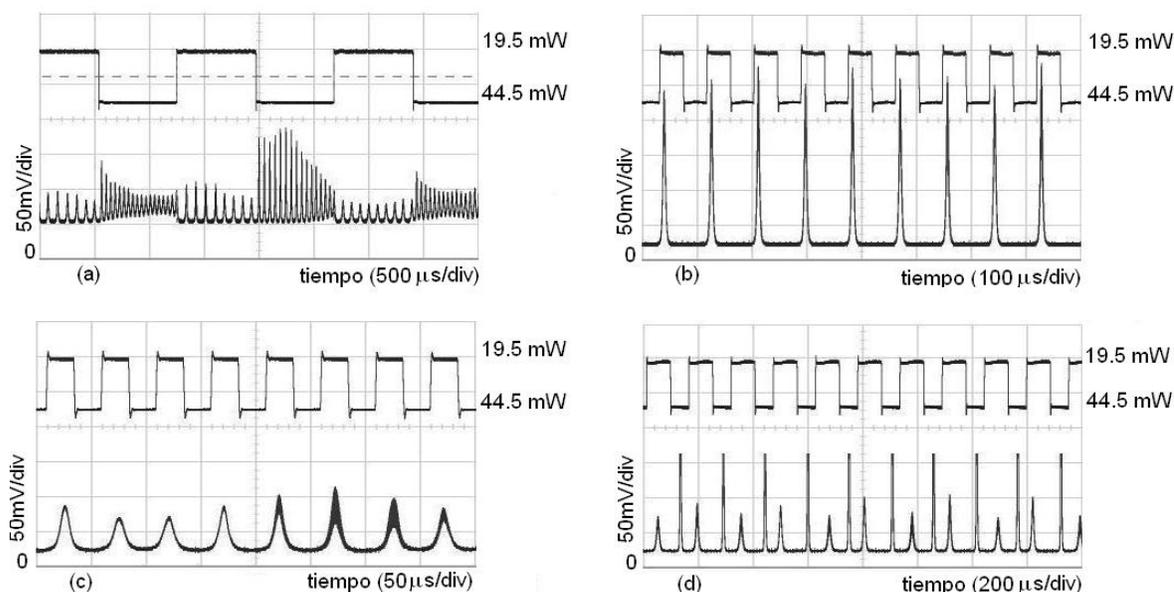


Figura 38. Comportamiento del láser, sintonizado en 1555nm, bajo la influencia de la modulación de bombeo (ver texto).

Cada una de las gráficas de la figura 38 está dividida en dos partes: la de arriba, es la señal moduladora y como se ha dicho antes, esta se ajusta para obtener dos niveles de bombeo, 19.5 y 44.5mW; y la de abajo, es la señal láser que resulta por el efecto de la modulación. En (a) la frecuencia de la señal de modulación se ajustó a 695Hz, en la que se obtuvo una señal clara, observándose pulsaciones de 11.6kHz para el nivel de bombeo bajo y 20kHz para el nivel alto. Estos valores de

frecuencias corresponden con las frecuencias de autopulsado en estos dos niveles de bombeo.

En la gráfica (b), de esta figura 38, se observan los pulsos láser enganchados a la señal de modulación. Este resultado se obtuvo al establecer la frecuencia de modulación en 11.6kHz, que es el valor de la frecuencia de autopulsado para 19.5mW en 1555nm. La grafica (c) se logró modulando con una frecuencia de 20kHz, correspondiente a las autopulsaciones en 44.5mW. Por último la grafica (d) muestra pulsos, de los dos niveles de bombeo, enganchados a la señal moduladora cuando ésta tiene una frecuencia de 6.58 kHz.

En esta serie de experimentos, además de los resultados anteriores, también se observó que al modular el bombeo con señales cuadradas con ciclos de trabajo diferentes al 50% y una frecuencia específica, es posible tener dos ó más pulsos enganchados a la moduladora por cada nivel de bombeo.

Igualmente se pueden enganchar, los pulsos de la salida láser, con la señal de modulación, cuando esta tiene frecuencias múltiplos de las que tienen las autopulsaciones, un ejemplo de esta situación puede verse en la figura 39 (izquierda). En esta figura la señal de modulación es de forma cuadrada y con una frecuencia de 23.2kHz, este valor es el doble de la frecuencia de autopulsado (11.6kHz). A la derecha, de esta misma figura 39, tenemos una situación parecida a la anterior pero con una señal sinusoidal como moduladora. En este caso se tiene una frecuencia de modulación de 7.14kHz que corresponde al doble de 3.57kHz de los pulsos de salida láser. Con una señal sinusoidal se obtienen resultados similares a los de las señales cuadradas y triangulares.

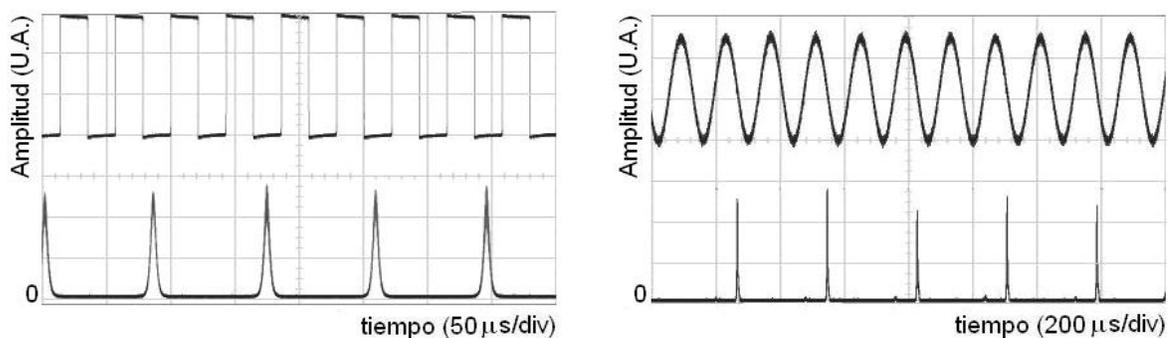


Figura 39 Autopulsaciones enganchadas a la señal moduladora, (izquierda) la frecuencia de la señal moduladora es 23.2kHz, dos veces la de las pulsaciones, 11.6kHz. (derecha) modulación sinusoidal con frecuencia de 7.14kHz.

IV.3 Operación del láser cuando se modula la longitud de onda.

El resultado de barrer la longitud de onda del láser (con cavidad de 25m), desde 1530 hasta 1560nm a una velocidad aproximada de 32nm/s se muestra en la figura 40.

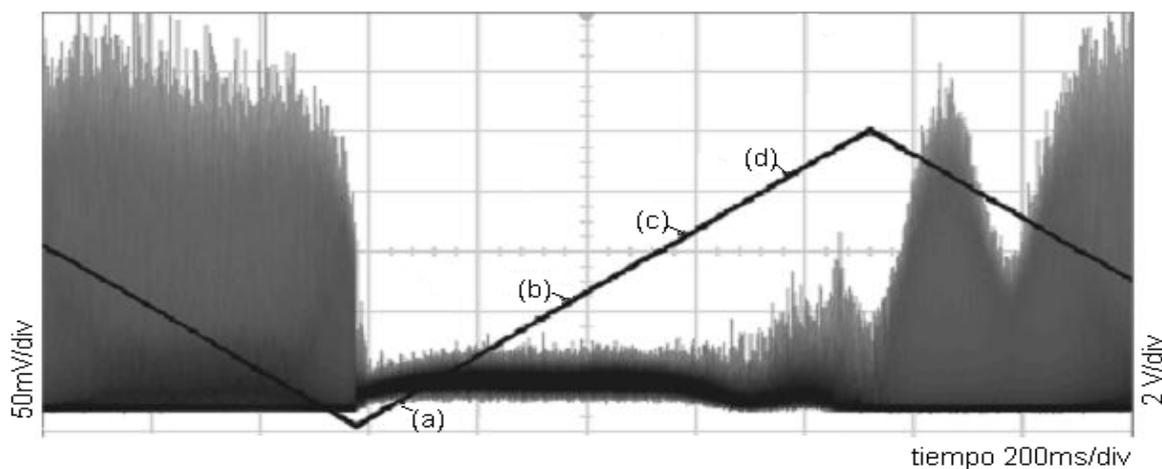


Figura 40. Respuesta del láser al barrido de longitud de onda a 32nm/s. Los puntos señalados corresponden a: (a) 1533, (b) 1543, (c) 1550 y (d) 1555nm.

En esta figura 40, se observa una clara diferencia entre la respuesta, al barrido hacia arriba y hacia abajo. Se puede decir que, cuando la longitud de onda se

barre hacia arriba, el láser entra en un régimen CW con pulsaciones reducidas y cuando la longitud de onda decrece el autopulsado es más pronunciado y persistente. La velocidad mínima, en la que el láser opera con pulsaciones reducidas, es de 32nm/segundo, esta se obtuvo por prueba y error.

Como se dijo, en el capítulo anterior, si modulamos el FFP solo en el sentido ascendente se esperaría que el láser pulse minimamente, por lo que, se utilizó una señal rampa para tal modulación, los resultados de esto son mostrados en la figura 41.

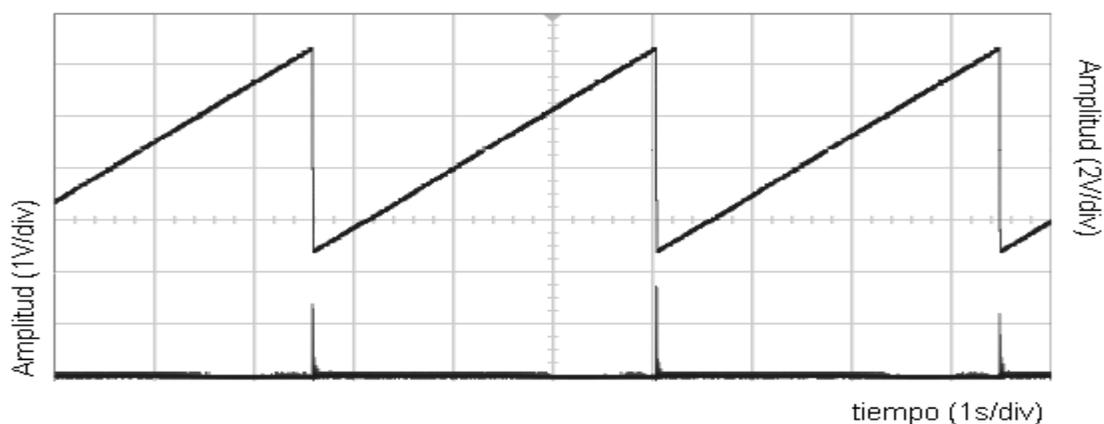


Figura 41. Comportamiento del láser cuando se modula el filtro con una señal rampa.

En esta figura (41) se ve el funcionamiento del láser cuando la longitud de onda se barre desde 1536 hasta 1555nm en un tiempo de 3.5 segundos. Durante este barrido, se observa una disminución de las autopulsaciones y el láser funciona en un régimen CW. En las transiciones de señal moduladora, por cierto no ideales, se producen picos relativamente intensos. En apariencia se produce un solo pico, pero en realidad, ocurre una serie de ellos durante el tiempo que dura la transición. Recordemos que la señal de modulación se aplica a las terminales del filtro y que estas presentan una capacitancia de entrada de 2.2 micro Faradios. Esta capacitancia junto con la resistencia de salida del generador (50 Ohms) definen una constante de tiempo $t=RC=0.11\text{ms}$. Una regla práctica, nos dice que un capacitor se carga ó descarga en un tiempo igual a cinco veces la constante

de tiempo, por lo que el tiempo de descarga del capacitor, es de 0.55ms. Entonces, durante las transiciones de la señal moduladora, van a poder surgir pulsos, cuyo número estará definido por la potencia de bombeo, la longitud de onda sintonizada y tiempo de descarga $5t$.

Con el fin de generar un solo pulso por transición de la señal moduladora, se incremento la frecuencia de modulación y se ajustó su amplitud. Dos ejemplos de los resultados obtenidos, para el caso en el que $\lambda=1543\text{nm}$, $\Delta\lambda=0.24\text{nm}$ y el bombeo= 44.5mW , se presentan en la figura 42.

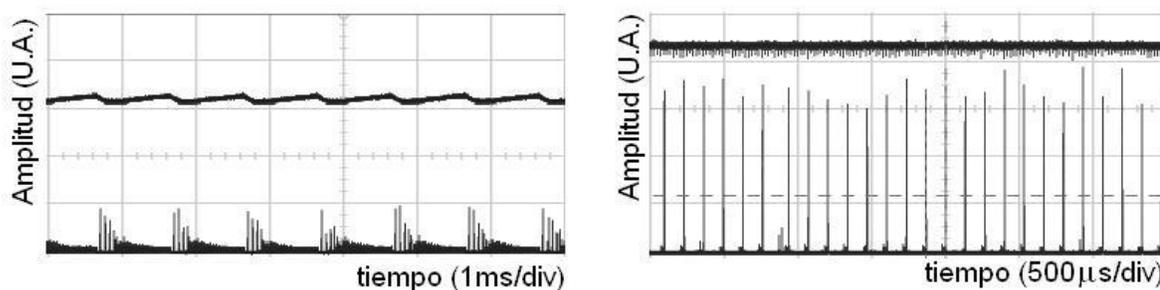


Figura 42. Respuesta del láser (abajo) a la modulación del filtro por una señal rampa (arriba). (Izquierda) la frecuencia de la rampa es de 1kHz; (derecha) la modulación tiene frecuencia de 45kHz, ver texto.

A la izquierda de la figura 42, tenemos una modulación con frecuencia de 1kHz y provocando un barrido de 0.24nm, se nota que durante la transición hacia abajo, que dura 0.3ms aproximadamente ocurren pulsaciones relativamente intensas y cuando la rampa (señal moduladora) asciende, el pulsado del láser disminuye. Cuando el láser funciona libremente, con un bombeo de 44.5mW y sin ningún tipo de modulación emite una potencia de 0.88mW y cuando lo situamos en las condiciones descritas anteriormente emite 0.61mW casi un treinta por ciento menos.

Al incrementar la frecuencia de modulación, poco a poco, se llega situaciones en las que los pulsos láser están sincronizados a la señal de modulación y son de amplitud muy regular, esto ocurrió a frecuencias de modulación de 7.6, 15.5 y 45.1 kHz. Estas últimas frecuencias son valores muy aproximados a la segunda y sexta armónica de 7.6kHz, valor de la frecuencia de los pulsos láser en los tres

casos. La parte derecha de la figura 42 muestra el caso donde la frecuencia de modulación es de 45kHz, no es posible distinguir la forma de la señal moduladora, ya que esta ha sido atenuada fuertemente a causa de la capacitancia presente en las entradas eléctricas del filtro. En estas frecuencias (7.6kHz, 15.5kHz y 45.1kHz) los pulsos láser entran en resonancia con la modulación, son mas intensos y de mayor regularidad. Sin embargo, no son las únicas frecuencias a la que ocurre esto, también encontramos que a 10kHz sucede lo mismo.

Así, como cuando se moduló con una frecuencia de 1000Hz, la potencia de salida disminuyo en todos estos casos. En 7.6kHz la potencia de salida fue de 0.12mW y a 45.1kHz bajo a 0.048mW. Como se dijo en el capítulo anterior, al observar esta disminución de potencia, se realizaron mediciones de ésta respecto a la frecuencia, tomando datos en un rango de frecuencia de modulación de 10kHz y manteniendo una amplitud de 40mV (aproximadamente (0.12nm), se obtuvieron los resultados que están plasmados en la gráfica de la figura 43.

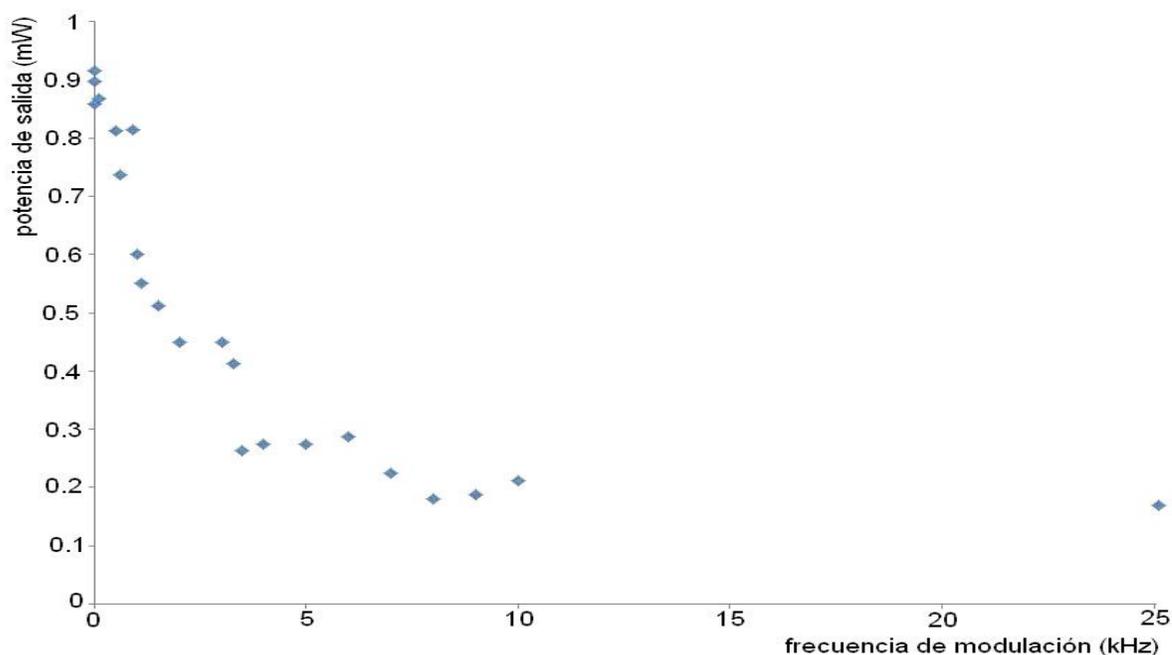


Figura 43. Dependencia de la potencia láser respecto a la frecuencia de modulación de la longitud de onda.

Ahora si la frecuencia se mantiene fija (en 10, 2500 y 10000Hz) y variando la profundidad de modulación desde 40mv (0.12nm hasta 500mV(1.5nm) el láser presenta la respuesta mostrada en la figura 44, donde se advierte que en los casos de 10Hz y 2500Hz, la respuesta casi no varia y en el caso de 10 kHz la potencia láser cae rápidamente al aumentar la profundidad de modulación.

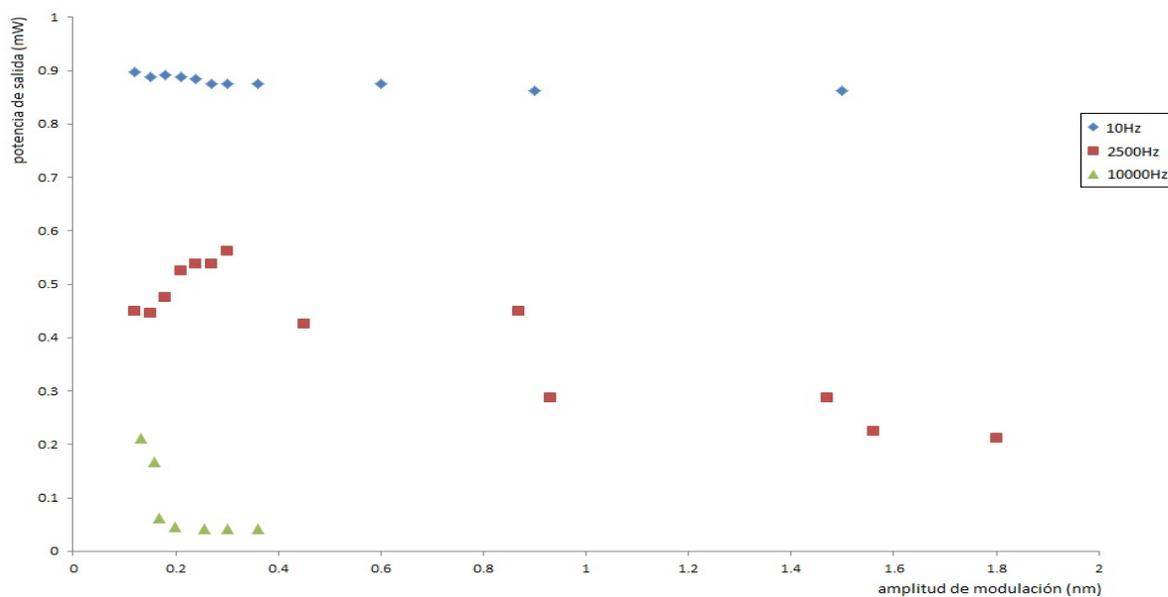


Figura 44. Respuesta láser cuando se varía la profundidad de modulación de longitud de onda.

Por otra parte se realizaron más experimentos, pero, ahora modulando la longitud de onda con señales sinusoidal y cuadrada, ejemplos de los resultados obtenidos con modulación sinusoidal se presentan en la figura 45.

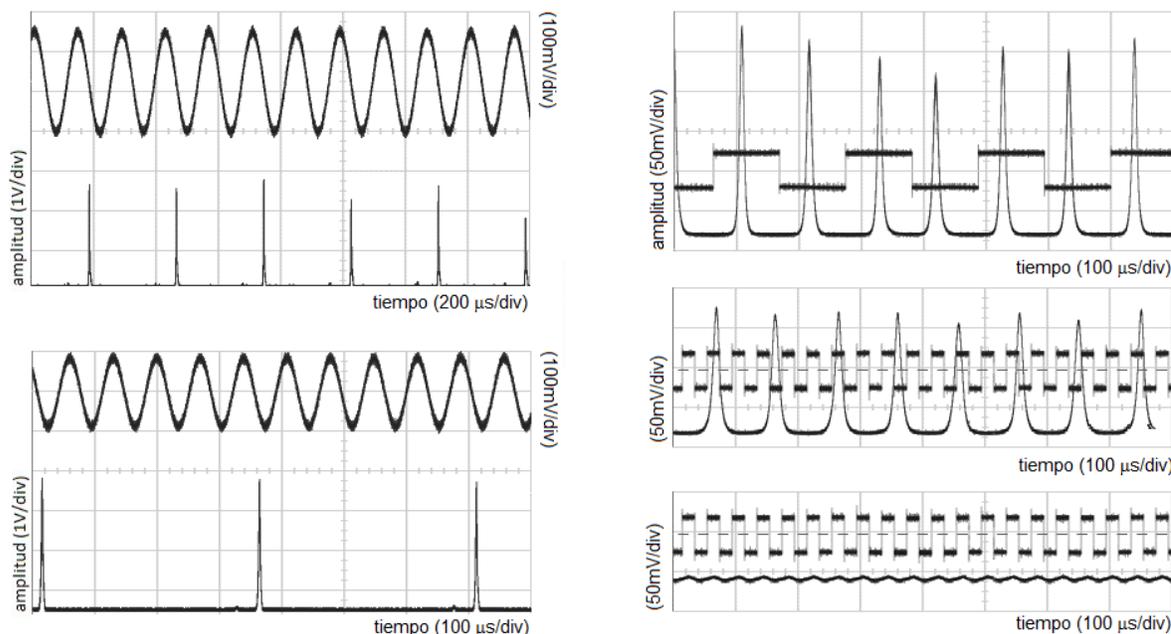


Figura 45. Salida láser al modular la longitud de onda, las señales de modulación utilizadas son: (izquierda) sinusoidal, tomada directamente de las terminales eléctricas del filtro; (derecha) cuadrada tomada del generador, en realidad su amplitud es de aproximadamente 4mV. Ver texto.

En las dos graficas de la izquierda (arriba y abajo) de esta figura (45), se observan pulsos láser con frecuencia de 3.6 KHz y amplitud alrededor de 3Volts (el detector utilizado tiene Responsividad de 0.9A/W y amplificación de 15kOhms). El láser fue bombeado con 17mW, sintonizado en 1543nm y modulado en longitud de onda de tal manera de provocar barrido de 0.75 (izquierda arriba) y 0.6nm en los otros casos. La frecuencia de modulación es de 7.14 kHz (arriba) y 14.3kHz (abajo). Estos valores corresponden a dos y cuatro veces la frecuencia de los pulsos láser y están en correspondencia con la frecuencia de autopulsado de 13.2kHz que se da en estas condiciones de bombeo y longitud de onda. A la derecha (arriba) se tiene una frecuencia de modulación de 33.1kHz y (abajo) de 47.1 kHz, estos valores de frecuencia de los pulsos láser, del doble de la señal de modulación, no tienen relación con las oscilaciones de relajación. En los casos de la izquierda, de esta figura 45, los pulso se producen a una cierta longitud de onda (nivel de la señal moduladora), no se puede afirmar con precisión de que longitud

se trata, ya que el surgimiento de un pulso requiere un tiempo, del cual no se tiene referencia. En las gráficas de la derecha, los pulsos, modos correspondientes a dos longitudes de onda que con seguridad corresponden a la más alta y baja que se produce en la modulación del filtro.

En cuanto a los resultados de modular con una señal cuadrada, en la figura 46 aparecen ejemplos de estos. Los oscilogramas de la izquierda, muestran a la señal moduladora directamente de la salida del generador, en realidad esta señal es más pequeña, debido a que la señal del generador pasó a través de un circuito de protección formado por un resistor de 680 Ohms en serie con un diodo conectado (en inversa) entre las terminales eléctricas del FFP.

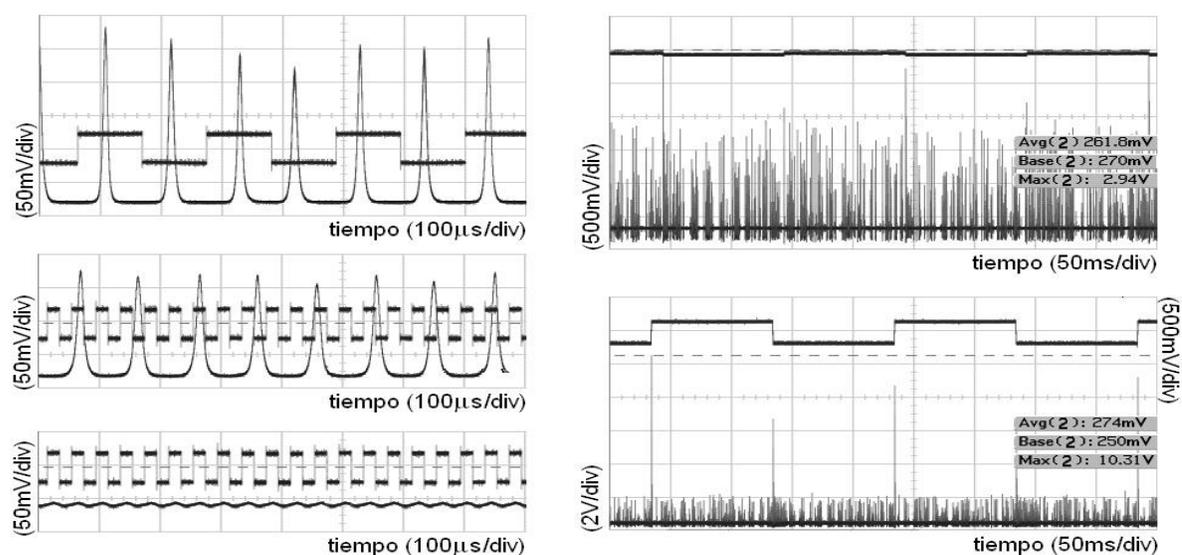


Figura 46. Comportamiento de la salida láser a la modulación binaria de la longitud de onda. Ver texto.

Como se ha explicado anteriormente, las terminales del FFP, presentan una capacitancia de 2.3 micro Faradios, la cual, provoca una reactancia que depende de la frecuencia de modulación y que va a determinar el voltaje de modulación realmente aplicado. Por ejemplo: para el oscilograma de arriba a la izquierda en la

figura 46, el Voltaje real aplicado a las terminales del FFP es de 1mVpp, equivalente a un desplazamiento de 3.0pm en la sintonización del filtro. En esta misma figura, en los oscilogramas de la izquierda centro y abajo, el voltaje (teórico) aplicado fue de 0.2mVpp, correspondiente a 0.6 pm de desplazamiento. Estas graficas muestran claramente, que una mínima perturbación en la longitud de onda de sintonización, es suficiente para hacer más regulares las autopulsaciones del láser. El láser se sintonizó a 1536nm y se bombeó con 17mW. La frecuencia de los pulsos es de aproximadamente 8.33 kHz y en estas graficas se ve claramente como logran engancharse a la señal de modulación cuando esta tiene frecuencias múltiplos de esta.

La modulación de la longitud de onda con frecuencias múltiplos de las autopulsaciones, no siempre se favorecen la producción de pulsos regulares, hay situaciones en que las perturbaciones causadas por un pequeño desplazamiento en el filtro tienden a suprimir estas autopulsaciones, un ejemplo de esta situación lo podemos ver en la misma figura 46 izquierda (al centro y abajo) donde se tienen dos momentos de la respuesta del láser, con el filtro modulado con 25kHz, en el primero las autopulsaciones son regulares y en la otra la salida tiende a ser continua. Es decir para ciertas condiciones de operación, en algunas ocasiones se pueden tener pulsos regulares, y en otras, los pulsos tienden a ser suprimidos. Este hecho también fue observado con frecuencias de 16.7 y 41.7 kHz, es decir, dos y cinco veces la frecuencia de los pulsos láser.

Por otro lado, modulando con frecuencia baja (5Hz) y con una amplitud que produjo un desplazamiento relativamente grande en la longitud de onda sintonizada, se vio que el autopulsado no sufre cambios en la mayor parte del periodo de modulación, no siendo así en las transiciones de la señal moduladora donde las pulsaciones son de mayor intensidad. Se observó que la intensidad de las pulsaciones es dependiente de la profundidad de la modulación, por ejemplo un cambio de 0.12nm provoca pulsos de 2.94V (detectados con un fotodiodo de

0.9 A/W conectado a un amplificador de transimpedancia de 15kOhms) y otro de 1.2nm produce pulsos de 10.31V.

Respecto a la potencia de la salida láser, como ya se había observado en otros experimentos, ésta varía en proporción inversa a la frecuencia de modulación, por ejemplo, para el caso de $\Delta\lambda=1.2\text{nm}$ a una frecuencia de 5Hz produce una potencia de salida de 1.5mW y para el mismo desplazamiento pero a 100Hz la potencia de salida baja a 1.19mW.

Por lo que concierne a la anchura de los pulsos, esta, depende de la altura de los mismos, tal y como se muestra en la tabla II.

Tabla II. Ancho de los pulsos según su altura

Altura del pulso (V)	Anchura total a media altura del pulso (microsegundos)
0.05	30
1	4
8.8	1

Cabe recordar que todos los experimentos, descritos hasta aquí, fueron hechos con la cavidad láser de 25m y como se ha dicho, en algunos de estos, se registraron oscilaciones de alta frecuencia, muy cercana a la que se tiene en un caso de batimiento entre modos, es decir un frecuencia igual al de la distancia entre los modos longitudinales. Esta situación motivo a la adición de 100 metros de fibra pasiva (SMF28) a la cavidad láser, con lo cual se puede predecir oscilaciones de alta frecuencia de aproximadamente 1.6MHz. Con esta nueva cavidad láser de 125m, se repitieron algunos de los experimentos anteriores, los cuales se explican a continuación.

IV.4 Cavity láser de 125m

IV.4.1 Autopulsaciones

Los experimentos con la cavidad de 125m, se iniciaron, midiendo la frecuencia de autopulsado del láser en diferentes niveles de bombeo. Con el fin de comparar estas mediciones con las obtenidas para la cavidad de 25m, en la figura 47 se muestran los datos obtenidos en ambas cavidades. Estos datos se midieron con el láser sintonizado en 1533 y 1543nm. En la figura 47 se puede ver una clara diferencia entre las frecuencias de autopulsación de las dos cavidades, la de 25m produce autopulsaciones del doble de frecuencia de las obtenidas en la de 125m.

IV.4.2 Barrido en longitud de onda de la cavidad láser de 125m.

Otra tarea que se repitió con la cavidad de 125m, fue el de barrer la longitud de onda en todo el rango de sintonización del láser, 1530 a 1560nm. Se procedió de igual forma que con la cavidad de 25m, y como era de esperarse, se obtuvieron resultados similares, pero con algunas diferencias. Una de estas, es la velocidad mínima de barrido para disminuir el autopulsado, con la cavidad de 25m necesitamos 32nm/segundo y con la de 125m se requieren 100nm/segundo. Otra diferencia, se da, en el pulsado que se tiene al barrer la longitud de onda, hacia arriba, con una velocidad por debajo de las mínimas mencionadas anteriormente. En la figura 48, se puede ver tal diferencia.

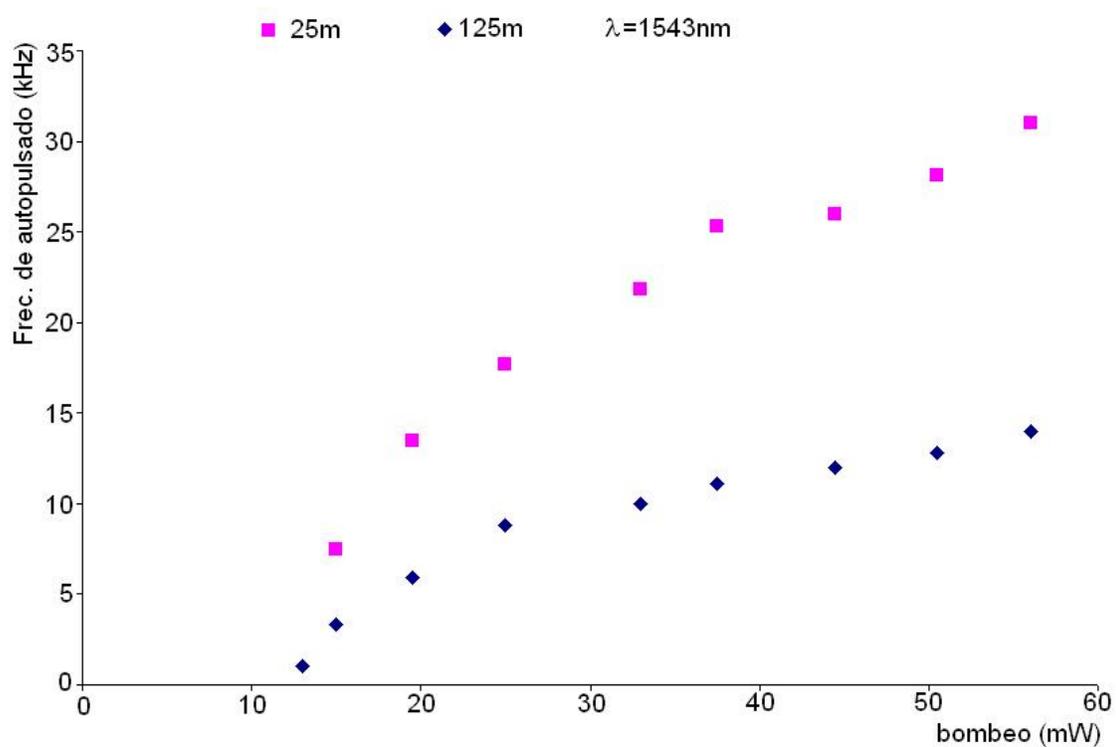
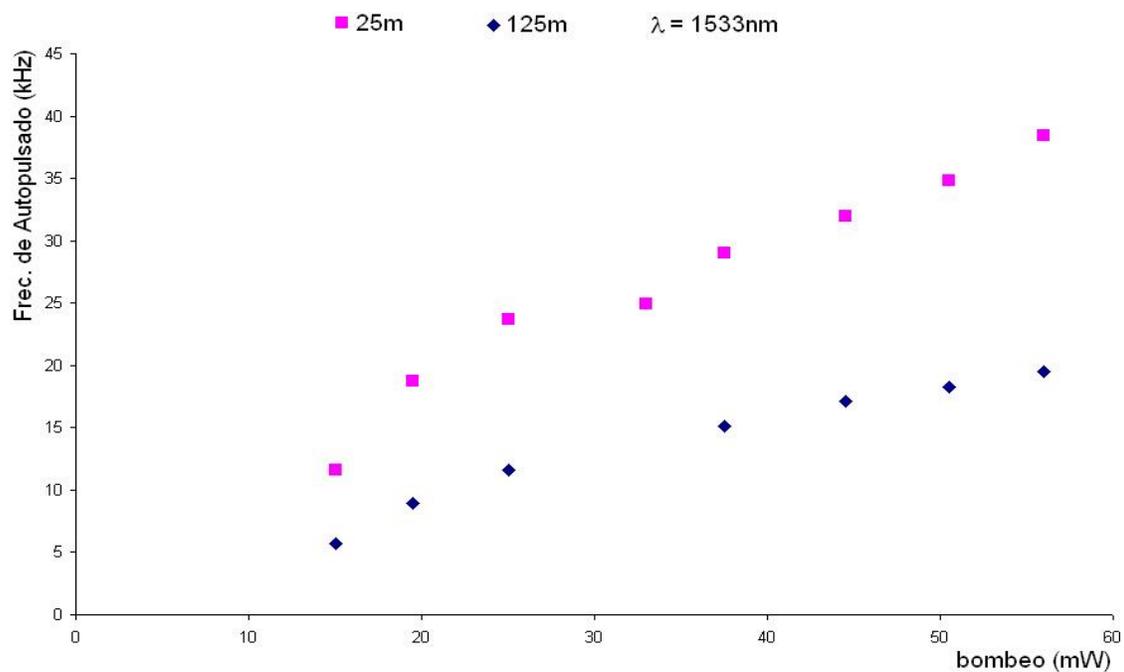


Figura 47. Frecuencia de autopulsado vs bombeo de las cavidades de 25 y 125m. (Arriba) longitud de onda de láser de 1533nm, (Abajo) 1543nm.

En esta figura 48 (arriba) se tiene el caso de la cavidad láser de 25m, cuya longitud de onda es barrida con una velocidad de 20nm/segundo y donde podemos ver que las pulsaciones ocurridas en los dos sentidos de barrido, tienen frecuencias del mismo orden. En el caso del láser con cavidad de 125m, las pulsaciones surgidas durante el barrido descendente, tienen una frecuencia notablemente más baja a la de las producidas en el sentido ascendente. En el barrido descendente, dicha frecuencia es cercana a la de las autopulsaciones (operación libre) y en el ascendente, las pulsaciones tienen una frecuencia de 1.63 MHz, valor que corresponde a la frecuencia de separación de los modos longitudinales de la cavidad. Cabe señalar que estas pulsaciones, de 1.63MHz, en muchos casos fueron relativamente amplios y están coronados por otros pulsos de más alta frecuencia, como se puede ver en la figura 49. Pensamos que estas oscilaciones son consecuencia de un proceso de batimiento entre los modos participantes en el laseo. Los pulsos de la figura 49 (Izquierda) se obtuvieron con el láser en funcionando libremente, bombeado con 33mW y en 1555nm, pero también fueron observados en condiciones de modulación de longitud de onda. En esta figura se tiene una ventana de 4 microsegundos, donde la amplitud es casi constante, pero, en lapsos más amplios el comportamiento es parecido al que se da en la cavidad de 25m en operación libre (figura 33). En condiciones de operación libre, la aparición y duración de estos trenes de pulsos (de alta frecuencia) así como su amplitud, son de carácter aleatorio y suceden en combinación con autopulsaciones de baja frecuencia y de espacios de funcionamiento cuasicontinuo. Y en condiciones de longitud de onda modulada, con baja frecuencia, estas pulsaciones son de carácter más regular, como puede verse en la figura 48 (abajo).

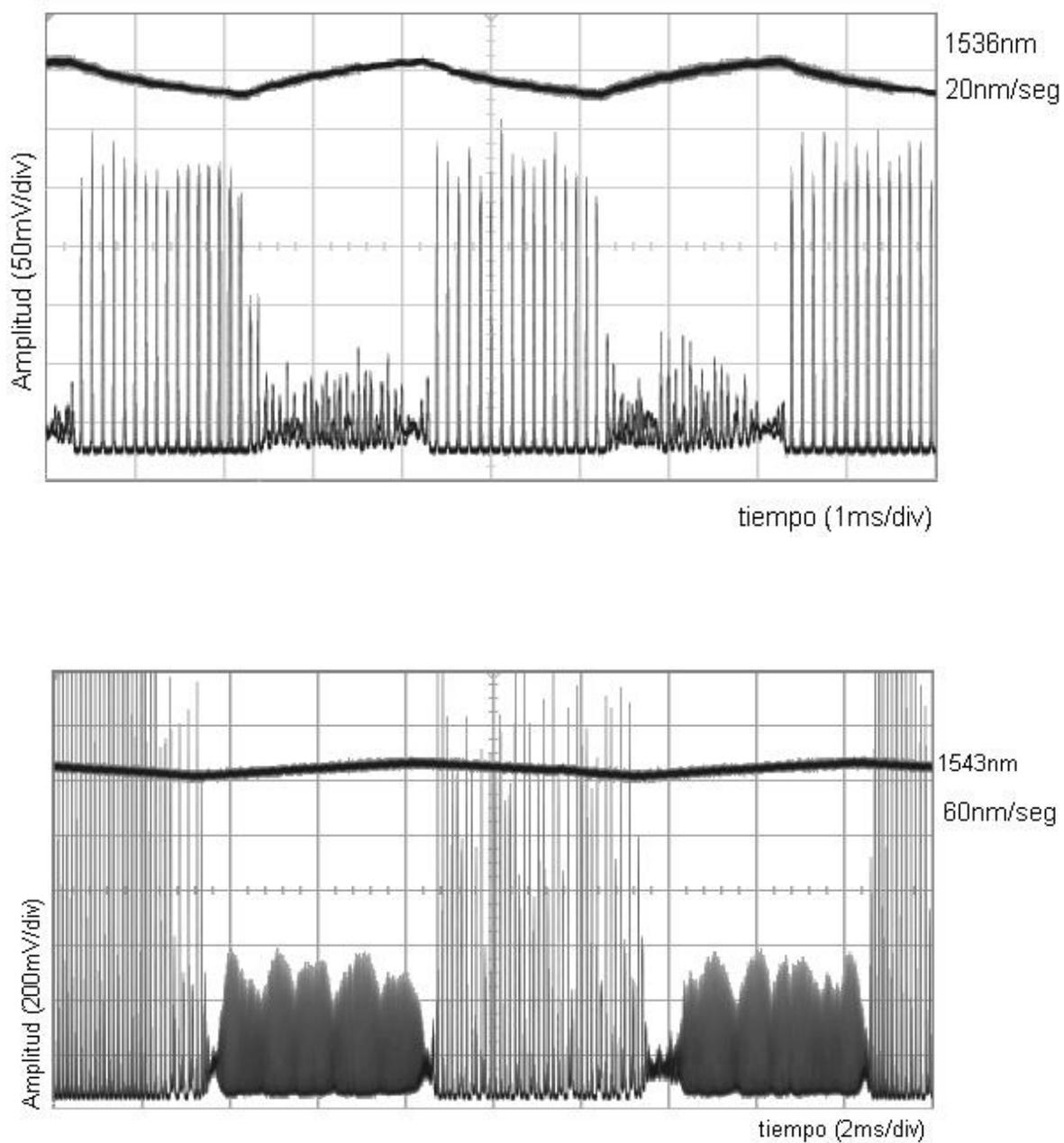


Figura 48. Asimetría que se da entre el barrido ascendente y descendente de la longitud de onda para la cavidad láser de 25m (Arriba) y de 125m (Abajo).

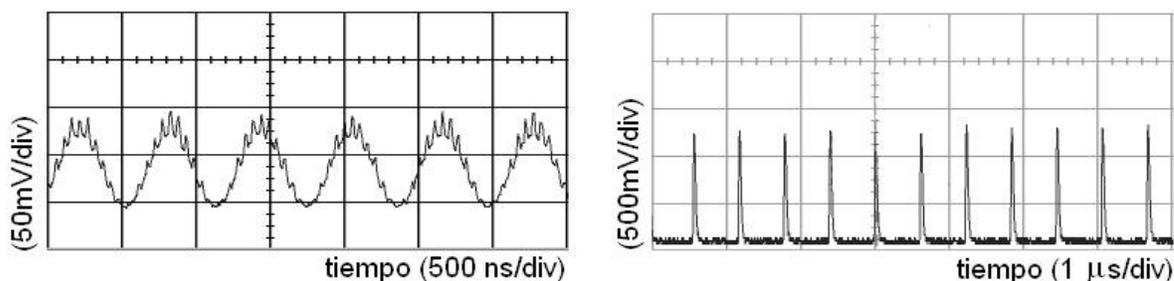


Figura 49. (Izquierda) pulsaciones de alta frecuencia de 1.63MHz, en 1555nm, con bombeo de 33mW y funcionamiento libre. (Derecha) pulsos de amarre de modos 1.63MHz, en 1555nm, con 37.5mW y modulado con una señal rampa de 70Hz y 40mVpp.

Pulsos como los de la figura 49 (Izquierda) se obtienen con el láser funcionando libremente, pero también, si se modula la longitud de onda, por ejemplo el caso ya mencionado de la figura 48 (abajo). En ciertas condiciones de frecuencia y amplitud de modulación, se pueden obtener pulsos de amarre de modos, como en el caso mostrado en la figura 49 (derecha). En este caso, la operación en un régimen de amarre de modos, se obtuvo al modular la longitud de onda con una señal rampa con frecuencia de 70Hz y una amplitud de 40mVpp, equivalente a una $\Delta\lambda=1.2\text{nm}$. Para la detección, de estos pulsos láser, se utilizó un fotodetector (PDA400 de THORLABS) con amplificación de 15kOhms de transimpedancia, 0.9A/W de responsividad y un ancho de banda de 10MHz. En la misma figura 49 se observa que la amplitud de los pulsos de amarre de modos (derecha), es 10 veces más alta que la de los pulsos que aquí llamaremos, de modos no amarrados (izquierda). Aplicando un zoom a la imagen en el osciloscopio, se hizo un acercamiento a uno de estos pulsos para determinar su ancho, el valor obtenido de esta forma, es de 30ns aproximadamente. Se piensa que el ancho de banda, de 10MHz, del fotodetector puede ser factor de error en esta medición, por lo que se repitió pero ahora con un fotodetector de mayor ancho de banda. Para esto se utilizó un fotodetector EPM745 (JDSU) de 860MHz que fue operado en modo fotovoltáico, obteniéndose la gráfica de la figura 50, donde se puede observar un ancho total del pulso a media altura de 13ns.

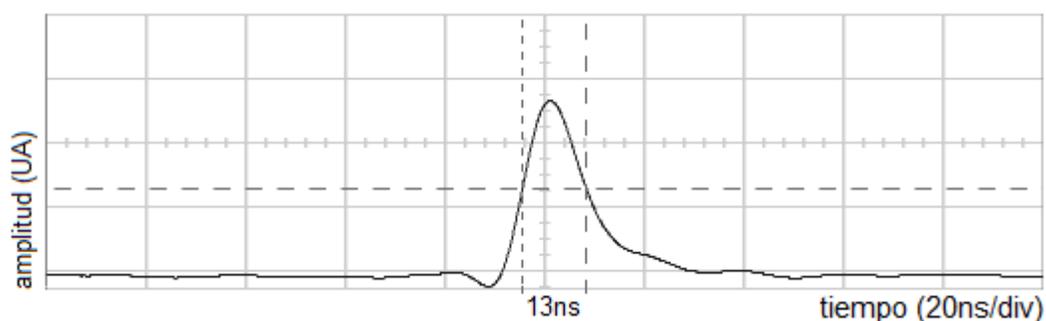


Figura 50. Ancho de pulso de un pulso de amarre de modos, obtenido con un fotodetector EPM745 (de JDSU) operando en modo fotovoltaico.

Para terminar este capítulo, se mencionará otra condición que se encontró para que el láser entre al régimen de amarre de modos. Esta condición ocurre cuando el láser es sintonizado en 1543nm, bombeado con 37.5 mW y es barrido en longitud de onda con una señal triangular de 18Hz de frecuencia y amplitud de 440mVpp. En la figura 51 se puede observar la operación del láser en estas condiciones.

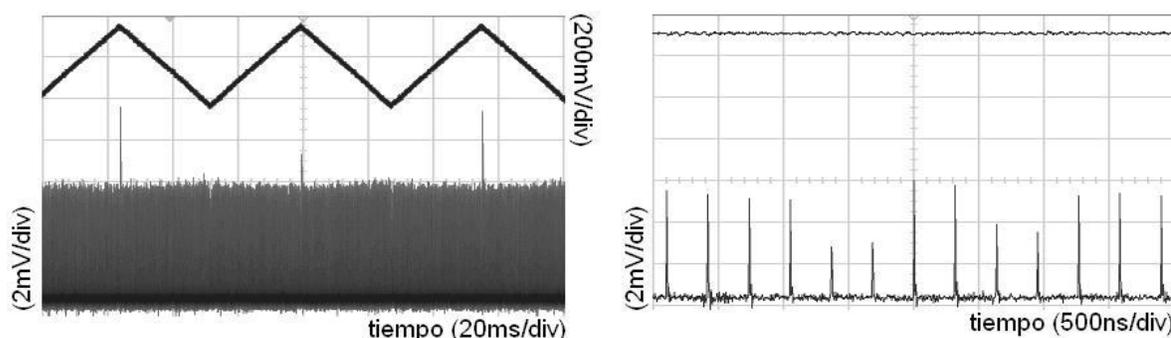


Figura 51. El láser con cavidad de 125m, operando en régimen de amarre de modos, obtenido al modular con una señal triangular de 18Hz y 440mVpp.

En esta figura 51 (izquierda) se ve, que tanto a la subida como a la bajada de la señal de modulación, ocurren, de manera regular, pulsos láser de alta frecuencia. A la derecha se tiene un acercamiento a dichos pulsos y se observa que estos corresponden a un régimen de amarre de modos. Otra vez, el fotodetector empleado fue el EPM745 operado en modo fotovoltaico. Los pulsos de mayor

intensidad que se pueden ver en el oscilograma de la izquierda, no corresponden a un régimen de amarre de modos, por lo que no podemos decir que encontramos una condición en la que el láser funcione siempre en este régimen. Cabe decir, que esta condición fue difícil de encontrar y es difícil de repetir, pero es un avance en el estudio sobre la dinámica del láser de fibra utilizado en este trabajo.

Antes de pasar a la discusión de estos resultados, podemos resumir lo anteriormente expuesto diciendo que:

1. El autopulsado aparece por influencia del ruido de bombeo.
2. El autopulsado se puede enganchar a una señal de modulación del bombeo.
3. También es posible enganchar el autopulsado a la señal de modulación de la longitud de onda.
4. Cuando se barre la longitud de onda del láser, existe asimetría entre los sentidos de barrido (hacia arriba y hacia abajo).
5. Cuando la longitud de la cavidad es incrementada 5 veces, la frecuencia del autopulsado disminuye aproximadamente a la mitad. Esto concuerda con la ecuación 1, en la que se ve que la frecuencia de las oscilaciones de relajación es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del tiempo de vida de los fotones, el cual a su vez es proporcional a la longitud de la cavidad.
6. El láser con cavidad de 125m puede entrar en un régimen de amarre de modos.

Capítulo V

Discusión de Resultados

V.1 Discusión de resultados

En los experimentos realizados en esta tesis, el hecho más evidente e inmediato a comentar, es el de que todo el tiempo el láser bajo estudio funcionó en un régimen de autopulsado, a excepción de una ocasión en que el láser opero en forma continua y estable durante más de una hora (esto lo comentaremos más adelante). Como se ha dicho en anteriores capítulos, el fenómeno de autopulsado es muy frecuente en láseres de fibra, particularmente cuando la fibra no es de alta calidad [Luo, and Chu,1997]. Diferentes mecanismos físicos se han considerado para dar explicación del fenómeno. En varios trabajos el autopulsado es atribuido a la presencia de parejas o agrupamientos de iones de erbio que al estar muy juntos provocan fenómenos como el de transferencia de energía resonante, conversión hacia arriba y luminiscencia cooperada que en conjunto hacen que dichos agrupamientos de iones actúen como absorbedores saturables, entonces el láser presenta un comportamiento parecido al de un láser Q-switching, pero con pulsaciones irregulares. No se cuenta con información acerca de la concentración de iones de erbio en la fibra activa utilizada en este láser, pero se sabe, que en la composición de los dopantes se encuentra el aluminio, este elemento se utiliza para evitar agrupamientos de iones. Por lo tanto, pensamos que la principal causa del autopulsado de este láser, no es debido a dichos agrupamientos. Como se ha mencionado en el capítulo anterior, en diversos trabajos [Deshazer, 2003; Jinlang, 2006; Pisarchik, 2005; Rangel, 1997; Shenggui, 2006; Toru, 1997] se han considerado otros mecanismos físicos para explicar el autopulsado de los láseres de fibra, como en Agrawal [2001] en donde se establece que el autopulsado es

una degeneración de las oscilaciones de relajación. Como se mencionó en el capítulo I las oscilaciones de relajación se producen cuando el láser se enciende y cuando ocurren cambios en el bombeo. Los cambios en el bombeo pueden ser consecuencia del ruido, por lo tanto, un láser con una fuente de bombeo ruidosa, tenderá a producir oscilaciones de relajación y lo hará de una manera irregular y aleatoria. Por lo anterior creemos que el ruido, sobre todo el de la fuente de bombeo, es la principal causa del autopulsado en láser estudiado en este trabajo. Se afirma esto, porque el autopulsado viene acompañado de lapsos de funcionamiento continuo, los cuales son de extensión aleatoria y hubo una ocasión en la salida láser permaneció constante por lo menos durante una hora, y esa ocasión coincidió con un día de baja actividad en los laboratorios de Física Aplicada. El ruido en la fuente de bombeo puede deberse al pobre desempeño de la electrónica que maneja el láser de bombeo. Tales circuitos electrónicos, pueden ser en sí mismos el origen del ruido y/o dejan pasar el ruido de la línea de 120Volts.

Cuando el láser funciona en diferentes longitudes de onda, la eficiencia resulta diferente para todas ellas,

Por lo que respecta, a la eficiencia del láser a diferentes longitudes de onda, de las diferencias en la eficiencia del láser, en la figura 34 se muestran gráficas de la potencia de salida contra potencia de bombeo, en estas se observa hay diferencia en la eficiencia, pero en apariencia no hay ninguna relación entre la longitud de onda y la eficiencia, como si la hay en mediciones similares que Dong [2005] y colaboradores realizaron sobre un láser de fibra dopada con erbio (a diferentes concentraciones) con cavidad en anillo y sintonizable, cuyos resultados muestran que a mayor longitud de onda mayor es la eficiencia del láser (20.3, 28.1 y 30.8% para 1530, 1550 y 1580 respectivamente). Ellos atribuyen estas diferencias en la eficiencia al perfil de ganancia del erbio en vidrio y a la formación de pares y grupos de iones dentro de la fibra. Sus resultados muestran que los agrupamientos de iones reducen significativamente la potencia de salida en la región de longitudes de onda más cortas que en la región de longitudes más

largas. En el láser utilizado en esta tesis, como se ha mencionado anteriormente, por la composición de la fibra activa se puede suponer que la formación de pares y grupos de iones es mínimo, por lo tanto, pensamos que ésta no es la causa de la diferencia de eficiencias. Por lo que respecta al perfil de ganancia, nuestros resultados, muestran que la eficiencia del láser no guarda proporción con la ganancia ni es proporcional al longitud de onda, como lo podemos ver en la figura 52. En esta se observan etiquetas sobre la curva de emisión que nos indican el porcentaje de eficiencia del láser cuando esta sintonizado en 1530, 1543, 1549, 1555nm, las cuales, son 2.3%, 3.6%, 1.9% y 2.5% respectivamente.

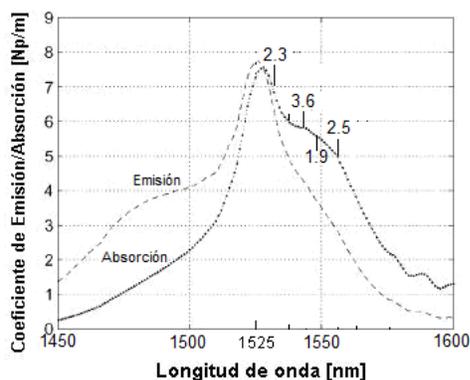


Figura 52. Espectro absorción emisión del erbio en vidrio. Las etiquetas, sobre el espectro de emisión, indican el porcentaje de luz de bombeo convertida en luz láser (eficiencia) en las longitudes de onda señaladas.

Otro resultado obtenido en este trabajo, fueron las gráficas, de la frecuencia de las autopulsaciones y de las oscilaciones de relajación respecto a la potencia de bombeo. En el capítulo anterior se explicó que estas frecuencias resultaron proporcionales a la potencia de bombeo e inversamente proporcionales a la longitud de onda sintonizada. En trabajos como el de Rangel [1997] se presentan resultados similares. En el capítulo II se explicó la diferencia entre el autopulsado, referido en la literatura como “spiking”, y las oscilaciones de relajación, figura (2.3). El “spiking” o picos son pulsos intensos que se dan al inicio de un transitorio y las oscilaciones de relajación son las oscilaciones cuasi sinusoidales que se dan al

final de éste. También se dijo que estos picos y oscilaciones resultan de la interacción del campo óptico en la cavidad láser y la inversión de población presente en el medio activo. Mientras más lejos estén del punto de equilibrio más rápido crecerá la inversión de población y los picos serán más intensos, esto hará que la inversión de población caiga también de manera muy rápida. Por lo contrario, cuando se está más cerca del punto de equilibrio la dinámica es un poco más lenta. Este comportamiento hace que los picos y las oscilaciones de relajación tengan frecuencias diferentes, como lo muestran los resultados

$$f_{ro} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{I P_{int}}{T_R E_{sat}}} \quad (5)$$

La ecuación (5) [Paschotta, Rüdiger, 2008] permite estimar la frecuencia de las oscilaciones de relajación en láseres de 3 y 4 niveles, en donde I representa las pérdidas, P_{int} la potencia en la cavidad, T_R es el tiempo de viaje redondo y E_{sat} la energía de saturación del medio. Se puede ver que esta frecuencia es inversamente proporcional al tiempo de viaje redondo de la cavidad, por lo que, para una cavidad más larga se espera una frecuencia de las oscilaciones de relajación menor. Y como el autopulsado está muy relacionado con estas oscilaciones también tendrá una frecuencia más baja.

Se ha explicado, que las oscilaciones de relajación se producen cuando hay un cambio en el bombeo y se ha visto que antes de dichas oscilaciones ocurren picos con frecuencia más bajas. También se ha comentado que tanto la frecuencia de los picos como de las oscilaciones de relajación son proporcionales a la potencia de bombeo. Pues bien, si el bombeo es modulado con una señal cuadrada, es decir, el láser se hace operar con dos niveles de bombeo, la salida de éste pulsará con dos frecuencias y con dos intensidades, correspondientes a cada nivel de bombeo. Si estos dos niveles están muy separados y además la frecuencia de la señal moduladora es mucho más baja que la de las oscilaciones de relajación, se

podrán observar dos frecuencias de pulsado y dos niveles de intensidad en la salida láser, tal y como lo muestra la figura 38 (a). En estas condiciones el láser operará en un régimen pulsado con cierta regularidad. Entonces al cambiar periódicamente el bombeo entre dos niveles, es posible enganchar las pulsaciones del láser a la señal de modulación cuando ésta tiene una frecuencia igual o un múltiplo de la que tienen las autopulsaciones en alguno de los dos niveles de bombeo, figuras 38 y 39. También es posible enganchar pulsos dobles correspondientes a los dos niveles de bombeo. Pensamos que esta situación se da porque el láser autopulsa independientemente de los cambios en el bombeo. Evidentemente, cuando ocurre un cambio en bombeo existe una perturbación en la cavidad, la cual, se traduce en lo que se ha explicado como oscilaciones de relajación y como se ha mencionado arriba, antes de éstas ocurren una serie de picos intensos de cierta frecuencia y periodo natural. Pues bien, si se provoca un cambio en el bombeo, por ejemplo hacia arriba, surge el primer pico intenso y si antes de que ocurra el siguiente hacemos uno o varios cambios en el bombeo de tal manera que coincida un cambio hacia arriba con el siguiente pulso, los pulsos de salida se engancharan a la señal moduladora y entonces el láser actúa como un oscilador cuasi lineal forzado periódicamente. Ejemplos de esta situación se puede observar en las figuras antes referidas (38 y 39).

El enganchado de la señal de modulación con las pulsaciones naturales ó como se les ha llamado en este trabajo, el autopulsado, ocurre cuando los pulsos láser son influenciados por los cambios en el bombeo y entonces corren a la par de la modulación. Pero dada la alta inestabilidad del láser y su alta susceptibilidad al ruido, hace que perturbaciones de cualquier tipo desenganchen a estas dos señales. Es decir, las dos señales que en un principio corren a la par, se desenganchan, porque, el ruido y otras perturbaciones indeseadas hacen que los pulsos láser sean de mayor o menor amplitud o haya pequeños cambios en los tiempos de ocurrencia entre un pulso y otro. Esto hace que la señal moduladora y las pulsaciones de salida se comportan como si fueran dos relojes que empiezan juntos y poco a poco se van separando hasta que cada quien corre por su cuenta.

Cuando el láser cae en esta condición las pulsaciones ya no son tan regulares, tienden más bien al caos. Esto hace que el rango de frecuencias alrededor de la frecuencia de enganchamiento sea muy estrecho. La figura 53 ilustra tres ejemplos de la desviación que se va dando entre las pulsaciones láser y la señal de modulación del bombeo.

Algo similar sucede cuando la señal moduladora del bombeo es una señal sinusoidal (figura 39 derecha) condición que fue obtenida con el láser cerca del umbral de láser en 1543nm. Al respecto se han hecho trabajos en otros centros de investigación, como en Pisarchik [2005] en cuyo trabajo utilizaron un láser de fibra dopada con erbio con cavidad lineal formada con rejillas de Bragg. La cavidad del láser es de 150cm de los cuales la fibra activa ocupa 70cm. Pisarchik [2005] determinaron la frecuencia de auto-oscilación a partir de la frecuencia de las oscilaciones de relajación y como función de la amplitud y frecuencia de modulación. También observaron histéresis en la frecuencia de enganche, resultado de la coexistencia de estados enganchados y desenganchados para el mismo valor de amplitud de modulación. Además observaron condiciones en donde la salida láser tiende hacia el caos. En el caso de esta tesis, como ya se ha mencionado antes, se observó el enganche de las pulsaciones láser con la señal de modulación cuando ésta coincide con la frecuencia de las autopulsaciones o de algunos de sus armónicos. En este trabajo de tesis no pudimos observar fehacientemente condiciones de histéresis y aunque se observaron pulsos de salida con comportamiento caótico, tampoco se consiguió determinar las circunstancias precisas en que se daban. Hay que recordar que, en este trabajo de tesis se utilizó un láser muy diferente al usado por Pisarchik [2005] lo que sin duda hace diferente su comportamiento.

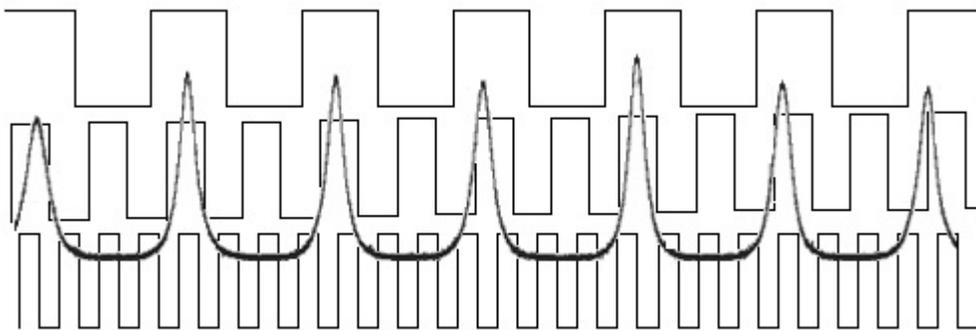


Figura 53. Esquema de comportamiento del láser a diferentes frecuencias de la modulación del bombeo.

En cuanto a los resultados de barrer la longitud de onda del láser, es decir, modular la sintonización del Filtro F.P. con una señal triangular de gran amplitud y baja frecuencia 10Vpp, 1Hz. Con estos parámetros se varía la longitud de onda a una razón de 32 nm/s, la cual, es la mínima velocidad a la que se observa una disminución y acentuación importante, en el pulsado del láser, con el barrido hacia abajo y hacia arriba de su longitud de onda. Con esta velocidad de variación, en cada vuelta de los fotones en la cavidad, el cambio en longitud de onda (central) del Filtro F.P. de 0.004 pm (4 femtometros). Este cambio, es pequeño respecto a la separación de 0.000063nm (63 femtometros) de los modos longitudinales de la cavidad. Aunque el desplazamiento del filtro, en el tiempo de viaje de un fotón de la cavidad, es pequeño, tiene efectos sobre el comportamiento del láser, por ejemplo: si se supone un que inicia su viaje por la cavidad, su longitud de onda estará definida por la posición del filtro, el perfil de ganancia del medio activo y otros factores; entonces, durante el tiempo de viaje del fotón, habrá un desplazamiento en la longitud de onda central del filtro de aproximadamente una quinceava parte de la longitud espectral de la cavidad, la cual, puede ser suficiente para que uno de los modos participantes (en el laseo) pase a ser el dominante respecto a los otros, y entonces el láser sufra una desestabilización en cada vuelta del viaje de los fotones. Este hecho explica el autopulsado acentuado que se da cuando se barre la longitud de onda hacia abajo, sin embargo esto no explica la asimetría que se da en los dos sentidos de barrido de la longitud de onda.

Tampoco se ha encontrado reporte alguno sobre este fenómeno. Resultados de los que si se han encontrado otros trabajos parecidos, son los obtenidos cuando se modula, la longitud de onda, con una señal diente de sierra. Ya se ha mencionado (capítulo II, figura 10) que en Yun [1997] encontraron que al barrer la longitud de onda, de un láser de anillo de fibra dopada con Er/Yb, con un diente de sierra, se obtiene un señal de salida cuasi CW. En la figura 10 se observa que en las transiciones de la señal moduladora, la señal láser presenta picos intensos. Estos resultados son parecidos a los que se obtuvieron en este trabajo de tesis (figura 41), con la diferencia en la potencia de salida decae (rápidamente) al incrementarse la frecuencia (velocidad) de la señal de barrido (figura 43). Los resultados no tienen porque ser iguales, ya que, los láseres tampoco lo son. En un intento para explicar este hecho, recordemos que en la espectroscopia del Erblio incrustado en vidrio, los diferentes niveles de energía, en realidad son bandas compuestas de varios subniveles llamados niveles Stark, en los cuales, la población de electrones tiene una distribución de Boltzmann, la figura 54 ilustra este hecho.

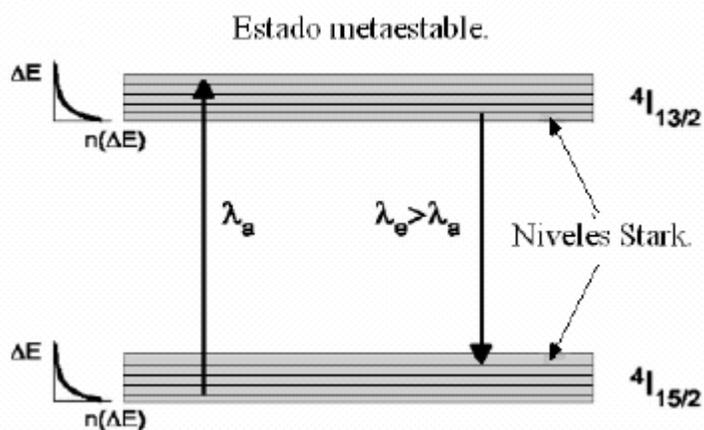


Figura 54. Representación de los subniveles Stark de una fibra dopada con Erblio.

La transición de absorción más probable es desde los subniveles de $4I_{15/2}$ más poblados (baja energía) a los subniveles de $4I_{13/2}$ menos poblados (alta energía). Por otra parte, la transición de emisión más probable es de los subniveles de $4I_{13/2}$ altamente poblados (baja energía) hacia los subniveles de $4I_{15/2}$ menos poblados

(alta energía). Cabe recordar que un electrón que esté en un subnivel de alta energía, por un proceso de termalización cae a subniveles más bajos y lo hace en un tiempo muy corto, que es menor al tiempo de viaje de los fotones de la cavidad láser utilizada en esta tesis

Al variar la longitud de onda central del filtro, hacia arriba, es equivalente a ir barriendo los niveles Stark, desde los menos poblados hacia los más poblados, es decir, se va siguiendo a la población del nivel metaestable. Dicho de otra manera, al variar la longitud de onda, hacia arriba, se va viendo cada vez una población mayor. Este hecho y otros no determinados hacen que el láser opere de una manera menos estable. Al barrer la sintonía del Filtro FP, hacia abajo, sucede lo contrario, se van accedando subniveles que en promedio se ven menos poblados, lo que hace más inestable la salida láser. En este razonamiento, escueto, puede estar la explicación de la asimetría observada al barrer, hacia arriba y hacia abajo, la longitud de onda de este láser. Sin duda hacen falta análisis más profundos y experimentos más cuidadosos para corroborar y afirmar lo anterior.

Por otro lado, y como ya se ha mencionado, en el trabajo de Yun [1997] la potencia de salida resulto independiente de la frecuencia de modulación (hasta los 7kHz), en el caso del láser de esta tesis, fue al contrario, la potencia de salida disminuye a medida que la frecuencia de modulación aumenta (figura 43).

Como se mencionó en el capítulo anterior, al incrementar la frecuencia de la señal diente de sierra, se logró obtener un pulso por cada ciclo de esta. Lo anterior sucedió a frecuencias iguales o múltiplos de la frecuencia de autopulsaciones, que como también se ha dicho, dependen del nivel de bombeo y de la longitud de onda sintonizada. Esto se logró, porque se empató el autopulsado con las transiciones de la señal moduladora y se hizo de tal manera que las transiciones duraran al menos lo que dura un pulso. Una ilustración de tal hecho se tiene en la figura 55.



Figura 55 Esquema del empatamiento de una señal diente de sierra, que modula el Filtro FP, y el autopulsado. (a) la frecuencia de la modulación es igual a la frecuencia del autopulsado y (b) la frecuencia de modulación es 3 veces mayor al autopulsado.

Cuando se modula el Filtro FP, con señales de forma cuadrada, se observa un comportamiento como el mostrado en la figura (46), donde se puede ver que, cuando la frecuencia de la modulación es un múltiplo de la frecuencia de las autopulsaciones. Cabe señalar que el hecho de cambiar la longitud de onda sintonizada, en el FFP, equivale a modificar el nivel de pérdidas de la cavidad y entonces tener una situación parecida a la de cuando cambiamos el bombeo. Es decir, se tendrá un proceso de oscilaciones de relajación. De tal manera, que, cuando ocurre un cambio brusco en la longitud de onda se inicia tal proceso. Esto es lo que se observa en la figura 46 (derecha, arriba) donde la señal moduladora es de baja frecuencia y baja amplitud. Cada una de las espigas observadas en esta figura, es una ráfaga de pulsos como los mostrados en la figura 4, cuando ocurre una transición de la señal moduladora, los pulsos iniciales de tales ráfagas, son más altos que los de los demás. Entre más grande, sea el cambio de longitud de onda, más grandes serán las pérdidas aparentes en la cavidad, entonces se produce un efecto parecido al de “Q switching” por lo que los pulsos producidos serán más intensos, este hecho se presenta en la figura 4 (derecha, abajo).

Desde otro punto de vista, los pulsos de la señal moduladora (de la longitud de onda), afectan o modifican el autopulsado del láser. Si los pulsos de la señal moduladora, coinciden con los pulsos de la salida láser (que siempre tienden a darse) estos serán influenciados de manera constructiva, con lo que se producirán de manera más regular. Lo anterior ocurre cuando la señal moduladora tiene una frecuencia igual o un múltiplo de la frecuencia de las autopulsaciones, ejemplos de estas situaciones, han sido dados en la figura 46 (izquierda, arriba y en medio). Si

la señal moduladora tiene una frecuencia igual a la de las autopulsaciones, pero, están en contraposición a estos (desfasados 180°), los pueden inhibir, haciendo que la salida sea más estable, como se puede ver en la misma figura 46 (izquierda, abajo). Hay que señalar, que la forma de la señal moduladora, se muestra cuadrada porque es tomada directamente del generador de esta, sin embargo recuérdese que esta señal es introducida a un cristal piezoeléctrico que tiene un capacitancia de entrada (2.2 microF), el cual, en conjunto con la resistencia de salida del propio generador, forman un filtro pasabajos de frecuencia de corte muy baja. Por lo cual la forma de onda verdaderamente aplicada al FFP es de forma sinusoidal. Por lo que, para una modulación del FFP, de forma sinusoidal, se espera obtener un comportamiento del láser similar a la explicada para la modulación cuadrada (figura 45).

Por lo que respecta a los resultados mostrados en la tabla II, acerca de la anchura de los pulsos respecto a la altura (intensidad) de los mismos. Se puede decir que es resultado esperado, dado el mecanismo por el que se producen los pulsos de relajación, explicado en la parte régimen transitorio del capítulo II (figura 3). A mayor intensidad del pulso, mayor es el empobrecimiento de la inversión de población y por lo tanto el pulso cae mucho más rápido (ancho pequeño). Lo contrario sucede cuando la altura es pequeña.

Ahora se pasará al análisis de los resultados obtenidos con la cavidad láser de 125m. La primera observación con este láser, fue que, las autopulsaciones son de menor frecuencia a las obtenidas con la cavidad de 25m (figura 47). Este resultado, se esperaba, dado que la ecuación 5.1 dice que la frecuencia de las oscilaciones de relajación depende, en proporción inversa, del tiempo de vida de los fotones, el cual, a su vez depende (proporcionalmente) de la longitud de la cavidad. Entonces a mayor longitud de la cavidad, menor será la frecuencia de las oscilaciones de relajación y como la frecuencia del autopulsado está relacionado con estas, una cavidad más larga producirá autopulsado de menor frecuencia.

Uno de los resultados más interesantes de esta tesis, por no decir el más interesante, es la simetría, que se da cuando la longitud de onda se barre hacia

arriba y hacia abajo. En la figura 48 se muestra tal asimetría para las dos cavidades. Otra vez, vemos que, para la cavidad láser de 25m esta asimetría consiste en la acentuación de las pulsaciones y cuando la longitud de onda decrece y la disminución de estos cuando crece. En los dos casos la frecuencia de las pulsaciones son del mismo orden. Pero en el caso de la cavidad láser de 125m, tal asimetría resultó más interesante. La frecuencia de las pulsaciones, cuando la longitud de onda se barre ascendentemente, es mucho más alta que cuando se barre descendentemente. Lo interesante está en que esta alta frecuencia corresponde con la separación en frecuencia de los modos longitudinales. Lo cual es un indicio de que es posible, que el láser, entre en un régimen de amarre de modos. En el capítulo III se obtuvo el ancho espectral de la salida láser con el dato estimado (experimentalmente) de la longitud de coherencia, resultando $\Delta\nu=53\text{MHz}$, con lo que también se puede estimar el número de modos longitudinales que intervienen en el laseo. En el caso de la cavidad de 25m, este, es de 6 modos, y para la cavidad de 125 es de 333 modos. Con este valor de ancho espectral, es posible obtener pulsos de amarre de modos con un ancho de $1/\Delta\nu= 19\text{ns}$. El ancho de pulso, medido, fue de 13ns, que como se dijo en el capítulo IV, se obtuvo directamente, con un osciloscopio, de la señal entregada por un fotodiodo de respuesta rápida (800MHz) en modo fotovoltaico. Ciertamente la señal obtenida de este modo no es muy lineal, pero pensamos que el error introducido no es muy grande. Por lo que, se puede decir que, los valores obtenidos no están muy alejados de la realidad. Las condiciones en las que el láser entro en un régimen de amarre de modos ya se han comentado en el capítulo de resultados. Aquí se agregará, que solo se encontró una investigación donde mencionan resultados similares, este trabajo, es el de Yun [1998], donde se menciona que al modular la longitud de onda, de un láser en anillo de fibra dopada con Erblio, con una señal triangular de 250Hz, este opera en un régimen de amarre de modos, figura (12). En este trabajo de tesis, se encontró, un resultado similar al de Hyun Yu, este, se muestra en la figura 51 (izquierda). Las

condiciones de operación del láser, para que este, entre en un régimen de amarre de modos, fueron determinadas por prueba y error.

Para terminar, este capítulo, a continuación se propone un mecanismo que puede explicar el comportamiento del láser cuando este funciona bajo el barrido de longitud de onda.

En el caso de la cavidad de 125m se encontraron tres casos en el que aparecen pulsaciones de 1.6MHz. El primer caso es el mostrado en la figura 48 (capítulo IV), en esta, la velocidad fue de 60nm/s y se hizo alrededor de 1543nm. Un segundo caso aparece en la figura 49 (derecha), en donde se obtuvieron pulsos de amarre de modos (1.6MHz), modulando la longitud de onda con una rampa de 70Hz y 40mVpp, es decir una velocidad de 18nm/s. El tercer caso se puede ver en la figura 51, en la que, la longitud de onda se barrió a una razón de 47.4nm/s alrededor de 1543nm.

Recordando, una de las formas en que se puede hacer que un láser entre en un régimen de amarre de modos, consiste en modular la calidad de la cavidad, la razón de modulación debe coincidir con el tiempo de viaje de los fotones. En este caso (cavidad de 125m) esta frecuencia de modulación debe ser de 1.6MHz. Si se considera el caso lineal de dos filtros, la transmitancia espectral equivale al producto de sus espectros individuales. Por lo que en nuestro caso, para obtener el espectro de transmitancia, la estructura modal de la cavidad debe ser multiplicada por el espectro de una línea del Filtro Fabry-Perot sintonizable. Las otras líneas del filtro están por fuera del intervalo de ganancia del medio activo del láser. Cuando los modos de la cavidad láser no se mueven pero se barre la sintonía del Filtro Fabry-Perot, la transmitancia integral (suma de transmitancias de los modos "filtrados") va a oscilar en tiempo. Es más fácil ver en la figura 56a cuando el ancho espectral del filtro sintonizable es menor que 2 FSR de la cavidad láser.

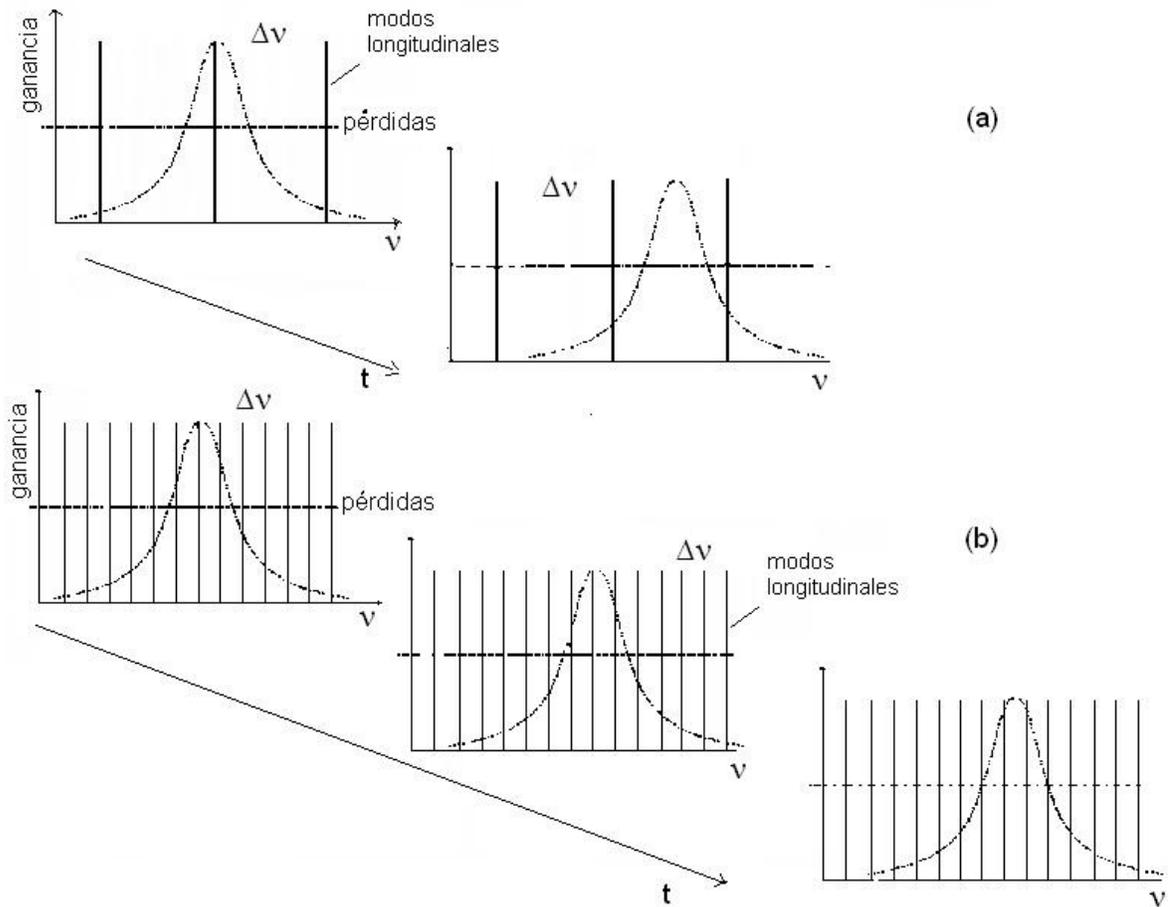


Figura 56. Ilustración del movimiento de la sintonía del láser. (a) Cuando el filtro FP tiene un ancho de banda menor a la distancia espectral libre de la cavidad. (b) El filtro FP tiene un ancho de banda mayor a la distancia espectral libre.

Para un número de modos involucrados más grande, la amplitud de ésta oscilación disminuye. La frecuencia de oscilación es determinada por la velocidad de barrido de la sintonización del filtro y por distancia espectral entre los modos vecinos. Entonces, cuando barremos en forma lineal (señal triangular) el filtro, el factor de calidad de la cavidad láser se perturba de manera periódica. En los casos en que la frecuencia, de la perturbación, coincide con un número entero de la distancia espectral libre de la cavidad, es posible obtener un amarre de modos y observar un tren de pulsos cortos a la salida del láser.

Entonces para nuestro caso (cavidad 125m), la distancia entre modos es 1.6 MHz (que es $\Delta\lambda=12.9\times 10^{-6}$ nm en términos de longitud de onda para 1543 nm) y una perturbación (de la transmitancia), con frecuencia igual a 1.6 MHz, debe aparecer para una velocidad de barrido espectral del filtro $1.6\times 10^6\times 12.9\times 10^{-6}=20.6$ nm/sec. Este valor es aproximado a la velocidad de 18nm/s (mencionados arriba) en la que se observó un régimen de amarre de modos. Anteriormente también se mencionó que se obtuvo amarre de modos a velocidades de 47nm/s y 60nm/s, las cuales, se aproximan al doble y al triple de esta velocidad de 20.6nm/s.

Cabe señalar que las velocidades de barrido, anteriormente mencionadas, se estimaron a partir de los datos del generador de funciones utilizado para barrer la longitud de onda y del osciloscopio con el que se midieron, por lo que indudablemente se tiene un cierto grado de error. Pero, aun así, pensamos que nuestras estimaciones coinciden bien con la explicación anterior.

Capítulo VI

Conclusiones

VI.1 Conclusiones

En este trabajo se ha estudiado experimentalmente la dinámica de un láser sintonizable en longitud de onda con una cavidad de fibra óptica larga. El láser fue construido con 10 metros de fibra dopada con erbio como medio activo y como elemento de sintonía se utilizó un Filtro Fabry-Perot (FFP) dentro de la cavidad, la cual, tiene forma de anillo. La sintonía del FFP es controlada con una señal, de voltaje, proporcionada por un generador de funciones. Se estudió el funcionamiento del láser cuando éste se opera con bombeo continuo, con bombeo modulado y con modulación de longitud de onda. Los experimentos fueron realizados con dos longitudes de cavidad, 25m y 125m.

La salida de este láser es inherentemente autopulsante (“spiking”), siendo el pulsado, en forma de ráfagas aleatorias en tiempo y en amplitud, y con una frecuencia que concuerda con las oscilaciones de relajación y por lo tanto con la longitud de la cavidad. Observamos, que la principal causa del autopulsado, es el ruido presente en bombeo del láser.

Otros resultados, de este trabajo de tesis, muestran que el autopulsado del láser se puede amarrar o enganchar a una señal de modulación del bombeo, obteniendo un pulsado más regular, tanto en periodicidad como en amplitud. Los pulsos de salida, también pueden engancharse a una señal de modulación de la longitud de onda. Otro efecto, que se tiene al modular la longitud de onda, es el de disminuir las autopulsaciones. Para obtener tales efectos, la frecuencia de

modulación, tanto para el bombeo como para la longitud de onda, debe ser igual a la frecuencia de las autopulsaciones ó a un múltiplo de esta.

Un resultado importante de este trabajo es la observación de un régimen de amarre de modos, que aparece a la salida del láser en forma de un tren de pulsos cortos con duración de nanosegundos y frecuencia de 1.6 MHz, la cual, es concordante con la frecuencia de batimiento de modos para la cavidad de 125m. También se encontraron condiciones en las que la cavidad de 125m puede entrar en un régimen de amarre de modos. Se encontraron tres velocidades de sintonización de longitud de onda para las cuales fue posible observar el amarre de modos. En algunos regimenes de funcionamiento, del láser, es posible observar la simetría en la dinámica de salida, que aparece al barrer la longitud de onda en sentido descendente y ascendente. En el caso de la cavidad de 125m, cuando se barre descendentemente, los pulsos de salida tienen frecuencias de unos kHz (concordantes con las oscilaciones de relajación) y anchos de pulso de microsegundos; y cuando el barrido es ascendente, la salida consiste en oscilaciones cuya frecuencia es igual a 1.6MHz cuya duración es de nanosegundos.

Se ha propuesto un mecanismo que podría explicar amarre de modos por sintonización de longitud de onda.

VI.2 Trabajos futuros.

En todo trabajo de investigación, se producen resultados, pero, también se generan otras cuestiones, este no es la excepción. En seguida se proponen algunos trabajos subsecuentes a esta tesis.

- Sincronizar electrónicamente los pulsos láser con una señal de modulación, del bombeo, para obtener pulsos láser más regulares, tanto en amplitud como en frecuencia.

- Aplicar los conocimientos adquiridos sobre este láser, para el diseño de una fuente óptica, aplicada a un sistema de interrogación de sensores distribuidos.
- Diseñar e implementar un sistema electrónico que detecte la fase de los pulsos de salida láser y genere una señal de modulación, del FFP, que se contraponga a los pulsos de salida y minimizarlo.
- Estudiar detalladamente una nueva técnica, activa, de amarre de modos del láser por la sintonización de la longitud de onda.

Literatura citada

Agrawal Govind P , 2001, Non linear fiber optics. Academic press, Second edition. San Diego CA. 458 p.

Álvarez-Chávez J. A. Offerhaus H.L., Nilsson L, Turner P.W., Clarkson W. A. and Richardson D.J. , 2000, High-energy, high-power ytterbium-doped Q-switched fiber laser, *Opt. Lett.* 25, 37-39 p.

Babin S.A., Kablukov S.I. and Vlasov A.A. , 2007, Tunable Fiber Bragg Gratings for Applications in Tunable Fiber Laser, *Laser Physics* 2007 Vol 17 No 11. 1323-1326 p.

Barmenkov, Yuri O. and Kir'yanov, Alexander V., 2004, Pump noise as the source of self-modulation and self-pulsing in Erbium fiber laser., *OPTICS EXPRESS* 2004 / Vol. 12, No. 14 / 3177 p.

Becker P. C; Olsson N. A. y Simpson J. R. 1999. "Erbium doped fiber amplifiers fundamentals and technology". Academic press. Primera edición. San Diego. 460 p.

Bellemare Antoine. 2003, Continuous wave silica based erbium doped fiber laser, *Progress in Quantum Electronics*, 27: 211–266 p.

Cochl ain C.R., 1992, Broad band tunable single frequency diode-pumped erbium doped fibre laser, *Electronics Letters* Vol 28 No 2, 124-126p.

Collings B.C. Bergman K., Cundiff ST, Tsuda S., Kutz J.N., 1997, 1997, Short Cavity Erbium/Ytterbium Fiber Lasers Mode-Locked with a Saturable Bragg Reflector, *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. 3, NO. 4. 1065-1075 p.

Cuadrado-Laborde C., Delgado-Pinar M. 2007. Q-switched all-fibre laser using a fibre-optic resonant acousto-optic modulator, *Optics Communications* Volume 274, Issue 2. 407-411p.

DeShazer David J., 2003, Bursting dynamics of a fiber laser with an injected signal, *Physical Review E* 67. 036602-1—036602-8 p.

Ding, Cheo, 1997, Effects of Yb:Er-Codoping on Suppressing Self-Pulsing in Er-Doped Fiber Lasers *IEEE Photonics Technology Letters* vol 9 No 3. 324-326 p.

Ding-Wei Huang, Wen-Fung Liu and C. C. Yang , 2000, Q-Switched All-Fiber Laser with an Acoustically Modulated Fiber Attenuator, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 12, NO. 9, 1153-1155 p.

Ding M. and Cheo P.K., 1996, Suppression of ion-pair induced self-pulsing in Er-Doped fiber lasers, Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1996. LEOS 96, IEEE.

Dong X., Shum P. Ngo N. Q., Tam H.-Y. Dong X., Output Power Characteristics of Tunable Erbium-Doped Fiber Ring Laser, Journal of Lightwave Technology, vol 23, No 3, 1335-1341p.

Guan W, Marciante., 2009, Complete elimination of self-pulsations in dual-clad ytterbium-doped fiber laser at all pumping levels., Optics Letters Vol 34 No 6. 815-817 p.

Gusarov A, Liegeois F, 2004, Experimental study of a tunable fiber ring laser stability, Optics Communications 234, 391-397 p.

Chen H.,Zhu G.,Dutta N.K., and Dreyer K. 2002, Suppression of self-pulsing in an erbium-doped fiber laser with a semiconductor optical amplifier. Applied Optics vol 41 No 18. 3511-3516p.

Jinlang Li, , 2006, Residual pump Light as a probe of self-pulsing instability in an ytterbium-doped fiber laser, Optics letters, vol31, No 10/May 15. 1450-1452 p.

Kee H. H., Lees G.P. and Newson T.P., 1998, Narrow linewidth CW and Q-switched erbium-doped fibre loop laser, Electron. Lett. 34, 1318-1319 p.

Lees, G.P., Cole, M.J., Newson, T.P.,1996, Narrow linewidth Q-switched erbium doped fibre laser, Electronics Letters Vol 32, No 14. 1299-1300 p.

Lei Xu, Bing C. Varghese Baby, Glesk I. and Prucsna P.R 2001, Widely Tunable Fiber Ring Laser with EDFA/SOA. WC4. 421-422 p.

Loh W. H. y de Sandro J. P. 1996. "Suppression of self pulsing behavior in erbium doped fiber laser with resonant pumping: experimental results", Optics Letters, 21: 1475 – 1477 p.

Luo L. y Chu P.L. 1997. "Suppression of self pulsing in an erbium doped fiber laser", Optics Letters, 22: 1174 – 1176 p.

Luo L., Teea T.J. and Chu. P.L, 1.998, Bistability of erbium-doped fiber laser, Optics Communications 146. 151-157p.

Matsas V.J, Newson T.P. and Zervas M.N.,1992, Self-starting passively mode – locked fibre ring laser exploiting nonlinear polarization switching, *Optics communications* 92, 61-66 p.

Martínez Manuel Rodolfo, 2004 . Desarrollo de un láser de fibra óptica sintonizable en longitud de onda para interrogación de sensores, tesis de maestría, Cicese. 119 p.

Mizrahi V; DiGiovanni D. J; Atkins R. M; Grubb S. G; Park Y. K. y Delavaux J. M. 1993. Stable single mode erbium fiber grating laser for digital communication, *Journal of LightwaveTechnology*,11:2021–2025 p.

Mizunami T., Shinka K., Gupta S.,1997, Relaxation oscillations in fiber-grating-tuned erbium-doped fiber lasers, *Jpn J Appl Physics Vol 36* . 7207-7211p.

Ortaç B., Lecaplain C., Hideur A., Schreiber T., Limpert J., and Tünnermann A. 2008, Passively mode-locked single-polarization microstructure fiber laser, 4 February 2008 / Vol. 16, No. 3 / *OPTICS EXPRESS* 2122-2128 p.

Paschotta R., Haring R., Gini E., Melchior H., and Keller H., 1999, Passively Q-switched 0.1-mJ fiber laser system at 1.53 μm , *Opt. Lett.* 24, 388-392 p.

Pisarchik A.N. Barmenkov, 2005, Locking of self-oscillation frequency by pump modulation in an erbium-doped fiber laser, *Optics Communications* 254. 128-13p.

Rangel Rojo, Mohebi, 1997, Study of the onset of self-pulsing behaviour in an Er-doped fibre laser, *Optics communications* 137. 98-102 p.

Sanchez, LeFlohic, Stephan, LeBoudec, Francois, 1995, Quasi-Periodic Route to Chaos in Erbium-Doped Fiber Laser, *IEEE of Quantum Electronics* vol 31 No 3. 483-488 p.

Shenggui Fu., 2006, self-pulsing dynamics of high-power Yb-doped fiber lasers, *Microwave and Optical Technology Letters* vol 48 No 11 2006, 2282-2285 p.

Siegman A. E., 1986, Lasers, University Science Books. Sausalito CA.1283 p.

Sumimura, K.; Yoshida, H.; Okada, H.; Fujita, H.; Nakatsuka, M., 2007, Suppression of self pulsing in Yb-doped fiber lasers with cooling by liquid nitrogen; *Lasers and Electro-Optics - Pacific Rim, 2007. CLEO/Pacific Rim 2007.*

Smith D.A., Maeda M.W., Johnson J.J., Patel J.S., Saifi M.A. and A.V. Lehman, 1991. Acoustically tuned erbium-doped fiber ring laser, *Optics Letters* Vol 16 No 6. 387-389 p.

Stryjak M, Bundnikcki R., Lewicki R., and Abramski K.M., 2008, Discretely tunable and multiwavelength erbium doped fibre laser with Fabry-Perot etalon Optoelectronics Review 16(2). 179-184p.

Tzong-Yow Tsai, Yen-Cheng Fang ., 2009, A saturable absorber Q-switched all-fiber ring laser. , 2 February 2009 / Vol. 17, No. 3 / OPTICS EXPRESS 1429-1434p.

Wysockiz P.F, Diagonnet J.F.and Kim B.Y. 1990, Electronically tunable, 1.55 microm erbium-doped fibero laser Optics Letters vol 15 No 5. 273-275p.

Yariv Amnon, 1997, Optical Electronics in Modern Communications, Oxford university press. Fifth edition, New York: 744p.

Yew Tai Chieng, 1994, Tunable Erbium-Doped Fiber Laser with a Reflection Mach-Zehnder Interferometer IEEE Photonics Technology Letters Vol 6 No 2. 153-156p.

Yun Seok Hyun, 1997, Wavelength-Swept Fiber Laser with Frecuency Shifted Feedback and resonantly Swept Intra_Cavity Acoustooptics Tunable Filter, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics Vol 3 No 4, 1087p.

Yun S. H; Richardson D. J. y Kim B. Y. 1998. "Interrogation of fiber grating sensor arrays with a wavelength swept fiber laser", Optics Letters, 23: 843–845 p.