

DESARROLLO DE UN LÁSER DE FIBRA ÓPTICA SINTONIZABLE EN LONGITUD DE ONDA PARA INTERROGACIÓN DE SENSORES.

CAPITULO I

INTRODUCCIÓN

I.1 Antecedentes históricos

Los láseres de fibra dopada con erbio (LFDE) han ganado gran atención, en los últimos años, debido a su potencial como fuentes láser en la ventana de los 1.55 μm [Archambault y Grubb, 1997]. Ésta es la ventana de transmisión de menos pérdidas en fibra de sílice (SiO_2), motivo por el cual ha atraído el interés de usarse en sistemas de comunicaciones por fibra óptica.

Con el erbio se tiene un sistema láser de tres niveles y normalmente necesita más potencia de bombeo que un sistema de cuatro niveles. Sin embargo, el erbio en sílice puede convertirse en un medio con ganancia muy potente una vez que se tiene en forma de fibra óptica. Esto tiene algunas ventajas sobre los medios de ganancia que no están en forma de fibra, tales como medio de ganancia compacto, potencia de bombeo alta en el medio de ganancia, buena disipación de calor. Además, una vez empalmada la cavidad láser no se tienen problemas de alineamiento [France, 1991].

Los láseres sintonizables de fibra dopada con erbio son utilizados en sistemas de sensores basados en fibra óptica [Yun et al; 1998] y en espectroscopía [Kim et al; 1999]. También pueden ser utilizados para caracterización de componentes multiplexores por división de longitud de onda de fibra óptica [Bellemare, 2003].

En los LFDE la cavidad de anillo es la configuración comúnmente encontrada en la literatura. En su forma más simple, la cavidad de anillo es la salida de un amplificador de fibra dopada con erbio que alimenta su entrada usando un acoplador. Aparte de su simplicidad, una cavidad de anillo que incluye un aislador óptico opera en onda viajera y esto es una ventaja ya que se evita el quemado de agujero espacial (spatial hole burning) que tienen las cavidades lineales. Esta configuración utiliza más eficientemente la ganancia provista por la fibra dopada con erbio.

La variación de la intensidad en la salida del láser limita el uso de estos láseres. Cuando se utilizan métodos de promediación, la variación de la salida del láser puede ser en forma lenta [Gusarov y Liegeois, 2004]. Pero cuando se requiere de mediciones rápidas y no hay tiempo para promediar, la inestabilidad de la salida del láser es grande y las variaciones se presentan en forma de pulsos [Sanchez y Stephan, 1996]. Esta inestabilidad puede degradar significativamente las características de un arreglo de sensores basado en un esquema de interrogación con un láser de anillo sintonizable.

Existen trabajos experimentales en los cuales se atribuye el fenómeno de auto pulsado, en LFDE, al efecto de absorción saturable. Este efecto es generado por la interacción ion – ion de la población del estado excitado cuando los iones de erbio están contenidos en pequeños grupos [Colin et al; 1996]. También se ha mostrado que la interacción ion – ion, en estos pequeños grupos de erbio, tiene otros efectos sobre la manera de funcionar del LFDE, uno

de ellos es la limitación de la ganancia y por lo tanto, la reducción de la eficiencia de laseado [Wagener et al; 1993]. Sin embargo, existen otros trabajos, [Rangel Rojo y Mohebi, 1997] los cuales muestran que el auto pulsado en LFDE puede ser explicado como oscilaciones de relajación producidas por la interacción entre la intensidad del bombeo y de la señal dentro del resonador y la inversión de población, sin tomar en cuenta el proceso de interacción ion – ion. Por lo tanto, el mecanismo responsable del auto pulsado observado no ha sido establecido en forma definitiva. Es necesario el estudio de diferentes regímenes con el LFDE, para aclarar la validez de las diferentes teorías o para proponer alguna nueva.

El uso de sensores de fibra óptica resulta muy atractivo, sobre los sensores convencionales, debido a su peso ligero, flexibilidad geométrica y la inmunidad a la interferencia electromagnética. Este tipo de sensores utiliza rejillas de Bragg en fibra [Yu et al; 2001] y métodos interferométricos, como el interferómetro de Michelson y el de Mach – Zehnder [Udd, 1991].

La rejilla de Bragg es un dispositivo con una variación del índice de refracción, que se introduce longitudinalmente a lo largo del núcleo de la fibra y que actúa como una estructura de reflexión múltiple.

Las rejillas de Bragg reflejan y transmiten selectivamente algunas longitudes de onda dependiendo del espaciamiento en el patrón de franjas, generado por la modulación periódica del índice de refracción. Una rejilla de Bragg reflejará luz con una longitud de onda correspondiente a dos veces el periodo de la rejilla por el índice de refracción

efectivo, $\lambda_{Bragg} = 2\Lambda n_{efectivo}$, donde Λ es el periodo de la rejilla y $n_{efectivo}$ es el índice de refracción efectivo.

La condición resonante de las rejillas de Bragg puede ser variada de diferentes maneras. Aplicando cierta presión en la rejilla o variando la temperatura cerca de la rejilla se generan cambios en la longitud de onda resonante. Este cambio en la longitud de onda va a proveer información sobre la variable aplicada (presión o temperatura) y por consecuencia un sensado [Othonos y Kalli, 1999].

La sensibilidad de cualquier sensor está determinada, en gran medida, por la razón señal/ruido que puede proporcionar, por lo cual, el nivel de ruido de la fuente de luz es un parámetro principal en sensores de fibra óptica.

Para este tipo de sensores, es importante que la fuente de luz empleada tenga un valor pequeño del ruido de intensidad relativo para poder observar la respuesta del sensor, y de ruido de fase para tener estabilidad en la longitud de onda [Udd, 1991].

I.2 Motivación.

La motivación de este trabajo es encontrar un régimen de funcionamiento del láser de fibra dopada con erbio que evite el ruido excesivo cuando se sintonizan diferentes longitudes de onda, ya que esto abre la posibilidad de interrogar sensores de fibra óptica.

I.3 Objetivo

El principal objetivo de este trabajo es la construcción y caracterización de un láser sintonizable de fibra óptica dopada con erbio, optimizado en términos de disminución de ruido.

I.4 Organización de la tesis

En el capítulo II hacemos una introducción a diferentes temas fundamentales en este trabajo de tesis; iniciamos con la teoría del láser, explicando algunos conceptos involucrados con los sistemas láser, después pasamos a los láseres de fibra, y mostramos la cavidad lineal y de anillo sintonizables.

En el capítulo III revisamos la espectroscopía del erbio, niveles de energía, zonas de absorción, tiempo de vida y efectos de interacción; además, definimos el auto pulsado en láseres de fibra óptica dopada con erbio y las sugerencias que se hacen para disminuirlo.

En el capítulo IV mostramos los esquemas de las configuraciones utilizadas, así como también los arreglos que se utilizan para interrogar los sensores de fibra óptica.

En el capítulo V mostramos los resultados de la caracterización de las configuraciones, además de las mediciones de ruido cuando se sintoniza el láser para dos áreas de longitud de onda, y por último los resultados de la interrogación de los sensores de fibra óptica utilizados, un sensor interferométrico tipo Michelson y un sensor basado en rejillas de Bragg.

En el capítulo VI se presentan las conclusiones del trabajo y se presentan las investigaciones posibles a futuro.

CAPITULO II

FUNDAMENTOS DEL LÁSER

Introducción

Láser es el acrónimo de “Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation” (amplificación de luz por emisión estimulada de radiación), y es un dispositivo de emisión de luz con características de coherencia, pureza espectral y direccionalidad muy especiales.

Las partes principales que forman un láser son: el medio activo o amplificador, el resonador óptico y el sistema de excitación. Existe una gran cantidad de medios activos o amplificadores con ganancia, los cuales pueden ser sólidos, líquidos o gaseosos; el resonador óptico, que genera la retroalimentación positiva, puede ser estable, inestable o estable condicionalmente; y puede tener configuración lineal o de anillo; además, el resonador óptico o cavidad puede formarse con espejos o con fibra óptica en configuración de anillo. Ésta última no tiene problemas de alineación, como se tiene con los espejos, ya que una vez que la fibra es empalmada, la luz se propaga a lo largo de su eje. El sistema de excitación puede ser por medio de descargas eléctricas, medios ópticos, químicos, etc.

La luz láser está disponible en todos los colores desde el rojo hasta el violeta, y también en zonas alejadas del límite convencional del espectro óptico visible. Además, una gran porción de la luz láser disponible es sintonizable. Esto significa que algunos láseres tienen

la propiedad de emitir luz a alguna longitud de onda escogida dentro de un rango de longitudes de onda. La luz emitida por un láser puede ser en forma continua (CW) o pulsada, desde unos miliwatts hasta decenas de kilowatts, cuasimonocromáticos o con muchas líneas espectrales; por todo esto, en nuestros días las fuentes láser tienen una gran variedad de aplicaciones, tales como diferentes tipos de procedimientos quirúrgicos, holografía, lectores de código de barras, en los reproductores de discos compactos, en las comunicaciones, en aplicaciones militares e industriales.

II.1 Teoría básica del láser

La parte principal de un sistema láser es su medio activo o amplificador, ya que allí se lleva a cabo los tres fenómenos naturales que generan la radiación electromagnética que se obtiene de un láser, absorción, emisión espontánea y emisión estimulada.

El medio activo está compuesto de moléculas, átomos o iones en las cuales existen niveles de energía discretos, y cada uno de ellos puede interactuar con la radiación electromagnética que incida sobre el medio activo. Con esta interacción, un fotón incidente de energía igual a la separación entre dos niveles de energía $h\nu = E_2 - E_1$, donde $h = 6.63 \times 10^{-34}$ Joules por segundo es la constante de Plank y ν es la frecuencia del fotón (Hz), provocará que un átomo que se encuentra en el nivel de energía E_1 sea excitado al nivel de energía E_2 (figura 1); este proceso es llamado absorción.

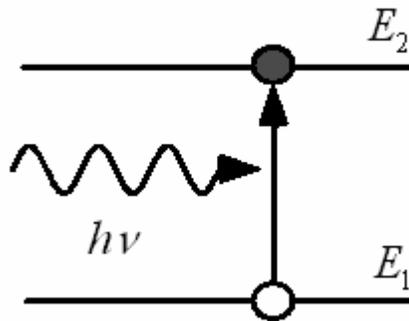


Figura 1. Fenómeno de absorción de un fotón de energía $h\nu$.

Cuando el átomo está en el nivel de energía E_2 , por relajación del sistema, el átomo tiende a volver a su estado base E_1 provocando que el sistema libere esta diferencia de energía en forma de un fotón de energía $h\nu$ (figura 2); este proceso se llama emisión espontánea.

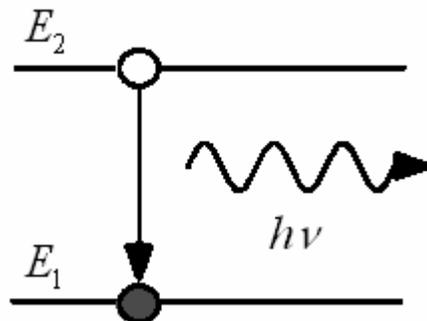


Figura 2. Fenómeno de emisión espontánea de un fotón de energía $h\nu$.

El periodo de tiempo que dura el átomo en el nivel de energía E_2 antes de caer al nivel E_1 se define como el tiempo de vida de la emisión espontánea, τ_2 .

Finalmente, si el átomo está en el nivel E_2 , un fotón incidente de energía $h\nu$ puede forzar o estimular la transferencia del átomo del nivel E_2 al nivel de energía E_1 , liberando la energía en forma de un fotón de energía $h\nu$; estos dos fotones, incidente y estimulado, estarán en fase, con la misma polarización y apuntando en la misma dirección (figura 3); este proceso

de amplificación de fotones es el fenómeno fundamental para la operación de los láseres y es llamado emisión estimulada.

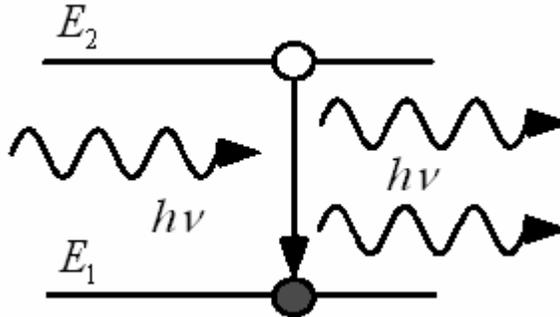


Figura 3. Fenómeno de emisión estimulada de un fotón de energía $h\nu$.

La razón de transición para estos tres procesos es la siguiente: primero, la emisión espontánea, que genera la transición de un átomo de un nivel de energía E_2 a un nivel E_1 en un tiempo de relajación τ_2 , tiene una razón de decaimiento del nivel de energía E_2 :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2, \quad (1)$$

donde N_2 es el número de átomos por unidad de volumen que a un tiempo t ocupan el nivel de energía 2, el coeficiente A_{21} es una constante positiva llamada razón de emisión espontánea o coeficiente A de Einstein. A_{21} es el valor inverso del tiempo de vida de la emisión espontánea, τ_2 .

La emisión estimulada, en la cual los átomos del nivel E_2 caen al nivel E_1 estimulados por la radiación incidente, es descrita con la siguiente ecuación:

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}N_2u(\nu), \quad (2)$$

donde $\frac{dN_2}{dt}$ es la tasa de transición del nivel E_2 al nivel E_1 que ocurre por emisión estimulada, el coeficiente B_{21} es la razón de emisión estimulada y es comúnmente llamado el coeficiente B de Einstein con unidades de $m^3/J-s^2$, N_2 es el número de átomos en el nivel E_2 , $u(\nu)$ es la densidad de energía de luz a la frecuencia ν , con unidades de $J-s/m^3$.

Por último, la tasa de absorción de fotones del nivel de energía E_1 es descrita por la siguiente ecuación:

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}N_1u(\nu) \quad , \quad (3)$$

donde $\frac{dN_1}{dt}$ es la tasa de transición del nivel de energía E_1 al nivel E_2 que ocurre por absorción, el coeficiente B_{12} es la razón de absorción inducida y es llamado el coeficiente B de Einstein, N_1 es el número de átomos en el nivel E_1 , $u(\nu)$ es la densidad de energía de luz a la frecuencia ν .

Los coeficientes de Einstein pueden ser expresados de la siguiente manera:

$$g_1B_{12} = g_2B_{21} \quad , \quad (4.a)$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad , \quad (4.b)$$

donde g_1 y g_2 son los factores de degeneración del nivel 1 y 2 , respectivamente, h es la constante de Plank, ν la frecuencia de emisión ó absorción y c la velocidad de la luz [Silfvast, 1996].

El rayo de luz incidente en el medio activo generara más transiciones del nivel inferior al nivel superior, debidas a la absorción, que transiciones del nivel superior al nivel inferior, debidas a la emisión estimulada; con esta absorción, la intensidad del rayo de luz progresivamente disminuirá a través del medio activo.

Para amplificar el rayo de luz se necesita que la razón de emisión estimulada exceda la razón de absorción, lo cual implica que N_2 debe exceder N_1 , ésta es una situación que rompe con la condición de equilibrio térmico y es llamada inversión de población.

Una vez que se obtiene la inversión de población tenemos un mecanismo de ganancia y considerando un medio activo formado por átomos con un perfil de ganancia $g(\nu)$, la tasa de absorción y emisión son escritas respectivamente de la siguiente forma:

$$W_{12} = B_{12}N_1u_\nu g(\nu) , \quad (5.a)$$

$$W_{21} = B_{21}N_2u_\nu g(\nu) . \quad (5.b)$$

Si consideramos que los niveles de energía 1 y 2 son no degenerados, es decir $g_1 = g_2 = 1$

y por lo tanto $B_{12} = B_{21}$ y que $u_\nu = \frac{In}{c}$, podemos escribir la tasa neta estimulada del nivel

2 al nivel 1 como:

$$W_{21}^{net} = (N_2 - N_1)B_{21}g(\nu)\frac{n}{c}I , \quad (6)$$

donde n es el índice de refracción del medio activo, I es la irradiancia del rayo de luz y c es la velocidad de la luz.

Para cada transición un fotón de energía $h\nu$ se suma al rayo de luz. Entonces la energía sumada a una unidad de volumen del rayo de luz por unidad de tiempo es $W_{21}^{net} h\nu$. Si consideramos un pequeño incremento en el rayo de luz dentro del medio con ganancia con una longitud dx (figura 4), la energía sumada por este incremento del rayo de luz por unidad de tiempo es $W_{21}^{net} h\nu dx \times (\text{área del rayo})$.

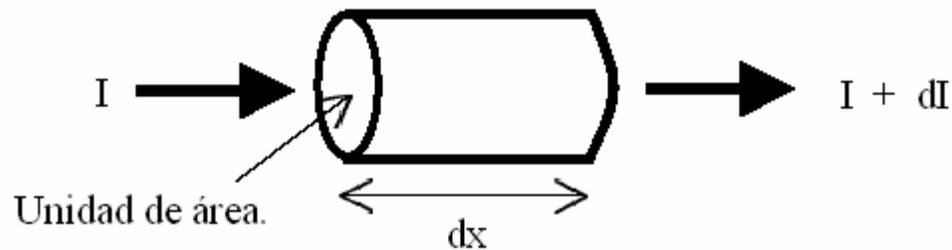


Figura 4. Medio amplificador de longitud dx .

Debido a que la intensidad es igual a la energía por unidad de tiempo por unidad de área, podemos escribir:

$$dI = W_{21}^{net} h\nu dx \quad (7.a)$$

$$\therefore dI = (N_2 - N_1) B_{21} g(\nu) \frac{n}{c} h\nu dx \quad (7.b)$$

De la ecuación anterior podemos definir el coeficiente de ganancia como:

$$\gamma(\nu) = (N_2 - N_1) B_{21} g(\nu) \frac{n}{c} h \nu. \quad (8)$$

La ecuación (8) muestra que la ganancia es directamente proporcional a la inversión de población y ésta sigue el espectro de la línea de emisión. Utilizando la ecuación (4) para expresar B_{21} en términos de A_{21} , el coeficiente de ganancia se puede re-escribir en términos del tiempo de vida natural ($\tau = A_{21}^{-1}$) de la siguiente manera:

$$\gamma(\nu) = (N_2 - N_1) \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 \tau} g(\nu), \quad (9)$$

donde λ es la longitud de onda de la línea de emisión [Yariv, 1997]; la ecuación (9) nos muestra un coeficiente de ganancia cuantitativo $\gamma(\nu)$ para un medio activo (material láser) arbitrario como función del perfil de ganancia $g(\nu)$, del coeficiente de Einstein para la transición A_{21} (el cual es propiedad del medio activo), de la longitud de onda λ de la transición láser, del índice de refracción n y de la densidad de población en los niveles 1 y 2, N_1 y N_2 .

La ganancia en un medio activo es directamente proporcional a la inversión de población, y debido a que la emisión láser se va a generar cuando se tiene suficiente ganancia para superar las pérdidas en la cavidad, se debe tener un valor mínimo de la inversión de población antes de que el láser oscile. Para lograr la inversión de población es absolutamente necesario introducir energía en nuestro sistema de forma que el equilibrio térmico se rompa y existan más átomos en el nivel excitado (nivel metaestable) que en el estado base: es lo que se denomina bombeo. Éste puede ser de muchas formas: en un láser de He-Ne se realiza por colisiones entre átomos, en amplificadores ópticos se realiza con

otro láser de semiconductor y en láseres de semiconductor se realiza a través de la inyección de portadores.

Si suponemos que los átomos dentro de la cavidad son bombeados al nivel metaestable (nivel 2) a una tasa constante de R_2 , podemos escribir las siguientes ecuaciones de razón para la población de los niveles 1 y 2, estado base y estado meta estable respectivamente:

$$\frac{dN_1}{dt} = +\frac{N_2}{\tau_2} + W_{21}^{net} - \frac{N_1}{\tau_1} \quad , \quad (10.a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_2} - W_{21}^{net} + R_2 \quad , \quad (10.b)$$

donde la emisión espontánea del nivel 2 al nivel 1 está representada por $(\pm N_2 / \tau_2)$, la transición neta estimulada del nivel 2 al nivel 1 es $(\pm W_{21}^{net})$, el bombeo hacia el nivel 2 es (R_2) y por último N_1 / τ_1 es la pérdida de átomos del nivel 1 hacia un nivel inferior por transición radiativa o colisión, como en el caso de los láseres de cuatro niveles donde hay un nivel 0.

En la ecuación (10) se supone que no hay bombeo en el nivel 1 y que el camino de caída sólo es por transición radiativa del nivel 2 al nivel 1.

Primero re- escribimos la ecuación (6) de la siguiente forma:

$$W_{21}^{net} = (N_2 - N_1) B_{21} g(\nu) \frac{n}{c} I = W(N_2 - N_1) \quad , \quad (11)$$

donde $W = B_{21}g(\nu)In/c$. En condiciones de estado estable la derivada en el tiempo de la ecuación (10) debe ser cero, y utilizando la ecuación (11) obtenemos el siguiente resultado:

$$N_1 = R_2\tau_1, \quad (12.a)$$

$$N_2 = \frac{WN_1 + R_2}{W + 1/\tau_2}. \quad (12.b)$$

Y por lo tanto, la inversión de población está dada por:

$$\Delta N = N_2 - N_1 = \frac{R_2}{W + 1/\tau_2} \left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_2} \right). \quad (13)$$

La ecuación anterior muestra que la inversión de población se obtendrá sólo si $\tau_2 > \tau_1$. Y re-escribiendo la ecuación (13) tenemos:

$$\Delta N = \frac{R}{W + 1/\tau_2}, \quad (14)$$

donde $R = R_2(1 - \tau_1/\tau_2)$ es la tasa neta de bombeo; si el láser está por debajo del nivel umbral de laseado, habrá muy pocos fotones en la cavidad, y entonces W será muy pequeña debido a que I es muy pequeña, de acuerdo con la ecuación (11), y la inversión de población es simplemente $R\tau_2$, y se incrementará linealmente con la tasa de bombeo. La ecuación (9) implica que por debajo del nivel umbral, la ganancia también se incrementa linealmente con la tasa de bombeo.

La ganancia del medio necesaria para balancear las pérdidas de un viaje completo dentro de la cavidad define el coeficiente de ganancia umbral para la oscilación láser, γ^{umbral} . De la ecuación (9) tenemos:

$$\Delta N^{umbral} = \frac{8\pi n^2 \tau_2}{\lambda^2 g(\nu)} \gamma^{umbral} . \quad (15)$$

Por lo tanto podemos definir la tasa de bombeo umbral como $R^{umbral} = \Delta N^{umbral} / \tau_2$.

Cuando la tasa de bombeo sobrepasa el valor umbral, en condiciones de estado estable, la ganancia no puede crecer más allá de su valor umbral. Debido a que I aumenta, el término W aumenta generando una disminución de la inversión de población (ecuación 14) que a su vez hace que la ganancia no crezca más allá de su valor umbral; es lo que se define como saturación de ganancia. Esto implica que la inversión de población se mantiene en el valor dado por la ecuación (15) incluso cuando R exceda R^{umbral} , como se muestra en la figura 5.

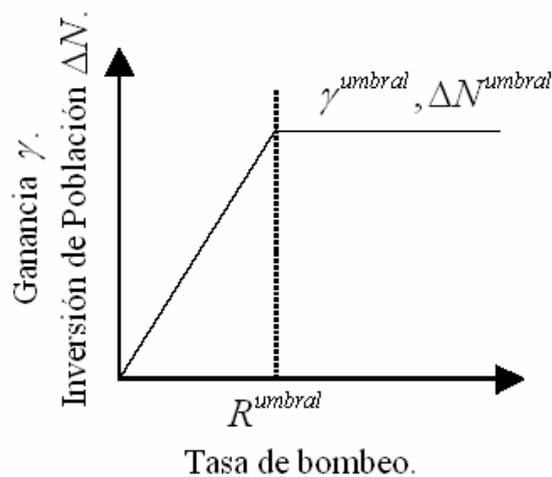


Figura 5. Variación de la ganancia y la inversión de población con la tasa de bombeo.

Cuando se bombea por arriba del umbral, ΔN mantiene su valor y la ecuación (14) se puede escribir de la siguiente manera:

$$W = \frac{R}{\Delta N^{umbral}} - \frac{1}{\tau_2} \quad (16.a)$$

$$W = \frac{1}{\tau_2} \left(\frac{R}{R^{umbral}} - 1 \right) . \quad (16.b)$$

W es proporcional a la irradiancia dentro de la cavidad (ver ecuación 11), ésta es proporcional a la potencia de salida P^{salida} emitida por el láser, por lo tanto, la potencia de salida es proporcional a W , y puede ser escrita de la siguiente manera:

$$P^{salida} \propto \frac{R}{R^{umbral}} - 1 . \quad (17)$$

Esta ecuación nos muestra que la potencia de salida se incrementa linealmente con la tasa de bombeo una vez que se ha alcanzado el nivel umbral, como se muestra en la figura siguiente.

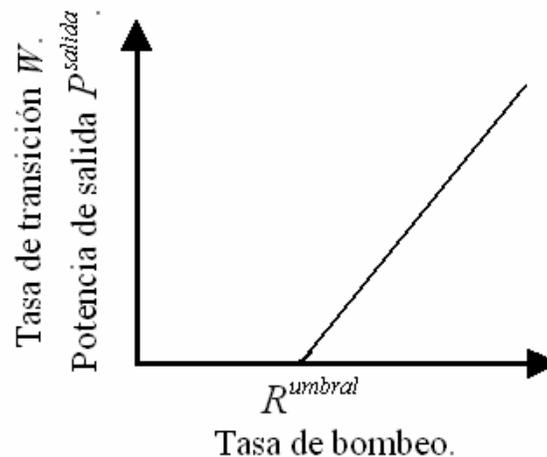


Figura 6. Tasa de transición W y potencia de salida con el aumento en la tasa de bombeo.

Uno de los componentes principales del láser, como ya se mencionó, es la cavidad o resonador, ya que ésta permite la retroalimentación positiva que contribuye a generar un alto flujo de fotones en el medio activo y con ello se aumenta el número de transiciones radiativas, emisión estimulada.

El resonador más simple, es el llamado de Fabry–Perot y es una cavidad lineal, consiste en un par de espejos a ambos lados del medio con ganancia, de forma que los fotones generados se mantengan dentro de la cavidad dando lugar a más fotones por emisión estimulada. Los espejos deben reflejar o retroalimentar la emisión de luz a la longitud de onda que se desea que trabaje el láser. Entonces se produce un efecto de realimentación con límites impuestos por el número de átomos que puedan dar lugar a emisión estimulada y a las propiedades mecánicas del material. Evidentemente al menos uno de los espejos debe tener reflexión menor del 100% para poder sacar algo de luz (figura 7).

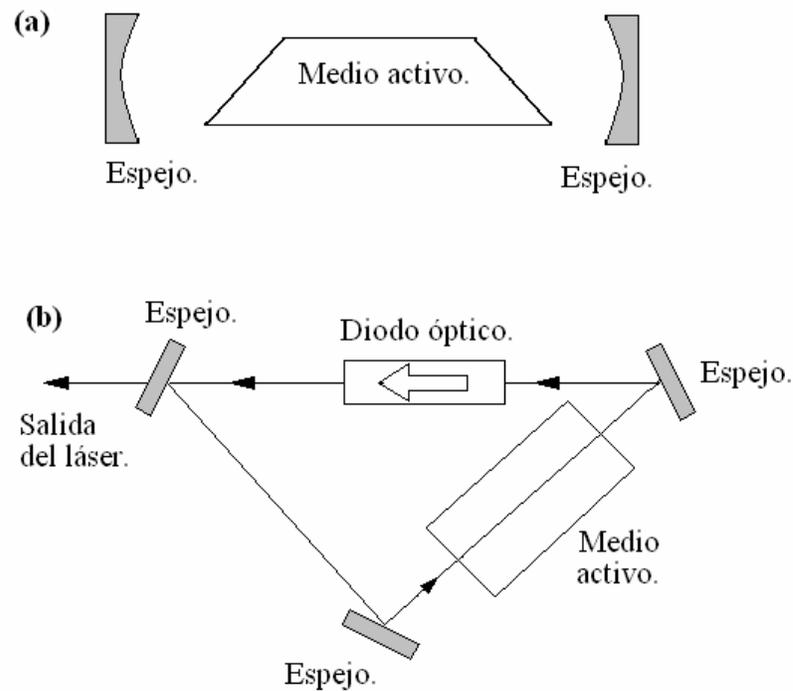


Figura 7. Tipos de cavidad. (a) Cavidad lineal, (b) Cavidad de anillo.

El segundo resonador más encontrado en la literatura, después del de Fabry–Perot, es el de anillo; en este tipo de resonador la luz viaja en una sola dirección en lugar de ida y vuelta como sucede en un resonador Fabry–Perot. Debido al viaje en una sola dirección de la luz, comúnmente la cavidad requiere de más de dos espejos (figura 7). Este tipo de resonador utiliza un diodo óptico para asegurar la circulación de la luz en un solo sentido, y al igual que en la cavidad Fabry–Perot, el espejo de salida debe tener reflexión menor que los otros espejos que forman la cavidad [Silfvast, 1996].

Cuando el medio activo tiene un espectro de ganancia amplio, el láser puede trabajar a diferentes longitudes de onda; este efecto se utiliza para sintonizar o seleccionar longitudes de onda específicas a lo largo del ancho de banda de la ganancia sin cambiar los espejos de

la cavidad. Un método simple para proveer el amplio rango de sintonización, es instalar dentro de la cavidad un elemento dispersor (como un prisma) o utilizar un reflector variable en frecuencia (como una rejilla de difracción) como un espejo de la cavidad [Silfvast, 1996]. La sintonización se logra girando el espejo con el prisma o las rejillas (figura 8).

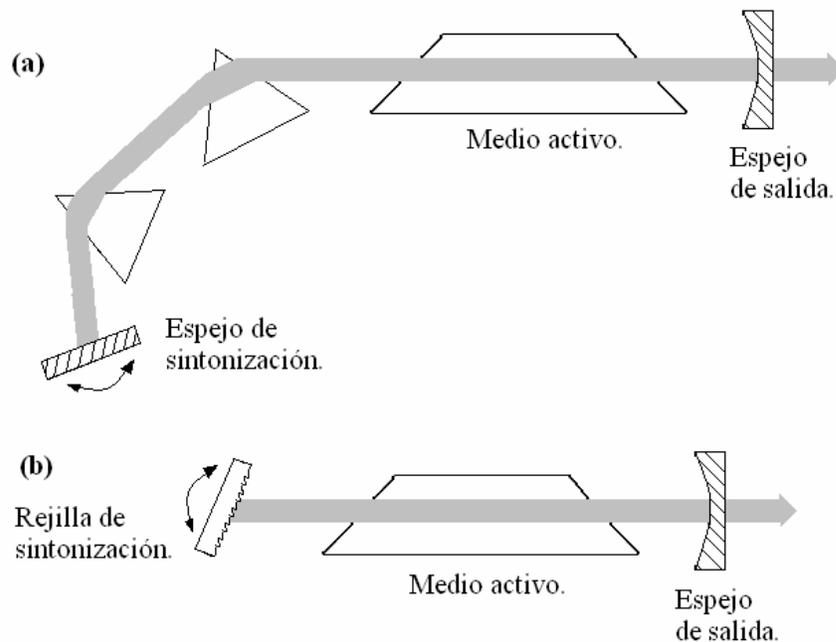


Figura 8. Cavidades láser sintonizables, (a) sintonización con prismas y girando un espejo, (b) sintonización con una rejilla de difracción.

El uso de un par de prismas en la figura anterior es debido a que se tiene una mayor dispersión que con un solo prisma.

II.2 Modos longitudinales

Un láser puede trabajar sólo en aquellas longitudes de onda para las cuales un múltiplo entero de media longitud de onda encaja precisamente dentro de la cavidad Fabry–Perot. La longitud de ida y vuelta en un láser convencional (cavidad Fabry–Perot) es equivalente a la longitud de un viaje completo a través de la cavidad en un láser de anillo. Esta serie de posibles múltiplos enteros es llamada serie de modos electromagnéticos longitudinales de la cavidad [Kuhn, 1998]. Las longitudes de onda de los modos longitudinales están determinadas por la siguiente expresión:

$$\lambda_m = \frac{2nd}{m}, \quad (18)$$

donde λ_m son las longitudes de onda permitidas, d es la longitud de la cavidad Fabry–Perot, n es el índice de refracción y m es un número entero. Dentro de la cavidad puede haber un número infinito de modos longitudinales, sin embargo, sólo un número finito encajara dentro del perfil de ganancia del medio activo (figura 9). Además, de los modos longitudinales que se encuentran dentro del perfil de ganancia, sólo algunos de ellos tendrán la ganancia suficiente para igualar o superar las pérdidas de la cavidad y ser emitidos en la salida del láser. La longitud de onda se puede representar en forma de frecuencia de la forma $\nu = c/\lambda$ y la distancia entre modos longitudinales adyacentes se escribe como:

$$\Delta \nu = \frac{c}{2nd}, \quad (19)$$

donde $\Delta \nu$ es la distancia entre modos adyacentes, c es la velocidad de la luz, n es el índice de refracción del medio activo y d es la longitud de la cavidad Fabry-Perot.

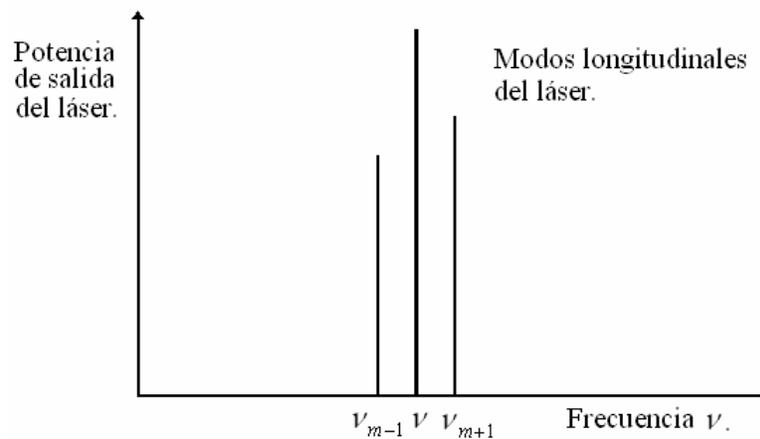
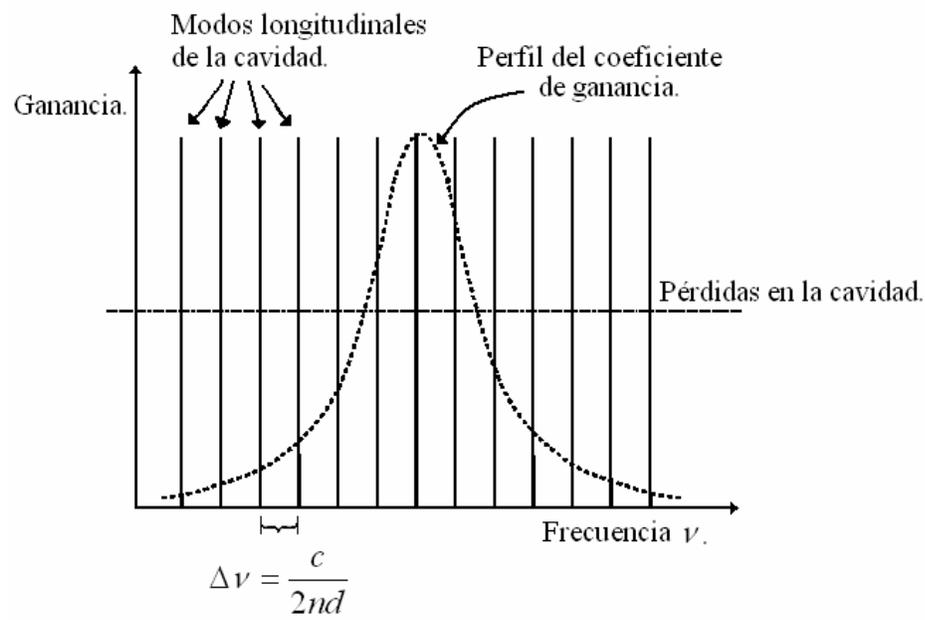


Figura 9. Modos longitudinales en un láser.

II.3 Dinámica de los láseres

Los dispositivos láser pueden ser también clasificados como continuos (CW) o pulsados; este comportamiento depende de cómo se aplique la excitación de energía y de la configuración de la cavidad láser; en la figura 10 se muestra en forma grafica el comportamiento CW y pulsado de los láseres.

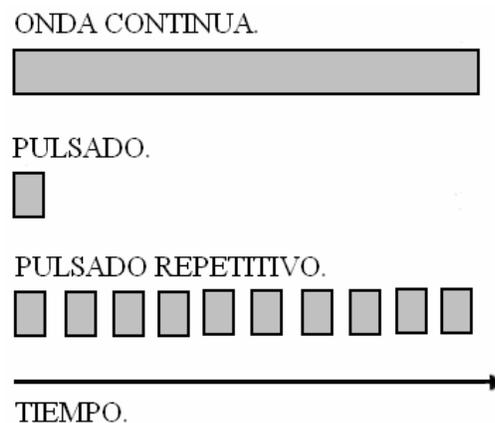


Figura 10. Comportamiento de los láseres de onda continua (CW) y pulsado. La salida de un láser puede ser continua, de pulso sencillo o de serie de pulsos. La duración de estos pulsos varía ampliamente desde femtosegundos (10^{-15} s) a fracciones de un segundo. Una serie de pulsos repetitivos también se llama tren de pulsos.

Cuando la configuración del láser está en su forma más sencilla, sólo el medio activo y reflectores para la retroalimentación y en condiciones ideales, se genera el comportamiento de CW si la fuente de bombeo tiene una salida continua que pueda mantener la inversión de población constante a lo largo del medio activo.

Por otro lado, en algunas áreas como la medicina, la industria, las comunicaciones y la investigación científica se requiere de láseres pulsados con alta potencia de pico.

Los métodos utilizados para generar los pulsos láser se clasifican en tres grupos: Control de la duración del pulso de radiación láser mediante el mecanismo de excitación, láseres "Q switched" y la técnica de amarre de modos "modelocking". La elección del método apropiado depende del tipo de láser y de las características del pulso requerido.

II. 3.1 Generación de pulsos de radiación láser mediante el mecanismo de excitación.

El método más simple para controlar la duración del pulso láser es controlar el mecanismo de excitación del láser. Cuando se suministra la energía de excitación al láser en forma de pulsos, la radiación emitida por el láser tendrá también forma de pulsos, tal y como se muestra en la figura 11.

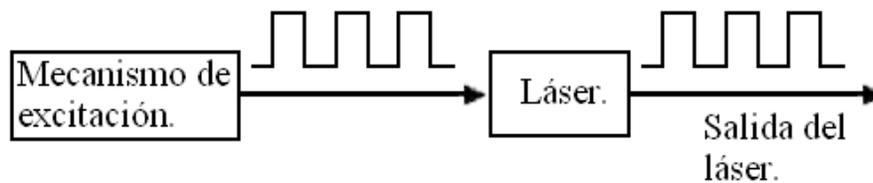


Figura 11. Generación de pulsos de radiación láser mediante el mecanismo de excitación.

II.3.2 Láseres "Q switched"

"Q switch" es un método en el que se utiliza un interruptor óptico dentro de la cavidad óptica. El interruptor óptico tiene dos estados, abierto (la radiación pasa a través del interruptor) y cerrado (la radiación no pasa a través del interruptor). Éste puede generar pulsos cortos utilizando la conmutación entre sus dos estados para cambiar el factor de calidad Q de la cavidad láser. El factor de calidad Q de una cavidad óptica es una cantidad

que mide la capacidad de una cavidad óptica para almacenar energía electromagnética dentro de ella.

El factor Q es proporcional a la relación entre la cantidad de energía almacenada y la energía perdida en un viaje completo dentro de la cavidad de las ondas electromagnéticas.

Un valor elevado del factor Q significa que la energía está bien almacenada dentro de la cavidad, y un valor bajo significa, en este método, que la energía se emite rápidamente de la cavidad óptica.

El modo de conmutación es llamado “Interruptor Q ” (Q Switch). En un láser con interruptor Q , cuando el interruptor está cerrado, la retroalimentación que ayuda a estabilizar la inversión de población está bloqueada, de modo que no se produce acción láser. Mientras tanto la fuente de excitación transfiere más y más átomos al estado excitado; este proceso es considerado como la generación de un valor elevado del factor Q que crece y se mantiene a través de la excitación del medio, hasta que se almacena gran cantidad de energía en la cavidad láser. En el momento en que el interruptor se abre el factor Q desciende rápidamente, y toda la energía almacenada dentro de la cavidad se emite como un pulso corto. El interruptor Q está programado para abrirse cuando la ganancia del medio activo alcanza un máximo valor, en ese momento, toda la energía almacenada en el medio activo se emite en un único pulso de radiación electromagnética con una alta potencia (figura 12) [Svelto, 1989].

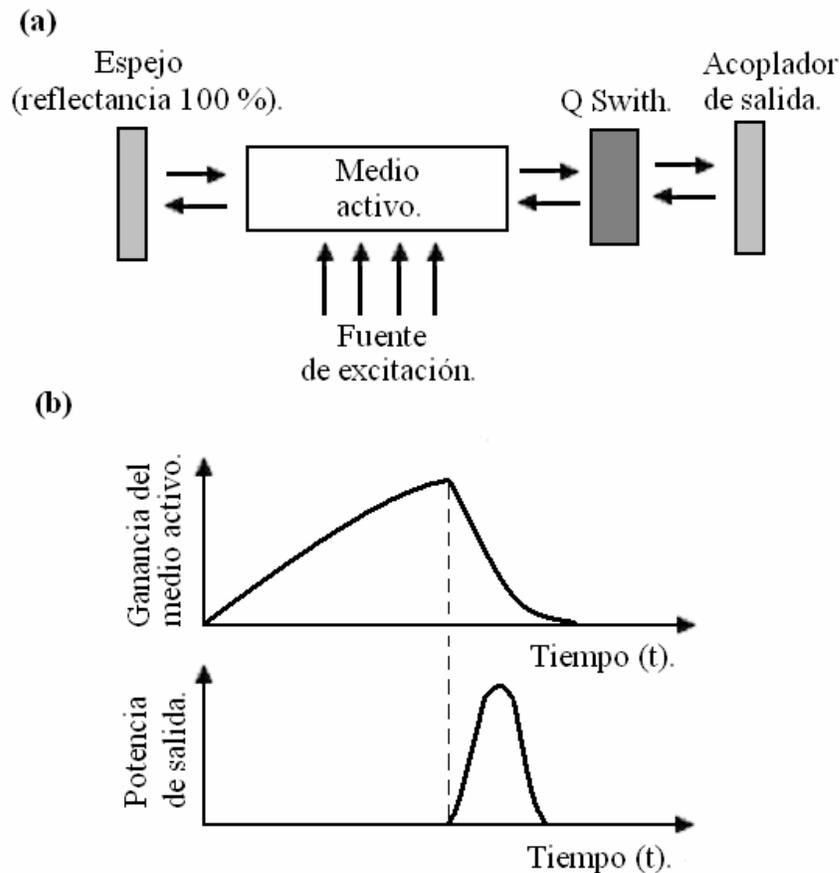


Figura 12. Láser “Q switched”. (a) Descripción esquemática de la estructura de un láser “Q switched”, (b) Comportamiento de la ganancia del medio activo y la salida del láser en un ciclo de conmutación en función del tiempo.

El interruptor Q puede ser de tipo activo o pasivo, el interruptor Q activo requiere de una señal externa para inducir la modulación en la luz dentro de la cavidad, por ejemplo el transductor electroóptico o el transductor optoacústico, y el interruptor Q pasivo no necesita de señales externas ya que por sí mismo crea una modulación en la luz dentro de la cavidad, por ejemplo el absorbedor saturable.

El absorbedor saturable es un elemento de pérdidas hasta que la energía dentro de la cavidad alcanza el nivel suficiente para saturarlo y en ese momento es un elemento transparente para la frecuencia de oscilación del láser.

II.3.3 Técnica de amarre de modos “Mode Locking”

El amarre de modos es una técnica utilizada en los láseres para generar pulsos de luz extremadamente cortos, con duración de entre picosegundos (10^{-12} s) a femtosegundos (10^{-15} s). El amarre de modos se produce con la sincronización en fase de un número de modos longitudinales del láser, los cuales tienen frecuencias diferentes entre ellos.

Cuando los modos de las ondas electromagnéticas de diferente frecuencia y con diferente fase se suman, producen una distribución aleatoria de la salida del campo eléctrico y de la intensidad en el dominio del tiempo.

Sin embargo, cuando los modos longitudinales de diferente frecuencia se suman en fase, es decir, que todas sus fases son cero en el mismo punto (figura 13), producen una intensidad de salida que tienen una repetición pulsada, y se dice que el láser tiene amarre de modos o amarre de fase [Silfvast, 1996].

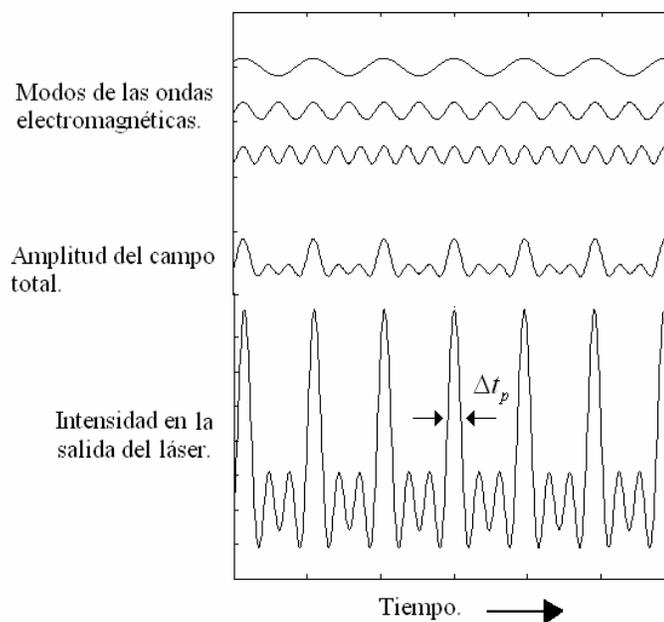


Figura 13. Amarre de tres modos en fase y con diferente frecuencia.

El ancho del pulso generado se define con la siguiente ecuación:

$$\Delta t_p = \frac{1}{\Delta \nu N} , \quad (20)$$

donde Δt_p es el ancho del pulso a la salida del láser, $\Delta \nu$ ancho de banda del perfil de ganancia y N es el número de modos utilizados en el pulso. La sincronización de los modos se logra colocando un interruptor o disparador en un extremo de la cavidad, cerca de uno de los espejos. Cuando el disparador está temporalmente abierto, los campos eléctricos de todos los modos son simultáneamente desarrollados, y por lo tanto en fase. El disparo debe ser extremadamente rápido para dejar pasar sólo un pulso corto a través del disparador, que llegue al espejo, y que se refleje de regreso a la cavidad (figura 14).

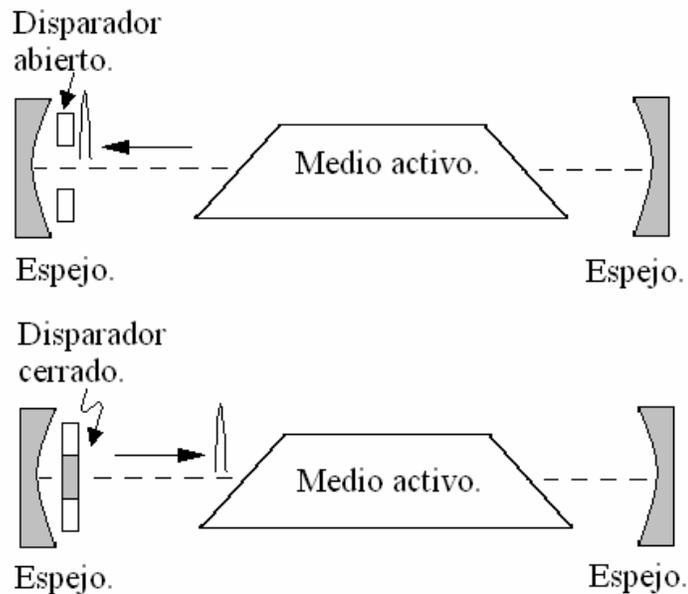


Figura 14. Esquema de la cavidad lineal con amarre de modos.

El disparador puede ser de tipo activo, como lo son los dispositivos acustoópticos manejados con una señal de RF, o de tipo pasivo utilizando un absorbedor saturable.

II.4 Quemado de agujero espacial (Spatial hole burning)

Cuando un patrón de onda estacionaria de un solo modo longitudinal se desarrolla dentro de una cavidad láser con ensanchamiento homogéneo, que es típico de la mayoría de los láseres de estado sólido, el patrón de intensidad del láser a lo largo de la longitud del medio de ganancia es regularmente espaciado como se muestra en la figura 15.

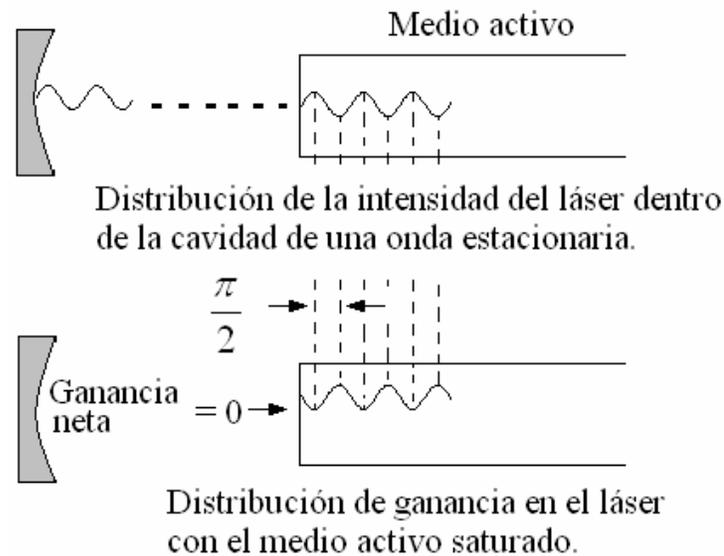


Figura 15. Distribución de ganancia dentro de un amplificador láser debido al quemado de agujero espacial.

El espaciado entre modos ocurre a intervalos de media longitud de onda, con la intensidad en cero en los espejos de la cavidad. A lo largo de la cavidad se mantiene igual y la ganancia amplificadora se mantiene constante. Dentro del amplificador, en esos puntos

nulos del patrón de intensidad donde el campo eléctrico es cero no hay emisión estimulada y entonces no hay reducción de la ganancia. Por lo cual, el perfil de ganancia tiene una variación periódica dentro del medio de ganancia, como se muestra en la figura 15; esta distribución nos conduce a ganancia desperdiciada [Silfvast, 1996]. Los láseres de anillo han sido desarrollados para obtener ventaja de esta ganancia extra con la eliminación del patrón de onda estacionario que se forma dentro de medio activo y por lo tanto hacer un uso efectivo del medio de ganancia.

II.5 Oscilaciones de relajación

Las oscilaciones de relajación son variaciones en la salida del láser que se generan cuando se tiene un cambio en la inversión de población, este cambio puede ser generado por variaciones en el nivel de potencia de la fuente de bombeo o por perturbaciones acústicas que afecten al sistema.

Comúnmente se generan en el encendido del sistema, por ejemplo, si se considera un material láser de estado sólido en un momento inmediatamente después de encender la fuente de bombeo, inicialmente, en la cavidad láser hay una cantidad insignificante de fotones, al igual que átomos en el nivel metaestable. La activación de la fuente de bombeo causa un incremento lineal de átomos excitados en el nivel metaestable hasta que es posible la acción láser. Sin embargo, debido a que el número de fotones es insignificante dentro de la cavidad, la población en el nivel metaestable cruzara el umbral para la operación láser debido a que todavía no existe suficiente radiación estimulada, dentro de la cavidad, que jale la inversión de población por abajo del umbral. La inversión de población

alta significa una ganancia extremadamente alta en la cavidad y debido a esto la población de fotones dentro de la cavidad empieza a crecer rápidamente. Este incremento rápido en la población de fotones lleva a que la población en el nivel metaestable baje rápidamente y la razón de la caída puede exceder la razón de bombeo. Si esto ocurre, la población del nivel metaestable empezara a caer y caerá por abajo del nivel umbral. Cuando esto ocurra, la ganancia de la cavidad va a ser menor que uno y la oscilación láser existente en la cavidad empezara a decrecer rápidamente. Sin embargo, la reducción en la densidad de fotones dentro de la cavidad permitirá un incremento en la población del nivel metaestable, y el proceso se repetirá [Siegman, 1971]. El resultado será una serie distintiva de picos de oscilaciones de relajación, como se muestra en la figura 16.

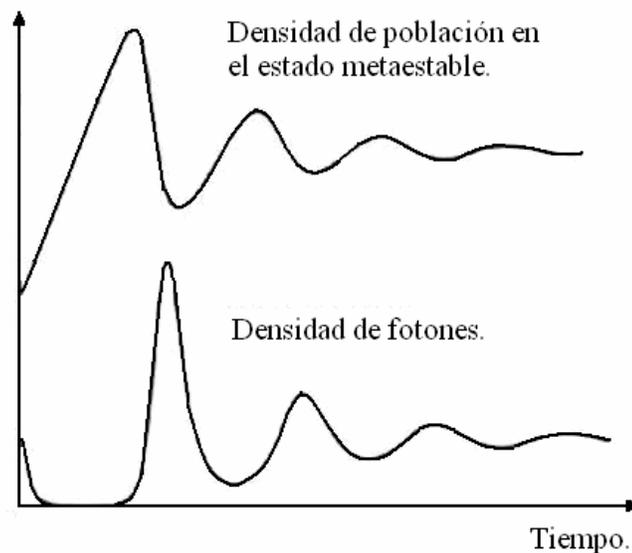


Figura 16. Desarrollo de las oscilaciones de relajación.

El tratamiento analítico utilizado para calcular el valor de las oscilaciones de relajación es la técnica de perturbación; esta técnica ofrece una respuesta analítica aproximada y supone que la respuesta está compuesta por un término fundamental grande y un término

oscilatorio pequeño [Kuhn, 1998]. Si consideramos sólo la población del nivel metaestable y la densidad de fotones dentro de la cavidad, las siguientes dos ecuaciones nos describen el sistema:

$$\frac{dN_2}{dt} = P_2 - \frac{N_2}{\tau_2} - \sigma_{21}c(\phi N_2) , \quad (21)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{\phi}{\tau_{cav}} + \sigma_{21}c(\phi N_2) , \quad (22)$$

donde P_2 es la densidad de bombeo, N_2 es el número de átomos en el nivel metaestable, τ_2 es el tiempo de vida del nivel metaestable, σ_{21} es la sección transversal de la transición del nivel metaestable al nivel base, $\phi = \frac{I_\nu}{h\nu c}$ es el número de fotones dentro de la cavidad y τ_{cav} es una constante de tiempo de decaimiento de la radiación que incluye la transmisión de luz en los espejos y las pérdidas debidas a absorción y esparcimiento.

Suponemos que el láser está operando cerca del umbral, y que la fluctuación de la población del estado superior N_2 y la densidad de fotones ϕ son perturbaciones relativamente pequeñas alrededor de las densidades umbral promedio. Bajo estas condiciones, N_2 y ϕ pueden ser escritos como la suma del término constante grande (N_{20} , ϕ_0) y un término de variación pequeña (ΔN_2 , $\Delta\phi$),

$$N_2 = N_{20} + \Delta N_2 , \quad (23)$$

$$\phi = \phi_0 + \Delta\phi \quad . \quad (24)$$

Ahora obtenemos una expresión algebraica para los términos constantes N_{20} y ϕ_0 haciendo las ecuaciones (21) y (22) igual a cero y resolviéndolas para N_2 y ϕ . Con esto obtenemos:

$$N_{20} = \frac{1}{\sigma_{21}c\tau_{cav}} \quad , \quad (25)$$

$$\phi_0 = \frac{\sigma_{21}cP_2\tau_{cav}\tau_2 - 1}{\sigma_{21}c\tau_2} \quad . \quad (26)$$

Hay que notar que en el umbral, $\phi_0 = 0$. Entonces, la densidad de bombeo umbral P_{2thres} puede ser evaluado como:

$$P_{2thres} = \frac{1}{\sigma_{21}c\tau_{cav}\tau_2} \quad . \quad (27)$$

Es común definir el término r , el cual es la razón de la potencia de bombeo P_2 con el nivel de potencia umbral P_{2thres} :

$$r = \frac{P_2}{P_{2thres}} \quad . \quad (28)$$

Por lo tanto, P_2 puede ser expresada como:

$$P_2 = rP_{2thres} = \frac{r}{\sigma_{21}c\tau_{cav}\tau_2} . \quad (29)$$

Sustituyendo la ecuación (23) y (24) en la ecuación diferencial (21) da una nueva forma de ecuación diferencial:

$$\frac{d(N_{20} + \Delta N_2)}{dt} = P_2 - \frac{(N_{20} + \Delta N_2)}{\tau_2} - \sigma_{21}c(\phi_0 + \Delta\phi)(N_{20} + \Delta N_2) . \quad (30)$$

Multiplicando tenemos:

$$\frac{dN_{20}}{dt} + \frac{d\Delta N_2}{dt} = P_2 - \frac{N_{20}}{\tau_2} - \frac{\Delta N_2}{\tau_2} - \sigma_{21}c(\phi_0 N_{20} + \Delta\phi N_{20} + \phi_0 \Delta N_2 + \Delta\phi \Delta N_2) . \quad (31)$$

Suponiendo que las perturbaciones son pequeñas, el término derivativo dN_{20}/dt así como el término $\Delta\phi \Delta N_2$, pueden ser ignorados. Sustituyendo la expresión (25), (26) y (29) en (31) y simplificando obtenemos:

$$\frac{d\Delta N_2}{dt} = \left(\frac{-r}{\tau_2} \right) \Delta N_2 - \left(\frac{1}{\tau_{cav}} \right) \Delta\phi . \quad (32)$$

Haciendo las mismas operaciones en la ecuación (22), tenemos:

$$\frac{d\Delta\phi}{dt} = \left(\frac{r}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_2} \right) \Delta N_2 . \quad (33)$$

Suponemos una solución exponencial variante en el tiempo de la forma

$$\Delta N_2 = \Delta N_{20} e^{st} \quad (34)$$

y

$$\Delta\phi = \Delta\phi_0 e^{st} . \quad (35)$$

Sustituyendo éstas en la ecuación (32), tenemos:

$$\left(-s - \frac{r}{\tau_2} \right) \Delta N_{20} + \left(\frac{-1}{\tau_{cav}} \right) \Delta\phi_0 = 0 . \quad (36)$$

Haciendo la misma operación en la ecuación 22, tenemos:

$$\left(\frac{r}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_2} \right) \Delta N_{20} + (-s) \Delta\phi_0 = 0 . \quad (37)$$

Poniendo el determinante del sistema de ecuaciones (36) y (37) igual a cero, y resolviendo la ecuación cuadrática característica resultante, obtenemos:

$$s = \frac{-r}{2\tau_2} \pm \sqrt{\left(\frac{r}{2\tau_2}\right)^2 - \frac{r-1}{\tau_{cav}\tau_2}} . \quad (38)$$

Recordamos que la solución fue de la forma e^{st} . Entonces, el término bajo la raíz cuadrada es el que genera el comportamiento oscilatorio. Si este término es negativo, la raíz cuadrada producirá un número imaginario, y el comportamiento es amortiguado oscilatoriamente. La oscilación decae con una constante $r/2\tau_2$.

La condición para observar oscilaciones de relajaciones es:

$$\left(\frac{r}{2\tau_2}\right)^2 < \frac{r-1}{\tau_{cav}\tau_2} \quad (39)$$

y por lo tanto

$$\tau_2 > \frac{\tau_{cav}r^2}{4(r-1)} \approx \frac{\tau_{cav}r}{4} . \quad (40)$$

Entonces, el tiempo de vida del nivel superior τ_2 debe ser mayor que $1/4$ del producto $\tau_{cav}r$, condición comúnmente conocida en los láseres de estado sólido.

II.6 Ventajas de los láseres de fibra óptica

En los láseres de fibra el medio activo está en forma de fibra óptica, y los reflectores de la cavidad pueden ser espejos o dispositivos de fibra óptica. Existen algunas ventajas de utilizar fibra óptica como cavidad en comparación de los láseres con cavidades de dimensiones grandes. Por ejemplo, debido a que el núcleo de vidrio de la fibra puede ser hecho de sólo unas micras en diámetro, el pequeño diámetro del modo de la longitud de onda de bombeo produce una intensidad de bombeo mucho más alta que en un dispositivo de dimensiones más grandes, y por lo tanto reduce el umbral de laseado. Este aspecto es particularmente importante para los sistemas de tres niveles, como lo son los láseres de fibra óptica dopada con erbio.

En forma de fibra, el medio de ganancia puede ser arbitrariamente largo y también compacto. Las fibras pueden ser enrolladas, permitiendo pequeñas curvaturas con radio de algunos centímetros y además pueden ser empacadas de diferente manera. El pequeño diámetro de la fibra permite una buena disipación del calor. Y por último, en un láser de fibra, una vez que los componentes de la cavidad han sido empalmados, no se tienen futuros problemas de alineación.

II.7 Cavidad Lineal

La cavidad lineal o Fabry–Perot es la más conocida y la primera cavidad que fue explorada para láseres de fibra dopada con erbio. Su principal ventaja es su simplicidad y la posibilidad de hacer una cavidad muy pequeña para lograr operar en un sólo modo

longitudinal. En una cavidad lineal, la luz bombeada es inyectada a través de un reflector dependiente de la longitud de onda, el cual es idealmente una superficie perfectamente transparente a la longitud de onda de bombeo y perfectamente reflector a la longitud de onda del láser de fibra. El acoplador de salida completa la cavidad lineal, y es preferible que éste sea altamente reflector a la longitud de onda de bombeo para reciclar la potencia de bombeo que no fue absorbida y así tener una optimización de bombeo, además de evitar bombeo residual a la salida del láser. El acoplador de salida también tiene cierta reflectividad a la longitud de onda del láser para optimizar la potencia de salida. La figura 17 muestra la simplicidad de un láser de fibra de cavidad lineal.

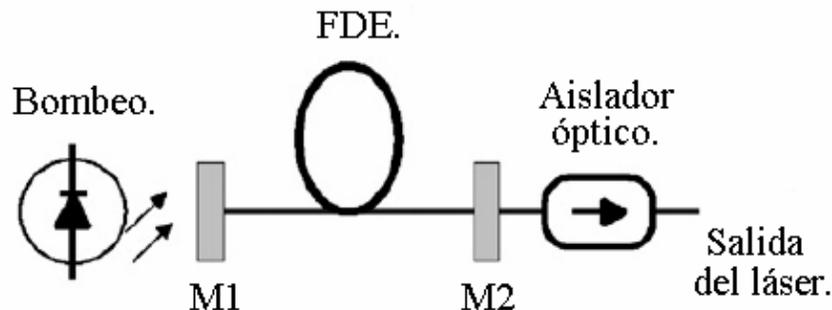


Figura 17. Láser de fibra dopada con erbio, cavidad lineal, M1: reflector dependiente de la longitud de onda de bombeo, M2: acoplador de salida, FDE: fibra dopada con erbio.

II.8 Cavidad de anillo

La cavidad de anillo es la configuración de láser de fibra dopada con erbio más comúnmente encontrada en la literatura; ésta incluye un aislador óptico y tiene la ventaja de operar con onda viajera, a diferencia de la operación de onda estacionaria de los láseres de cavidad lineal [Morkel et al; 1990]. Operar con onda viajera evita el quemado de

agujero espacial que tienen las cavidades lineales, esto quiere decir que se utiliza más eficientemente la ganancia provista por la fibra dopada con erbio. Usualmente, cuando no se usan filtros en la cavidad, los láseres de cavidad lineal son menos estables en potencia y frecuencia en comparación con los de cavidad de anillo.

En un láser de fibra con configuración de anillo la luz de bombeo, comúnmente de un diodo láser compacto de alta potencia, es acoplada dentro de la fibra dopada con erbio a través de un multiplexor por división de longitud de onda (WDM); además, se utiliza un diodo óptico para forzar la operación unidireccional del láser. La figura 18 muestra el esquema típico de un láser de fibra con cavidad de anillo.

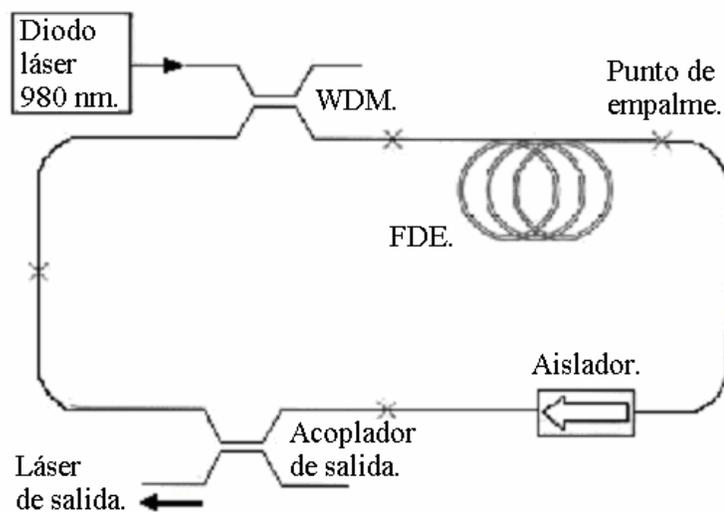


Figura 18. Láser de fibra dopada con erbio, cavidad de anillo, WDM: multiplexor por división de longitud de onda, FDE: fibra dopada con erbio.

II.9 Láseres de fibra óptica sintonizables

En una cavidad lineal, la reflectividad del acoplador de salida en la longitud de onda del láser puede ser variable y así tener un laseado sintonizable [Ball y Morey, 1994]. Estos

láseres comúnmente utilizan rejillas de Bragg en cada extremo de la fibra. Las rejillas de Bragg son reflectores dependientes de la longitud de onda, es decir, éstas transmiten selectivamente algunas longitudes de onda y reflejan otras, dependiendo del espaciamiento en el patrón de franjas del que están constituidas, las franjas son generadas por la modulación periódica del índice de refracción efectivo de la fibra óptica, que es grabado con rayos ultra violeta.

Una rejilla reflejará luz con una longitud de onda λ_{Bragg} correspondiente a dos veces el periodo de la rejilla por el índice de refracción efectivo,

$$\lambda_{Bragg} = 2\Lambda n_{efectivo} \quad (41)$$

donde Λ es el periodo de la rejilla y $n_{efectivo}$ es el índice de refracción efectivo. Con un sistema de compresión y estiramiento de las rejillas de Bragg se puede controlar la condición de resonancia en la cavidad láser, para tener un láser sintonizable en un rango continuo de longitud de onda de decenas de nanómetros (figura 19.a).

En una cavidad de anillo, como la que se muestra en la figura 18, se puede agregar un filtro pasa bandas para tener un láser sintonizable (figura 19.b). Los filtros sintonizables comúnmente utilizados son de tipo Fabry–Perot [Park et al; 1991], dispositivos electroópticos [Gloag et al; 1994] y optoacústico [Smith et al; 1991].

Existe un proceso llamado ruido ASE (Emisión Espontánea Amplificada) en todos los láseres, en el cual, cualquiera de los iones excitados pueden relajarse espontáneamente del estado metaestable al estado base emitiendo un fotón diferente a los fotones que

idealmente emite el láser. Este fotón emitido espontáneamente puede ser amplificado conforme atraviesa el medio amplificador y estimular la emisión de más fotones de los iones excitados. Este proceso puede ocurrir a cualquier frecuencia dentro del espectro de fluorescencia del medio amplificador, y obviamente reduce la ganancia del amplificador.

La relación señal óptica a ruido ASE (emisión espontánea amplificada) del láser será mejorada colocando el filtro pasa bandas apenas antes del acoplador de salida. Sin embargo, si el filtro es colocado después del acoplador de salida, la potencia de salida es mejorada a expensas de la relación señal óptica a ruido.

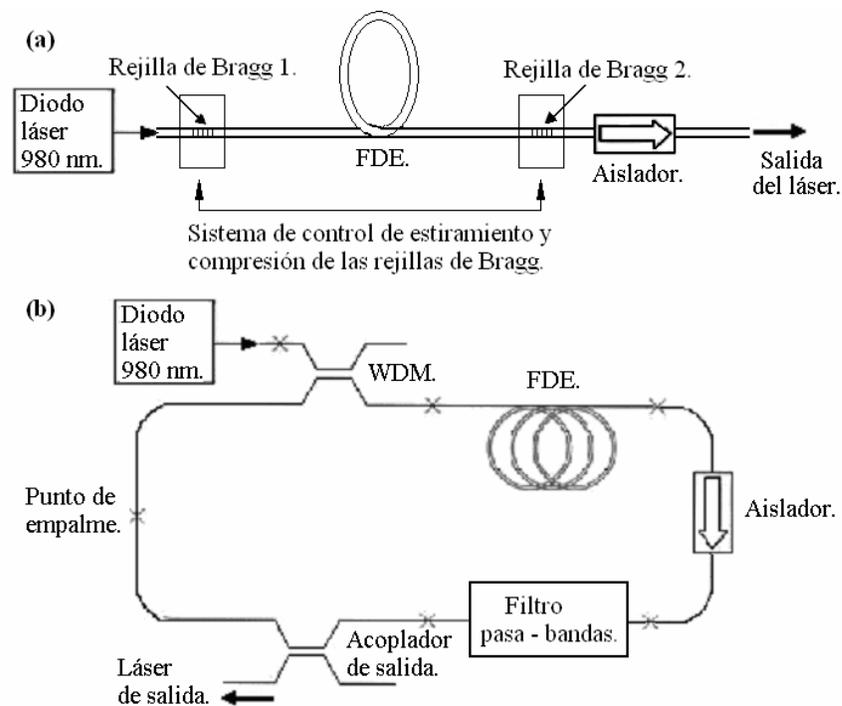


Figura 19. Esquemas de un par de láseres sintonizables de fibra óptica dopada con erbio, (a) cavidad sintonizable lineal, (b) cavidad sintonizable de anillo.

CAPITULO III

LÁSER DE FIBRA ÓPTICA DOPADA CON ERBIO

Introducción

El avance tecnológico en las técnicas de deposición de vapores químicos en fibras ópticas permitió la incorporación de iones de tierras raras en el núcleo de la preforma [Poole et al; 1985], y con esto llegó la fabricación del amplificador de fibra monomodo. Estos avances tecnológicos guiaron a la fabricación, en 1985, del primer láser de fibra dopada con neodimio en cavidad lineal y de anillo, emitiendo algunos miliwatts de potencia de salida, con una emisión alrededor de $1.08 \mu\text{m} - 1.09 \mu\text{m}$ [Mears et al; 1985]; todo esto abrió el camino para investigar láseres y amplificadores de fibra dopada con otras tierras raras. En particular el ion de erbio, éste tiene una transición radiativa alrededor de $1.55 \mu\text{m}$ que corresponde a la ventana de transmisión con menos pérdidas en fibras de sílice. A pesar de que forma un sistema láser de tres niveles, el ion de erbio en sílice puede ser un medio de ganancia muy potente una vez que está en forma de fibra óptica. Sin embargo, los láseres de fibra dopada con erbio (LFDE) tienen variaciones de amplitud a la salida debido al fenómeno de auto pulsado, lo cual limita el uso de este tipo de láser en ciertas aplicaciones como el sensado [Yun et al; 1998].

El fenómeno de auto pulsado ha sido estudiado y atribuido a dos diferentes causas, a la interacción ion – ion [Sanchez et al; 1993] y a las oscilaciones de relajación [Rangel Rojo y Mohebi, 1997]; el problema es que los modelos que se manejan en las publicaciones hechas al respecto, hablan de una causa y excluyen a la otra; así que el mecanismo responsable del auto pulsado observado no ha sido establecido en forma definitiva.

III.1 Espectroscopía del erbio

El erbio es un metal de transición de la serie de tierras raras. En una matriz de vidrio, el erbio forma iones trivalentes con una estructura exterior electrónica $4f^{11} 5s^2 5p^6$, todas las transiciones del visible y del infrarrojo en el erbio están dadas por los electrones de la capa 4f [Becker, 1999]. El Er^{3+} es el ion elegido para laseado y amplificación en la región de 1.5 μm , debido a su transición ${}^4I_{13/2} \leftrightarrow {}^4I_{15/2}$. En la figura 20, se muestran los principales niveles de energía de los iones de erbio, donde se indica las posibles longitudes de onda de bombeo, la nomenclatura de los niveles de energía en notación utilizada en espectroscopia acompañada de los tiempos de vida.

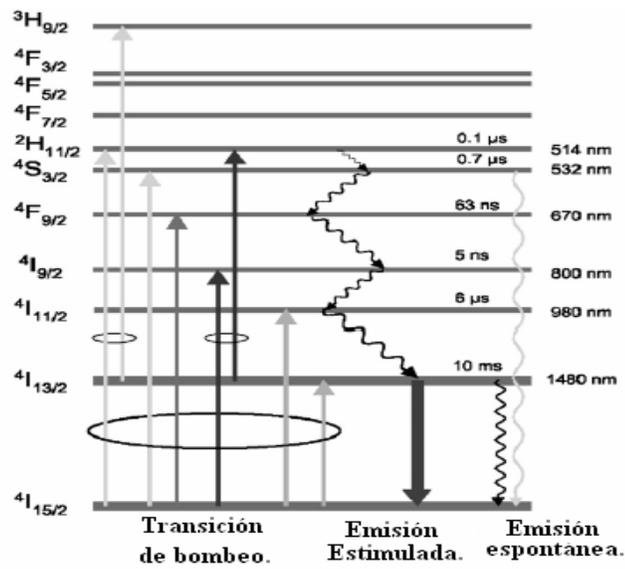


Figura 20. Niveles de energía del ion de erbio.

La figura 21 muestra la absorción medida en una fibra dopada con erbio a temperatura ambiente. Los diferentes picos corresponden a la transición entre el nivel fundamental $4I_{15/2}$ y los estados superiores [Becker, 1999]. Las dos regiones principales de bombeo son a 1480 y 980 nm, ya que es visto que proveen una absorción significativa; además, con estas fuentes de bombeo el problema de la absorción de energía hacia estados excitados es disminuido considerablemente. La clave del éxito del erbio es que el nivel superior de la transición de amplificación, $4I_{13/2}$, es separado por un gap (banda de energía prohibida) de energía grande del nivel inferior siguiente, por lo que su tiempo de vida es muy largo y mayormente radiativo. El valor de este tiempo de vida es alrededor de 10 ms y varía dependiendo de la concentración de erbio. Este tiempo de vida largo permite la inversión de población entre los niveles $4I_{13/2}$ y el $4I_{15/2}$.

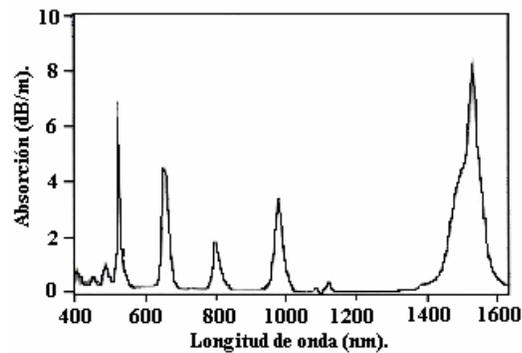


Figura 21. Espectro de absorción de una fibra de silicio-germanio-aluminio dopada con erbio.

III.2 Tiempos de vida

El tiempo de vida de un nivel es inversamente proporcional a la probabilidad por unidad de tiempo de la salida de un ion de ese nivel excitado. El decaimiento de población de un nivel dado, de un grupo de iones excitados, cae exponencialmente con una constante de tiempo igual al tiempo de vida. Cuando existen diferentes caminos para el decaimiento de la población, la probabilidad total es igual a la suma de las probabilidades individuales para cada camino. A estos caminos de decaimiento se les asigna tiempos de vida individuales. Usualmente, el tiempo de vida de un nivel dado de tierras raras toma en consideración dos principales caminos de decaimiento, radiativo y no radiativo:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}, \quad (42)$$

donde τ es el tiempo de vida total, τ_r es el tiempo de vida radiativo y τ_{nr} es el tiempo de vida no radiativo [Becker, 1999]. El tiempo de vida radiativo se desarrolla de la fluorescencia del nivel excitado hacia todos los niveles inferiores. Los tiempos de vida no

radiativos dependen principalmente de la naturaleza del material anfitrión y del acoplamiento entre las vibraciones del ion de erbio y de los iones que lo encierran. En el proceso no radiativo, la desexcitación del ion de erbio es acompañada de la emisión de uno o varios fonones.

A altas concentraciones de erbio, puede ocurrir un efecto conocido como disminución de la concentración de iones (concentration quenching). Dicho efecto acorta el tiempo de vida del estado excitado. Esto es, el tiempo de vida del estado ${}^4I_{13/2}$ es una función de la concentración del Er^{3+} ; la disminución de la concentración de iones (concentration quenching) puede crecer del efecto upconversion. El efecto upconversion (Conversión hacia arriba) básicamente significa que a un ion excitado se le cede energía, a través de la cual es transferido a un nivel más alto de energía.

III.3 Secciones transversales de transición (Absorción y emisión)

Las secciones transversales cuantifican la habilidad que tiene un ion para absorber y emitir luz. La sección transversal de una transición de un ion en particular entre dos estados, representa la probabilidad para esa transición de absorción y emisión de luz simultáneamente [Milonni y Eberly, 1988]. Dado dos estados 1 y 2, con sus respectivas energías E_1 y E_2 (E_1 menor que E_2), la probabilidad de transición para la absorción de un fotón de energía $(E_2 - E_1)$ es proporcional a la sección transversal σ_{12} y la emisión de un fotón es proporcional a la sección transversal σ_{21} . Las dimensiones de la sección

transversal están dadas en unidades de área. La potencia de luz P_{abs} absorbida por un ion que incide sobre éste con una frecuencia ω está dada por:

$$P_{abs} = \sigma_{12} I , \quad (43)$$

donde I es la irradiancia de la luz incidente sobre el ion. Dividiendo por la energía del fotón, $\hbar\omega$, se obtiene una razón de absorción en números de fotones,

$$N_{abs} = \sigma_{12} \frac{I}{\hbar\omega} = \sigma_{12} \phi(\omega) , \quad (44)$$

donde $\phi(\omega)$ es el flujo de fotones en unidades de número de fotones por unidad de área por unidad de tiempo. Similarmente, la potencia de luz emitida por un ion con luz de irradiancia I incidiendo sobre él está dada por:

$$P_{em} = \sigma_{21} I . \quad (45)$$

Intuitivamente, la sección transversal de absorción puede ser pensada como una pequeña área que intercepta un flujo de luz “entrampando” los fotones que fluyen a través de ella. La probabilidad de emisión tiene una interpretación análoga. Para un conjunto de iones, con una población N_1 en estado base y una población N_2 en el estado superior (metaestable), el cambio total de potencia de luz de irradiancia I viajando a través del conjunto de iones está dado por:

$$\Delta P = P_{em} - P_{abs} = (N_2\sigma_{21} - N_1\sigma_{12})I . \quad (46)$$

La cantidad de potencia de luz absorbida por el medio es la parte negativa de esta cantidad. Debe notarse que las probabilidades de absorción y emisión son proporcionales a la irradiancia de luz y no a su potencia. Mientras más pequeña sea el área sobre el cual se concentra la luz, más alta es la probabilidad de la emisión o absorción de luz.

Algunas veces se puede considerar que la sección transversal de emisión y absorción son diferentes entre ellas, debido a que en el caso de los iones de erbio, los dos niveles referidos como $^4I_{15/2}$ (nivel base) y $^4I_{13/2}$ (nivel metaestable) son realmente un conjunto de subniveles que son poblados dependiendo de la distribución térmica. La división de los niveles de energía es creada cuando el ion es colocado en el material anfitrión. El ambiente proveído por el material anfitrión destruye el ambiente simétrico esférico que los iones de tierras raras tienen en su fase de vapor. Entonces la degeneración de los estados atómicos 4f serán afectados en alguna medida [Becker, 1999]. Esta división es llamada división Stark, y los estados resultantes son llamados componentes Stark (niveles Stark).

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 22 (a) se muestra el espectro de absorción y emisión; podemos notar que hay un corrimiento en las longitudes de onda entre los dos espectros. 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) [Bellemare, 2003].

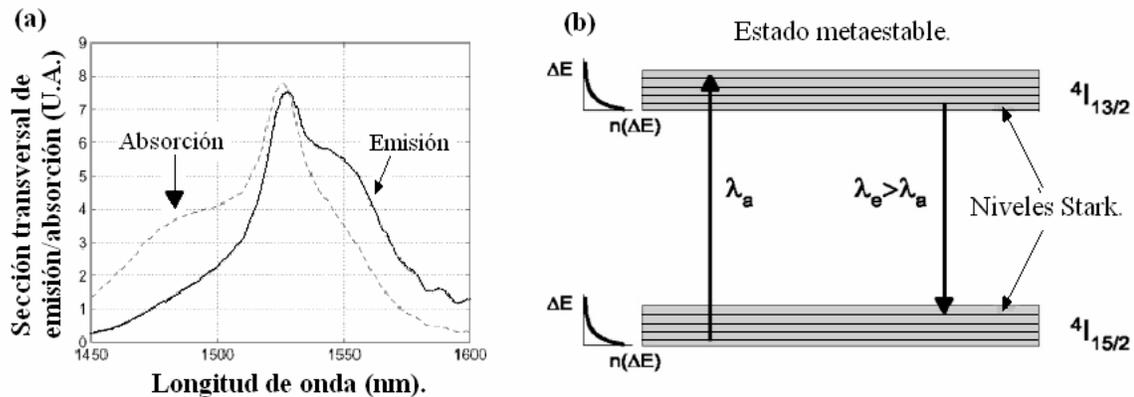


Figura 22. (a) Sección transversal de emisión y absorción. (b) Esquema simplificado de los niveles de energía, con la distribución de Boltzmann.

III.4 Ancho de línea y ensanchamiento

El ancho de línea de una transición contiene contribuciones de varios efectos. Para una transición entre dos eigenestados dados de un ion de tierra rara, el ancho de línea de una transición contiene contribuciones homogéneas e inhomogéneas. El ensanchamiento homogéneo, o natural, se genera del tiempo de vida y el tiempo de defasamiento del estado y depende de los procesos radiativos y no radiativos. El ensanchamiento inhomogéneo es

la medida de diferentes sitios de un grupo de iones, con la variación del ambiente local de un ion habrá un corrimiento en los niveles de energía del ion y de la fluorescencia o absorción observada de este grupo de iones [Becker, 1999].

En presencia de una transición saturada, la figura de línea de emisión y absorción será afectada en diferente manera, dependiendo si la línea es ensanchada homogéneamente o inhomogéneamente. Cuando el ensanchamiento es homogéneo, la línea se saturara uniformemente al ritmo de la inversión de población cuando ésta es reducida. Por otro lado, cuando el ensanchamiento es inhomogéneo, la inversión de población puede ser localmente afectada. Entonces el espectro de ganancia cambia no uniformemente a través de la transición, con un agujero en los alrededores del nivel de energía donde la inversión de población fue disminuida.

Otro mecanismo de ensanchamiento puede ser considerado que crece de las divisiones Stark. Cuando los niveles son ensanchados y el centro de las transiciones entre diferentes niveles Stark son cercanos en energía, las líneas de transición se traslapan y aparece una forma de transición grande. Si la redistribución de la población entre niveles Stark es lo suficientemente rápida, la transición entera tomara un carácter de ensanchamiento homogéneo.

III.5 Efectos de interacción Er^{3+} - Er^{3+}

La vasta mayoría de los amplificadores de fibra dopada con erbio usan fibras que miden entre 1 a 100 metros de largo. Ha sido encontrado que a longitudes cortas, donde se requiere que la concentración de erbio sea alta, efectos indeseables ocurren y reducen el

desempeño del amplificador, y estos han sido relacionados con los efectos de interacción ion-ion. Tales efectos pueden ocurrir también a longitudes de fibra largas donde los iones de erbio están confinados en el centro de la región del núcleo. Esto es debido a que la densidad de iones de erbio será alta allí y es la concentración local de los iones de erbio lo que es importante en este contexto. Las fibras dopadas con muy baja concentración de erbio son más eficientes en términos del desempeño de los amplificadores [Wagener et al; 1994]. Las interacciones ion - ion llegan a ser crucialmente importantes para el desarrollo de guías de onda dopadas con erbio para amplificar, donde la longitud del amplificador es reducido a unos cuantos centímetros.

El efecto de interacción ion - ion relaciona el problema de transferencia de energía entre iones de tierras raras. Cuando la concentración local de iones de erbio llega a ser lo suficientemente alta, no es tan válido suponer que cada ion es un ion aislado, que actúa independientemente de los iones vecinos, por lo cual, se podría considerar la posibilidad de transferencia de energía entre iones, y sus consecuencias. Esto puede tener un impacto negativo en amplificadores cuando el estado superior de la transición de amplificación está siendo reducida por transferencia de energía.

El caso más simple de transferencia de energía involucra la transferencia de determinado monto de energía de un ion excitado a un ion cercano en su estado base, sin ganancia o pérdida de energía en la parte del sistema de dos iones como un todo. Esto es conocido como transferencia de energía resonante y es ilustrado en la figura 23(a). La transferencia de energía también puede ocurrir entre iones en sus estados excitados; éste es ilustrado en la figura 23(b) donde los iones 1 y 2 (previamente excitados de algún modo) se transfieren energía, resultando en la promoción del ion 2 a un nivel de energía más alto, y la caída del

ion 1 al estado base. Este caso es conocido como *stepwise upconversion*, o simplemente *upconversion* (conversión hacia arriba).

Y por último, el proceso de luminiscencia cooperada es mostrado en la figura 23(c) donde dos iones, acoplados en el mismo estado excitado, simultáneamente decaen al estado base y emite sólo un fotón con dos veces la energía del ion solo en estado excitado [Becker, 1999].

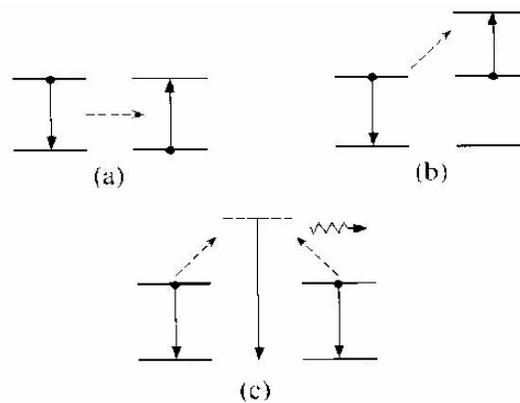


Figura 23. Efectos de interacción, (a) transferencia de energía resonante, (b) upconversion, (c) luminiscencia cooperada.

III.6 Fenómeno de Auto – pulsado

Algunos láseres de fibra emiten un tren de pulsos ópticos, incluso cuando su bombeo es continuo. Este fenómeno es conocido como auto pulsado y es un ejemplo específico de las inestabilidades del láser. Este suceso requiere un mecanismo no lineal dentro de la cavidad láser. Se ha observado que el LDFE trabaja dentro del régimen de auto pulsado, y su origen es atribuido a dos mecanismos no lineales. En un estudio [Sanchez et al; 1993], la interacción ion-ion en un agrupamiento de iones de erbio fue encontrado responsable del auto pulsado. Otro modelo muestra que el auto pulsado puede resultar de la

desestabilización de las oscilaciones de relajación [Rangel Rojo y Mohebi, 1997], el mismo mecanismo que conduce al auto pulsado en los láseres de semiconductor; este origen del auto pulsado fue confirmado en un experimento en el cual la fibra dopada con erbio fue co-dopada con aluminio para minimizar la producción de grupos de iones de erbio dentro del núcleo de sílice. De hecho, la razón de repetición de los pulsos es altamente concordante con la frecuencia de las oscilaciones de relajación. La figura 24 muestra las mediciones experimentales del Dr. Rangel.

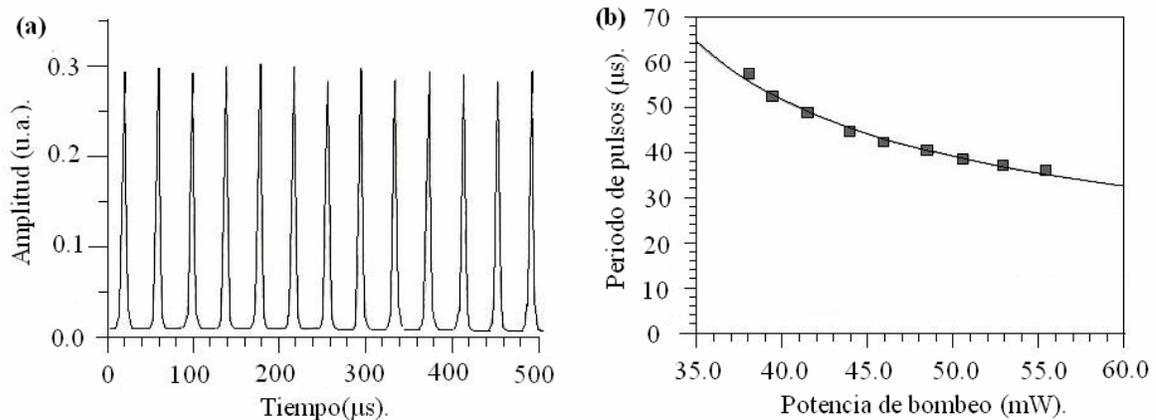


Figura 24. (a) Fenómeno de auto pulsado en un LFDE, obtenido con un bombeo continuo. (b) Medición del periodo de los pulsos como función de la potencia de bombeo, los cuadros son puntos de medición experimental, y la línea continua son los valores obtenidos de la ecuación (38).

En este trabajo [Rangel Rojo y Mohebi, 1997] se consideró un modelo basado en la evolución temporal de la población de los iones de erbio en los estados excitados. En el modelo se considera que los niveles de energía involucrados en la emisión láser son los que se observan en la figura 25.

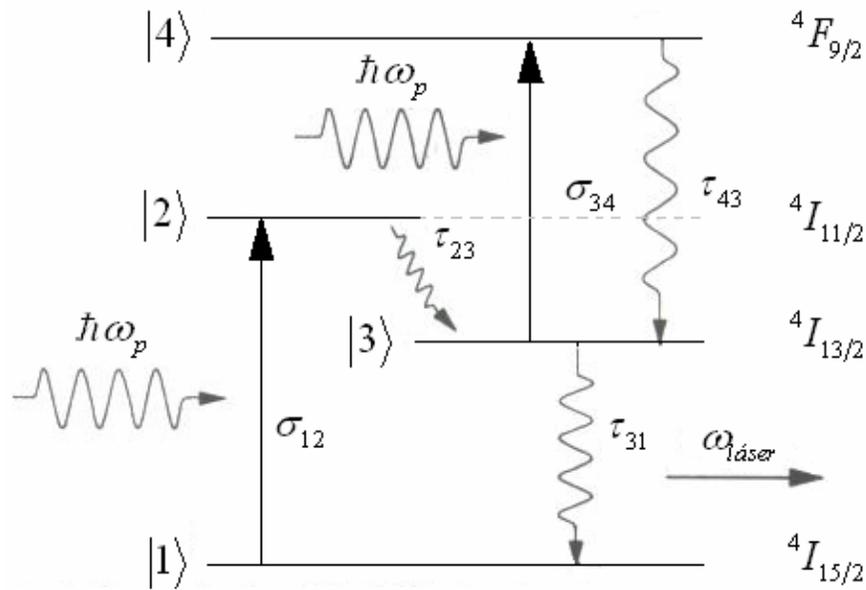


Figura 25. Niveles de energía de los iones del erbio, mostrando la transición láser, el nivel de bombeo y la absorción de estado excitado.

La señal de bombeo lleva los iones del estado base $4I_{15/2}$ hacia el estado $4I_{11/2}$ en donde se tiene un tiempo de vida muy corto y los iones caen rápidamente hacia el estado $4I_{13/2}$, el nivel superior de la transición láser. El nivel $4I_{13/2}$ es llamado metaestable y tiene un tiempo de vida de aproximadamente 10 milisegundos. Este tiempo largo de vida puede propiciar que ocurra una absorción de estado excitado del nivel metaestable hacia el nivel superior $4F_{9/2}$, por lo que se incluye en el modelo.

Para describir la evolución de la densidad de población N_i del nivel $|i\rangle$ se utiliza las siguientes ecuaciones de razón:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\sigma_{12} p_p N_1 + \frac{N_3}{\tau_{31}} - \sigma_{13} p_l (N_1 - N_3) \quad (47)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \sigma_{12} p_p N_1 - \frac{N_2}{\tau_{23}} \quad (48)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = \frac{N_2}{\tau_{23}} - \sigma_{34} p_p N_3 - \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_4}{\tau_{43}} + \sigma_{13} p_l (N_1 - N_3) \quad (49)$$

$$\frac{\partial N_4}{\partial t} = \sigma_{34} p_p N_3 - \frac{N_4}{\tau_{43}} \quad , \quad (50)$$

donde $p_p = I_p / \hbar \omega$ es la densidad de fotones de bombeo, con I_p igual a la intensidad de bombeo, $p_l = I_l / \hbar \omega$ es la densidad de fotones del láser, σ_{ij} son las secciones transversales de absorción de las transiciones $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$, y τ_{ij} son los tiempos de vida de los procesos de decaimiento $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$.

Además, [Rangel Rojo y Mohebi, 1997] definen la ecuación para la intensidad I_l del láser de la siguiente forma:

$$\frac{dI_l}{dt} = -\frac{I_l}{t_{cav}} + c \sigma_l (N_3 - N_1) I_l \quad , \quad (51)$$

donde t_{cav} es el tiempo de cavidad definido en la ecuación (22), c es la velocidad de la luz y σ_l es la sección transversal de la emisión estimulada a la longitud de onda del láser, $\sigma_l = \sigma_{13}$.

Como primer paso, se utiliza el término de oscilación de la ecuación (38), el término bajo la raíz cuadrada, para obtener un valor de t_{cav} y la relación de aumento de la frecuencia con el aumento del término r , después se resuelven las ecuaciones (47, 48, 49, 50) junto con la ecuación (53).

El resultado de la simulación hecha por [Rangel Rojo y Mohebi, 1997] es el que se muestra en la siguiente figura.

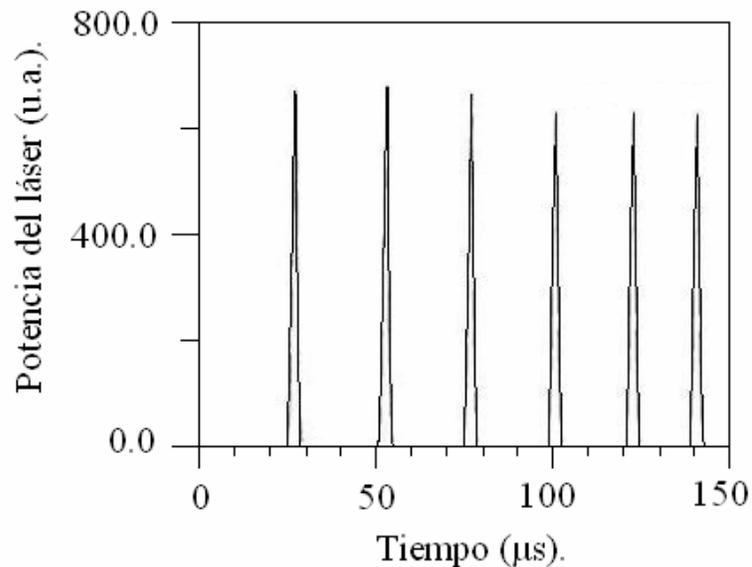


Figura 26. Comportamiento de los pulsos del láser con el modelo numérico.

La contraparte de la teoría de las oscilaciones de relajación, es la interacción entre pares de iones excitados; el modelo teórico desarrollado se basa en el hecho de tener un láser con un absorbedor saturable [Sanchez y Stephan, 1996]. Se considera que la fibra dopada con erbio tiene iones de erbio aislados que contribuyen al laseado y una cantidad “ x ” de pares de iones excitados responsables de la absorción saturable. Los resultados del modelo del Dr. Sanchez se muestran en la figura 27.

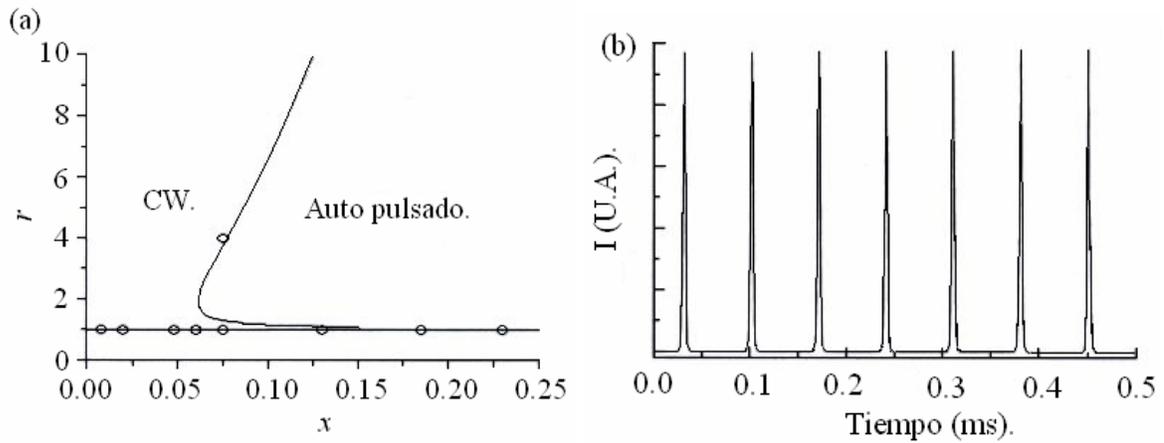


Figura 27. Resultados del modelo que atribuye el fenómeno de auto pulsado a las interacciones entre pares de iones excitados [Sanchez y Stephan, 1996], (a) Diagrama de estabilidad, donde r es la razón de bombeo y x es la concentración de pares de iones. (b) Comportamiento de los pulsos del láser con el modelo numérico, para una $x = 10\%$ y $r = 1.5$, con un bombeo continuo.

Uno de los modelos desarrollados del trabajo de Dr. Sanchez se basa en las siguientes ecuaciones [Luo y Chu, 1997]:

$$\frac{dI_L}{d\tau} = -KI_L + G_L D_L I_L + G_A D_A I_L \quad (52)$$

$$\frac{dD_L}{d\tau} = -(1 + I_p + I_L)D_L + (I_p - 1)(1 - x) \quad (53)$$

$$\frac{dD_A}{d\tau} = -\gamma_A(D_A + x) - I_L D_A, \quad (54)$$

donde $\tau = t/\tau_2$, $\tau_2 \approx 10\text{ms}$ es el tiempo de vida del estado metaestable, I_L e I_p son, respectivamente, la intensidad de la luz de laseado y la luz de bombeo. D_L y D_A son la

inversión de población para la emisión láser y la absorción, respectivamente. D_L es positiva para la emisión láser, mientras D_A es negativa por la absorción. K es el tiempo de caída de la intensidad del láser en el resonador. G_L y G_A son, respectivamente, el coeficiente de ganancia y el coeficiente de absorción. γ_A es el tiempo de caída de la inversión de población de la parte absorbida en los pares de iones.

Con las ecuaciones (52, 53 y 54) en estado estable se obtiene la intensidad de bombeo umbral:

$$I_{P_{umbral}} = \frac{G_A x + K + G_L(1-x)}{G_L(1-x) - (G_A x + K)} , \quad (55)$$

y la relación de la intensidad de laseado contra la intensidad de bombeo:

$$I_{Ls} = \frac{G_L(I_P - 1)(1-x)}{G_A x + K} - (I_P + 1) . \quad (56)$$

Por último, con el análisis de estabilidad lineal de las ecuaciones (52, 53 y 54), obtienen la siguiente ecuación característica:

$$\lambda^3 + l\lambda^2 + m\lambda + n = 0 , \quad (57)$$

donde λ es una variable arbitraria y

$$l = K - G_L D_{Ls} - G_A D_{As} + I_P + 2I_{Ls} + \gamma_A + 1 \quad (58)$$

$$m = (K - G_L D_{Ls} - G_A D_{As})(I_P + 2I_{Ls} + \gamma_A + 1) + (1 + I_P + I_{Ls})(\gamma_A + I_{Ls}) \\ + (G_A D_{As} + G_L D_{Ls})I_{Ls} \quad (59)$$

$$n = (K - G_L D_{Ls} - G_A D_{As})(1 + I_P + I_{Ls})(\gamma_A + I_{Ls}) + G_A D_{As} I_{Ls} (1 + I_P + I_{Ls}) \\ + G_L D_{Ls} I_{Ls} (\gamma_A + I_{Ls}) \quad (60)$$

$$D_{Ls} = \frac{(I_P - 1)(1 - x)}{1 + I_P + I_{Ls}} \quad (61)$$

$$D_{As} = -\frac{\gamma_A x}{\gamma_A + I_{Ls}}. \quad (62)$$

La solución de λ es un valor que determina el comportamiento de un estado estable perturbado. Cuando la parte real de todas las raíces de λ son negativas, el estado estable de la ecuación (56) no se perturba y la luz del láser es cw. Sin embargo, si la parte real de al menos una de las raíces de λ es positiva, el estado estable pierde su estabilidad, y ocurre el pulsado. Esto sucede a cierto valor de la potencia de bombeo porque la parte real de un par de las raíces de λ son siempre positivas.

III.7 Formas de disminuir el auto pulsado

Los LFDE producen trenes de pulsos aún cuando estos son bombeados con una fuente continua. Este comportamiento es llamado fenómeno de auto pulsado.

Uno de los primeros análisis de las inestabilidades en este tipo de láseres muestra que el principal culpable del fenómeno de auto pulsado es el agrupamiento de iones de erbio, [LeBoudec et al; 1993]. Cuando la concentración local de iones de erbio es alta se da lugar a las interacciones ion-ion, que consiste en la transferencia de energía entre iones ya explicada en este capítulo; esta pérdida de iones excitados crea absorción saturable, a la cual se le atribuye el fenómeno de auto pulsado.

Tomando como base la teoría del agrupamiento de iones; [Loh y de Sandro, 1996] experimentaron el cambio de la fuente de bombeo de 980 nm a 1510 nm, longitud de onda dentro de la región resonante, ya que con la longitud de onda de 1510 nm se recuperan rápidamente los iones que han caído del estado metaestable al estado fundamental, por efectos de interacción ion - ion. [Loh y de Sandro, 1996] mostraron la disminución del efecto de auto pulsado comparado con el láser bombeado con una fuente de 980 nm; sin embargo, esta configuración resultó ser menos eficiente con la fuente de bombeo de 1510 nm que con la de 980 nm.

Siguiendo la idea de bombear con una fuente de longitud de onda dentro de la región resonante, [Luo y Chu, 1997] proponen bombear el láser de cavidad de anillo con la fuente de 980 nm para tener una eficiencia alta y además agregar una fuente de bombeo auxiliar de 1534 nm. Esta última fuente sólo necesita aportar el 3 % del bombeo total aplicado, para mostrar una gran mejoría en la estabilidad del láser. El láser de fibra emite a una longitud

de onda de 1548 nm. Con esta configuración los iones de erbio que caen rápidamente del estado excitado al estado fundamental, debido a los efectos de interacción, son recuperados enseguida con la fuente de bombeo auxiliar, con lo cual se mantiene la población de iones de erbio en el estado excitado y se evita la absorción saturable. El esquema de este experimento se muestra en la figura 28.



Figura 28. LFDE con dos fuentes de bombeo, 980 nm y 1534 nm.

Esta mejoría es debido a que al agregar al sistema la luz de bombeo cw auxiliar I_C de potencia baja con longitud de onda dentro de la banda de transición de los iones de erbio, el término I_L de la ecuación (52) es ahora:

$$I_L' = I_L + I_C. \quad (63)$$

Este cambio genera que el umbral para que ocurra la inestabilidad tenga un incremento significativo y queda situada fuera de la región de operación del láser. Esto es debido a que

el factor $(K - G_L D_{Ls} - G_A D_{As})$ que aparece en las ecuaciones (58, 59 y 60) deja de ser cero cuando se utiliza la fuente auxiliar.

Otro experimento que comprueba la disminución del fenómeno de auto pulsado sugiere aplicar el bombeo por los dos extremos de la cavidad lineal del LFDE, [Jackson, 2002]; con este diseño se tiene una inversión de población uniforme a lo largo de la cavidad y se evita zonas de fuerte reabsorción.

Sin embargo, la contraparte de la teoría de interacción ion-ion es la que fundamenta el fenómeno de auto pulsado en las oscilaciones de relajación. En esta segunda teoría se experimenta con fibras co-dopadas con aluminio para evitar el agrupamiento de iones de erbio. Este tipo de experimentos reporta una gran inestabilidad en la potencia de salida debido a las ondas acústicas que llegan a la cavidad láser, por este motivo, uno de los primeros pasos es aislar la cavidad de perturbaciones acústicas. Una vez aislada la cavidad, cualquier perturbación hecha por la señal de bombeo genera la inestabilidad en la potencia de salida del láser de fibra.

Además, la inestabilidad es mayor en la potencia de salida cuando la frecuencia de la perturbación en la señal de bombeo es cercana a la frecuencia de las oscilaciones de relajación. Así que al observar la gran influencia que tiene la fuente de bombeo en la potencia de salida, [Mizrahi et al; 1993] optaron por utilizar el método de retroalimentación por medio de equipo optoelectrónico; este equipo ajusta la ganancia de la fuente de bombeo y la fase de la señal de bombeo para minimizar el auto pulsado, de acuerdo con la lectura que tenga de la señal de salida láser de fibra.

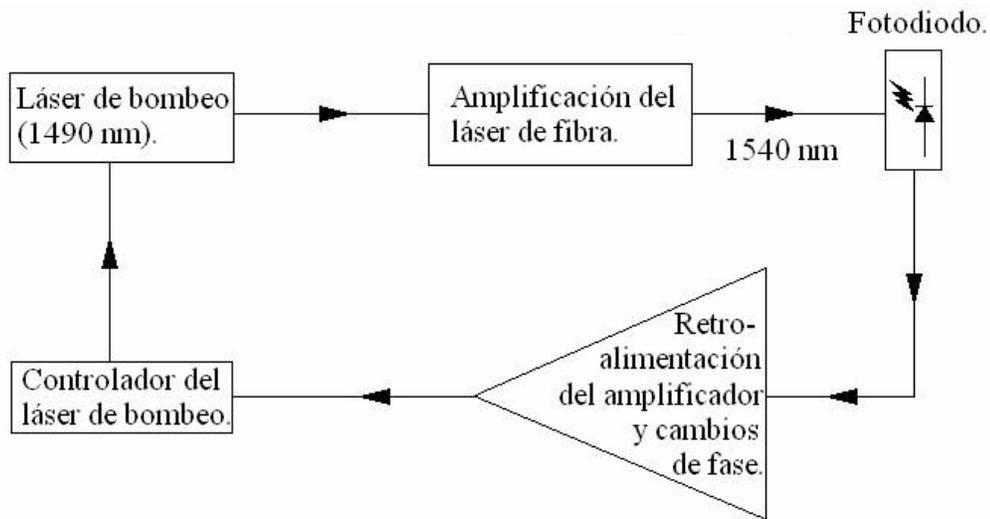


Figura 29. Esquema a bloques del LFDE con retroalimentación para ajustar la señal de bombeo.

Cuando la cavidad resonante de un LFDE es perturbada por la sintonización de la longitud de onda, la amplitud de salida del láser exhibe oscilaciones de relajación en su evolución hacia su estado estable, como resultado del tiempo de recuperación de la inversión de población del estado excitado. Entonces para un buen amortiguamiento de las oscilaciones de relajación es necesario prevenir que la inversión de población sea excesivamente deflectada por el pico de la primera oscilación. Esto puede lograrse si se limita el crecimiento de este primer pico con la incorporación de un absorbedor no lineal o un elemento de pérdidas dentro de la cavidad láser. El motivo por el cual se utiliza un elemento de pérdida no lineal es por que las pérdidas dependen de la intensidad y estas se incrementan con el aumento en la intensidad. Entonces, el elemento no lineal de pérdidas permite una operación transparente a intensidades bajas, y elimina una porción de la señal de laseado cuando la intensidad del láser es excesivamente alta, con lo que evita la deflexión excesiva de la inversión de población. Consecuentemente, el primer pico de las

oscilaciones es reducido y por lo tanto las oscilaciones de relajación son disminuidas, [Chieng y Cowle, 1995].

También se han desarrollado modelos matemáticos para simular el comportamiento del auto pulsado, que si bien tiene resultados teóricos que igualan los experimentales, estos no mencionan los efectos de interacción ion-ion, [Rangel Rojo y Mohebi, 1997], y muestran que el auto pulsado en LFDE puede ser explicado como oscilaciones de relajación producidas por la interacción entre la intensidad del bombeo y de la señal dentro del resonador y la inversión de población.

Por último, uno de los trabajos más recientes que se tienen alrededor de los LFDE muestra los parámetros importantes en este tipo de láseres para tener mejor estabilidad en la potencia de salida, aunque la potencia de salida es promediada con tiempos de promediación de 0.1 segundo, [Gusarov y Liegeois, 2004]. Este trabajo muestra que la fibra dopada y la longitud total de la cavidad son los parámetros de mayor importancia cuando se habla de estabilidad, además de mostrar que el control del modo de polarización no tiene un impacto significativo en la estabilidad, a pesar de que éste si tiene influencia en la potencia de salida. Por todo lo descrito en esta sección nos damos cuenta que el mecanismo culpable del auto pulsado no ha sido establecido en forma definitiva.

CAPITULO IV

MATERIALES Y MÉTODOS

Introducción

En este capítulo se describen los arreglos experimentales utilizados para caracterizar el LFDE, así como también, los arreglos utilizados para interrogar sensores de fibra. En el estudio de la cavidad láser se describen configuraciones con la fuente de bombeo en copropagación con la emisión láser, en contra propagación con la emisión láser, con una fuente de bombeo en cada extremo de la fibra dopada con erbio y por último con una fuente de bombeo modulada. También se describe el método utilizado para medir el ruido de intensidad del láser.

Este estudio nos lleva a seleccionar un par de configuraciones para utilizarlas como fuente de luz para dos sensores de fibra óptica, un sensor tipo Michelson y otro basado en rejillas de Bragg. Por lo tanto, también se describe el método utilizado para hacer la lectura de la longitud de onda de Bragg.

IV.1 Configuraciones del LFDE

Las configuraciones del LFDE que se analizan en este trabajo constan de una fuente de bombeo, diodo láser Nortel networks LC91C – 20 con su controlador de corriente Thorlabs LDC – 500 y su controlador de temperatura Thorlabs Tec 2000, el bombeo es introducido a la cavidad, tipo anillo, por medio de un acoplador WDM, MP fiber optics S/N 702596; la cavidad tiene una longitud total aproximada de 22 metros, contiene un aislador, MP fiber optics S/N 716358, para asegurar la circulación de la luz en una sola dirección. También tenemos dentro de la cavidad un filtro sintonizable Fabry–Perot, Micron Optics, que trabaja con voltaje; cuando variamos el voltaje sintonizamos la longitud de onda a la que trabaja el LFDE. La emisión láser se extrae de la cavidad a través de un acoplador 50/50, MP fiber optics S/N 709330. La fibra dopada con erbio tiene una longitud aproximada de 11 metros y sus características se muestran en la tabla I.

Tabla I.- Parámetros de la fibra dopada con erbio utilizada en este trabajo.

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.	$\text{Er}^3 + \text{Al}_2\text{O}_3/\text{GeO}_2/\text{SiO}_2$
Nivel relativo de Al_2O_3	Alto
Diámetro de la fibra.	125 +/- 1.5 μm

En la primera configuración (figura 30) se cuenta con un par de conectores, uno que une la fuente de bombeo con el acoplador WDM y otro que une el acoplador de salida con otro tramo de fibra que se utiliza para llevar la señal de salida del láser al foto detector.

Esta configuración, con la que se inició el trabajo, mostraba una gran inestabilidad en la potencia de salida. Parte de la inestabilidad era debida a que el conector con el que se acoplaba el bombeo al acoplador WDM generaba mucho ruido para sí mismo con la reflexión de luz. Este ruido era proporcional a la potencia de bombeo aplicada, esto es, para una potencia de bombeo más alta se tenía una inestabilidad mayor. Se observó en el osciloscopio que en este régimen se tenía una gran sensibilidad a las ondas acústicas que llegaban a la fibra del láser de bombeo (pigtail). A potencias bajas de bombeo las ondas acústicas resultaban en una importante fuente de inestabilidad; además, conforme aumentaba la potencia de bombeo, la frecuencia de las oscilaciones de relajación aumentaba y de la misma forma aumentaron las frecuencias de las ondas acústicas en las cuales se perturba fácilmente el bombeo.

En este punto, antes de sustituir el conector de la fuente de bombeo por un empalme, se probó con otro láser de bombeo, el cual, a pesar de generar una mejor eficiencia, también generó un comportamiento de inestabilidad en la potencia de salida del láser muy similar al anterior. El factor de eficiencia de todas las configuraciones estudiadas se calculó con la siguiente formula:

$$Eficiencia = \frac{P_{salida}}{P_{bombeo}}, \quad (64)$$

donde P_{salida} es la potencia de salida del LFDE a una determinada potencia de bombeo P_{bombeo} . La figura 30 muestra la configuración de la cavidad láser; esta cavidad se encontraba sobre una superficie suave, esponja, y dentro de una caja de acrílico de 35 cm x 23.5 cm x 5 cm, que también se muestra en la figura 30.

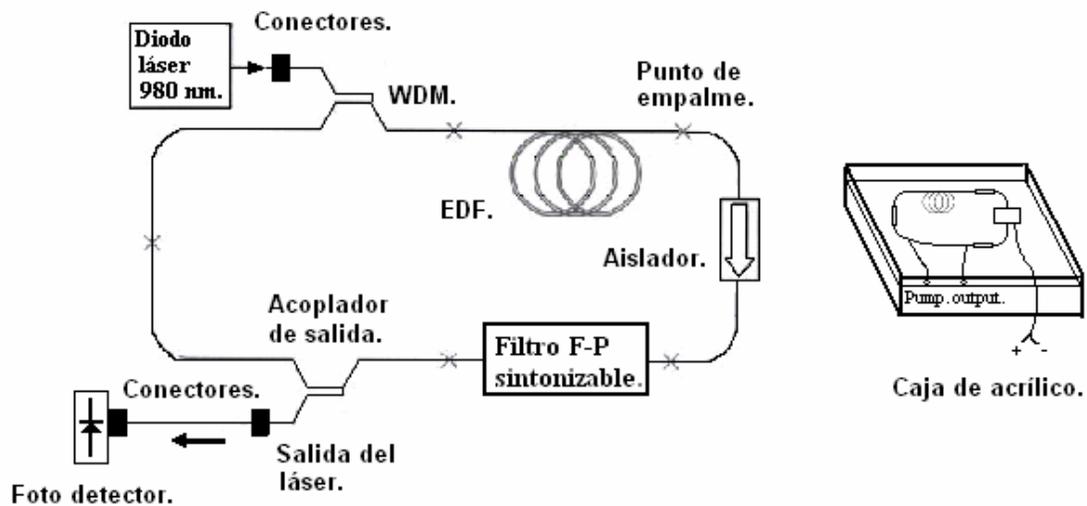


Figura 30. Cavidad láser, luz de bombeo en copropagación a la emisión láser.

Se cambió el conector por un empalme, para así unir la fuente de bombeo con el acoplador WDM, con lo cual se logró eliminar el problema de ruido de ondas acústicas que llegaban a la fibra del láser de bombeo, y además se obtuvo una eficiencia mayor. Sin embargo, se observó un gran aporte de ruido cuando se movía algún componente de la cavidad y lo mismo pasó con la fibra de salida, este último se atribuye al conector de salida que une el acoplador de salida a una fibra larga con conectores para hacer las mediciones. Se colocó otro aislador en serie con el que ya se tiene dentro de la cavidad para prevenir

perturbaciones por reflexiones de luz excesivas, a pesar de esto se siguió teniendo una inestabilidad en la potencia de salida. Por lo cual, se elimina el conector que une al acoplador de salida con la fibra que se utilizó para hacer las mediciones. Entonces, las mediciones se realizan directamente de la fibra proveniente del acoplador de salida, la cual se cliva con ángulo para obtener mejores resultados. Además, se cubre toda la cavidad (por abajo y por arriba) con algodón para suavizar las perturbaciones dentro de la cavidad, provenientes de las ondas acústicas. Con los cambios hechos se mejoró la estabilidad y se obtuvo una mayor eficiencia, aunque se tuvo presente en todo momento el fenómeno de auto pulsado. Debemos tener presente que la incorporación del segundo aislador incrementó la longitud total de la cavidad aproximadamente 3 metros. La figura 31 muestra en qué forma está la configuración del LFDE después de los cambios mencionados.

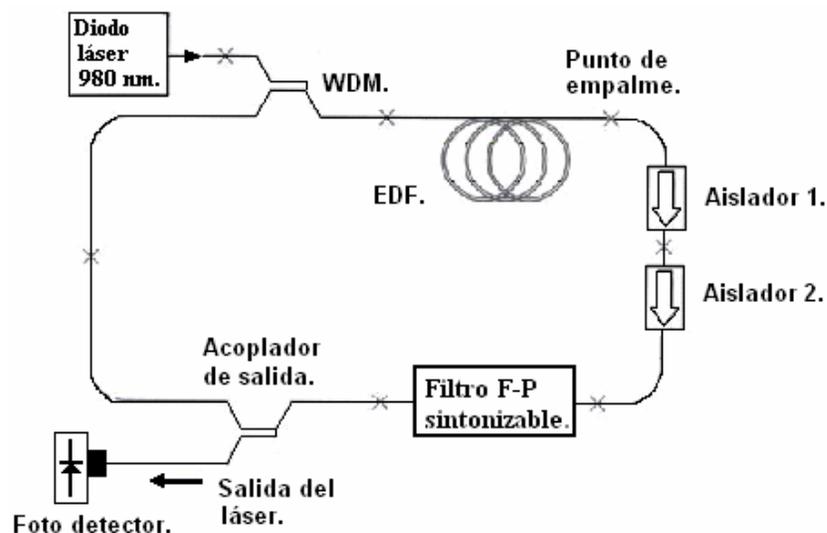


Figura 31. Cavidad láser, conectores eliminados, luz de bombeo en copropagación con la emisión láser.

Después de caracterizar la cavidad, medir potencia de salida y longitud de onda con cambios en la potencia de bombeo así como el nivel de bombeo umbral y el factor de eficiencia del LFDE, cambiamos la posición de la fuente de bombeo y la colocamos en el extremo contrario de la fibra dopada con erbio, tal y como se muestra en la figura 32; con este cambio la señal de bombeo va a viajar, dentro de la cavidad, en dirección contraria a la trayectoria en la que se desarrolla la emisión láser. Por lo tanto, la emisión láser que se retroalimenta a la fibra dopada con erbio encontrará una inversión de población diferente, por la posición de la fuente de bombeo, en comparación con la configuración anterior; sin embargo, esta configuración generó resultados muy similares a la configuración anterior, como veremos en el siguiente capítulo.

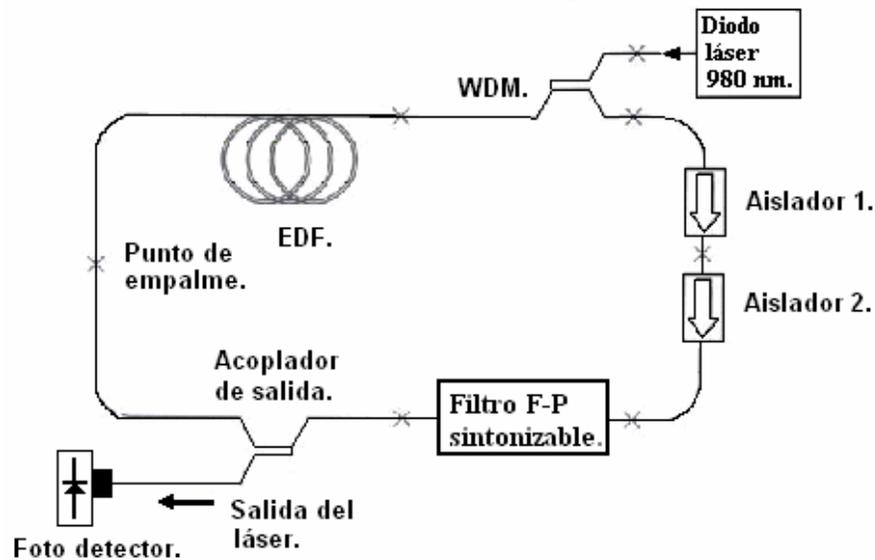


Figura 32. Cavidad láser, luz de bombeo en contra propagación a la emisión láser.

Basándonos en la teoría de la disminución del auto pulsado bombeando por los dos extremos de la fibra, [Jackson, 2002], utilizamos dos fuentes para bombear la fibra dopada con erbio por ambos lados, como se muestra en la figura 33; esperábamos una importante optimización en este aspecto. Sin embargo, creo que debido a la longitud de la fibra dopada con erbio, aproximadamente 11 metros, no se logró una inversión de población uniforme a lo largo de ella y por lo tanto se obtuvieron resultados muy similares a la configuración anterior, tales como, la potencia de salida del láser, la variación de la frecuencia de los pulsos con la potencia de bombeo, el cambio en la potencia de salida con el barrido en longitud de onda, nivel de bombeo umbral y factor de eficiencia del LFDE. En esta configuración se trabajó con una potencia máxima de 47.5 mW por parte de cada fuente de bombeo, con el fin de evitar posibles daños de una fuente de bombeo a la otra, por la cantidad de luz de bombeo no absorbida por la fibra.

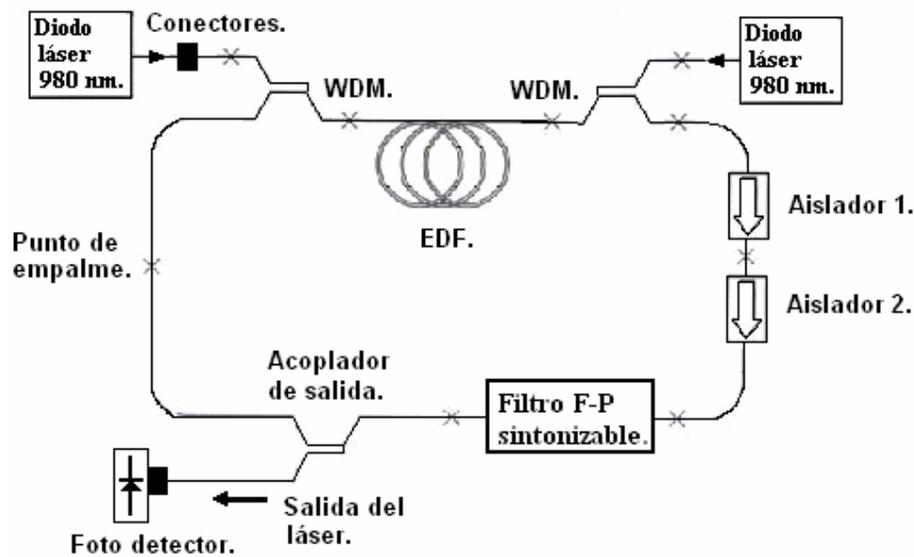


Figura 33. Cavidad láser, luz de bombeo por ambos extremos de la fibra dopada con erbio.

IV.2 Cavity láser con luz de bombeo modulada

La última configuración estudiada utiliza una fuente de bombeo modulada y en contra propagación a la emisión láser. La señal de bombeo es modulada con ayuda de un generador de funciones, Stanford Research System mod. DS345, así que tuvimos la oportunidad de variar la amplitud y la frecuencia de la señal de bombeo modulada.

Con la libertad de variar la señal de bombeo modulada se comprobaron dos resultados que se encontraron en las publicaciones revisadas como antecedentes en este trabajo. Primero, con una fuente de bombeo modulada se logra eliminar los grupos de pulsos que comúnmente se observa en este tipo de láseres, y se genera un pulso por periodo de bombeo [Rangel Rojo y Mohebi, 1997]; segundo, con el aumento en la frecuencia de bombeo la amplitud de los pulsos generados, por el LFDE, disminuye, [Okhotnikov y Salcedo, 1994]. Además, se observaron cambios abruptos de amplitud en la señal del LFDE cuando generamos pequeños cambios en la señal de bombeo. Los cambios de la señal de bombeo son muy específicos, es decir, a una determinada amplitud y una determinada frecuencia. También se generó, con la manipulación de la señal de bombeo modulada, pares de pulsos a la mitad de la frecuencia de modulación [Ionov y Reeder, 1996].

Por último, nos dimos a la tarea de buscar una combinación de frecuencia y amplitud de modulación, además de una potencia de bombeo, que nos generara a la salida del LFDE un tren de pulsos lo más estable posible, en frecuencia y en amplitud.

Concluimos que para trabajar en el área de los 1555 nm, una buena opción es aplicar una señal de bombeo de 18.5 kHz que está modulada desde un nivel mínimo de 7 mW hasta un nivel máximo de 105.5 mW; y para trabajar en el área de los 1544 nm, la señal de la fuente de bombeo es de 24.5 kHz y está modulada desde un nivel mínimo de 6.5 mW hasta un nivel máximo de 81.3 mW.

La razón de trabajar en dos áreas es para tener diferentes puntos de comparación y poder escoger la mejor. La figura 34 muestra la configuración con la fuente de bombeo modulada.

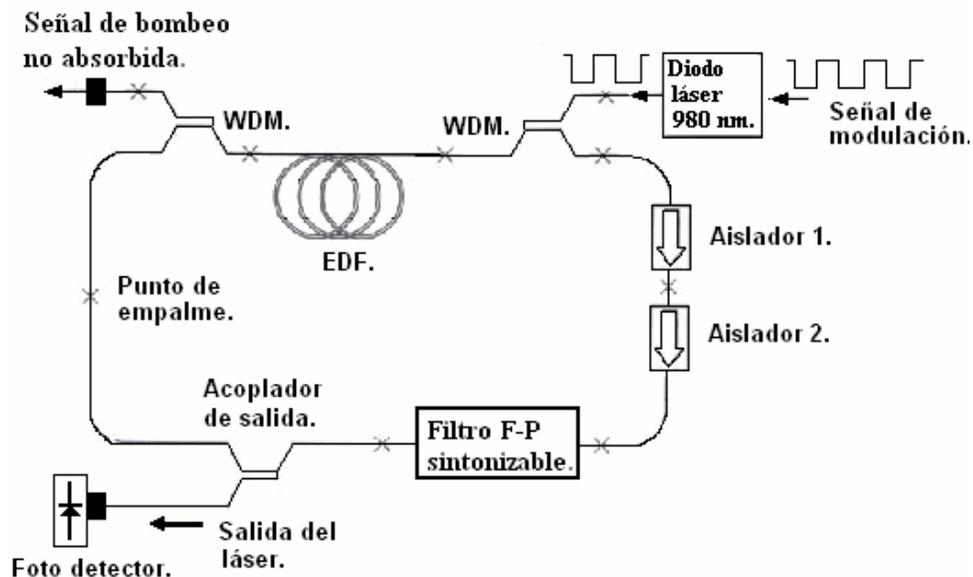


Figura 34. Cavidad láser, luz de bombeo modulada y en contra propagación a la emisión láser.

IV.3 Medición del ruido de intensidad relativo del LFDE

El término ruido de intensidad relativo, RIN por sus siglas en inglés *relative intensity noise*, describe las fluctuaciones en la intensidad del láser y su ecuación es la siguiente:

$$RIN = \frac{\sigma_i^2}{(i_{prom})^2} [\text{Hz.}]^{-1}, \quad (65)$$

donde σ_i^2 representa la varianza de la intensidad del láser en un ancho de banda de 1 Hz y el término i_{prom} representa el valor promedio de la intensidad del láser. Si la fuente dominante de ruido en el sistema es el ruido del láser, se desea que éste sea de un valor lo más pequeño posible.

La medición del ruido de intensidad del LFDE en este trabajo, con luz de bombeo modulada y en contra propagación a la emisión del láser, se realiza con el láser trabajando en forma sintonizable, es decir, el láser hace un barrido en longitud de onda de 2 a 3 nm (figura 35).

El filtro Fabry–Perot que se encuentra dentro de la cavidad funciona con voltaje, así que aplicamos una rampa de voltaje de un 1 voltio de amplitud, con un nivel de voltaje (offset) que sintoniza el filtro F–P donde se centra la longitud de onda de las áreas de estudio, 1544 nm y 1555 nm (figura 35).

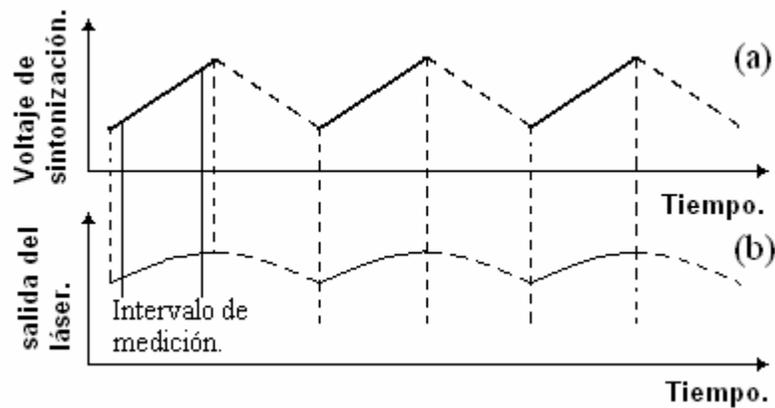


Figura 35. (a) Señal de voltaje que aplicamos al filtro Fabry–Perot. (b) Salida del láser con el barrido en longitud de onda.

En la medición del ruido utilizamos un amplificador lock-in, Stanford Research System mod. SR830, el cual detecta y mide los cambios de amplitud de la señal del LFDE a la frecuencia de la señal de bombeo, 18.5 kHz y 24.5 kHz para 1555 nm y 1544 nm respectivamente.

Como lo muestra la figura 36, conectamos la salida del láser de fibra al foto detector y éste a la entrada del amplificador lock-in, además, la frecuencia de referencia del amplificador lock-in es extraída del generador de frecuencias que alimenta la fuente de bombeo y con esto sincronizamos en frecuencia todo el sistema. Por último, la salida del amplificador lock-in la conectamos a un osciloscopio digital, Agilent mod. 54622A, del cual obtenemos los datos que procesamos en MATLAB para obtener el ruido de cada área de longitud de onda.

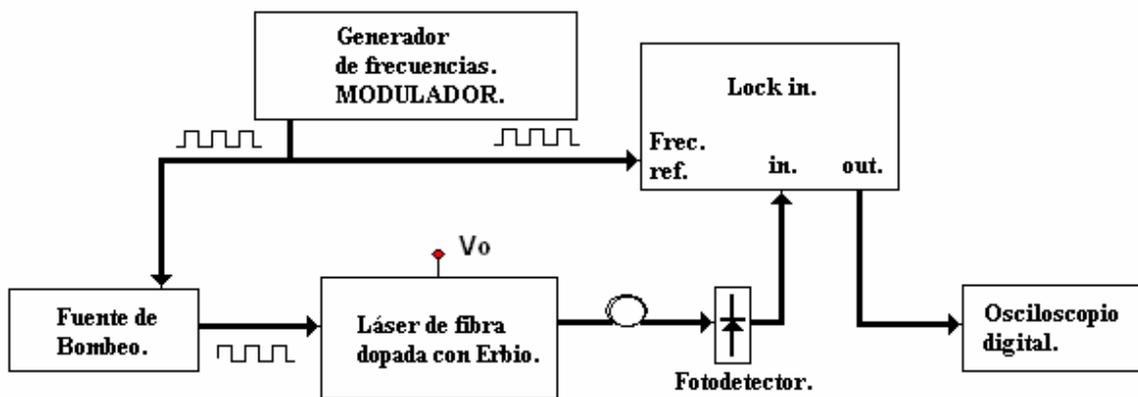


Figura 36. Diagrama a bloques de la medición de la figura de ruido.

Debido al barrido en longitud de onda, la señal que obtenemos del amplificador lock-in es la que se muestra en la figura 37.

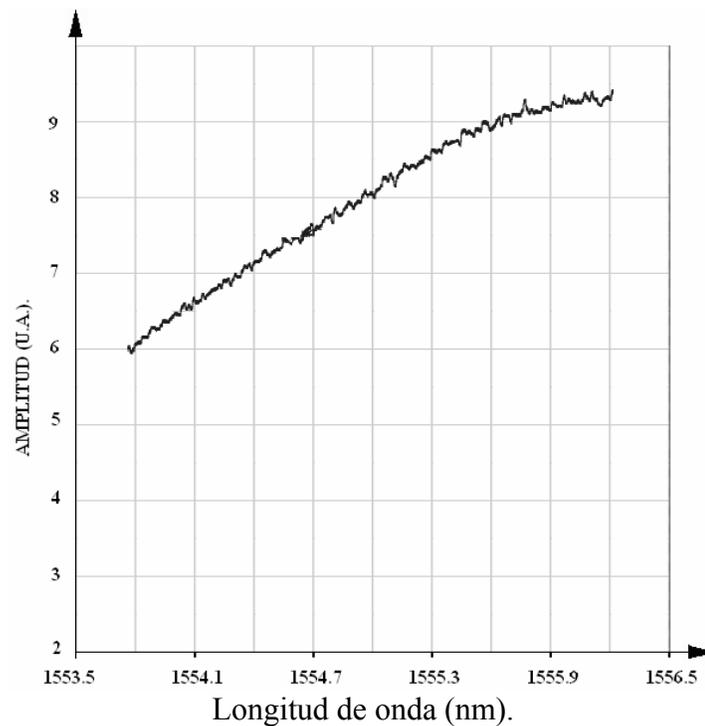


Figura 37. Salida del lock-in que se obtiene con el barrido en longitud de onda.

La señal de la figura 37 la definimos como:

$$S_{sal} = I_0(\lambda)(1+r(t))K , \quad (66)$$

donde $I_0(\lambda)$ es la intensidad de la señal y depende de la longitud de onda, K es un factor que contiene la responsividad del foto detector, ganancia del amplificador del fotodetector y a la entrada del lock-in y las pérdidas por acoplamiento de luz del sistema, y $r(t)$ es el término de ruido del láser, y representa un factor variante en el tiempo, no predecible y no deseado. Eliminamos la dependencia de longitud de onda para continuar con el cálculo del ruido; para ello primero promediamos 64 muestras en el osciloscopio para poder suponer que el término $r(t)$ es mínimo, debido a que se disminuye cualquier dependencia temporal (figura 38).

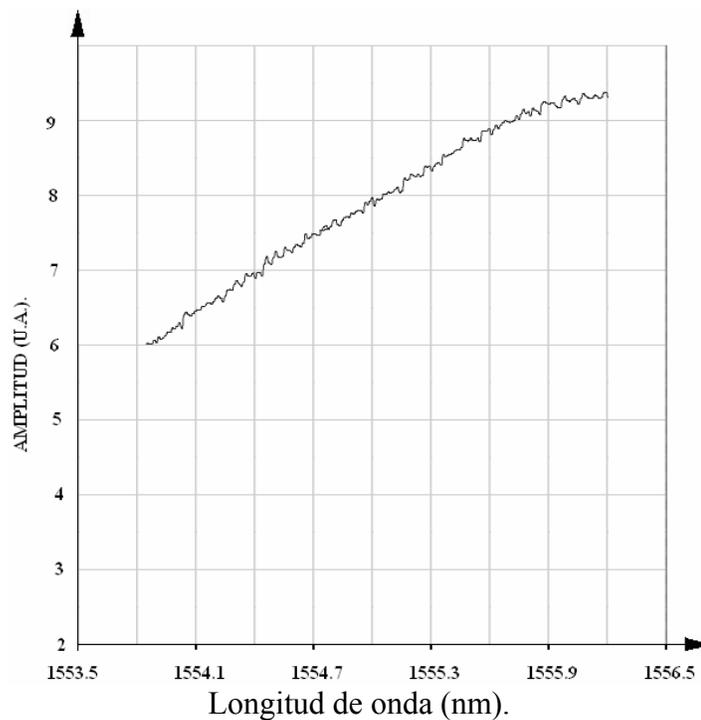


Figura 38. Señal promediada en el osciloscopio para eliminar la dependencia temporal.

La señal de la figura 38 la definimos como:

$$S_{prom} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M S_{sal_i} \quad (67.a)$$

$$S_{prom} = I_0(\lambda)K, \quad (67.b)$$

donde M es el número de muestras promediadas. Después, para eliminar la dependencia de la longitud de onda dividimos S_{sal} entre S_{prom} , y además multiplicamos el resultado por I_0 para recuperar el nivel de corriente directa.

$$S = \frac{S_{sal}}{S_{prom}} = (1 + r(t)) \quad (68.a)$$

$$S_{norm} = I_0(1 + r(t)). \quad (68.b)$$

Para obtener el valor numérico del RIN, aplicamos la formula 65 a la señal S_{norm} . Después, obtenemos el espectro de potencia del RIN, y tomamos 10 muestras de S_{sal} para promediarlas en el espacio de las frecuencias para suavizar el espectro del ruido de intensidad relativo, por último normalizamos el espectro de potencia del RIN.

$$\tilde{S}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{norm}(t) e^{-j\omega t} dt \quad (69)$$

$$RIN(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\tilde{S}_i(\omega)|^2, \quad (70)$$

donde i denota el número de muestra que se está promediando, N es el número total de muestras, en este caso fueron 10 muestras.

IV.4 Arreglo experimental de los sensores de fibra óptica

En los arreglos experimentales de los sensores de fibra, utilizamos el LFDE con luz de bombeo en contra propagación a la emisión láser, con la fuente de bombeo modulada y sin modular, como fuente de luz. El primer sensor es tipo Michelson; este sensor lo generamos empalmando un acoplador 50/50 en la salida del láser de fibra (figura 39 (a)). El puerto 1 del acoplador es la entrada del interferómetro, los puertos 3 y 4 son los brazos del interferómetro y tienen una diferencia de caminos ópticos aproximada de 9 cm. La reflexión que se tiene al final de este par de puertos es la que genera la interferencia, y la señal periódica de interferencia es generada por el barrido en longitud de onda que hacemos en las dos áreas de estudio, 1544 nm y 1555 nm, aplicando una rampa de voltaje de 1 V de amplitud en el filtro Fabry–Perot; la rampa de voltaje sintoniza el láser de 1543 nm a 1545 nm y de 1553.5 nm a 1556.5 nm. La señal del interferómetro es extraída por el puerto 2, y es llevada al foto detector, la salida del foto detector la conectamos a la entrada del amplificador lock–in y la salida del amplificador lock–in se conecta al osciloscopio digital, tal y como se muestra en la figura 39 (a).

Después quitamos la señal de modulación, el amplificador Lock–in y conectamos la salida del foto detector al osciloscopio, en la salida del interferómetro contamos con la señal de interferencia casi limpia, con un auto pulsado muy disminuido. El arreglo quedó como se

muestra en la figura 39 (b) y los resultados de la medición se muestran en el siguiente capítulo, así como la razón por la que creemos disminuye el auto pulsado.

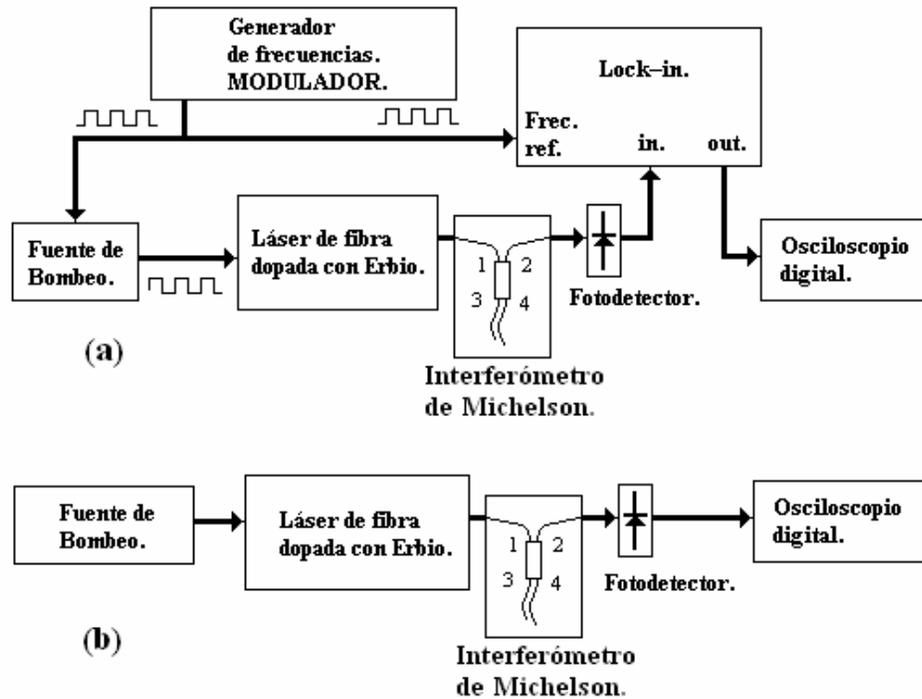


Figura 39. Diagrama a bloques del sensor de fibra tipo Michelson, (a) Detección con el amplificador Lock-in, fuente de bombeo modulada, (b) Detección directa, fuente de bombeo sin modular.

El segundo sensor de fibra óptica fue basado en rejillas de Bragg, así que partiendo del sensor anterior, empalmamos el arreglo de 3 rejillas al puerto 3 del interferómetro de Michelson y colocamos un líquido igualador de índices en el puerto 4 para eliminar el efecto de interferencia tipo Michelson y así simular un circulador con el acoplador 50/50. Nuevamente, el puerto 2 del acoplador va conectado al foto detector para hacer las mediciones.

Al igual que en el sensor anterior se utilizó la configuración con el bombeo modulado y sin modular, con la luz de bombeo en contra propagación a la emisión láser, como se muestra en la figura 40, con la diferencia que para este sensor la rampa de voltaje fue de 4 V de amplitud para hacer un barrido de longitud de onda de aproximadamente 10 nm y poder obtener la reflexión de las 3 rejillas de Bragg; además, la señal que modula la fuente de bombeo sólo fue a una frecuencia, 18.5 kHz, y está modulada desde un nivel mínimo de 7 mW hasta un nivel máximo de 105.5 mW.

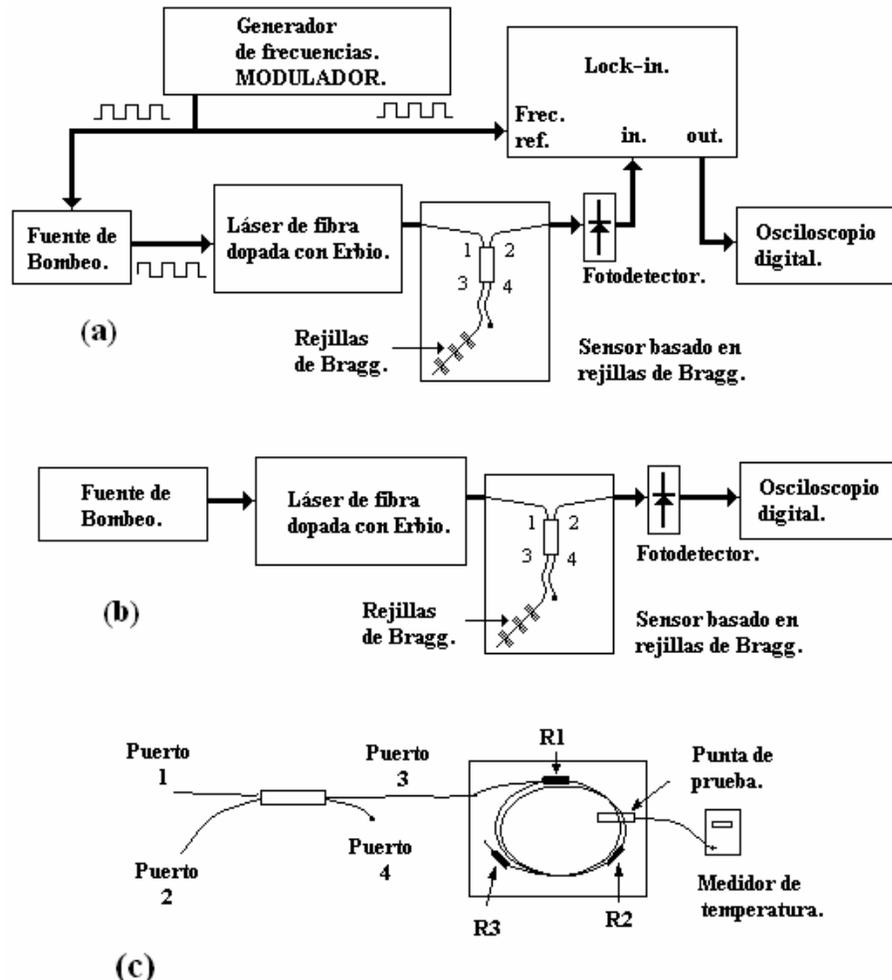


Figura 40. Diagrama a bloques del sensor de fibra basado en rejillas de Bragg. (a) Detección con el amplificador Lock-in, fuente de bombeo modulada. (b) Detección directa, fuente de bombeo sin modular. (c) R1: rejilla 1, R2: rejilla 2, R3: rejilla 3, condiciones de sensado.

Las 3 rejillas de Bragg se encuentran cubiertas con esmalte. Para hacer las mediciones de las longitudes de onda de Bragg, la fibra que contiene las 3 rejillas es enrollada y colocada dentro de una caja cerrada de 25cm x 25cm, tal y como se muestra en la figura 40 (c).

Los datos del osciloscopio son procesados en MATLAB para calcular la longitud de onda de Bragg, aplicando el algoritmo de centro de gravedad [Askins et al; 1995] definido como:

$$\lambda_B = \frac{\sum I_i \lambda_i}{\sum I_i}, \quad (71)$$

donde I_i es la intensidad de la señal reflejada por la rejilla en el punto i de la ventana de medición, y λ_i es la posición en valor de longitud de onda, los resultados se muestran en el siguiente capítulo.

El algoritmo de centro de gravedad utiliza una muestra del espectro muy cercana a la longitud de onda central, λ_B . Por lo tanto, el algoritmo requiere de la búsqueda del máximo, y los cálculos son realizados dentro de un intervalo de longitudes de onda pequeño.

CAPITULO V

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Introducción

En este capítulo se presentan los resultados experimentales que se obtuvieron como parte de la caracterización de diferentes configuraciones del LFDE evaluadas en el presente trabajo; además, se presentan los resultados de la interrogación del par de sensores de fibra óptica descritos en el capítulo anterior.

En la primera parte mostramos los resultados de la primera configuración, que si bien son resultados comunes en este tipo de láseres, tienen una inestabilidad muy influenciada por malas conexiones y ruido debido a perturbaciones ambientales, tales como ondas acústicas y la temperatura.

Debido a que los resultados de las configuraciones del LFDE, con el bombeo en copropagación y contra propagación a la emisión del láser, y con una fuente de bombeo en cada extremo de la fibra dopada con erbio, son muy similares, los resultados de estas configuraciones se muestran juntos en las mismas graficas; además, se muestra el batimiento entre modos que se tiene en la cavidad.

Para la configuración con la fuente de bombeo modulada, primero mostramos la respuesta del láser para diferentes frecuencias de modulación de la fuente de bombeo y después abordamos las áreas de trabajo a 1544 nm y 1555 nm con las mediciones del ruido de cada área.

Por último se muestran los resultados de los dos sensores utilizados, el sensor tipo Michelson y el sensor basado en rejillas de Bragg.

V.1 Resultados de las configuraciones del LFDE

Empezamos este capítulo mostrando los resultados de la primera configuración, la cual fue descrita en la sección IV.1 del capítulo anterior y se muestra en la figura 30.

En la figura 41 se muestra la potencia de salida del láser de fibra en función de la potencia de la fuente de bombeo, cuando tenemos cero volts en el filtro Fabry–Perot, el LFDE sintoniza una longitud de onda de 1541 nm. Las líneas punteadas nos muestran el rango de inestabilidad con el que se contaba, aproximadamente $\pm 15\%$ en la potencia máxima de bombeo aplicada. Todas las mediciones de potencia en este proyecto son tomadas con un medidor de potencia Agilent mod. 8163A.

La gran inestabilidad que muestra esta configuración, en la potencia de salida, es debida al conector que acopla la potencia de luz de la fuente de bombeo al acoplador WDM, ya que genera mucho ruido para sí mismo por la reflexión de luz producida en ese punto. Este ruido es proporcional a la potencia de bombeo aplicada, esto es, para una potencia de bombeo más alta se tiene una inestabilidad mayor; Además, se observó en el osciloscopio que en este régimen se tiene una gran sensibilidad a las ondas acústicas que llegan a la

fibra del láser de bombeo (pigtail). A potencias bajas de bombeo las ondas acústicas resultan en una importante fuente de inestabilidad;

La potencia de bombeo que se muestra en las graficas es la que sale de la fuente de bombeo, pero no implica que es la potencia de bombeo que se introduce a la cavidad, ya que existe una gran pérdida de potencia en los conectores de entrada, lo mismo pasa con la lectura de la potencia de salida del láser de fibra y los conectores de salida. Es por eso que el nivel de potencia de bombeo umbral es muy alto, $P_{umbral} \approx 63mW$, y su coeficiente de eficiencia muy bajo, $Eficiencia \approx 0.055\%$.

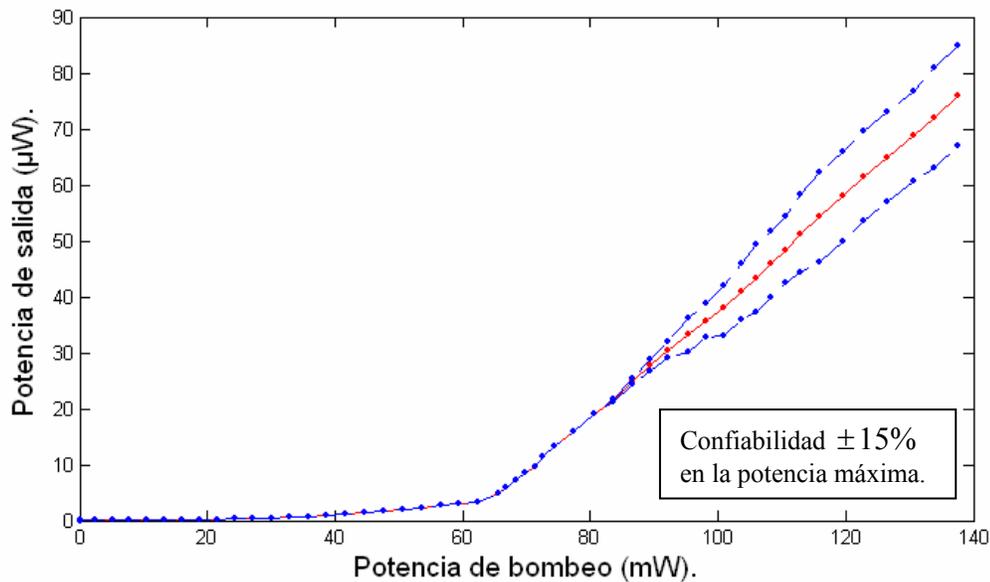


Figura 41. Potencia de salida del LFDE, configuración con conectores en la entrada y en la salida.

En la figura 42 mostramos el comportamiento del auto pulsado de salida, cuando se modifica la potencia de la fuente de bombeo y con cero voltios en el filtro Fabry–Perot, 1541 nm. La frecuencia del auto pulsado va en aumento con la potencia de la fuente de

bombeo. Las frecuencias del auto pulsado que se muestran en la figura 42, así como la potencia de salida de la figura anterior, son muy diferentes con respecto a los resultados que se obtienen con las demás configuraciones estudiadas; esto es debido a lo ineficiente que resultó trabajar con los conectores que se muestran en la figura 30.

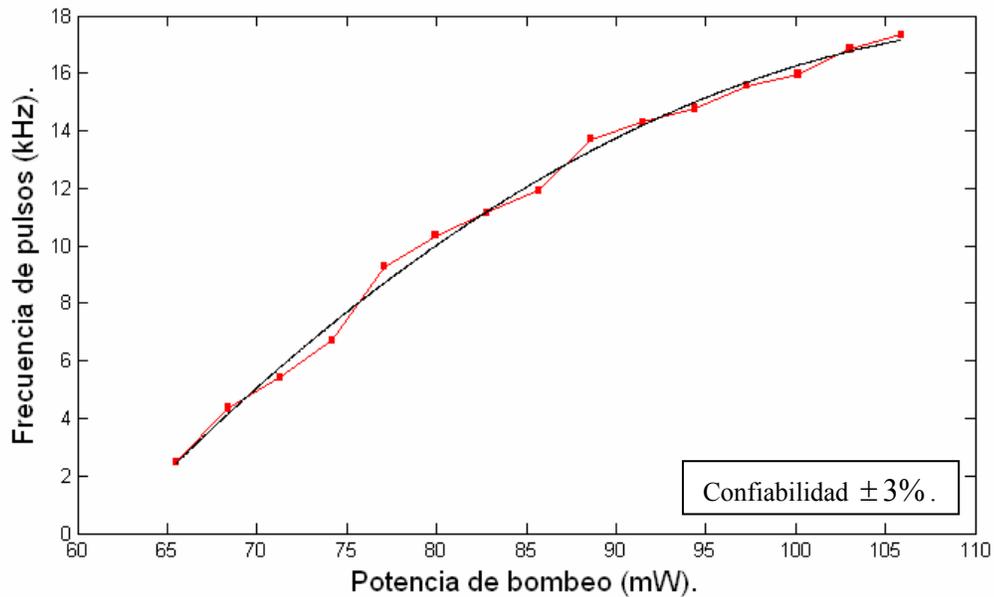


Figura 42. Cambio de la frecuencia del auto pulsado con el cambio de la potencia de la fuente de bombeo, configuración con conectores en la entrada y en la salida.

La figura 43 muestra las mediciones de la salida del LFDE hechas con el osciloscopio digital, donde podemos observar la inestabilidad con la que se cuenta. El inciso (a) muestra el auto pulsado a una frecuencia de 6 kHz y el inciso (b) una frecuencias de auto pulsado de 6.6 kHz. La duración de los pulsos varía en un valor promedio de 30 μ s, ya que la señal es constante en su nivel promedio, mientras los pulsos sean más altos, serán más angostos, y cuando los pulsos no son tan altos, son más anchos.

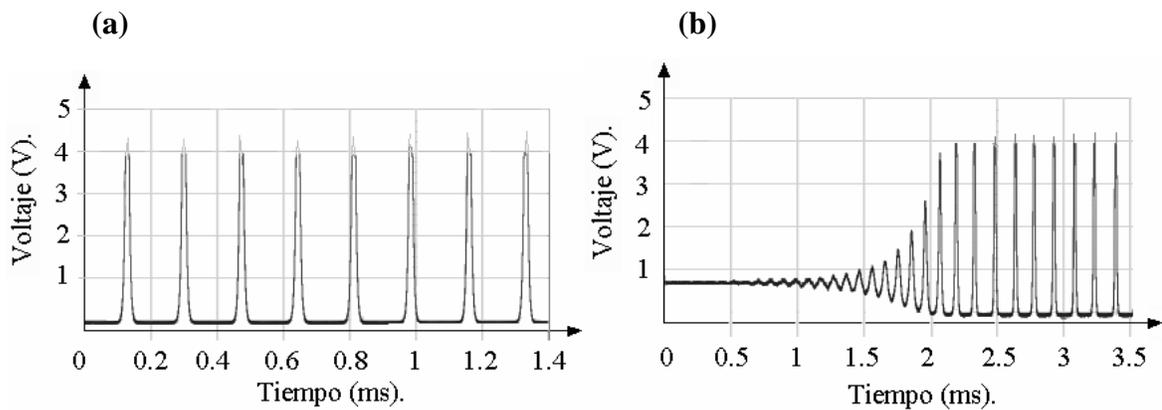


Figura 43. Mediciones del auto pulsado a diferentes frecuencias, hechas con el osciloscopio, configuración con conectores en la entrada y en la salida; a) Auto pulsado de 6 kHz. b) Auto pulsado de 6.6 kHz.

Después de eliminar los conectores, se tomaron mediciones del LFDE con la luz de bombeo en copropagación a la emisión láser y en contra propagación a la emisión láser, también con luz de bombeo en los dos extremos de la fibra dopada con erbio. Estas mediciones son muy similares entre sí, por lo tanto, mostramos los resultados de estas tres configuraciones juntos en una sola grafica.

Los cambios realizados en la cavidad láser, para pasar de una configuración a otra, son explicados en las secciones IV.1; y los esquemas de las configuraciones se muestran en las figuras 31, 32 y 33.

Primeramente mostramos, en la figura 44, el comportamiento de la potencia de salida del láser cuando variamos la potencia de bombeo; para esta medición se utilizo el filtro F-P de la cavidad sintonizado a 1547 nm. Sin embargo, esta longitud de onda no está completamente fija, ya que conforme se aumenta la potencia de bombeo surgen cambios en la longitud de onda a la que trabaja el filtro, por ejemplo, para 10.5 mW se tenía una longitud de onda de 1547 nm y para 137 mW estaba en 1547.3 nm; esto es debido al

pequeño aumento de temperatura que se genera en el filtro F-P por trabajar con más potencia de luz.

En la figura 44 podemos ver que la potencia de salida del LFDE con el bombeo en copropagación y contra propagación a la emisión láser, es muy parecida, la potencia de bombeo umbral para las dos configuraciones es $P_{umbral} \approx 7.5mW$, y su coeficiente de *Eficiencia* $\approx 2.65\%$, con esto comprobamos el mejor desempeño del láser con los conectores eliminados en el acoplo de la luz de bombeo a la cavidad láser.

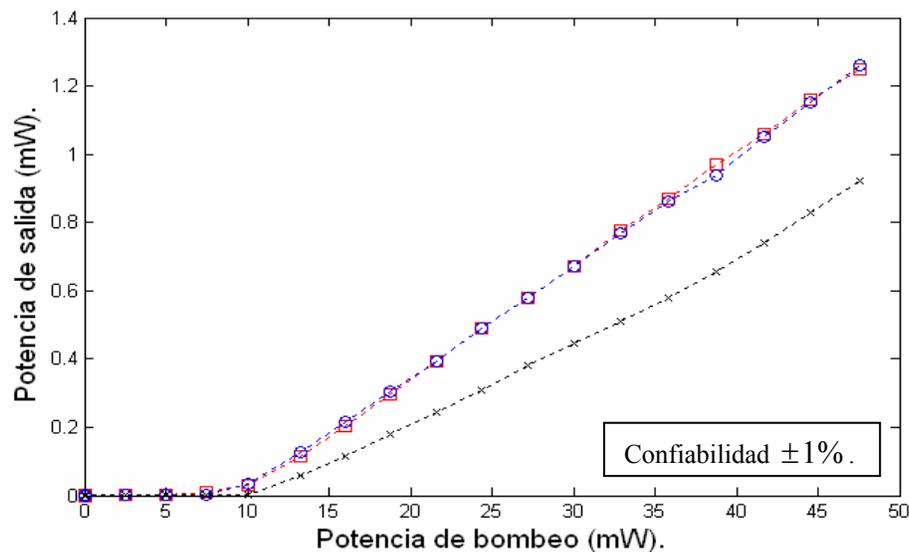


Figura 44. Potencia de salida del láser de fibra dopada con erbio, donde (□) configuración con la luz de bombeo en copropagación a la emisión láser, (○) configuración con la luz de bombeo en contra propagación a la emisión láser y (×) configuración con luz de bombeo en los dos extremos de la fibra dopada con erbio.

La configuración con la luz de bombeo por los dos extremos de la fibra dopada con erbio tuvo un nivel de bombeo umbral más alto, $P_{umbral} \approx 9mW$, y un coeficiente de *Eficiencia* $\approx 1.8\%$. En el periodo de adquisición de datos se observó una eficiencia de hasta 5% cuando se acababa de clivar la fibra de salida con ángulo, pero esta eficiencia cae

con el uso de la fibra de salida del láser, por pérdidas entre el extremo de la fibra de salida y el foto detector.

La figura 45 muestra la grafica del comportamiento de la frecuencia del auto pulsado con el cambio de la potencia de bombeo. Las graficas de las tres configuraciones son muy parecidas.

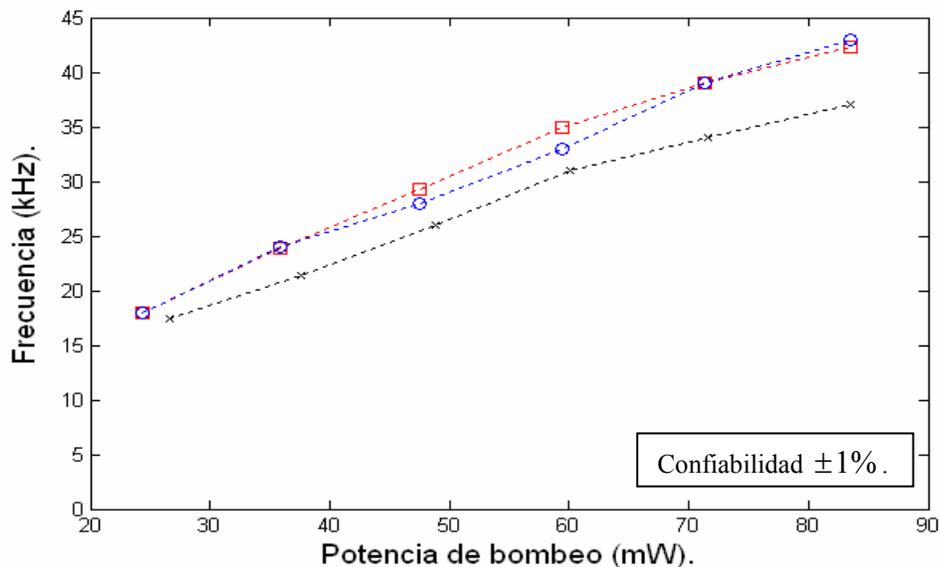


Figura 45. Cambio de la frecuencia del auto pulsado con el cambio de la potencia de la fuente de bombeo, donde, (□) configuración con la luz de bombeo en copropagación a la emisión láser, (○) configuración con la luz de bombeo en contra propagación a la emisión láser y (×) configuración con luz de bombeo en los dos extremos de la fibra dopada con erbio.

Ahora mostramos en la figura 46 los resultados de la medición de la longitud de onda cuando hacemos un barrido de voltaje, en escalones de 0.5 V, de 0 V a 10 V; este voltaje es aplicado al filtro Fabry–Perot que se encuentra dentro de la cavidad del LFDE.

La figura 46 muestra que el comportamiento de las tres configuraciones es muy similar.

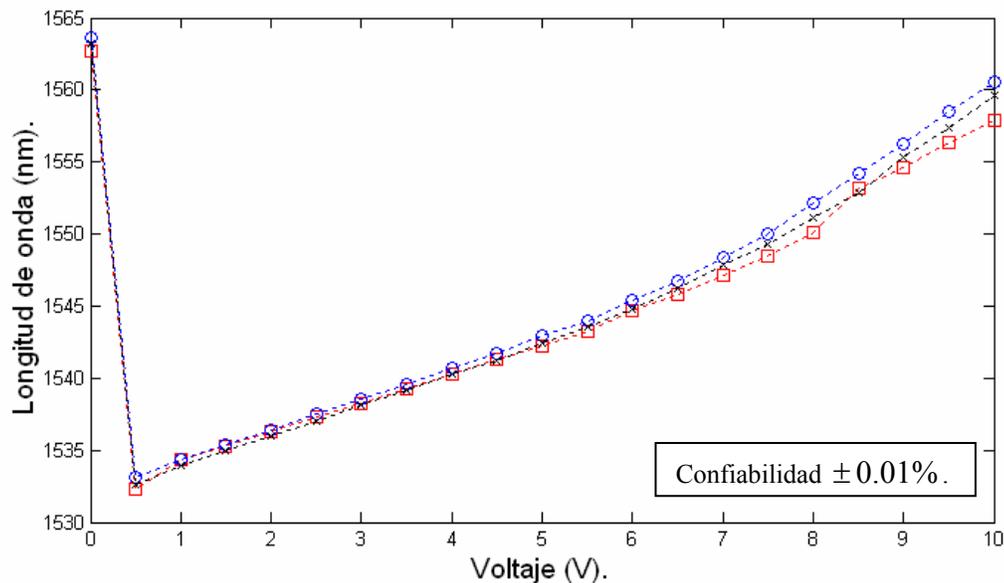


Figura 46. Sintonización de la longitud de onda con el filtro Fabry-Perot, donde (□) configuración con la luz de bombeo en copropagación a la emisión láser, (○) configuración con la luz de bombeo en contra propagación a la emisión láser y (×) configuración con luz de bombeo en los dos extremos de la fibra dopada con erbio.

Con el barrido en longitud de onda que se observa en la figura 46 se tienen cambios en la potencia de salida del LFDE, con la potencia de bombeo fija.

Las mediciones se hicieron a una potencia de bombeo diferente en cada configuración. Por lo tanto, la figura 47 muestra los resultados de las tres configuraciones con el eje vertical normalizado, el cual indica la potencia de salida del láser; podemos observar que el comportamiento de la potencia de salida del láser con el barrido en longitud de onda es muy similar en las tres configuraciones, incluso con potencias de bombeo muy diferentes; para la configuración con el bombeo en copropagación se utilizó una potencia de bombeo de 77.4 mW, para la configuración con el bombeo en contra propagación fue de 133 mW y para la configuración con dos fuentes de bombeo fue de 37.4 mW.

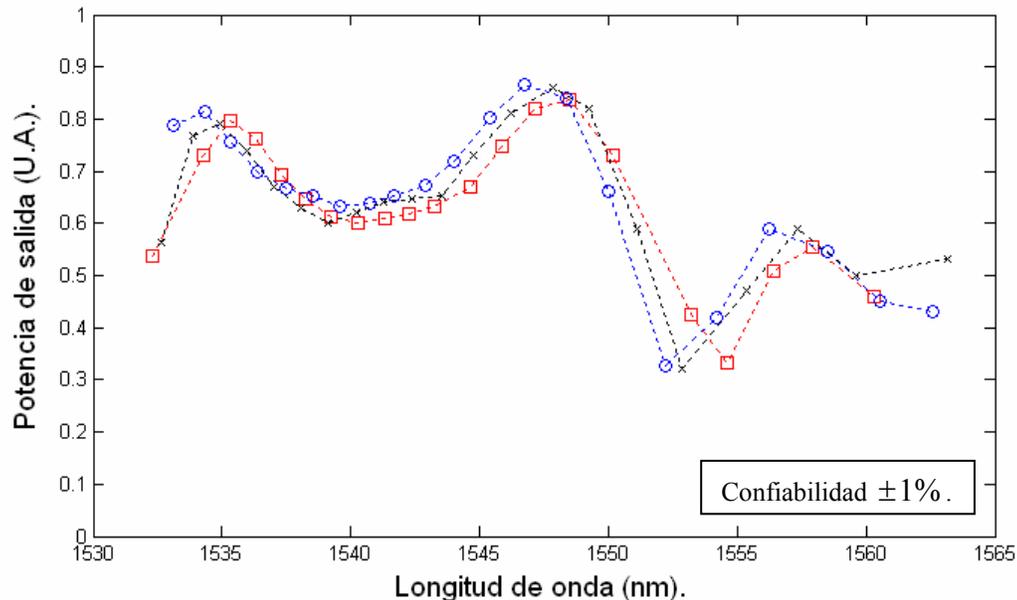


Figura 47. Potencia de salida del LFDE con el barrido en longitud de onda, donde (□) configuración con la luz de bombeo en copropagación a la emisión láser, (○) configuración con la luz de bombeo en contra propagación a la emisión láser y (×) configuración con luz de bombeo en los dos extremos de la fibra dopada con erbio.

Así como en la primera configuración, se tomaron mediciones con el osciloscopio digital para estas configuraciones. Es necesario hacer mención que para estas mediciones se generó atenuación en la fibra de salida del LFDE, enrollando la fibra en un carrete de aproximadamente 14 mm de diámetro, esto fue para que el foto detector no se saturara. Además, el filtro Fabry–Perot sintonizaba 1547 nm en la salida del LFDE.

La inestabilidad en la salida del LFDE fue muy similar en todas las configuraciones. La figura 48 muestra una de las mediciones realizadas que fue procesada en MATLAB para calcular la variación y los tiempos de caída de la señal. El nivel promedio de la señal es estable, $\pm 1\%$ promediando la señal cada milisegundo. Sin embargo, en rangos de tiempos pequeños, micro segundo, el nivel promedio de la señal tiene inestabilidad de varios

cientos por ciento. En estas condiciones el LFDE se ve limitado como fuente de luz para sensores que miden cambios rápidos de alguna variable.

El tiempo de desarrollo del auto pulsado (figura 48) es de alrededor de 0.48 ms y el tiempo de amortiguamiento es de 0.11 ms. La señal de la fuente de bombeo estaba en forma continua (CW) y de una potencia de 38.7 mW.

La salida del LFDE está por arriba del umbral, es decir, el auto pulsado se desarrolla partiendo de un nivel estable del LFDE, parte izquierda de la figura 48 y 43 (b). La salida del LFDE empieza a tener variaciones más grandes conforme el régimen de auto pulsado se desarrolla. Después de llegar a un nivel máximo, el auto pulsado tiende a amortiguarse, parte derecha de la figura 48.

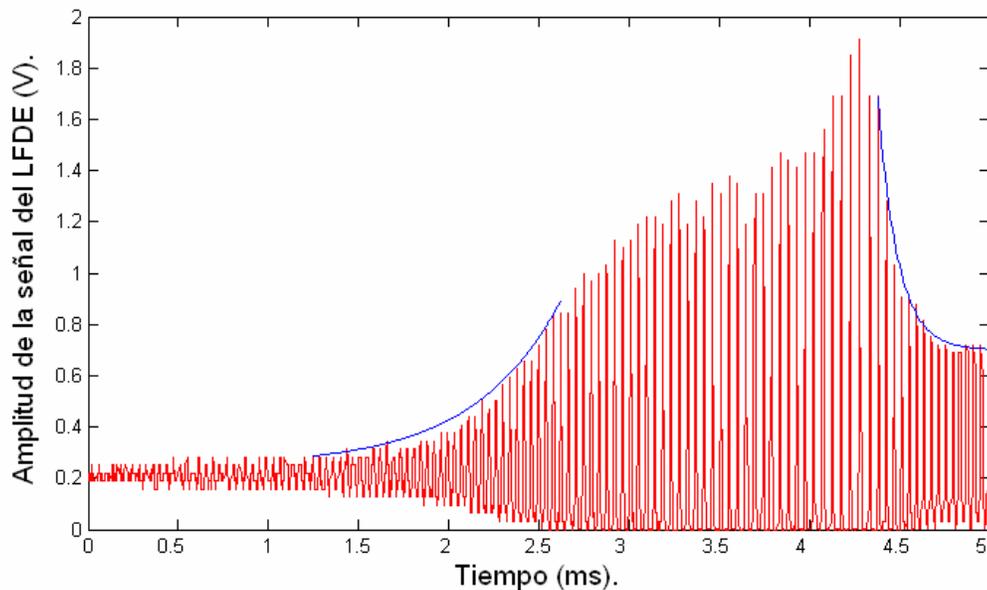


Figura 48. Salida del LFDE, con una potencia de bombeo de 38.7 mW.

Como último punto para estas configuraciones, en la figura 49 mostramos las oscilaciones que son debidas al batimiento entre modos dentro del láser, su frecuencia se calculó con la siguiente formula:

$$f = \frac{c}{nL}, \quad (72)$$

donde f es la frecuencia del batimiento entre modos, c es la velocidad de la luz, n es el índice de refracción del material de la cavidad y L es la longitud de la cavidad; sustituyendo valores aproximados obtenemos un resultado muy similar al experimental.

$$f = \frac{3 \times 10^8}{1.46 \times 25} \approx 8.3 \text{ Mhz.}$$

La frecuencia del batimiento entre modos varía entre las configuraciones debido al cambio en longitud de cavidad de cada configuración. El cambio de la longitud de cavidad es por los empalmes y por la fibra que contiene el acoplador tipo WDM que se agregó a la cavidad. Sin embargo, todos los cambios de frecuencia pueden ser calculados fácilmente con la formula (72).

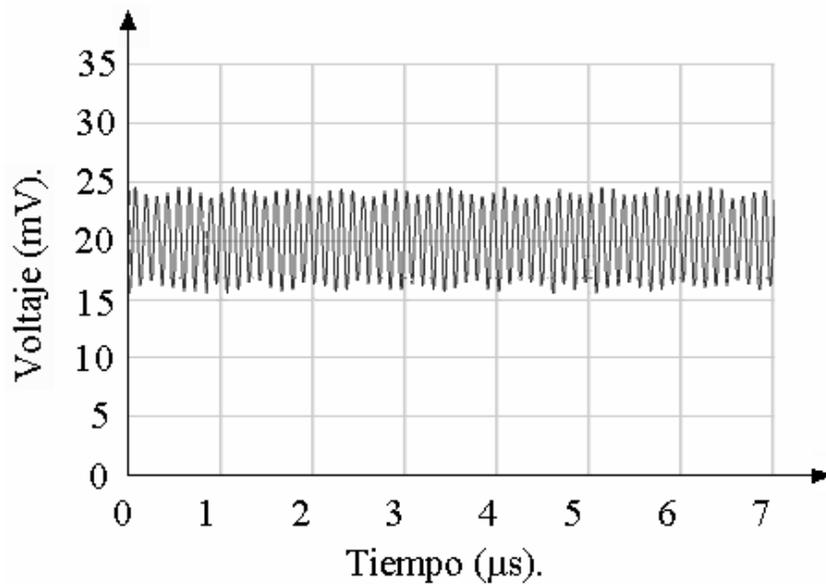


Figura 49. Batimiento entre los modos de LFDE, configuración con la luz de bombeo en copropagación a la emisión láser, medición del osciloscopio.

V.2 Resultados del LFDE con luz de bombeo modulada

En esta sección mostramos los resultados experimentales que se obtuvieron con la configuración que utiliza el bombeo modulado; ésta fue descrita en la sección IV.2, y su esquema está en la figura 34 del capítulo anterior.

En esta configuración la fuente de bombeo fue modulada para estabilizar la salida del LFDE, en términos del auto pulsado; la señal de bombeo fue modulada con ayuda de un generador de frecuencia.

Como primer paso mostramos la señal de bombeo sincronizada a la señal de modulación, figura 50, es importante tener en cuenta que la señal de bombeo no va de un nivel máximo a cero. La señal de modulación que se introduce a la fuente de bombeo es de una frecuencia de 25 kHz y de 1 Vp de amplitud (parte inferior de la figura 50), y la fuente de

bombeo trabaja a esa frecuencia con niveles de potencia que van desde 12.3 mW hasta 58.5 mW (parte superior de la figura 50). Esta figura nos muestra que la señal de bombeo que introducimos a la cavidad láser no es un tren de pulsos rectangulares, como lo es la señal de modulación que se introduce a la fuente de bombeo. La diferencia entre la señal de modulación y la señal de bombeo es por propiedad del controlador de corriente de la fuente de bombeo. El tiempo que tarda en llegar de un nivel mínimo al nivel máximo es de aproximadamente $15 \mu\text{s}$.

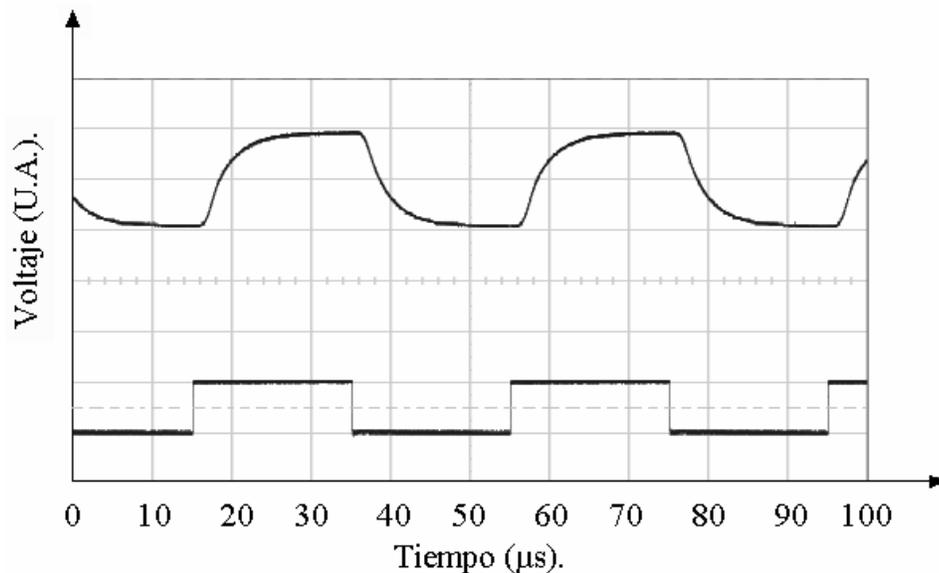


Figura 50. Modulación de la fuente de bombeo. Parte superior: Señal de modulación.
Parte inferior: Señal de bombeo.

Se tomaron mediciones cuando la fuente de bombeo aplica un tren de pulsos al LFDE que van desde 12.3 mW hasta 58.5 mW, y con diferentes frecuencias como se indica arriba de cada medición de la figura 51 (imágenes del osciloscopio), en todas las mediciones se tiene cero voltios en el filtro Fabry-Perot.

En las mediciones con frecuencia de modulación de 100 Hz y de 1 kHz se observa el auto pulsado característico en este tipo de láseres; en este par de mediciones se llevo a cabo el cálculo del tiempo de caída pronunciada, amortiguamiento del auto pulsado, que es de aproximadamente 0.17 ms. En la medición de 100 Hz también se calculó el tiempo de caída y crecimiento suave, amortiguamiento y desarrollo del auto pulsado respectivamente, que es aproximadamente de 0.24 ms. Cuando la frecuencia de modulación es de 5 kHz se disminuye el grupo de pulsos, y cuando se aplica 15 kHz se logra generar un pulso por periodo de bombeo [Rangel Rojo y Mohebi, 1997]. Además, cuando la frecuencia de modulación es de 30 kHz y 50 kHz, la amplitud de los pulsos generados disminuye, [Okhotnikov y Salcedo, 1994]. Todos los cambios antes mencionados en la salida del LFDE son generados debido a la frecuencia de la perturbación que se genera en la fuente de bombeo complementado con el tiempo de respuesta del sistema a estas perturbaciones.

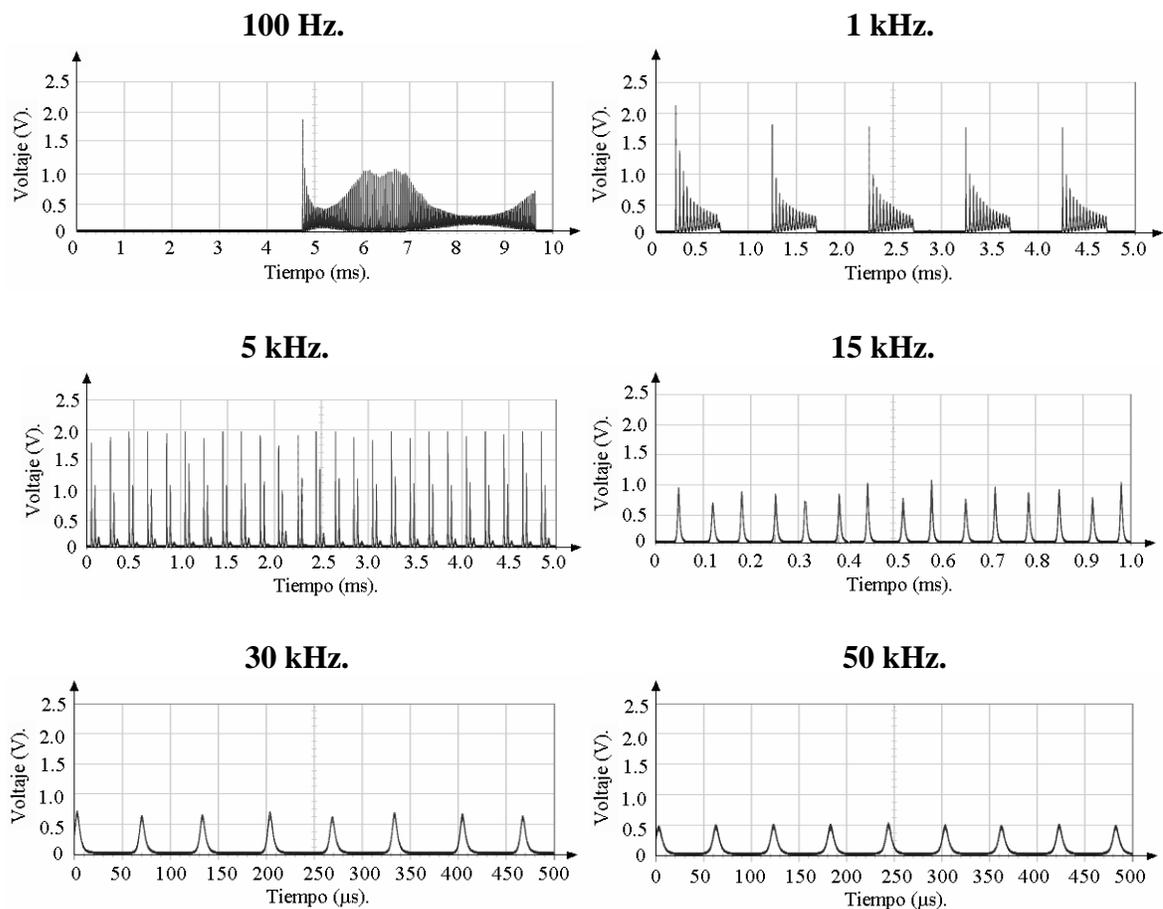


Figura 51. Salida del LFDE con el bombeo modulado a diferentes frecuencias; el tren de pulsos de la fuente de bombeo va desde 12.3 mW hasta 58.5 mW, para todas las mediciones.

La figura 52 muestra mediciones, hechas con el osciloscopio, en las cuales observamos un cambio abrupto en la amplitud de los pulsos del LFDE. Esto es debido a un pequeño cambio de amplitud en la señal de bombeo modulada, aproximadamente 3 mW, ya que la frecuencia es la misma, 6.6 kHz, para las dos mediciones. Estos cambios tan abruptos se generan a diferentes frecuencias y con el mismo cambio de amplitud de la señal de bombeo; sin embargo, las frecuencias y los niveles de la señal en los que se generan los cambios abruptos son muy específicos.

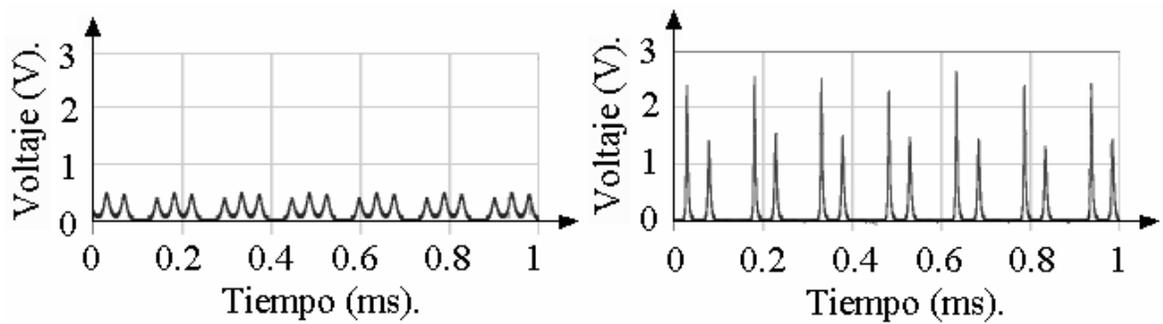


Figura 52. Mediciones que muestran el cambio abrupto en la salida del LFDE, cuando se tiene un pequeño cambio, 3 mW, en la amplitud de la señal de bombeo.

Ahora mostramos los resultados de las mediciones cuando se tiene la fuente de bombeo modulada y optimizada para trabajar en dos áreas de sensado, 1544 nm y 1555 nm. En la figura 53 podemos ver que la salida del LFDE es un tren de pulsos estable en frecuencia y amplitud. Los parámetros de la fuente de bombeo son descritos en la sección IV.2.

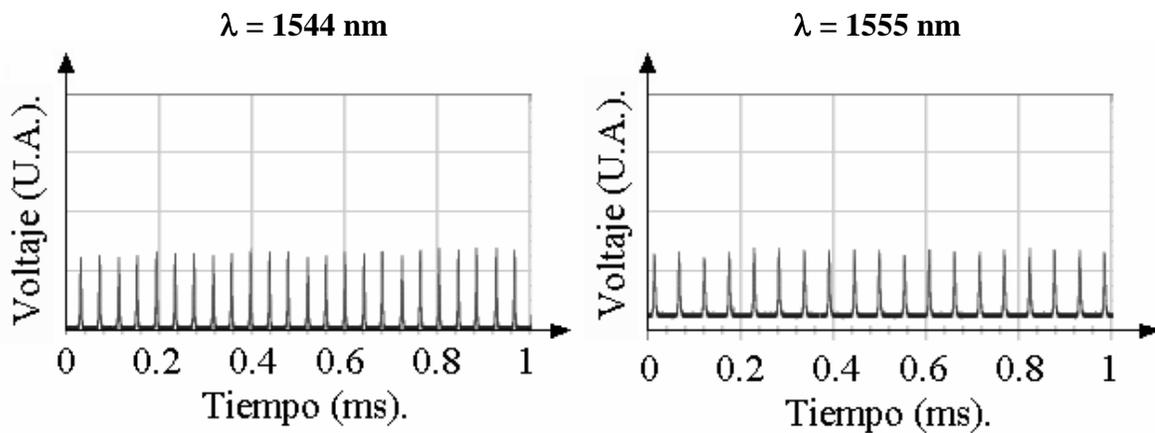


Figura 53. Salida del LFDE a 1544 nm y 1555 nm, utilizando el bombeo modulado, mediciones hechas con el osciloscopio.

V.3 Resultados de la medición del ruido de intensidad relativo

Después se realiza la medición del ruido de intensidad relativo para las dos áreas de trabajo, 1544 nm y 1555 nm, cuando se aplicaba una rampa de voltaje en el filtro Fabry–Perot, con una amplitud de 1 voltio. La rampa de voltaje sintonizaba de 1543 nm a 1545 nm y de 1553.5 nm a 1556.5 nm.

La medición del ruido de intensidad relativo se lleva a cabo utilizando el método y los parámetros descritos en la sección IV.3 junto con el esquema mostrado en la figura 36 del capítulo anterior.

En la figura 54 observamos los resultados de las mediciones de ruido para las dos áreas de trabajo; estos resultados nos muestran que la configuración con el bombeo modulado se puede utilizar para sensor, ya que el ruido de intensidad relativo es muy aceptable y proporciona unas decenas de decibelios para observar la señal del sensor, como se muestra en la siguiente sección.

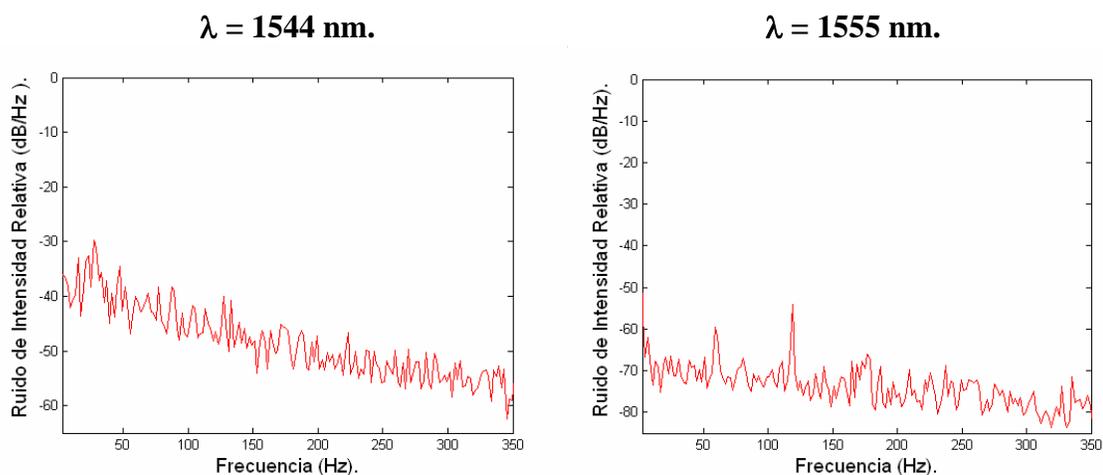


Figura 54. Ruido de intensidad relativo del LFDE a 1544 nm y 1555 nm, utilizando el bombeo modulado.

El valor numérico del ruido de intensidad relativo del LFDE a longitudes de onda de 1544 nm y 1555 nm, calculada con la formula (65), es de $19.95 \times 10^{-6} \text{ Hz}^{-1}$ y $0.1 \times 10^{-6} \text{ Hz}^{-1}$ respectivamente.

V.4 Interrogación de un sensor interferométrico tipo Michelson (Detección con amplificador lock – in)

Los resultados de este arreglo corresponden a una sola diferencia de camino óptico, 9 cm (figura 55). Estos resultados muestran una respuesta aceptable, ya que la señal del interferómetro es claramente identificada, y con ello cumplimos uno de los principales objetivos del presente trabajo, que es comprobar que este LFDE puede utilizarse para sensar.

La señal del interferómetro se describe con la siguiente ecuación:

$$I_{f.d.} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta L n + \phi_0\right), \quad (73)$$

donde $I_{f.d.}$ es la intensidad de la señal en el foto detector, I_1 es la intensidad de la señal reflejada del puerto 3 (figura 39), I_2 es la intensidad de la señal reflejada del puerto 4 (figura 39), λ es la longitud de onda a la que trabaja el LFDE, ΔL es la diferencia de caminos ópticos, n es el índice de refracción de la fibra que forma el interferómetro, ϕ_0 es un término de fase constante de la señal del interferómetro. La amplitud de la señal del

interferómetro está dada por el término $2\sqrt{I_1 I_2}$, y la fase de la señal cambia cuando existe algún cambio en la longitud de onda o en la diferencia de caminos ópticos.

La señal del interferómetro para las dos áreas de sensado, 1544 nm y 1555 nm, se presenta en la figura 55. Estos resultados son del arreglo de detección con el amplificador lock – in. Los incisos *a* y *c* muestran la señal del sensor para las dos áreas de trabajo, y los incisos *b* y *d* representan el espectro de la señal del interferómetro.

En esta figura se muestran los resultados que se obtienen cuando se aplica una rampa de voltaje de subida; aunque podemos mencionar que se realizaron las mismas mediciones para una rampa de voltaje inclinada en forma contraria, de bajada, y los resultados fueron similares a los de la figura 55.

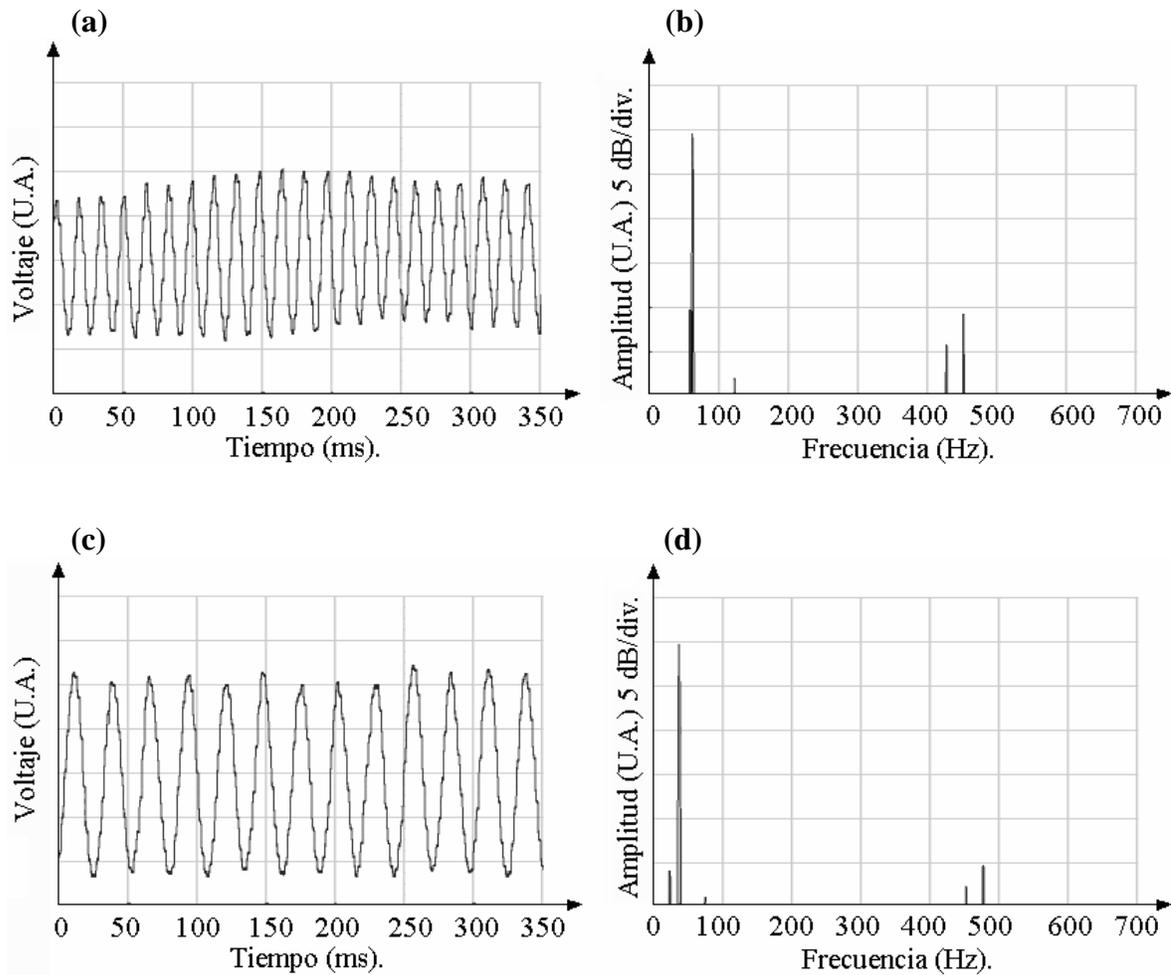


Figura 55. Señal del sensor de fibra tipo Michelson (mediciones hechas con el osciloscopio), arreglo de detección con el amplificador lock-in, (a) Señal del sensor para el área de 1544 nm, (b) Espectro de la señal del sensor para el área de 1544 nm, 61 Hz. (c) Señal del sensor para el área de 1555 nm, (d) Espectro de la señal del sensor para el área de 1555 nm, 37 Hz.

Los pequeños saltos que se observan en la señal del interferómetro se atribuyen a los saltos entre modos que se generan en el LFDE (sección II.2), debido al barrido en longitud de onda.

V.5 Interrogación de un sensor basado en rejillas de Bragg (Detección con amplificador lock-in)

El segundo sensor de fibra óptica es basado en rejillas de Bragg, nuevamente se utilizó el arreglo de detección con el amplificador lock-in; este sensor se describe en la sección IV.4 y su esquema está en la figura 40 (a).

Las rejillas fueron monitoreadas para observar la estabilidad del sistema (Figura 40 (c)). La longitud de onda de Bragg se obtiene utilizando los datos del osciloscopio para evaluar la ecuación (71).

Las longitudes de onda de Bragg son: $\lambda_{\text{Bragg1}} = 1546.82 \text{ nm}$, $\lambda_{\text{Bragg2}} = 1550.50 \text{ nm}$, $\lambda_{\text{Bragg3}} = 1554 \text{ nm}$. La figura 56 muestra la estabilidad de la señal reflejada de las rejillas a temperatura ambiente.

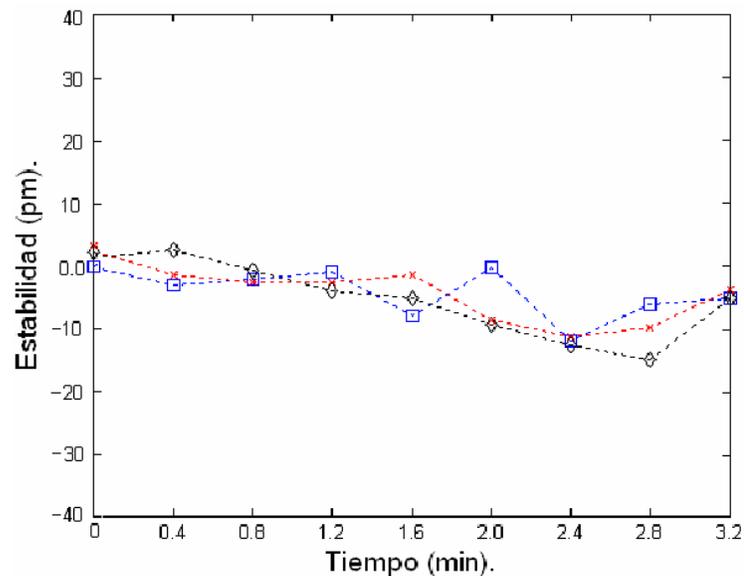


Figura 56. Estabilidad de la señal reflejada de las rejillas a temperatura ambiente, donde (□) es $\lambda_{\text{Bragg1}} = 1546.82 \text{ nm}$, (∇) es $\lambda_{\text{Bragg2}} = 1550.50 \text{ nm}$ y (×) es $\lambda_{\text{Bragg3}} = 1554 \text{ nm}$.

La desviación estándar de las mediciones de la figura anterior son: $\Delta\lambda_{Bragg1} = 4.1$ pm, $\Delta\lambda_{Bragg2} = 6$ pm, $\Delta\lambda_{Bragg3} = 4.5$ pm. También aplicamos un aumento de temperatura para comprobar que tenemos la posibilidad de utilizar este esquema para sensor. Los resultados de las mediciones se muestran en la figura 57. En el inciso *a* vemos la lectura que hizo el foto detector de la señal que provenía del amplificador lock-in, con una temperatura ambiente de 22 °C. El inciso *b* muestra el desplazamiento que se generó cuando incrementamos la temperatura cerca de las rejillas de Bragg, aproximadamente 8 grados centígrados.

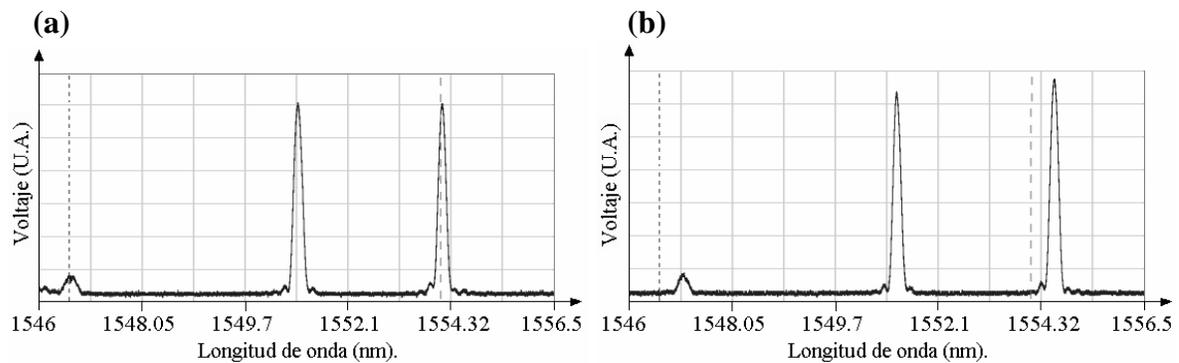


Figura 57. Señal del sensor de fibra basado en rejillas de Bragg, detección con el amplificador lock-In. (a) Lectura del sensor a temperatura ambiente, (b) lectura del sensor con un incremento de 8 grados centígrados en la temperatura.

En los resultados de las mediciones que se muestran en la figura 57, existe una diferencia respecto a la amplitud de la señal reflejada por cada rejilla de Bragg. Esta diferencia es debida a que el espectro de ganancia del láser no es uniforme y genera mayor potencia de salida del LFDE en una longitud de onda que en otra, obsérvese la figura 47.

Pero la diferencia de amplitud de la señal reflejada de la rejilla con longitud de onda de 1546.82 nm y las otras dos rejillas, nos lleva a exponer una de las limitaciones que se

tienen cuando se trabaja con la fuente de bombeo modulada. Esta limitación es el rango de trabajo; la amplitud de los pulsos del LFDE depende de la frecuencia de modulación; esta amplitud es máxima para una frecuencia óptima. La frecuencia de modulación, 18.5 kHz, fue optimizada para trabajar aproximadamente de 1550 nm a 1560 nm, así que la señal reflejada de la primera rejilla de Bragg, 1546.82 nm, está fuera del rango óptimo y la amplitud de los pulsos es menor en esta área.

V.6 Salida del LFDE con el barrido en longitud de onda

La señal de salida del LFDE que se analiza en esta sección es de la configuración que se muestra en la figura 32. Donde la luz de bombeo viaja en contra propagación a la emisión láser. La figura 58 muestra la salida del LFDE, cuando se aplicó una rampa triangular de voltaje de 1V de amplitud y 1 Hz al filtro F-P que se encontraba dentro de la cavidad.

En esta figura se observa un comportamiento muy diferente en la salida del LFDE cuando cambió de dirección la rampa de voltaje. Las longitudes de onda sintonizadas son las mismas y sólo cambia el sentido de la sintonización, de ascendente a descendente.

Cuando se tuvo un voltaje fijo o la rampa de voltaje en forma descendente en el filtro F-P, la salida del LFDE trabajó en un fuerte régimen de auto pulsado; y cuando la rampa de voltaje en el filtro F-P era en forma ascendente el resultado fue diferente.

El ancho de línea del LFDE es aproximadamente de 10 picómetros. El tiempo que le toma al ancho de línea avanzar una posición, es decir, viajar 10 picómetros en el barrido en longitud de onda generado, es de aproximadamente 2 milisegundos.

Disminuimos la amplitud de la rampa de voltaje, manteniendo la frecuencia de 1 Hz. Hasta que la rampa de voltaje llegó a una amplitud en la que se inició un estado de inestabilidad, 163 mV, cuando la rampa de voltaje iba en dirección ascendente. La inestabilidad es el auto pulsado a 27 kHz correspondiente a la potencia de bombeo que se aplica al LFDE. Para esta forma de barrido de longitud de onda el tiempo que le toma al ancho de línea avanzar una posición es de aproximadamente 10 milisegundos (tiempo de vida del estado metaestable). Después mantuvimos la amplitud de la rampa de voltaje (163 mV) y entonces cambiamos la frecuencia de ésta. Cuando la frecuencia de la rampa, que estaba inicialmente en 1 Hz, llegó a 3 Hz volvimos a tener una señal estable. El aumento de frecuencia lo llevamos a 8.8 Hz y volvimos a disminuir la amplitud de la rampa de voltaje, que estaba en 163 mV, y encontramos la zona inestable a 75 mV. Estos resultados nos indican que existe una pendiente umbral de la rampa de voltaje que aplicamos en la sintonización de la longitud de onda (velocidad de barrido), en la que la señal del LFDE entra en una zona inestable.

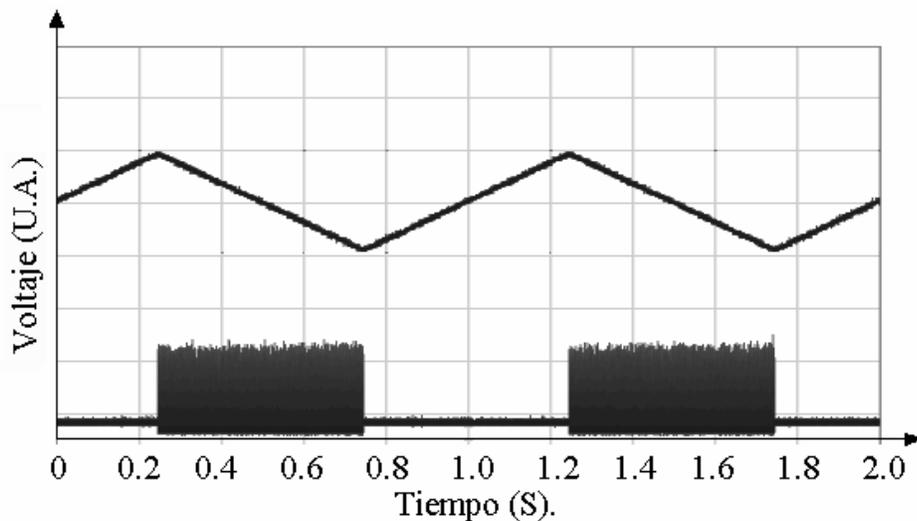


Figura 58. Respuesta del LFDE cuando se aplica una rampa de voltaje de 1 V de amplitud y 1 Hz de frecuencia a su filtro F-P.

Aplicamos una rampa de voltaje en el filtro F-P con una amplitud aproximadamente de 10 V, con esta amplitud de voltaje hacemos el barrido casi completo de las longitudes de onda que se pueden sintonizar con este LFDE, una potencia de bombeo de 77.4 mW. La figura 59 (a) muestra la salida del láser junto con la rampa de voltaje que es de aproximadamente 10 Hz. Cuando la frecuencia de la rampa de voltaje aumentó, la salida del LFDE empieza a tener algunos cambios en su comportamiento, como podemos ver en la figura 59 (b). La señal de salida del LFDE, en cierta sección, presentó una disminución en el auto pulsado, cuando la rampa estaba en forma descendente, cosa que no sucedió antes, la rampa tenía la misma amplitud pero una frecuencia de aproximadamente 52.3 Hz.

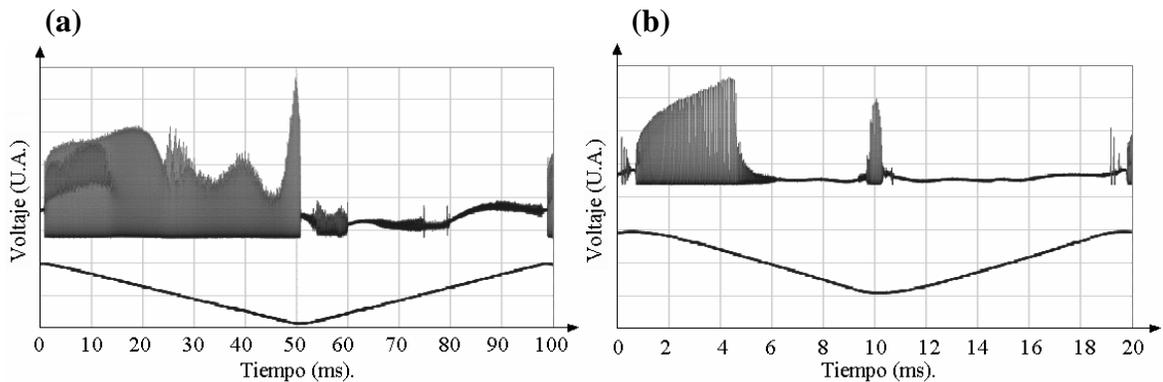


Figura 59. (a) Parte superior: Salida del LFDE. Parte inferior: Rampa de voltaje, aplicada al filtro F-P, de 10 V de amplitud y 10 Hz de frecuencia. (b) Parte superior: Salida del LFDE (el doble de la escala de la parte superior del inciso a). Parte inferior: Rampa de voltaje, aplicada al filtro F-P, de 10 V de amplitud y 52.3 Hz de frecuencia.

Después cambiamos la frecuencia de la rampa de voltaje, hasta llegar a los 100 Hz, este resultado lo tenemos en la figura 60 (a); podemos ver que la figura de la rampa de voltaje ya no era completamente triangular, esto es debido a la respuesta del generador de señales que utilizamos.

Disminuimos la potencia de bombeo de 77.4 mW a 41.7 mW y logramos una disminución del auto pulsado, y con una potencia de bombeo de 24.3 mW eliminamos el auto pulsado cuando la rampa de voltaje estaba en forma descendente, todos los resultados los podemos observar en la figura 60. Para esta frecuencia de barrido de longitud de onda, el tiempo que le toma al ancho de línea avanzar una posición es de aproximadamente 2 microsegundos.

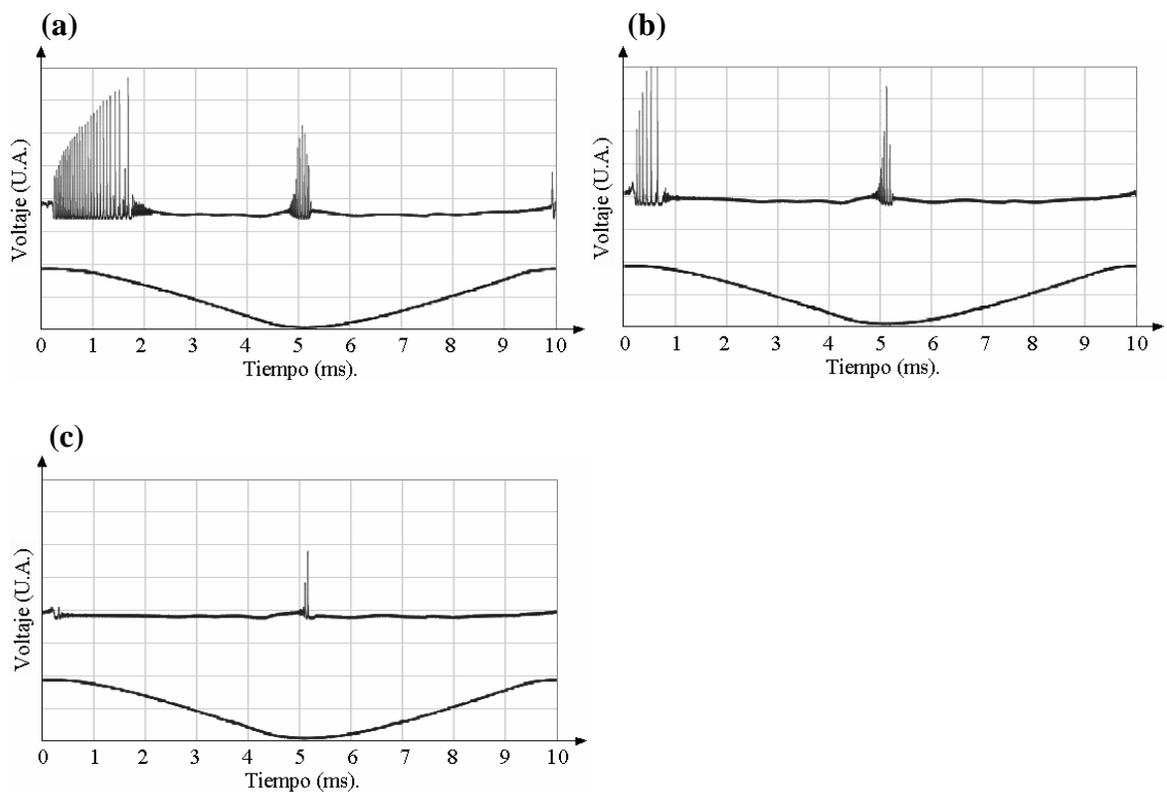


Figura 60. (a) Potencia de bombeo de 77.4 mW. Parte superior: Salida del LFDE. Parte inferior: Rampa de voltaje, aplicada al filtro F-P, de 10 V de amplitud y 100 Hz de frecuencia. (b) Potencia de bombeo de 41.7 mW. Parte superior: Salida del LFDE. Parte inferior: Rampa de voltaje, aplicada al filtro F-P, de 10 V de amplitud y 100 Hz de frecuencia. (c) Potencia de bombeo de 24.3 mW. Parte superior: Salida del LFDE. Parte inferior: Rampa de voltaje, aplicada al filtro F-P, de 10 V de amplitud y 100 Hz de frecuencia.

La razón por la que creemos se disminuye fuertemente el auto pulsado en la figura 58, es relacionada con los estudios realizados en este tipo de láseres donde utilizan una fuente de bombeo a una longitud de onda dentro de la región resonante [Loh y de Sandro, 1996], [Luo y Chu, 1997].

En su publicación, el Dr. Luo trabajó con un LFDE que emite a 1548 nm, y utilizó una fuente auxiliar a una longitud de onda de 1534 nm que aportó un pequeño porcentaje del bombeo total aplicado. Con esto se propuso recuperar rápidamente los iones de erbio que caen del estado excitado hacia el estado base, y así mantener la población de iones de erbio en el estado excitado.

En nuestro caso el funcionamiento es parecido, los residuos que se encuentran dentro de la cavidad, de la longitud de onda sintonizada un momento antes, será nuestra fuente auxiliar variable. La sintonización de la longitud de onda, por el voltaje aplicado al filtro F-P, es en forma de rampa. Para una longitud de onda sintonizada existe otra que un instante antes fue sintonizada y que ahora ayuda a recuperar rápidamente la inversión de población, funcionando como fuente de bombeo auxiliar. Y al igual que en las publicaciones, la fuente de bombeo auxiliar debe ser de una longitud de onda menor a la emisión láser, rampa en forma ascendente.

Los resultados mostrados en la figura 60 nos llevan a relacionar la inestabilidad observada con la redistribución de los iones excitados en los subniveles Stark en los que se divide el estado meta estable, descritos en el capítulo III. Ya que cuando hacemos el recorrido de la longitud de onda menor a la longitud de onda mayor, rampa de voltaje en forma ascendente, teóricamente recorreremos los subniveles Stark de un nivel superior a un nivel inferior. Y cuando la rampa es en forma descendente, el recorrido es contrario, la longitud

de onda va de más a menos y teóricamente recorreremos los subniveles Stark de un nivel inferior a un nivel superior. Suponemos que el recorrido de un nivel inferior (más poblado) a un nivel superior (menos poblado) genera inestabilidad en la emisión láser, sin embargo, cuando la velocidad de barrido es mayor, la inestabilidad provocada por la redistribución de iones excitados es mínima. Generando una salida del láser libre de auto pulsado en las dos direcciones del barrido, ascendente y descendente.

V.7 Interrogación del sensor interferométrico tipo Michelson (Detección directa)

Los resultados del arreglo de detección directa se muestran en la figura 61 y corresponden a una sola diferencia de camino óptico, 9 cm. La rampa de voltaje que realizó el barrido en longitud de onda era en forma ascendente. Los incisos *a* y *c* muestran la señal del sensor para las dos áreas de trabajo, y los incisos *b* y *d* representan el espectro de la señal del interferómetro. Al igual que en la detección con el amplificador lock-in, se tiene una señal de decenas de decibelios que es claramente identificada. En este arreglo también se realizaron las mediciones para una rampa de voltaje inclinada en forma contraria, de bajada, y los resultados fueron similares.

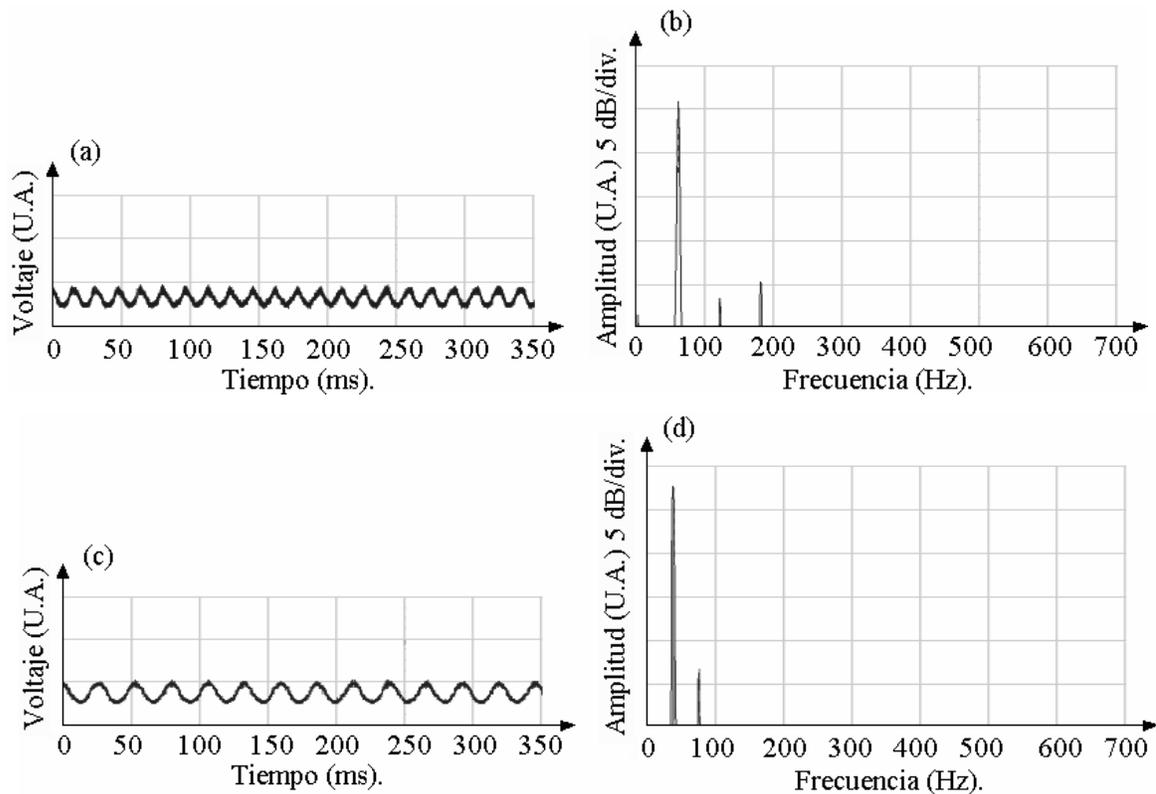


Figura 61. Señal del sensor de fibra tipo Michelson (mediciones hechas con el osciloscopio), arreglo de detección directa. (a) Señal del sensor para el área de 1544 nm, (b) Espectro de la señal del sensor para el área de 1544 nm, 61 Hz. (c) Señal del sensor para el área de 1555 nm, (d) Espectro de la señal del sensor para el área de 1555 nm, 37 Hz.

V.8 Interrogación del sensor basado en rejillas de Bragg (Detección directa)

El sensor de fibra óptica basado en rejillas de Bragg con detección directa fue descrito en la sección IV.4 y su esquema está en la figura 40 (b).

Las rejillas fueron monitoreadas para observar la estabilidad del sistema (Figura 40 (c)).

Las longitudes de onda de Bragg se obtuvieron utilizando los datos del osciloscopio para evaluar la ecuación (71).

Las longitudes de onda de Bragg son: $\lambda_{\text{Bragg1}} = 1546.82 \text{ nm}$, $\lambda_{\text{Bragg2}} = 1550.75 \text{ nm}$, $\lambda_{\text{Bragg3}} = 1553.75 \text{ nm}$. La figura 62 muestra la estabilidad de la señal reflejada de las rejillas a temperatura ambiente.

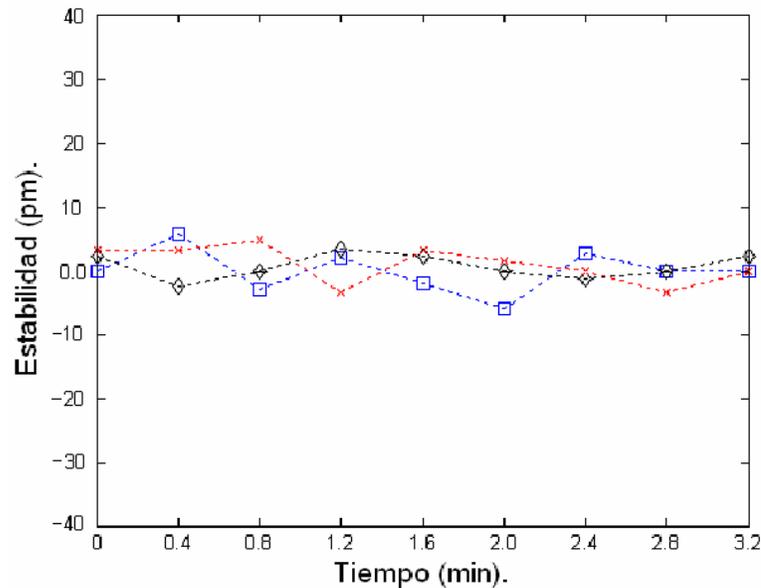


Figura 62. Estabilidad de la señal reflejada de las rejillas a temperatura ambiente, donde (□) es $\lambda_{\text{Bragg1}} = 1546.82 \text{ nm}$, (◇) es $\lambda_{\text{Bragg2}} = 1550.75 \text{ nm}$ y (×) es $\lambda_{\text{Bragg3}} = 1553.75 \text{ nm}$.

La desviación estándar de las mediciones de la figura anterior son: $\Delta\lambda_{\text{Bragg1}} = 3.4 \text{ pm}$, $\Delta\lambda_{\text{Bragg2}} = 1.9 \text{ pm}$, $\Delta\lambda_{\text{Bragg3}} = 3 \text{ pm}$. También aplicamos un aumento de temperatura para comprobar que tenemos la posibilidad de utilizar este esquema para sensar. Los resultados de las mediciones del arreglo con detección directa se muestran en la figura 63. En el inciso *a* vemos la lectura de las rejillas a temperatura ambiente y en el inciso *b* vemos el desplazamiento provocado por el incremento de la temperatura de 8 grados centígrados.

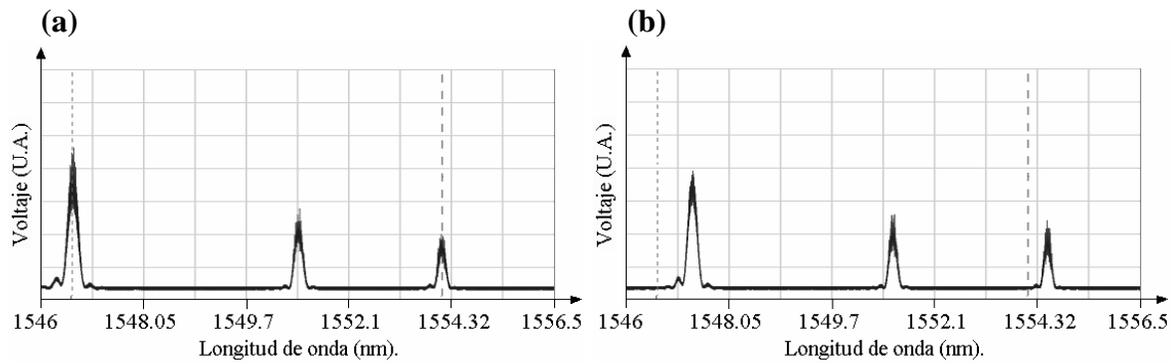


Figura 63. Señal del sensor de fibra basado en rejillas de Bragg, detección directa. (a) Lectura del sensor a temperatura ambiente. (b) lectura del sensor con un incremento de 8 grados centígrados en la temperatura.

En los resultados de las mediciones que se muestran en la figura 63, existe una diferencia respecto a la amplitud de la señal reflejada por cada rejilla de Bragg, ésta es debida a que el espectro de ganancia del láser no es uniforme y genera mayor potencia de salida del LFDE en una longitud de onda que en otra, obsérvese la figura 47.

La diferencia de longitud de onda de Bragg entre los dos arreglos es debido a que en las mediciones con la detección directa se tenía la presencia de auto pulsado en los alrededores de la longitud de onda de Bragg.

CAPITULO VI

CONCLUSIONES

VI.1 Conclusiones

Se construyó y caracterizó un láser sintonizable de fibra dopada con erbio (LFDE). El láser fue optimizado en términos de disminución de ruido.

Este trabajo aporta datos experimentales de diferentes configuraciones de un láser de fibra dopada con erbio (LFDE), con luz de bombeo en copropagación y contra propagación a la emisión láser, con luz de bombeo en cada extremo de la fibra dopada con erbio, y también con la fuente de bombeo modulada.

Los resultados experimentales muestran el fenómeno de auto pulsado en la salida del LFDE. Se muestra que la potencia promedio es constante con tiempos de promediación de unos milisegundos, sin embargo, en el área de los micro segundos es sumamente inestable. Encontramos que es posible sincronizar el régimen de auto pulsado inestable cuando utilizamos la fuente de bombeo modulada para generar un pulsado constante en frecuencia y amplitud. El LFDE se optimizó para trabajar en las áreas de sensado. Para esas condiciones, se obtuvo el valor numérico y el espectro del ruido de intensidad relativo, utilizando el amplificador lock-in.

En la configuración con luz de bombeo continua (CW) y en contra propagación a la emisión láser, descubrimos que existen niveles umbral de la velocidad de barrido de

longitud de onda, cuando el efecto de auto pulsado disminuye significativamente, con una velocidad más alta a la umbral. Estos niveles umbral son diferentes para diferentes formas de barrido, dependen de si el barrido de la longitud de onda se hace en forma ascendente o en forma descendente. El nivel umbral de velocidad de barrido en forma descendente es alrededor de 100 veces mayor al barrido en forma ascendente.

Mostramos que cuando optimizamos las dos configuraciones, éstas son útiles para la interrogación de sensores de fibra óptica.

En general, se logró el objetivo de la tesis, ya que se optimizó un LFDE para interrogar sensores de fibra óptica.

VI.2 Trabajos a futuro.

Las propuestas para trabajos subsecuentes a éste, son los siguientes:

- Caracterizar el LFDE con diferentes longitudes de cavidad, para disminuir el salto entre modos y así disminuir el ruido de fase del láser.
- Caracterizar el LFDE con fibras de diferentes niveles de dopaje, para determinar en que proporción disminuye el auto pulsado con la reducción del nivel de dopaje.
- Hacer la simulación de un modelo matemático del LFDE que involucre espacio y tiempo para definir el fenómeno responsable del auto pulsado.
- Delimitar el alcance del LFDE como fuente de luz para diferentes sensores de fibra óptica.
- Estudiar en más detalle la influencia del barrido espectral al régimen de auto pulsado.

LECTURA CITADA.

Archambault J. L. y Grubb S. G. 1997. "Fiber grating in laser and amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, 15: 1378 – 1390.

Askins C. G; Putnam M. A. y Friebele E. J. 1995. "Instrumentation for interrogating many element fiber Bragg grating arrays", In Proc. SPIE, W. B. Spillman, ed. 2444, 257 – 266.

Ball G. A. y Morey W. W. 1994. "Compression tuned single frequency bragg grating fiber laser", *Optics Letters*, 19: 1979 – 1981.

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 pp.

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

Chieng Y. T. y Cowle G. J. 1995. "Suppression of relaxation oscillations in tunable fiber with a nonlinear amplified loop mirror", *IEEE Photonics Technology Letters*, 7: 485 – 487.

Colin S; Contesse E; Le Boundec P; Stephan G. y Sanchez F. 1996. "Evidence of a saturable absorption effect in heavily erbium doped fiber", *Optics Letters*, 21: 1987 – 1989.

Ding M. y Cheo P. K. 1996. "Analysis of Er-doped fiber laser stability by suppressing relaxation oscillation", *IEEE Photonics Technology Letters*, 8: 1151 – 1153.

France P. W. 1991. "Optical fiber laser and amplifiers". CRC press, Inc. Primera edición. Boca Raton, Florida. 259 pp.

Gloag A; Langford N; McCallion K. y Johnstone W. 1994. "Tunable erbium doped fiber laser using a novel overlay bandpass filter", *Optics Letters*, 19: 801 – 803.

Gusarov A. y Liegeois F. 2004. "Experimental study of a tunable fiber ring laser stability", *Optics Communications*, 234: 391 – 397.

Ionov S. I. y Reeder R. A. 1996 "Megahertz repetition rate Nd:glass fiber laser", *Applied Optics*, 35: 2580 – 2582.

Jackson S. D. 2002. "Direct evidence for laser reabsorption as initial causes for self pulsing in three level fibre lasers", *Electronics Letters*, 38: 1640 – 1642.

- Kim S. K; Stewart G; Johnstone W. y Culshaw B. 1999. "Mode hop free single longitudinal mode erbium doped fiber laser with a fiber ring resonator", *Applied Optics*, 38: 5154 – 5157.
- Kuhn J. K. 1998. "Laser engineering". Prentice–Hall, Inc. Primera edición. Upper Saddle River, NJ. 498 pp.
- LeBoudec P; Francois P. L; Delevaque E; Bayon J.-F; Sanchez F. y Stephan G. M. 1993. "Influence of ion pairs on the dynamical behaviour of Er^{3+} doped fibre lasers", *Optical and Quantum Electronics*, 25: 501 – 506.
- 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.
- Luo L. y Chu P.L. 1997. "Suppression of self pulsing in an erbium doped fiber laser", *Optics Letters*, 22: 1174 – 1176.
- Mears R. J; Reekie L; Poole S. B. y Payne D. N. 1985 "Neodymium doped silica single mode fiber laser", *Electronics Letters*, 21: 738 – 740.
- Milonni P. W. y Eberly J. H. 1988. "Lasers". Wiley–Interscience. Primera edición. New York. 731 pp.
- 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 Lightwave Technology*, 11: 2021 – 2025.
- Morkel P. R; Cowle G. J. y Payne D. N. 1990. "Travelling wave erbium fibre ring laser with 60 kHz linewidth", *Electronics Letters*, 26: 632 – 634.
- Okhotnikov O. G. y Salcedo J. R. 1994. "Stable relaxation oscillation Er^{3+} doped fiber laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, 6: 369 – 371.
- Othonos A. y Kalli K. 1999. "Fiber bragg grating". Artech House. Primera edición. Norwood. 422 pp.
- Park N; Dawson J. W. y Vahala K. J. 1991. "All fiber, low threshold, widely tunable single frequency, erbium doped fiber ring laser with a tandem fiber fabry – perot filter", *Applied Physics Letters*, 59: 2369 – 2371.
- Poole S. B; Payne D. N. y Fermann M. E. 1985. "Fabrication of low loss optical fibres containing rare earth ions", *Electronics Letters*, 22: 737 – 738.
- Rangel Rojo R. y Mohebi M. 1997. "Study of onset of self pulsing behaviour in an Er doped fiber laser", *Optics Communications*, 137: 98 – 102.

- Sanchez F; LeBoudec P; Francois P. L. y Stephan G. 1993. *Physics Review A*. 48: 2220.
- Sanchez F. y Stephan G. 1996. “General analysis of instabilities in erbium doped fiber lasers”, *Physical Review E*, 53: 2110 – 2122.
- Siegman A. E. 1971. “An introduction to lasers and masers”. McGraw–Hill. Primera edición. New York. 520 pp.
- Silfvast W.T. 1996. “Laser Fundamentals”. Cambridge University. Primera edición. New York. 521 pp.
- Smith D. A; Maeda M. W; Johnson J. J; Patel J. S; Saiti M. A. y Lehman V. 1991. “Acoustically tuned erbium doped fiber ring laser”, *Optics Letters*, 16: 387 – 389.
- Svelto O. 1989. “Principles of lasers”. Plenum. Tercera edición. New York. 494 pp.
- Udd E. 1991. “Fiber optics sensors”. Wiley–Interscience. Primera edición. New York. 476 pp.
- Wagener J. L; Wysocki P. F; Digonnet M. J. F. y Shaw H. J. 1994. ”Modeling of ion pairs in erbium doped fiber amplifiers”, *Optics Letters*, 19: 347 – 349.
- Wagener J. L; Wysocki P. F; Digonnet M. J. F; Shaw H. J. y DiGiovanni D. J. 1993. “Effects of concentration and clusters in erbium doped fiber lasers”, *Optics Letters*, 18: 2014 – 2016.
- Yariv A; 1997. “Optical Electronics in Modern Communications”. Oxford University. Quinta edición. New York. 744 pp.
- Yu Y; Lui L; Tam H. y Chung W. 2001. “Fiber laser based wavelength division multiplexed fiber bragg grating sensor system”, *IEEE Photonics Technology Letters*, 13: 702 – 704.
- 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.