



**CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.**

ESTUDIO DEL ANCHO ESPECTRAL DE LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA PARA SUS APLICACIONES A SENSORES DE FIBRA ÓPTICA.

Presenta

Ing. Ana Dinora Guzmán Chávez

COMO REQUERIMIENTO PARA LA OBTENCIÓN DEL
GRADO DE MAESTRO EN CIENCIAS (ÓPTICA)

DIRECTOR DE TESIS:

Dr. Yuri Barmenkov

León, Gto. Méx.

Enero, 2007

.....Dedico éste trabajo de tesis a Mis Padres,

Mi Esposo y

Mi Hijo David Sebastián.

TABLA DE CONTENIDO

AGRADECIMIENTOS

RESUMEN

CAPITULO 1. INTRODUCCIÓN	1
CAPITULO 2. SENSORES DE FIBRA ÓPTICA	3
2.1 Introducción	3
2.1.1 Parámetros de modulación	4
2.2 Algunas técnicas de modulación	5
2.2.1 Técnicas de transducción basadas en la modulación de la luz.....	5
Reflexión óptica y micro curvas.....	5
Campo evanescente	6
2.2.2 Interferometría para el sentido óptico	6
2.2.3 Técnica de espectroscopia de gases para sensores de fibra óptica	8
2.2.4 Sensado distribuido de fibra óptica (DOFS)	9
2.2.5 Técnicas de discriminación para sensores ópticos con rejillas de Bragg ..	10
2.3 Especificaciones básicas de un sistema sensor	11
2.3.1 Función de transferencia	11
2.3.2 Estabilidad y Tendencia del sensor	11
2.3.3 Sensitividad	11
2.3.4 Detectividad	11
2.3.5 Exactitud	12
2.3.6 Precisión	12
2.3.7 Resolución	12
2.3.8 Rangos	13
2.3.9 Fiabilidad	13
2.4 Referencias	14
CAPITULO 3. REJILLAS DE BRAGG	15
3.1 Introducción a las rejillas de Bragg	15
3.1.1 Introducción a la foto sensibilidad	15
3.1.2 Rejillas de Bragg simples	16

3.1.3	Sensitividad de las rejillas de Bragg al estrés y a la temperatura	17
3.2	Teoría de rejillas de Bragg grabadas en fibra	19
3.2.1	Introducción	19
3.2.2	Rejillas de Bragg	19
3.2.3	Determinación teórica del ancho espectral de una rejilla de Bragg uniforme	21
3.3	Referencias	24
CAPITULO 4. APLICACIÓN DE LOS LASERES DE FIBRA CON ANCHO DE LÍNEA PEQUEÑO		25
4.1	Sistema sensor distribuido de fibra óptica para detectar intrusos	25
4.2	Sensor de gases: espectroscopia de gases	27
4.3	Fuentes de láser de fibra con múltiples longitudes de onda: su aplicación como sistemas sensores de multiplexación	29
4.4	Referencias	31
CAPITULO 5. INTRODUCCIÓN A LASERES DE FIBRA ÓPTICA DE ONDA CONTINUA DE UNA SOLA FRECUENCIA.		33
5.1	Sistema de ecuaciones de razones atómicas para un láser de tres niveles	33
5.2	Características del láser en fibras de vidrio	35
5.2.1	Introducción	35
5.2.2	Conceptos básicos	37
5.3	Erbio	39
5.3.1	Espectroscopia básica de ion Er^{3+}	39
Tiempo de vida	40	
Espectro, sección transversal y ancho de línea	41	
5.3.2	Láseres de fibra dopados con erbio bombeados a 980 nm	42
5.3.3	Er^{3+} - Er^{3+} efectos de interacción	43
5.4	Láseres de Fibra de base silicio de onda continua	45
5.4.1	Resonadores ópticos para láseres de fibra de onda continua	45
5.4.2	Teoría	46
Formalismo	46	
Aproximación de expresiones	46	
a) Ganancia	47	
b) Umbral	48	

c) Eficiencia de la pendiente	48
5.5 Delgado ancho de línea de los láseres de fibra	50
5.5.1 Introducción	50
5.5.2 Conceptos básicos asociados con la operación del delgado ancho de línea	50
5.5.3 Línea delgada de los láseres de fibra	54
5.5.4 Láseres de onda estacionaria de una sola frecuencia	55
5.6 Referencias	59
CAPITULO 6. ANALISIS EXPERIMENTAL DE ESPECTROS ÓPTICOS DE FIBRA LÁSER Y DE EMISIÓN ESPONTÁNEA DE LA FIBRA DENTRO DE LA CAVIDAD LÁSER.	62
6.1 Estudio de ancho espectral de láseres de fibra dopados con erbio	62
6.2 Investigación de emisión espontánea	68
Emisión espontánea axial	68
Emisión espontánea lateral	71
6.3 Efecto de histéresis de umbral del láser de fibra dopada con erbio	75
6.4 Estudio experimental de modos longitudinales del láser de fibra óptica	79
CAPITULO 7. APLICACIÓN DEL LÁSER DE FIBRA DOPADA CON Er³⁺ PARA MEDIR ESPECTROS DE REJILLAS DE BRAGG CON ALTA MODULACIÓN.	87
CAPITULO 8. CONCLUSIONES	96
APENDICE 1	98
APENDICE 2	100

AGRADECIMIENTOS

.....A Dios que me dio la vida

.....A mi familia por su apoyo incondicional

Al Dr. Yuri Barmenkov, por haberme asesorado durante mi proyecto de tesis, por la atención recibida. Le agradezco la oportunidad que me brindó para trabajar con él y con ello aprender.

Agradezco al Centro de Investigaciones en Óptica (CIO), institución en la cual realicé mis estudios de maestría durante dos años. También a los profesores e investigadores que me compartieron su conocimiento y dedicaron tiempo a mi aprendizaje. A todo el personal del CIO que con su trabajo me ayudaron a facilitar mi estancia en ésta institución.

Finalmente agradezco al CONACYT por el apoyo económico que me otorgó para la realización de mis estudios de maestría, cuyos frutos se ven reflejados en este trabajo.

León, Gto., Méx.
Enero, 2007

Ing. Ana Dinora Guzmán Chávez

RESUMEN

En este trabajo de investigación se hace un análisis experimental de los espectros ópticos de fibra láser y de la emisión espontánea de la fibra dentro de la cavidad láser, en donde se muestra que es posible obtener anchos espectrales pequeños del orden de decenas de megahertz con láseres de fibra dopados con erbio en la configuración Fabry-Perot teniendo como reflectores en un caso dos rejillas de Bragg y en otro una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday. A partir del análisis experimental de la emisión espontánea axial y lateral se corroboró que el ancho espectral se debe a que pocos modos longitudinales muy cercanos entre sí no tienen suficiente ganancia y por tanto no alcanzan la condición de umbral. También con el estudio de los modos longitudinales se sabe que la longitud de la cavidad del láser y el ancho de banda de los reflectores son parámetros importantes para lograr un ancho espectral pequeño. Las frecuencias de relajación del láser con un espejo de Faraday cumplen con la longitud doble de la cavidad pero no afecta al funcionamiento del láser; ya que sus potencias comparadas con las frecuencias propias de la cavidad láser son despreciables.

Finalmente se tiene que la configuración Fabry-Perot con reflectores de una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday es la más ventajosa por la razón de estabilidad y además de tener un mayor rango de sintonización, para fines de modulación de la rejilla de Bragg. Con esta configuración se propone un método efectivo y de bajo costo para la medición de espectros de rejillas de Bragg con alta resolución, esto se hace mediante la modulación de la rejilla de Bragg del láser.

CAPITULO 1

INTRODUCCIÓN

Los láseres de fibra dopados con erbio de un solo modo operando en la región de 1.5 μm operan la transición ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ del ion Er^{3+} situado en una matriz de silica fueron demostrados por primera vez en 1986. Muchas variaciones en dispositivos de láseres de fibra dopados con erbio han sido demostradas en ésta útil región de longitudes de onda en configuraciones como la Fabry-Perot, mostrando una alta eficiencia y anchos rangos de sintonización. La transición ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ del ion Er^{3+} es parte de un sistema de tres niveles, y desde que el láser es bombeado en un de sus extremos, significantes variaciones en las características de la salida del láser ocurren con las variaciones de la longitud. Estas variaciones se dan debido a las variaciones axiales en inversión de población que dan lugar a las variaciones axiales en ganancia y absorción.

Varias bandas de bombeo están disponibles para la operación en 1.5 μm de los láseres de fibra dopados con erbio. Para aplicaciones de láseres en telecomunicaciones las primeras consideraciones para los láseres de bombeo son el tiempo de vida y la fiabilidad, y por estas razones, junto con la viabilidad de éstas fuentes de bombeo, el diodo láser es atractivo para tal bombeo. El bombeo a 980 nm es el mejor debido a su alta eficiencia y porque carece de absorción del estado excitado (ESA).

El espectro de fluorescencia de un láser de fibra dopada con erbio en silica es muy ancho, alrededor de los 80 nm, la cual es una propiedad ventajosa para una fuente sintonizable pero se tiene la limitante en la selección de la longitud de onda de la cavidad en el diseño del delgado ancho espectral y la operación de un solo modo longitudinal. La forma del espectro de fluorescencia depende de la estructura electrónica del ion de la tierra rara, y en el efecto modificante de la matriz de vidrio. La matriz de vidrio da lugar a divisiones Stark de los niveles de energía del campo local y causa ensanchamiento de los niveles de energía.

Los láseres de fibra dopados con erbio pueden obtener salidas con un delgado ancho espectral de cientos de Megahertz, limitando el espectro de los reflectores para la configuración Fabry-Perot, éstos reflectores en muchos de los casos son rejillas de Bragg con ancho de banda delgados las cuales se seleccionan para reflejar la luz láser y transmitir la de bombeo. En éste tipo de láseres si se tiene una longitud de la cavidad corta y se elimina el espacial hole burning se puede obtener láseres de unos pocos modos longitudinales o incluso de un solo modo longitudinal.

Los láseres con un delgado ancho espectral tienen muchas aplicaciones tales como interferometría, espectroscopia de alta resolución, sensores, metrología y comunicaciones.

Estas aplicaciones se realizan en la mayoría de las veces por medio de un sensor el cual la fuente de luz es un láser de fibra dopado con erbio.

Todos estos antecedentes e información fue necesaria para la realización de éste trabajo, el cual está organizado de la siguiente manera: En capítulo dos se presenta de manera muy general acerca de los sensores de fibra óptica, se da primero una pequeña introducción que es acerca de los parámetros de modulación, luego sobra algunas técnicas de sensado y finalmente las especificaciones básicas de un sistema sensor.

El capítulo tres es acerca de las rejillas de Bragg, se divide en dos partes en la introducción y la teoría de rejillas de Bragg grabadas en fibra. La primera parte se desarrolla la teoría de una rejilla simple y su sensibilidad al estrés y al temperatura, en la segunda parte un mayor análisis matemático para determinar ancho espectral de una rejilla de Bragg uniforme a partir de dos parámetros importantes como los con la longitud física de la rejilla y la reflectividad.

El capítulo cuatro presenta de una manera muy en general antecedentes de aplicaciones de láseres de fibra con un ancho de línea pequeño. El primer ejemplo es un sensor para detectar intrusos, aplicado al área de interferometría, el segundo ejemplo es acerca de un sensor de gases aplicado al área de espectroscopia y el último ejemplo un sistema sensor de multiplexación.

El capítulo cinco da una introducción a láseres de fibra óptica dopados con erbio de onda continua. El capítulo está dividido en cinco partes, la primera parte es acerca de las ecuaciones de razones atómicas para un láser de tres niveles, la segunda parte habla de las características del láser en fibras de vidrio, la tercera parte todo lo relacionado con el erbio, la cuarta parte acerca de los láseres de fibra de base silicio de onda continua y finalmente sobre el delgado ancho de línea de los láseres de fibra.

El capítulo seis es de resultados en el cual se hace el análisis experimental de espectros ópticos de fibra láser y de emisión espontánea de la fibra dentro de la cavidad láser. El capítulo está dividido en cuatro secciones de resultados, la primera presenta el estudio de ancho espectral de láseres de fibra dopada con erbio, la segunda investigación es acerca de emisión espontánea tanto lateral como axial, la tercera sección es el estudio de efecto de histéresis de umbral del láser de fibra dopada con erbio y la última sección es sobre el estudio experimental de modos longitudinales del láser de fibra óptica.

El capítulo siete trata de la aplicación del láser de fibra dopada con erbio para medir espectros de rejillas de Bragg modulados por doblamiento periódico. En el capítulo ocho se expresan las conclusiones.

Y finalmente en el apéndice 1 se presenta la teoría de suma de dos ondas de diferentes frecuencia que dan origen a las ondas de batidos y en el apéndice 2 presenta la investigación teórica de los espectros promediados de una rejilla de Bragg en fibra óptica bajo una modulación senoidal de la longitud de onda del pico de reflexión y un programa en MathCAD para calcular los espectros promediados por la modulación de la rejilla.

CAPITULO 2

SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

2.1 INTRODUCCIÓN

Existen numerosas y significativas ventajas con el uso de los sensores de fibra óptica y en muchas de las aplicaciones varias de las ventajas pueden ser aplicadas. Algunas de éstas son:

1. Incremento de la sensibilidad;
2. Buen aislamiento eléctrico;
3. Inmunidad a la interferencia electromagnética (EMI) y a pulsos electromagnéticos (EMP);
4. Seguros en ambientes explosivos;
5. Ancho de banda largo, alta capacidad de información;
6. Baja señal de atenuación;
7. Versatilidad geométrica (tamaño pequeño, flexibilidad).

Este tipo de sensores son dispositivos dieléctricos los cuales pueden ser operados en ambientes difíciles que están alejados de cualquier asociación electrónica.

Por definición, un sistema sensor de fibra óptica utiliza la luz para probar una perturbación externa y usa las fibras ópticas como medio para transmitir la luz. La configuración física más general de un sensor de fibra óptica consiste en una fuente de luz, una o mas fibras ópticas, un mecanismo de modulación óptica, un fotodetector, otros componentes ópticos tales como: acopladores, conectores y divisores, y un equipo que procese las señales (figura 1), de los cuales, la fibra óptica y los componentes pueden ser monomodo o multimodo, la elección depende del tipo de sensor.

La fuente de luz puede ser de un gran ancho de banda (p.e. incandescente), de ancho de banda pequeño (p.e. LED, láser multimodo) o de una sola frecuencia (p.e. láser de una sola longitud de onda). La radiación de cuerpo negro generada en ambos casos, externa o internamente dentro de la fibra, puede también ser usada como una fuente.

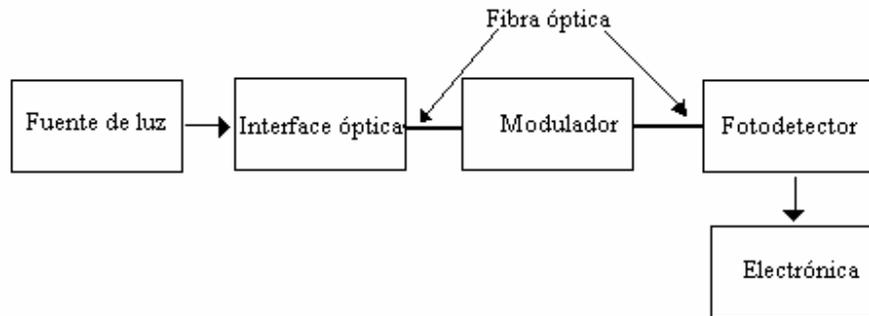


Figura 1. Componentes comunes de los sensores de todo fibra.

2.1.1 PARAMETROS DE MODULACION

De acuerdo al mecanismo de modulación, el cual puede ser dentro o fuera de la fibra óptica, los parámetros ópticos que pueden ser modulados son: fase, amplitud, color o el estado de polarización. Hoy en día existen docenas de mecanismos de modulación los cuales pueden ser utilizados en sensores de fibra óptica.

Los sensores de fibra óptica pueden ser organizados o agrupados de diferentes maneras, debido a su propósito, donde cada clasificación representa un conjunto completo. Algunos autores han mostrado preferencia al grupo de sensores clasificados como: *de intensidad modulada o de fase modulada*.

<i>Intensidad modulada</i>	<i>Fase modulada</i>
Atenuación/pérdidas	Interferométricos
Esparcimiento	Resonantes
	Polarimétricos

Otros autores prefieren clasificarlos en *sensores intrínsecos o extrínsecos* y otros encuentran conveniente en dividir los sensores como: *interferométricos* y *no interferométricos (intensidad)*.

<i>Interferométricos</i>	
Mach-Zender	Resonador de anillo
Michelson	Fabry Perot
Polarímetro	Multimodo (modo-modo)

<i>No Interferométricos</i>	
Atenuación	Difusión impura
Esparcimiento	Modificación del núcleo
Reflexión interna frustrada	Fluorescencia
	Pérdidas en radiación

2.2 ALGUNAS TÉCNICAS DE SENSADO

2.2.1 TÉCNICAS DE TRANSDUCCIÓN BASADAS EN LA MODULACIÓN DE LA AMPLITUD DE LA LUZ

Muchos de los sensores de fibra óptica de amplitud modulada pueden ser usados para mediciones de y ac, estos son relativamente bajos en costo y emplean componentes *multimodo*. Algunas de las técnicas de sensado de amplitud modulada más usadas son: la reflexión óptica, la modulación de micro curvas y campo evanescente.

REFLEXIÓN ÓPTICA Y MICROCURVAS

Reflexión óptica es una de las técnicas más simples en la cual existe la luz en una o más fibras, esta es modulada en un espacio fuera de la fibra y es recolectada por las mismas o por diferentes fibras. El mecanismo específico de transducción involucra la transmisión a través de un medio que modula la luz en uno de varios caminos. El medio puede absorber la luz uniformemente o en un rango espectral específico, o puede fosforescer en un rango espectral cuando se ilumina en otro rango. El mecanismo de transducción puede contener un dispositivo que bloquee parte de la luz, tales como un par de rejillas las cuales se mueven relativamente una de la otra. De otra manera, el mecanismo transductor puede incluir una superficie reflectora tal que la luz capturada por la fibra óptica es proporcional al espacio entre la fibra y la superficie.

Pérdidas ópticas inducidas por micro curvas o macro curvas en fibra son una técnica exitosa de medición para muchas magnitudes. En la técnica de micro curvas, una deformación mecánica de la fibra óptica perpendicular a su eje, causa el mayor orden de modos en el núcleo, los cuales se transmiten por la interfase núcleo-recubrimiento de forma proporcional a la deformación. La intensidad de la luz tanto en el núcleo como en el recubrimiento es por tanto proporcional a la deformación de la fibra.

CAMPO EVANESCENTE

El campo o la onda evanescente es un efecto bien conocido experimentado por la luz en las fronteras con un cambio en el índice de refracción: aunque la luz puede ser totalmente reflejada por la frontera, parte del campo electromagnético entra del otro lado, ocupando los dos medios. Este es el caso para guías de ondas ópticas, en las cuales la luz es guiada por el medio interno de índice de refracción más alto (núcleo), pero un pequeño porcentaje del campo viaja en el recubrimiento. Si el recubrimiento es removido, o sus propiedades pueden ser modificadas por alguna magnitud externa a la onda evanescente, y así la luz guiada, es capaz de interactuar con el parámetro a medir, proporcionando las bases para muchos esquemas de sensado. El cambio en la absorción del campo evanescente es una de las formas más usadas de interacción.

En su arquitectura más simple, un transductor evanescente está hecho de un segmento de fibra óptica con el recubrimiento removido, pulido por alguno de sus lados o adelgazamiento de la fibra. Con la apropiada selección de la longitud de onda, muchas especies químicas en forma de líquido o gas pueden ser directamente detectados a través de la absorción de la onda evanescente.

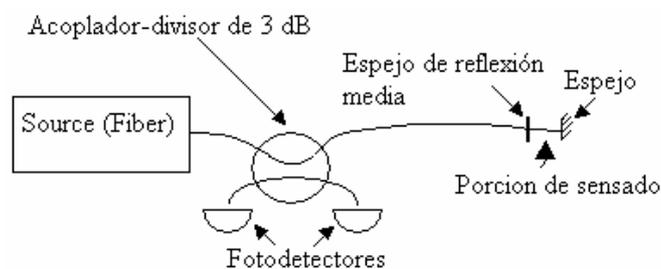
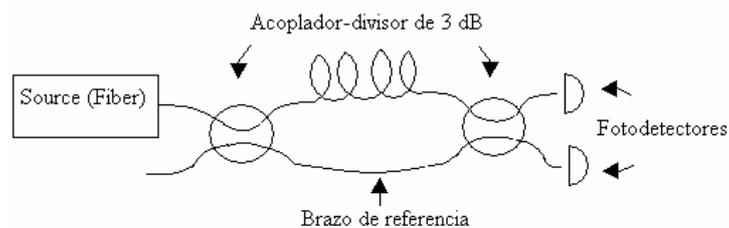
2.2.2 INTERFEROMETRÍA PARA EL SENSADO ÓPTICO

Los tipos de sensores de fibra óptica más sensibles son aquellos que se basan en la modulación de la fase. Estos requieren fibras y componentes unimodales. La fase, ϕ , está dada por la longitud de la fibra, L , dividida por la longitud de onda que se propaga en la fibra. Entonces la expresión resultante en radianes es $\phi = knL$ donde k es la constante de propagación, n es el índice de refracción. Se puede ver en la fórmula que una variación tanto en n como en L , resultan cambios en la fase. Desde que la frecuencia óptica es aproximadamente 10^{14} Hz, los fotodetectores son incapaces de responder, por lo que se requiere un medio para convertir la modulación de fase a modulación de amplitud.

Los interferómetros de fibra óptica más comunes son: Mach-Zehnder, Michelson, Fabry-Perot y Sagnac, los cuales son usados como sensores de fibra óptica. Tales interferómetros ópticos tienen algunos elementos en común. Generalmente, la salida de una fuente óptica coherente de una sola frecuencia (fuente de luz) se acopla dentro de una fibra óptica. La luz que se acopla a la fibra es dividida por un acoplador-divisor de 3 dB que alimentan a los dos brazos del interferómetro. El acoplador-divisor en los interferómetros de fibra óptica desempeña la misma función de los espejos de reflexión media de los interferómetros convencionales. La luz de uno de los brazos del interferómetro sirve como referencia para la luz del otro brazo del interferómetro. En el caso de ambos interferómetros Fabry – Perot o Sagnac, los dos brazos son combinados dentro de una fibra.

En el interferómetro Sagnac, la salida óptica del acoplador-divisor de 3 dB se acopla a las dos terminales opuestas del rollo de fibra óptica y se propaga la luz en ambas direcciones en sentido de las manecillas del reloj y en contra de las manecillas del reloj. En todos los interferómetros excepto en el Fabry-Perot, después de pasar a través del interferómetro, la luz de los dos brazos es recombinada, ya sea en el mismo o en un segundo acoplador-divisor de 3 dB, donde ocurre la interferencia.

En el interferómetro Fabry-Perot, la interferencia se da en los espejos de reflexión media los cuales separan la porción de sensado de la fibra al final de la fibra principal. En todos los casos, la interferencia entre el sensor y la luz de referencia causa una modulación de fase, la cual después llega a ser modulación de amplitud y finalmente la luz de amplitud modulada es fotodetectada.



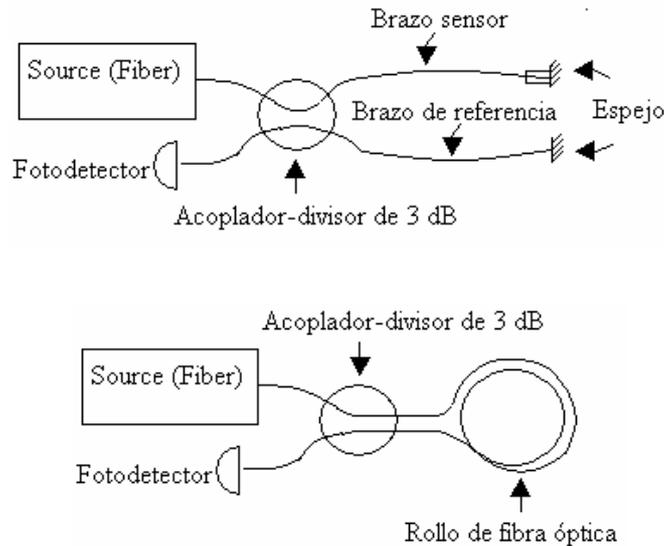


Figura 2. Interferómetros de fibra óptica: Mach-Zender, Fabry-Perot, Michelson y Sagnac.

2.2.3 TÉCNICA DE ESPECTROSCOPIA DE GASES PARA SENSORES DE FIBRA ÓPTICA

Espectroscopia de gases es una técnica selectiva y sensitiva para evaluar concentraciones de especies de gases. Las fibras ópticas posibilitan la espectroscopia de gases para ser realizada remotamente utilizando el infrarrojo cercano y parte del visible del espectro óptico.

Tecnología de sensores de fibra óptica para medición remota de espectroscopia de concentración de gases es potencialmente útil para especies de gases con líneas de absorción dentro de las bandas de transmisión de la fibra óptica. Esto incluye los gases mas ambientalmente relevantes (con la excepción del ozono el cual absorbe en el ultravioleta) y un largo número de especies críticas y peligrosas tales como el metano, sulfato de hidrogeno y acetileno. Con sistemas directos de absorción, éstos pueden ser todos medidos en el infrarrojo cercano usando arquitecturas las cuales son capaces de dirigir un largo número de puntos de sensado de un solo láser con niveles de sensibilidad típicamente en el rango de pocas partes por millón para células de absorción convenientemente clasificadas según su tamaño.

2.2.4 SENSADO DISTRIBUIDO DE FIBRA ÓPTICA (DOFS)

Sistemas DOFS ofrecen una capacidad única de medición; nominalmente de hacer mediciones espacialmente distribuidas del campo de medición con una resolución espacial de 0.1 – 1 m y una exactitud en la medición de alrededor del 1 % sobre distancias de las cuales varían ampliamente, de acuerdo al método de medición y aplicación, de los 10 m a los 100 Km.

La capacidad de determinar los rasgos espaciales y temporales de un campo de medición con un medio el cual es no intrusivo, dieléctrico, pasivo, flexible y fácil de instalar, incluso retrospectivamente, ofrece una nueva dimensión en el monitoreo, diagnóstico y control de largas, extendidas estructuras de todo tipo. No hay técnicas de medición convencionales las cuales puedan competir efectivamente.

La materia principal de DOFS fue estimulada por la técnica OTDR (reflectometría óptica en el dominio del tiempo), la cual usa la resolución temporal de la luz continuamente por esparcimiento Raleigh de un pulso óptico propagándose en la fibra óptica¹. Claramente, si el retraso entre el lanzamiento del pulso y el tiempo a la cual la luz retroesparcida es recibida es τ , entonces la sección de la fibra en la cual el retroesparcimiento ocurrió es identificada como la distancia s del lanzamiento final de la fibra, por consiguiente:

$$s = \frac{c\tau}{2}$$

Y c es la velocidad de la luz en la fibra.

Un método muy sutil es en el que se utilizan dos caminos ópticos con diferentes velocidades eficaces de la luz. El efecto del campo de medición es acoplar la luz de un camino a otro. Luz de baja coherencia es lanzada dentro de uno de los caminos. Cuando el campo de medición causa acoplamiento dentro del otro camino en un punto en particular, las dos componentes entonces viajan a diferentes velocidades al final de la salida, así experimenta un retraso relativo que les da mutuamente incoherencia. Interferencia óptica entre ellos ocurre al final de la salida solamente si un retraso de solo la cantidad correcta que corresponde a su retraso de viaje es insertado entre ellos, que así identifica la posición a la cual el acoplamiento ocurre. De un retraso variable a la salida permitirá los acoplamientos de la fibra y así el campo de medición es escaneado a lo largo de la fibra.

2.2.5 TÉCNICAS DE DISCRIMINACIÓN PARA SENSORES ÓPTICOS CON REJILLAS DE BRAGG

Las rejillas de Bragg grabadas en fibra cuando son iluminadas con luz de banda ancha, muestran una asignatura espectral en reflexión con una forma aproximadamente Gaussiana, centrada en lo que es llamada la longitud de onda de Bragg. Esta asignatura cambia con medidas físicas cuando actúan sobre la rejilla, principalmente estrés y temperatura, siendo esencialmente desplazado a lo largo del eje del espectro. Por consiguiente, en principio, la determinación de la longitud de onda de Bragg permite cuantificar el estado de medidas en particular. Para lograr esto, conceptos de interrogación tienen que desarrollarse los cuales deben ser preferentemente a bajos costos.

Hoy en la actualidad existen muchos arreglos prácticos para mediciones de estrés y temperatura, de cuales presentan un conjunto completo:

1. Compensación de temperatura en la rejilla
2. Interrogación de longitud de onda dual
3. Grabado de rejillas en la fibra
4. Dos rejillas de Bragg en fibra con diámetros distintos
5. Fibra multi núcleo
6. Rejillas en fibra birrefringente
7. Rejillas de periodo largo
8. Técnicas interferométricas
 - 8.1 Cavidades de aire
 - 8.2 Fabry – Perot birrefringente
 - 8.3 Fibras de dos modos
 - 8.4 Espectroscopia dispersiva de la transformada de Fourier
 - 8.5 Sensores de fibra láser
 - 8.6 Rejillas de compensación
 - 8.7 Combinación de rejillas e interferómetros, elementos sensores.

2.3 ESPECIFICACIONES BÁSICAS DE UN SISTEMA SENSOR

2.3.1 FUNCION DE TRANSFERENCIA

Esta función relaciona la variable de entrada con la variable de salida. La función de transferencia puede ser obtenida experimentalmente, cuando es conocida como la curva de calibración y teórica. Obviamente, la función de transferencia ideal debería ser lineal para los sensores.

Algunas veces la curva real (o calibración) no coincide con la curva ideal. Además, la desviación puede ser diferente en las curvas de subida y de bajada con respecto a la línea ideal. Cuando estos efectos indeseables ocurren, se dice que el sistema sensor presenta histéresis, backlash o una incapacidad del sensor en reproducir la misma salida independientemente del sentido del cambio del valor de entrada. En este caso, se dice que el sensor presenta un efecto de memoria indeseable.

2.3.2 ESTABILIDAD Y TENDENCIA DEL SENSOR

La estabilidad expresa la capacidad de mantener las características del sistema con tiempo y específicamente la curva de transferencia. La tendencia indica la variación de las características del sistema en un no recuperable, y por consiguiente camino permanente, de cualquiera de sus causas (condiciones ambientales, función o incluso su almacenamiento).

2.3.3 SENSITIVIDAD

Conceptualmente y en general, sensibilidad expresa la capacidad de reacción del sistema a un estímulo de entrada. Es una característica de la función dinámica. Por esta razón, cuantitativamente, la sensibilidad está expresada por el cociente de la variable de salida entre la variable de entrada (la medición), medida al punto de calibración de la curva pre determinada por el valor constante de la variable de entrada deseada. Así, en general, el valor depende del punto de trabajo de la curva de calibración a la cual la medida está hecha.

2.3.4 DETECTIVIDAD

En un sistema típico de comunicaciones ópticas, la sensibilidad del receptor es entendida como la potencia óptica mínima detectable en la entrada del receptor mientras mantiene un nivel de calidad mínimo en la transmisión (salida del receptor). Esta calidad

puede ser expresada como la razón señal/ruido. Que es, la sensibilidad llega a ser mas pobre con niveles más altos de ruido en el receptor que está limitado en la práctica, por el ruido global, el cual es proporcional al pasa bandas de señales eléctricas. Dada la variable objeto o de entrada en el sistema sensor generalmente cambia su dominio en el transductor óptico, y después de viajar a través de canal óptico, alcanza la unidad opto electrónica donde es detectada y pre amplificada e ignorando otras consideraciones, el valor mínimo medido de la variable objeto está limitada por el ruido global. Por esta razón, la sensibilidad puede ser expresada en un sensor óptico como la detectividad, y ésta describe el valor mínimo de la variable de entrada deseada que puede ser detectada y medida en la salida eléctrica del sistema sensor, para una particular razón señal/ruido o de calidad.

2.3.5 EXACTITUD

No hay medida sin error. Exactitud es el grado de aproximación del valor medido al valor ideal o real. En otras palabras, la exactitud es medida a través del error hecho en la medición con respecto a un valor maestro.

2.3.6 PRECISIÓN

Esto es la capacidad del sistema sensor de repetir una y otra vez los mismos resultados dadas las mismas condiciones. Aunque algunas veces equivocadamente usada intercambiamente con exactitud, es mejor entender como repetibilidad. En otras palabras, es el rango de desviación en la señal de salida del sensor que ocurre para el mismo libre error de señal de entrada o de medición.

2.3.7 RESOLUCIÓN

Esto es la variación mínima de entrada que puede ser detectada y medida en la salida del sensor con una calidad mínima. La mínima variación detectable de señal de un sensor óptico será producida cuando la razón señal/ruido se mínima, es decir, tome el valor de 1. Esto será siempre inversamente dependiente de la raíz cuadrada del ancho de banda el cual es necesario detectar correctamente la variable de entrada.

2.3.8 RANGOS

Muchos rangos pueden ser considerados:

Rango de medición: es el rango de valores de la variable de entrada que pueden ser medidos con una calidad en particular.

Rango de frecuencia: es el ancho de banda eléctrico del sistema sensor de la función de transferencia. Esto puede ser medido como el rango de frecuencia medido sobre la variable de salida cuando la entrada varía en frecuencia y con amplitud constante.

Rango de temperatura: es el margen de temperaturas dentro del cual la función del sensor mantiene sus especificaciones dentro de un error especificado.

Rango dinámico: indica el margen de valor de la entrada o variable medida que el sensor puede medir. Esto es el ancho entre los valores máximo y mínimo de la medición que pueden ser medidos por el sensor. Cuantitativamente, esto es expresado como el cociente de los valores máximo y mínimo medidos de acuerdo a previas especificaciones establecidas.

2.3.9 FIABILIDAD

Es una característica importante del punto de vista de que el sensor puede ser usado industrialmente o en aplicaciones reales. Indica la probabilidad, condicionada por un nivel de confianza dado, de que el sensor trabaja correctamente bajo algunas condiciones específicas de trabajo durante un tiempo en particular.

2.4 REFERENCIAS

¹ Barnoski M. K. and Jensen S. M. “Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics”, *Appl. Opt.*, Vol. 15, p. 2112 - 2115 (1976).

² López-Higuera José Miguel. “Handbook of Optical Fibre Sensing Technology”, Wiley, New York, 2002.

³ Charles M. Davis, “Fiber Optics: an overview”, *Proc. SPIE*, Vol. 478, p. 12-18 (1984).

⁴ Takashi Nakayama, “Optical sensing technologies by multimode fibers”, *Proc. SPIE*, Vol. 478, p. 19-22, (1984).

⁵ Brian Culshaw, “Optical Fiber Sensor Technologies: Opportunities and Perhaps Pitfalls”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, p. 39-50 (2004).

⁶ Charles M. Davis, “Fiber optic sensor: an overview”, *Optical Engineering*, Vol. 42(2), p. 347-351, 1984.

CAPÍTULO 3

REJILLAS DE BRAGG

3.1 INTRODUCCIÓN A LAS REJILLAS DE BRAGG

3.1.1 INTRODUCCIÓN A LA FOTO SENSITIVIDAD

Con el significativo descubrimiento de la foto sensibilidad en fibras ópticas, una nueva clase de componentes en fibra han sido desarrollados, llamados *rejillas de Bragg en fibra*. Estos dispositivos pueden desarrollar muchas funciones, tales como, reflexión y filtrado de una manera muy eficaz con bajas pérdidas. Las rejillas de Bragg grabadas en fibra son un conjunto que revolucionan las telecomunicaciones y tienen un gran impacto sobre el campo de los sensores. Este es un dispositivo comparativamente simple y en su más básica forma consiste en una modulación periódica del índice de refracción a lo largo del núcleo de la fibra. Estructuras basadas en rejillas en guiado de ondas ópticas han sido reconocidas como elementos muy importantes debido a su integración con fibras y un gran número de funciones de dispositivos que éstas pueden facilitar. Las estructuras de superficie en relieve de las rejillas, originalmente implementadas en guías de ondas ópticas planas, han sido investigadas para una amplia variedad de funciones de filtrado y acoplamiento, algunas de las cuales han sido demostradas en fibra y todas de las cuales han sido subsecuentemente escritas directamente en fibras foto sensitivas. Rejillas de fibra grabadas con ultravioleta son relativamente fáciles de fabricar; producen una mínima perturbación de la estructura de la fibra y llega a ser muy barata su manufactura. Las ventajas ofrecidas por la fibra óptica, tales como bajas pérdidas de transmisión, inmunidad a interferencia electromagnética, peso ligero y aislamiento eléctrico, también hace que la rejilla dentro del núcleo sea un candidato ideal para su uso en telecomunicaciones y sensado. La versatilidad de las rejillas de Bragg en fibra han estimulado a un número significativo de innovaciones^{1, 2}.

Para una rejilla de Bragg convencional la periodicidad de la modulación del índice tiene un espaciado físico que es la mitad de la longitud de onda de luz propagándose en la guía de onda; esto es la coincidencia de fases entre los planos de la rejilla y la luz incidente que resulta en una reflexión coherente hacia atrás.

La foto sensibilidad en fibras ópticas se refiere a un cambio permanente en el índice de refracción del núcleo de la fibra cuando es expuesto a la luz con características de longitud de onda e intensidad que dependen del núcleo del material. Inicialmente, foto sensibilidad fue pensada a ser un fenómeno solamente asociado con las fibras ópticas que tienen una grande concentración de germanio en el núcleo y foto excitada con luz ultravioleta (190 – 250 nm). Después de muchos años de investigación, sin embargo, foto sensibilidad ha sido observada a través de foto excitación a diferentes longitudes de onda del ultravioleta en una

amplia variedad de diferentes fibras, muchas de las cuales no tienen germanio como el único dopante y algunas de las cuales no contienen germanio en absoluto. No obstante, fibras ópticas dopadas con germanio permanece como uno de los materiales más importantes para la fabricación de dispositivos que utilizan foto sensibilidad. Foto sensibilidad en fibras ópticas y guías de ondas tienen una significativa importancia práctica y científica. Este fenómeno ha resultado en una nueva clase de estructuras de fase en fibra de las cuales la rejilla de Bragg en fibra es discutiblemente la más importante¹. Las rejillas de Bragg en fibras están calladamente revolucionando sistemas modernos de comunicación y están introduciendo un nuevo sensor de fibra óptica que puede producir resultados en su aceptación general sobre equivalentes dispositivos sensores eléctricos.

3.1.2 REJILLAS DE BRAGG SIMPLES

En su forma más simple una rejilla de Bragg grabada en fibra consiste de una modulación periódica del índice de refracción en el núcleo de una fibra óptica de un solo modo. Estos tipos de rejillas de Bragg uniformes, donde los frentes de la fase son perpendiculares al eje longitudinal de la fibra y los planos de la rejilla tienen un periodo constante (figura 1), son consideradas los bloques de construcción fundamentales para más estructuras de rejillas de Bragg. La luz, guiada a lo largo del núcleo de una fibra óptica, será esparcida por cada plano de la rejilla. Si la condición de Bragg no se satisface, la luz reflejada para cada uno de los planos subsecuentes llega a estar progresivamente fuera de fase y eventualmente se cancelará. Adicionalmente, la luz que no coincide con la longitud de onda de resonancia de Bragg experimentará una muy débil reflexión en cada plano de la rejilla debido a la desigualdad del índice, esta reflexión se acumula sobre la longitud de la rejilla. Cuando la condición de Bragg se satisface, las contribuciones de luz reflejada para cada plano de la rejilla se agregan constructivamente en la dirección opuesta para formar un pico opuesto reflejado con un centro de longitud de onda definido por los parámetros de la rejilla. Esto es análogo al volumen del holograma o a la difracción de rayos X por la malla del cristal.

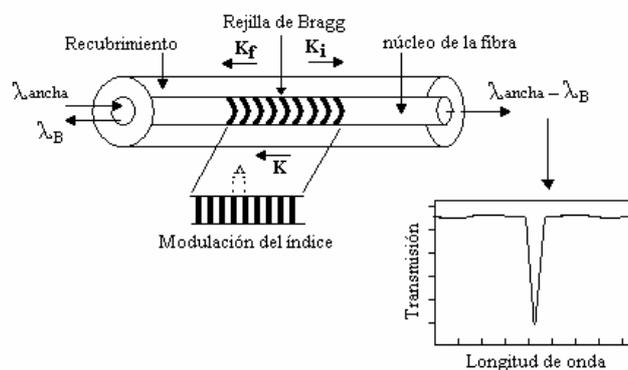


Figura 1. Ilustración de una rejilla de Bragg uniforme con amplitud y periodo de modulación de índice constante. También se muestran los vectores de onda incidente, difractado y de la rejilla que tienen que ser emparejados para la conservación del momento.

La condición de rejilla de Bragg es simplemente el requerimiento de que satisfaga la conservación de energía y de momento. La conservación de la energía ($\hbar\omega_f = \hbar\omega_i$) requiere que la frecuencia de radiación incidente y la radiación reflejada sea la misma. La conservación del momento requiere que el vector de onda incidente, k_i , más el vector de onda de la rejilla, K , sea igual al vector de onda de radiación esparcida k_f . Esto es simplemente declarado como:

$$k_i + K = K_f \quad (1)$$

Donde el vector de onda de la rejilla, K , tiene una dirección normal a los planos de la rejilla con una magnitud $2\pi/\Lambda$ (Λ es el periodo de la rejilla mostrado en la figura 1). El vector de onda difractado es igual en magnitud, pero opuesto en dirección al vector de onda incidente. Por lo tanto:

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

La cual se simplifica a la condición de Bragg de primer orden:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (3)$$

Donde la longitud de onda de la rejilla de Bragg, λ_B , es el centro de la longitud de onda en el espacio libre de la entrada de luz que será reflejada por la rejilla de Bragg y n_{eff} es el índice de refracción efectivo del modo propagante LP_{01} .

3.1.3 SENSITIVIDAD DE LAS REJILLAS DE BRAGG AL ESTRÉS Y A LA TEMPERATURA

La resonancia de la rejilla de Bragg, el cual es el centro de la longitud de onda de luz reflejada de una rejilla de Bragg, depende del índice efectivo de refracción del núcleo y la periodicidad de la rejilla. El índice efectivo de refracción, como el espacio periódico entre los planos de la rejilla, será afectado por cambios en estrés o temperatura. Usando la ecuación 3, el desplazamiento del centro de longitud de onda de la rejilla de Bragg debido a los cambios de estrés y temperatura está dado por:

$$\Delta\lambda_B = 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial l} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right) \Delta l + 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \quad (4)$$

El primer término representa el efecto del estrés en una fibra óptica. Esto corresponde a un cambio en el espaciado de la rejilla y el cambio inducido de estrés óptico en el índice de refracción. El anterior término del efecto de estrés puede ser expresado como³:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B (1 - p_e) \varepsilon_z \quad (5)$$

Donde p_e es una constante efectiva de estrés óptico definido como:

$$p_e = \frac{n_{eff}^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \quad (6)$$

p_{11} y p_{12} son componentes del tensor de estrés óptico y ν es la razón de Poisson. Para una típica fibra óptica típica de germanosilicato $p_{11} = 0.113$, $p_{12} = 0.252$, $\nu = 0.16$ y $n_{eff} = 1.482$. Usando estos parámetros y las ecuaciones anteriores, la sensibilidad de estrés anticipada a 1550 nm el cambio es de 1.2 pm cuando se aplica 1 $\mu\varepsilon$ a la rejilla de Bragg. Resultados experimentales del desplazamiento del centro de la longitud de onda de Bragg cuando se le aplica estrés a una rejilla centrada en 1548.2 nm se muestran en la figura 2.a.

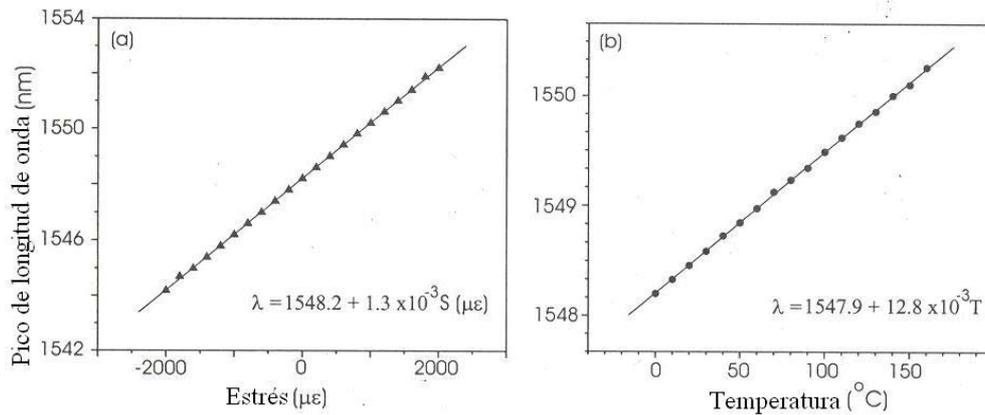


Figura 2. Pico de reflexión de la rejilla de Bragg a) bajo un estrés aplicado, y b) a diferentes temperaturas. La rejilla de Bragg formada de la salida de un acoplador de un láser de fibra dopada con erbio. El pico de reflectividad de la rejilla fue centrado en 1548.2 nm bajo cero estrés y a temperatura ambiente.

El segundo término de la ecuación 4, representa el efecto de la temperatura en una fibra óptica. Un desplazamiento en la longitud de onda de Bragg debido a los cambios de expansión térmica del espaciado de la rejilla y el índice de refracción. Esta fracción de desplazamiento en la longitud de onda para un cambio de temperatura ΔT puede ser escrito como:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B (\alpha_\Lambda + \alpha_n) \Delta T \quad (7)$$

Donde $\alpha_\Lambda = (1/\Lambda)(\partial\Lambda/\partial T)$ es el coeficiente de expansión térmica para la fibra (aproximadamente 0.55×10^{-6} para el silicio). La cantidad $\alpha_n = (1/n_{eff})(\partial n_{eff}/\partial T)$ representa el coeficiente termo óptico, el cual es aproximadamente igual a 8.6×10^{-6} para una fibra con núcleo de silicio dopado con germanio. Claramente el cambio de índice está lejos de ser el efecto dominante. De la ecuación 7 la sensibilidad esperada para un rejilla de Bragg centrada en 1550 nm es aproximadamente de 13.7 pm/°C. La figura 2.b muestra los resultados experimentales del desplazamiento del centro de longitud de onda de Bragg como función de la temperatura.

3.2 TEORIA DE REJILLAS DE BRAGG GRABADAS EN FIBRA

3.2.1 INTRODUCCIÓN

La teoría de acoplamiento de modos es frecuentemente usada como una técnica para obtener información cuantitativa acerca de la eficiencia de difracción y dependencia espectral de las rejillas en fibra. Esta es una de las más populares técnicas utilizadas en describir la conducta de rejillas de Bragg, principalmente debido a su simplicidad y la exactitud en modelar las propiedades ópticas de muchas rejillas de fibra de interés. Una derivación de la teoría de acoplamiento de modos está descrita en detalle en numerosos artículos y textos^{4,5}

3.2.2 REJILLAS DE BRAGG

Para una rejilla de Bragg la interacción dominante tiende cerca de la longitud de onda para la cual la reflexión ocurre de un modo de amplitud $A(z)$ en un modo propagándose de modo contrario idéntico de amplitud $B(z)$. Bajo las condiciones de la teoría de acoplamiento de modos, pueden ser simplificadas^{6,7} a las siguientes ecuaciones:

$$\frac{dA^+}{dz} = i\zeta^+ A^+(z) + i\kappa B^+(z) \quad (8)$$

$$\frac{dB^+}{dz} = -i\zeta^+ B^+(z) - i\kappa^* A^+(z) \quad (9)$$

Donde $A^+(z) = A(z)\exp(i\delta_d z - \varphi/2)$, $B^+(z) = B(z)\exp(-i\delta_d z + \varphi/2)$ y ζ^+ es el coeficiente “dc” general de auto acoplamiento definido como:

$$\zeta^+ = \delta_d + \zeta - \frac{1}{2} \frac{d\varphi}{dz} \quad (10)$$

Con δ_d siendo el detuning, el cual es independiente de z y está definido de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \delta_d &= \beta - \frac{\pi}{\Lambda} \\ &= 2\pi n_{eff} \left[\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_d} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

Aquí $\lambda_d = 2n_{eff}\Lambda$ es la *longitud de onda del pico de reflexión* para un cambio de índice de refracción débil en la rejilla ($\delta n_{eff} \rightarrow 0$). Un coeficiente complejo ζ puede describir las pérdidas por absorción en la rejilla donde el coeficiente de pérdida de potencia estará dado por $a = 2\text{Im}(\zeta)$. Para una reflexión Bragg de un solo modo se encuentran las siguientes relaciones simplificadas⁶:

$$\zeta = \frac{2\pi}{\lambda} \overline{\delta n_{eff}} \quad (12)$$

$$\kappa = \kappa^* = \frac{\pi}{\lambda} s \overline{\delta n_{eff}} \quad (13)$$

Si la rejilla es uniforme a lo largo de la dirección z , entonces δn_{eff} es constante y $d\varphi/dz = 0$. Así pues, κ , ζ y ζ^+ son constantes. Esto simplifica las ecuaciones 8 y 9 en ecuaciones acopladas ordinarias de primer orden con coeficientes constantes. Uno puede llegar a una solución de forma cerrada a estas ecuaciones dadas las condiciones de frontera apropiadas. Para una rejilla uniforme en fibra de longitud L , la reflectividad puede ser encontrada asumiendo una onda incidente de propagación hacia delante desde $z = -\infty$, mientras requiera que no se propague hacia atrás la onda existe para $z \geq L/2$. La amplitud $\rho = B^+(-L/2)/A^+(-L/2)$ y los coeficientes de potencia de reflexión $R = |\rho|^2$ pueden ser:

$$\rho = \frac{-\kappa \sinh \sqrt{(\kappa L)^2 - (\zeta^+ L)^2}}{\zeta^+ \sinh \sqrt{(\kappa L)^2 - (\zeta^+ L)^2} + i \sqrt{\kappa^2 - \zeta^{+2}} \cosh \sqrt{(\kappa L)^2 - (\zeta^+ L)^2}} \quad (14)$$

Y

$$R = \frac{\sinh^2 \sqrt{(\kappa L)^2 - (\zeta^+ L)^2}}{-\frac{\zeta^{+2}}{\kappa^2} + \cosh^2 \sqrt{(\kappa L)^2 - (\zeta^+ L)^2}} \quad (15)$$

Usando la ecuación de la reflectividad, se encuentra que el máximo de reflectividad de la rejilla de Bragg es:

$$R_{\max} = \tanh^2(\kappa L) \quad (16)$$

Éste máximo ocurre cuando $\zeta^+ = 0$ o a la longitud de onda de:

$$\lambda_{\max} = \left(1 + \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \right) \lambda_d \quad (17)$$

Un ancho de banda para la rejilla de Bragg uniforme puede ser definido como el ancho entre los primeros ceros en ambos lados de la reflectividad máxima. Por lo que se tiene que:

$$\frac{\Delta \lambda_o}{\lambda} = \frac{s \overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_d}{s \overline{\delta n_{eff}} L} \right)^2} \quad (18)$$

3.2.3 DETERMINACIÓN TEÓRICA DEL ANCHO ESPECTRAL DE UNA REJILLA DE BRAGG UNIFORME.

Cabe mencionar que las rejillas de Bragg tienen una gran aplicación en muchos de los campos de la ciencia, en una muy particular aplicación, éstas se utilizan frecuentemente en filtros ópticos y en la construcción de láseres de fibra óptica dopados con tierras raras, donde las rejillas de Bragg grabadas en fibra hacen la función de los espejos, éstas rejillas tienen las características de tener una alta reflectividad en la mayoría de los casos mayor al 70 % y un ancho de banda pequeño, esto con el fin de lograr láseres de una sola frecuencia. En ésta sección se demostrará que pueden existir rejillas de Bragg con tales características.

Por ejemplo para lograr una rejilla de Bragg con una reflectividad máxima de alrededor del 98 % con una longitud de grabado de la rejilla uniforme de 2 cm, se obtiene de la fórmula 16 que:

$$\begin{aligned}\kappa &= \frac{\arctan(\sqrt{R_{\max}})}{L} \\ &= \frac{\arctan(\sqrt{0.98})}{0.02} \\ &= 132.206\end{aligned}$$

Despejando de la ecuación 13 $\overline{s\delta n_{eff}}$ se tiene:

$$\overline{s\delta n_{eff}} = \frac{\kappa\lambda}{\pi}$$

Y sustituyendo en la ecuación 18 y tomando $\lambda_d = \lambda$, ya que se puede tomar cualquier λ sobre el rango que se grafica y finalmente haciendo el álgebra necesaria, resulta que el ancho espectral es de:

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_o &= \frac{\lambda_d^2 \kappa}{\pi n_{eff}} \sqrt{1 + \left(\frac{\pi}{\kappa L}\right)^2} \\ &= \frac{(1555nm)^2 (132.206)}{\pi (1.46)} \sqrt{1 + \left(\frac{\pi}{(132.206)(0.02)}\right)^2} \\ &= 108.09 \text{ pm}\end{aligned}$$

El ancho de banda obtenido se refiere al ancho entre los primero ceros en ambos lados de la reflectividad máxima.

Y finalmente para deducir el pico máximo de longitud de onda de la ecuación 13 y tomando s como 0.98, que es aproximadamente 1 para rejillas fuertes, es decir, con una reflectividad cerca del 100 %, se tiene que:

$$\begin{aligned}\delta n_{eff} &= \frac{\lambda\kappa}{\pi s} \\ &= \frac{(1555 \text{ nm})132.206}{\pi (0.98)} \\ &= 6.7 \times 10^{-5}\end{aligned}$$

Sustituyendo éste valor en la ecuación 17 resulta ser:

$$\begin{aligned}
\lambda_{\max} &= \left(1 + \frac{\overline{\delta n_{\text{eff}}}}{n_{\text{eff}}} \right) \lambda_d \\
&= \left(1 + \frac{6.7 \times 10^{-5}}{1.46} \right) (1555 \text{ nm}) \\
&= 1555.071 \text{ nm}
\end{aligned}$$

Los resultados de ancho espectral, reflectividad y longitud de onda máximo se observan en la gráfica de la figura 3.

La ecuación que se utilizó para obtener las gráficas de la figura 3 es la ecuación 15, donde:

$$\xi^+ = 2\pi n_{\text{eff}} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_d} \right) + \frac{2\kappa}{s}$$

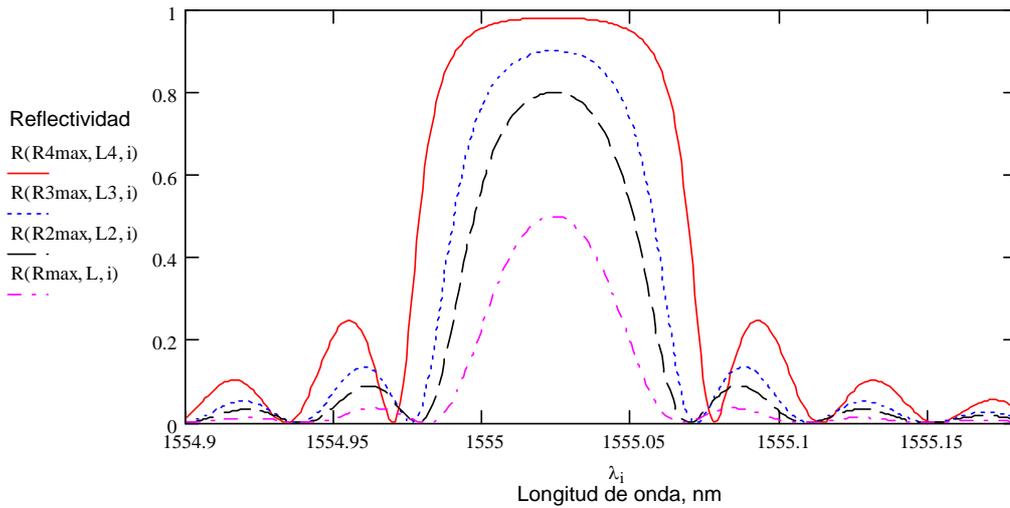


Figura 3. R4max = 98%, R3max = 90%, R2max = 80%, Rmax = 80%, con L = 2 cm. donde L es la longitud de la rejilla de Bragg uniforme.

Los anchos espectrales correspondientes a una Rmax = 90% es de 95.681 pm, Rmax = 80% es de 91.13 pm y para Rmax = 50% es de 86 pm.

3.3 REFERENCIAS

-
- ¹ Bennion, I., et. Al. "UV-written in-fibre Bragg gratings," *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 28 , pp. 93-135 (1996).
- ² Othonos, A. "Fiber Bragg gratings," *Review of Scientific Instruments*, Vol. 68, 1997, pp. 4309-4341.
- ³ Meltz, G., and W. W. Morey, "Bragg grating formation and germanosilicate fiber photosensitivity," *International Workshop on Photoinduced Self-Organization Effects in Optical Fiber*, Quebec City, Quebec, May 10-11, *Proceedings SPIE*, Vol. 1516, 1991, pp. 185-199.
- ⁴ Kogelnik, H., and C. W. Sank, "Coupled wave theory of distributed feedback lasers," *Journal of Applied Physics*, Vol. 43, 1972, pp. 2327-2335.
- ⁵ Yariv, A., "Coupled –mode theory for guided –wave optics", *IEEE Journal of Quantum Electronics* Vol. QE-9, 1973, pp. 919-933.
- ⁶ Erdogan, T., "Fiber grating spectra," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, 1997, pp.1277-1294.
- ⁷ Kogelnik, H., "Theory of optical waveguides," in *Guided-Wave Opto-Electronics*, T. Tamir, editor New York: Springer-Verlag, 1990.
- ⁸ Othonos, A. y Kalli, K., "Fiber Bragg Gratings" *Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*, Artech House, 1999.

CAPITULO 4

APLICACIÓN DE LOS LÁSERES DE FIBRA CON ANCHO DE LÍNEA PEQUEÑO

Los láseres cortos de una sola frecuencia o con delgados anchos de líneas alrededor de 1550 nm que usan reflectores de Bragg en fibra se han demostrado en fibras de silicio dopadas con erbio desde hace 10 años atrás. Su potencial para el libre brincoteo de modos, operación en una sola frecuencia, alta estabilidad de longitud de onda y exactitud, delgado ancho de línea y diseño compactado todo en fibra les ha permitido ser usados como fuentes sensores en muchas aplicaciones en varios campos. Tales aplicaciones van desde sensores de estrés y temperatura o de cualquier parámetro físico que modifique la longitud de onda central de las rejillas de Bragg que forman parte del láser de fibra en dado caso, alcanzando buenas resoluciones sobre un gran rango. Otra de las aplicaciones son los sensores basados en sistemas interferométricos, lo cual la longitud de coherencia es un parámetro importante y es logrado perfectamente con los láseres de fibra dopados con erbio, otra de las aplicaciones importantes es en espectroscopia de gases; este tipo de sensores son importantes para detectar gases con líneas de absorción que se encuentran en el infrarrojo cercano como el metano, el acetileno, amoniaco, etc. En éste capítulo se muestran algunas aplicaciones en específico con una breve explicación del funcionamiento y esquemas de los sensores.

4.1 SISTEMA SENSOR DISTRIBUIDO DE FIBRA ÓPTICA PARA DETECTAR INTRUSOS

Se ha reportado un sistema sensor distribuido para detectar y localizar intrusos basado en la reflectometría de fase sensitiva en el dominio del tiempo (ϕ -OTDR). El elemento sensor es una fibra de comunicaciones de un solo modo cableada y enterrada a lo largo del perímetro monitoreado.

La fuente de luz del sistema es un láser de fibra dopado con Erblio de onda continua de cavidad Fabry-Perot con un ancho de línea instantáneo alrededor de 3 KHz y baja frecuencia de variación. Los cambios de fase a lo largo de la longitud de la fibra son sensados obteniendo el trazo de ϕ -OTDR de un rastro ya antes guardado.

Los pulsos de la fuente de luz, es decir, del láser, son inyectados dentro de uno de los extremos de la fibra, y la luz retroesparcida es monitoreada con un fotodetector. El efecto de los cambios de fase es el resultado de la presión del intruso en la tierra sobre la fibra enterrada. Estos cambios son sensados para substraer el rastro de ϕ -OTDR antes de cualquier otro rastro registrado.

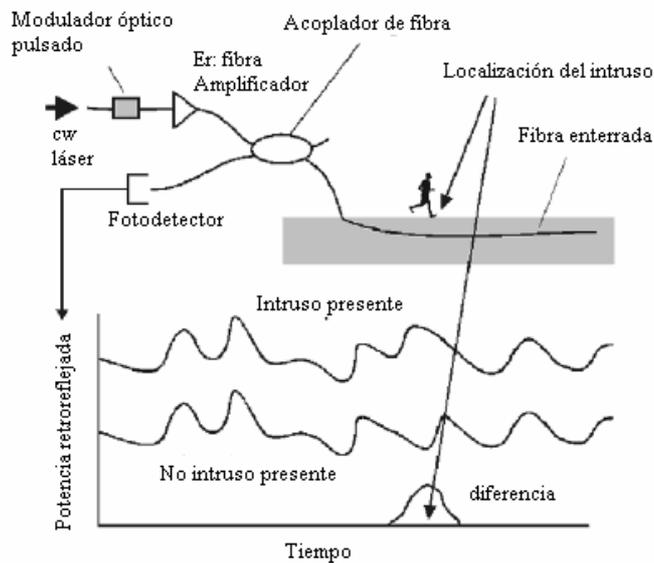


Figura 1. OTDR sensible a la fase usado para sensar intrusos.

El tiempo al cual los cambios en el trazo del ϕ -OTDR ocurren son proporcionales al rango (distancia a lo largo de la fibra del extremo próximo) al cual la perturbación de la fase es aplicada. La resolución espacial Δz , del sensor está determinada por el ancho de los pulsos T_p , puestos dentro de la fibra tal que $\Delta z = cT_p / 2n_g$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío y n_g es el índice de refracción del grupo.

En contraste con el convencional OTDR, el ϕ -OTDR usado para detectar intrusos requiere un láser con mínima variación de frecuencia como también delgado ancho de línea instantáneo. Baja variación de frecuencia es crítica porque la frecuencia de modulación del láser causa fluctuaciones de trazo a trazo en la forma de onda del ϕ -OTDR. El láser de fibra dopado con erbio es la mejor selección en este sistema; ya que emite en la región espectral donde las pérdidas en una fibra de silicio son mínimas, y puede ser usado con amplificadores de fibra dopados con erbio para alcanzar un promedio alto y pulsados niveles de potencia y pueden emitir en un solo modo longitudinal para la operación de delgado ancho de línea¹⁻⁵.

Esta tecnología puede ser considerada como un buen candidato para prever seguridad en un perímetro dado a bajo costo en plantas nucleares, centros de distribución de potencia eléctrica, facilidades de almacenaje para combustible y químicos volátiles, aeropuertos, oficinas de gobierno, bases militares, embajadas y fronteras nacionales.

4.2 SENSOR DE GASES: ESPECTROSCOPIA DE GASES

Espectroscopia de absorción (en el infrarrojo cercano o medio) es una de las mas importantes tecnologías para sensores de gas para monitoreo ambiental, de seguridad e industrial. Los sistemas ópticos operando en el infrarrojo cercano son aún la mejor opción para el sensado de gases en línea, remoto y de multi punto debido a la lista disponible de fibras y componentes de la industria de la comunicación.

Los espectros de absorción de gases son complejos. En el infrarrojo cercano, estos típicamente comprenden un número de líneas muy poco espaciadas con anchos de líneas de unos pocos gigahertz, típicamente con forma Lorentziana. La profundidad de la absorción a una frecuencia óptica particular está definida a través de los parámetros conocidos como: fuerza de línea o intensidad de línea S definida en unidades de $\text{cm}^{-2} \text{atm}^{-1}$ en algunas referencias la temperatura típicamente es 273 K.

GAS	LÍNEA DE ABSORCIÓN EN LONGITUD DE ONDA (nm)	FUERZA DE LÍNEA ($\text{cm}^{-2} \text{atm}^{-1}$) X 10^{-2}
Acetileno C_2H_2	1532.83	~20
Hidrogeno Ionizado HI	1541	0.775
Amoniaco NH_3	1544	0.925
OH radical	1557.3	13
Monóxido de carbono CO	1567	0.0575
Dioxido de carbono CO_2	1572.66	0.048
Sulfuro de Hidrogeno H_2S	1578	0.325
Metano	1667	1.4

Tabla 1. Líneas de absorción de algunos gases en el infrarrojo cercano⁶.

La tabla indica que:

1. Una fuente sintonizable puede, en principio, ser configurada para sintonizar líneas estrechamente espaciadas con una apropiada seguridad de estabilidad de sintonización la cual podría ser realizada a través de rejillas de Bragg y un sutil diseño de sistemas interferométricos para corrección de longitud de onda. El sistema de estabilización de la longitud de onda solo necesita estar lo suficientemente cerca de la línea de absorción para asegurar que la fina sintonización puede diseccionarse sin ambigüedades.
2. Las líneas de absorción están en la región de 1.5 μm . Fibras de un solo modo guiarán efectivamente en esta región.

Un láser de fibra dopado con erbio tiene la potencialidad de prever una sola fuente sintonizable sobre el ancho de banda de ganancia de la fibra con erbio, de los 1520 a 1580

nm. Como se puede observar en la tabla 1, muchas líneas de absorción caen dentro de éste rango.

Se ha reportado una aplicación de sensor para la detección del acetileno con el sistema de absorción intra cavidad en el láser de fibra dopado con erbio. En el arreglo experimental⁷, la longitud de onda de la rejilla de Bragg en fibra fue primero sintonizada (aplicando estrés) a un pico de absorción de la acetileno alrededor de 1528.9 nm. El ancho del espectro de emisión del láser fue mucho menor de 80 pm. Este ancho espectral es comparable o mas chico que la línea de absorción del gas acetileno alrededor de 1530 nm (bajo presión atmosférica).

En la figura 2.a se muestra el espectro de salida del láser cuando la celda de gas (1 cm de longitud) fue llenada con 0%, 1%, 2%, 5%, 10% y 20% de acetileno bajo presión atmosférica. En la figura 2.b el pico de potencia de salida del láser varia aproximadamente lineal con la concentración de gas dentro de la celda de gas y decae de -19.54 a -51.5 dBm cuando la concentración de acetileno dentro de la celda de gas fue variada de 0% a 20%.

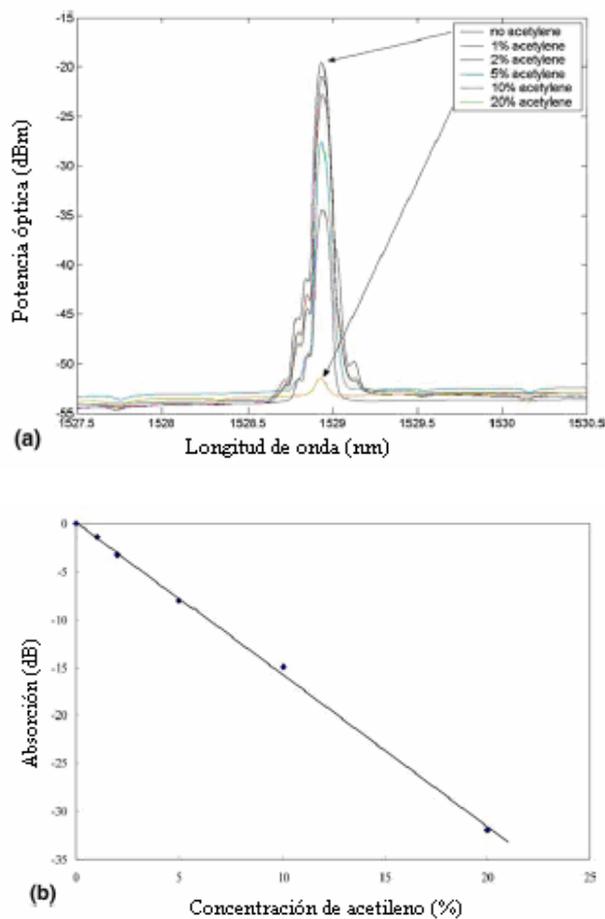


Figura 2. Espectro de salida del láser de fibra cuando la celda de gas es llenada con diferentes concentraciones de acetileno: 0%, 1%, 2%, 5%, 10% y 20%. b) Absorción de la luz como una función de la concentración de acetileno.

En este sistema reportado, la mínima concentración de gas (acetileno) detectable fue de 2253 ppm.

Otro de los ejemplos que se han reportado es el *láser de fibra dopado con Er³⁺ sintonizado aplicando estrés para la detección sensitiva de gas*. El experimento que se realizó para llevar a cabo la detección de gas es el que se muestra en la figura 3.

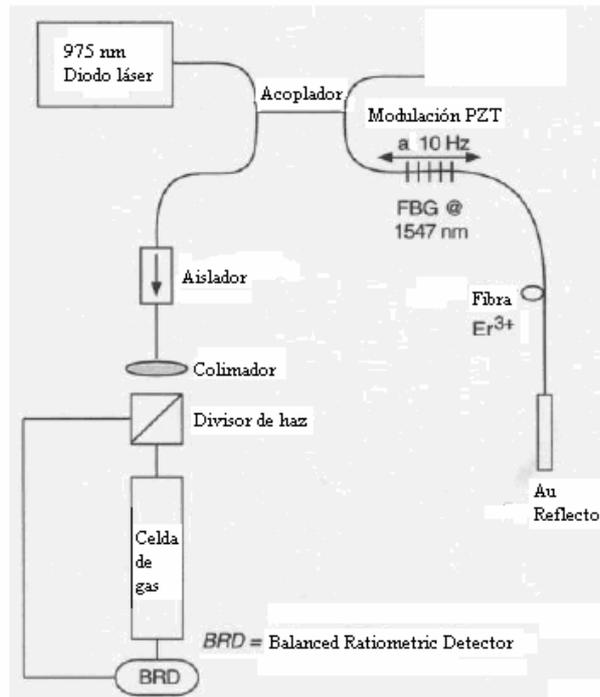


Figura 3. Arreglo experimental para detectar acetileno y amoníaco.

La técnica de modulación de longitud de onda, es para barrer las líneas de absorción, esto se hace por medio de un PZT, con un rango total de extensión de 90 μm . El método de estresar la rejilla permite que el láser de fibra sea sintonizado aproximadamente 3nm. Fue posible agitar el láser alrededor de una cierta longitud de onda a una razón de varios cientos de hertz aplicando una onda triangular al driver del PZT⁸.

4.3 FUENTES DE LÁSER DE FIBRA CON MULTIPLES LONGITUDES DE ONDA: SU APLICACIÓN COMO SISTEMAS SENSORES DE MULTIPLEXACION

Se ha demostrado un láser de anillo de fibra dopada con erbio con emisión simultánea a cuatro diferentes longitudes de onda⁹, como se muestra en la figura 4. El sistema emplea rejillas de Bragg para seleccionar las longitudes de onda de operación dentro del anillo. La capacidad de sensado de las rejillas de Bragg ha tomado ventajas, permitiendo que las fuentes sean usadas como sensores con esquemas de multiplexación. El sistema comprende una topología de filtrado en línea con segmentos activos de fibra dentro del filtro.

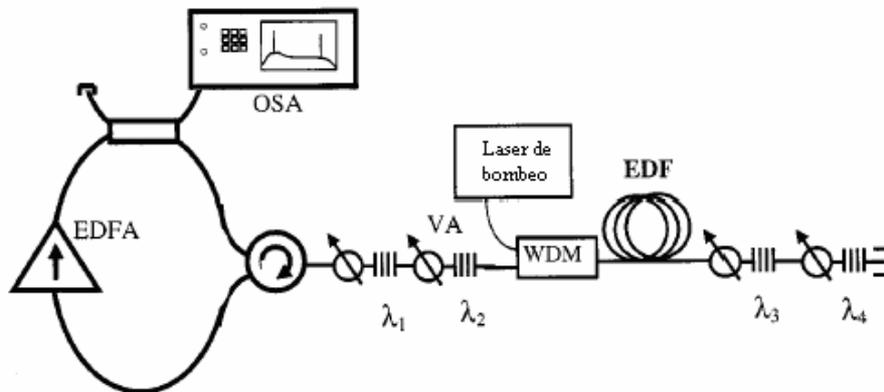


Figura 4. Experimento con topología de filtrado en línea. $\lambda_1=1539.6$, $\lambda_2=1547.7$, $\lambda_3=1552.2$ y $\lambda_4=1557.7$.

Este sistema se ha escogido para usar las rejillas de Bragg como sensores de temperatura, midiendo una sensibilidad de $0.01 \text{ nm}^\circ\text{C}$. Para demostrar la capacidad de multiplexación de ésta estructura, se puso una rejilla de Bragg centrada en 1539 nm dentro de una cámara climática y ciclos de temperatura se variaron desde la temperatura ambiente (24°C) hasta los 100°C . Se percibió que solo la longitud central de ésta rejilla se desplazó y las longitudes centrales de las otras rejillas que no se encontraban dentro de la cámara se mantuvieron.

Considerando un dominio de 2 nm para cada sensor (200°C de temperatura de variación) y 30 nm de ancho de banda en la ganancia del erbio ($1530 \text{ nm} - 1560 \text{ nm}$), podrían ser incluidos 15 sensores en el sistema con previas limitaciones.

4.4 REFERENCIAS

¹ Dae Seung Moon, Un-Chul Paek, and Youngjoo Cheng, “Multi-wavelength linear-cavity tunable fiber laser using a chirped fiber Bragg grating and a few-mode fiber Bragg grating”, *Optics Express* 13: 5614-5620, 2005.

² R. I. Laming, S. B. Poole, and E. J. Tarbox, “Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers”, *Optical Society of America* 13:1084-1086, 1988.

³ Ch. Spiegelberg, J. Geng, Y. Hu, T. Luo, Y. Kaneda, J. Wang, W. Li, M. Brutsch, S. Hocde, M. Chen, J. Babico, K. Barry, W. Eaton, M. Blake, D. Eigen, I. Song, and S. Jiang, “Compact 100 mW fiber laser with 2 kHz linewidth”, *Optical Society of America*, 2003.

⁴ Carlos Alegria, Yoonchan Jeong, Christophe Codemard, Jayanta K. Sahu, Libin Fu, Mohd Ridzuan Mokhtar, Morten Ibsen, Seugin Baek, Daniel B. S. Soh, Valery Philippov, Johan Nilsson, “Wideband tunable high power narrow linewidth erbium-ytterbium doped fiber laser using compression-tunable fiber Bragg grating”, *Optoelectronics Research Centre, University of Southampton, UK*. 2004

⁵ Christine Spiegelberg, Jihong Geng, Yongdan Hu, Member, IEEE, Yushi Kaneda, Member, IEEE, Shibin Jiang, and N. Peyghambarian, Member, IEEE, “Low-Noise Narrow-Linewidth Fiber Laser at 1550 nm (June 2003)”, *Journal of Lightwave Technology* 22:57-62, 2004.

⁶ Filian Whitenett, George Stewart, Hongbo Yu, and Brian Culshaw, “Investigation of a Tunable Mode-Locked Fiber Laser for Application to Multipoint Gas Spectroscopy”, *Journal of Lightwave Technology* 22: 813-818, 2004.

⁷ Y. Zhang, M. Zhang, W. Jin, H. L. Ho, M.S. Demokan, X.H. Fang, B. Culshaw, G. Stewart, “Investigation of erbium-doped fiber laser intra-cavity absorption sensor for gas detection”.

⁸ Eric T. Wetjen, David M. Sonnenfroh, Mark G. Allen, and Theodore F. Morse, “Demonstration of a rapidly strain tuned Er^{3+} doped fiber laser for sensitive gas detection”, *Applied Optics*, 1999.

⁹ L. Talaverano, S. Abad, S. Jarabe, and M. López –Amo, Senior Member, IEEE, “Multiwavelength Fiber Laser Sources with Bragg-Grating Sensor Multiplexing Capability”, *Journal of Lightwave Technology* 19: 553-558, 2001.

¹⁰ Juan C. Juarez, Member, IEEE, Eric W. Maier, Kyoo Nam Choi, Member, IEEE, and Henry F. Taylor, Fellow, IEEE, Fellow, OSA, “Distributed Fiber-Optic Intrusion Sensor System”, *Journal of Lightwave Technology* 23: 2081-2086, 2005.

-
- ¹¹ Kyoo Nam Choi, Member, IEEE, and Henry F. Taylor, Fellow, IEEE, "Spectrally Stable Er-Fiber Laser for Application in Phase-Sensitive Optical Time-Domain Reflectometry", *IEEE Photonics Technology Letters* 15: 386-389, 2003.
- ¹² Yu. O. Barmenkov, "Time-domain fiber laser hydrogen sensor", *Optics Letters* 29: 2461-2463, 2004.
- ¹³ Gillian Whitenett, George Stewart, Hongbo Yu, and Brian Culshaw, "Investigation of a Tuneable Mode-Locked Fiber Laser for Application to Multipoint Gas Spectroscopy", *Journal of Lightwave Technology* 22: 813-818, 2004.
- ¹⁴ Weidong Chen, Fabrice Cazier, Frank Tittel, and Daniel Boucher, "Measurements of benzene concentration by difference-frequency laser absorption spectroscopy", *Applied Optics* 39: 6238-6242, 2000.
- ¹⁵ Wei Jin, "Investigation of Interferometric noise in fiber-optic Bragg grating sensors by use of tunqable laser sources", *Applied Optics* 13: 2517- 2526, 1998.
- ¹⁶ G. Stewart, G. Whitenett, J. Marshall and B. Culshaw, "Fibre laser for near-IR gas spectroscopy", Department of Electronic and Electrical Engineering, University of Strathclyde, Glasgow.
- ¹⁷ Mark Wippich and Kathy Li Dessau, "Tunable Lasers and Fiber-Bragg-Grating Sensors", *The Industrial Physicist*, 2003.
- ¹⁸ Seok Hyun Yun, D. J. Richardson and Byoung Yoon Kim, "Interrogation of fiber grating sensor arrays with a wavelength-swept fiber laser", *Optics Letters* 23: 843-845, 1998.

CAPÍTULO 5

INTRODUCCIÓN A LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA DOPADOS CON ERBIO DE ONDA CONTINUA

5.1 SISTEMA DE ECUACIONES DE RAZONES ATÓMICAS PARA UN LASER DE ERBIO.

Los láseres de erbio funcionan como un sistema de tres niveles (ver la figura 1). Por definición, el nivel 1 es el nivel o estado base, el nivel 2 es el estado meta estable caracterizado por una longitud de tiempo de vida τ y el nivel 3 es el nivel de bombeo. Las transiciones láser de interés toman lugar entre los niveles 1 y 2. Para ser exactos, éste sistema de tres niveles corresponde al caso del Er^{3+} , en el cual el nivel base es el nivel donde termina la transición láser.

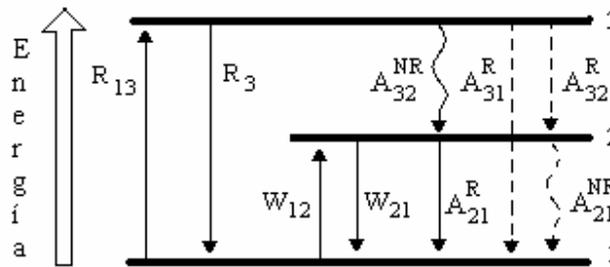


Figura 1. Diagrama de niveles de energía correspondiente a un sistema láser básico de tres niveles, donde la transición láser ocurre entre los niveles 1 (base) y 2 (meta estable). Los símbolos R, W y A corresponden a las razones de bombeo, emisión estimulada y decaimiento espontáneo entre los niveles relacionados. R y NR se refieren a la emisión radiactiva y la no radiactiva, respectivamente.

La razón de bombeo de los niveles 1 y 3 es R_{13} y la razón de emisión estimulada entre los niveles 3 y 1 es R_{31} . Del estado excitado correspondiente al nivel 3, existen dos posibilidades de decaimiento, la radiactiva ($A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R$) y la no radiactiva (razón A_{32}^{NR}). Se asume que el decaimiento espontáneo del nivel 3 es predominantemente no radiactivo, es decir, $A_{32}^{NR} \gg A_3^R$. Las razones de absorción y emisión estimulada entre los niveles 1 y 2 son W_{12} y W_{21} , respectivamente. El decaimiento de radiación espontánea y no radiactivo del estado excitado correspondientes al nivel 2 es $A_2 = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$, con $A_{21}^R = 1/\tau$, donde por definición τ es el tiempo de vida de la fluorescencia. Se asume que el decaimiento espontáneo es esencialmente radiactivo, $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$. De lo siguiente, los decaimientos espontáneos de los niveles 2 y 3 simplemente serán referidos como A_{21} y A_{32} . Entonces ρ es la densidad de iones en el láser y N_1 , N_2 y N_3 son las densidades de

población de los átomos en los estados de energía 1, 2 y 3 respectivamente. Por definición $N_1 + N_2 + N_3 = \rho$.

Ahora se pueden escribir las ecuaciones de razones atómicas correspondientes a éstas poblaciones:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (1.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad (1.2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (1.3)$$

Considerando ahora el régimen de estado estable donde las poblaciones son invariantes en el tiempo, es decir, $\frac{dN_i}{dt} = 0$ ($i = 1, 2$ y 3) y $a = R_{31} + A_{32}$ y $b = W_{21} + A_{21}$. Entonces se obtiene de las ecuaciones 1.2 y 1.3 :

$$W_{12}N_1 - bN_2 + A_{32}N_3 = 0 \quad (2.1)$$

$$R_{13}N_1 - aN_3 = 0 \quad (2.2)$$

Relacionando $N_3 = \rho - N_1 - N_2$ de lo anterior y resolviendo para N_1, N_2 se obtiene:

$$N_1 = \rho \frac{ab}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}} \quad (3.1)$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{13}A_{32} + aW_{12}}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}} \quad (3.2)$$

Reemplazando las definiciones a y b y factorizando los términos A_{21} y A_{32} de las ecuaciones 3.1 y 3.2, se obtiene:

$$N_1 = \rho \frac{(1 + W_{21}\tau)(1 + \frac{R_{13}}{A_{32}})}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}} \right) + W_{21}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}} \right) + R_{13}\tau} \quad (4.1)$$

$$N_1 = \rho \frac{R_{13}\tau + W_{21}\tau(1 + \frac{R_{13}}{A_{32}})}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}}\right) + W_{21}\tau(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}) + R_{13}\tau} \quad (4.2)$$

Asumiendo ahora que la razón de decaimiento no radiactivo A_{32} domina sobre las razones de bombeo R_{13} , R_{31} , es decir, $A_{32} \gg R_{13}$, R_{31} y de las ecuaciones 4.1 y 4.2 se obtiene:

$$N_1 = \rho \frac{1 + W_{21}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (5.1)$$

$$N_2 = \rho \frac{R\tau + W_{21}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (5.2)$$

Donde $R = R_{13}$. Con el resultado anterior, finalmente se encuentra que $N_3 = \rho - N_1 - N_2 = 0$, es decir, la población del nivel de bombeo es despreciable debido al predominante decaimiento no radiactivo (A_{32}) hacia el nivel meta estable 2.

Las poblaciones del estado estable descritas por las ecuaciones 5.1 y 5.2 se centran en el cálculo del coeficiente de ganancia de las fibras dopadas con Erblio, todas estas asunciones hechas para éste particular sistema láser de tres niveles se aplica enteramente al caso de iones de Er^{3+} en vidrio base silicio. En esta sección no se describen los efectos de bombeo y estado de absorción de la señal excitada (ESA), donde los átomos pueden ser excitados a un cuarto nivel por absorción de un fotón de bombeo o de señal del nivel meta estable 2. Los efectos de cooperación de energía (up conversión cooperativa) entre iones modificarían las ecuaciones anteriores.

5.2 CARACTERÍSTICAS DEL LASER EN FIBRAS DE VIDRIO

5.2.1 INTRODUCCIÓN

Los iones de tierras raras, más específicamente lantánidos bivalentes o trivalentes, se han usado como activadores como en muchos de los 425 conocidos cristales láser, muchos de los cuales tienen una estructura ordenada. En estas redes cristalinas, las tierras raras más frecuentes observadas para producir emisión estimulada son el Nd (Neodimio), Ho (Holmio), Er (Erbio) y el Tm (Tulio). Los lantánidos trivalentes son los únicos iones para los cuales las oscilaciones láser se observan en las redes de vidrio, ya sea en forma de bulto o de fibras. La configuración electrónica de una tierra rara trivalente es $[\text{Xe}] 4f^{N-1} 5s^2 5p^6 6s^0$, donde $[\text{Xe}]$ representa la configuración electrónica del xenón. En esta configuración del ion, uno o dos electrones se remueven del nivel $4f$ y $6s$, respectivamente, una consecuencia de la sucesión energética en las cuales los electrones llenan las subcapas.

Por otro lado, los electrones internos $N - 1$ de de la capa $4f$ son escudados por campos externos por las capas más alejadas $5s, 5p$. Esta propiedad origina las transiciones láser entre $4f \rightarrow 4f$ de materiales láser de estado sólido de tierras raras, que exhiben líneas relativamente delgadas, comparado con el caso de transiciones entre metales. Para el caso del Erblio $N = 12$, por lo que la capa $4f$ del Er^{3+} contiene 11 electrones.

Las conocidas transiciones láser $4f \rightarrow 4f$ de tierras raras trivalentes en redes de vidrio y los niveles de energía correspondientes, en particular par el erbio se muestran en la figura 2. Existe una relativa abundancia de niveles de energía y posibles transiciones láser en la familia de tierras raras trivalentes, pero solamente unos pocos elementos satisfacen tres criterios importantes para la aplicación de amplificadores ópticos:

1. La longitud de onda de la transición láser debe estar cerca de $1.31 \mu\text{m}$ o $1.55 \mu\text{m}$, correspondiente a las ventanas de transmisión de comunicaciones en fibras ópticas.
2. La longitud de onda de bombeo, correspondiente a la transición de inicio del nivel base, deberá estar cerca del infrarrojo (800 nm a 1500 nm), para que sea compatible con las compactas fuentes de láser de semiconductor.
3. Las transiciones de señal y bombeo deberán estar libres del completo efecto de absorción del estado excitado (ESA).

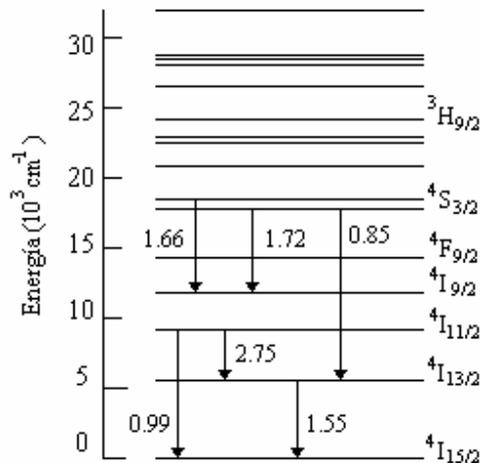


Figura 2. Transiciones láser $4f \rightarrow 4f$ reportadas para el Er^{3+} en redes de vidrio y los correspondientes niveles de energía. (Courtesy M.J. Weber, Lawrence Livermore National Laboratory ¹)

Los niveles de energía del ion de Er^{3+} que se muestran en la figura 2 son descritos por la notación LSJ, donde L se refiere al spin del electrón, S momento angular orbital y J nos da el momento angular total del electrón².

Por definición, el vidrio es un producto inorgánico de fusión enfriada a una condición rígida sin cristalización. La organización estructural del vidrio esta bien definida a la escala de unos pocos átomos, pero es completamente aleatoria, asimétrico y aperiódico a grandes escalas.

5.2.2 CONCEPTOS BASICOS

TRANSICIONES DE LAS SECCIONES TRANSVERSALES

Una propiedad importante que debe conocerse para describir las características de un componente luminescente es la sección transversal. En esencia ésta describe la interacción de la luz con el ion en función de la frecuencia o longitud de onda de la luz.

Dicho de otra manera, las secciones transversales cuantifican la habilidad de un ion en absorber y emitir luz. Están relacionadas con los coeficientes A y B de Einstein. Por simplicidad, la sección transversal de la transición de una partícula entre dos estados de un ion representa la probabilidad de que la transición ocurra con la emisión o absorción coexistente de la luz³. Dados dos estados 1 y 2, con energías respectivas E_1 y E_2 ($E_1 < E_2$), 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 para la emisión de un fotón es proporcional a la sección transversal de emisión σ_{21} . Las dimensiones de la sección transversal son de área. La cantidad de potencia de luz absorbida P_{abs} por un ion con luz incidente en él a una frecuencia ω está dada por:

$$P_{abs} = \sigma_{12} I \quad (6)$$

Donde I es la intensidad de la luz incidente en el ion. Dividiendo por la energía del fotón, $\hbar\omega$, se obtiene entonces la razón de absorción en número de fotones:

$$N_{abs} = \sigma_{12} \frac{I}{\hbar\omega} = \sigma_{12} \Phi(\omega) \quad (7)$$

Donde $\Phi(\omega)$ es el flujo de fotones en unidades de número de fotones por unidad de tiempo. Similarmente, la cantidad de potencia de luz estimulada emitida por un ion con intensidad de la luz incidente I en él, está dada por:

$$P_{em} = \sigma_{21} I \quad (8)$$

Intuitivamente, la sección transversal de absorción puede pensarse como una clase de área designada que puede interceptar un flujo de luz para atrapar los fotones que fluyen a través de él. Para una colección idéntica de iones, con una población N_1 en el estado mas

bajo y una población N_2 en el estado superior, el cambio total en potencia de la intensidad de la luz I cruzando la colección de iones, está dada por:

$$\Delta P = P_{em} - P_{abs} = (N_2\sigma_{21} - N_1\sigma_{12})I \quad (9)$$

y la cantidad de potencia de luz absorbida por el medio, es el negativo de esta cantidad. El área más pequeña sobre la cual la luz está concentrada, es la probabilidad más alta de emisión o absorción de la luz.

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 del estado excitado. El decaimiento de la población en un nivel dado, para un conjunto de iones excitados, es exponencial con una constante de tiempo igual al tiempo de vida. Cuando existen varios caminos para el decaimiento de la población, la probabilidad total es igual a la suma de las probabilidades individuales de cada camino. Los tiempos de vida individuales también pueden ser asignados a esos caminos de decaimiento. Usualmente, el tiempo de vida para un nivel dado en tierras raras se sigue de la consideración de dos caminos principales, el radiactivo y el no radiactivo:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (10)$$

Donde τ es el tiempo de vida total, τ_r el tiempo de vida radiactivo y τ_{nr} el tiempo de vida no radiactivo. El tiempo de vida radiactivo surge de la fluorescencia del nivel excitado a los niveles que están debajo de él. Los tiempos de vida radiactivos tienden a ser largos, en el orden de microsegundos o milisegundos.

Los tiempos de vida no radiactivos dependen grandemente de la naturaleza del vidrio o de la red de cristal y el acoplamiento entre las vibraciones del enrejado (distribución) de los iones y los estados de los iones de tierras raras. En el proceso no radiactivo, el proceso de desactivación del nivel excitado en tierras raras está acompañado por la emisión de uno o muchos fonones (elementalmente vibraciones de la red). Procesos no radiactivos en tierras raras están bien estudiados, lo cual la regla es considerar el nivel directamente debajo del nivel excitado y medir la diferencia de energía en unidades del fonon con la más alta energía de la red, el cual será un fonon óptico. El número más alto de fonones que se necesitan para puentear el gap, es seguramente la probabilidad de la transición^{4,5}. La probabilidad de transición no radiactiva cae exponencialmente con el número de fonones requeridos para puentear la energía de gap al siguiente nivel mas bajo. La razón no radiactiva incrementará con la temperatura, desde que la población de fonones incrementa con la temperatura.

ANCHO Y ENSANCHAMIENTO DE LINEA

El ancho de línea de una transición contiene contribuciones de varios efectos. Para una transición entre dos eigen estados de un ion de tierra rara, el ancho de línea de una transición, contiene contribución homogénea e in homogénea. El ensanchamiento homogéneo o natural, surge del tiempo de vida o el defasamiento de tiempo del estado y depende de procesos radiactivos y no radiactivos ¹. El ensanchamiento in homogéneo es una medida de varios sitios diferentes en los cuales un conjunto de iones pueden estar situados. Con variaciones en el ambiente local de un ion, habrá cambios en los niveles de energía del ion y la fluorescencia o absorción observadas de esta colección de iones se manchará por el ensanchamiento in homogéneo, es decir, el ensanchamiento in homogéneo resulta en los niveles fraccionados llamados Stark. Una línea in homogénea es entonces una superposición de un conjunto de líneas homogéneas.

En presencia de una fuerte señal que satura la transición, la forma de línea de absorción o emisión será afectada de diferentes maneras, esto va a depender de si la línea fue ensanchada homogéneamente o in homogéneamente.

5.3 ERBIO

Los láseres de fibra con base silicio dopados con erbio se han estudiado extensamente debido a su potencial uso como fuentes en sistemas de comunicaciones operando en la tercera ventana de las comunicaciones.

La clave del éxito del erbio es que el nivel superior de la transición amplificadora, $^4I_{13/2}$, está separado por una larga energía de gap del próximo estado inferior, por lo que el tiempo de vida correspondiente es muy largo y principalmente radiactivo. El valor del tiempo de vida es alrededor de 10ms y varía dependiendo de la red y la concentración de erbio. Este tiempo de vida largo permite la inversión de población entre los niveles $^4I_{13/2}$ y $^4I_{15/2}$ con una previa débil y práctica fuente de bombeo.

5.3.1 ESPECTROSCOPIA BÁSICA DEL ION ER³⁺

La principal transición láser de interés en los láseres de fibra con base silicio dopados con erbio es la transición $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ con alta ganancia centrada alrededor de 1.5 μm . Esta transición termina en el múltiple estado base $^4I_{15/2}$; por consiguiente es esencialmente una transición de tres niveles. Sin embargo, este múltiple es bastante ancho de manera que las transiciones de la longitud de onda más largas ($\sim 1.6 \mu\text{m}$ o mas largas) terminan en los niveles superiores menos poblados del múltiple y son transiciones casi de cuatro niveles. Varias bandas de bombeo están disponibles para poblar el nivel meta estable $^4I_{13/2}$. Con la tecnología actual, el bombeo con diodos láser es posible alrededor de los 810, 980 y 1480nm. Otras bandas de bombeo incluyen los 660 nm (al nivel $^4F_{9/2}$) como también 532 y 514.4 nm (al nivel $^4H_{11/2}$). Desafortunadamente, las longitudes de onda de bombeo

514.5 nm y ~810 nm sufren de fuerte ESA (absorción del estado excitado), la cual causa una indeseable pérdida de fotones de bombeo⁶. Sin embargo, el silice dopado con erbio puede ser bombeado eficientemente con longitudes de onda libres de ESA, incluyendo aquellas alrededor de los 532, 660, 980 y 1480 nm, aunque las dos principales regiones de bombeo son 1480 nm y 980 nm las cuales están vistas de que proveen una absorción significativa.

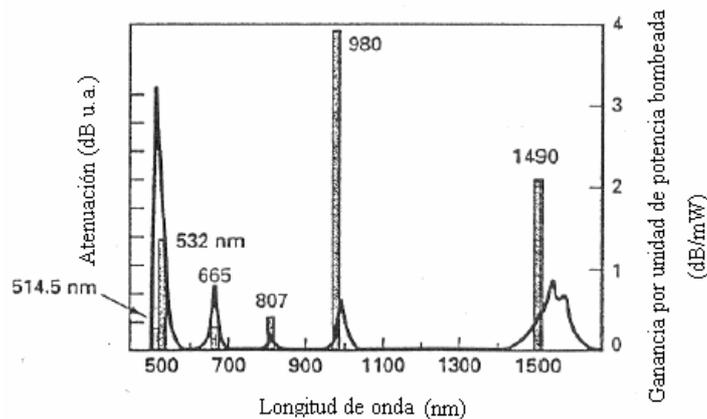


Figura 3. Bandas de absorción del Er^{3+} (líneas sólidas) y la eficiencia de bombeo (barras verticales)⁷.

Debido a la naturaleza de la transición ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ del sistema de tres niveles, en un láser de fibra dopada con erbio para alcanzar el umbral se necesita una potencia de bombeo más alta que la de los láseres de cuatro niveles. Sin embargo gracias a los largos tiempos de vida del nivel ${}^4\text{I}_{13/2}$ (8 – 10 ms en silica) y al muy alto pico de emisión de sección transversal de la transición ($4\text{-}7 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$), a pesar de la señal GSA la eficiencia de la ganancia k que se encuentra cerca de $1.55 \mu\text{m}$ que es bastante alta y por consiguiente la potencia umbral es baja como se muestra en la ecuación 12. Por ejemplo, en un amplificador de fibra dopado con erbio y bombeado a 980 nm se reportó una máxima eficiencia de ganancia de 11 dB/mW⁸, comparado con 0.55 dB/mW para fibras dopadas con Neodimio⁹. Consecuentemente, los láseres de fibra dopadas con erbio pueden exhibir un bajo umbral que pueden ser generalmente bombeados con un diodo láser.

TIEMPOS DE VIDA.

La composición de vidrio tiene un mayor efecto en los tiempos de vida, radiactivos y no radiactivos, de los estados excitados del Er^{3+} ^{10,11}. Los vidrios de fosfato tienen índices de refracción más grandes que los vidrios con base silicio. Esto contribuye a las largas secciones transversales radiactivas, del efecto local de campo, y así se reduce el tiempo de vida para el nivel ${}^4\text{I}_{13/2}$. Las razones de las transiciones del estado más alto, ${}^4\text{I}_{11/2}$ y el anterior, son significativamente más rápidas debido a sus altas razones de transición no radiactivas. La razón de transición del nivel ${}^4\text{I}_{11/2}$, por ejemplo, está alrededor de 10^5 s^{-1} para redes de silicio (que corresponde a un tiempo de vida de 10 μs) e incrementa alrededor de

10^6 s^{-1} para redes de fosfato¹². En sílice, el nivel $^4\text{S}_{3/2}$, responsable de la fluorescencia verde algunas veces observada en las fibras dopadas con erbio, tiene un tiempo de vida del orden de solo $1 \mu\text{s}$ ¹³.

A altas concentraciones, un efecto conocido como el *apagado de la concentración* puede ocurrir. Este efecto puede originarse por efectos de upconversion. Esto puede también originarse del hecho de que, en muestras con una alta concentración, la excitación puede migrar de un ion a otro ion y tiene así una probabilidad más grande de encontrar un centro apagador donde un fonon o deformación local pueden desactivar la excitación¹⁴.

ESPECTRO, SECCION TRANSVERSAL Y ANCHO DE LINEA.

El espectro del Er^{3+} en la región de $1.5 \mu\text{m}$ depende de la red de vidrio. Los picos y valles en el espectro tiene diferentes formas basadas en la localización precisa de los niveles Stark, las intensidades de las transiciones entre niveles Stark y en la cantidad de ensanchamiento homogéneo e in homogéneo de estos niveles. Por ejemplo, el espectro de absorción y emisión del Er^{3+} cerca de $1.5 \mu\text{m}$, representan la transición $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$, son mostradas en la figura 4.

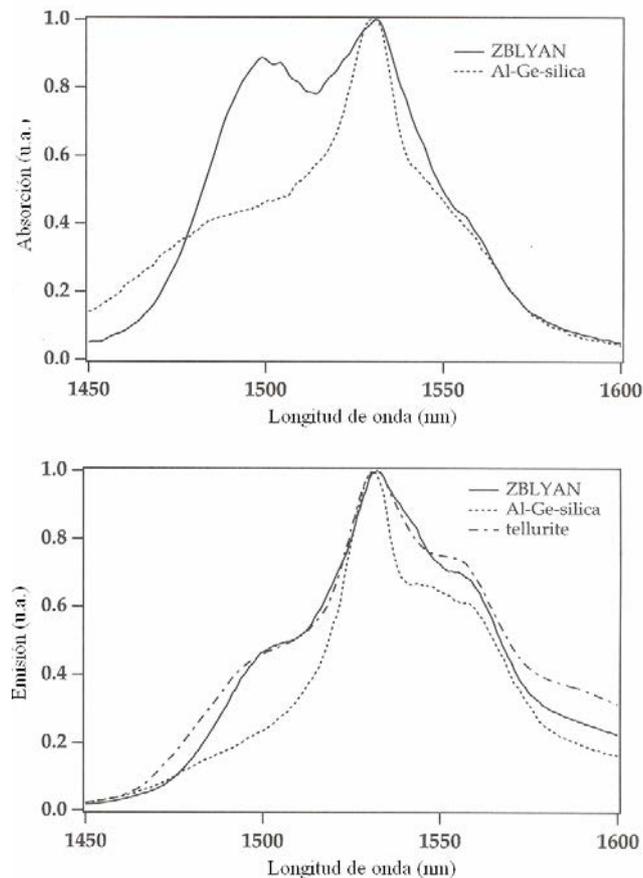


Figura 4. Perfiles de emisión y absorción del Er^{3+} cerca de $1.5 \mu\text{m}$ en distintos vidrios.

El ancho de línea homogéneo de una transición es dependiente de la temperatura desde que la razón de transición no radiactiva, gobernada por emisión de multifonones, es dependiente de la temperatura. A bajas temperaturas la población del fonon es muy pequeña y las razones de transición no radiactivas son mas bajas. Así el completo ensanchamiento de línea a bajas temperaturas se origina principalmente de la línea in homogénea o de divisiones Stark.

Los niveles individuales Stark pueden ser medidos por adelgazamiento de línea de la fluorescencia y espectro de ganancia del *hole burning*, una técnica en la cual una fuente de bombeo la cual es una línea láser, delgada con respecto a la banda de absorción, es usada para excitar a un subconjunto de sitios óptimamente activos, por ejemplo, aquellos que son resonantes con la frecuencia de excitación^{15, 16}. Tales medidas necesitan ser hechas a bajas temperaturas, de otra manera el ensanchamiento homogéneo de la línea será bastante grande que esencialmente todos los iones son excitados. El estado base $^4I_{15/2}$ esta dividido en 8 dobletes Stark por el campo de la red mientras que el nivel $^4I_{13/2}$ está dividido en 7 niveles Stark. La separación de los niveles adyacentes Stark es de 20-80 cm^{-1} (4-15nm) con un total de divisiones Stark de 335-400 cm^{-1} (80-90nm). Las energías Stark varían de 0-60 cm^{-1} (10nm) entre los sitios del Er^{3+} , indicando que las variaciones de sitio a sitio son del mismo orden de divisiones Stark. Fuerte traslape espectral es entonces esperado entre emisiones originadas de diferentes sitios y por consiguiente comportamiento homogéneo e in homogéneo mezclado dominando el homogéneo.

Dada la multitud de niveles Stark y al gran ensanchamiento homogéneo a temperatura ambiente, no es sorprendente que a temperatura ambiente la transición de 1.5 μm se comporte esencialmente como un ensanchamiento de línea homogéneo, desde que la variación de sitio a sitio en los centros de los niveles Stark tienden a ser manchado por el traslape espectral entre los niveles ensanchados adyacentes Stark. Adicionalmente, la distribución térmica entre niveles Stark de un múltiple dado es extremadamente larga a temperatura ambiente, en el orden de un pocos ps. Así, en la escala del tiempo de pulsos típicos de bombeo (preferentemente en onda continua), la distribución de población dentro de los múltiples del Er^{3+} permanece igual y el espectro de transición no es cambiado significativamente por el bombeo o señal de radiación.

5.3.2 LASERES DE FIBRA DOPADOS CON ERBIO BOMBEADOS A 980 nm.

El bombeo de los láseres de fibra dopados con erbio cerca de 980 nm está siendo de gran importancia porque las fibras dopadas con erbio bombeadas a esta longitud de onda, libre de ESA, exhiben la mas alta eficiencia de ganancia⁸. Una de las más altas eficiencias de la pendiente reportadas para láseres de fibra dopadas con erbio es precisamente para láseres bombeados a 980 nm¹⁷.

En un láser de tres niveles tal como el láser de fibra dopado con erbio, la longitud de la fibra es un parámetro importante de diseño que afecta el umbral, la eficiencia de la pendiente y la longitud de onda. Cualquier longitud de fibra no bombeada actúa como un

fuerte absorbedor a la longitud de onda del láser e incrementa el umbral. Consecuentemente, para un conjunto dado de parámetros de la fibra y de bombeo hay una longitud óptima que minimiza el umbral. Además, si se incrementa la longitud de la fibra se incrementa la potencia de bombeo absorbida y por lo tanto la potencia de salida. Existe obviamente una relación entre estos dos efectos, los cuales dependen de la potencia de bombeo disponible.

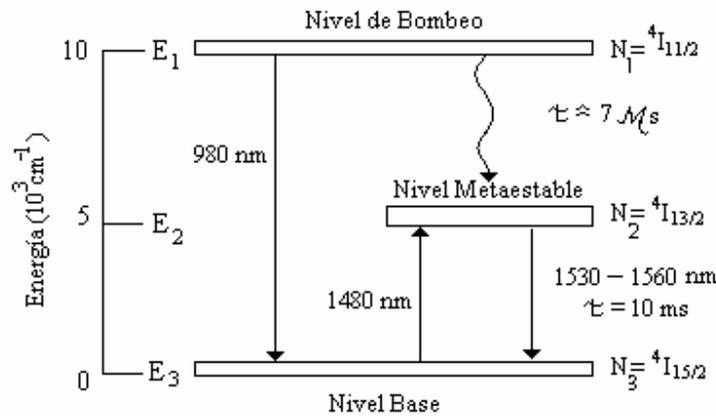


Figura 5. Diagrama del láser de tres niveles de fibra óptica dopada con Er^{3+} .

La longitud de la fibra también afecta la longitud de onda del láser^{18, 19, 20}. Si la fibra es demasiado grande, el extremo de la fibra más alejado de la fuente de bombeo permanece desblanqueado y absorbe fuertemente la señal, preferentemente al lado de longitudes de ondas cortas del espectro de ganancia donde GSA está más fuerte. Como un resultado, cuando se incrementa la longitud de la fibra, la longitud de onda del láser se recorre hacia longitudes de ondas más largas. La dependencia de la longitud de onda en la longitud de la fibra es suave¹⁸ o abrupta²⁰ y esto es afectado por la espectroscopia. El corrimiento de la longitud de onda es siempre pronunciado, y existe un cambio abrupto en longitud de frecuencia a partir de los 60 m¹⁸.

5.3.3 Er^{3+} - Er^{3+} EFECTOS DE INTERACCIÓN

La inmensa mayoría de amplificadores de fibra dopados con erbio usan longitudes de fibra que están en el rango de 1 a 100m. Se ha encontrado que a longitudes cortas, donde la concentración de erbio es alta, ocurren efectos indeseables que reducen el funcionamiento del amplificador²¹. Estos efectos se han atribuido a los efectos de interacción entre los iones del erbio (Er^{3+} - Er^{3+} ion-ion). Tales efectos también pueden ocurrir en largas longitudes de la fibra donde los iones de erbio están confinados en el centro de la región del núcleo de la fibra.

Los efectos de interacción entre ion-ion se relacionan con el caso de *transferencia de energía* entre iones de tierras raras. Cuando la concentración local de iones de tierras

raras llega a ser lo suficientemente alta, no es válido asumir que cada ion es un ion aislado que actúa independientemente de sus iones vecinos. Se tiene que considerar la posibilidad de transferencia de energía entre iones, y sus consecuencias^{22, 23}. La palabra *upconversión* básicamente significa la energía que se le está cediendo a un ion excitado, promoviéndolo por eso a un estado de energía aun más alto²². Existen muchos mecanismos para alcanzar upconversion, como se muestran en la figura 6.

En la figura 6.b se ilustra que la transferencia de energía también puede ocurrir entre iones en su estado excitado. Se puede observar donde los iones 1 y 2 (excitados previamente por algunos medios) transfieren energía, resultando así que el ion 2 se encuentre en un nivel de energía más alto. Esto es conocido como *stepwise upconversion* o simplemente *upconversion*. *Upconversion cooperativa* es un proceso más sutil que involucra la conducta de dos iones (o mas) los cuales están cercanamente acoplados que actúan como una sola molécula. En el caso del Er^{3+} el mecanismo de upconversion es el más prevaleciente, donde el estado excitado involucrado es el estado $^4\text{I}_{13/2}$ con un tiempo de vida radiactivo de 10ms, el cual da tiempo suficiente para interactuar a los iones vecinos estrechamente espaciados. El proceso de upconversion solo ha sido observado en fibras de base de silicio dopadas con erbio, con emisión de radiación en el visible dentro de la fibra. Para el caso de fibra con base silicio dopadas con erbio el estado de energía más alto es el nivel $^4\text{S}_{3/2}$, responsable de la fluorescencia verde.

En la figura 6.c se muestra el resultado del proceso de upconversion para el caso de una amplificadora dopada con erbio. El ion 2, el cual se excita al nivel $^4\text{I}_{9/2}$ como el resultado del upconversion, rápidamente cae en forma de cascada hacia el nivel meta estable $^4\text{I}_{13/2}$, como posible paso intermedio el nivel $^4\text{I}_{11/2}$. Transiciones radiactivas del nivel $^4\text{I}_{11/2}$ al nivel base (con emisión de un fotón a 980 nm) pueden también ocurrir, aunque la probabilidad es baja. Este efecto depende de la potencia de bombeo, desde que el efecto crece con la probabilidad de dos iones estrechamente espaciados siendo ambos excitados al estado $^4\text{I}_{13/2}$.

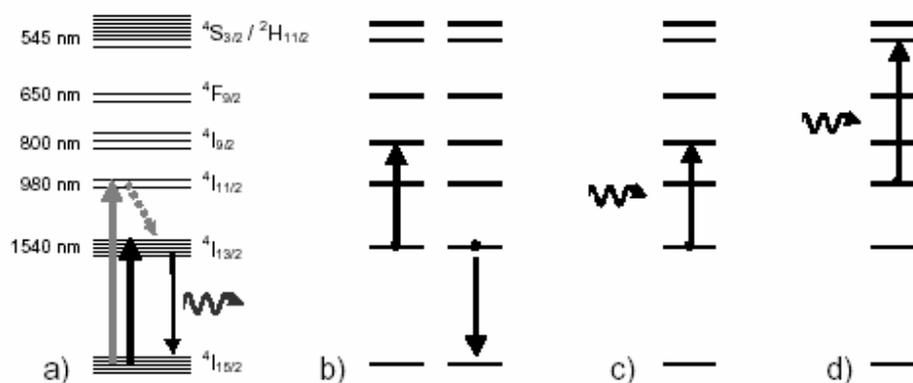


Figura 6. a) muestra la transición a 1.55 μm y flechas que apuntan hacia arriba indican excitación utilizando luz de bombeo a 1480 nm y 980 nm. b) muestra el proceso de upconversion cooperativa, donde la interacción entre los dos iones excitados de Er^{3+} inducen a la población a que se sitúen en los niveles de energía más altos. c) y d) muestran el proceso de absorción del estado excitado de los fotones de bombeo a 1480 nm y 980 nm, respectivamente.

5.4 LASERES DE FIBRA DE BASE SILICIO DE ONDA CONTINUA

5.4.1 RESONADORES OPTICOS PARA LASERES DE FIBRA EN ONDA CONTINUA

Varios tipos de resonadores ópticos se han estado usando en lasers de onda continua elaborados en fibras dopadas con tierras raras, cada uno con sus propias ventajas y desventajas. El resonador mas común es el resonador Fabry –Perot, como se muestra en la figura 7. Este está formado típicamente por dos reflectores dieléctricos planos en íntimo contacto con la fibra dopada por los extremos (figura 7.a), los cuales están puestos perpendicularmente al eje de la fibra. El rayo de bombeo es usualmente enfocado dentro de la fibra a través de un espejo de alta reflectancia, el cual tiene que ser dicroico para transmitir el bombeo. Una variación de éste diseño usa reflectores dieléctricos depositados directamente en los extremos pulidos de la fibra.

Otra forma es el resonador Fabry-Perot todo fibra (figura 7.b)²⁴. La retroalimentación óptica está provista por dos vueltas Sagnac de fibra, cada uno al final de la fibra dopada. Cada vuelta Sagnac está hecho de una sección de fibra cerrada por un acoplador.

Uno de los resonadores muy usado es el que está formado con dos rejillas de Bragg en fibra, las cuales hacen la función de los reflectores. La rejilla se selecciona para reflejar la luz láser y transmitir la luz de bombeo. Esto puede ser, ya sea, empalmándolas en los extremos de la fibra o cuando se es compatible con la composición de la fibra, grabarlas directamente en la fibra dopada, lo cual reduciría el número de empalmes y de las pérdidas. Un beneficio particular de esta configuración, así como en la figura 7.b, es que la coleta de la fuente de bombeo el cual es un diodo láser puede ser empalmado directamente a la fibra láser, por lo que se reducen la pérdidas por acoplamiento de la fuente.

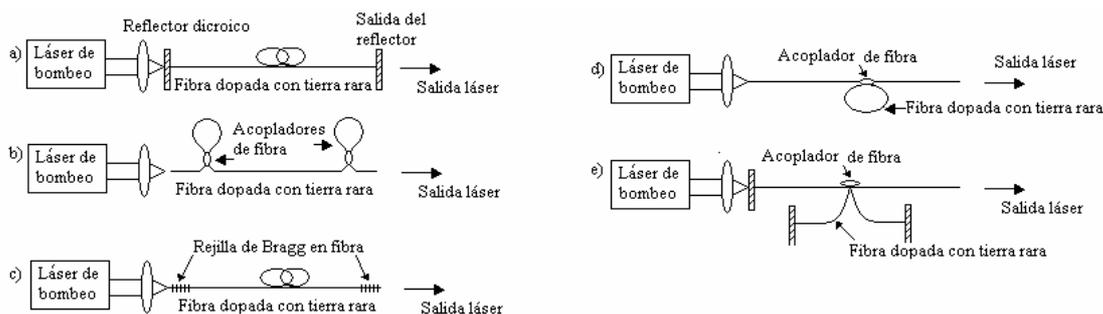


Figura 7. Varios esquemas de resonadores de fibra: a) Fabry –Perot con reflectores dieléctricos; b) Fabry – Perot con reflectores todo fibra; c) Fabry –Perot con rejilla de Bragg en fibra; d) de anillo y e) Fox Smith.

En general, la longitud de la fibra dopada se selecciona de tal manera que exista un alto porcentaje de absorción en la potencia de bombeo. La potencia de bombeo residual que

no es absorbida puede ser reflejada dentro de la fibra dopada. Esto incrementa la cantidad de potencia de bombeo absorbida y la eficiencia de conversión, especialmente en láseres de tres niveles.

Otro resonador importante de un láser de fibra es el resonador de anillo todo fibra. Está formado por una vuelta de fibra dopada y un acoplador. La luz de bombeo puede ser inyectada dentro del resonador de ambas maneras: a través del acoplador, provista de su razón de acoplamiento cerca de cero a la longitud de onda de bombeo o a través de un acoplador WDM auxiliar puesto en la vuelta. Debido a que el láser de anillo resuena en ambas direcciones, por consiguiente, tiene una salida bidireccional, su eficiencia de conversión es solo la mitad, tan alta, como la de una cavidad Fabry-Perot. Un resonador poco común, pero interesante interferómetro de fibra es el resonador Fox-Smith (figura 7.e)²⁵.

5.4.2 TEORIA

FORMALISMO

Numerosos modelos teóricos se han desarrollado para simular la ganancia en los amplificadores de fibra y la salida en los láseres de fibra²⁶⁻³⁰. La aproximación más similar es modelando un láser óptico de bulto; nominalmente, combinando las ecuaciones de razones del láser, las cuales describen las poblaciones electrónicas del estado base y el estado excitado de los iones del láser, con las ecuaciones de evolución de potencia de bombeo y la potencia de la señal láser a lo largo del medio de ganancia (en dirección z).

En años recientes varias compañías han comercializado simuladores de amplificadores y láseres de fibra. Estos códigos usan como entradas parámetros de la fibra, del bombeo y de la señal (en particular, tamaño del núcleo, apertura numérica; concentración del dopante, longitud de la fibra longitud de onda del bombeo y de la señal y potencias de entrada; secciones transversales de emisión y absorción, tiempos de vida de los estados excitados), y resuelven el anterior mencionado sistema de ecuaciones diferenciales numéricamente. Los archivos de salida incluyen típicamente la curva de potencia de salida cuando se modela un láser de fibra.

APROXIMACION DE EXPRESIONES

Esta sección presenta la aproximación de expresiones para el umbral y la eficiencia de conversión de un láser de fibra. Estos resultados son importantes, ya que nos permiten predecir rápidamente la potencia de bombeo requerida para alcanzar la oscilación y como efectivamente la ganancia de la fibra transforma los fotones del bombeo absorbidos en útiles fotones de salida.

a) GANANCIA

Se investigó en un modelo en particular el caso más simple de pequeña ganancia en las fibras²³. Este régimen es adecuado para modelar el umbral de muchos láseres de fibra, porque sus pérdidas en las cavidades son generalmente bajas y la ganancia de umbral es consecuentemente pequeña. En este caso ASE (emisión espontánea amplificada) es pequeña, sus efectos de saturación en la ganancia pueden ser despreciables y las ecuaciones acopladas pueden ser simplificadas y resultas con exactitud. La ganancia en la fibra está dada por³¹:

$$g(L) = -\sigma_a N_o \eta_s L + (1 + \gamma_s) \frac{\sigma_e \tau_2}{h\nu_p} \frac{P_{abs}}{A} \frac{F}{\eta_p} \xi = -\alpha + \kappa P_{abs} \quad (11)$$

Donde:

N_o = concentración del dopante

σ_e = sección transversal de emisión

σ_a = sección transversal de absorción

$\gamma_s = \sigma_a / \sigma_e$

L = longitud de la fibra

τ_2 = tiempo de vida del estado excitado

$h\nu_p$ = energía del fotón de bombeo

P_{abs} = potencia total de bombeo absorbida por el dopante

A = área del núcleo de la fibra

F = Traslape entre los perfiles de los modos del bombeo y la señal y perfil del dopante

η_p = Traslape entre perfil de intensidad del modo de bombeo y el perfil del dopante

η_p = Traslape entre perfil de intensidad del modo de bombeo y el perfil del dopante

η_s = Traslape entre perfil de intensidad del modo de la señal y el perfil del dopante

ξ = Término de corrección

La ecuación 11 puede ser aplicada tanto a láseres de tres niveles como a láseres de cuatro niveles, simplemente ajustando el factor γ_s . El primer término de la ecuación 11 (α), representa la absorción insaturada del estado base (GSA) a la longitud de onda del láser. Para un láser de tres niveles, la señal GSA es finita y γ_s muy cercana a la unidad, puede incluso exceder a la unidad.

En la ausencia de ESA, bajo muchas condiciones prácticas de operación, ξ está entre 1 (cuando las longitudes de onda de bombeo y de la señal están muy cercanas) y aproximadamente 1.2 (cuando existe una diferencia muy marcada).

b) UMBRAL

Para el umbral, la ganancia de la fibra en un viaje redondo $2g(L)$ es igual a las pérdidas δ_o en la cavidad del láser de fibra en un viaje redondo, lo cual incluye tales contribuciones como las pérdidas en la fibra por esparcimiento y la transmisión del reflector (pero no señal GSA). De la ecuación 11, la potencia de bombeo absorbida P_{th} que se requiere para alcanzar el umbral está dada por:

$$P_{th} = \frac{\alpha + \delta_o/2}{\kappa} \quad (12)$$

Donde κ es el término de ganancia y α el término GSA insaturado, definidos en la ecuación 11 y ξ_{th} es el valor de ξ umbral (el cual esta nuevamente cerca de la unidad). En un sistema de tres niveles con bajas pérdidas en la cavidad, la ganancia debe primero superar la señal GSA (término α) para producir transparencia. Adicionalmente la población del estado superior también debe ser inducida a proporcionar pequeña ganancia requerida para compensar las pérdidas en la cavidad resonante (término $\delta_o/2$). En un sistema de tres niveles éstas perdidas son generalmente pequeñas comparadas con GSA y mucha de la potencia de bombeo requerida para alcanzar el umbral se necesita para inducir transparencia.

En general la potencia umbral depende de:

1. La ganancia por unidad de potencia de bombeo de la transición láser
2. Pérdidas (δ_o) en la cavidad de un viaje redondo y
3. Que tan fuerte están confinados la potencia, la señal y el bombeo, los cuales están completamente considerado en κ .

Por lo que se puede producir un umbral bajo, reduciendo el tamaño del centro de la fibra e incrementando la apertura numérica y confinando el dopante al centro del núcleo.

c) EFICIENCIA DE LA PENDIENTE

Una fibra láser operando más allá del umbral, la intensidad de la señal que circula en la cavidad es tal que ésta causa bastante ganancia de saturación para reducir la ganancia de un viaje redondo al valor de las pérdidas de la cavidad de un viaje redondo.

Esta señal de intensidad dentro de la cavidad puede ser calculada con el formalismo antes mencionado. Una solución más física puede ser obtenida asumiendo que la intensidad dentro de la cavidad es constante a lo largo de la fibra. Esta aproximación es excelente en una cavidad de bajas pérdidas, así que esto es aplicable a muchos láseres de fibra. En la

ausencia de bombeo de ESA (absorción de estado excitado), la potencia de salida P_{out} de la fibra láser esta aproximadamente dada por:

$$P_{out} = \frac{T_1}{\delta_o} \frac{h\nu_s}{h\nu_p} (P_{abs} - P_{th}) \quad (13)$$

Donde $h\nu_s$ es la energía del fotón de la señal y T_1 el coeficiente de transmisión de potencia de la salida acoplada. La ecuación 13 muestra que después del umbral la potencia de salida crece linealmente con la potencia de bombeo absorbida. La eficiencia de la pendiente, definida como la potencia de salida dividida entre la potencia absorbida excediendo el umbral $P_{abs} - P_{th}$, es simplemente:

$$s = \frac{T_1}{\delta_o} \frac{h\nu_s}{h\nu_p} \quad (14)$$

En las ecuaciones 13 y 14 se asume que la transición tiene una eficiencia cuántica Q igual a la unidad. Si Q es menos de 1, cerca del umbral la pendiente es aproximadamente multiplicada por Q . Sin embargo, como el láser es bombeado mucho mas allá del umbral, la probabilidad de emisión estimulada en las transiciones láser aumenta y por lo tanto la eficiencia cuántica se incrementa. Cuando la razón de relajación de emisión estimulada llega a ser mucho mas alta que otros tipos de mecanismos de relajación, Q se acerca a la unidad y las ecuaciones 13 y 14 se aplican tal y como están descritas.

La eficiencia de la pendiente es proporcional a la razón λ_p / λ_s , que es la longitud de bombeo y la longitud de onda de la señal. La razón física es que el fotón de bombeo tiene que ser más energético que el fotón de la señal capaz de excitar a un ion láser sobre el nivel superior del estado del láser y la diferencia de energía entre ellos es gastada normalmente en forma de fonones.

En una fibra láser la eficiencia de la pendiente es proporcional a la razón T_1 / δ_o . Una alta eficiencia puede ser lograda incrementando la transmisión de la salida acoplada (ver ecuación 14) de tal manera incrementando el umbral (ver ecuación 12). Como en algunos láseres, para un potencia de bombeo dada, existe una óptima salida de la transmisión acoplada que maximiza la potencia de salida y así la eficiencia de conversión la cual está definida como la razón de la potencia de salida a la potencia de bombeo absorbida.

5.5 DELGADO ANCHO DE LINEA DE LOS LASERES DE FIBRA

5.5.1 INTRODUCCIÓN

Una fibra láser que usa una tierra rara trivalente como elemento activo tiene el potencial de operar con un ancho de línea muy delgado en las mismas regiones espectrales (por ejemplo láseres de semiconductor) comparado con otras fuentes de oscilación. La radiación de salida de un láser de una sola frecuencia no es monocromática, pero tiene un ancho de banda finito. El límite teórico para el ancho de banda se conoce como el límite Schallow – Townes y depende tanto de un ancho de línea de un modo longitudinal lineal individual de la cavidad y de la cantidad de emisión espontánea amplificada acoplada al modo longitudinal de oscilación³². El ancho de línea de la cavidad, escala inversamente con la longitud de la cavidad del láser y la naturaleza de guiado de onda de una fibra permite que longitudes de la cavidad de varios metros estén establecidas. En comparación, la longitud de la cavidad de un láser semiconductor es típicamente una fracción de centímetros. El acoplamiento de la emisión espontánea amplificada al modo de oscilación está determinado por la sección transversal de la ganancia de la transición³². Para muchos iones de tierras raras, ésta sección transversal está en el orden de los $10^{-21} \text{ cm}^{233}$, considerando que para un láser de semiconductor es típicamente 10^{-16} cm^2 . Esto significa que el ancho de línea óptimo que puede ser esperado de una fibra láser es significativamente más pequeño que la de un láser de semiconductor, haciendo que la fibra láser sea una útil herramienta para aplicaciones que necesiten anchos de líneas delgados.

Para muchas aplicaciones, tal como espectroscopia de alta resolución, es necesario hacer sensibles medidas heterodíneas. Para hacer esto exitoso es mejor operar a frecuencias a la cuales la intensidad relativa de ruido del láser no se suma al ruido generado por el sistema de detección. Para muchos tipos de láseres de una sola frecuencia, tales como los láseres de semiconductor, esto ocurre a unos cuantos 100 MHz fuera de la frecuencia central, por lo que se necesitan para hacer las medidas, complicados sistemas de detección de alta frecuencia. Los largos tiempos de vida del estado superior y las altas pérdidas dentro de la cavidad que pueden ser toleradas por los láseres de fibra significa que el ruido alcanzado de la relajación de los picos de oscilación a frecuencias $\sim 100 \text{ kHz}$ está más allá de la frecuencia central. Los láseres de fibra de una sola frecuencia son atractivos porque éstos pueden ofrecer una operación del limitado ruido de disparo en el rango de las frecuencias de megahertz. Pueden así realizarse medidas libres de ruido substancialmente a frecuencias mas bajas que aquellas que son posibles con láseres alternativos.

5.5.2 CONCEPTOS BASICOS ASOCIADOS CON LA OPERACIÓN DEL DELGADO ANCHO DEL LINEA

Una cavidad de fibra láser provee de ciertas longitudes de onda de radiación de campo electromagnético, las condiciones de resonancia determinan los modos discretos de frecuencias del espectro del láser dentro del ancho de banda de ganancia. Las condiciones

de fase coincidente las cuales dan lugar a los modos pasivos de la cavidad que pueden ser vistos de las condiciones del estado estable.

Considerando el resonador basado con fibra y dos espejos como se ilustra en la figura 8, el cual tiene una longitud de camino óptico de doble viaje ℓ (o dos veces la longitud de un solo viaje), las pérdidas intrínsecas del campo eléctrico α y espejos con coeficientes de reflexión del campo eléctrico r_1 y r_2 , respectivamente. Si el campo E_{in} que oscila a la frecuencia ν se inyecta dentro de la cavidad y en ausencia de birrefringencia, el campo dentro de la cavidad E_{cav} esta dado por ³⁴:

$$E_{cav}(\nu) = \frac{E_{in(\nu)}}{1 - r_1 r_2 \exp(i\phi n - \alpha \ell n)} \quad (15.1)$$

$$\phi = \frac{2\pi n \nu \ell}{c} \quad (15.2)$$

Donde ϕ es el desplazamiento de la fase coincidente dentro de la cavidad y c la velocidad de la luz y n el índice de refracción.

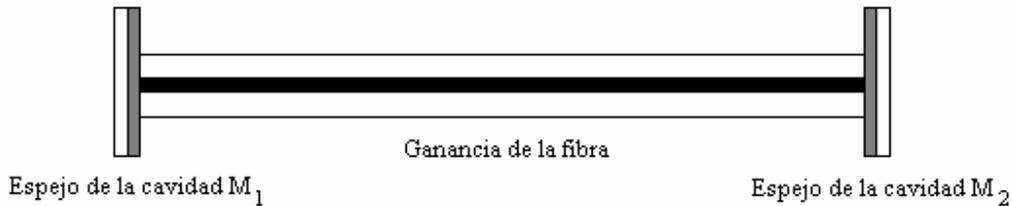


Figura 8. Esquemas de la cavidad del láser con dos espejos.

El análisis de la ecuación 15.1 muestra que E_{cav} es máxima cuando ϕ es un múltiplo entero de 2π . Estos máximos corresponden a los modos longitudinales o axiales de la cavidad y ocurren periódicamente con una frecuencia espaciada $\Delta\nu$ o *libre rango espectral de la cavidad* dado por:

$$\Delta\nu = \frac{c}{n\ell} \quad (16)$$

Por lo que la frecuencia k -ésima del modo longitudinal de la cavidad es:

$$\nu_k = k \frac{c}{n\ell} \quad (17)$$

La longitud de camino óptico del doble viaje para un típico láser de fibra está en el rango de 1cm a 50m, dando un espacio entre modos longitudinales de 30 GHz a 6 MHz. Debido a que los dopantes de tierras raras tales como el Er^{3+} y el Nd^{3+} exhiben un *espectro de fluorescencia que se extiende sobre cientos de terahertz*, el medio de ganancia puede soportar muchos modos longitudinales dentro la cavidad. Se acepta que el ensanchamiento del espectro para un dopante de tierras raras en una red amorfa es un resultado de ambos mecanismos de ensanchamiento homogéneo e in homogéneo. Para un medio de ganancia homogéneamente ensanchado, tratamientos teóricos estándar predicen que el modo longitudinal que experimenta la más alta pequeña señal de ganancia será el primer modo que oscila y satura la ganancia. La ganancia de saturación agota la ganancia y previene a modos vecinos de oscilaciones. Así, la salida es de una sola frecuencia y en un sistema ideal el ancho de línea es impuesto por el límite Schallow – Townes. En la práctica esto no ocurre. La salida de una fibra láser puede contener muchos modos longitudinales oscilando simultáneamente. Existen muchas razones de porque esto sucede. Para un sistema ensanchado homogéneamente, los iones excitados exhiben la misma respuesta en frecuencia como la señal dentro de la cavidad. El efecto de mecanismos de ensanchamiento in homogéneo es destruir esta conducta de la frecuencia. Por ejemplo, el ambiente local experimentado por los iones puede alterar su respuesta en frecuencia. Así, diferentes grupos de iones responderán al campo dentro de la cavidad de diferente manera y aunque un modo longitudinal puede saturar la ganancia asociada con un grupo particular de iones, la ganancia puede aún estar disponible de un grupo diferente de iones que permitirán un modo longitudinal diferente de oscilación. Consecuentemente, muchas frecuencias diferentes pueden oscilar en un medio de ganancia in homogéneamente ensanchado. Éste rasgo se ha explotado para permitir la múltiple operación de longitud de onda de láseres de fibra dopada con una tierra rara.

Otro factor que inhibe la operación de un solo modo longitudinal en los láseres de fibra bidireccionales es el spatial hole burning. Para un ideal medio de ganancia saturable ensanchado homogéneamente con una señal de frecuencia ν dentro de la cavidad y una intensidad I propagándose a través de ella, el coeficiente de ganancia $\gamma(\nu, I)$ obedece la siguiente relación:

$$\gamma(\nu, I) = \frac{\gamma_o(\nu)}{1 + I/I_{sat}} \quad (18)$$

Donde $\gamma_o(\nu)$ es el coeficiente de ganancia de pequeña señal y I_{sat} es la intensidad de saturación. Para un láser bidireccional la intensidad I en el medio de ganancia toma la forma de una onda estacionaria descrita por:

$$I = I_r + I_l + 2I_r I_l \cos(kz) \quad (19)$$

Donde I_r es la intensidad de propagación de derecha a izquierda, I_l la intensidad de propagación de izquierda a derecha, k el vector de onda y z la posición a lo largo del medio de ganancia. Una distribución de la intensidad de la forma descrita por la ecuación 19

resulta en una modulación espacial periódica del coeficiente de ganancia, con una periodicidad $\lambda/2$, donde λ es la longitud de onda de oscilación. Esta modulación de ganancia periódica puede ser considerada una rejilla. En un medio de amplificación, la presencia de esta rejilla es problemática. Cuando la luz interactúa con una rejilla ésta es esparcida sobre ella misma. Así, una fracción de la luz propagándose de izquierda a derecha es esparcida en la dirección opuesta, de derecha a izquierda. La luz esparcida se superpone con la luz que ya se propaga en esa dirección, pero hay una diferencia de fase de 180° entre la señal esparcida y la no esparcida., por lo que las dos señales interfieren destructivamente. Este efecto disminuye la intensidad dentro de la cavidad y así reduce ambos, la fuerza de la rejilla y la coherencia de las ondas que produjo la rejilla. La reducción de la fuerza de la rejilla produce una distribución de ganancia mas uniforme la cual favorece la operación multimodal incoherente, en lugar de la operación de un solo modo.

Hay muchas maneras de sobrellevar estos efectos de *spatial hole burning* y ensanchamiento in homogéneo. *Spatial hole burning* puede ser eliminado asegurando que la distribución de intensidad de la onda estacionaria no esté establecida en el medio de ganancia. Hay muchas maneras diferentes de lograr esto. Una manera alternativa de eliminarlo es asegurar que el espaciado de frecuencia entre los modos longitudinales sea más grande que el ancho de línea de la fluorescencia, para que solo un modo experimente la ganancia. Este método puede también ser usado para eliminar los efectos de ensanchamiento in homogéneo. Otro esquema efectivo para eliminar la operación de modos multilongitudinales alcanzado de ensanchamiento in homogéneo es introduciendo alguna forma de control de frecuencia dentro de la cavidad, el cual ofrezca a discriminación de frecuencia que es más grande que la frecuencia de respuesta del proceso in homogéneo. De hecho, limitando el número de modos de oscilación es la clave para obtener a la salida del láser de fibra un delgado ancho de línea.

La manera más simple para restringir el número de modos es incluir un elemento limitador de ancho de banda en la cavidad. Este elemento puede ser un espejo que seleccione una longitud de onda, tal como una rejilla de Bragg o una rejilla de difracción, un filtro sintonizable, tal como un filtro Fabry-Pérot – el espejo que selecciona una longitud de onda refleja la luz solo dentro de la cavidad, con frecuencias que caen dentro del ancho de banda de reflexión, considerando que el filtro transmite solo ciertas componentes de frecuencias, por eso se reduce el número de modos que pueden acceder a la ganancia óptica.

Si el dispositivo que selecciona la longitud de onda permite que oscilen unos pocos modos longitudinales, la salida del láser de fibra está descrita como una salida de delgado ancho de línea. De otra manera, cuando la restricción en frecuencia es fuerte, suficiente para que solo un modo longitudinal oscile, la salida del láser es cuantificada como un láser de una sola frecuencia.

El ancho espectro de fluorescencia de los iones de tierras raras trivalentes ofrece el potencial de sintonización de la longitud de onda. Para un láser que alcanza el umbral, el desplazamiento de fase de un viaje redondo tiene que ser un múltiplo entero de 2π , como se muestra en la ecuación 15.2. De esta ecuación es evidente que la manera más simple de variar la frecuencia de oscilación es variando la longitud de camino óptico de la cavidad.

Para explotar el completo potencial de delgado ancho de línea de los láseres de fibra, es importante que la frecuencia de oscilación pueda variar continuamente relativa a cualquier perturbación aplicada al láser.

5.5.3 LINEA DELGADA DE LOS LÁSERES DE FIBRA

Como se mencionó en la sección anterior, un láser de fibra de corrida libre puede tener un ancho de banda que exceda muchos terahertz permitiendo cientos de modos longitudinales dentro de la cavidad. Algunas formas de restricción de ancho de banda, pueden ser usadas para prevenir muchos de estos modos de oscilación. El apogeo que surgió en el sensado basado todo en fibra y redes de comunicaciones se ha visto un alcance significativo que apunta al desarrollo de dispositivos que seleccionan una sola frecuencia y son compatibles con las fibras. Por ejemplo los reflectores de fibras de Bragg³⁵.

Estudios iniciales hicieron que el adelgazamiento de línea se concentrara en el funcionamiento de operación de la longitud de onda de los láseres de fibra, en vez de explotar su potencial de sintonización. La longitud de onda de oscilación es controlada por un filtro con respuesta a una longitud de onda fija, tal como una estructura Bragg. Estos son dispositivos que reflejan en una longitud de onda central por la periodicidad de la rejilla de Bragg, el ancho de banda de reflexión definido por la longitud de la estructura periódica. Debido a que un reflector Bragg distribuido puede tener un ancho de banda de reflexión muy delgado (<0.5 nm), estas pueden ser usadas para crear un efecto de adelgazamiento del ancho de línea de selección de los láseres de fibra.

La razón principal de porque las fibras dopadas con tierras raras son atractivas comparado son su contraparte de cristal voluminoso, es su amplio rango de sintonización, el cual lo alcanza de la interacción del dopante de tierra rara y el campo del cristal de la red de vidrio de la fibra.

Aparte de variar la temperatura del reflector de Bragg, se puede lograr la sintonización sometiendo la rejilla bajo tensión. Investigaciones en reflectores de Bragg han probado muchos tipos de estructuras de Bragg, las cuales han sido usadas para la sintonización de láseres de fibras dopadas con tierras raras. Uno de estos avances es la rejilla de prueba, un dispositivo en la cual la fase o la amplitud de una rejilla estándar es modulada a lo largo de la rejilla. Esta modulación induce picos adicionales en el perfil de reflexión de la estructura Bragg. Si dos rejillas de prueba son usadas como los reflectores en los extremos del láser de la fibra y una de ellas es puesta bajo tensión, el láser puede ser sintonizado como los picos sucesivos de cada rejilla de prueba los cuales son puestos en resonancia con cada una de ellas.

La alta ganancia óptica que puede ser establecida dentro del láser de fibra dopado con tierras raras significa que elementos de pérdidas, tal como filtros birrefringentes y rejillas de difracción de bulto, pueden ser usados como componentes de la cavidad sin que afecten las completas características de operación del láser.

Asimetrías inducidas en el núcleo de la fibra durante la fabricación hacen que fibras estándar dopadas con tierras raras sean débilmente birrefringentes. Para un láser de fibra, el estado de polarización en cualquier punto dado dentro de la cavidad debe ser el mismo después de un viaje redondo dentro de la cavidad. La birrefringencia de la fibra puede ser también controlada aplicándole estrés. También, porque la fibra es dispersiva, diferentes longitudes de onda experimentan una birrefringencia diferente. Así, una polarización lineal es insertada en la cavidad y el estado de polarización del láser es ajustado con controladores de polarización, una pérdida dependiente de la longitud de onda puede ser introducida en la cavidad, el cual puede ser utilizado para sintonizar la longitud de onda. Este efecto ha sido usado para sintonizar cavidades de anillo lineal y unidireccional.

La alta ganancia disponible en fibras dopadas con una tierra rara, combinado con el bajo poder de dispersión de un filtro birrefringente, significa que lograr la operación de un solo modo longitudinal en un láser de fibra conteniendo tal filtro es difícil. De otra manera, las rejillas de difracción tienen un poder mucho más grande de dispersión y estas han sido usadas efectivamente para inducir un adelgazamiento de línea en una variedad de láseres de fibra dopados con tierras raras.

5.5.4 LÁSERES DE FIBRA DE ONDA ESTACIONARIA DE UNA SOLA FRECUENCIA

Aunque un láser de fibra con un delgado ancho de línea puede ser de beneficio para aplicaciones de sensado para espectroscopia de alta resolución o estudios de conversión de frecuencia no lineal, es esencial que la salida oscile en un solo modo longitudinal. Como se discutió anteriormente, *spatial hole burning* puede impedir a láseres de onda estacionaria de oscilaciones en un solo modo longitudinal.

El número de modos que constituyen un espectro láser pueden ser determinados por muchos factores, incluyendo el ancho del medio de ganancia y el espacio de los modos pasivos de la cavidad. Sin embargo el fenómeno más importante que permitirá el fenómeno de la oscilación multimodal es el efecto de *spatial hole burning* en el medio de ganancia.

Cuando un medio de ganancia es bombeado dentro de una cavidad láser, el modo de la cavidad con la inversión más alta y el cual por consiguiente experimenta mas ganancia alcanzará primero el umbral de laseo. Este será normalmente el modo mas cercano al centro de la transición de laseo, sin embargo la presencia de elementos que seleccionan la longitud de onda en la cavidad influenciarán en cuales modos experimenten mas ganancia neta. Además, para un láser de tres niveles bombeado longitudinalmente tal como un láser de fibra dopado con erbio, el espectro de ganancia esta fuertemente influenciado por la longitud del medio de ganancia y el nivel de la potencia de bombeo. Una vez que un modo está laseando y la razón de bombeo está aumentado más allá, otro modo puede o no puede oscilar, depende principalmente de los mecanismos de ensanchamiento de línea en el medio de ganancia y en la presencia o ausencia de *spatial hole burning*.

Bajo las condiciones de estado estable en un medio de ganancia el cual es idealmente ensanchado homogéneamente solo el primer modo que alcanza el umbral

debería oscilar. Cada ion en éste medio ideal tiene exactamente la misma forma de línea, así como el material es bombeado y la inversión de población en una transición se incrementa, la magnitud de la ganancia se incrementa sin cambiar la forma de línea hasta que un modo alcanza el umbral y comienza a lasear. Una vez que este modo está laseando el perfil de ganancia está fijado en magnitud con solo un modo sobre el umbral. Cuando el medio es bombeado más fuerte, el perfil de ganancia no puede moverse más arriba o la situación alcanzaría en cual la ganancia excede las pérdidas de la cavidad para el modo laseando y el modo continuaría creciendo en potencia. Así en esta situación ideal solamente un modo oscilaría. Bombeo adicional incrementará la potencia en el modo pero no permitirá más modos de oscilación.

En una transición ensanchada in homogéneamente por contraste muchos modos pueden oscilar simultáneamente. Cada ion en el medio de ganancia puede tener un perfil de ganancia ligeramente diferente y cuando un modo alcance el umbral éste satura el medio de ganancia solamente para aquel grupo de átomos sonantes a la frecuencia de aquel modo. Esto satura el perfil de ganancia a aquella frecuencia al punto al cual la ganancia iguala las pérdidas, mientras que a otras frecuencias la ganancia puede aún incrementarse tanto el medio es bombeado. Así dependiendo del ancho de la curva de ganancia y el espacio de los modos pasivos de la cavidad, muchos modos pueden oscilar simultáneamente, dada suficiente potencia de bombeo. Este comportamiento está descrito como *spatial hole burning*.

El acercamiento mas simple de sobrellevar el spatial hole burning es incrementar el espacio en frecuencia entre los modos longitudinales de la cavidad. Esto se puede lograr reduciendo la longitud de camino óptico de la cavidad. Por ejemplo, una láser de fibra con una longitud de camino óptico de doble viaje de 10 m tiene un libre rango espectral de 30 MHz, considerando que, con una longitud de doble viaje de 1cm, el libre rango espectral es de 30 GHz. Reduciendo la longitud de la cavidad significa que, para una ganancia de ancho de banda dado, el número de modos que experimenta ganancia óptica es reducida. Para láseres de fibra dopada con tierra rara, esto es un acercamiento atractivo, como el confinamiento del bombeo y el láser habilita la operación de un bajo umbral para ser logrado incluso en cavidades cortas (< de 10cm). Esta técnica ha sido aplicada exitosamente a muchos láseres de fibra.

La complejidad inherente de varios resonadores, significa que éstos láseres no pueden ser usados para aplicaciones fuera del laboratorio, por lo que se ha demostrado por Jauncey et al.³⁶, que la manera mas simple de eliminar los efectos de spatial hole burning en una geometría de onda estacionaria es usar una cavidad corta con reflectores con ancho de banda angosto. Los avances hechos en rejillas de Bragg reflectoras grabadas en fibra han permitido la realización de láseres de una sola frecuencia de cortas cavidades compactos y de entorno robusto que pueden ser usados en diversas aplicaciones prácticas.

Para muchas aplicaciones esto es imperativo que la frecuencia del láser no cambie aleatoriamente; por consiguiente es esencial que estos láseres de cavidad corta sean robustos contra el brincoteo de los modos longitudinales. La respuesta más obvia es acortando la longitud de la cavidad aún mas allá, de que el espacio entre modos longitudinales sea comparable con el ancho de banda de la rejilla. Esto implica que para

una rejilla con un ancho de banda de reflexión de 0.2 nm, el espacio entre modos longitudinales debería ser del orden de los 10 GHz o una longitud de 1 cm para una cavidad de onda estacionaria de un láser de fibra. Con tales longitudes cortas de la cavidad de los láseres, una alta concentración de iones activos debe ser introducida dentro del núcleo de la fibra así que el láser puede absorber suficiente potencia de bombeo para alcanzar el umbral. Se han desarrollado láseres que tienen pequeñas longitudes de cavidad y la concentración de erbio fue de 2500 ppm. El uso de altas concentraciones involucra ciertos fenómenos no favorables, tales como upconversion que hace aumentar el umbral y disminuye la potencia de salida, que tienen serios efectos en el funcionamiento del láser. Existe otra alternativa par inhibir el brincoteo aleatorio de modos el cual es asegurar que la diferencia de pérdidas entre el modo de la cavidad dominante y modos vecinos sea suficiente que todos menos el modo dominante estén debajo del umbral. Esto puede ser logrado, diseñando reflectores con delgado ancho de banda.

Una de los requisitos importantes de los láseres de fibra de una sola frecuencia es la habilidad de sintonizarlos sin inducir brincos en los modos. El brincoteo de los modos ocurre cuando la pérdida experimentada por el modo de oscilación excede la del modo vecino, al punto en el cual el láser cambia su frecuencia abruptamente a éste modo vecino. Sintonización continua de la frecuencia del láser es normalmente lograda cambiando la longitud de camino óptico de la cavidad. Para un láser que oscila, el cambio de fase de un viaje doble impuesto por el modo de oscilación debe satisfacer la siguiente condición:

$$n\nu L = mc \quad (20)$$

Donde ν es la frecuencia de resonancia, L la longitud del resonador y m un entero. Así que un cambio en la longitud δL que resulta de un cambio correspondiente en frecuencia $\delta\nu$ dado por:

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = -\frac{\delta L}{L} \quad (21)$$

Se han hecho simulaciones numéricas que indican que si el espectro de reflectividad del reflector Bragg no sigue el cambio de frecuencia inducido por la variación en la longitud de la cavidad, el láser puede entonces ser sintonizado por a un medio del rango espectral libre de la cavidad antes de sufrir un brinco de un modo. De otra manera, si el pico de reflexión del reflector Bragg rastrea el cambio de frecuencia, el láser puede ser continuamente sintonizado sin brincote del modo. Esto puede ser entendido de la siguiente manera. Si la longitud de camino óptico es alterado por calentamiento o estrés, el cambio en la frecuencia de resonancia $\delta\nu$ está dada por³⁷:

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = -\left(\frac{\delta n}{n} + \frac{\delta L}{L}\right) = (1-\rho)\varepsilon + (\alpha + \zeta)\Delta T \quad (22)$$

Donde δn es el cambio en índice de refracción, ρ es el coeficiente foto elástico, ε el estrés aplicado, α el coeficiente de expansión lineal, ζ el coeficiente termo óptico y ΔT el cambio en temperatura.

Para un reflector de Bragg con un periodo de rejilla Λ , la frecuencia reflejada ν_b está determinada por la condición de Bragg:

$$\nu_b = \frac{c}{2n\Lambda} \quad (23)$$

Y el cambio en longitud de onda $\delta\nu_b$ debido al estrés o a una variación térmica está dado por:

$$\frac{\delta\nu_b}{\nu_b} = -\left(\frac{\delta n}{n} + \frac{\delta\Lambda}{\Lambda}\right) = (1-\rho)\varepsilon + (\alpha + \zeta)\Delta T \quad (24)$$

Es claramente evidente de las ecuaciones 22 y 24 que si una misma variación de estrés y/o térmica es aplicada a la fibra de la cavidad y al reflector de Bragg, el cambio en frecuencia de resonancia, como el láser es perturbado, será permitido por el reflector de Bragg. Así, el modo de oscilación y el reflector de Bragg permanecen en resonancia, por eso se eliminan los brinconteos del modo.

Las secciones transversales de absorción y emisión de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ son pequeñas, del orden de 10^{-20} cm^2 , de lo cual resulta una baja absorción de la potencia de bombeo y bajas potencias de salida en láseres de fibra con cavidad corta. Hay muchas maneras de sobrellevar este problema. Porque solo una pequeña fracción de la potencia de bombeo es absorbida por la fibra activa, una longitud adicional de fibra dopada puede ser puesta después del láser y bombeado por la potencia de bombeo residual que actúa como un amplificador. Esta configuración es conocida como MOPA (Oscilador Master de Amplificación de Potencia).

En láseres de fibra dopados con erbio el spatial hole burning puede ser eliminado con otras técnicas que no se discuten en ésta sección. Cabe mencionar que la razón de porqué spatial hole burning en un láser es un problema, es debido a que la rejilla establecida en el medio de ganancia reduce la coherencia de la luz que circula en la cavidad y por eso la desestabiliza. Esto ha señalado que los efectos de desestabilización de spatial hole burning en un absorbedor pueden superar estos efectos de desestabilización, de tal manera que las razones de transiciones de bombeo sean mas grandes que las razones de las transiciones de la señal. Cada una de estas razones son proporcionales a las secciones transversales correspondientes. Así, si el medio de ganancia exhibe una absorción transversal de absorción de bombeo mas larga que la sección transversal de emisión de señal, el efecto de desestabilización de spatial hole burning puede ser minimizado.

5.6 REFERENCIAS

-
- ¹ M. J. Weber, private communication.
- ² César de la Cruz Laso, Fundamentos atómicos de espectroscopia, Universidad Veracruzana, primera edición, abril 1996.
- ³ P. W. Milonni and J. H. Eberly, Lasers (Wiley, New York, 1988).
- ⁴ L. A. Riseberg and H. W. Moos, Phys. Rev. 174, 429 (1968).
- ⁵ M. J. Weber, Phys. Rev. B 8, 54 (1973).
- ⁶ P. R. Barber, R. Pashotta, A.C. Tropper, D.C. Hanna. Infrared-induced photodarkening in Tm-doped fluoride fibers. Opt. Lett. 20:2195-2197,1995.
- ⁷ Li Qian , Experimento n Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Advanced Labs for Special Topics in Photonics (ECE 1640H), University of Toronto, April 28, 1998.
- ⁸ M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, T. Takeshita, M. Okayasu. Erbium-doped fibre amplifiers with an extremely high gain coefficient of 11.0 dB/mW. Electron. Lett. 26:1641-1643, 1990.
- ⁹ M. Diggonet, K. Liu. Characterization and optimization of the gain in Nd:doped silica single mode fibers. IEEE J. Quant. Electron. 26:1105-1110,1990.
- ¹⁰ W.J. Miniscalco, J. Light. Tech 9, 234 (1992)
- ¹¹ W. Ryba-Romanowski, B. Jezowska-Trzebiatowska, J. Sarzynski, J. Nowak, and A. Nowak, Act. Phys. Pol. A55, 841 (1979).
- ¹² V. P. Gapontsev, S. M. Matitsin, A.A. Isinev, and V.B. Kravchenko, Opt. Laser Tech. 14, 189 (1982).
- ¹³ J. R. Lincoln, W.L. Barnes, W. S. Brocklesby, and J. E. Townsend, J. Lum. 60 & 61 (1994).
- ¹⁴ B. I. Denker, V.V. Osiko, A.M. Prokhorov, and I. A. Shcherbakov, Sov. J. Quant. Elect. 8, 485 (1978).
- ¹⁵ Zemon, S., Lambert, G., Miniscalco, W.J., Andrews, L.J. and Hall, B.T., "Characterisation of Er³⁺ doped Glasses by Fluorescence Line Narrowing", SPIE 1171 Fiber Laser Sources and Amplifiers, pp. 219-236,1989.

-
- ¹⁶ Zemon, S., Lambert, G., Miniscalco, W.J., Davies, R.W., Hall, B.T., Folweiler, R.C., Wei, T., Andrews, L.J. and Singh, M.P., "Excited State Cross Sections for Er-doped Glasses", SPIE 1373 Fiber Laser Sources and Amplifiers, pp. 21-32, 1990.
- ¹⁷ W. L. Barnes, P. R. Morkel, L. Reekie, D. N. Payne. High-quantum-efficiency Er³⁺ -doped fiber laser pumped at 980 nm. *Opt Lett.* 14:1002-1004, 1989.
- ¹⁸ L. Reekie, I. M. Jauncey, S. B. Poole, D. N. Payne. Diode-laser-pumped operation of an Er³⁺-doped single-mode fibre laser. *Electron. Lett.* 23:1076-1078, 1987.
- ¹⁹ Y. Kimura, M. Nakazawa. Lasing characteristics of Er³⁺ -doped silica fibers from 1553 up to 1603 nm. *J. Appl. Phys.* 64:516-520, 1988.
- ²⁰ W. L. Barnes, S. B. Poole, J. E. Townsend, L. Reekie, D. J. Taylor, D. N. Payne. Er³⁺ - Yb³⁺ d and Er³⁺ doped fiber lasers. *J. Lightwave Technol.* 7:1461-1465, 1989.
- ²¹ M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, and E. Sugita, *IEEE Phot. Tech. Lett.* 2, 43(1990).
- ²² F. Auzel, *Proc. IEEE* 61, 758 (1973).
- ²³ J. C. Wright, "Up-conversion and excited state energy transfer in rare-earth doped materials," in *Radiationless Processes in Molecules and Condensed Phases*, Vol. 15 of *Topics in Applied Physics*, F. K. Fong, Ed. (Springer-Verlag, New York, 1976), pp. 239-295.
- ²⁴ P.G. Wigley, Q. Zhang, E. Miesak, G. J. Dixon. High-power 467-nm passively locked signal-resonant sum-frequency laser. *Opt. Lett.* 20:2496-2498, 1995.
- ²⁵ P. Barnsley, P. Urquhart, C. Millar, M. Brierley. Fiber Fox-Smith resonators: application to single-longitudinal-mode operation of fiber lasers. *J. Opt. Soc. Am. A* 5:1339-1346, 1988.
- ²⁶ M. J. Diggonet, C. J. Gaeta. Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators. *Appl. Opt.* 24:333-342, 1985.
- ²⁷ J.R. Armitage. Three-level fiber laser amplifier: a theoretical model. *Appl. Opt.* 27:3836-4831, 1988.
- ²⁸ A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J.D. Evanskow, J. Aspell. Modeling of gain in erbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Photon. Technol Lett.* 2:714-717, 1990.
- ²⁹ M. Peroni, M. Tamburrini. Gain in erbium-doped fiber amplifiers: a simple analytical solution for the rate equations, *Opt. Lett.* 15:842-844, 1990.

-
- ³⁰ C. R. Giles, E. Desurvire. Modeling erbium-doped fiber amplifiers. *J. Lightwave Technol.* 9:271-283,1991.
- ³¹ M.J.F. Dignnet. Theory of operation of three- and four-level fiber amplifiers and sources. In *Fiber Laser Sources and Amplifiers*. Proc. SPIE 1171:8-26,1990.
- ³² P. F. Wysocki. Broadband erbium-doped fiber sources for the fiber-optic gyroscope. PhD dissertation, Applied Physics Department, Stanford University, Standfors, 1992.
- ³³ L. Goldberg, J. P. Koplow, R. P. Jedrzejewski, E. R. Taylor, J. Wang, D. N. Payne. Nd³⁺-doped single mode fiber superfluorescent soured with 320 nmW output power. *Electron. Lett.* 29:1613-1614(1993).
- ³⁴ See, for example, A. E. Siegman. In *Lasers*. University Science Books, 1988, Chap. I.
- ³⁵ E. Delevaque, T. Georges, M. Monerie, P. Lamouler, J.-F. Bayon. Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silicate fibers. *IEEE Photon. Technol, Lett.* 5:73-75,(1993).
- ³⁶ C. S. Wang, J. S. Chen, R. Fu, V. S. Sunderam, R. Varma, J. Zarrabi, C. Lin. C. J. Hwang. High poer long life superluminescent diode. In:*Fiber Gyros: 10th Anniversary Conference*. Proc SPIE 719:203-207(1986).
- ³⁷ I. N. Duling III, W. K. Burns, L. Goldberg. High-power superfluorescent fiber source. *Opt Lett.* 15:33-35(1990).
- ³⁸ J. F. Digonnet Michel. *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Marcel Dekker, Inc., 1993.
- ³⁹ Becker P.C., *Erbium-Doped Fiber Amplifiers fundamentals and technology*.Academic Press, 1999.
- ⁴⁰ Emmanuel Desurvire. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and applications*. Wiley-Interscience, 1995.
- ⁴¹ Gregory John Cowle. *Narrow-Linewidth erbium-doped Fibre Lasers*. A thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy. University of Southampton, 1991.
- ⁴² Hecht- Zajac. *Óptica*. Addison-Wesley Iberoamericana, 1974.

CAPITULO 6

ANALISIS EXPERIMENTAL DE ESPECTROS ÓPTICOS DE FIBRA LÁSER Y DE EMISIÓN ESPONTÁNEA DE LA FIBRA DENTRO DE LA CAVIDAD LÁSER

6.1 ESTUDIO DE ANCHO ESPECTRAL DE LASERES DE FIBRA DOPADA CON ERBIO

Se ha mencionado en la teoría que a diferentes longitudes de la cavidad láser el ancho espectral de generación de láser varía, por lo que en el presente trabajo se realizaron diferentes láseres de fibra óptica con diferentes longitudes de fibra activa dopada con erbio para corroborar con lo ya antes mencionado. El sistema láser que se utilizó es el que se muestra en la figura 1.



Figura 1. Arreglo experimental del láser de fibra, como resonadores una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday.

El diodo láser está centrado en 980 nm de SDL Inc., el multiplexor por división de onda (WDM) está diseñado para 980/1550 nm, el espejo de Faraday a 1550 nm, la rejilla de Bragg tiene una reflectancia del 72 % con un pico de reflexión de aproximadamente 1555.7 nm, la fibra dopada con erbio es fibra convencional de Thorlabs con una concentración de dopante de 300 ppm.

La importancia de la longitud de onda del diodo láser que se utilizó es por que aparte de ser una de las longitudes de onda a las cuales el erbio absorbe es que el erbio está libre de absorción del estado excitado a ésta longitud. La salida de fibra del diodo láser está acoplada con el puerto del WDM correspondiente a 980 nm, al puerto común se le acopló la rejilla de Bragg y el espejo de Faraday los cuales tienen la función de los reflectores y entre éstos se empalmaron las distintas longitudes de fibra dopada, las cuales eran el medio activo del láser. En el puerto común como su nombre lo dice, pueden circular tanto la longitud de bombeo como la de la señal láser. La salida del láser es el puerto del WDM correspondiente a 1550 nm.

Para medir en el laboratorio el ancho espectral de los diferentes láseres con el único aparato de medición directa con el que se contaba era un analizador de espectros ópticos con resolución de 50 pm (marca Ando), éste no era muy confiable ya que los anchos espectrales que se iban a medir estaban del orden de cientos de mega hertz lo que equivalía a unos cuantos picómetros incluso décimas de picómetros. Al medir los anchos espectrales de dichos láseres con el analizador espectral, estaban entre los 40 y 50 pm lo cual se sabía que eran valores muy alejados de los verdaderos, esto debido a la resolución del analizador espectral. Para obtener el ancho espectral de los láseres de fibra se optó por un sistema heterodino óptico como se muestra en la figura 2.

La obtención del ancho espectral del láser de fibra es por medio de la técnica de batidos de dos señales ópticas con longitudes de onda cercanas. El espectro de batidos se obtiene mezclando por medio de un acoplador 50:50 a 1550 nm. La señal de salida del láser de fibra se mezcla con la señal del láser sintonizable TUNICS plus con un ancho de línea de 150 KHz ($1.15 \cdot 10^{-3}$ pm) centrada alrededor de la señal del láser de fibra. El aislador es para proteger de posibles reflexiones por el corte de la fibra y de los dispositivos de fibra óptica y el atenuador para disminuir la potencia de salida del láser de fibra, esto con el fin de no saturar la salida de la señal de batidos cuando el láser de fibra es bombeado muy por encima del umbral.

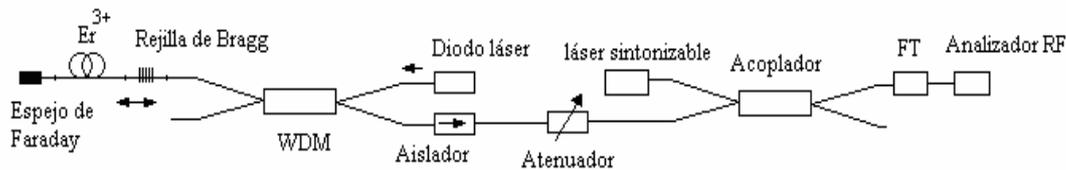
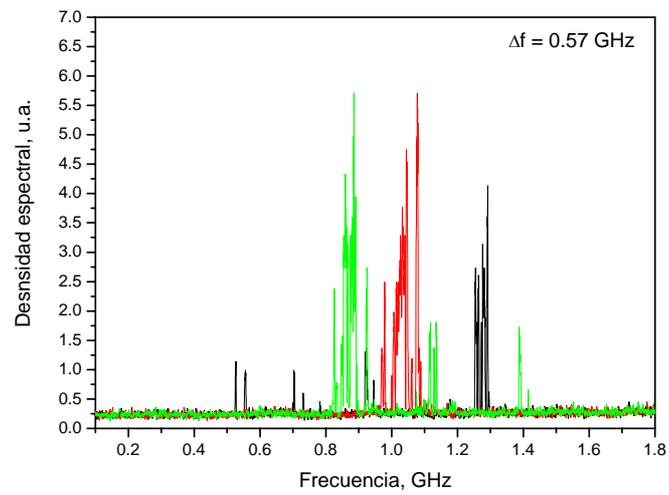
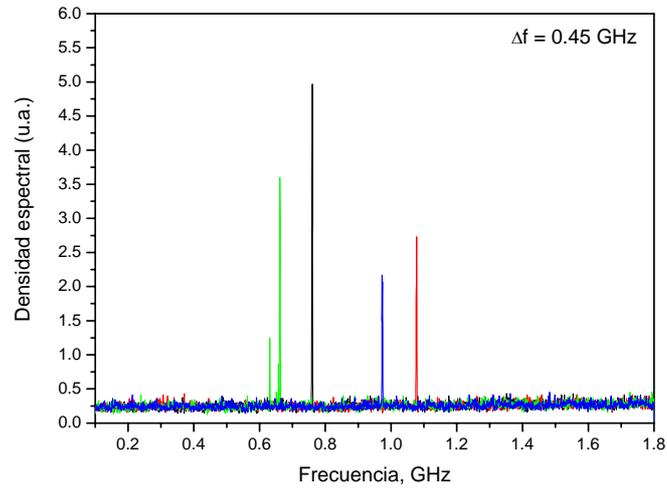
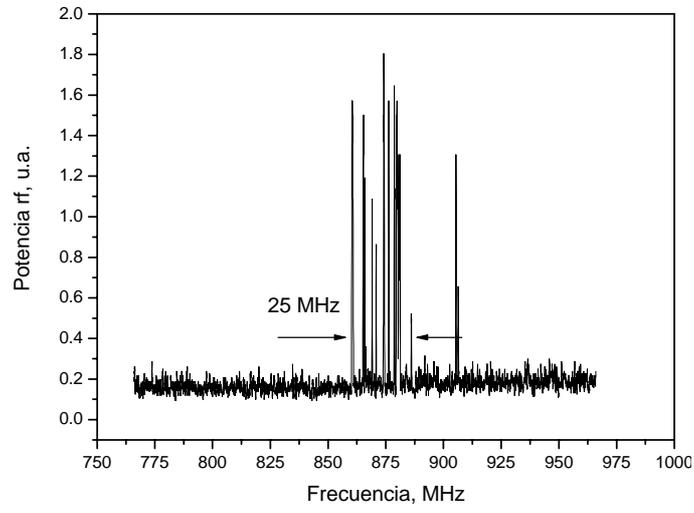
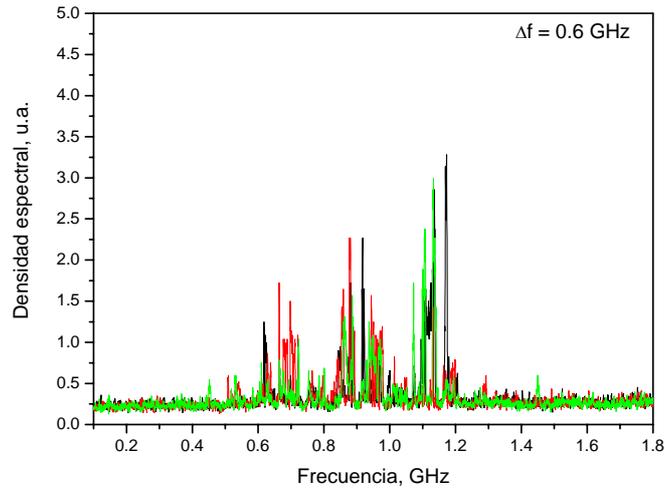


Figura 2. Arreglo heterodino para obtener el espectro de batidos entre los láseres de fibra y el láser sintonizable.

El ancho de línea del láser sintonizable se considera una línea muy angosta en comparación con el ancho espectral del láser de fibra, lo cual lo forman distintos modos longitudinales propios de la cavidad y los permitidos por el ancho espectral de la rejilla, cada uno de estos modos se mezclan con la línea del láser sintonizable y dan origen a un ancho de batidos el cual se observa en el espectro de radiofrecuencias, como se muestra en la figura 3. Entonces para poder observar éste espectro de batidos, la salida del acoplador, es decir, la que contenía las señales mezcladas se llevan a un fotodetector de 1 GHz y finalmente al analizador de radiofrecuencias de 0-1.8 GHz.

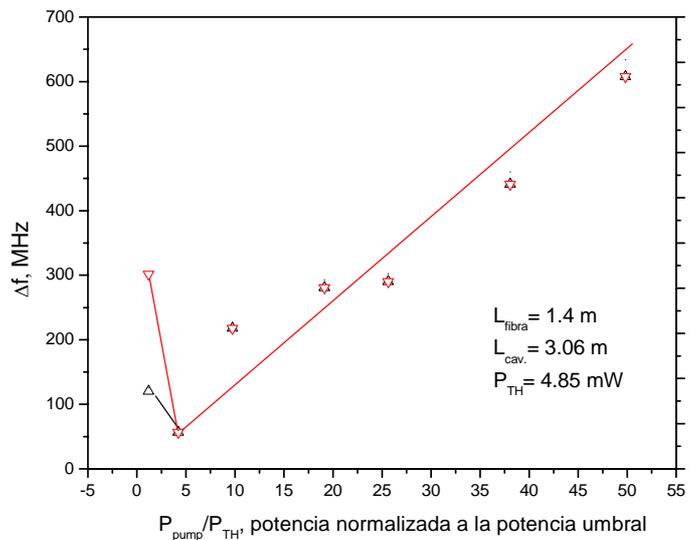




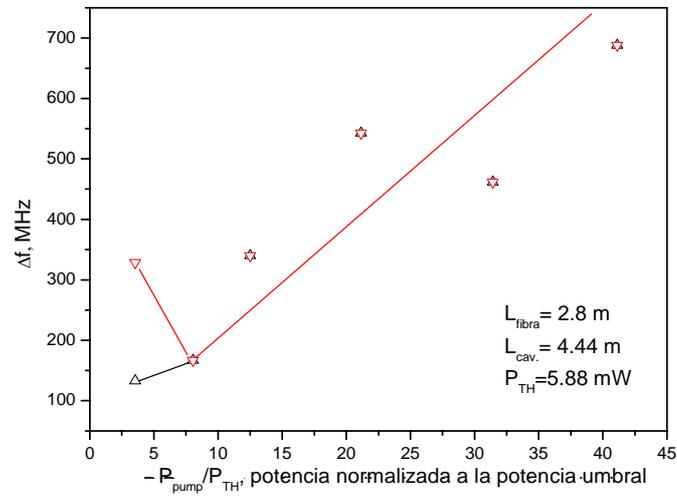
(d)

Figura 3 (a). Ejemplo de un espectro heterodino de batidos entre el láser de fibra con una longitud de fibra activa de aproximadamente 31 m y el láser sintonizable. El láser de fibra estaba bombeado con una potencia cerca del umbral. El ancho espectral es de 25 MHz (0.3 pm). El número de modos longitudinales es aproximadamente 12, (b) Ejemplo del espectro que demuestra los saltos en longitudes de onda del mismo láser y con las mismas condiciones. (c) y (d) para diferentes potencias de bombeo, arriba de la potencia umbral.

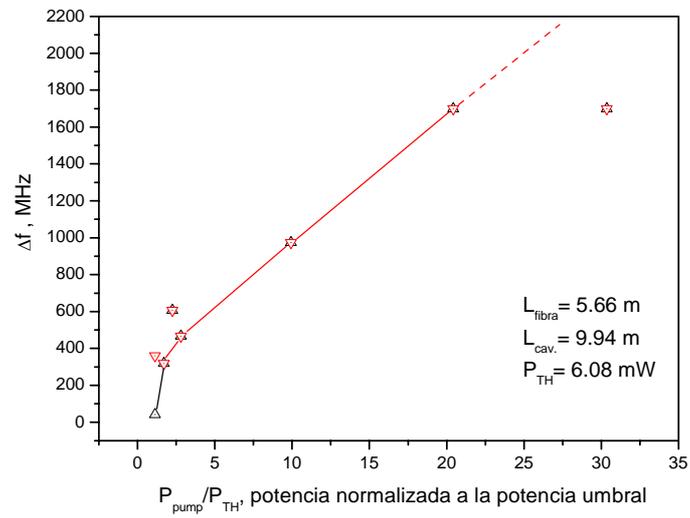
En la figura 4 se muestran los resultados obtenidos de medir los anchos espectrales de láseres de fibra con diferentes longitudes de fibra activa a distintas potencias de bombeo. Experimentalmente las longitudes físicas de fibra dopadas con erbio que se utilizaron para formar el láser fueron: 1.4, 2.8, 5.66, 10, 20 y 30 m. Al empalmar las colas de la rejilla y del espejo de Faraday a la fibra activa contribuyeron a la longitud total de la cavidad. Estas longitudes totales de la cavidad se muestran en la figura 4. Las longitudes de la cavidad (L_{cav}) no son calculadas por medios físicos, si no que ya están calculadas por medio de la distancia resultante entre modos longitudinales de cada uno de los láseres de fibra.



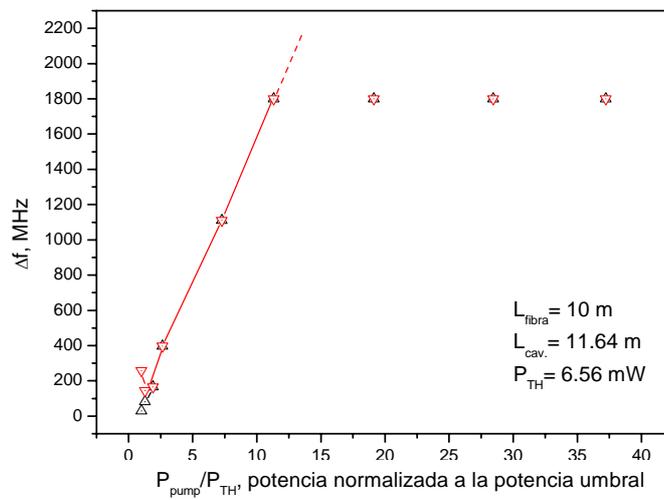
(a)



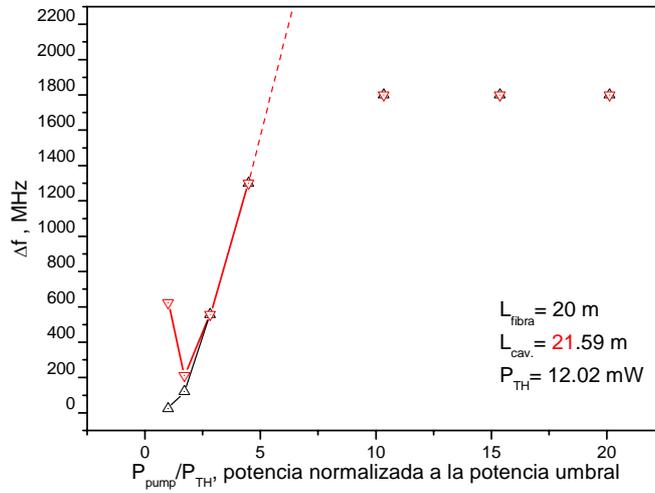
(b)



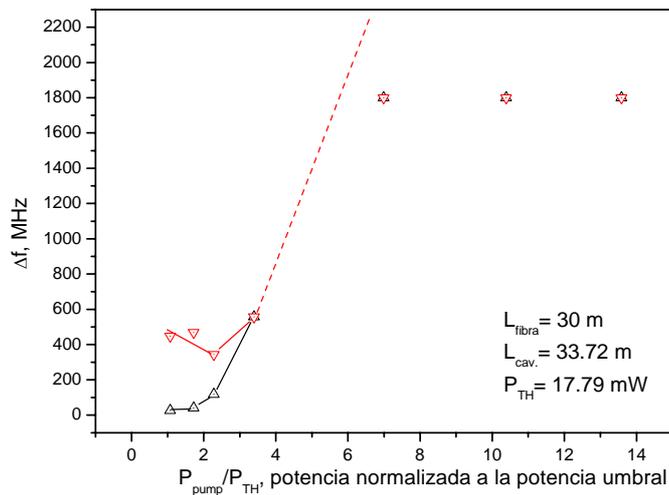
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 4. Gráficas de ancho espectral de batidos contra potencia normalizada a la potencia umbral de láseres de fibra con diferentes longitudes de cavidad. Símbolos: Δ ancho espectral y ∇ es máximo rango de variación donde puede posicionarse el ancho espectral de batidos.

Para obtener los puntos de las gráficas de la figura 4 que corresponden a los anchos espectrales de batidos (Δf) se tomó en cuenta el ancho espectral más pequeño obtenido de 20 muestras aproximadamente para cada potencia de bombeo. Este procedimiento fue usado por razón de que el láser de fibra tiene saltos de longitudes de onda con tiempos de 3-15 segundos en un ancho espectral de unos 500 MHz cuando el bombeo está cerca del umbral (símbolos ∇ en la figura 4, ver también la figura 3 (b)). Con bombeos altos los saltos casi no se observan (ver figura 3 (c) y (d)). Para el máximo rango de variación de

posición del ancho espectral de batidos se tomaron 4 muestras, y el ancho reportado es el medido entre los dos anchos espectral de batidos más alejados.

Se puede observar en la figura 4 una línea punteada, esto significa que conforme se aumenta la potencia el ancho espectral de batidos aumenta con tendencia lineal, esto no se observa en los puntos posteriores a dicha línea punteada debido a que el analizador de radio frecuencias se satura y solo mide hasta 1.8 GHz.

Nota. Debido a que el láser sintonizable tiene inestabilidad rápida de longitud de onda alrededor de unos 10-40 MHz (este valor no presentado en el manual del láser) todas las estimaciones del ancho espectral son del tope. Por esta misma razón el número de los modos longitudinales generados en el láser no son números enteros, (ver sección 4).

6.2 INVESTIGACIÓN DE EMISIÓN ESPONTÁNEA

Para explicar las razones de porque el láser de fibra dopada con erbio tiene ancho espectral óptico muy angosto, investigamos el comportamiento de emisión espontánea de la fibra activa ubicada en la cavidad láser y medida por la salida de la fibra (axial) y de forma lateral.

Para realizar ésta investigación los arreglos experimentales que se utilizaron son los que se muestran en las figura 1 y 5 para el caso de los reflectores con 2 rejillas de Bragg y para el de una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday. Para cada uno de estos casos se varió la longitud de la cavidad, variando la longitud de fibra dopada con erbio entre 65 cm y 30 m, y para cada uno de estos láseres se midió la emisión espontánea axial y la lateral para diferentes potencias de bombeo.

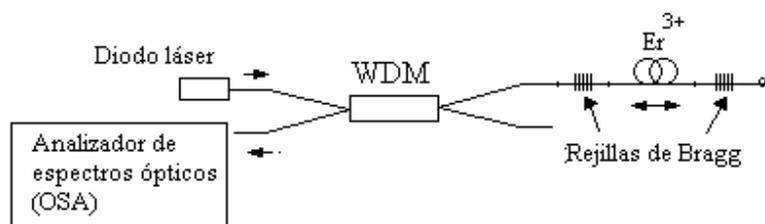


Figura 5. Arreglo experimental del láser de fibra para medir su espectro de fluorescencia.

EMISIÓN ESPONTÁNEA AXIAL

La forma en como se midió la emisión espontánea axial fue primero obteniendo todo el espectro del láser antes y después del laseo a diferentes potencias de bombeo, se tomaron tres puntos del espectro, el primero fue a la longitud de onda donde se presenta el máximo de emisión espontánea, el segundo punto a la longitud de onda donde decae ese máximo y

el tercer punto a la longitud de onda que se encuentra antes de la señal de láser. En la figura 6 se muestra un ejemplo de las tres longitudes de onda que se eligieron para medir.

En la figura 7 se presentan los comportamientos de los espectros axiales de emisión espontánea de la fibra dopada con erbio contra el nivel de bombeo cuando la fibra está dentro de la cavidad láser para dos longitudes de la fibra activa: 30 m y 65 cm. Los gráficos se presentan para dos tipos de láseres: (i) con dos rejillas de Bragg y (ii) una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday. Todas las fibras demuestran crecimiento rápido de potencia de emisión espontánea cuando el bombeo es menor que el umbral. Este crecimiento tiene un comportamiento casi-exponencial por re-absorción y amplificación de emisión por la fibra.

Después de pasar el umbral del láser, la emisión espontánea decae muy fuerte para el caso de la fibra activa larga de 30 m (dos órdenes de magnitud). En caso de la fibra activa corta de 65 cm se cambia la ley de variación de emisión espontánea del crecimiento casi-exponencial a un crecimiento o decaimiento lento que depende de la longitud de onda elegida. Otros casos intermedios de fibras activas con longitudes entre 65 cm a 30 m tienen comportamientos parecidos a los casos ya presentados.

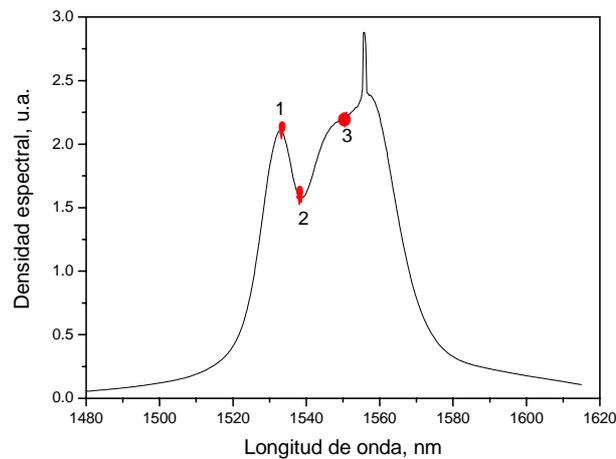
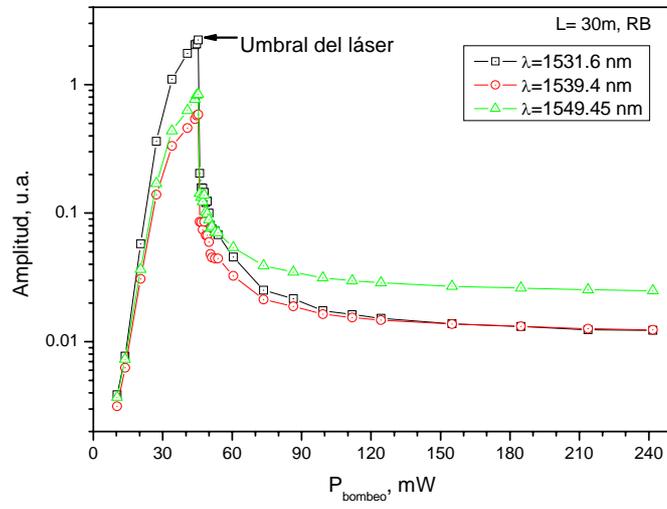
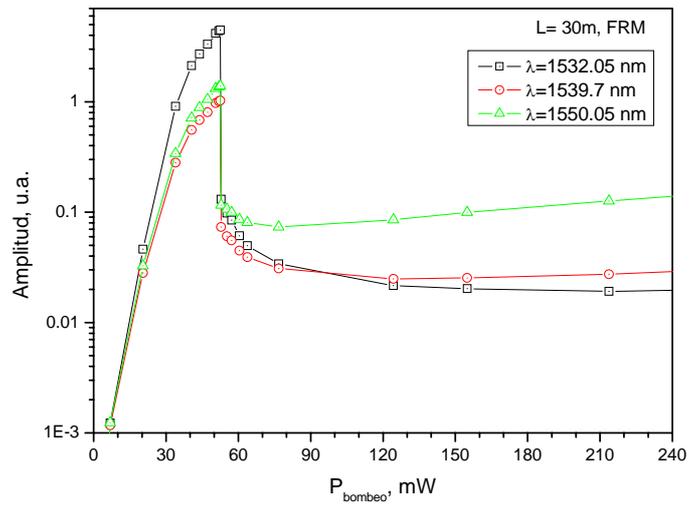


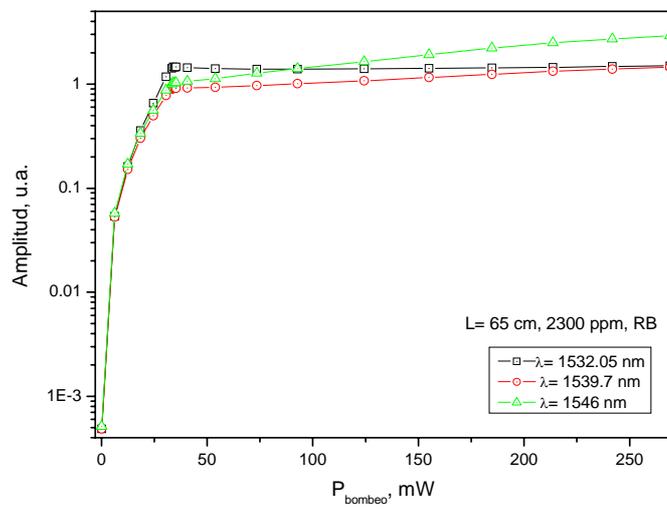
Figura 6. Espectro de emisión espontánea de fibra dopada con erbio. Los tres puntos de medición de fluorescencia de emisión espontánea. El pico cerca de 1555.7 nm corresponde a línea de láser.



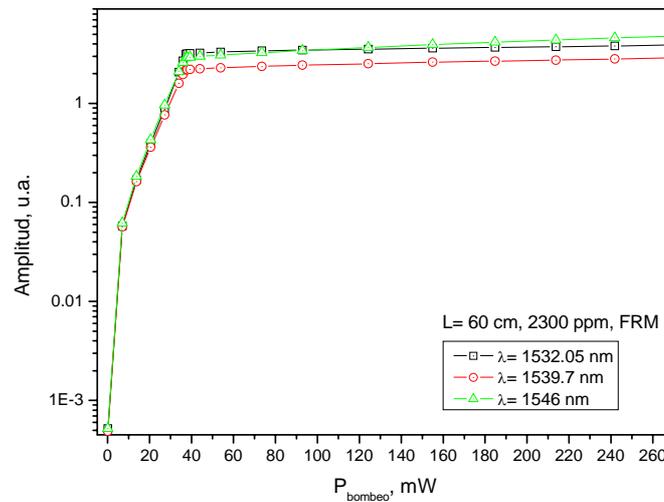
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 7. Gráficas que muestran los tres diferentes puntos de fluorescencia de emisión espontánea a diferentes potencias de bombeo de dos diferentes láseres de fibra óptica. (a) Láser con fibra activa de 30 m con dos rejillas de Bragg, (b) Láser con fibra activa de 30 m con rejilla de Bragg y espejo de Faraday, (c) Láser con fibra activa de 65 cm con dos rejillas de Bragg y (d) Láser con fibra activa de 60 cm con una rejilla de Bragg y espejo de Faraday. La concentración de dopante para la fibra activa de 65 cm y 60 cm fue de 2300 ppm.

EMISIÓN ESPONTÁNEA LATERAL

La forma en como se midió la emisión espontánea lateral, fue colocando el conector, por encima de la fibra dopada con erbio, que va conectado al analizador de espectros ópticos, no importaba exactamente en que posición de alrededor de la fibra se conectara, por lo que es emisión espontánea ésta se emite en todas direcciones. La longitud de onda de toda la fluorescencia emitida que se analizó fue 1532 nm, longitud aproximadamente a la cual el erbio tiene un pico máximo de emisión.

En la figura 8 se muestra el esquema del arreglo experimental que se realizó para medir la emisión espontánea lateral para los distintos láseres de fibra. En la figura solo se muestra un láser con una rejilla de Bragg al extremo, pero para las mismas longitudes de fibra activa se colocó en lugar de la rejilla un espejo de Faraday.

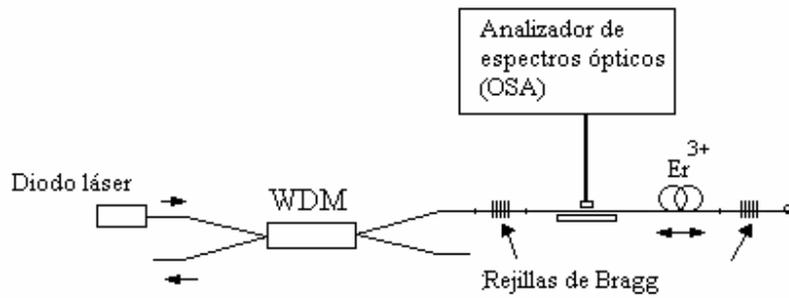
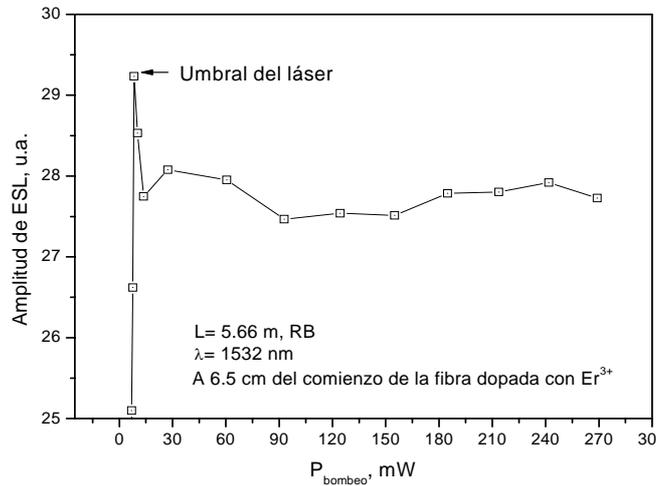
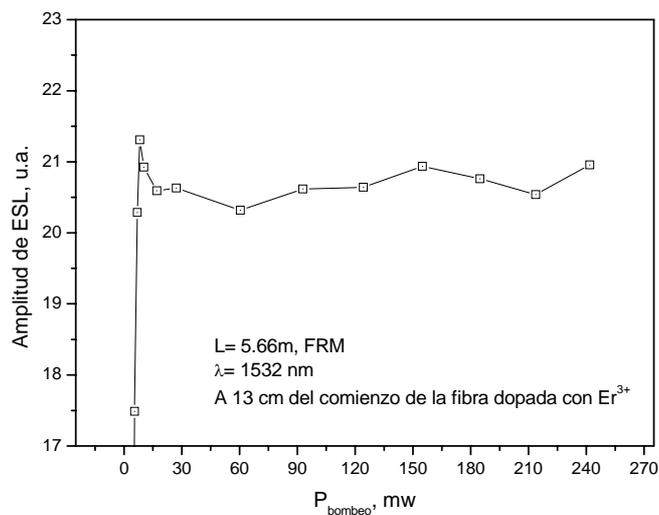


Figura 8. Arreglo experimental del láser de fibra para medir emisión espontánea lateral.

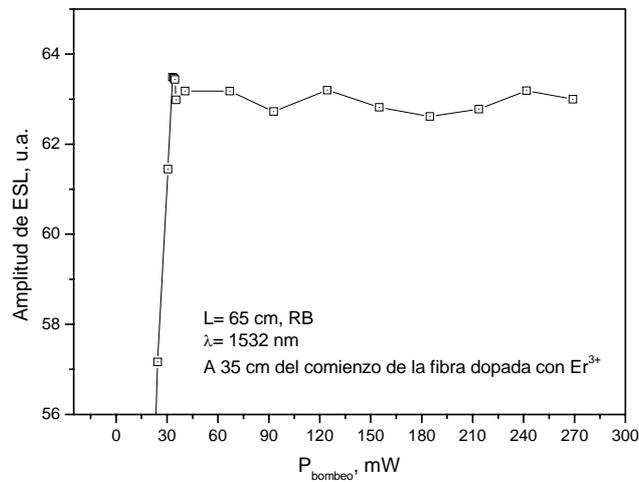
A continuación se muestran las gráficas experimentales obtenidas al medir la emisión espontánea lateral de los distintos láseres de fibra.



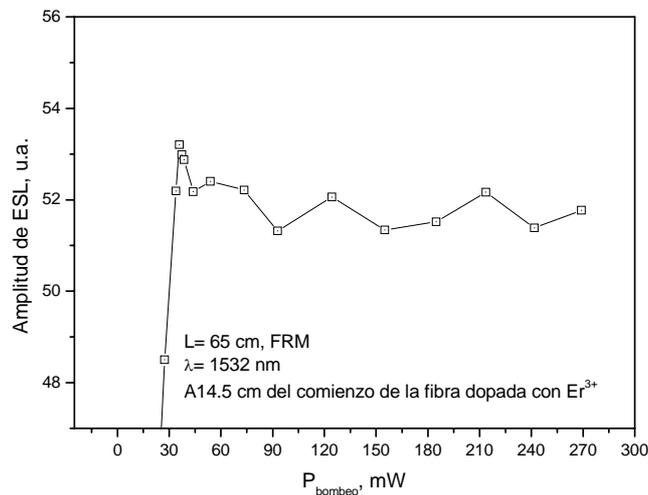
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 9. Gráficas que muestran los tres diferentes puntos de fluorescencia de emisión espontánea lateral a diferentes potencias de bombeo de los diferentes láseres de fibra óptica. (a) Láser con fibra activa de 5.6 m con dos rejillas de Bragg, (b) láser con fibra activa de 5.6 m con rejilla de Bragg y espejo de Faraday, (c) láser con fibra activa de 65 cm con dos rejillas de Bragg y (d) láser con fibra activa de 65 cm con una rejilla de Bragg y espejo de Faraday. La concentración de dopante para la fibra activa de 65 cm fu de 2300 ppm.

Como se puede observar en la figura 9 antes de la potencia umbral la emisión espontánea va aumentando y después del umbral decae suavemente, pero el cambio no es muy evidente con respecto a la emisión espontánea axial, esto significa que la emisión en la dirección radial a la fibra después de alcanzar el umbral se mantiene casi constante tanto en los láseres con reflectores de dos rejillas de Bragg y una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday.

También se puede observar en la figura 9, que la forma de la línea tanto para los láseres con un reflector de rejilla de Bragg y con espejo de Faraday tienen la misma tendencia, pero se puede notar que cuando se tiene el espejo de Faraday las fluctuaciones después de la potencia umbral son mucho más evidentes que cuando se tiene la rejilla de Bragg, esto podría ser debido a los efectos de polarización dentro del láser.

Todos los iones excitados pueden relajarse espontáneamente. Los fotones emitidos espontáneamente son amplificados tanto cuando viajan a través de la fibra y estimulan la emisión de más fotones de iones excitados, fotones que pertenecen al mismo modo del campo electromagnético como el fotón espontáneo original. Este proceso parásito, el cual puede ocurrir a cualquier frecuencia dentro del espectro de fluorescencia de las transiciones amplificadoras, obviamente reduce la ganancia del amplificador. Esto roba fotones que debían de otra manera participar en emisión estimulada de los fotones de la señal. Esto usualmente se refiere a la amplificación de la emisión espontánea, la que limita la cantidad total de ganancia disponible del amplificador. Por lo que la explicación de por qué la potencia de bombeo afecta más a la emisión espontánea axial se debe a la re-absorción y amplificación de la emisión espontánea propagada a través de la fibra dopada.

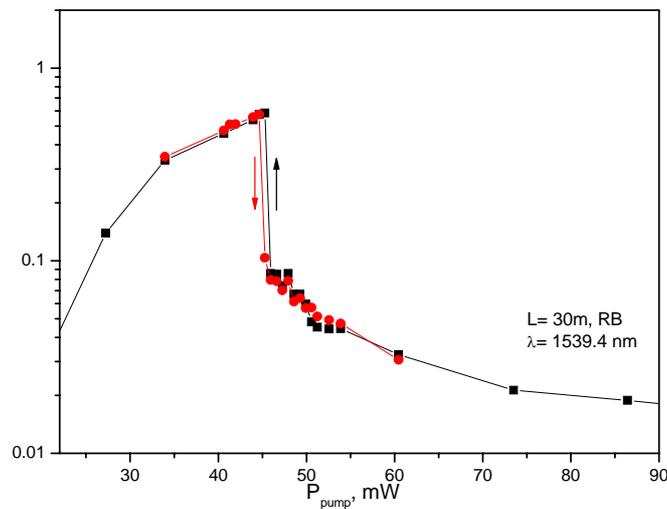
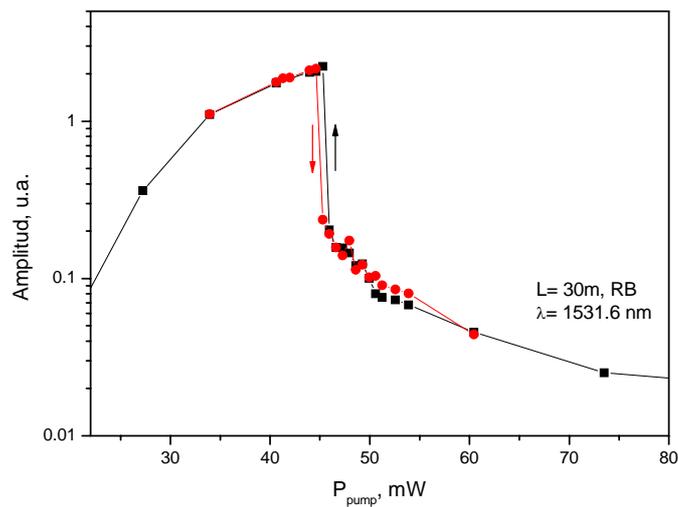
Debido a que la densidad de emisión espontánea y la ganancia de la fibra dependen de la inversión de población (es decir de la potencia de bombeo de la fibra láser) la forma del espectro y la densidad espectral de emisión espontánea registrada en el corte de la fibra es una multiplicación de los espectros de emisión espontánea y de la ganancia integrada a lo largo de la longitud de la fibra. Si la inversión de población decae un poco, también se decae la emisión espontánea lateral, pero por razón de que la ganancia de la fibra decae también la emisión espontánea axial se decae mucho más debido a la integración por la longitud de la fibra. Se sabe que cuando el bombeo se incrementa por arriba del umbral la ganancia total de emisión espontánea de la fibra se disminuye respecto a la ganancia umbral de emisión espontánea, es por eso que en la figura 9 se observa un decaimiento en la emisión espontánea después de la emisión espontánea umbral. De esto resulta que para modos longitudinales con longitudes de onda alrededor de los modos surge al momento de pasar el umbral no se cumpla las condiciones de umbral por falta de ganancia que, en su turno, resulta en un ancho espectral angosto. Dicho de otra manera modos longitudinales que se encuentran muy cercanos entre sí, algunos cumplen con la condición de umbral y otros no por falta de ganancia, y por tanto se reduciría el número de modos longitudinales y por tanto un delgado ancho de línea.

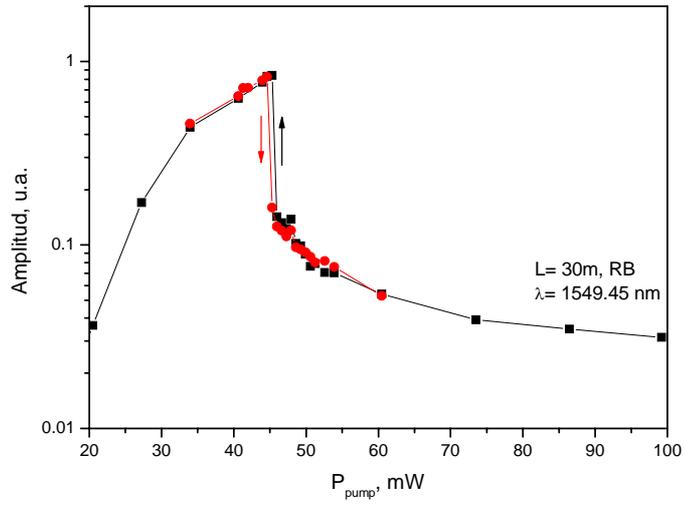
El fenómeno de decaimiento de inversión de población al momento de pasar el umbral también se manifiesta en una histéresis de umbral del láser de fibra dopada con erbio cuando el bombeo se crece o se baja.

6.3 EFECTO DE HISTÉRESIS DE UMBRAL DEL LÁSER DE FIBRA DOPADA CON ERBIO.

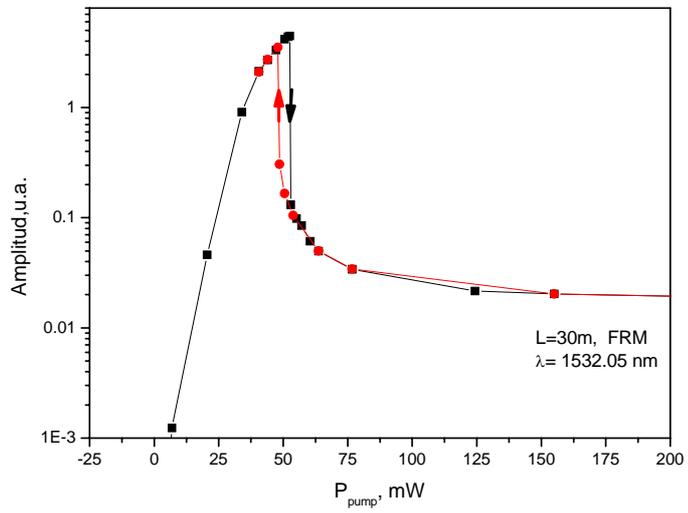
Para ver el efecto de histéresis de umbral en los láseres de fibra óptica dopada con erbio, fue exactamente como se hizo el estudio de emisión espontánea axial, se registraron tres puntos del espectro de fluorescencia, pero los datos que están registrados en las gráficas son cuando se fue aumentando la potencia de bombeo hasta llegar a un punto máximo y de ahí se fue disminuyendo la potencia hasta llegar a una potencia de bombeo mínima.

En la figura 10.a se muestran las gráficas de histéresis de umbral para el láser con fibra activa de 30 m tanto para láseres con dos rejillas de Bragg y una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday, para otras longitudes de fibra activa no se pudo medir histéresis debido a que existe una inestabilidad cerca del umbral.

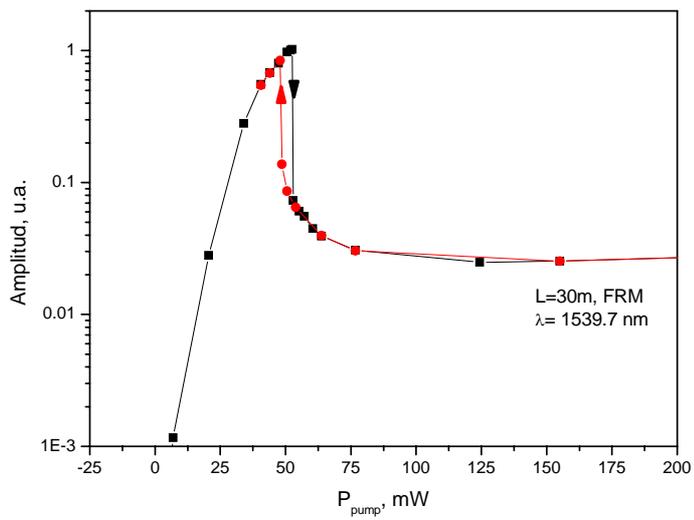




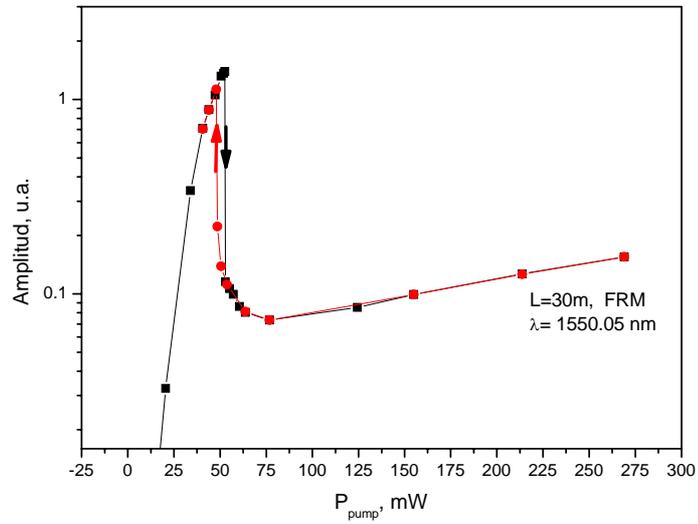
(c)



(d)



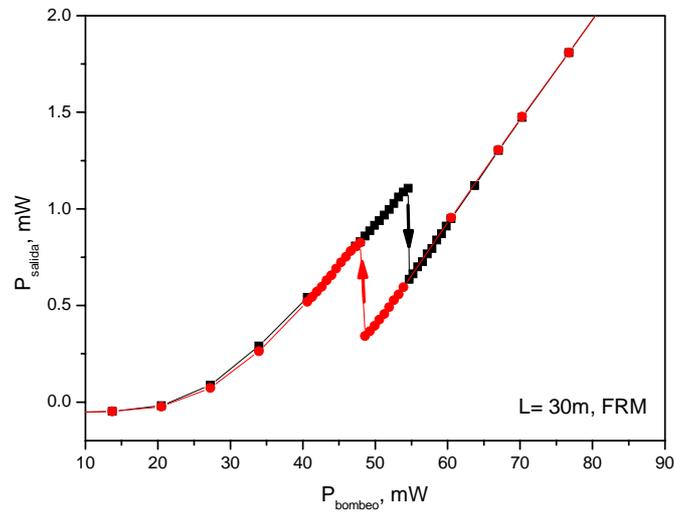
(e)



(f)

Figura 10.a Gráficas que muestran la histéresis de umbral para láseres con una longitud de fibra activa de 30m. Para el láser con dos rejillas de Bragg los tres puntos de la fluorescencia correspondientes son : (a) $\lambda=1531.6$, (b) $\lambda=1539.4$ y (c) $\lambda=1549.4$. Para el láser con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday, los puntos de la fluorescencia son: (d) $\lambda=1532.05$, (e) $\lambda=1539.7$ y (f) $\lambda=1550.05$ nm.

En la figura 10.b se muestran las gráficas de potencia de salida del láser de fibra óptica contra la potencia de bombeo, mostrando también la histéresis de umbral.



(a)

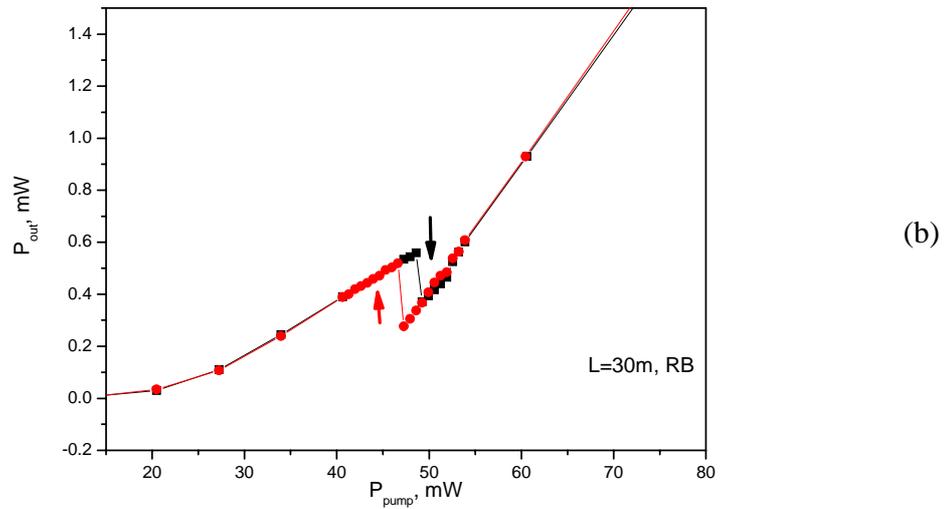


Figura 10.b Gráficas que muestran la potencia de salida contra la potencia de bombeo y la histéresis de umbral para láseres con una longitud de fibra activa de 30m. (a) Como reflectores una rejillas de Bragg y un espejo de Farady y (b) dos rejillas de Bragg.

Como se observa en los gráficos la potencia umbral es mayor cuando se va bombeando de subida y la potencia umbral es menor cuando se va bombeando de regreso. La explicación de porqué el umbral cambia cuando el bombeo se crece o se baja, es que para alcanzar el umbral de subida es necesario que la ganancia de la fibra de un viaje completo supere las pérdidas dentro de la cavidad de éste viaje, una vez que esto sucede, el láser empieza a lasear, y la ganancia va aumentando conforme se vaya aumentando el bombeo, cuando el bombeo se disminuye, de todos modos existe o existía ganancia de la señal y por tanto al llegar al umbral las pérdidas dentro de la cavidad se ven disminuidas y por lo tanto la potencia umbral disminuye.

También se puede ver que el comportamiento de umbral de histéresis es el mismo para ambas configuraciones del láser de fibra óptica, pero el cambio de potencia de umbral es mucho más evidente en el láser con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday. También se pudo comprobar que la histéresis de umbral es sobre todo el espectro de fluorescencia, es decir, para cualquier longitud de onda de dicho espectro. Como ya había mencionado la histéresis no se pudo ver en otros láseres con diferentes longitudes de fibra activa debido a la inestabilidad que existe cerca del umbral.

6.4 ESTUDIO EXPERIMENTAL DE MODOS LONGITUDINALES DEL LÁSER DE FIBRA ÓPTICA

Este estudio experimental se llevo a cabo con el fin de ver el comportamiento de los modos longitudinales de los distintos láseres de fibra óptica cuando éstos tenían como reflectores: (i) dos rejillas de Bragg y (ii) una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday. En la figura 11 se muestra el arreglo experimental para obtener el comportamiento del batido de modos longitudinales, para el caso (ii) en lugar de la rejilla de Bragg del extremo derecho se coloca un espejo de Faraday.

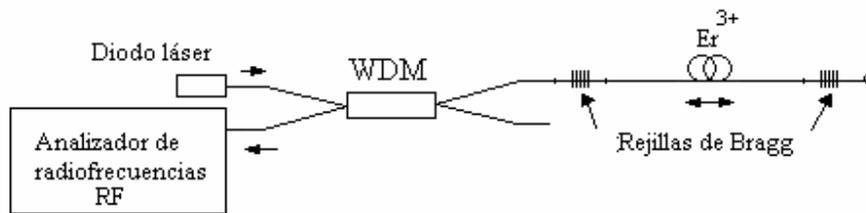


Figura 11. Arreglo experimental para obtener el batido de modos longitudinales del láser de fibra óptica dopada con erbio.

De cada uno de los diferentes láseres de fibra óptica se midió la distancia entre el batido de modos longitudinales, tanto para los láseres con dos rejillas de Bragg y láseres con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday. Para la segunda configuración el láser con longitud de fibra activa $L_{f.a.}$ de 30 m se reportó una distancia entre modos ΔF de 3.047 MHz, para $L_{f.a.} = 20$ m $\Delta F = 5.84$ MHz, $L_{f.a.} = 10$ m $\Delta F = 7.05$ MHz, $L_{f.a.} = 5.660$ m $\Delta F = 10.33$ MHz, $L_{f.a.} = 2.8$ m $\Delta F = 23.15$ MHz y $L_{f.a.} = 1.4$ m $\Delta F = 33.61$ MHz. La longitud de la cavidad láser se calcula usando la siguiente fórmula:

$$L_{cav} = \frac{c}{2n\Delta F} \quad (6.1)$$

En la siguiente tabla se muestran las longitudes de la cavidad reales calculadas con la fórmula 6.1 y se muestran las longitudes del medio activo (fibra dopada) restando la medición de las colas de la fibra (sin tomar en cuenta la longitud efectiva de la rejilla, ya que la fórmula 6.1 es para láseres formados con espejos convencionales).

$L_{cav}(\text{real}), \text{ m}$	$L_{\text{medio activo}}, \text{ m}$
33.72	32.12
17.59	15.99
14.57	12.97
9.94	8.34
4.44	2.84
3.06	1.46

Tabla 1. Longitudes de la cavidad reales y de fibra activa. Solo para láseres con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday.

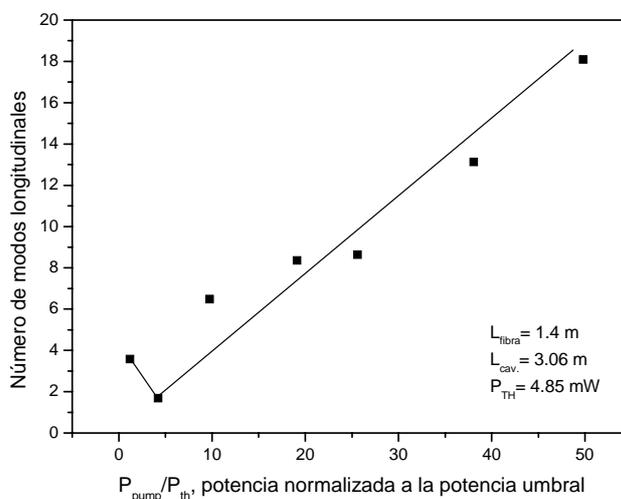
Como se puede observar en la tabla 1, los resultados físicos con los teóricos prácticamente coinciden, (recordando que la longitud efectiva de la rejilla no se tomó en cuenta) por lo que se puede decir que la medición de la distancia entre modos corresponde efectivamente con las longitudes de las cavidades láser.

El número de modos longitudinales generados por el láser se calcula usando la siguiente formula:

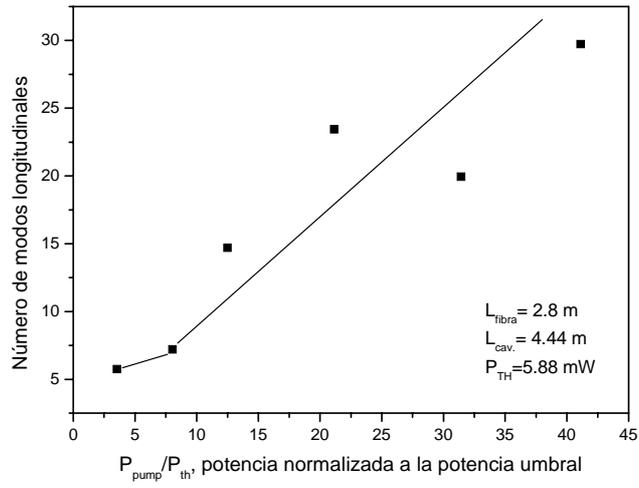
$$N = \frac{\Delta f}{\Delta F} = \Delta f \times \frac{2nL_{cav}}{c}, \quad (6.2)$$

donde n es el índice modal de la fibra (aproximadamente 1.46), ΔF es la distancia entre modos y c es la velocidad de luz en el vacío.

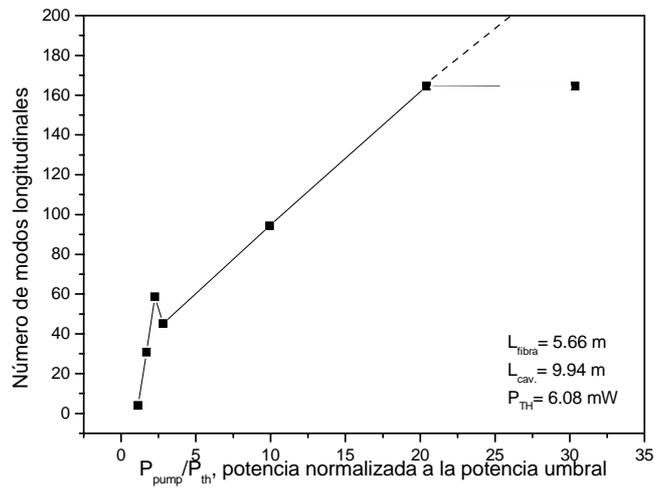
En la siguiente figura se muestran las gráficas de modos longitudinales contra la potencia normalizada a la potencia umbral, para distintas longitudes activas de la cavidad de los distintos láseres de fibra óptica.



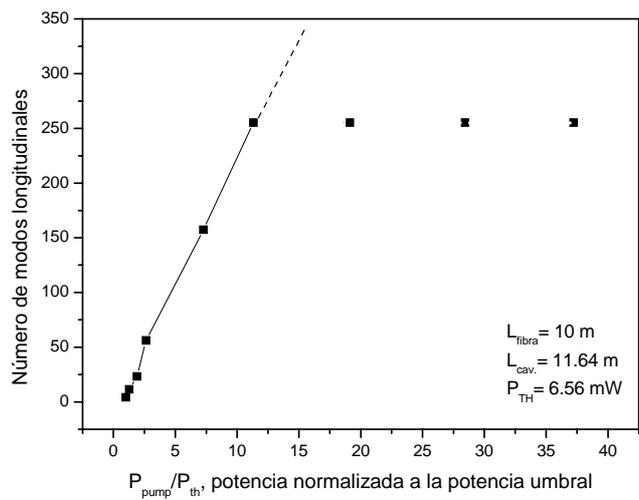
(a)



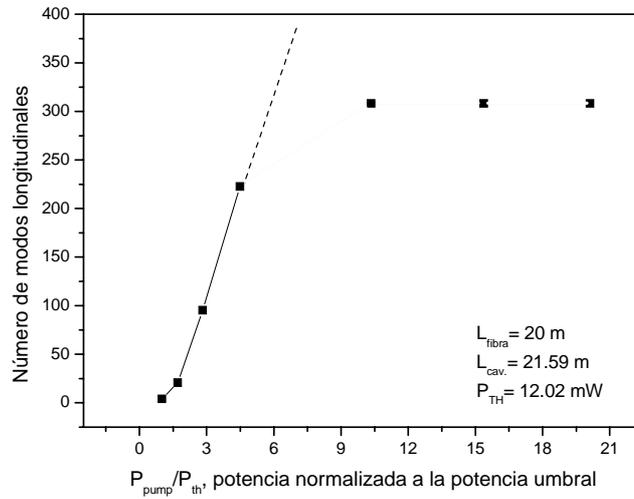
(b)



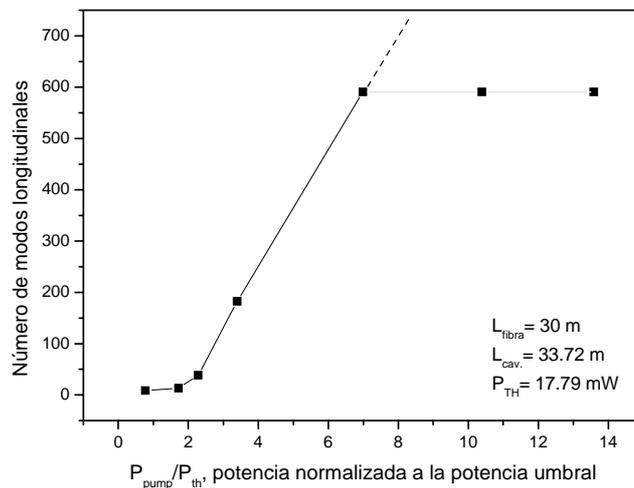
(c)



(d)



(e)



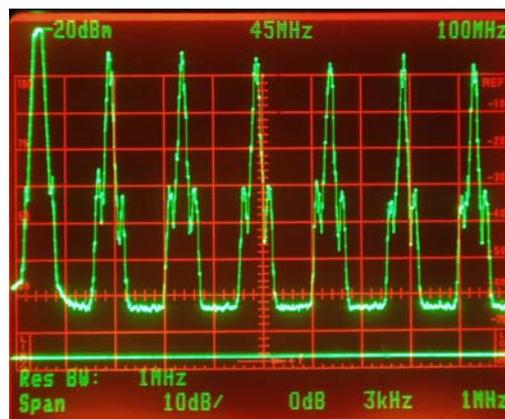
(f)

Figura 12. Gráficas de número de modos longitudinales contra potencia normalizada a la potencia umbral de láseres de fibra con diferentes longitudes de cavidad y dos rejillas de Bragg.

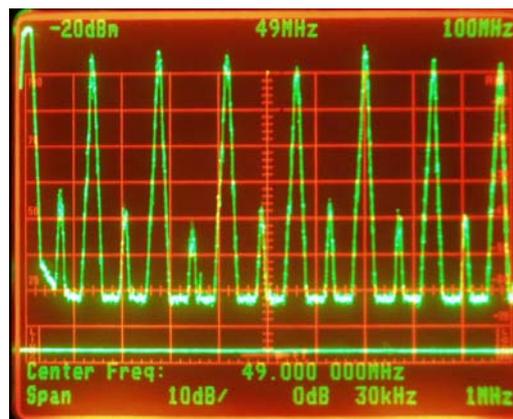
Cuando la longitud de la cavidad aumenta, el número de modos puede aumentar y seguir cumpliéndose la condición de estado estable, y por lo tanto la distancia entre modos disminuye y de manera contraria entre menor sea la longitud de la cavidad de un láser de fibra óptica, solo pocos modos longitudinales (además de estar restringidos por el ancho espectral de la o las rejillas) caerán dentro del espectro de los reflectores, debido a la separación entre ellos y por tanto un ancho espectral pequeño. También cuando aumenta la inversión de población (es decir la potencia de bombeo de láser) aumenta la ganancia de otros modos longitudinales que antes no la alcanzaban suficientemente, por lo que aumenta el número de modos longitudinales que oscilan dentro de la cavidad láser y por tanto

también el ancho espectral del láser. El comportamiento de las gráficas de la figura 12 es el mismo para láseres de fibra dopada con erbio con dos rejillas de Bragg. Para el caso de la rejilla de Bragg con el espejo de Faraday se esperaba que la distancia entre modos longitudinales fuera de tal manera que permitiera una longitud doble de la cavidad, ya que el espejo de Faraday rota la polarización 90° en el primer viaje y al llegar la luz por segunda vez a éste rotaría la polarización otros 90° que en total sería 180° y finalmente estaría en su estado inicial.

Como se puede observar en la figura 13 la distancia entre batidos de modos longitudinales es prácticamente la misma tanto para láseres con dos rejillas de Bragg (Figura 13 (a)) y para láseres con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday (Figura 13 (b)), por lo que no se explica porque la distancia entre modos de ésta segunda configuración de láser no es la mitad de la distancia entre modos para la longitud de la cavidad de un viaje completo dentro de la cavidad láser. Entonces la distancia entre frecuencias de relajación en el láser de fibra con un espejo de Faraday si cumplen con la longitud doble de la cavidad, respecto a la distancia entre frecuencias de relajación del láser con dos rejillas de Bragg.



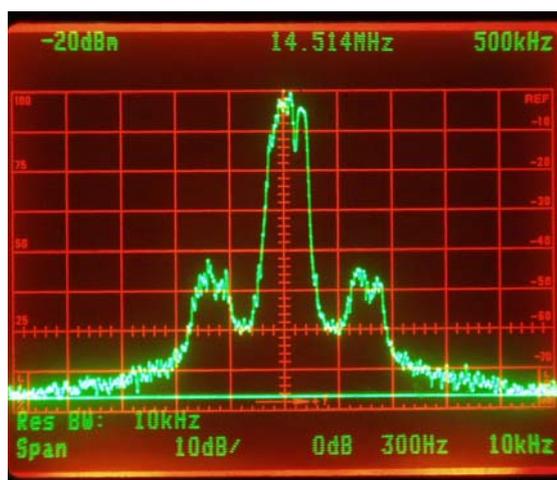
(a)



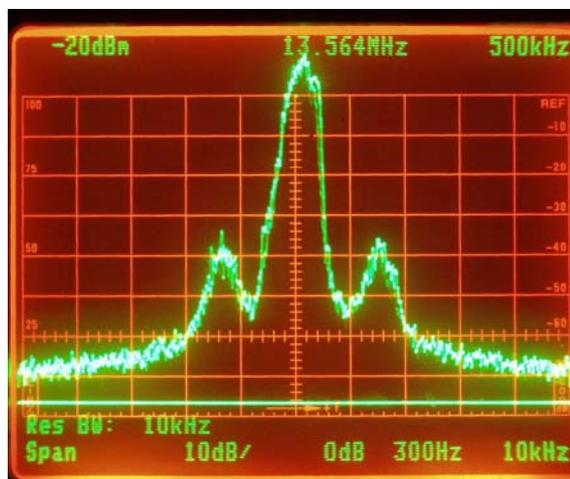
(b)

Figura 13. Batido de modos. Distancia entre modos longitudinales cuando: (a) los reflectores de la cavidad son dos rejillas de Bragg y (b) una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday. Para ambos casos la longitud de fibra dopada con erbio era de aproximadamente 5.66 m.

En la figura 13 (b) se ven unos picos al lado de los modos, que corresponden a la modulación de la potencia del láser con frecuencia de relajación del medio activo. En la figura 14 se muestra un acercamiento del batido de un modo longitudinal, como se puede observar parece ser que el comportamiento del modo longitudinal es el mismo para ambas configuraciones de láser de fibra óptica. De éste gráfico podemos ver que la frecuencia de relajación es aproximadamente 75 KHz (distancia entre picos correspondientes a un batidos de modos longitudinales y a los picos laterales).



(a)



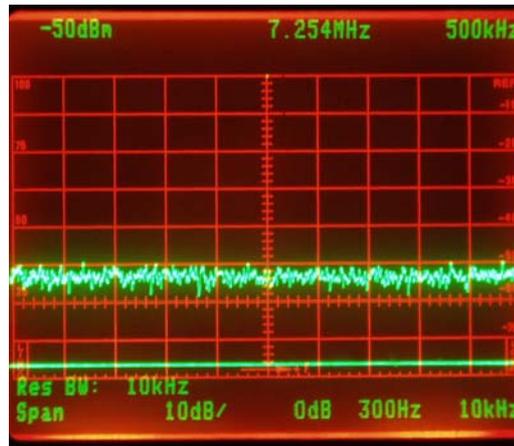
(b)

Figura 14. Acercamiento del batido de un modo longitudinal del láser de fibra (a) con dos rejillas de Bragg y (b) una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday.

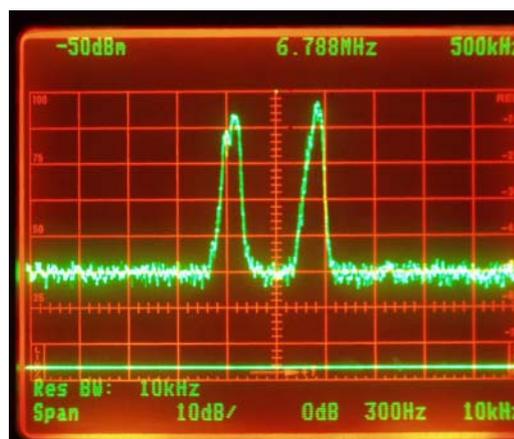
En la siguiente figura se muestra un acercamiento de lo que existe en medio de la distancia entre los modos longitudinales, como se puede observar para láseres con dos rejillas de Bragg no hay nada, también puede verificarse de la figura 13 (a) y para láseres

con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday existen picos entre frecuencias de batidos de modos longitudinales que corresponden a la frecuencia de oscilación con frecuencia de relajación del medio activo, pero no existe pico de batidos que corresponde a la longitud doble de la cavidad del láser.

Lo anterior puede ser explicado por la siguiente razón: El espejo de Faraday rota el estado de polarización 90° , entonces la onda que entra se refleja del espejo con rotación de polarización 90° y después se propaga hasta el otro reflector (rejilla de Bragg) y regresa nuevamente al espejo de Faraday. El estado de polarización se rota nuevamente 90° (180° en total). Finalmente después de dos vueltas completas dentro de la cavidad, la onda está en contr fase con la onda inicial y se compensan totalmente, es por eso que no existe la onda del modo longitudinal que corresponda a la longitud doble de la cavidad. A las señales correspondientes debido a la modulación de la potencia de láser con frecuencia propia del medio activo no existe esta compensación porque su frecuencia no se cumple como una frecuencia propia de la cavidad.



(a)



(b)

Figura 15. Acercamiento de lo que existe a la mitad de la distancia entre dos modos longitudinales para láseres de fibra (a) con dos rejillas de Bragg y (b) una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday (ver figura 13).

De todo el análisis de éste capítulo tanto para láseres con dos rejillas de Bragg y para láseres con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday, se muestra que el comportamiento para ambas configuraciones es prácticamente el mismo, incluso en el comportamiento entre modos longitudinales, es decir, entre frecuencias propias de la cavidad. Por lo que la mejor configuración y de mayor provecho es la del láser con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday. La principal razón es porque el láser con el espejo de Faraday funciona de manera mas estable debido a la compensación de birrefringencias (aleatorias en el tiempo) inducidas por condiciones ambientales. También esto es muy importante para su aplicación de láseres de fibra en sensores y entre otros.

Con la primera configuración para obtener la resonancia y la amplificación de la señal dentro de la cavidad láser es necesario que las dos rejillas de Bragg estén centradas aproximadamente en la misma longitud de onda y un desplazamiento de la longitud de onda de una rejilla con respecto a la otra se perdería la resonancia y más si los anchos espectrales de éstas son muy pequeños, sin embargo con el láser con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday si existe un desplazamiento en la longitud de onda en la rejilla no se perdería la resonancia ya que el espejo de Faraday tiene un amplio ancho espectral con respecto a la rejilla y esto facilitaría la realización de un láser sintonizable, por lo que se menciona que ésta configuración es la mejor y de mayor provecho.

CAPÍTULO 7

APLICACIÓN DEL LÁSER DE FIBRA DOPADA CON Er^{3+} PARA MEDIR ESPECTROS DE REJILLAS DE BRAGG CON MUDULACIÓN POR DOBLAMIENTO PERIÓDICO.

En esta sección se explicará una de tantas aplicaciones de los láseres de fibra óptica dopada con alguna tierra rara, en nuestro caso, dopados con erbio. La aplicación es medir espectros con alta resolución de rejillas de Bragg por medio de la modulación de la rejilla que forma parte del láser de fibra óptica.

Por lo primero que se partió fue comprobar que con el analizador de espectros ópticos con el que se contaba era imposible resolver eficazmente el espectro de cualquier rejilla de Bragg que midiera por debajo de los 50 pm, la cual era la resolución del analizador de espectros ópticos. Entonces se obtuvieron los espectros de la rejilla con diferentes resoluciones, es decir, 50, 100 y 200 pm. La rejilla que se utilizó tenía un ancho espectral de 160 pm y una reflectancia del 93.2 % según el fabricante (ver Figura 1).

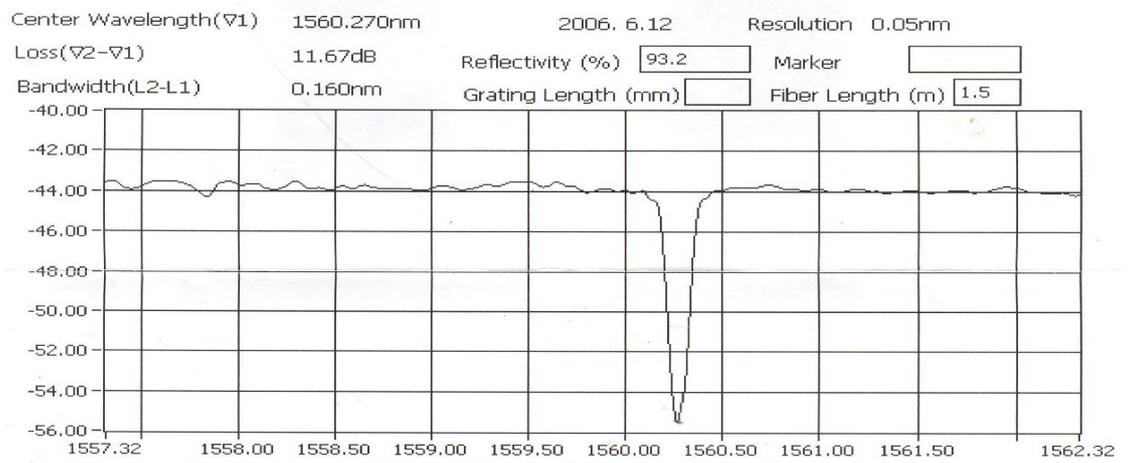


Figura 1. Espectro de la rejilla de Bragg dado por el fabricante

En la figura 2 se muestra el arreglo experimental que se utilizó para medir el espectro de reflectancia de la rejilla de Bragg. Cuando el diodo láser bombea a la fibra dopada por debajo del umbral, el erbio emite fluorescencia de emisión espontánea. Además como la fluorescencia se extiende cerca de los 200 nm con una amplitud máxima alrededor

de los 1500 nm, con esto es más que suficiente como una fuente de luz “blanca” para obtener espectros de las rejillas con anchos espectrales de unas decenas a unos cientos de picómetros con longitudes centrales en un rango aproximadamente de 1450 a 1650 nm (ver Figura 4 en capítulo 5). Por otra parte como la potencia de emisión espontánea es mayor por detrás que por delante de la fibra dopada, es por eso que la rejilla se colocó en la salida de 1550 nm del WDM y no en el otro extremo de la fibra dopada. Aunque en realidad la potencia no es muy importante, ya que se quiere medir espectros y no amplitudes, pero de todos modos se conecta de la forma más ideal.

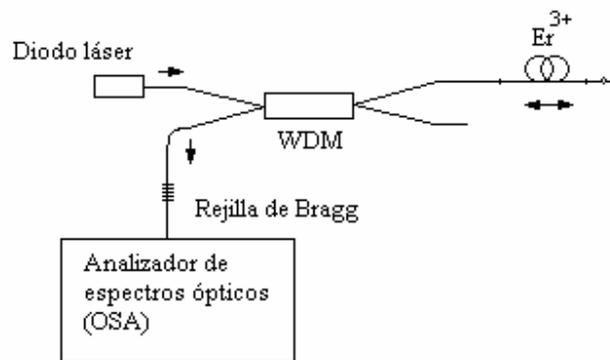


Figura 2. Arreglo experimental para medir el espectro de reflectancia de la rejilla de Bragg.

Como ya se mencionó que se midieron los espectros con diferentes resoluciones, posteriormente se obtuvo los espectros de transmitancia y finalmente se midió el ancho espectral y la reflectancia de la rejilla con diferentes resoluciones. En la figura 3 se muestran los espectros experimentales.

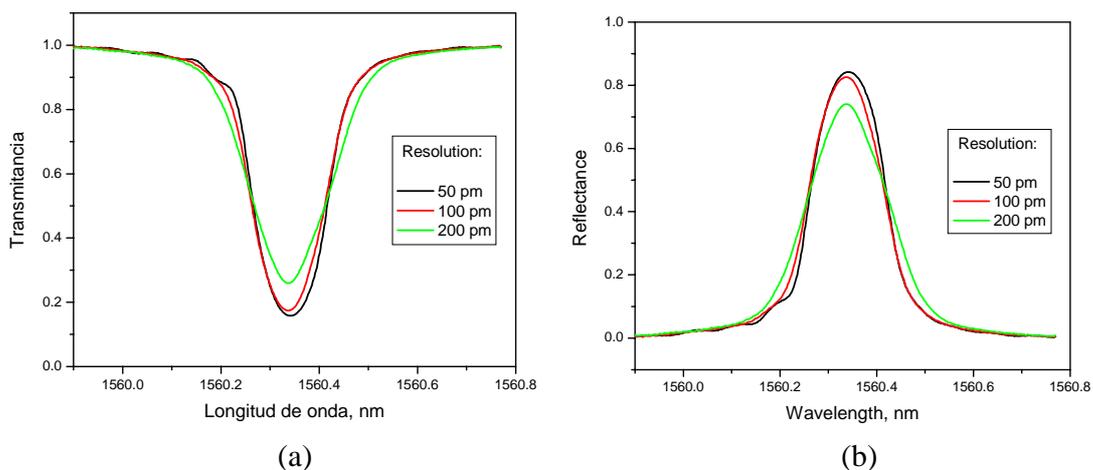


Figura 3. Espectros de (a) transmitancia y (b) reflectancia de la rejilla obtenidos con diferentes resoluciones.

En la figura anterior se puede observar que la transmitancia va disminuyendo conforme se disminuye la resolución y el ancho espectral va aumentando, por lo que es evidente que es muy importante la resolución del sistema de medición o la herramienta de medición y entre mas grande sea la resolución con respecto al orden en el que se encuentra la señal a medir, el valor de la medición será mucho mas exacta.

Una vez que se ha demostrado que la resolución del sistema es importante para medir los anchos espectrales de la rejilla y que no es suficiente con el analizador de espectros de 50 pm de resolución, se propone el método de modulación del láser de fibra óptica dopada con erbio. Pero antes se saca y se mide el espectro de la rejilla que se quiere analizar con el láser sintonizable que tiene un ancho de línea de 150 KHz (1.15×10^{-3} pm, lo que es mucho menor que el ancho espectral de la rejilla de Bragg), es decir una resolución mucho más grande para tener una referencia de lo que mas o menos tendríamos que obtener por medio de la modulación del láser de fibra óptica.

MODULACIÓN DEL LÁSER SINTONIZABLE COMERCIAL (TUNICS plus)

En la figura 4 se muestra el arreglo experimental que se utilizó para medir el ancho espectral de la rejilla por medio del láser sintonizable y el osciloscopio.

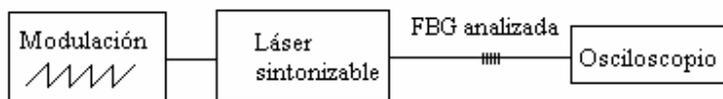


Figura 4. Arreglo experimental para obtener el espectro de la rejilla por medio del láser sintonizable.

En la siguiente figura se muestra el espectro de transmitancia de la rejilla obtenido en el osciloscopio por medio del láser sintonizable. El rango de modulación del láser sintonizable fue de 1.2 nm que fue desde 1559.7 a 1560.9 nm, se puede observar que en las colas de la señal muestran unas líneas rectas, esto debido a que el láser sintonizable no emitía en esas longitudes de onda y el osciloscopio no reportaba señal. El ancho espectral calculado fue de 159 pm medido a 3 dB de la reflectancia, la cual resultó ser del 95.8 %.

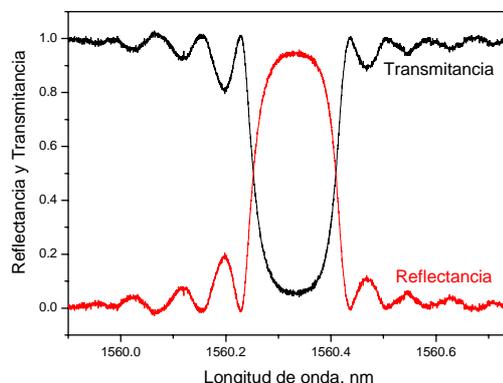


Figura 5. Espectro de la rejilla tomado con el láser sintonizable y visto en un osciloscopio. Ancho espectral 158.9 pm.

Se puede observar que el espectro está mucho más definido en comparación con el OSA y además con las curvas del fabricante que se muestra en la figura 1. Existen unos picos laterales en el espectro de la figura 5 que no se pueden observar en el espectro reportado por el fabricante.

MÉTODO DE MODULACIÓN DEL LÁSER DE FIBRA ÓPTICA

Lo primero que se hizo antes de llevar a cabo el método de modulación de la rejilla del láser de fibra óptica, fue ver la respuesta de la rejilla cuando se modula. La forma como se moduló la rejilla fue la siguiente:

Se tenía un solenoide al cual se le conectó un generador de funciones para poder alimentarlo con una señal sinusoidal a una frecuencia de 15.2 Hz con un cierto voltaje pico. Esto se hizo con el fin de que el solenoide generara un campo magnético, enfrente de éste se colocó la rejilla de Bragg tendida sobre una lámina en uno de sus extremos la cual tenía un imán con un alto valor de campo magnético, el solenoide se coloca enfrente del imán de tal manera que existiera una fuerza de repulsión o atracción entre ellos, y provocara movimiento en la lámina. Al momento que existe una fuerza de atracción la lámina se curva hacia adentro provocando que el periodo de la rejilla disminuya y por lo tanto la longitud de Bragg disminuye o se recorra una valor hacia atrás, cuando existe una fuerza de repulsión el periodo de la rejilla aumenta provocando que la longitud de Bragg aumente. Este fenómeno hace que la longitud de Bragg aumente gradualmente hacia delante o hacia atrás debido a la modulación sinusoidal de de la rejilla. En la figura 6 se muestra el arreglo experimental que se utilizó para llevar a cabo la modulación de la rejilla.

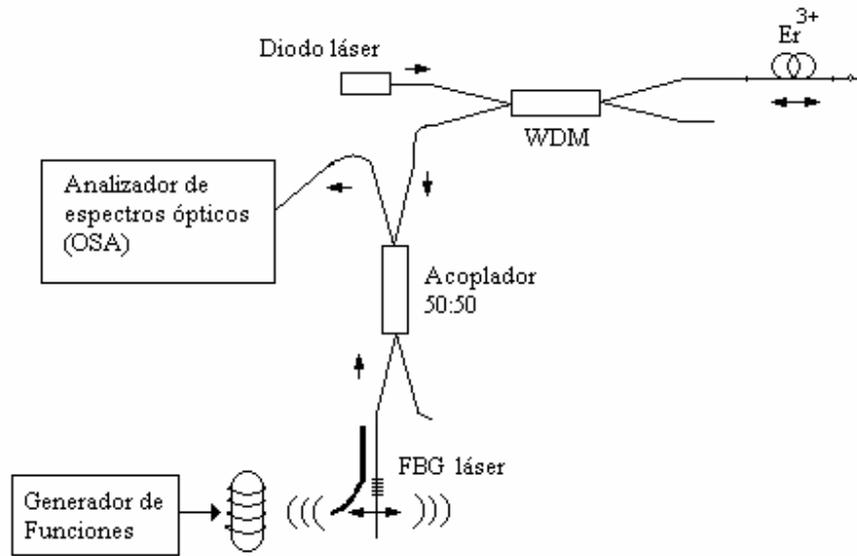


Figura 6. Arreglo experimental para obtener el espectro de reflectancia de la rejilla bajo modulación.

Es evidente que la modulación que se llevó a cabo fue por estrés de curvatura y no por estrés lateral, es decir, a lo largo de la rejilla. Esto último se puede implementar por medio de un piezo cerámico y modulando el campo eléctrico, el piezo cerámico se expandirá o se comprimirá provocando una modulación lateral en la rejilla que estaría pegada a esta pieza.

Se mencionó anteriormente que la señal de modulación se encontraba a un cierto voltaje y frecuencia, el valor de amplitud de 10 volts pico con una frecuencia de 15.2 Hz fue el valor a la cual la lámina tenía una amplitud física medible, es decir, se procuró que la rejilla no sufriera algún daño físico y además el rango de modulación estaba un poco arriba de 1 nm, mas que suficiente para barrer el espectro de la rejilla. Entonces una vez encontrada la frecuencia de modulación, se obtuvo el ancho de modulación variando la amplitud de la señal sinusoidal para escoger el valor de amplitud de voltaje al cual el rango de modulación era suficiente, para este caso 300 pm bastaban para barrer la rejilla de Bragg, ya que el proveedor registraba un ancho de banda de 160 pm. Además se varió el voltaje de la señal para ver el comportamiento con respecto al ancho de modulación.

En la siguiente figura se muestran los resultados de haber modulado la rejilla de Bragg a diferentes voltajes de la señal sinusoidal y el comportamiento con respecto al ancho de modulación de la rejilla.

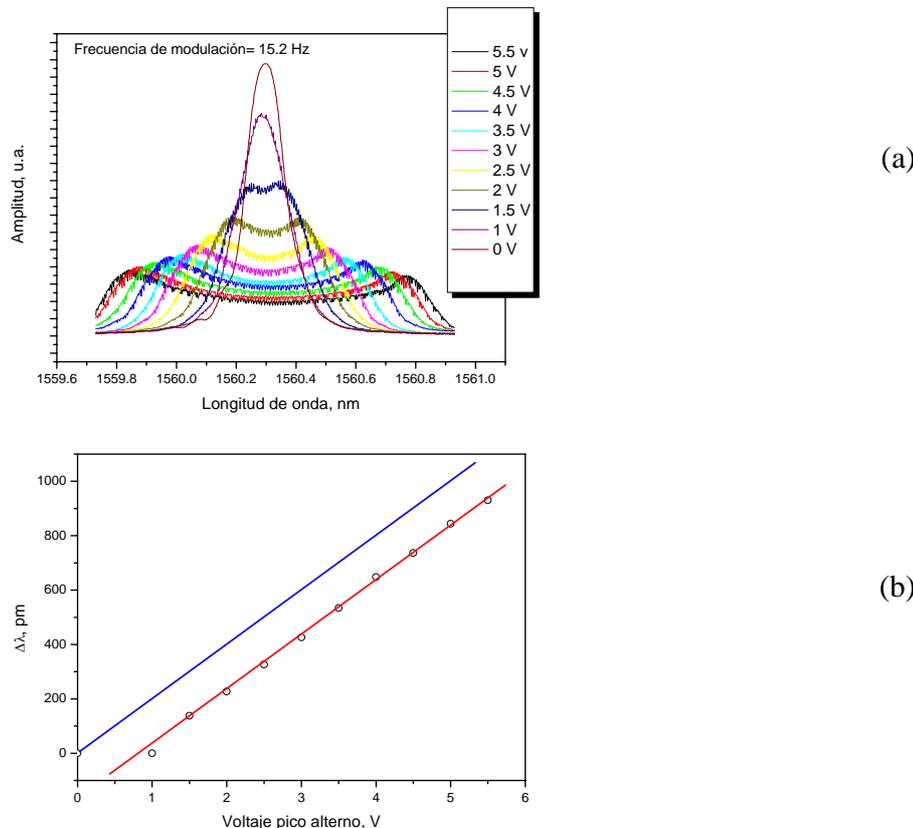


Figura 6. Gráficas que muestran distancia entre picos como resultado de la modulación de la rejilla. (a) Reflectancia contra longitud de onda de modulación a diferentes voltajes de modulación y (b) ancho de modulación contra el voltaje de modulación. La línea roja – distancia entre picos, la curva azul – magnitud de modulación de posición del pico de reflexión de la rejilla de Bragg real (ver Apéndice 1).

Se puede observar en la figura 6(a) que el espectro de transmitancia de la rejilla modulada para los distintos voltajes de modulación es un espectro promediado y la gráfica 6(b) presenta un comportamiento lineal, esto es bueno, porque si las condiciones del sistema no se modificaran uno podría escoger fácilmente cualquier ancho de modulación, modulando con el voltaje indicado por la gráfica.

Después de haber modulado la rejilla y de haber obtenido los resultados se prosiguió a modificar el arreglo experimental para medir finalmente el espectro de la rejilla que se quería analizar. En la figura 7 se muestra el arreglo experimental para realizar tal cometido. Cabe mencionar que al principio se tenía el arreglo disminuido de la figura 7 que se encuentra en la parte derecha, cuando se fijó el generador de funciones a un voltaje con respecto a la gráfica 6(b) se obtuvo el espectro de la rejilla y a la hora de analizar los datos y obtener el resultado numérico del ancho espectral, nos dimos cuenta que era un resultado erróneo, por lo el rango de modulación había cambiado, es decir, de alguna manera las

condiciones del sistema se habían modificado, entonces para obtener el rango de modulación real se optó finalmente por el arreglo experimental de la figura 7, como se puede observar al mismo tiempo se pueden registrar el espectro de la rejilla y el rango de modulación, sin temor a equivocarse.

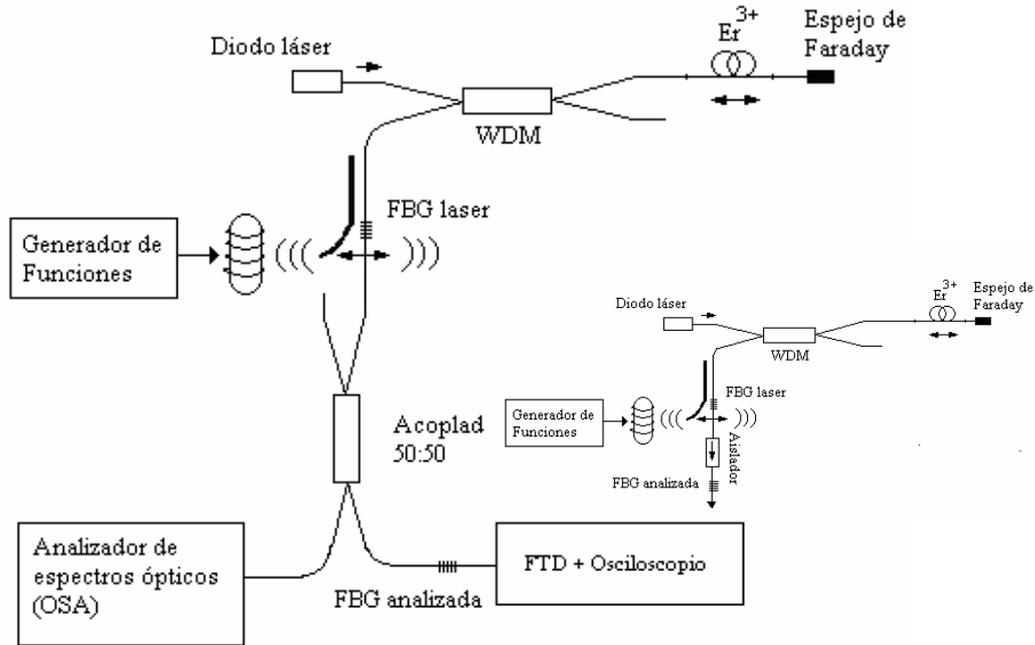
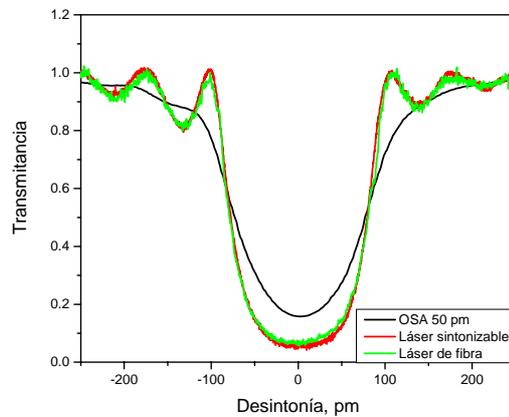


Figura 7. Arreglo experimental para la modulación del láser de fibra óptica y obtener el espectro de la rejilla que se quiere analizar. En la parte derecha del dibujo se encuentra un arreglo alternativo.

En la figura siguiente se tiene el espectro experimental de transmitancia de la rejilla analizada, resultado de haber modulado la rejilla que forma parte del láser de fibra óptica. El espectro de reflectancia también se grafica.



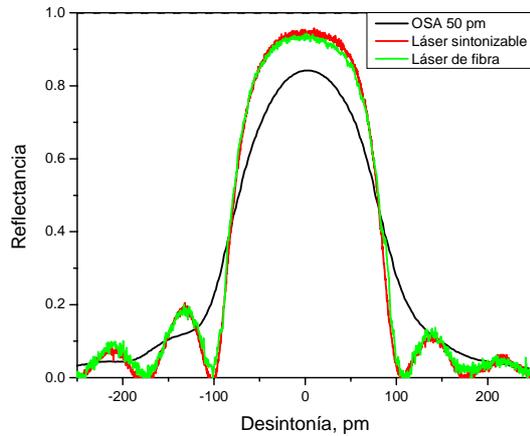


Figura 8. Espectro de la rejilla obtenido con el método de modulación del láser de fibra óptica (curva verde). La longitud de fibra activa del láser de la figura 7 fue de 2.8 m, por lo que se dice que la resolución del sistema fue menos de 5 pm, ya que el láser con ésta longitud de fibra activa a una potencia 42 veces la potencia umbral se tiene aproximadamente un ancho espectral de 700 MHz que corresponden a menos de 5 pm. Para comparación los espectros obtenidos con la OSA (curva negra) y el láser sintonizable (curva roja) también se presentan.

El ancho espectral de la rejilla que se analizó resultado de la modulación del láser de fibra óptica fue de 155 pm con una reflectancia del 94%, además como se puede observar el espectro está mucho más definido que el espectro registrado por el proveedor y es comparable con el obtenido con la modulación del láser sintonizable comercial TUNICS plus, entonces se puede decir que la aplicación del láser de fibra óptica dopada con erbio para medir espectros de rejillas de Bragg con alta resolución es viable y por ahora es la mejor solución en esta institución por algunas razones en particular. En la figura 9 se muestran los datos experimentales de medición de los parámetros de una rejilla de Bragg los cuales dependen de la resolución espectral del medidor.

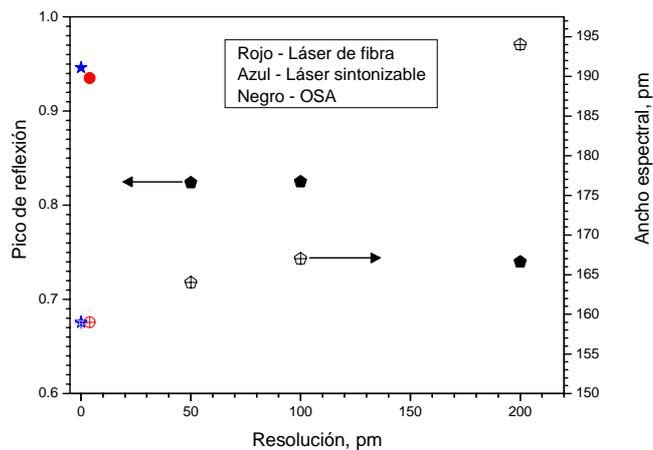


Figura 9. Gráfica de diferentes parámetros (pico de reflexión y ancho espectral) de la rejilla de Bragg contra la resolución. Los símbolos rellenos - picos de reflexión y los símbolos si rellenar – ancho espectral.

Con respecto a la figura 9, como se puede observar los datos del láser sintonizable y del láser de fibra son prácticamente los mismos, tienen una diferencia muy pequeña; sin embargo los datos difieren bastante con los obtenidos con el OSA. La diferencia en la reflectancia entre el láser sintonizable y el de fibra óptica es del 1.9% y con respecto al ancho espectral es del 2.5%.

Una de las razones en particular de porqué es la mejor solución en ésta institución (CIO) la aplicación del láser de fibra óptica dopada con erbio para medir espectros de rejillas de Bragg con alta resolución es debido a que el analizador de espectros ópticos con el que se cuenta no tiene la resolución necesaria para resolver eficazmente los espectros de las rejillas de Bragg.

Además el desarrollo de un láser de fibra modulado por longitud de onda es importante para varias aplicaciones, donde es necesario medir espectros ópticos con resolución mejor de la que tienen los analizadores de espectros ópticos convencionales (50 pm). Por ejemplo, una rejilla de Bragg uniforme con eficiencia del 80% y longitud de 5 cm tiene un ancho espectral de reflexión de 24 pm (a nivel de 3 dB, ver figura 10) que es dos veces menor que la resolución de los analizadores ópticos. Existe una compañía en Canadá llamada O/E Land Inc. la cual manufactura rejillas de Bragg sintonizables con un rango de sintonización de hasta 20 nm, se pretende adquirir este tipo de rejillas las cuales son más apropiadas para la modulación del láser de fibra que permite analizar rejillas de Bragg en un rango común de 1540 - 1560 nm. El método de medición de espectros de reflexión de rejillas de Bragg en fibra óptica desarrollado en el presente capítulo es importante para aplicaciones en el departamento de Fibras Ópticas del CIO, porque se piensan fabricar dichas rejillas en el CIO en un plazo no mayor de un año. Comprar un analizador de espectros ópticos con una resolución más alta del que se cuenta cuesta alrededor de cien mil dólares, lo cual los proyectos no alcanzan a cubrir tal cantidad.

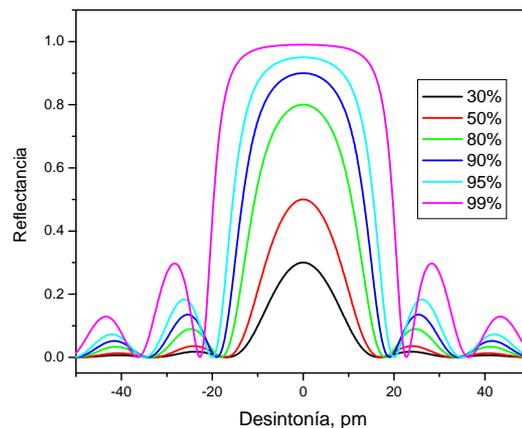


Figura 10. Espectros de reflexión de las rejillas de Bragg uniformes con longitud física de 5 cm y diferentes eficiencias difractivas. Las rejillas están centradas en 1550 nm.

CAPITULO 8

CONCLUSIONES

De acuerdo a los resultados mostrados en el capítulo 6 y 7 llegamos a las siguientes conclusiones:

El ancho espectral de un láser de fibra óptica dopada con erbio se ve afectado tanto por la longitud de fibra activa como de la potencia de bombeo (inversión de población), conforme aumenta ésta última el ancho espectral aumenta con una tendencia lineal. El láser de fibra óptica dopada con erbio elaborado con la configuración Fabry-Perot con reflectores de dos rejillas de Bragg y una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday permite obtener delgados anchos espectrales, es decir, desde unas décimas de megahertz con bombeos cerca del umbral, que fue lo que logramos obtener en este trabajo de experimentación.

La emisión espontánea se ve afectada también por la potencia de bombeo, pero la emisión espontánea axial se ve mas afectada debido a la re-absorción y amplificación de la emisión espontánea que se propaga a lo largo de la fibra. La emisión espontánea se va incrementando hasta llegar al umbral (ganancia umbral) después de éste se ve disminuida la ganancia total de emisión espontánea. De esto se concluye que se obtiene un ancho espectral pequeño debido a que algunos modos longitudinales muy cercanos entre sí por falta de ganancia no alcanzan la condición del umbral. Esto se cumple tanto para láseres con dos rejillas de Bragg y para láseres con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday.

El efecto de histéresis se presenta en los láseres de fibra óptica dopados con erbio debido a que la condición de umbral se ve afectada cuando el bombeo se va disminuyendo después de haber pasado una vez por el umbral cuando se bombeó de subida, esto es debido a que la ganancia se modifica, es decir, se ve aumentada por lo que la potencia de bombeo umbral es menor. Este comportamiento lo presentan las dos configuraciones del láser de fibra óptica.

La distancia entre modos longitudinales aumenta cuando se disminuye la longitud de la cavidad y debido a esto el número de modos longitudinales dentro de la cavidad son menores. Si el espectro de reflexión de la rejilla de Bragg es muy angosto, solo pocos modos longitudinales caerán dentro del espectro y experimentarán ganancia y por lo tanto un ancho espectral angosto. De lo anterior se concluye que el ancho de banda de los reflectores y la longitud de la cavidad del láser dentro de la configuración Fabry-Perot son parámetros muy importantes para lograr la salida del láser con un ancho espectral angosto. Con respecto al láser con una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday no existe la onda de modo longitudinal que corresponde a la longitud doble de la cavidad debido a la compensación de los modos longitudinales con polarización en contrafase.

También se concluye que la mejor configuración del láser es la que está formada por una rejilla de Bragg y un espejo de Faraday, debido a su estabilidad en la salida del láser y

además de que existe un mayor rango de sintonización del láser debido al espejo de Faraday. En los sensores de fibra óptica es necesaria la estabilidad del sistema.

La modulación de la rejilla de Bragg del láser de fibra óptica dopada con erbio con un espejo de Faraday es una herramienta poderosa y de alta resolución para medir espectros de rejillas de Bragg. Se encontró un método efectivo y de bajo costo con potencialidad de ser implementado en el CIO (Centro de Investigaciones en Óptica) para la medición de dichos espectros.

APENDICE 1

SUMA DE ONDAS DE DIFERENTES FRECUENCIAS

Existe una técnica en la óptica para medir anchos espectrales muy pequeños, es decir, por debajo de unos cuantos pm, la técnica consiste en mandar la señal que se quiere medir al espectro de radio frecuencia donde se pueda analizar con un analizador de RF. Esto se hace mezclando la señal a analizar con otra señal del mismo orden de lo cual resulta una onda de batidos que se puede visualizar con dicho analizador de RF. La teoría es la siguiente:

Si se considera la perturbación compuesta que aparece de la combinación de las ondas

$$E_1 = E_{o1} \cos(k_1 x - \omega_1 t) \quad (1)$$

y

$$E_2 = E_{o1} \cos(k_2 x - \omega_2 t) \quad (2)$$

Las cuales tienen amplitudes iguales y fase inicial cero. La onda neta es:

$$E = E_{o1} [\cos(k_1 x - \omega_1 t) + \cos(k_2 x - \omega_2 t)] \quad (3)$$

Usando la identidad $\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{1}{2}(\alpha + \beta) \cos \frac{1}{2}(\alpha - \beta)$

$$(4)$$

se tiene nuevamente que:

$$E = 2E_{o1} \cos \frac{1}{2}[(k_1 + k_2)x - (\omega_1 + \omega_2)t] * \cos \frac{1}{2}[(k_1 - k_2)x - (\omega_1 - \omega_2)t] \quad (5)$$

Ahora si se define la cantidad $\bar{\omega}$ y \bar{k} , que son la frecuencia angular promedio y el número de propagación promedio, respectivamente. Similarmente las cantidades ω_m y k_m se designan como la frecuencia de modulación y el número de propagación de modulación. Por tanto, se tiene que:

$$\begin{aligned} \bar{\omega} &\equiv \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2) & \omega_m &\equiv \frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2) \\ \bar{k} &\equiv \frac{1}{2}(k_1 + k_2) & k_m &\equiv \frac{1}{2}(k_1 - k_2) \end{aligned} \quad (6)$$

La perturbación total se puede considerar como una onda viajera de frecuencia $\bar{\omega}$ que tiene una amplitud modulada o variable en el tiempo $E_o(x,t)$ tal que:

$$E(x,t) = E_o(x,t) \cos(\bar{k}x - \bar{\omega}t), \quad (7)$$

donde

$$E_o(x,t) = 2E_{o1} \cos(k_m x - \omega_m t) \quad (8)$$

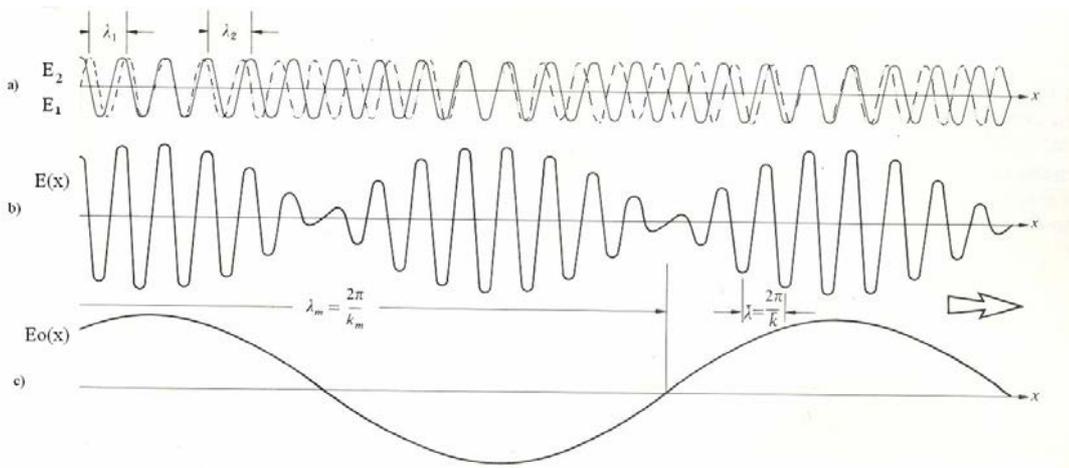


Figura 9. Superposición de dos ondas armónicas de diferentes frecuencias.

De las dos ecuaciones anteriores, si las frecuencias de las ondas están muy cercanas entre sí se tiene que la frecuencia angular promedio y el número de propagación promedio quedaría prácticamente la misma frecuencia angular y el número de propagación de cualquier de las ondas originales, pero envuelta en una onda la cual tendría una longitud de onda del rango de la radiofrecuencia puesto que al restarse las frecuencias angulares o número de propagación daría un valor muy pequeño de frecuencia angular de modulación y número de propagación de modulación y como la longitud de onda es inversamente proporcional a estos valores, la longitud de onda estaría del orden de los centímetros, es decir, se podría visualizar con un analizador de RF. A esta onda se le llama onda de batidos, ya que las dos señales originales se batan o se mezclan para producir otra de batidos.

APÉNDICE 2

Este apéndice presenta la investigación teórica de los espectros promediados de una rejilla de Bragg en fibra óptica bajo una modulación senoidal de la longitud de onda del pico de reflexión. Esta modulación es normalmente inducida por una tensión periódica de la longitud física de la rejilla. Para calcular un espectro promediado se necesita promediar los espectros de la rejilla cuando está en diferentes sitios dentro del rango de modulación, tomando en cuenta la probabilidad de que la rejilla esta en dichos sitios. El programa esta escrito en Mathcad. La Figura 1 demuestra los espectros promediados para una rejilla de 1 cm de longitud y de 95% de eficiencia de difracción. Se puede observar que la magnitud de modulación del pico de reflexión esta variando en un rango de 0 a 2 nm.

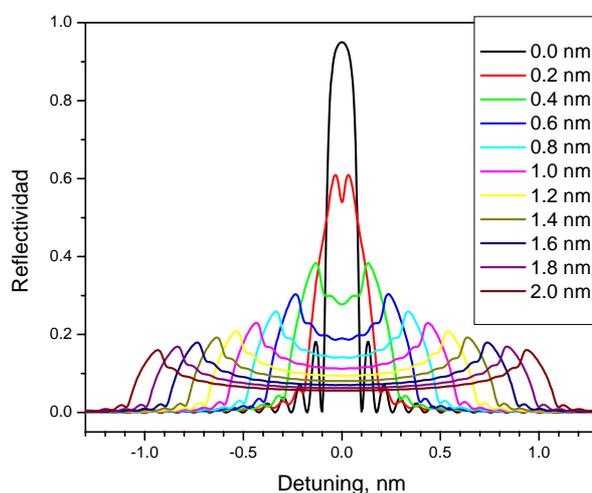


Figura 1. Espectros promediados de una rejilla de Bragg bajo la modulación senoidal del pico de reflexión.

De la figura 1 es fácil ver que la distancia entre los dos picos de los espectros promediados es menor que la magnitud de modulación (en nuestro caso es 0.13 nm). La amplitud de los picos decae con respecto al crecimiento de la magnitud de modulación pero la integral de los espectros siempre es igual a una integral del espectro de la rejilla sin modulación.

En la figura 2 se presenta una dependencia de la distancia entre picos de los espectros promediados respecto a la magnitud de modulación. La distancia respecto a la magnitud de modulación depende linealmente pero con un desplazamiento hacia abajo de 0.13 nm. Entonces cuando usamos la medición de la distancia entre picos de los espectros promediados de la rejilla para medir magnitud de modulación de dicha rejilla es

necesario tomar en cuenta este desplazamiento. El desplazamiento depende de las propiedades de la rejilla (longitud física y eficiencia difractiva).

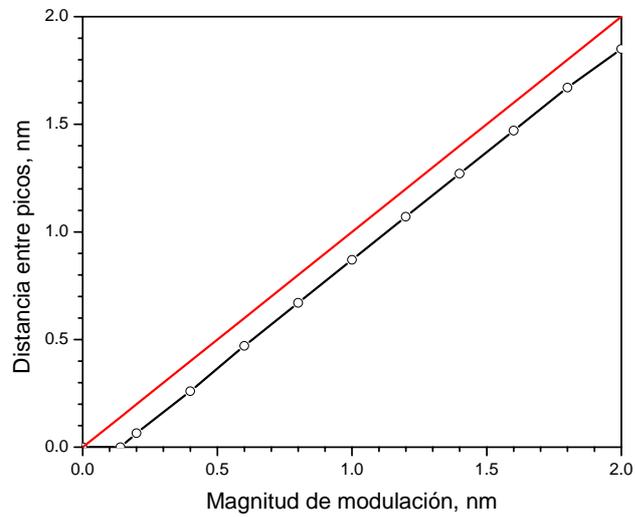


Figura 2. Figura que muestra la distancia entre picos de reflexión contra magnitud de modulación.

El texto del programa en MathCAD para calcular los espectros esta presentado abajo (pagina siguiente).

Averaged spectrum of modulated FBG

$n := 1.46$ **Effective index**
 $\lambda_b := 1560 \cdot 10^{-7}$ **Peak wavelength, cm**
 $R_0 := 0.95$ **Diffraction efficiency**
 $\Delta\lambda := 1 \cdot 10^{-7}$ **Maximum of amplitude of modulation of λ , cm**
 $\Delta := 1.0 \cdot 10^{-7}$ **Amplitude of modulation of λ , cm**
 $L := 1$ **Grating longitud, cm**
 $n_1 := \frac{\lambda_b}{\pi L} \cdot \operatorname{atanh}(\sqrt{R_0})$ **Grating amplitud**
 $n_1 = 1.081650 \cdot 10^{-4}$
 $\kappa := \frac{\pi \cdot n_1}{\lambda_b}$ **Coupling coefficient, cm⁻¹**
 $i := 0, 1..400$ **Variable for peak wavelength**
 $j := 0, 1..800$ **Variable for current wavelength**
 $\lambda_{0i} := \lambda_b + \frac{(i-200)}{200} \cdot \Delta$ **Current peak wavelength, cm**
 $\lambda_j := \lambda_b + \frac{(j-400)}{200} \cdot \Delta\lambda$ **Current wavelength, cm**
 $\Delta\lambda_j := \frac{(j-400)}{200} \cdot \Delta\lambda \cdot 10^7$ **Detuning, nm (only for graph)**
 $\xi_{i,j} := 2 \cdot \pi \cdot n \cdot \left(\frac{1}{\lambda_j} - \frac{1}{\lambda_{0i}} \right)$ **Detuning, cm⁻¹**
 $k := 1, 2..400$
 $\Delta x_k := \operatorname{acos}\left(1 - \frac{k}{200}\right) - \operatorname{acos}\left(1 - \frac{k-1}{200}\right)$
 $\Delta X_k := \frac{\Delta x_k}{\pi}$
 $\delta_{i,j} := \sqrt{(\kappa)^2 - (\xi_{i,j})^2}$
 $\rho_{i,j} := \frac{\kappa \cdot \sinh(\delta_{i,j} \cdot L)}{\xi_{i,j} \sinh(\delta_{i,j} \cdot L) + i \cdot \delta_{i,j} \cdot \cosh(\delta_{i,j} \cdot L)}$ **Amplitude reflection**
 $R_{i,j} := \rho_{i,j} \cdot \rho_{i,j}$ **Power reflection**
 $\operatorname{Ref}_j := \left(\sum_{i=1}^{400} R_{i,j} \cdot \Delta X_i \right)$ **Averaged power reflection**
WRITEPRN("C:\1\100_95.dat") := augment($\Delta\lambda, \operatorname{Ref}$)