



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

Tesis para la obtención del grado en:

Doctor en Ciencias (Óptica)

SENSORES BASADOS EN LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA

Héctor Arellano Sotelo

Asesor:
Dr. Yuri Barmenkov

TABLA DE CONTENIDO

Lista de figuras	iii
Agradecimientos.....	x
Prefacio.....	1
Capítulo 1: Propiedades de láseres de fibra óptica.....	3
1.1. Láseres basados en fibra óptica	3
1.1.1. Amplificadores ópticos.....	5
1.2. Láser de fibra óptica dopada con erbio	9
1.2.1. Láseres de fibra óptica dopada con erbio bombeados a 980 nm	12
Capítulo 2: Sensores basados en láseres de fibra óptica.....	14
2.1. Sensores láser de fibra óptica y sus aplicaciones.....	14
2.2. Sensor láser de fibra óptica para la medición de frecuencias acústicas.....	15
2.3. Sensor de hidrógeno basado en un láser de fibra óptica.....	24
2.3.1. Características del sensor.....	24
2.3.2. Funcionamiento del sensor láser de hidrógeno.....	29
2.3.3. Láser de fibra óptica para la medición de concentración acetileno.....	33
2.3.4. Sensor láser de fibra óptica para la medición de índice de refracción.....	37

Capítulo 3: Sensor basado en un láser de fibra óptica para la medición del índice de refracción y de la concentración de soluto en soluciones acuosas....	41
3.1. Introducción	41
3.2. Arreglo experimental	43
3.2.1. El diodo láser de bombeo	44
3.2.2. El multiplexor por división de longitud de onda	45
3.2.3. La fibra dopada con erbio	45
3.2.4. La rejilla de Bragg	45
3.2. Resultados experimentales	46
3.4. Modelado del sensor	51
Capítulo 4: Uso de la dinámica no lineal en un láser de fibra óptica dopada con erbio con modulación de bombeo para el monitoreo de pérdidas en la cavidad.....	56
4.1. Introducción	56
4.2. Arreglo experimental	56
4.3. Modelado del sensor	67
Conclusiones.....	71
Referencias	73
Trabajo a futuro	82
Lista de publicaciones	83

LISTA DE FIGURAS

1.1. Arreglo simple de un láser basado en fibra óptica en geometría lineal (la cavidad de tipo Fabry-Perot) con los acopladores de cavidad en bulto.....	3
1.2. Espectro de absorción típico de una fibra de silicio.....	5
1.3. Sistema de niveles simplificado de un ion de tierra rara. E_1 es la energía del nivel base, E_2 es la energía del nivel excitado ($E_2 > E_1$). GSA es la absorción del estado base, SE es la emisión estimulada, τ_{21} es el tiempo de decaimiento del estado excitado, σ_{12} es la sección transversal de absorción a longitudes de onda del bombeo y de la señal, y σ_{21} es la sección transversal de emisión estimulada.....	6
1.4 Diagrama de niveles de energía para el erbio en la matriz de sílice usado para el modelado. Las transiciones radiativas se muestran con líneas sólidas y las relajaciones no radiativas con líneas punteadas. σ_{ij} y τ_{ij} son respectivamente las secciones transversales y el tiempo de decaimiento para las transiciones entre los niveles i y j . GSA es absorción de estado base, SE es emisión espontánea y/o estimulada, ESA es absorción del estado excitado UCE es la emisión por conversión hacia arriba.....	9
1.5. Espectro de absorción y de ganancia de una fibra estándar dopada con erbio.....	11

1.6. Fotos de fibra de silica dopada con erbio bombeada a 980 nm cuando (a) no hay señal a 1.5 μm y (b) hay señal a 1.5 μm . El punto donde empieza la radiación verde corresponde a un empalme entre la fibra sin dopaje y la fibra dopada con erbio.....	12
1.7. Esquema típico de un láser de fibra en geometría todo-fibra. El WDM es un multiplexor por división de onda. El láser tiene dos salidas: salida 1 (Output 1) y salida 2 (Output 2). Normalmente uno de los dos acopladores de la cavidad láser es de alta reflexión (FBG1) y el otro de baja reflexión (FBG2) o bien de manera opuesta.....	12
2.1. Sensor láser de fibra óptica basado en rejilla de Bragg. La rejilla de Bragg es la salida del láser. El aislador sirve para proteger al láser del bombeo contra las reflexiones aleatorias que pueden afectarlo durante la sintonización del láser. El segundo espejo puede ser una rejilla de Bragg, espejo de Faraday o el mismo corte de la fibra.....	15
2.2. Espectros de reflexión de las rejillas de Bragg, la longitud de las rejillas es $L = 5 \text{ cm}$, la longitud de onda de Bragg $\lambda_B = 1550 \text{ nm}$. Las reflexiones de las rejillas están indicadas cerca de las curvas.....	17
2.3. Sensor láser desarrollado para monitorear vibraciones.....	18
2.4. Espectro de salida del sensor láser para diferentes corrientes de bombeo. La resolución del analizador espectral es de 50 pm.....	19
2.5. Espectros de salida del sensor láser cuando se somete a cambios de amplitud de vibración de una lámina a la cual se encuentra pegada la rejilla.....	20

2.6. Corrimiento de los espectros de reflexión en una rejilla de Bragg de 1560 nm conforme al modelado matemático.....	22
2.7. Espectro de la reflexión de la rejilla de Bragg con la modulación de la longitud de onda de Bragg simulado usando la formula 2.3.....	23
2.8 (a) Representación de una fibra óptica adelgazada, ρ_0 es el diámetro inicial, típicamente 125 μm . (b) Representación esquemática de la sección transversal de la fibra adelgazada, ρ es el diámetro de la cintura, L_0 es la longitud de la cintura y t es el máximo grosor de la película delgada de paladio.....	25
2.9. Arreglo experimental para probar la respuesta del sensor de hidrógeno.....	27
2.10. Respuesta típica del sensor de hidrógeno (transmitancia normalizada al valor medido sin presencia de hidrógeno). Las pérdidas iniciales de la cabeza del sensor normalmente están en el orden de 10 dB. Los círculos en la gráfica son puntos experimentales, la curva roja es el mejor ajuste exponencial de acuerdo a la fórmula: $T = 1 - A \times \exp(n_H/n_{H0})$, donde A es la magnitud del cambio de la transmitancia, n_H es la concentración de hidrógeno y n_{H0} es el parámetro de ajuste (la concentración que corresponde al crecimiento de la transmitancia a $(1/e)$ veces con respecto del cambio máximo).....	28
2.11. Arreglo experimental del sensor láser para la detección de hidrógeno.....	29

2.12. Régimen transitorio del láser de fibra óptica dopada con erbio. La curva rectangular corresponde a la señal de bombeo y la curva con picos múltiples al régimen transitorio del láser.....	30
2.13. Arreglo experimental del sensor láser de fibra óptica de doble cavidad.....	31
2.14 Respuesta del sistema cuando la concentración de hidrógeno está por debajo del umbral (línea sólida) y cuando está por encima del umbral (línea punteada).....	32
2.15. Arreglo experimental del sensor de gas acetileno.....	33
2.16. Potencia de salida como función de las pérdidas en el atenuador....	34
2.17. Arreglo experimental del sensor para el gas acetileno haciendo uso de una celda de gas.....	35
2.18. a) Salida del láser de fibra óptica dopada con erbio para diferentes concentraciones de acetileno 0%, 1%, 2%, 3%, 4%, 5%, 10% y 20%, b) Relación entre la absorción de luz en la celda de gas con respecto a la concentración de acetileno en aire.....	35
2.19. Arreglo experimental del sensor láser de fibra para la medición de índice de refracción.....	37
2.20. Régimen transitorio del láser de fibra. La curva rectangular corresponda al bombeo aplicado al laser.....	38

2.21. Relación de pérdidas en la cavidad con respecto a la concentración de cloruro de sodio.....	39
2.22. Relación del tiempo de dominio con respecto a la concentración de cloruro de sodio.....	40
3.1. Relación de la frecuencia de relajación en el sensor propuesto con las diferentes variables presentes en la medición.....	42
3.2. Arreglo experimental del sensor láser de fibra dopada con Erblio para la medición del índice de refracción y de solutos en soluciones acuosas...	43
3.3. Potencia de salida del diodo láser contra corriente de bombeo.....	44
3.4. Esquema de una rejilla de Bragg en fibra óptica.....	45
3.5. Tabla que relaciona los grados Brix con el índice de refracción de una solución.....	47
3.6. Dependencia de la reflectividad del espejo final del laser de fibra (escala de la izquierda) y de la concentración de soluto (escala de la derecha) con respecto al índice de refracción de la solución que contiene al soluto.....	48
3.7 Espectro de radiofrecuencia del laser de fibra dopada con erbio medido para diferentes concentraciones de azúcar: (a) valores experimentales, (b) modelo numérico, ϵ es el exceso sobre el umbral. El crecimiento en la concentración de azúcar corresponde a un desplazamiento de la frecuencia de relajación hacia la izquierda.....	49

3.8. Dependencia de la frecuencia de relajación del láser con respecto a la concentración de soluto.....	50
3.9. Señal típica de la salida de un láser de fibra óptica después de encender rápidamente el bombeo. Para calcular el espectro de la frecuencia de relajación se usa la transformada de Fourier en una parte alejada del inicio del proceso transitorio (indicado con un círculo rojo).....	54
4.1. Arreglo experimental del sensor láser de fibra óptica dopada con Erblio con modulación de bombeo.....	57
4.2. Curva característica del atenuador variable.....	58
4.3 Dependencia de la frecuencia de relajación sobre las pérdidas del atenuador. Las curvas con los símbolos en cruz y los símbolos sólidos corresponden a los datos experimentales y al modelado matemático (ver sub-capítulo 3.4, ecuaciones 3.1 y 3.2) respectivamente. La potencia de bombeo para la curva 1 es de 4.6, para la curva 2 de 7.2), para la curva 3 de 12.6, para la curva 4 de 17.3, y para la curva 5 de 23.5 mW	60
4.4. Dinámica del láser de fibra óptica dopada con erbio, obtenida: (a) experimentalmente y (b) del modelado matemático. La potencia de bombeo es de 12.6 mW; la frecuencia y la profundidad de modulación son de 16 kHz y 90%, respectivamente.....	61
4.5. Dependencia del voltaje pico a pico (a, obtenido experimentalmente) y de la amplitud pico a pico (b, modelo matemático) con respecto a los valores de las pérdidas en el atenuado.....	63

4.6 (a) Dependencia de la potencia del pulso del sensor laser de fibra óptica dopada con Erblio con respecto a la transmisión del atenuador. (b) Pendiente de la potencia del pulso con respecto a la frecuencia de modulación.....66

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo está especialmente dedicado a mis padres, a mi hermano y a mi hija, quienes constituyen la razón más importante para seguir adelante en mi vida.

Un agradecimiento a mis compañeros y amigos de generación, a David Asael Gutiérrez Hernández, a Josué del Valle, a Víctor Hugo Rangel, Daniel Donato, Luis Octavio Meza y al departamento de Formación Académica del CIO quién me brindó el apoyo necesario para la culminación de esta etapa profesional.

Por supuesto, no quiero olvidar a quién durante 5 años fue mi mentor académico y a quién le debo el aprendizaje logrado durante mi formación profesional en el CIO, gracias Dr. Yuri Barmenkov, por su disposición, su orientación y gran dedicación hacia con mi labor académica.

Al departamento de Fibras Ópticas del CIO y a los doctores Ismael Torres y Vicente Aboites.

Finalmente, agradecer a quienes debo un aprendizaje de vida durante mis 6 años de estancia en la ciudad de León Gto., gracias Sra. Coco Punte, Alejandra, Mónica, Paola y Federico. Sin olvidar por supuesto a compañeros y amigos como Felipe Ramírez, Edgar Medellín, Eduardo Sánchez, Enriqueta de la Parra y Rita Camacho.

PREFACIO

En los últimos años los sensores láser de fibra óptica han sido extensamente estudiados debido a las aplicaciones que encuentran en las áreas de espectroscopía, de análisis químicos, de acústica, entre otras. Lo anterior es gracias a que los láseres de fibra permiten incluir en la cavidad laser una importante cantidad de elementos sensibles a los valores físicos o químicos (rejillas de Bragg o de periodo largo, fibras huecas, tapers, etc.). Los esquemas de sensores láser de fibra dopada con erbio reportados recientemente muestran como se aprovecha la dependencia de la potencia de salida en términos de las pérdidas en la cavidad para lograr una medición de un parámetro de interés. Sí se incluye un elemento sensible en la cavidad láser es posible medir varios parámetros físicos, químicos o espectroscópicos con solo monitorear la respuesta del láser. Aún cuando existe en la literatura una gran variedad de esquemas de sensores usando láseres de fibra dopada con erbio, no se ha reportado hasta ahora un estudio que revele el modelo matemático de su respuesta lo cual es un obstáculo importante para su optimización.

En el presente trabajo se reporta la investigación realizada durante mi estancia doctoral en el Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., la cuál consistió en el diseño experimental y modelado matemático de dos esquemas de sensores láser basados en fibra óptica, como una alternativa de mejora con respecto a los ya existentes.

Se logró la construcción y el modelado matemático de dos sensores láser de fibra dopada con erbio para: (1) la medición del índice de refracción y la concentración de solutos en soluciones acuosas usando una frecuencia propia del laser y (2) el monitoreo de pérdidas en la cavidad láser funcionando en un régimen dinámico.

El sensor láser de fibra dopada con erbio implementado para la medición del índice de refracción y la concentración de solutos, y del cual se obtuvo su respectivo modelo matemático, opera detectando la oscilación láser de la frecuencia de relajación como una medida del coeficiente de reflexión en la frontera entre la solución acuosa y el sensor, el cual a su vez es sensible a los cambios de índice de refracción. El funcionamiento del sensor se demostró midiendo los cambios de índice de refracción y de concentración de soluto en una solución de agua con azúcar. Se logró conseguir una precisión en la medición del índice de refracción de aproximadamente 4×10^{-4} , esto permite detectar concentraciones de solutos en la solución de hasta 0.25%.

En el caso del segundo sensor láser de fibra óptica dopada con erbio, se reporta el uso de su dinámica no lineal bajo modulación de bombeo en el régimen pulsado denominado periodo-1, mejorando notablemente la sensibilidad del sensor con respecto a esquemas convencionales de medición que hacen uso de LED como fuente de luz sin modulación externa. El modelado matemático para este sensor permite analizar a detalle su funcionamiento y dejarlo en antecedente para futuras mejoras. El esquema de sensor propuesto encuentra su aplicación en aquellos casos en los que las pérdidas internas de la cavidad sean ≥ 10 dB.

CAPÍTULO 1

Propiedades de láseres de fibra óptica

1.1 Láseres basados en fibra óptica

Los láseres de fibra son láseres que utilizan fibra óptica como medio de ganancia. En la mayoría de los casos, el medio de ganancia lo constituye una fibra dopada con iones de tierras raras como erbio (Er^{3+}), neodimio (Nd^{3+}), iterbio (Yb^{3+}), una combinación de erbio e iterbio ($\text{Yb}^{3+}/\text{Er}^{3+}$), o tulio (Tm^{3+}). Para completar el arreglo se requiere de un diodo láser utilizado para el bombeo.

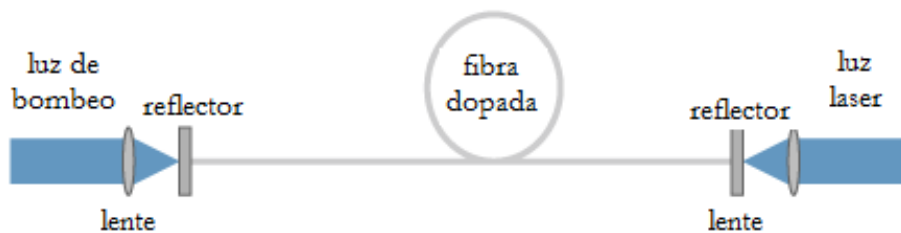


Figura 1.1. Arreglo simple de un láser basado en fibra óptica en geometría lineal (la cavidad de tipo Fabry-Perot) con los acopladores de cavidad en bulto.

Para formar la cavidad del láser basado en fibra óptica, se requiere de reflectores para formar un resonador lineal. Varios tipos de espejos son utilizados para formar resonadores láser lineales basados en fibra óptica:

- Espejos dicróicos pueden ser alineados de manera perpendicular a los cortes de fibra óptica, al inicio y al final de la cavidad, tal y como se muestra en la figura 1.1.
- La reflexión de Fresnel representa una opción interesante, ya que los extremos de fibra óptica en el arreglo del láser de fibra, pueden por sí mismos, constituir los reflectores.
- Es posible depositar películas delgadas, por algún método de evaporación, en los extremos del láser de fibra, permitiendo de esta forma tener reflectividades en un amplio rango.
- Las rejillas reflectoras grabadas en fibras (rejillas de Bragg) usando luz ultravioleta [1], con los espectros de reflexión cerca de 1550 nm fueron las primeras que se aplicaron a las fibras láser [2]. Las rejillas pueden imprimirse también directamente en la fibra activada con tierras raras [3-5], pero debido a que las fibras tienen muy poco o nada de germanio en el núcleo, es más difícil de imprimir rejillas que en aquellas que están altamente activadas con germanio; sin embargo esto se ha finalmente logrado usando el método de hidrogenación preliminar de la fibra [1] o usando un láser pulsado de alta energía [6,7]. Estas rejillas pueden usarse para formar cavidades láser de bajas pérdidas, debido a que no hay pérdidas por fusión. A pesar de todo puede ser más conveniente imprimir las rejillas en una fibra separada y aceptar las pérdidas de cavidad láser adicionales por empalme entre las fibras con distintos parámetros como la apertura numérica y el radio de núcleo [8].

1.1.1 Amplificadores ópticos

La atenuación y la dispersión son dos fenómenos que afectan a la luz que se propaga por el interior de la fibra mono-modo y constituyen uno de los principales problemas con los que se encuentra cualquier sistema que trabaje con fibras ópticas. Mientras que la primera limita la potencia que transmite la señal, la última hace que se distorsione.

Cuando medimos estas cantidades en función de la longitud de onda (λ), vemos que las pérdidas alcanzan un mínimo alrededor de $\lambda = 1550$ nm, zona del espectro que recibe el nombre de “ventana de telecomunicación #3” o “banda convencional” [8] (ver figura 1.2). Por este motivo, una forma de reducir las pérdidas es, siempre que sea posible, utilizar luz cuya longitud de onda λ se encuentre alrededor de este valor. La dispersión mínima en la fibra mono-modo se alcanza alrededor de $\lambda = 1300$ nm, una zona del espectro óptico conocida con el nombre de “ventana de telecomunicación #2” o “banda original” [9].

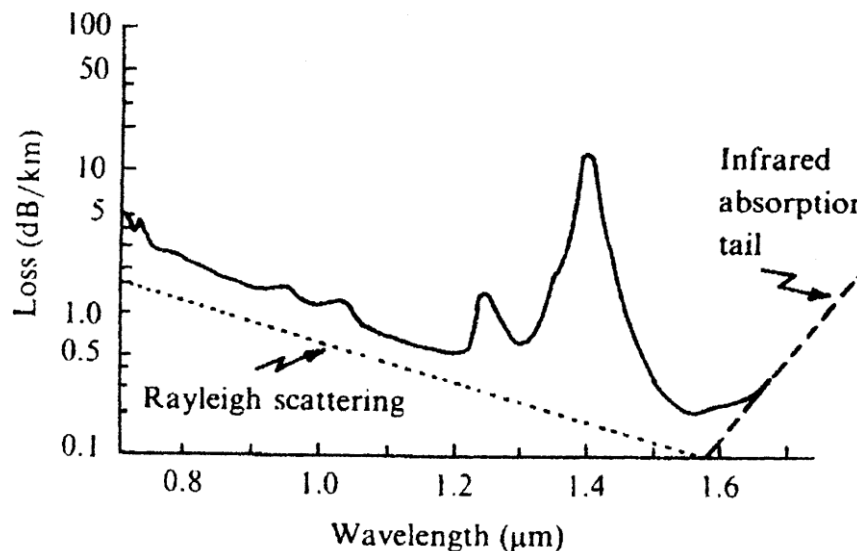


Figura 1.2. Espectro de absorción típico de una fibra de silicio.

La importancia de los amplificadores ópticos es clara cuando consideramos la atenuación que sufre la luz al propagarse por el interior de la fibra, ya que su finalidad es aumentar los niveles de potencia de la luz incidente. El amplificador de fibra óptica más común es el amplificador de fibra óptica dopada con erbio que cubre las bandas de tele-comunicación “C” (banda convencional, 1530 a 1565 nm) y “L” (longitudes de onda largas, 1565 a 1625 nm), el cual ha permitido el desarrollo de los sistemas de comunicación multiplexados, es decir, aquellos que son capaces de transmitir más de una longitud de onda para generar un número grande de canales.

Todos los amplificadores ópticos aumentan el nivel de potencia de la luz incidente mediante un proceso de emisión estimulada provocado por una inversión de población del medio activo. De este modo, un amplificador sólo es capaz de “estimular” una señal de entrada, pero no de generarla por él mismo.

Para poder analizar el principio general de funcionamiento de un amplificador óptico, es necesario tener en cuenta los niveles discretos de energía para un ión de tierra rara. Se supone para el análisis uno que cuente con solo dos niveles de energía (ver figura 1.3).

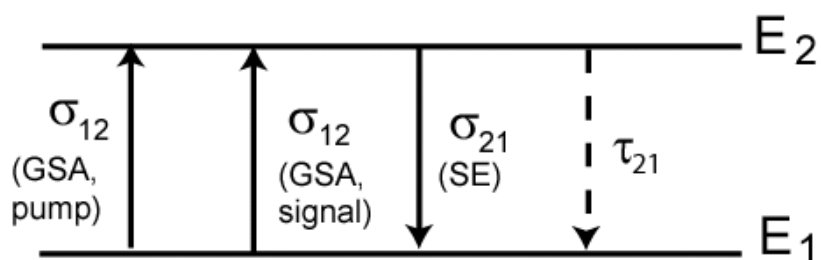


Figura 1.3. Sistema de niveles simplificado de un ión de tierra rara. E_1 es la energía del nivel base, E_2 es la energía del nivel excitado ($E_2 > E_1$). GSA es la absorción del estado base, SE es la emisión estimulada, τ_{21} es el tiempo de decaimiento del estado excitado, σ_{12} es la sección transversal de absorción a longitudes de onda de bombeo y de la señal, y σ_{21} es la sección transversal de emisión estimulada.

Los átomos pueden pasar de un nivel a otro siempre que se cumpla:

$$E_2 - E_1 = h\nu \quad (1.1)$$

donde h es la constante de Planck ($h = 6.626 \times 10^{-34}$ J·s) y ν es la frecuencia de la luz.

Dentro del ión de tierra rara en un matriz de sílice podemos tener tres procesos:

1. Emisión espontánea: Los átomos que se encuentran en el nivel 2 pasan al nivel 1 de forma espontánea emitiendo radiación de frecuencia $\nu = (E_2 - E_1) / h$.
2. Emisión estimulada: La transición del nivel 2 al nivel 1 puede provocarse excitando el material con luz de frecuencia ν .
3. Absorción: Un átomo del nivel 1 absorbe radiación de frecuencia ν y pasa al nivel 2.

La principal diferencia entre los procesos de emisión es que en el primero, la luz que se emite es incoherente y es un proceso aleatorio, mientras que en el segundo la radiación emitida está en fase con la que lo provoca y además se propaga en la misma dirección. Esta característica es lo que hace que la emisión estimulada sea la que se utiliza en la amplificación óptica. Aquí, el dispositivo absorbe energía que llega desde una fuente externa llamada mecanismo de bombeo. Normalmente la energía de los fotones de bombeo es más alta que la de los fotones de la señal amplificada. Este bombeo proporciona energía a los electrones del medio activo, con lo que estos ascienden a niveles de energía superiores, lo cual genera una inversión de población. Los electrones caen a niveles menores debido a un proceso de emisión estimulada en el cual se emite un fotón que, sumado a la señal de entrada, genera la amplificación.

En los amplificadores de fibra cuando el elemento dopante es el erbio, el amplificador recibe el nombre de amplificador de fibra óptica dopada con erbio y suele trabajar normalmente en las bandas “C” y “L” que cubren la región de los 1530-1625 nm.

BANDA	DESCRIPCION	RANGO DE LONGITUD DE ONDA
O	Original	1260 a 1360 nm
E	Extendida	1360 a 1460 nm
S	Longitudes de onda cortas	1460 a 1530 nm
C	Convencional	1530 a 1565 nm
L	Longitudes de onda largas	1565 a 1625 nm
U	Longitudes de onda ultralargas	1625 a 1675 nm

Tabla 1.1. Longitudes de onda para la segunda y tercera ventana de telecomunicaciones

1.2 Láser de fibra óptica dopada con erbio

Los láseres de fibra óptica dopada con erbio han sido estudiados ampliamente debido a su potencial uso como fuentes en sistemas de comunicaciones operando en las bandas de tele-comunicaciones ópticas “C” y “L”, además como fuentes de luz con ancho espectral muy angosto [10-12], y como fuentes pulsadas de tipo Q-switch [12-15] y mode-lock [16-18].

La clave del éxito del erbio es que el nivel superior de la transición amplificadora, $^4I_{13/2}$ (ver figura 1.4), 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 radiativo. El valor del tiempo de vida es alrededor de $\tau \approx 10$ ms y varía poco dependiendo de la matriz y la concentración de erbio [19]. Este tiempo de vida largo permite la inversión de población entre los niveles $^4I_{13/2}$ y $^4I_{15/2}$.

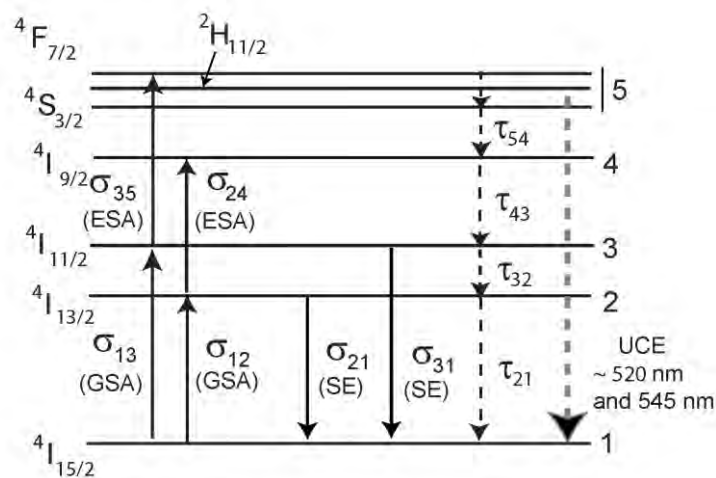


Figura 1.4. Diagrama de niveles de energía para el erbio en la matriz de sílice usado para el modelado. Las transiciones radiativas se muestran con líneas sólidas y las relajaciones no radiativas con líneas punteadas. σ_{ij} y τ_{ij} son respectivamente las secciones transversales y el tiempo de decaimiento para las transiciones entre los niveles i y j . GSA es la absorción de estado base, SE es emisión espontánea y/o estimulada, ESA es absorción del estado excitado, UCE es la emisión por conversión hacia arriba.

Las ecuaciones de balance del medio activo son las siguientes [20]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2}{\partial t} = & \frac{\sigma_{12}^s I_s}{h\nu_s} N_1 + \frac{\sigma_{12}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_1 - \frac{\sigma_{21}^s I_s}{h\nu_s} N_2 - \frac{\sigma_{21}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_2 - \\ & \frac{\sigma_{24}^s I_s}{h\nu_s} N_2 - \frac{\sigma_{24}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_2 - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_3}{\tau_{32}} \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = \frac{\sigma_{13} I_p}{h\nu_p} N_1 - \frac{\sigma_{31} I_p}{h\nu_p} N_3 - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{\sigma_{35} I_p}{h\nu_p} N_3 + \frac{N_4}{\tau_{43}} \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial N_4}{\partial t} = \frac{\sigma_{24}^s I_s}{h\nu_s} N_2 + \frac{\sigma_{24}^{se} I_{se}}{h\nu_{se}} N_2 - \frac{N_4}{\tau_{43}} + \frac{N_5}{\tau_{54}} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial N_5}{\partial t} = \frac{\sigma_{35} I_p}{h\nu_p} N_3 - \frac{N_5}{\tau_{54}} \quad (1.5)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = N_0 \quad (1.6)$$

donde N_1 - N_5 son las poblaciones de los niveles 1-5, N_0 es la concentración de erbio, τ_{ij} son tiempos de relajación del nivel i al nivel j , I_p es la intensidad del bombeo, I_s es la intensidad de la señal e I_{se} es la intensidad de la emisión espontánea.

La principal transición láser de interés en los láseres de fibra, con base de silicio, dopada con erbio es la transición entre los estados múltiples ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ con el pico de ganancia centrado alrededor de $1.53 \mu\text{m}$ y el ancho espectral total de $\sim 100 \text{ nm}$ (ver la figura 1.5). Sin embargo, estos dos estados son bastante anchos de manera que las transiciones en longitudes de onda más largas ($\sim 1.6 \mu\text{m}$ o mayores) terminan en los sub-niveles superiores menos poblados del múltiple estado base y son transiciones casi de cuatro niveles.

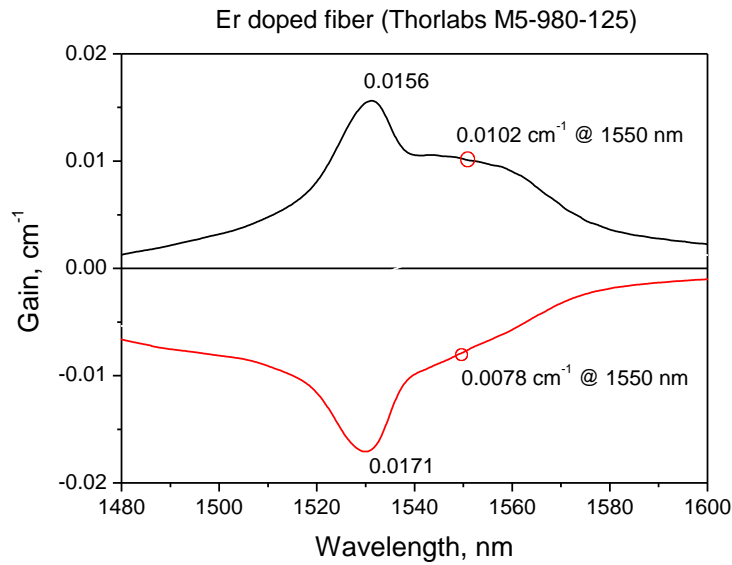


Figura 1.5. Espectro de absorción y de ganancia de una fibra estándar dopada con erbio [21].

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 1480 nm. 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 de 810 nm sufren de fuerte absorción del estado excitado, la cual causa una indeseable pérdida de fotones de bombeo. Sin embargo, el sílice dopado con erbio puede ser bombeado eficientemente con longitudes de onda libres de absorción de estado excitado, incluyendo aquellas alrededor de los 532, 660, 980 y 1480 nm, aunque las dos principales regiones de bombeo son 1480 nm y 980 nm, en las cuales está comprobado que poseen una absorción significativa.

Es necesario tomar en cuenta que el bombeo a la longitud de onda cercana a 980 nm presenta absorción del estado excitado pero solo cuando existe una señal con longitud de onda alrededor de 1.5 μm (ver figura 1.6 en la cual se presenta fotos de una fibra dopada con erbio bombeada a 980 nm sin señal a 1.5 μm (a) y con señal a 1.5 μm (b), el color verde corresponda a la transición $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$) [20].

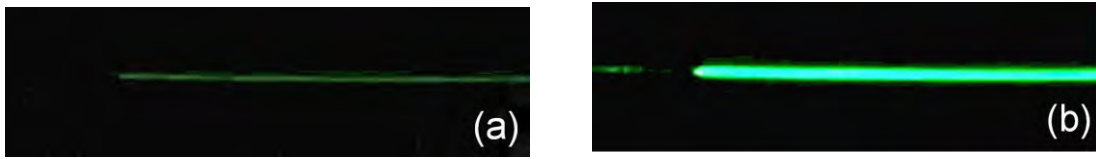


Figura 1.6. Fotos de fibra de sílice dopada con erbio bombeada a 980 nm cuando (a) no hay señal a 1.5 μm y (b) hay señal a 1.5 μm . El punto donde empieza la radiación verde corresponde a un empalme entre la fibra sin dopaje y la fibra dopada con erbio.

1.2.1. Láseres de fibra óptica dopada con erbio bombeados a 980 nm

El arreglo experimental de un láser de fibra óptica en geometría todo-fibra es mostrado en la figura 1.7. El bombeo de los láseres de fibra dopada con erbio a los 980 nm es de gran importancia ya que la fibra óptica dopada con erbio bombeada a esta longitud de onda exhibe una alta eficiencia en la ganancia [22-25].

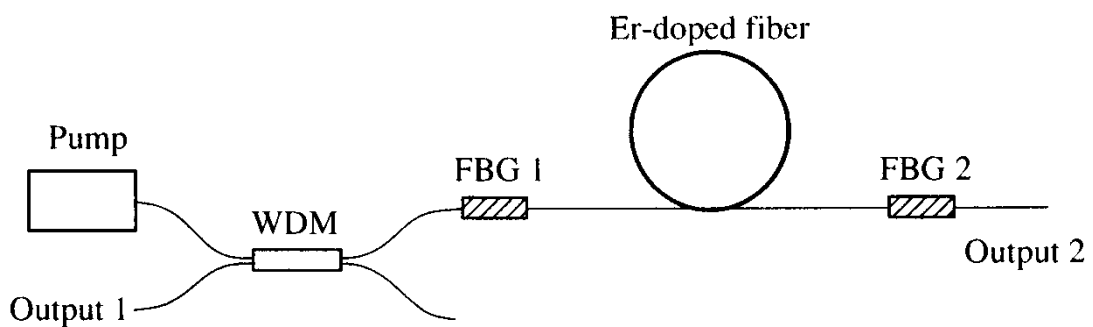


Figura 1.7. Esquema típico de un láser de fibra en geometría todo-fibra. El WDM es un multiplexor por división de onda. El láser tiene dos salidas: salida 1 (Output 1) y salida 2 (Output 2). Normalmente uno de los dos acopladores de la cavidad láser es de alta reflexión (FBG1) y el otro de baja reflexión (FBG2) o bien de manera opuesta.

En un láser de tres niveles tal como el láser de fibra dopado con erbio (en el que normalmente el efecto de absorción de estado excitado no se toma en cuenta), la longitud de la fibra es un parámetro importante de diseño que afecta al umbral y a la eficiencia del láser. 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. La reflexión del espejo de salida del láser (una rejilla de Bragg) también afecta a la eficiencia del mismo; por ejemplo, si la rejilla es muy reflectiva, casi no se obtiene potencia de láser hacia el exterior de la cavidad láser, mientras que si la reflexión es muy débil, el láser presenta muy poca generación o no presenta. Existe obviamente una relación compleja entre la eficiencia del láser con respecto a la reflexión del espejo de salida, a la longitud de la fibra activa y a la potencia de bombeo [26-30].

CAPÍTULO 2

Sensores basados en láseres de fibra óptica

2.1. Sensores láser de fibra óptica y sus aplicaciones

Los avances en el área de materiales han hecho posible el dopaje del núcleo de las fibras ópticas con iones de tierras raras, las cuales poseen muy bajas pérdidas de propagación e interesantes propiedades láser. Dichas propiedades en general, hacen posible la oscilación láser en niveles de umbral bajos y en particular, en aquellos materiales que presentan baja ganancia a longitudes de onda de láser apropiadas para aplicación en el área de las tele-comunicaciones. El desarrollo de las rejillas de Bragg ha incrementado aún más la funcionalidad de los láseres de fibra óptica. La posibilidad de incorporar rejillas en la fibra dopada, ha revolucionado la tecnología de los láseres de fibra óptica debido a su selectividad en longitud de onda y a la sensibilidad a perturbaciones externas.

Las rejillas de Bragg pueden ser usadas como espejos para formar la cavidad de un láser de fibra óptica. Una configuración básica de un sensor láser basado en rejilla de Bragg emplea una rejilla y un espejo de ancho de banda amplio en conjunto con una fibra dopada con erbio como medio de ganancia, tal y como se ilustra en la figura 2.1.

En un sensor láser de fibra óptica basado en rejilla de Bragg se observarán cambios en la longitud de onda de láser en respuesta a perturbaciones externas que actúan sobre la rejilla. Las ventajas principales que ofrecen los sensores láser de fibra óptica con respecto a los sensores de fibra óptica convencionales son:

- menor afectación de la señal al ruido
- señal reflejada de ancho de banda más corto
- mucho mayor resolución en las mediciones

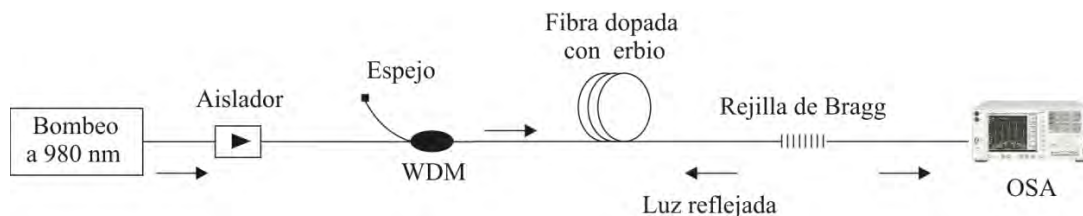


Figura 2.1. Sensor láser de fibra óptica basado en rejilla de Bragg. La rejilla de Bragg es la salida del láser. El aislador sirve para proteger al láser de bombeo contra las reflexiones aleatorias que pueden afectarlo durante la sintonización del láser. El segundo espejo puede ser una rejilla de Bragg, espejo de Faraday o el mismo corte de la fibra.

2.2 Sensor láser de fibra óptica para la medición de frecuencias acústicas

La mayoría de los terremotos y temblores son eventos de baja frecuencia. Las rejillas de Bragg en fibra óptica pueden ser adheridas a estructuras civiles y ser usadas para monitorear vibraciones durante el tiempo que este tipo de fenómenos se presenten [31]. Por otra parte, en la región de los 25 Hz, algunas pruebas de esfuerzos dinámicos o de vibraciones mediante el empleo de rejillas de Bragg pueden ser aplicadas en automóviles, aviones o trenes. El análisis de tales pruebas puede ayudar a los ingenieros a eliminar altos niveles de ruido y vibraciones indeseables que se presentan frecuentemente en el interior de estos vehículos. Además de la aplicación de las rejillas de Bragg a estructuras civiles y vehículos, estas se pueden aplicar a maquinaria industrial para determinar la frecuencia y amplitud de las vibraciones y esfuerzos presentes en ellas.

La formación de rejillas foto sensitivas en fibras ópticas fué reportada inicialmente en 1978 [32]. Se observó que un cambio periódico en el índice de refracción podía ser inducido en una fibra óptica de sílice dopada con germanio a través de la interferencia de dos rayos provenientes de un láser de argón a la longitud de onda de 244 nm. Numerosas aplicaciones han sido propuestas para este tipo de dispositivos, incluyendo su uso como sensores de temperatura o esfuerzo. El desarrollo de sensores de fibra óptica basados en rejilla de Bragg para el monitoreo de vibraciones es una tema de investigación actual. La respuesta a la longitud de onda de una rejilla de Bragg puede ser calculada usando la teoría de modos acoplados. Sí se asume que la rejilla es uniforme a lo largo de la longitud de la fibra, la reflectividad R está dada por la ecuación [33-35]:

$$R = \frac{\kappa^2 \sinh^2(\epsilon L)}{\xi^2 \sinh^2(\epsilon L) + \epsilon^2 \cosh^2(\epsilon L)} \quad (2.1)$$

donde $\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda}$ es la constante de acoplamiento de las ondas contra-propagantes en la rejilla, Δn es la variación del índice de refracción (la amplitud del primer armónico espacial), $\epsilon = \sqrt{\kappa^2 - \xi^2}$, donde $\xi = 2\pi n_0 (\lambda^{-1} - \lambda_0^{-1})$ es la desintonización desde la longitud de onda de Bragg (n_0 es el índice de refracción del modo propagante LP₀₁ de la fibra mono-modo y $\lambda_0 = 2n_0\Lambda$ es la longitud de onda de Bragg), y L es la longitud física de la rejilla. Algunos espectros de rejillas de Bragg uniformes grabadas en fibra óptica mono-modo se muestran en la figura 2.2.

El pico de reflexión de la rejilla se dará cuando se cumpla la condición de Bragg. La presencia de las vibraciones estira la fibra y modifica tanto el periodo de la rejilla Λ como el índice de refracción modal n_0 , causando un corrimiento en la longitud de onda de Bragg. Sí se asume un esfuerzo uniforme por la longitud de la rejilla, el cambio en

la longitud de onda del pico de reflexión λ_0 se puede obtener tomando la derivada de λ_0 por el esfuerzo s . El cambio de la constante de propagación $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0$ del modo principal LP_{01} inducido por el esfuerzo en la sintonización es:

$$d(\beta) = \left(\beta_0 \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial s} + \frac{\pi}{\Lambda} \right) \frac{dL}{L} \quad (2.2)$$

donde $\frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial s} = -0.29$ es el coeficiente elasto-óptico de la sílice fundida [36], s es el

esfuerzo, dL es el cambio correspondiente a la longitud de la rejilla.

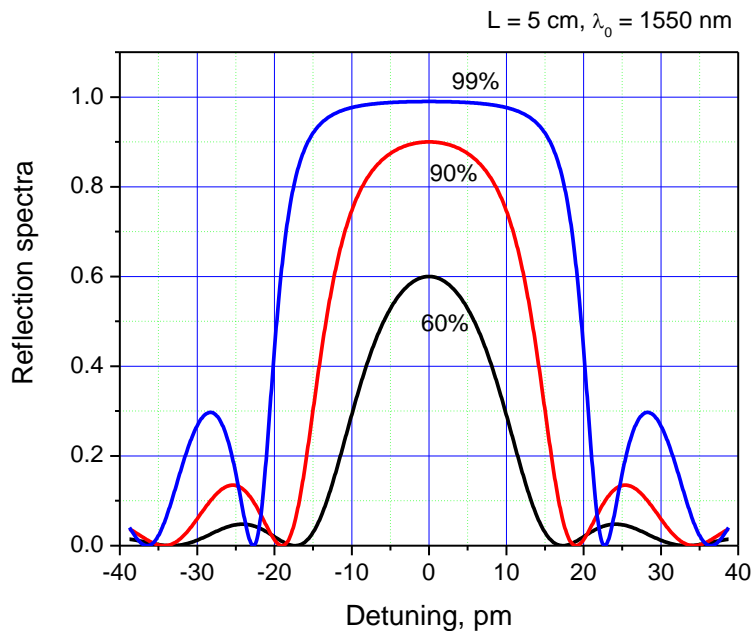


Figura 2.2. Espectros de reflexión de las rejillas de Bragg, la longitud de las rejillas es $L = 5$ cm, la longitud de onda de Bragg $\lambda_B = 1550$ nm. Las reflexiones de las rejillas están indicadas cerca de las curvas.

El esquema del sensor láser para la medición de vibraciones se muestra en la figura 2.3.

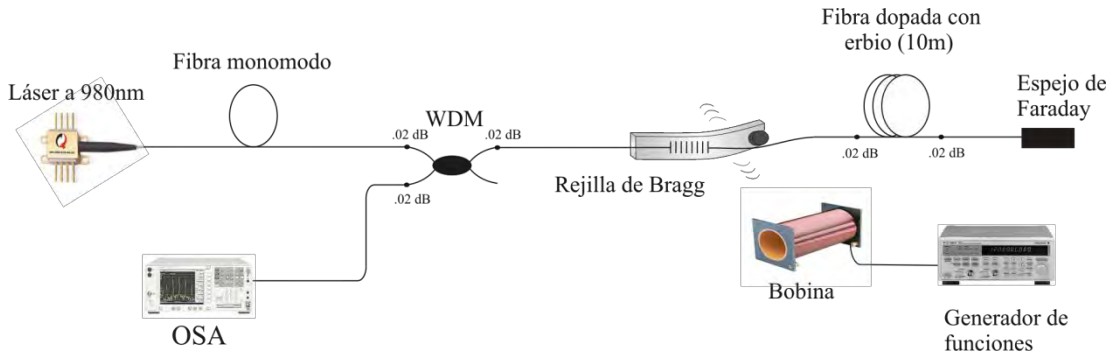


Figura 2.3. Sensor láser desarrollado para monitorear vibraciones

En el esquema anterior se aprecia como la luz de bombeo proveniente de un diodo láser con salida en fibra mono-modo, que emite en la longitud de onda de 980 nm, es acoplada a la cavidad láser usando un WDM, y al pasar por la fibra dopada con erbio se incrementa la inversión de población y posteriormente se ve reflejada por un espejo de Faraday de alta reflectancia. El espejo de Faraday rota el estado de polarización de luz a 90° para disminuir la birrefringencia aleatoria de la fibra [37-39]. La rejilla de Bragg con el pico de reflexión en $\lambda_0 = 1555$ nm está inscrita en una fibra óptica aparte que se empalma en uno de los brazos del WDM definiendo la segunda cara reflectora de la cavidad láser. La salida del láser es acoplada a un analizador espectral el cual es usado para monitorear los cambios en el espectro de la rejilla conforme la amplitud de las vibraciones crece.

Al incrementarse la potencia de bombeo, las pérdidas en la cavidad se superan y se provoca el laseo. A potencias de bombeo superiores al valor del umbral, la concavidad en el espectro de salida, la cual es debida a la rejilla de Bragg, comienza a crecer en la

dirección positiva conforme la potencia de bombeo se incrementa. En la Figura 2.4 se muestra el espectro de salida del sensor láser de fibra óptica para varias corrientes de bombeo, comenzando por debajo del umbral de laseo en el rango de 50 mA hasta 270 mA, y para valores superiores a 273 mA donde la línea de generación láser a 1553 nm comienza a crecer (la relación entre corriente y potencia de salida del diodo de bombeo se muestra en la figura 3.3).

La ganancia en un amplio ancho de banda de la fibra dopada con erbio cercana a la región de los 1550 nm hace que el láser de fibra óptica desarrollado sea una fuente de luz perfectamente sintonizable. Es fácil de observar que la longitud de onda del láser se desplaza un poco hacia el lado derecho conforme el crecimiento del bombeo. Dicho desplazamiento puede ser provocado por la absorción generada en la fibra fotosensible al momento de escribir la rejilla de Bragg [40] y que afecta en un pequeño calentamiento a la fibra [10].

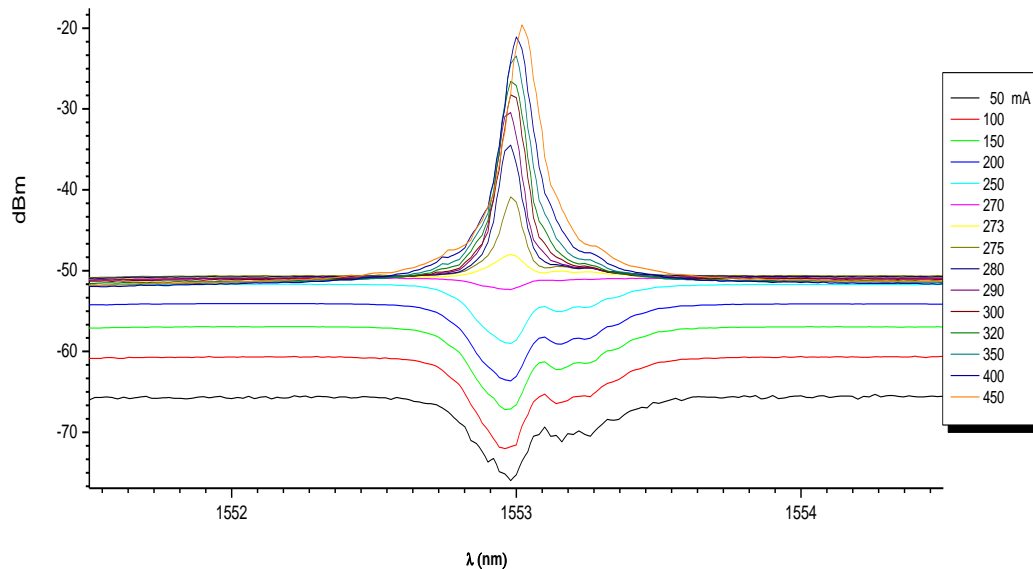


Figura 2.4. Espectro de salida del sensor láser para diferentes corrientes de bombeo. La resolución del analizador espectral es de 50 pm.

Para caracterizar experimentalmente la respuesta del sensor, la rejilla de Bragg se somete a variaciones en la amplitud de las vibraciones, obteniéndose como respuesta de ello los espectros mostrados en la figura 2.5. Como se puede observar en esta figura el efecto del cambio en la amplitud de las oscilaciones es un ensanchamiento del espectro óptico de reflexión de la rejilla de Bragg.

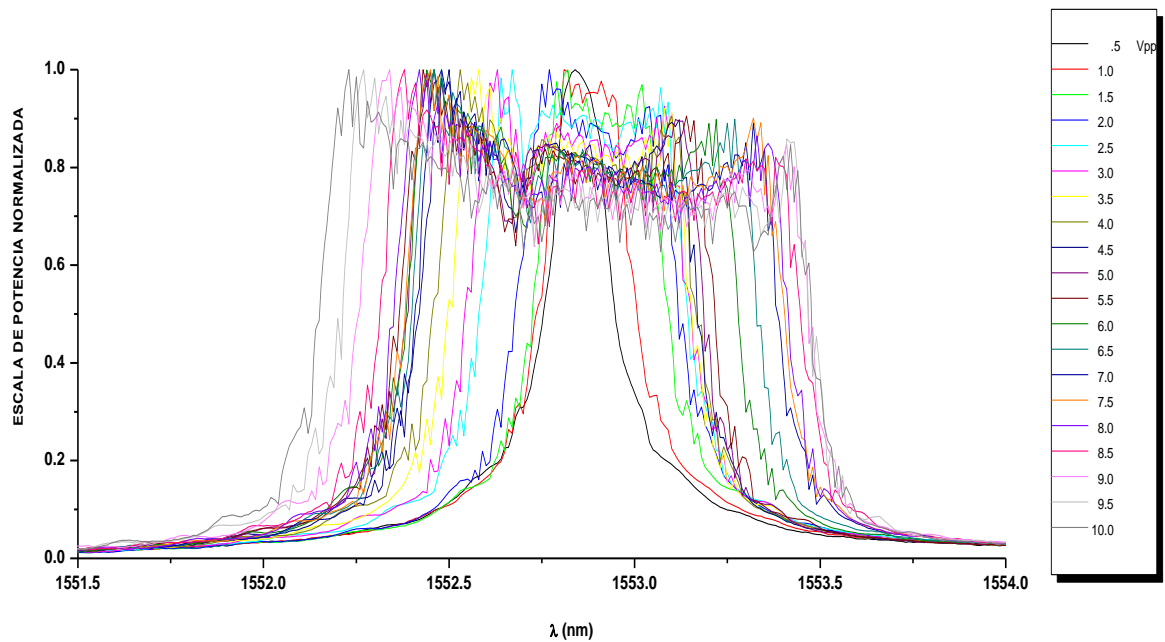


Figura 2.5. Espectros de salida del sensor láser cuando se somete a cambios de amplitud de vibración de una lámina a la cual se encuentra pegada la rejilla.

Si se considera la ecuación de reflectividad para la rejilla de Bragg, que resulta de aplicar la teoría de acoplamiento de modos para una rejilla uniforme, se puede modelar matemáticamente su comportamiento en condiciones dinámicas.

Los parámetros utilizados para el modelado son:

$n_0 = 1.46$ es el índice de refracción del modo LP₀₁,

$\lambda_0 = 1560$ nm es la longitud de onda central de la rejilla de Bragg,

$\Delta\lambda = 0.5$ nm es la amplitud de modulación de la longitud de onda,

$L = 1$ cm es la longitud de la rejilla de Bragg en fibra óptica,

$R = 0.5$ es la reflectividad de la rejilla de Bragg.

Introduciendo estos valores en la ecuación de reflectividad y graficándolos se consiguen los espectros de la figura 2.6. La longitud de onda de Bragg depende del tiempo como

$$\lambda_0(t) = \lambda_0 + \Delta\lambda \cos(2\pi f_s t), \quad (2.3)$$

donde λ_0 es la longitud de onda de Bragg de la rejilla sin modulación, $\Delta\lambda$ es la amplitud de modulación de la rejilla y f_s es la frecuencia de modulación.

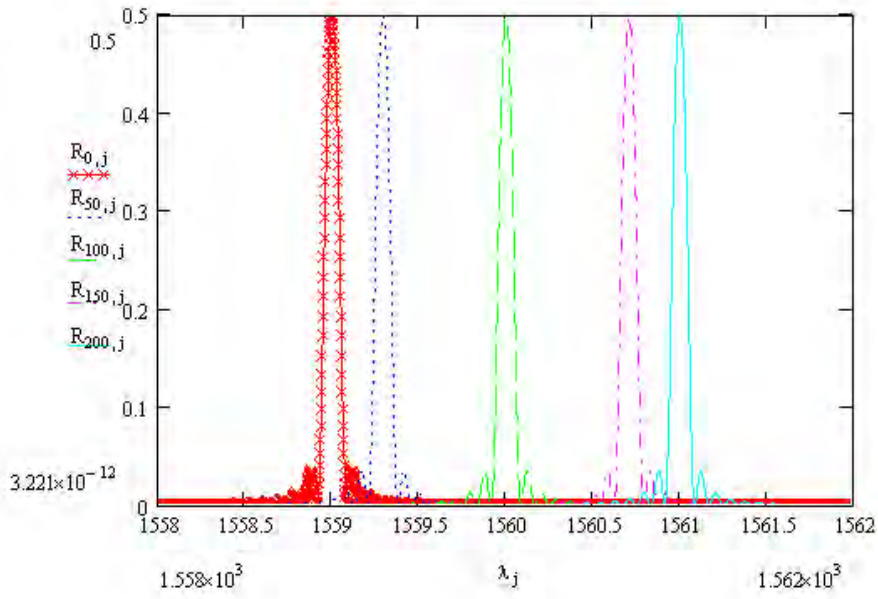


Figura 2.6. Corrimiento de los espectros de reflexión en una rejilla de Bragg de 1560 nm conforme al modelado matemático.

En la figura 2.7 por su parte, se puede apreciar la gráfica del promedio de los espectros de reflexión obtenidos en la simulación de la rejilla de Bragg. El espectro promedio por el periodo de la modulación (\tilde{R}) es calculado usando la formula:

$$\tilde{R} = \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} \frac{\kappa^2 \sinh^2(\tilde{\varepsilon}L)}{\tilde{\xi}^2 \sinh^2(\tilde{\varepsilon}L) + \tilde{\varepsilon}^2 \cosh^2(\tilde{\varepsilon}L)} dt \quad (2.4)$$

donde $T_s = 1/f_s$ es el periodo de la modulación, $\tilde{\xi}(t) = 2\pi m_0 [\lambda^{-1} + (\lambda_0 + \Delta\lambda \cos(2\pi f_s t))^{-1}]$ es la desintonización desde la longitud de onda de Bragg modulada, y $\tilde{\varepsilon}(t) = \sqrt{\kappa^2 - \tilde{\xi}^2(t)}$.

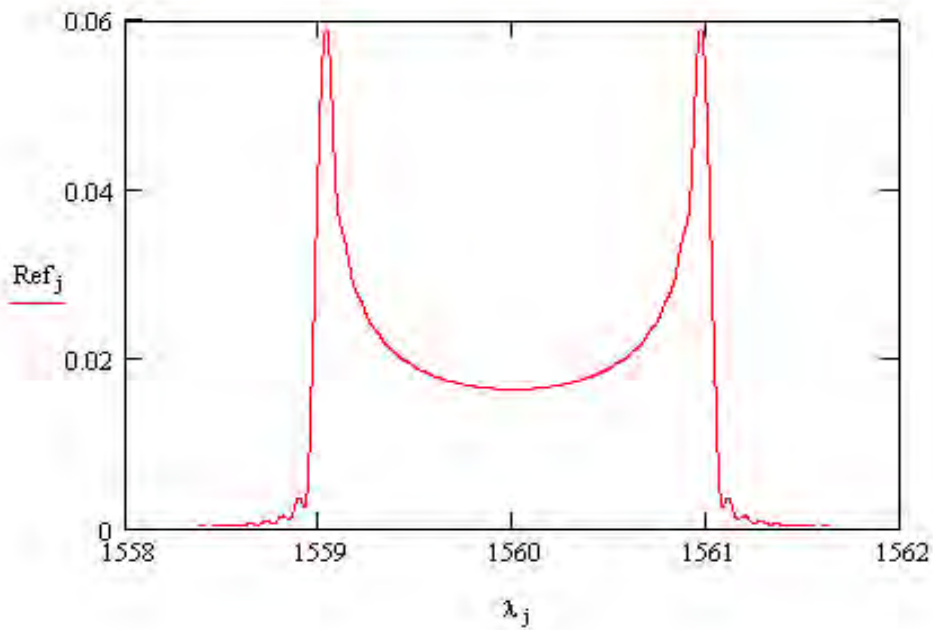


Figura 2.7. Espectro de reflexión de la rejilla de Bragg con la modulación de la longitud de onda de Bragg simulado usando la fórmula 2.3.

La diferencia entre los espectros experimentales (figura 2.5) y teóricos (figura 2.7) se observa por la razón de que la rejilla de Bragg usada en el experimento no era bastante uniforme y la modulación de la longitud de onda de Bragg no era puramente senoidal.

2.3. Sensor de hidrógeno basado en un láser de fibra óptica

2.3.1. Características del sensor

Un buen número de sensores de fibra óptica basan su funcionamiento en la interacción de los modos guiados con el exterior, bien directamente o a través del acoplamiento con estructuras materiales (normalmente en forma de capas). Existen diversos procedimientos para hacer posible el acceso de ese campo guiado a esas estructuras, entre los cuales, desde hace unos años, está cobrando importancia el llamado estrechamiento de fibras. Podemos construir una fibra óptica estrechada, calentándola y estirándola al mismo tiempo, es un procedimiento experimental cuyos parámetros deben controlarse con cuidado.

En principio, es posible conseguir fibras estrechadas de variada configuración [41,42], siendo las magnitudes que definen al taper: el diámetro de su cintura (región más estrecha), la longitud del estrechamiento y el perfil de la región de transición. Si el estrechamiento se ha realizado adecuadamente se puede conseguir un nivel de pérdidas muy bajo, con lo que la mayoría del campo guiado por la fibra consigue atravesar el taper. Es en esa zona estrechada donde ese campo va a estar en contacto con el medio exterior.

En general, el paso de la luz por la zona estrechada va acompañado por pérdidas que van a depender fuertemente de las características del medio que rodea al taper (ver la figura 2.8). De ese modo, midiendo la potencia óptica transmitida por la fibra dispondremos de un sensor cuyo comportamiento nos revela la variación de una magnitud física asociada al medio exterior (índice de refracción por ejemplo). También es posible realizar medidas espectrales y emplear muy diversos efectos físicos en la región estrechada para acoplar la radiación, por lo que este tipo de dispositivos muestra una versatilidad poco común, lo que redundará en una potencialidad de uso muy elevada.

Respecto de otras configuraciones posibles para los sensores de campo evanescente, como las fibras tipo *D* (curvadas y pulidas de modo que el revestimiento se rebaja a unas pocas micras), las fibras estrechadas presentan la ventaja fundamental de su simetría cilíndrica, lo que facilita su tratamiento teórico y, lo que es más importante, hace su comportamiento independiente de la polarización de la luz incidente.

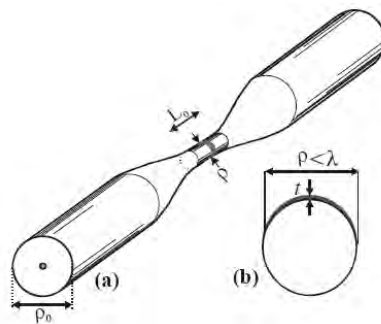


Figura 2.8. (a) Representación de una fibra óptica adelgazada, ρ_0 es el diámetro inicial, típicamente 125 μm . (b) Representación esquemática de la sección transversal de la fibra adelgazada, ρ es el diámetro de la cintura, L_0 es la longitud de la cintura y t es el máximo grosor de la película delgada de paladio.

La reducción del diámetro del núcleo y del revestimiento causa que los campos evanescentes se extiendan a través del recubrimiento y alcancen el exterior de la frontera formada entre el aire y el revestimiento, y entonces se permite la interacción externa con la luz.

A través de la siguiente fórmula

$$d_f = d_i \cdot \exp\left(-\frac{z}{2L_0}\right), \quad (2.5)$$

donde:

d_f es el diámetro final,

d_i es el diámetro inicial,

z es la distancia de elongación,

L_0 es la distancia del desplazamiento de la flama de la máquina para fabricar los tapers,

se puede predecir la longitud necesaria de elongación de la fibra para tener el diámetro de cintura requerido. Una vez obtenida la fibra estrechada se debe cubrir con una película delgada de paladio (Pd) [43,44].

El arreglo experimental usado para probar este tipo de sensor consiste en un diodo LED superluminescente con longitud de onda centrada a 1550 nm y con $\sim 1\text{mW}$ de potencia, como fuente de luz, y un fotodetector. La fibra adelgazada con la capa delgada de paladio (Pd) se encuentra dentro de una cámara sellada, en donde de manera controlada se hace fluir una mezcla de hidrógeno y nitrógeno, figura 2.9. El procedimiento para la caracterización de la respuesta del sensor es muy simple y consiste en medir los cambios en la potencia de la luz transmitida por la fibra adelgazada con paladio (Pd), debido a los cambios en la concentración de hidrógeno.

Estos cambios generalmente son un aumento en la potencia de la luz transmitida conforme aumenta la concentración de hidrógeno. Una gráfica de la respuesta típica de este sensor se muestra en la figura 2.10.

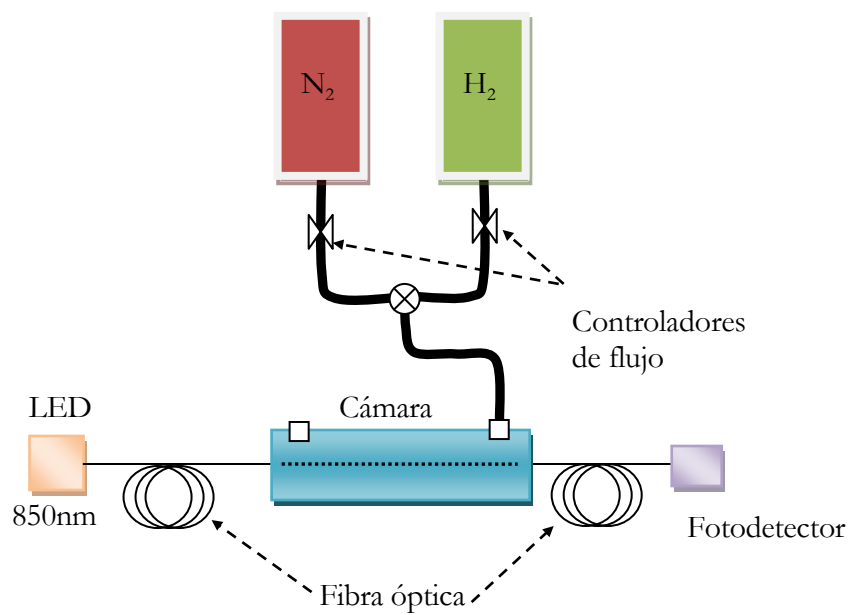


Figura 2.9. Arreglo experimental para probar la respuesta del sensor de hidrógeno.

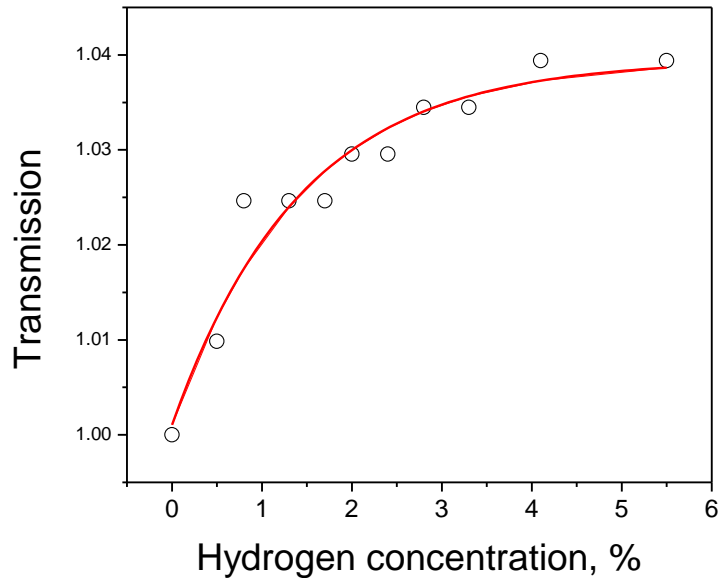


Figura 2.10. Respuesta típica del sensor de hidrógeno (transmitancia normalizada al valor medido sin presencia de hidrógeno). Las pérdidas iniciales de la cabeza del sensor normalmente están en el orden de 10 dB. Los círculos en la gráfica son puntos experimentales, la curva roja es el mejor ajuste exponencial de acuerdo a la fórmula: $T = 1 - A \times \exp(n_H/n_{H0})$, donde A es la magnitud del cambio de la transmitancia, n_H es la concentración de hidrógeno y n_{H0} es el parámetro de ajuste (la concentración que corresponde al crecimiento de la transmitancia a $(1/e)$ veces con respecto del cambio máximo)

2.3.2. Funcionamiento del sensor láser de hidrógeno

El esquema del láser de fibra óptica para la detección de hidrógeno hace uso de un taper con un recubrimiento de paladio colocado en el interior de la cavidad láser, figura 2.11. Cuando el taper es expuesto a hidrógeno, su atenuación disminuye cambiando las pérdidas en la cavidad dando lugar a una modificación del régimen transitorio en el láser de fibra óptica dopada con erbio. Las medidas en la concentración del hidrógeno se obtienen a través de la medición del tiempo de dominio en el régimen transitorio del láser [45,46].

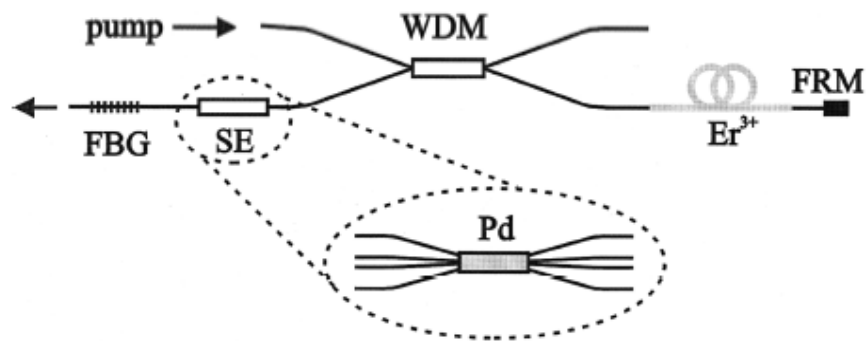


Figura 2.11. Arreglo experimental del sensor láser para la detección de hidrógeno.

El taper utilizado en el esquema de la figura 2.11 tiene una cintura de 25 μm de diámetro y 8 mm de longitud, con un recubrimiento de paladio de 10 nm de grosor. Las pérdidas en aire que el sensor introduce al interior de la cavidad son de 10 dB a la longitud de onda de 1.55 μm . Cuando se incrementa la concentración de hidrógeno las pérdidas disminuyen. FRM es un espejo de Faraday que sirve para eliminar la birrefringencia aleatoria en la fibra [37-39]. El diodo láser de bombeo tiene una longitud de onda alrededor de 980 nm. La longitud de fibra dopada con erbio (M5-980-125, *Thorlabs*) es de 6 m lo que es suficiente para que la ganancia sea mayor que

las pérdidas en la cavidad láser. El espejo de salida del láser (FBG) tiene una reflexión de 50% y el ancho espectral de 100 pm.

El régimen transitorio del láser es caracterizado por oscilaciones amortiguadas antes de alcanzar el estado estable. El tiempo de dominio, es el tiempo comprendido entre el comienzo del bombeo y la presencia del primer pulso del régimen transitorio del láser. Variaciones en la concentración de hidrógeno provocan cambios en las pérdidas en la cavidad las cuales, a su vez, generan variaciones en el tiempo de dominio del régimen transitorio del láser (ver la figura 2.12).

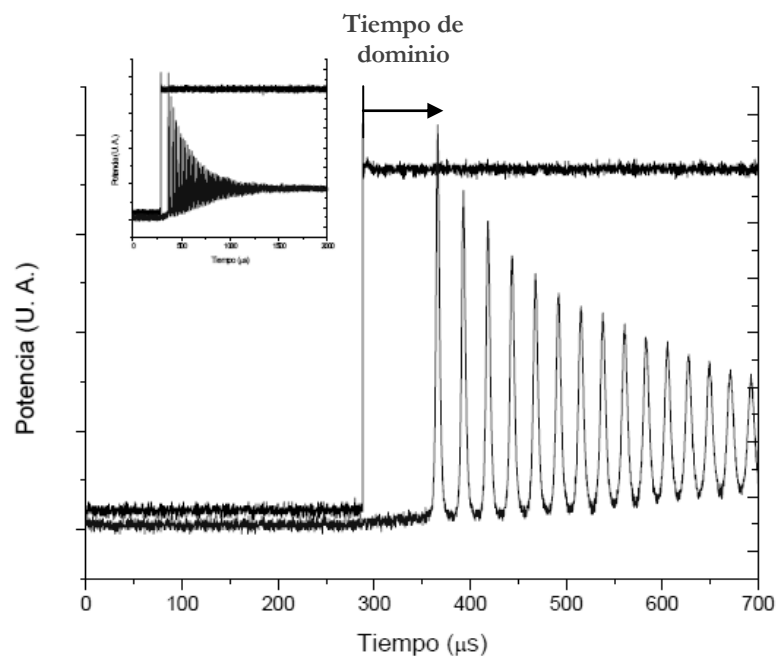


Figura 2.12. Régimen transitorio del láser de fibra óptica dopada con erbio. La curva rectangular corresponde a la señal de bombeo y la curva con picos múltiples al régimen transitorio del láser.

El arreglo mostrado en la figura 2.13 [47] se considera una alternativa para la medición de concentraciones de hidrógeno. Consiste en dos cavidades láser de fibra óptica que emiten a diferentes longitudes de onda teniendo en una de ellas al elemento sensible. El arreglo cambia la longitud de onda de emisión dependiendo de las pérdidas insertadas por el elemento sensible en una de las cavidades. Cuando el elemento sensible es expuesto a hidrógeno sus pérdidas decrecen y el sistema cambia de la longitud de onda de emisión de la cavidad auxiliar al de la longitud de onda de la cavidad principal que contiene al elemento sensible. Por lo que dicho arreglo sirve como una alarma.

El esquema consiste de una fibra óptica dopada con erbio con una concentración de ~ 300 ppm (M5-980-125), usada como medio activo. Un espejo de Faraday y dos rejillas de Bragg centradas a diferentes longitudes de onda constituyen los reflectores de la cavidad principal y de la cavidad auxiliar. La rejilla de Bragg 1 tiene su longitud de onda central en los 1539.67 nm con una reflectividad del 85% y define la cavidad auxiliar, mientras que la rejilla de Bragg 2 está centrada en los 1549.29 nm con una reflectividad del 98% y define la cavidad principal.

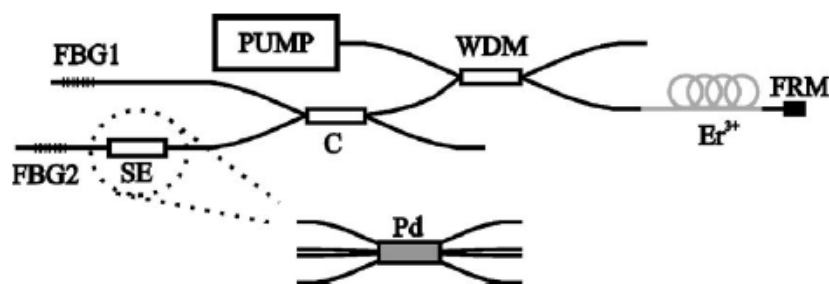


Figura 2.13. Arreglo experimental del sensor láser de fibra óptica de doble cavidad

La fibra activa es bombeada a 980 nm a través de un WDM. El elemento sensible en la cavidad consiste de un taper de fibra óptica con recubrimiento de paladio (Pd). El taper tiene una cintura uniforme de 25 μm de diámetro y 8 mm de longitud, el cual es recubierto con una capa de paladio de 10 nm de espesor. Las pérdidas introducidas por el taper en contacto con el aire son de 10 dB a la longitud de onda de 1550 nm.

La respuesta del sistema se muestra en la figura 2.14. Cuando el elemento sensible se encuentra en el aire las pérdidas en la cavidad principal son más grandes que las pérdidas en la cavidad auxiliar y el sistema emite a la longitud de onda característica de la cavidad auxiliar (línea sólida). Una vez que la concentración de hidrógeno se incrementa, la capa de paladio comienza a reaccionar con el hidrógeno y las pérdidas en el elemento sensible decrecen. Cuando el umbral de la cavidad que contiene al elemento sensible es alcanzado el sistema comienza a emitir a la longitud de onda de la cavidad principal (línea punteada). El sistema puede ser considerado para detectar entre dos condiciones y funcionar como una alarma.

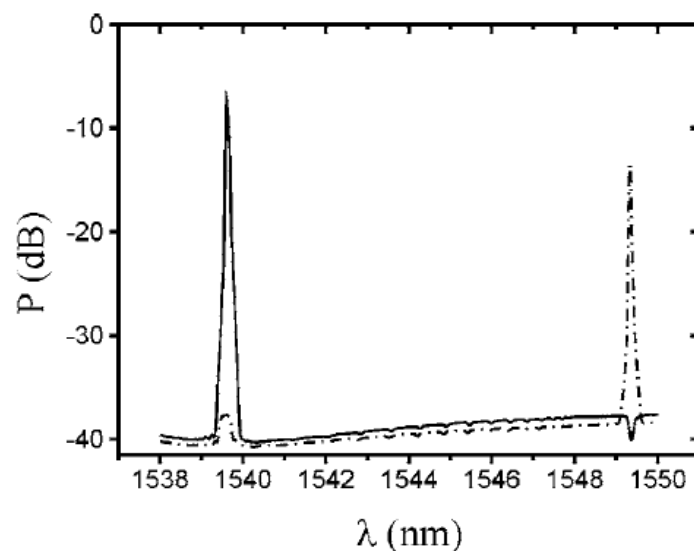


Figura 2.14. Respuesta del sistema cuando la concentración de hidrógeno está por debajo del umbral (línea sólida) y cuando está por encima del umbral (línea punteada).

2.3.3. Láser de fibra óptica para la medición de concentración de acetileno

Los sensores de fibra óptica basados en la absorción de luz en la ventana de bajas pérdidas (1-2 μ m) para una fibra de sílice han sido extensamente estudiados para la detección de gas [48]. Gases como metano, monóxido de carbono y dióxido de carbono tienen líneas de absorción dentro de este rango de longitudes de onda y pueden ser detectados utilizando sensores de fibra óptica.

Haciendo uso de un láser de anillo de fibra como el mostrado en la figura 2.15 se pueden hacer mediciones de concentraciones de acetileno (C₂H₂). La cavidad láser incluye un amplificador de fibra óptica dopada con erbio, bombeada con un diodo láser de 980 nm, un circulador y una rejilla de Bragg como filtro óptico sintonizable, un atenuador variable y un aislador. La fibra óptica dopada con erbio de 7 m de longitud tiene una concentración de 400 ppm. La rejilla de Bragg se utiliza para sintonizar la longitud de onda de emisión del láser a 1530.1 nm, la cual corresponde a una de las líneas de absorción del acetileno. Las pérdidas en la cavidad se controlan con el atenuador variable para simular la absorción

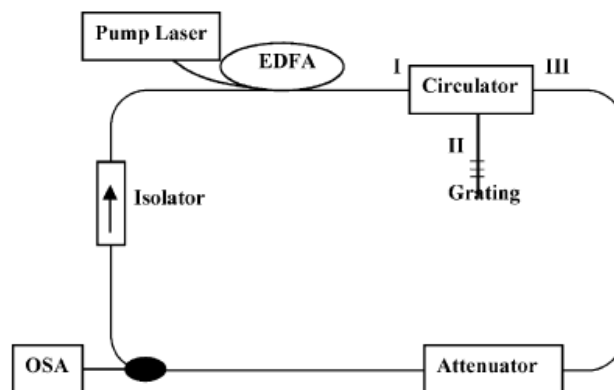


Figura 2.15. Arreglo experimental del sensor de gas acetileno.

La figura 2.16 muestra la relación experimental entre la potencia de salida del láser y las pérdidas introducidas por el atenuador para diferentes corrientes de bombeo. La sensibilidad del sensor láser de fibra óptica mostrado es máxima cuando se trabaja cerca del umbral

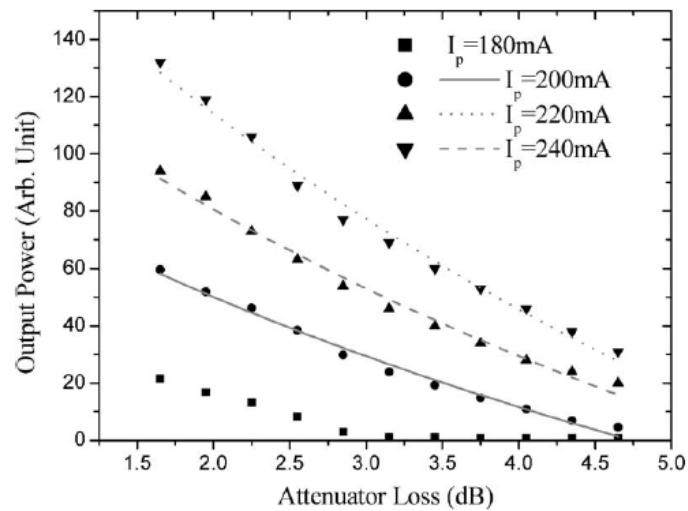


Figura 2.16. Potencia de salida como función de las pérdidas en el atenuador.

Un esquema alternativo al mostrado anteriormente para la detección de concentraciones de gases, en particular el acetileno, es el que se muestra en la figura 2.17. En este caso la cavidad láser incluye un amplificador de fibra óptica dopada con erbio bombeado a 1480 nm por un diodo láser, un atenuador variable (#1), un espejo de anillo de fibra y una rejilla de Bragg con una reflectividad del 50%. La concentración del dopante en la fibra dopada con erbio es de aproximadamente 400 ppm. La función de la rejilla de Bragg es la de sintonizar al láser a la longitud de onda correspondiente a una de las líneas de absorción del gas acetileno. Un analizador de espectros ópticos se utiliza para medir el espectro de potencia de salida del láser, figura 2.18.

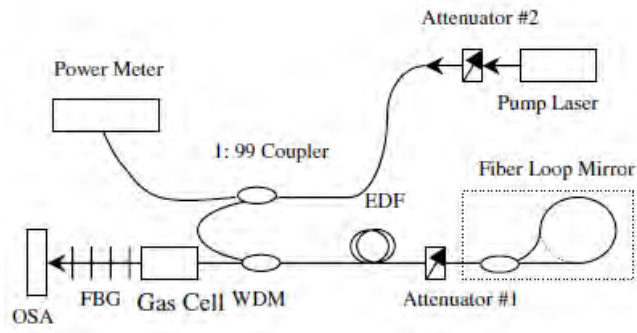


Figura 2.17. Arreglo experimental del sensor para el gas acetileno haciendo uso de una celda de gas.

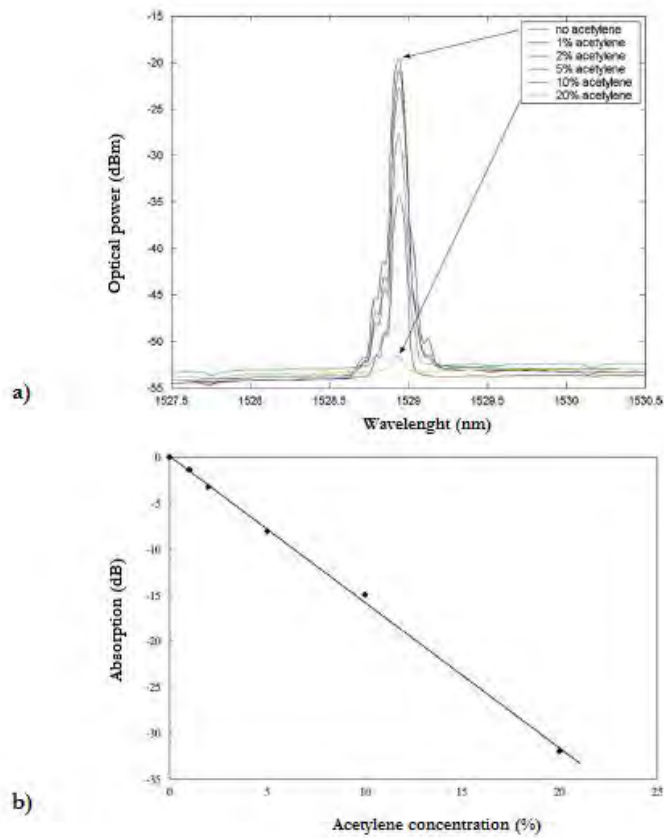


Figura 2.18. a) Salida del láser de fibra óptica dopada con erbio para diferentes concentraciones de acetileno 0%, 1%, 2%, 3%, 4%, 5%, 10% y 20%, b) Relación entre la absorción de luz en la celda de gas con respecto a la concentración de acetileno en aire.

Inicialmente la rejilla de Bragg se somete a tensión para sintonizarla al pico de absorción del acetileno alrededor de los 1528.9 nm (normalmente una rejilla de Bragg grabada en una fibra fotosensible permite sintonizar su longitud de onda hasta 5-7 nm sin que llegue a ser dañada). La potencia de bombeo es de aproximadamente 6.5 mW, la cual corresponde a la máxima sensibilidad del arreglo.

La figura 2.18 muestra los espectros de la salida del láser cuando la celda de gas es expuesta a diferentes concentraciones de acetileno con 0%, 1%, 2%, 5%, 10% y 20%. Se puede apreciar en la figura como el pico de salida del láser varía linealmente con la concentración de gas en el interior de la celda y las pérdidas en el interior de la cavidad oscilan entre -19.54 dB a -51.50 dB cuando la concentración del gas de acetileno varía de 0 a 20%.

2.3.4. Sensor láser de fibra óptica para la medición de índice de refracción

Recientemente se han propuesto esquemas de sensores de fibra óptica para la medición del índice de refracción haciendo uso de elementos sensibles a este parámetro como rejillas de periodo largo y tapers de fibra óptica. El uso de rejillas de periodo largo como elementos sensibles resulta más conveniente dado que son menos frágiles que los tapers. El espectro de transmisión de una rejilla de periodo largo típica consiste de un cierto número de bandas de atenuación originadas por el acoplamiento de luz del modo fundamental con algunos modos del revestimiento. Debido al corrimiento de la banda de atenuación que experimentan estos elementos a consecuencia de cambios en algún parámetro físico constituye la razón del porque son utilizados como sensores.

El esquema de un sensor láser de fibra óptica dopada con erbio para la medición del índice de refracción se ilustra en la figura 2.19 [49]. En el arreglo se incluye una rejilla de periodo largo, en la cavidad del láser de fibra, como elemento sensible. Un espejo de anillo de fibra Sagnac y una rejilla de Bragg constituyen los elementos de sintonización del láser. La longitud de onda de resonancia de la rejilla de periodo largo así como la longitud de onda de Bragg son de 1574.4 nm y 1557.98 nm respectivamente. Un diodo láser de 980 nm bombea 3.5 m de fibra dopada con erbio, con una concentración moderada de ~ 550 ppm (M12-980-125, *Thorlabs*).

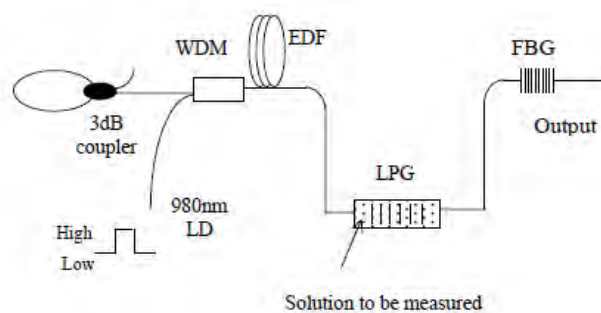


Figura 2.19. Arreglo experimental del sensor láser de fibra para la medición de índice de refracción.

Cuando el bombeo es aplicado al medio de ganancia, el láser de fibra es llevado a una operación en el modo continuo después de una serie de oscilaciones de relajación. Existe un tiempo que consume el láser desde que el bombeo es activado hasta la aparición del primer pulso de la serie de oscilaciones en el régimen transitorio, al cual se le denomina tiempo de dominio. Este tiempo depende de las propiedades del medio de ganancia, la potencia de bombeo así como de las pérdidas en la cavidad. Considerando invariables al medio de ganancia y a la potencia de bombeo, el tiempo de dominio está relacionado exclusivamente con las pérdidas en la cavidad y puede ser utilizado para medir cualquier perturbación externa. Lo anterior justifica el uso de la rejilla de periodo largo como elemento sensible, ya que, al ser susceptible a las variaciones del índice de refracción del medio circundante, se introducirán pérdidas en la cavidad lo que provocará que el tiempo de dominio se modifique.

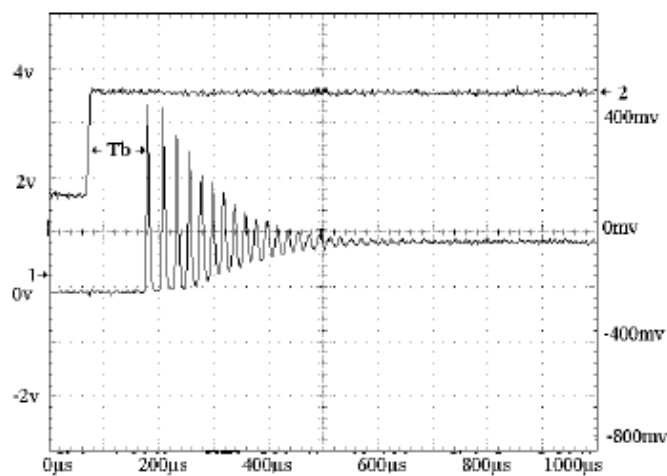


Figura 2.20. Régimen transitorio del láser de fibra. La curva rectangular corresponde al bombeo aplicado al láser.

El esquema mide los cambios de índice de refracción de una solución de cloruro de sodio (NaCl). Cambios en esta concentración de 0 a 23% corresponden a cambios en el índice de refracción de 1.3330 a 1.3415 a temperatura ambiente.

A la longitud de onda de 1557.98 nm las pérdidas en la cavidad se incrementan conforme se incrementa la concentración de cloruro de sodio, tal y como se muestra en la figura 2.21. De la misma forma el tiempo de dominio reacciona a los cambios en las pérdidas a consecuencia del cambio de concentración en la solución, figura 2.22.

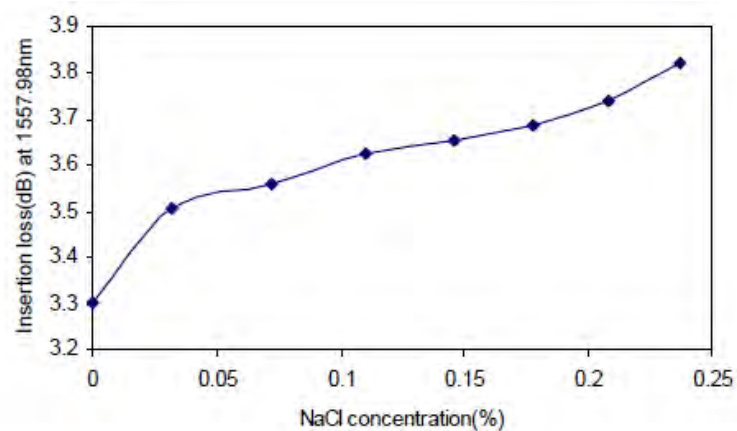


Figura 2.21. Relación de pérdidas en la cavidad con respecto a la concentración de cloruro de sodio

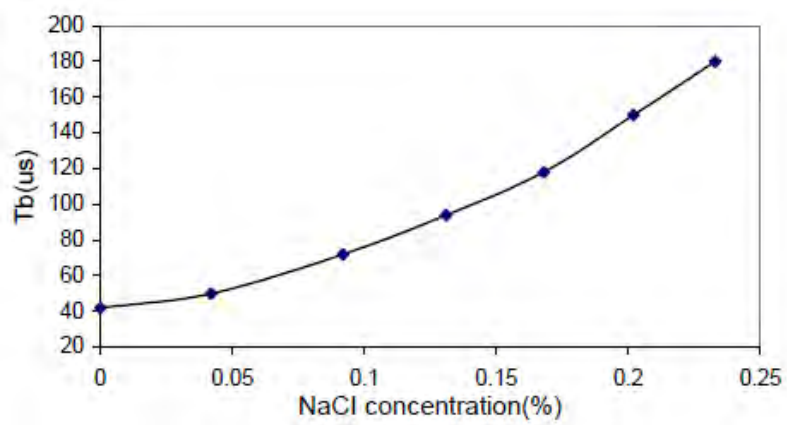


Figura 2.22. Relación del tiempo de dominio con respecto a la concentración de cloruro de sodio.

CAPÍTULO 3

Sensor basado en un láser de fibra óptica para la medición del índice de refracción y de la concentración de solutos en soluciones acuosas

3.1. Introducción

En este capítulo se describe el principio utilizado para la medición del índice de refracción y de la concentración de solutos en soluciones acuosas a través de un sensor basado en un láser de fibra óptica dopada con erbio.

El principio de funcionamiento del sensor se basa tomando en cuenta que la frecuencia de relajación del láser es una variable que depende de las pérdidas en la cavidad (anteriormente esta idea no había sido tomada en cuenta para la implementación de sensores láser basados en fibra óptica). En nuestro caso, estas están asociadas con el coeficiente de reflexión en la zona ubicada entre la frontera de la solución a analizar y la punta de la fibra óptica (segundo espejo reflector de la cavidad del láser) que funge como la cabeza del sensor. Debido a lo anterior, la frecuencia de relajación del láser se ve afectada por cambios en el índice de refracción de la solución acuosa, y si tenemos en cuenta que el índice de refracción a su vez es proporcional a la concentración de soluto en el agua, se deduce de esta forma la correlación existente entre la frecuencia de relajación y el índice de refracción de la sustancia a analizar. Para proteger al sensor contra un posible efecto de “self-pulsing”, observado en láseres de fibra fuertemente dopada con erbio [50,51], la fibra ligeramente dopada con erbio fué elegida como el medio activo del láser (M5-980-125, ~ 300 ppm de concentración de erbio en el núcleo de la fibra). El sensor propuesto permite medir el índice refracción de solutos como concentración de azúcar, glucosa, sal, *etc.*, en tiempo real y además a distancias remotas. Hay que mencionar que los métodos convencionales para medir, por ejemplo, concentraciones de azúcar o glucosa en

solutos diluidos en agua incluyen equipos costosos (en el caso de análisis de laboratorio) como polarímetros o refractómetros que no permiten detectar la concentración en tiempo real y a distancias remotas. Además, el sensor láser propuesto permite medir índices de refracción de cualquier sustancia líquida agresiva que no dañe al vidrio (pudiendo ser para el caso dañino, por ejemplo, ácido hidrófluorhídrico).



Figura 3.1. Relación de la frecuencia de relajación en el sensor propuesto con las diferentes variables presentes en la medición.

3.2 Arreglo experimental

El esquema del sensor láser de fibra óptica utilizado para el experimento se muestra en la figura 3.2. Se incluye en el arreglo un diodo semiconductor con longitud de onda central 980 nm para bombear una fibra dopada con erbio de baja concentración 300 ppm (*Thorlabs*, M5-980-125) conectada en un brazo de un primer WDM (980/1550nm). Una rejilla de Bragg de 95% de reflectividad con un pico centrado en una longitud de onda de 1550 nm se coloca cerca de la cavidad en un extremo de la fibra activa; el otro extremo se conecta a una fibra monomodo estándar en cuyo extremo libre se realiza un corte y se dispone en un capilar de vidrio para usarse como elemento sensor. Se hace uso de un segundo WDM (980/1550nm) para aislar al sensor del resto de la radiación de bombeo.

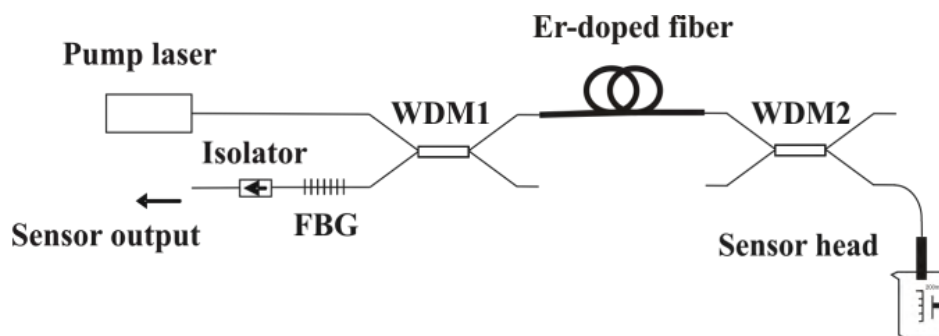


Figura 3.2. Arreglo experimental del sensor láser de fibra dopada con erbio para la medición del índice de refracción y de solutos en soluciones acuosas.

3.2.1 El diodo láser de bombeo

Cuenta con un foto-detector para el monitoreo de la potencia de salida, un termistor para evaluar la temperatura del semiconductor y un elemento enfriador. La estabilidad en la longitud de onda se logra grabando una rejilla de Bragg de banda angosta, ligeramente reflectiva, sobre la fibra óptica a pocos centímetros del diodo. La mayor parte de la señal de bombeo pasa a través de la rejilla, pero un pequeño porcentaje se refleja hacia el láser. Esta retroalimentación asegura una operación únicamente en la longitud de onda de la rejilla, aún cuando la corriente o la temperatura del semiconductor varíen.

La relación entre la potencia de salida del diodo láser y la corriente de bombeo se muestra en la figura 3.3. Se puede notar que para corrientes de bombeo comprendidas entre los 10 y 15 mA existe un comportamiento no lineal, lo cual es debido a la emisión espontánea del propio diodo láser. A corrientes de bombeo mayores que 15 mA el comportamiento tiende a ser lineal.

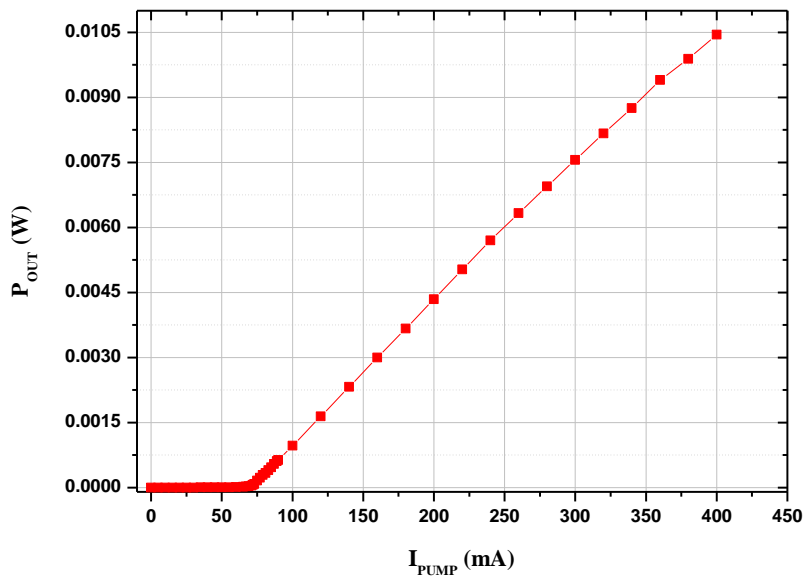


Figura 3.3. Potencia de salida del diodo láser contra corriente de bombeo.

3.2.2. El multiplexor por división de longitud onda

El multiplexor por división de longitud de onda es un componente pasivo utilizado en amplificadores de fibra óptica. Consiste en dos fibras en el primer extremo que se pueden utilizar para combinar o separar señales de dos longitudes de onda distinta (en este caso 980 nm y 1550 nm); en el otro extremo se pueden conducir ambas longitudes de onda.

3.2.3. La fibra dopada con erbio

Se utilizó como elemento activo en la cavidad láser del sensor de fibra óptica fibra dopada con Erbio (*Thorlabs*, M5-980-125) de baja concentración. En el arreglo experimental se utilizaron 11m de esta fibra.

3.2.4. La rejilla de Bragg

Una rejilla de Bragg en fibra óptica es una modulación periódica del índice de refracción a lo largo de una sección pequeña del núcleo, producida por un proceso de foto sensibilización de la fibra, con la habilidad de reflejar un pico espectralmente angosto de la luz guiada, centrado a la longitud de onda de Bragg dada por la expresión.

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda \quad (3.1)$$

donde

λ_B es la longitud de onda central de la luz reflejada por la rejilla de Bragg
 n_{eff} es el índice modal de la fibra óptica

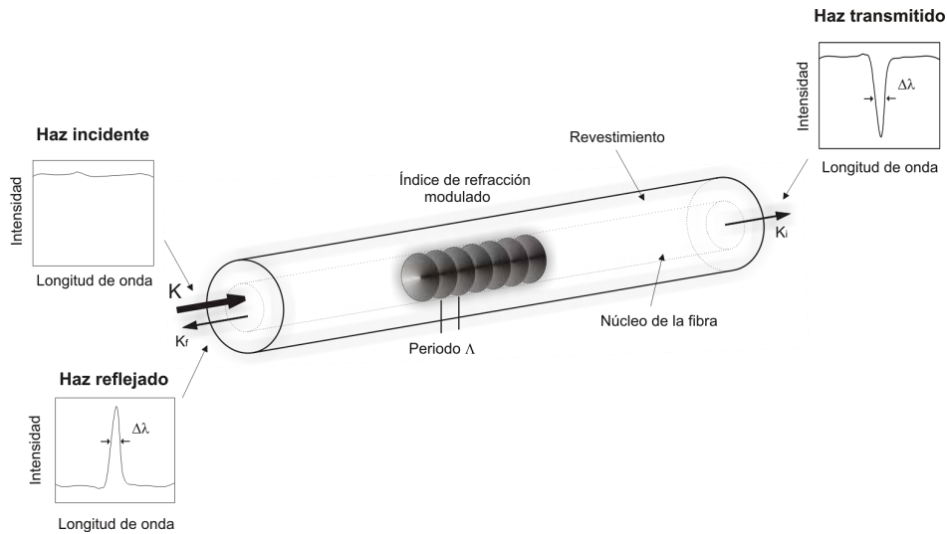


Figura 3.4. Esquema de una rejilla de Bragg en fibra óptica. Parte de la luz incidente se refleja por la rejilla de Bragg y otra parte se trasmite, tal y como se muestra en los espectros de la figura.

3.3 Resultados experimentales

Hay ciertas industrias que dependen de soluciones donde el azúcar (sucrosa, glucosa, fructosa, etc.) es el soluto de mayor concentración. Algunos ejemplos de estas, son las que tienen que ver con la producción de bebidas alcohólicas, especialmente cerveza y vino, producción de jarabe de maple y maíz, y producción de miel.

Dada la importancia de las concentraciones de azúcar en estas industrias, es de esperarse que existan ciertas escalas de concentración que comúnmente son usadas para expresar el contenido de azúcar de las soluciones. La escala que se utilizó para referenciar en nuestro experimento la concentración de azúcar contra el índice de refracción, fué la escala de grados Brix [52], desarrollada en el siglo 19 por el científico Alemán Adolf F. Brix (1798 - 1870). En esta escala, por ejemplo, una solución de 25° Brix tiene 25 g de azúcar y 75 g de agua por gramos de solución y un índice de refracción 1.37233 tal y como lo muestra la figura 3.5. Debido a lo anterior

nos fue más sencillo demostrar y referenciar el funcionamiento de nuestro sensor basándonos en la prueba de diferentes sustancias con diferentes concentraciones de azúcar, y así poder correlacionar de manera más sencilla todos los parámetros implicados en nuestro experimento.

	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
0	1.33299	1.33313	1.33327	1.33342	1.33356	1.33370	1.33385	1.33399	1.33413	1.33428
1	1.33442	1.33456	1.33471	1.33485	1.33500	1.33514	1.33529	1.33543	1.33558	1.33572
2	1.33587	1.33601	1.33616	1.33630	1.33645	1.33659	1.33674	1.33688	1.33703	1.33717
3	1.33732	1.33747	1.33761	1.33776	1.33791	1.33805	1.33820	1.33835	1.33849	1.33864
4	1.33879	1.33893	1.33908	1.33923	1.33938	1.33952	1.33967	1.33982	1.33997	1.34012
5	1.34026	1.34041	1.34056	1.34071	1.34086	1.34101	1.34116	1.34131	1.34146	1.34160
6	1.34175	1.34190	1.34205	1.34220	1.34235	1.34250	1.34265	1.34280	1.34295	1.34310
7	1.34325	1.34341	1.34356	1.34371	1.34386	1.34401	1.34416	1.34431	1.34446	1.34461
8	1.34477	1.34492	1.34507	1.34522	1.34537	1.34553	1.34568	1.34583	1.34598	1.34614
9	1.34629	1.34644	1.34660	1.34675	1.34690	1.34706	1.34721	1.34736	1.34752	1.34767
10	1.34783	1.34798	1.34813	1.34829	1.34844	1.34860	1.34875	1.34891	1.34906	1.34922
11	1.34937	1.34953	1.34968	1.34984	1.34999	1.35015	1.35031	1.35046	1.35062	1.35077

Figura 3.5 Tabla que relaciona los grados Brix con el índice de refracción de una solución [52].

Nuestro experimento consistió en insertar el capilar de vidrio, segundo espejo de la cavidad que funge como sensor, en soluciones acuosas cuyo índice de refracción oscilaba en el rango de 1.333 a 1.349 (los valores convencionales de azúcar en agua [52]) para lo cual, la reflectividad en la frontera entre la solución y el corte de la fibra óptica varió en el rango de 0.153 a 0.207%. La reflexión se calculó usando la fórmula de Fresnel [53]:

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (3.2)$$

donde n_1 es el índice modal de la fibra y n_2 es el índice refracción del líquido.

Los bajos valores de reflectividad limitaron la eficiencia del láser debido a las altas pérdidas en la cavidad. La potencia de salida del láser de fibra óptica a la máxima potencia de bombeo, 60 mW, fue menor de 300 μ W. Esta baja eficiencia fue importante para proteger a la solución de prueba contra calentamiento, ya que a esta se le pueden llegar a cambiar sus propiedades.

La respuesta del sensor, figura 3.6, se probó variando el umbral del láser de fibra óptica de 32 a 35 mW para concentraciones de soluto de 0 a 10%. En esta gráfica se aprecia la dependencia del coeficiente de reflexión del capilar (escala de la izquierda) y de la concentración de soluto (escala de la derecha) con respecto al índice de refracción de la solución acuosa que contiene el soluto (azúcar).

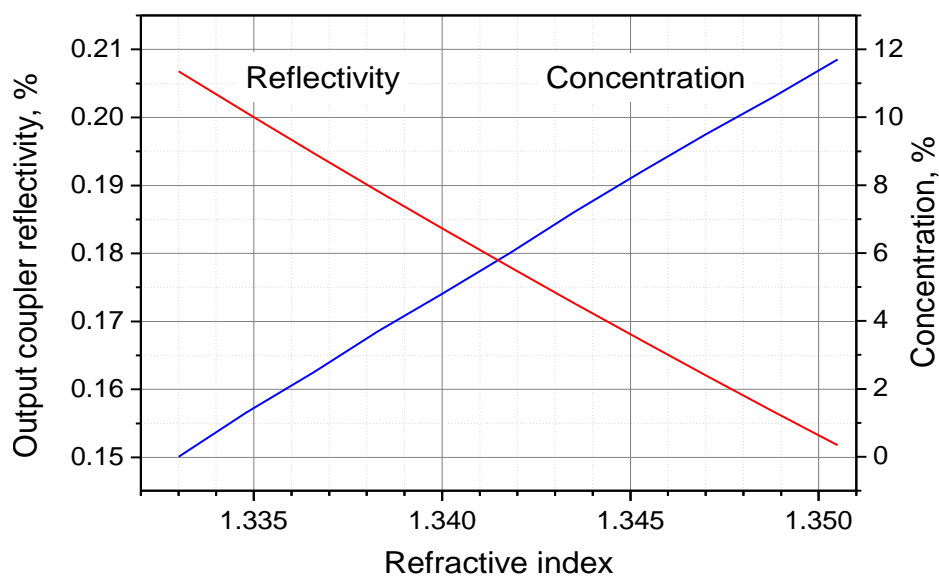


Figura 3.6. Dependencia de la reflectividad del espejo final del láser de fibra (escala de la izquierda) y de la concentración de soluto (escala de la derecha) con respecto al índice de refracción de la solución que contiene al soluto.

La figura 3.7 muestra los espectros de la frecuencia de relajación para varias concentraciones de azúcar y varias potencias de bombeo.

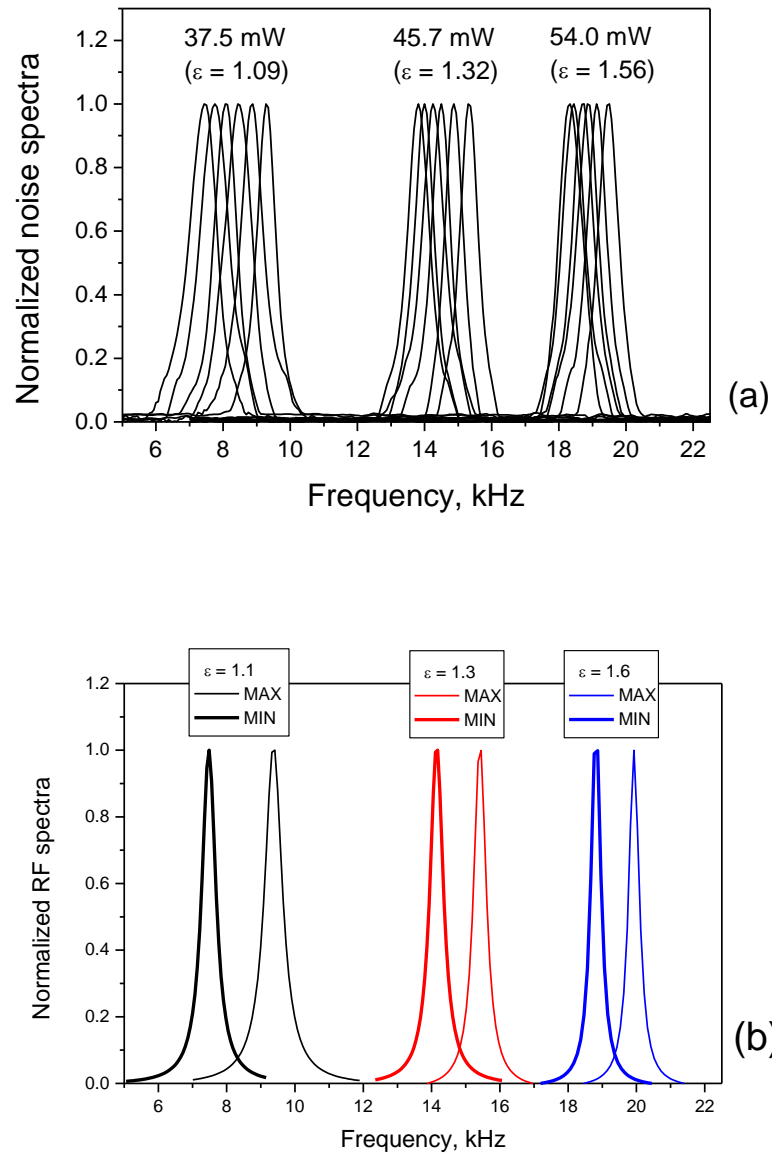


Figura 3.7 Espectro de radiofrecuencia del laser de fibra dopada con erbio medido para diferentes concentraciones de azúcar: (a) valores experimentales, (b) modelo numérico, ϵ es el exceso sobre el umbral. El crecimiento en la concentración de azúcar corresponde a un desplazamiento de la frecuencia de relajación hacia la izquierda.

Se puede observar de la figura 3.8 una dependencia lineal de la frecuencia de relajación con respecto a la concentración de soluto (sí la concentración se incrementa la frecuencia de relajación disminuye y viceversa). Cabe mencionar que, la magnitud de las variaciones de la frecuencia de relajación depende de la potencia de bombeo. Entre más grande es la potencia de bombeo menores son las variaciones de la magnitud de la frecuencia de relajación.

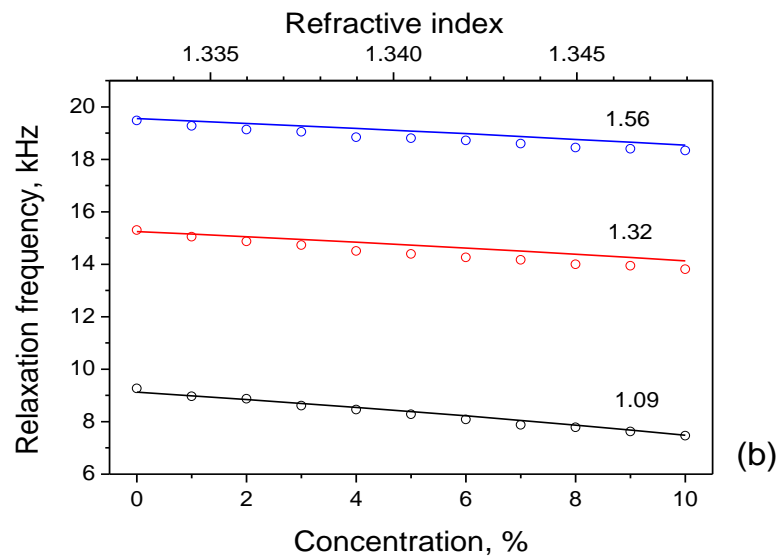


Figura 3.8. Dependencia de la frecuencia de relajación del láser con respecto a la concentración de soluto.

La sensibilidad del sensor depende de la precisión en las mediciones de los espectros de la frecuencia de relajación y estrictamente obedece al valor de la pendiente de la correlación de la frecuencia de relajación sobre la concentración de soluto y del ancho espectral del ruido del láser. La sensibilidad en la frecuencia de relajación varía de ~ 180 Hz por 1 % de concentración de azúcar, a una potencia de bombeo de $P_p = 37.5$ mW, hasta ~ 100 Hz a una potencia de bombeo de $P_p = 58$ mW.

Por lo tanto, se puede concluir que la sensibilidad del sensor es máxima a potencias de bombeo un poco por encima de la potencia de umbral del láser.

El ancho espectral del ruido del láser de fibra depende del factor Q, el cual de acuerdo a las mediciones fue de ~ 400 Hz a 3-dB de nivel. La precisión de las mediciones de la frecuencia de relajación dependió de la resolución de analizador de espectros, 50 Hz, lo cual corresponde a una precisión en la medición del índice de refracción de $\sim 4 \times 10^{-4}$. Este valor le da al sensor una sensibilidad en la medición de concentración de solutos de $\sim 0.25\%$.

3.4 Modelado del sensor

De la teoría clásica de los láseres [54-56] la frecuencia de fluctuaciones f_r de potencia del láser (frecuencia de relajación) depende de la raíz cuadrada de la potencia de bombeo, cuando las pérdidas en la cavidad no cambian:

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2(\varepsilon - 1)\alpha_{p0}I_p n_1}{\tau_p}} \quad (3.3)$$

donde $\varepsilon = \frac{P_p}{P_{th}}$ es el exceso sobre el umbral del láser (P_p es la potencia de bombeo y P_{th}

es la potencia de bombeo que corresponde al umbral), α_{p0} es la absorción no saturada

del medio activo a longitud de onda de bombeo, $I_p = \frac{P_p}{S_p}$ es la intensidad del bombeo

($S_p = \frac{\pi w_p^2}{2}$ es el área del haz Gaussiano de bombeo, w_p es su radio), n_1 es la población

normalizada del nivel base y τ_p es el tiempo de vida del fotón en la cavidad láser. La fórmula clásica tiene varias limitaciones cuando esta es aplicada a un láser de fibra óptica dopada con erbio. Primeramente, por la presencia de la absorción del estado

excitado las pérdidas en la cavidad varían con la potencia de bombeo y, por esto, con la potencia del láser: si el bombeo (y láser) se incrementa, las pérdidas en la cavidad se incrementan afectando, finalmente, al tiempo de vida del fotón en la cavidad. Además, el elemento sensible en el sensor es el corte de la fibra (el “espejo” de la cavidad de lado derecha en figura 3.2) que tiene un contacto físico con el líquido. Cuando el índice de refracción del líquido cambia, cambia la reflectividad del corte de la fibra (ver la fórmula 3.2) que afecta a los valores de potencia del umbral P_{th} y de los niveles de población del erbio. Entonces, los tres parámetros que están en la fórmula clásica (3.3) dependen del índice de refracción del líquido por lo que la fórmula no puede ser aplicada al sensor investigado. Por esta razón fue necesario simular numéricamente las ecuaciones de balance de la potencia láser en el interior de la cavidad porque no existe la solución analítica para un láser de fibra dopada con erbio [55].

Dado que un sensor láser de fibra óptica es en esencia un dispositivo láser, el modelado se basa en la idea expuesta en la referencia [57,58]. Los principales efectos en torno a la dinámica de un láser de fibra son: (i) la absorción de estado base (GSA), (ii) la absorción de estado excitado (ESA) y la contribución de la emisión espontánea amplificada. Las ecuaciones de balance de la potencia del láser (P_g) en el interior de la cavidad y de la población del nivel meta-estable normalizada a la concentración de iones de erbio N_0 (y) para el láser de fibra dopada con erbio son:

$$\frac{dP_g}{dt} = \frac{2L}{T_r} P_g \{ \Gamma \alpha_0 [(\xi - \eta)y - 1] - \alpha_{th} \} + P_{sp} \quad (3.4)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\alpha_0 \Gamma}{N_0 S_a} P_g (1 - \xi y) - \frac{y}{\tau_0} + P_{pump} \quad (3.5)$$

donde $\alpha_0 = N_0 \sigma_{12}$ es el coeficiente de absorción de pequeña señal del núcleo de fibra activa de erbio a la longitud de onda de emisión λ_g ; N_0 es la concentración de iones de

erbio; $\xi = (\sigma_{12} + \sigma_{21})/\sigma_{12}$ y $\eta = \sigma_{23}/\sigma_{12}$ son los coeficientes que tienen ver con las relaciones entre GSA, ESA, y las secciones de ganancia transversal (σ_{12} y σ_{21} son las secciones transversales de GSA y transiciones de ganancia entre los estados ${}^4I_{15/2}$ y ${}^4I_{13/2}$, y σ_{23} es la sección transversal efectiva de ESA); τ_0 es el tiempo de vida de los iones de erbio en estado excitado; $\Gamma = 1 - \exp[-2(a/w_0)^2] = 1 - \exp(-S_a/S_w)$ es el factor que muestra el traslape del modo propagante gaussiano con el núcleo de la fibra ($S_w = \pi w_0^2/2$ y $S_a = \pi a^2$ son, respectivamente, la sección transversal geométrica del haz de luz y del núcleo de la fibra, con w_0 y a siendo el haz de luz y el radio del núcleo de la fibra); $T_r = 2n(L+l_0)/c$ es el tiempo de recorrido del fotón en la cavidad (L es la longitud de la fibra de Erbio, l_0 es la longitud total de todos los otros componentes de fibra en la cavidad, n es el índice modal de la fibra, y c es la velocidad de la luz); $\alpha_{th} = \gamma - \ln(R_1 R_2)/2L$ representa las pérdidas en la cavidad en el umbral, donde γ corresponde a las pérdidas totales en la cavidad no resonante, y R_1 y R_2 son los coeficientes de reflexión de la rejilla Bragg y el corte de la fibra óptica que funge como cabeza del sensor.

En la ecuación (3.4), $P_{sp}(y) = \frac{y \times 10^{-3}}{\tau_0 T_r} \left(\frac{\lambda_g}{w_0} \right)^2 \frac{a^2 \alpha_0 L}{4\pi^2 \sigma_{12}}$ es la potencia de la emisión

espontánea en el modo fundamental del láser; en la ecuación (3.5), $P_{pump}(y) = P_p \frac{1 - \exp[-\delta \alpha_0 L(1-y)]}{N_0 h \nu_p L S_p}$ es la potencia de bombeo (in s^{-1}), con P_p (in W) siendo

el bombeo a la entrada de la fibra, δ el coeficiente adimensional que tiene que ver con la relación entre el coeficiente de absorción de la fibra de erbio a la longitud de onda de bombeo λ_p con respecto a (α_0) la longitud de onda de generación λ_g , y $h \nu_p$ la energía cuántica de bombeo. Se asume que la radiación de bombeo es absorbida en el interior del núcleo de la fibra dopada con Erbio ($S_p = \pi w_p^2 \approx S_a$).

En este análisis se procede teniendo en cuenta que el parámetro de medición del sensor láser de fibra es la frecuencia de relajación del láser (la presencia de oscilaciones a la frecuencia de relajación es una interesante propiedad de los láseres de este tipo [59-

61]), la cual se puede calcular fácilmente conociendo el umbral del láser de fibra dopada con erbio:

$$P_p^{thresh} = y_{th} \frac{N_0 h \nu_p L S_p}{\tau_0 \{1 - \exp[-\alpha_0 L \delta(1 - y_{th})]\}} \quad (\text{donde } y_{th} = \left(1 + \frac{\alpha_{th}}{\Gamma \alpha_0}\right) \frac{1}{(\xi - \eta)} \text{ es el nivel superior de población en el umbral a la emisión láser}).$$

Los resultados del modelado para el sensor láser basado en fibra óptica en términos de la dependencia de f versus el valor de R_2 se muestran en la figuras 3.7 y 3.8 . Los espectros de la frecuencia de relajación fueron simulados como una transformada de Fourier del proceso transitorio del láser bastante lejos del principio de dicho proceso, donde la amplitud de las oscilaciones son lo suficientemente pequeñas (ver la figura 3.9).

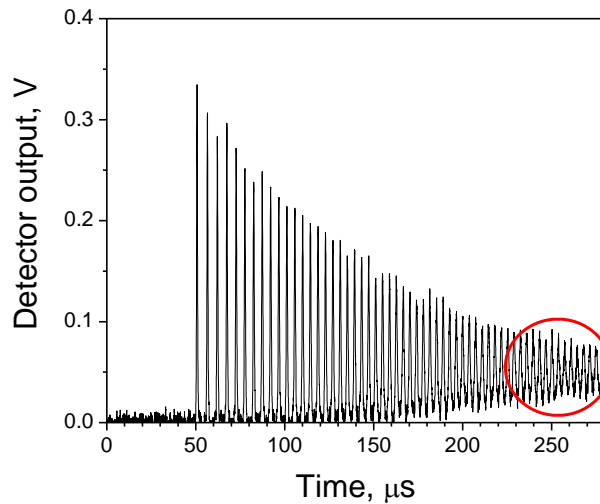


Figura 3.9. Señal típica de la salida de un láser de fibra óptica después de encender rápidamente el bombeo. Para calcular el espectro de la frecuencia de relajación se usa la transformada de Fourier en una parte alejada del inicio del proceso transitorio (indicado con un círculo rojo).

Los valores introducidos en el modelo han sido experimentalmente medidos o bien tomados de las hojas de especificaciones del fabricante de la fibra dopada con erbio de tipo 5M-980-125 (*Thorlabs*): $\lambda_g = 1550$ nm; $\lambda_p = 980$ nm; $h\nu_p = 2.037 \times 10^{-19}$ J; $\alpha_0 = 0.019$ cm⁻¹; $N_0 = 7.6 \times 10^{18}$ cm⁻³; $\delta = 0.7$; $\sigma_{12} = 2.5 \times 10^{-21}$ cm⁻²; $\sigma_{21} = 3.25 \times 10^{-21}$ cm⁻²; $\sigma_{23} = 0.7 \times 10^{-21}$ cm⁻²; $\xi = 2.3$; $\eta = 0.28$; $\tau_0 = 10$ ms; $w_0 = 2.95$ μm; $a = 1.54$ μm; $\Gamma = 0.41$; $\gamma = 3.6 \times 10^{-3}$ cm⁻¹; $L = 11$ m; $l_0 = 4.5$ m. El coeficiente de reflexión del corte de fibra que funge como sensor se define como $R_2 = [(n - n_{as})/(n + n_{as})]^2$, donde $n_{as} = 1.333 \div 1.349$ (el índice de refracción de la solución acuosa con azúcar para diferentes concentraciones, figura 3.6) y $n = 1.458$.

De lo anterior se puede comentar que existe una buena concordancia entre los valores obtenidos experimentalmente y los obtenidos del modelo (el error estimado por el método de cuadrados mínimos es menor del 2 % para la curva que corresponde a $\varepsilon = 1.09$, el caso más sensible).

CAPÍTULO 4

Uso de la dinámica no lineal en un láser de fibra óptica dopada con erbio con modulación de bombeo para el monitoreo de pérdidas en la cavidad

4.1 Introducción

En este capítulo se describe la dinámica no lineal de un láser de fibra óptica dopada con erbio con modulación de bombeo, en el régimen pulsado denominado periodo-1, para medición de pérdidas internas en la cavidad láser y como una propuesta de mejora en la sensibilidad de los sensores basados en fibra óptica dopada con erbio. Experimentalmente se obtuvo un incremento de un orden de magnitud en la respuesta que se obtiene en los esquemas convencionales que hacen uso de diodos emisores de luz de espectro amplio de baja potencia o bien láseres de fibra sin modulación externa. La mejora de nuestro sensor radica en la fuerte dependencia de las amplitudes de los pulsos generados en el régimen pulsado, denominado periodo-1, como consecuencia de las variaciones de las pérdidas en el interior de la cavidad laser del sensor propuesto.

4.2 Arreglo experimental

El esquema de nuestro sensor láser de fibra óptica dopada con erbio se muestra en la figura 4.1. Un diodo laser estándar con salida de fibra óptica (con longitud de onda de operación en los 980 nm) es usado para bombear la fibra óptica dopada con erbio de baja concentración, ~ 300 ppm (*Thorlabs*, M5-980-125) a través de un multiplexor por división de onda. La señal de bombeo es modulada senoidalmente (en el rango de los kHz) a través de un generador de funciones conectado al driver del diodo laser.

Los espejos de la cavidad son, una rejilla de Bragg (con ~95% de reflectividad en la longitud de onda centrada a los 1550 nm) y un espejo de Faraday con una alta reflectividad en el rango de las longitudes de onda comprendidas entre los 1520 y los 1590 nm.

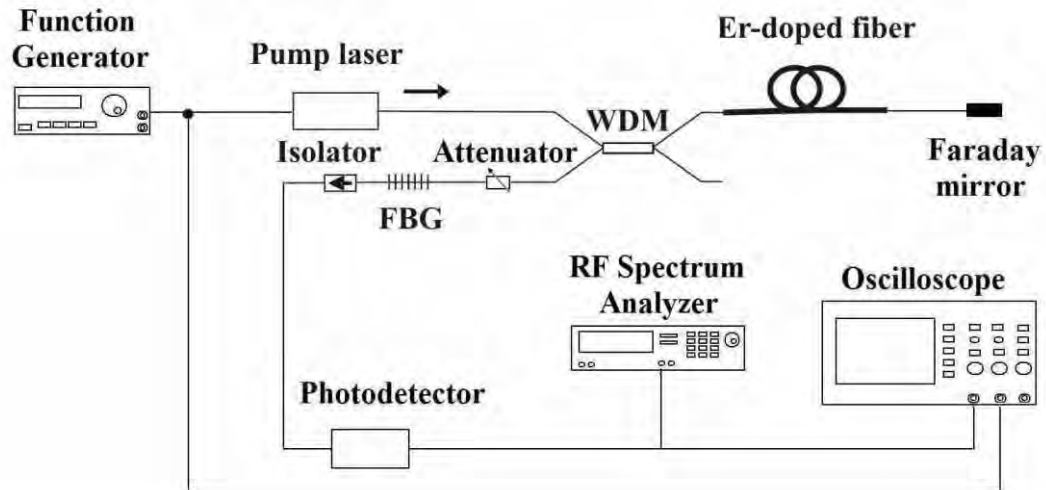


Figura 4.1. Arreglo experimental del sensor láser de fibra óptica dopada con Erblio con modulación de bombeo.

Un atenuador de fibra óptica se incorpora entre el multiplexor y la rejilla de Bragg, lo cual permite variar las pérdidas en el interior de la cavidad. Las variaciones de pérdidas permitidas por este elemento están en el rango de los 0 - 14 dB. La curva de calibración de atenuador variable se encuentra en la figura 4.2.

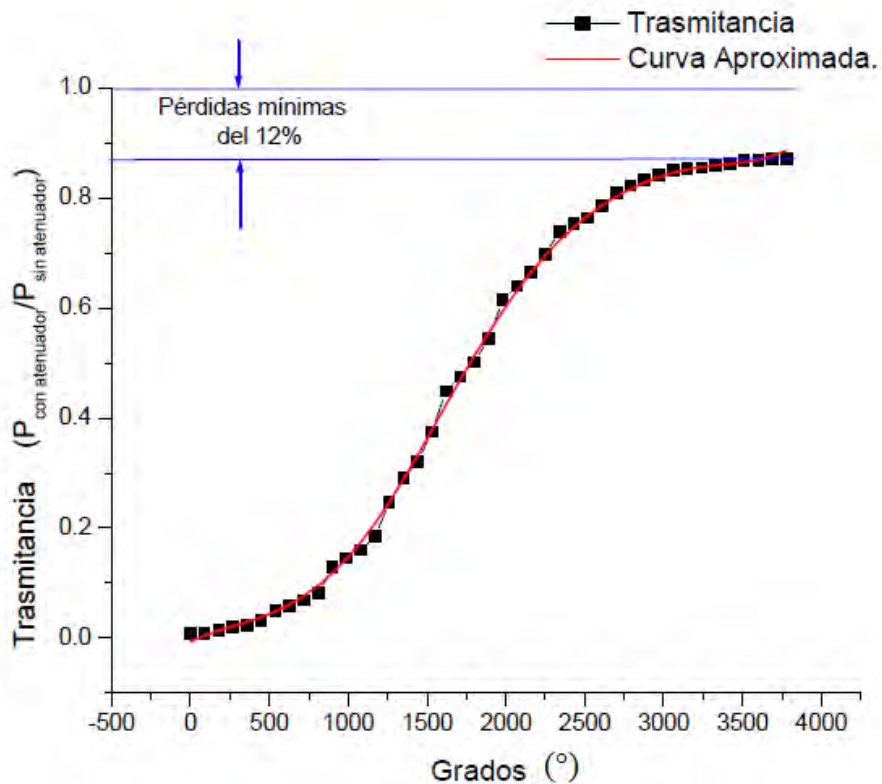


Figura 4.2. Curva característica del atenuador variable.

La cavidad del láser de fibra óptica dopada con erbio tiene altas pérdidas debido a: (1) el atenuador, (2) a los múltiples empalmes entre los elementos incluidos en la cavidad (el multiplexor por división de onda, el espejo de Faraday, la fibra activa, la fibra del atenuador, etc.) y (3) a las pérdidas inherentes del erbio debidas a la absorción de estado excitado. La longitud de la fibra dopada con erbio es de una longitud de ~6.3 m, con la suficiente ganancia para permitir el laseo; con el mismo propósito se hace uso de espejos con alta reflectividad (rejilla de Bragg y espejo de Faraday). La longitud completa de la cavidad, incluyendo los elementos de fibra óptica en el arreglo tales como, multiplexor por división de onda, rejilla de Bragg, espejo de Faraday y el atenuador, fué de ~15.7 m.

La salida del láser de fibra óptica dopada con erbio es medida con un fotodetector conectado a un osciloscopio y a un analizador espectral de radio frecuencia.

Inicialmente, se realizaron mediciones sobre la dependencia de la frecuencia de relajación (F_r) del láser de fibra óptica dopada con erbio con respecto a las pérdidas del atenuador (γ_A) a diferentes potencias de bombeo (P_p) sin modulación aplicada al diodo láser de bombeo. Tal dependencia experimental se aprecia en la figura 4.3 a través de símbolos sólidos. En estos resultados se puede subrayar lo siguiente: (1) entre mayor es la potencia de bombeo, mayor es el valor de la frecuencia de relajación (F_r) y (2) la frecuencia de relajación (F_r) decrece con los incrementos en las pérdidas del atenuador. A potencias de bombeo bajas (por ejemplo a $P_p = 4.6$ mW, curva 1 en la figura 4.3) el laseo comienza a menos de $\gamma_A \sim 10.5$ dB de pérdidas en el atenuador. A altas potencias de bombeo (por ejemplo a $P_p = 7.2$ mW, curva 2), el laseo aparece una vez que las pérdidas llegan a ser menores a ~ 12 dB, y así sucesivamente (tal y como se aprecia en la figura 3.2 para las curvas 3-5 con $P_p = 12.6, 17.3, 23.5$ mW, respectivamente).

Al aplicar una modulación senoidal al diodo láser de bombeo, el láser de fibra óptica dopada con erbio se lleva al régimen pulsado. Se puede observar en la figura 4.4 (a) algunas curvas características registradas al variar las pérdidas del atenuador (imágenes de la 1 a la 3). Los datos mostrados en las gráficas de la figuras 4.4 (a) y (b) corresponden a los datos obtenidos experimentalmente y del modelo matemático, respectivamente.

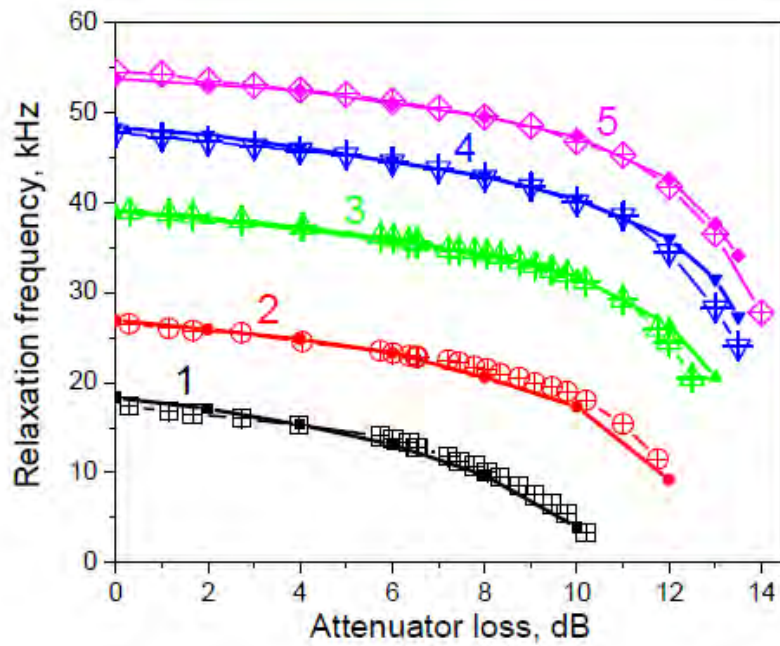


Figura 4.3 Dependencia de la frecuencia de relajación sobre las pérdidas del atenuador. Las curvas con los símbolos en cruz y los símbolos sólidos corresponden a los datos experimentales y al modelado matemático (ver sub-capítulo 3.4, ecuaciones 3.1 y 3.2) respectivamente. La potencia de bombeo para la curva 1 es de 4.6, para la curva 2 de 7.2), para la curva 3 de 12.6, para la curva 4 de 17.3, y para la curva 5 de 23.5 mW.

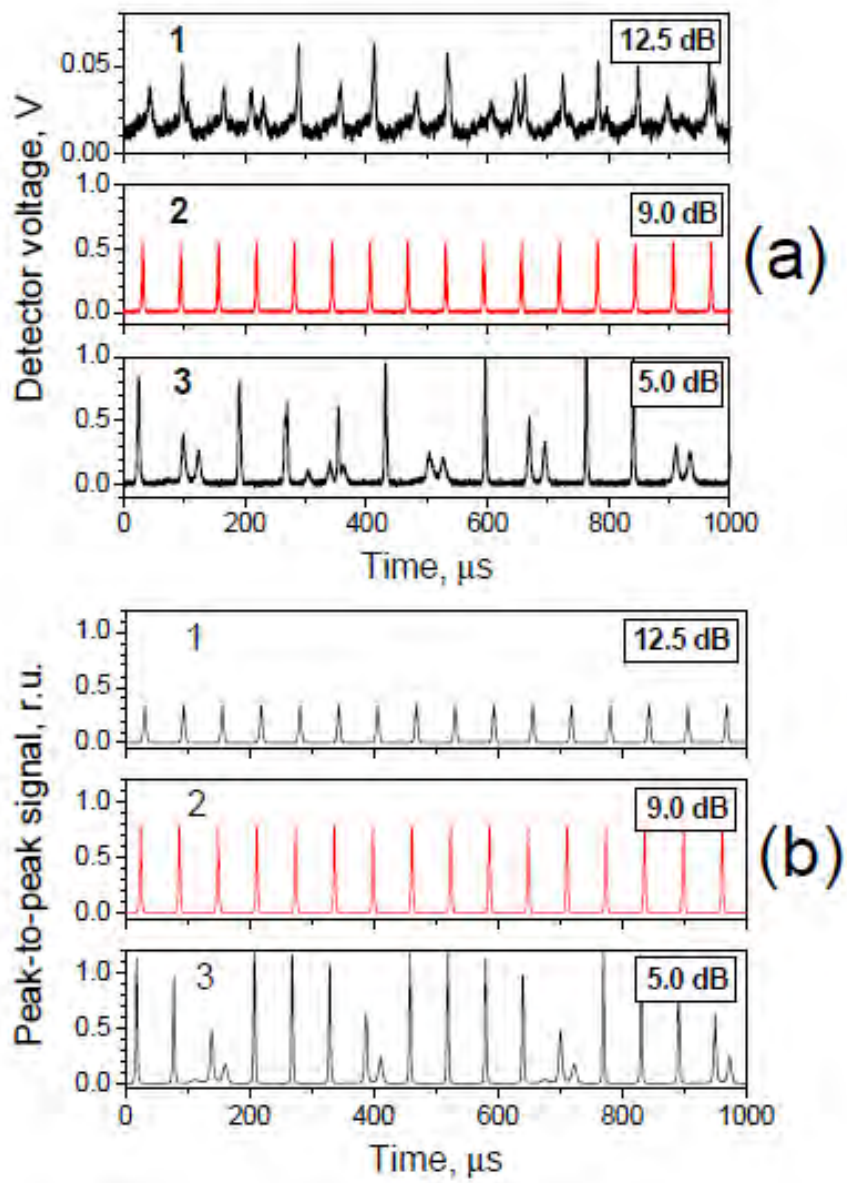


Figura 4.4. Dinámica del láser de fibra óptica dopada con erbio, obtenida: (a) experimentalmente y (b) del modelado matemático. La potencia de bombeo es de 12.6 mW; la frecuencia y la profundidad de modulación son de 16 kHz y 90%, respectivamente.

Bajo ciertas condiciones, el láser de fibra óptica dopada con erbio oscila en el régimen de pulsos cortos de alta estabilidad, con una frecuencia igual a la de la frecuencia de modulación de bombeo (el régimen de periodo-1); tal y como se aprecia en la curva 2 de color rojo de la figura 4.4. Fuera del rango de los parámetros para el cual el régimen es soportado (pérdidas en el atenuador γ_A en el rango ~ 6 a ~ 12 dB, potencia de bombeo $P_p = 12.6$ mW, frecuencia de modulación $f_m = 16$ kHz, y profundidad de modulación $A_m = 90\%$), el láser oscila en uno de otros regímenes (pulsado pero menos estable), adyacente al periodo-1 de oscilación en el correspondiente diagrama de bifurcación [62,63]. Cabe mencionar, que la alta estabilidad del régimen en el periodo-1 determina una de las principales ventajas de nuestro sensor láser de fibra óptica dopada con erbio. Otra ventaja apreciable es que, la potencia de los picos de los pulsos está en el orden de los mW, lo cual, representa una gran ventaja sobre los esquemas estándar que utilizan como fuente de luz a un simple LED.

La figura 4.5 (a) muestra la dependencia del voltaje pico a pico registrada en el fotodetector con respecto a las pérdidas en el atenuador; esta respuesta ha sido obtenida variando la frecuencia de modulación f_m de los 14 a los 24 kHz (en cada caso teniendo en consideración una profundidad de modulación de 90%). La potencia de bombeo, para este caso, es de 12.6 mW. Es importante considerar que la gráfica en la figura 4.5 (a) representa la operación de nuestro sensor láser de fibra óptica dopada con erbio en el régimen del periodo-1 estable.

Es importante observar de la figura 4.5 que, conforme las pérdidas en la cavidad se incrementan la pendiente de la curva característica de la dependencia entre los factores relacionados es mayor en relación a los valores bajos de pérdidas. Este factor define la selección de la sensibilidad en nuestro sensor laser de fibra óptica dopada con erbio cuando se pretende elegir detección de pérdidas pequeñas.

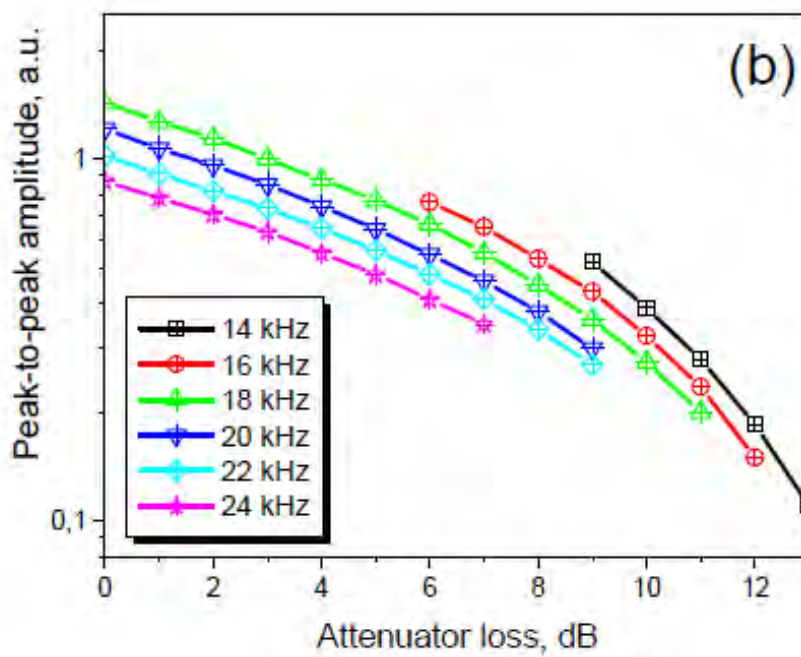
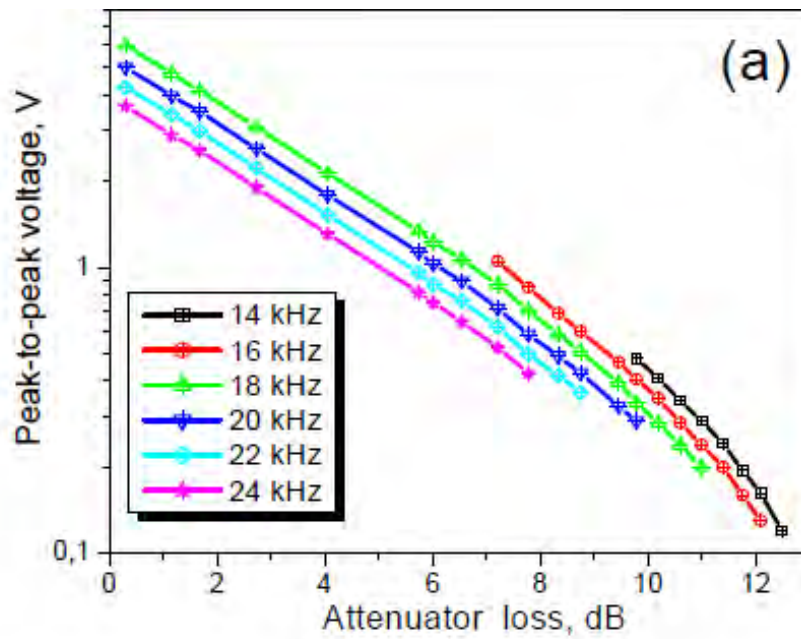


Figura 4.5. Dependencia del voltaje pico a pico (a, obtenido experimentalmente) y de la amplitud pico a pico (b, modelo matemático) con respecto a los valores de las pérdidas en el atenuador.

En la figura 4.6, se revelan otras características importantes que caracterizan el comportamiento de nuestro sensor laser de fibra óptica dopada con erbio. Entre estas podemos resaltar las siguientes: (1) una dependencia lineal de la potencia del pulso P_p con respecto a la transmisión del atenuador T (para las frecuencias de modulación f_m , en el rango de 14-24 kHz), figura 4.6 (a), y (2) un incremento notable de la sensibilidad conforme la frecuencia de modulación de bombeo disminuye, figura 4.6 (b).

Para un sensor basado en un LED de baja potencia como fuente de luz y cuyo elemento de detección tenga pérdidas en el rango comprendido entre los 10 – 12 dB, la potencia transmitida y su correspondiente pendiente con respecto a la transmisión del atenuador son respectivamente 3 órdenes de magnitud menores que el de nuestro sensor propuesto.

Como un ejemplo, la sensibilidad de un sensor basado en un taper de fibra óptica cubierto con una capa de paladio reportado en las referencias [43-45] es de alrededor $dT/dN = 8.3$ para bajas concentraciones de hidrógeno (en este caso se considera a dT el cambio en la transmisión del sensor y a dN como los cambios en la concentración de hidrógeno lo cual representa la derivada de la transmitancia con respecto a la concentración de hidrógeno). En este ejemplo las pérdidas internas del sensor son de alrededor de 10 dB (en otras palabras, la transmitancia inicial del sensor es $T_0 = 0.1$). Entonces, si un diodo “LED” convencional es usado como fuente de luz (por ejemplo, un diodo estándar de tipo OFLED-1550-20 con potencia de salida en fibra monomodo hasta $P_{LED} = 20 \mu\text{W}$), la sensibilidad óptica del sensor es $\frac{dP_s}{dN} = \frac{dT}{dN} \times T_0 \times P_{LED} = 16 \mu\text{W}$ para un cambio en la concentración de hidrógeno en un uno por ciento (P_s es la potencia óptica de salida de sensor). Si se incluye a este elemento de detección en nuestro esquema de sensor láser la sensibilidad óptica es de alrededor de 8 mW cuando la frecuencia de modulación es de 14 kHz (ver la figura 4.6,b). Entonces, el sensor láser es casi tres órdenes de magnitud más sensible que el

sensor convencional con un LED como fuente de luz. El límite de detección del sensor láser depende de la estabilidad natural de la potencia de los pulsos ópticos del láser ($\sim 10^{-3}$ en nuestro caso) lo que corresponde a una sensibilidad de $\sim 0.07\%$ de concentración de hidrógeno si el taper con la cubierta de paladio usado en los trabajos [43-45] es puesto en la cavidad láser.

Hay que subrayar que la sensibilidad del sensor láser puede estar por varios órdenes más alta si se hace uso de un amplificador del tipo “lock-in” en sincronización con el generador que modula al diodo de bombeo (ver la figura 4.1). También es importante mencionar que un crecimiento fuerte de la potencia de la fuente de luz en el esquema del sensor convencional (por ejemplo, el uso de un diodo láser con alta potencia) provocado para incrementar la sensibilidad del sensor puede calentar la cabeza del sensor afectando los parámetros del taper o, en el peor de los casos, dañarlo

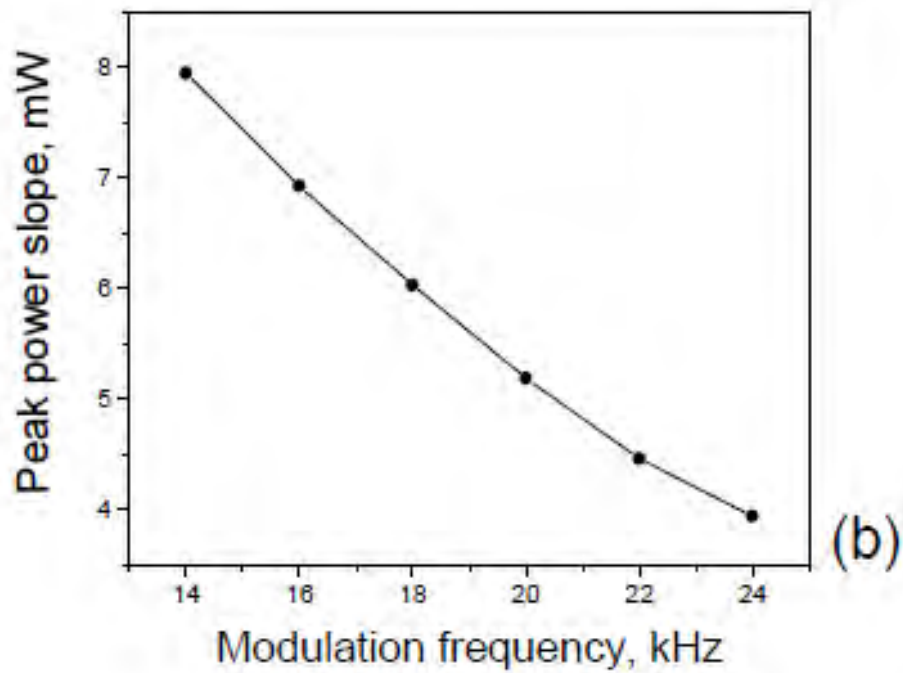
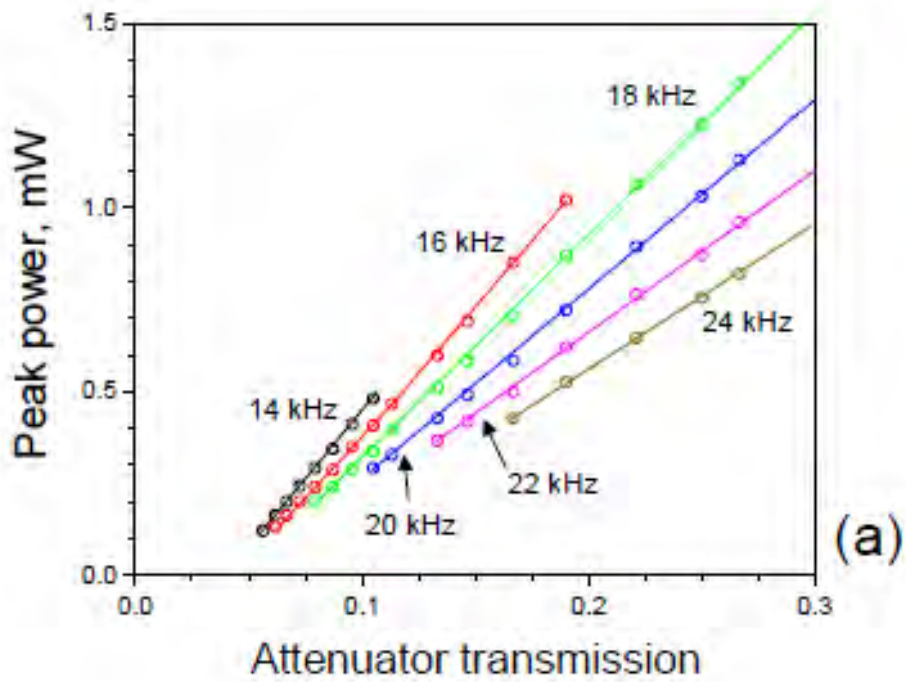


Figura 4.6 (a) Dependencia de la potencia del pulso del sensor laser de fibra óptica dopada con Erblio con respecto a la transmisión del atenuador. (b) Pendiente de la potencia del pulso con respecto a la frecuencia de modulación.

4.3 Modelado del sensor

El modelo para nuestro sensor láser de fibra óptica dopada con Erblio con aplicación para la detección de pérdidas en la cavidad se basa en las ideas desarrolladas en las referencias [39,64,65].

En ausencia de modulación externa, los efectos en torno a la dinámica del sensor laser de fibra óptica dopada con erbio son: (1) la absorción del estado base, (2) la absorción de estado excitado y (3) la emisión espontánea amplificada. Las ecuaciones de balance para la potencia de generación en la cavidad del sensor laser de fibra óptica dopada con erbio P_g (en s^{-1}) y población adimensional y del nivel superior laser ($Er^{3+}: ^4I_{13/2}$) se escriben como [39]:

$$\frac{dP_g}{dt} = \frac{2L_0}{T_r} [P_g \{ \alpha_0 [(\xi - \eta)y - 1] - \alpha_1 \} + 2\alpha_0 (\xi - 1)y\mu\Delta\nu_{Er} K(y)\exp(-Ly)], \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dt} = & -\frac{\alpha_0}{N_0 S_a} P_g (\xi y - 1) - \frac{y}{\tau_0} \left[1 + 4(K^*(y) - 1) \frac{\alpha_0^* (\xi - 1) \tau_0 \Delta\nu_{Er}}{N_0 S_a} \right] + \\ & + \frac{1 - \exp[-\delta\alpha_0 L_0 (1 - y)]}{N_0 S_p L_0 h\nu_p} P_p [1 + A_m \sin(2\pi f_m t)], \end{aligned} \quad (4.2)$$

Donde α_0 y $\alpha_0^* \approx 2\alpha_0$ representan los coeficientes de absorción de pequeña señal del núcleo de la fibra dopada con erbio a la longitud de onda de emisión, λ_g ; N_0 es la concentración de iones de Er^{3+} en el núcleo de la fibra dopada con erbio; $\xi = 1 + \zeta_e/\zeta_{GSA}$ y $\eta = \zeta_{ESA}/\zeta_{GSA}$ son los parámetros que relacionan la absorción de estado base GSA, la absorción de estado excitado ESA, y las contribuciones de emisión espontánea a la longitud de onda de generación λ_g ; τ_0 es el tiempo de vida de los iones de Er^{3+} en el estado excitado $Er^{3+} (^4I_{13/2})$; $S_a = \pi a^2$ es la sección transversal geométrica del núcleo de la fibra dopada con erbio (a representa su radio); $T_r = 2n_0L/c$ es el tiempo de recorrido en la cavidad para un fotón; $\alpha_1 = \gamma - \ln(R1 \cdot R2)/2L$ son las pérdidas totales en la cavidad por unidad de longitud; δ es el coeficiente adimensional que representa la relación del coeficiente de

absorción de la fibra dopada con erbio a la longitud de onda de bombeo λ_p con respecto a la longitud de onda de generación; $h\nu_p$ representa la energía de bombeo.

Los valores de los parámetros ingresados en el modelo son los siguientes: $\lambda_g = 1550$ nm; $\lambda_p = 978$ nm; $\alpha_0 = 0.0078$ cm⁻¹, $N_0 = 3.1 \times 10^{18}$ cm⁻³, $\delta = 0.7$; $\zeta_{GSA} = 2.5 \times 10^{-21}$ cm²; $\xi = 2.25$; $\eta = 0.25$; $\eta_0 = 10$ ms; $\Delta vEr = 70$ nm; $\mu = 10^{-3}$; $w_0 = 2.8$ μm; $a = 1.6$ μm; $L_0 = 6.3$ m; $l_0 = 15.7$ m; $R1 = 0.98$; $R2 = 0.95$; $\gamma_0 = 8.5 \times 10^{-4}$ cm⁻¹; $\gamma_A = 0 - 14$ dB.

Las ecuaciones 4.1 y 4.2 se resuelven numéricamente para modelar la potencia de la cavidad laser $P_g(t)$ resultando en las gráficas mostradas en la figura 4.4. Para lo anterior se toman en cuenta como variables importantes: la profundidad de modulación A_m , la frecuencia de la potencia de bombeo F_m y las pérdidas del atenuador γ_A .

En la figura 4.3, se presentan los resultados del modelo (con símbolos sólidos), para el caso en el que no se aplica modulación externa ($A_m = 0$), ejemplificando la dependencia de la frecuencia de relajación F_r con respecto a la potencia de bombeo P_p y las pérdidas del atenuador γ_A . Los resultados numéricos de las ecuaciones 4.1 y 4.2, fueron transformados al dominio de la de la frecuencia haciendo uso de la transformada rápida de Fourier, lo anterior nos arroja la dependencia $F_r(P_p, \gamma_A)$. Comparando las dependencias teóricas $F_r(P_p, \gamma_A)$ con las experimentales (curvas con símbolos en cruz en la figura 4.3) se observa una muy buena concordancia entre ambas.

En las figuras 4.4 (b) y 4.5 (b), se muestran los resultados del modelo para frecuencias de modulación senoidales f_m (en el rango de los kHz) cercanas a la frecuencia de relajación del laser de fibra óptica dopada con erbio $F_r(\gamma_A)$. La potencia de bombeo para este caso es de $P_p = 12.6$ mW (curva 3 de la figura 4.3) y la profundidad de modulación es del 90%. La pequeña diferencia entre los resultados numéricos y los simulados es debida a las siguientes razones: 1) el láser de fibra óptica es un láser bastante largo mientras que el modelo usado para la simulación es

un modelo puntual, 2) el modelo no toma en cuenta el ruido natural del láser como, por ejemplo, oscilaciones de la potencia de generación de láser que existen a la frecuencia de relajación y 3) el error en la estimación de la potencia de emisión espontánea amplificada hace que esta sea grande a pérdidas altas en la cavidad.

De la figura 4.4 (b) se observa que a una modulación de bombeo periódica ($f_m = 16$ kHz, $A_m = 90\%$) y a una potencia de bombeo fija ($P_p = 12.6$ mW) se pueden generar una variedad de regímenes de operación del láser. Uno de estos (mostrado en color rojo curva 2 de la figura 4.4 (b)), es el régimen del periodo-1 caracterizado por una alta estabilidad y amplitud de los pulsos dentro de un rango amplio de valores de pérdidas del atenuador ($\gamma_A = 6 - 13$ dB). Por lo anterior, este régimen es el más adecuado para aplicaciones de sensado de pérdidas en el interior de la cavidad.

En la figura 4.5 (b), se grafican los resultados del modelo para una potencia de bombeo y una profundidad de modulación fija ($P_p = 12.6$ mW; $A_m = 90\%$), para diferentes frecuencias de modulación y pérdidas del atenuador ($f_m = 14 - 24$ kHz; $\gamma_A = 0 - 13$ dB).

Comparando los valores teóricos, arrojados por el modelo, con los valores experimentales (figura 4.5 (a)), podemos concluir que existe una muy buena concordancia, y podemos mencionar las siguientes observaciones al respecto:

- (1) La respuesta del sensor láser es lineal a los cambios en la transmitancia de la cabeza del sensor
- (2) La pendiente de la gráfica que relaciona la amplitud pico a pico del pulso en el régimen del periodo-1 contra las pérdidas en el atenuador sube fuertemente con la disminución de la frecuencia de modulación de bombeo f_m (ver la figura 4.6). El efecto puede ser explicado debido a que cuando la frecuencia de modulación es baja, el láser como un sistema dinámico está más cerca del

punto de bifurcación que resulta en un crecimiento muy fuerte en la amplitud de los pulsos [66].

- (3) Los rangos de existencia del régimen del periodo-1 están restringidos a un cierto intervalo de pérdidas en el atenuador.

CONCLUSIONES

Se ha reportado un nuevo esquema de sensor laser de fibra óptica dopada con erbio para la medición de índice de refracción y de concentración de solutos en soluciones acuosas. El sensor trabaja bajo el principio de detección de la frecuencia de relajación como una medida del coeficiente de reflexión en la frontera entre la solución y el corte de la fibra, segundo espejo reflector de la cavidad, y elemento de detección, el cual a su vez es sensible a cambios de índice de refracción de la solución. Las pruebas realizadas para la medición de los parámetros mencionados anteriormente, se realizaron en concentraciones de azúcar en agua. El modelo matemático propuesto permite demostrar el funcionamiento del sensor, así como su optimización para cuestiones prácticas.

El empleo de la dinámica no lineal de un láser de fibra óptica dopada con erbio, con modulación de bombeo, en el régimen pulsado del periodo-1, nos permitió demostrar una mejora en la sensibilidad con respecto a esquemas tradicionales que hacen uso de la medición de potencia de salida, empleando solamente en el arreglo LED's, como fuentes de luz, y un fotodetector comercial, lo anterior para la detección de variables físicas, como lo puede ser la medición de la concentración de hidrógeno. El principio de funcionamiento del arreglo propuesto se basa en la dependencia de la amplitud de los pulsos en el régimen pulsado periodo-1 con respecto a las pérdidas en la cavidad. El modelo matemático generado permite analizar a detalle el funcionamiento del sensor.

Una sintonización óptima de este arreglo a una determinada frecuencia de modulación se lleva a cabo teniendo en cuenta las pérdidas internas del elemento que funja como sensor. Por lo tanto, de lo discutido anteriormente, se pueden obtener al menos tres ventajas importantes:

- (1) El parámetro a detectar se relaciona con la amplitud de los pulsos del láser de fibra óptica dopada con Erblio, los cuales, comparativamente con una señal de onda continua emitida por un LED son de una potencia mayor.
- (2) La dependencia lineal de la potencia del pulso con respecto a la transmisión del elemento sensor.
- (3) La sensibilidad de nuestro arreglo llega a ser más alta para pérdidas internas (pérdidas de la cabeza del sensor) altas.

Los sensores láser de fibra dopada con erbio propuestos en este trabajo pueden ser útiles para mediciones de parámetros físicos, químicos o biológicos que afectan a la transmisión de la cabeza del sensor o a la reflexión de uno de los dos espejos del láser. Por ejemplo con el uso de los tapers con cubiertas adecuadas o celdas de gas.

Los sensores láser propuestos pueden medir concentraciones de cualquier tipo de gas que afecte a las pérdidas en la cabeza del sensor, como hidrógeno, acetileno u otros gases, o bien medir índices de refracción de cualquier líquido, solutos de azúcar, sal y otros compuestos químicos u orgánicos. Otra característica importante es que se pueden realizar mediciones remotas y en tiempo real.

REFERENCIAS

- [1]. Raman Kashyap, "Fiber Bragg Gratings," San Diego: Academic Press, 1999.
- [2]. R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. L. Williams, "Allfibre narrowband reflection gratings at 1500 nm", *Electronics Letters*, vol. 26, No. 11, p.730-732 (1990).
- [3]. Niay, P. Bernage, T. Taunay, W. X. Xie, S. Boj, E. Delavaque, y M. Monerie "Fabrication on Bragg gratings on Fluorozirconate fibers and application to fiber lasers", Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'94, p. 21-22 (1994).
- [4]. G. Meltz and W. W. Morey, "Bragg grating formation and germanosilicate fiber photosensitivity", International Workshop of Photoinduced Self-Organisation Effects in Optical Fibres, *Proc. SPIE*, vol. 1516, p. 185-191 (1991).
- [5]. G. A. Ball, W. W. Morey, and J. P. Waters, "Nd³⁺ fibre laser utilizing intracore Bragg reflectors", *Electronics Letters*, vol. 26, No. 21, p. 1829-1830 (1990).
- [6]. Elodie Wikszak, Jens Thomas, Jonas Burghoff, Bülend Ortaç, Jens Limpert, Stefan Nolte, Ulrike Fuchs, Andreas Tünnermann, "Erbium fiber laser based on intracore femtosecond-written fiber Bragg grating", *Optics Letters*, Vol. 31, No. 16, p. 2390-2392 (2006).
- [7]. Y. Lai, A. Martinez, I. Khrushchev, and I. Bennion, "Distributed Bragg reflector fiber laser fabricated by femtosecond laser inscription", *Optics Letters*, vol. 31, No. 11 p. 1672-1674 (2006).

- [8]. A. Ghatak, K. Thyagarajan “Introduction to fiber optics”, Cambridge University Press, 1998.
- [9]. Govind P. Agrawal, “Fiber-optic communication systems”, New York: John Wiley & Sons, 2002.
- [10]. Yuri O. Barmenkov, Alexander V. Kir’yanov, Jose Mora, Jose L. Cruz, and Miguel V. Andrés, “Continuous-Wave and Giant-Pulse Operations of a Single-Frequency Erbium-Doped Fiber Laser”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, No. 1, p. 28-30 (2005).
- [11]. Juan C. Juarez, Eric W. Maier, Kyoo Nam Choi, and Henry F. Taylor, “Distributed Fiber-Optic Intrusion Sensor System”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, No. 6, p. 2081-2087 (2005).
- [12]. Yuri O. Barmenkov, Alexander V. Kir’yanov, Pere Pérez-Millán, José Luis Cruz, and Miguel V. Andrés, “Threshold of a Symmetrically Pumped Distributed Feedback Fiber Laser With a Variable Phase Shift”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 44, No. 8, p.718-723 (2008).
- [13]. Yuri O. Barmenkov, Alexander V. Kir’yanov, Dobryna Zalvidea, Salvador Torres-Peiró, Jose L. Cruz, and Miguel V. Andrés, “Simultaneous Switching of the Q-Value and Operation Wavelength in an Erbium-Doped Fiber Laser”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, No. 7, p. 480-482 (2007).
- [14]. M. Delgado-Pinar, D. Zalvidea, A. Díez, P. Pérez-Millán and M. V. Andrés, “Q-switching of an all-fiber laser by acousto-optic modulation of a fiber Bragg grating”, *Optics Express*, vol. 14, No. 3, p. 1106-1112 (2006).

- [15]. M. V. Andres, J. L. Cruz, A. Diez, P. Perez-Millan, and M. Delgado-Pinar, “Actively Q-switched all-fiber lasers”, *Laser Physics Letters*, vol. 5, No. 2, p. 93–99 (2008).
- [16]. B. Ortaç, M. Plötner, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Experimental and numerical study of pulse dynamics in positive net-cavity dispersion modelocked Yb-doped fiber lasers”, *Optics Express*, vol. 15, No. 23, p. 15595-15602 (2007).
- [17]. Christian Cuadrado-Laborde, Antonio Díez, Jose L. Cruz, and Miguel V. Andrés, “Doubly active Q switching and mode locking of an all-fiber laser”, *Optics Letters*, vol. 34, No. 18, p. 2709-2711 (2009).
- [18]. C. Cuadrado-Laborde, A. Diez, M. Delgado-Pinar, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, “Mode locking of an all-fiber laser by acousto-optic superlattice modulation”, *Optics Letters*, vol. 34, No. 7, p. 1111-1113 (2009).
- [19]. Moshe Horowitz, Curtis R. Menyuk, Thomas F. Carruthers, and Irl N. Duling, III, “Theoretical and Experimental Study of Harmonically Modelocked Fiber Lasers for Optical Communication Systems”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, No. 11, p. 1565-1574 (2000).
- [20]. M. J. F. Digonnet, *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, 2nd ed. New York: Marcel Dekker, 2001.
- [21]. Yu. O. Barmenkov, A. V. Kir’yanov, A. D. Guzman-Chavez, J. L. Cruz, M. V. Andres, “Excited-state absorption in erbium-doped silica fiber with simultaneous excitation at 977 and 1531 nm”, *Journal of Applied Physics*, vol. 106, art. no. 083108 (2009).

- [22]. A. D. Guzman-Chavez, Yu. O. Barmenkov, and A. V. Kir'yanov, "Spectral dependence of the excited-state absorption of erbium in silica fiber within the 1.48–1.59 μm range", *Applied Physics Letters*, vol. 92, art. No. 191111 (2008).
- [23]. W. L. Barnes, P. R. Morkel, L. Reekie, D. N. Payne, "High-quantum-efficiency Er^{3+} - doped fiber laser pumped at 980 nm" *Optics Letters*, vol. 14, p. 1002-1004 (1989).
- [24]. L. Reekie, I. M. Jauncey, S. B. Poole, D. N. Payne, "Diode-laser-pumped operation of an Er^{3+} - doped single-mode fibre laser", *Electronics Letters*, vol. 23, p. 1076-1078 (1987).
- [25]. Y. Kimura, M. Nakazawa, "Lasing characteristics of Er^{3+} -doped silica fibers from 1553 up to 1603 nm", *Journal of Applied Physics*, vol. 64, p. 516-520 (1988).
- [26]. W. L. Barnes, S. B. Poole, J. E. Townsend, L. Reekie, D. J. Taylor, D. N. Payne, " Er^{3+} - Yb^{3+} and Er^{3+} doped fiber lasers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, p. 1461-1465 (1989).
- [27]. Ido Kelson and Amos Hardy, "Optimization of Strongly Pumped Fiber Lasers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, No. 5, p. 891-898 (1999).
- [28]. Eldad Yahel and Amos Hardy, "Modeling High-Power Er^{3+} - Yb^{3+} Codoped Fiber Lasers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, No. 9, p. 2044-2052 (2003).
- [29]. A. Escuer, S. Jarabo, J. M. Alvarez, "Experimental characterisation, optimisation and design of erbium-doped silica fibre lasers", *Applied Physics B*, vol. 80, p. 449–457 (2005).

- [30]. W. Koechner, "Solid-state Laser Engineering", Springer Verlag, New York, 1976.
- [31]. R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. L. Williams, "All fibre narrowband reflection gratings at 1500 nm", *Electronics Letters*, vol. 26, No. 11, p. 730-732 (1990).
- [32]. Niay, P. Bernage, T. Taunay, W. X. Xie, S. Boj, E. Delavaque, y M. Monerie, "Fabrication on Bragg gratings on Fluorozirconate fibers and application to fiber lasers", *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'94*, p. 21 (1994).
- [33]. G. Meltz and W. W. Morey, "Bragg grating formation and germanosilicate fiber photosensitivity", International Workshop of Photoinduced Self-Organisation Effects in Optical Fibres, *Proc. SPIE*, Vol. 1516, p. 185-192 (1991).
- [34]. T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, p. 1277-1294 (1997).
- [35]. 10. A. Othonos and K. Kalli, "Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing" (Boston: Artech House, 1999), chapter 5.
- [36]. M. Raymond, "Measures, Fiber Optic Sensors Considerations and Developments for Smart Structures, Fiber Optics Smart Structures and Skins IV", *Proc. SPIE*, vol. 1588, p. 282-299 (1991).
- [37]. D. G. Falquier, M. J. F. Digonnet, H. J. Shau, "Apolarization stable Er-doped super-fluorescent fiber source including a Faraday rotator mirror", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, p. 1465-1467 (2000).

- [38]. T. F. Carruthers, I. N. Duling, “10-GHz, 1.3 ps erbium fiber laser employing soliton pulse shortening”, *Optics Letters*, vol. 21, p. 1927–1929 (1996).
- [39]. H. Arellano-Sotelo, A. V. Kir’yanov, Yu. O. Barmenkov, V. Aboites, “The use of nonlinear dynamics of erbium-doped fiber laser at pump modulation for intra-cavity sensing”, *Optics & Laser Technology*, vol. 43, p. 132–137 (2011).
- [40]. V. Finazzi, M. N. Zervas, “Effect of periodic background loss on grating spectra”, *Applied Optics*, vol. 41, No. 12, p. 2240-2250 (2002).
- [41]. H. Kihm, Y.W. Lee, “A fiber-diffraction interferometer using a coherent fiber optic taper”, *Measurement Science & Technology*, vol. 21, No. 10, Art. No. 105306 (2010).
- [42]. L. B. Yuan, R. L. Shou, “Formation and power distribution properties of an upside down taper lens at the end of an optical fiber”, *Sensors And Actuators A-Physical*, vol. 23, p. 1158-1161 (1990).
- [43]. J. Villatoro, A. Diez, J. L. Cruz, M. V. Andres, “In-line highly sensitive hydrogen sensor based on palladium-coated single-mode tapered fibers”, *IEEE Sensors Journal*, vol. 3, p.533–537, (2003).
- [44]. J. Villatoro, A. Diez, J. L. Cruz, M. V. Andres, “Highly sensitive optical hydrogen sensor using circular Pd-coated single mode tapered fibre”, *Electronics Letters*, vol. 37: p. 1011–1102, (2001).
- [45]. Yu. O. Barmenkov, A. Ortigosa-Blanch, A. Diez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, “Time-domain fiber laser hydrogen sensor”, *Optics Letters*, vol. 29, No. 21, p. 2461-2463 (2004).

- [46]. Yu. O. Barmenkov, A. Ortigosa-Blanch, A. Díez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, “Fiber laser hydrogen sensor codified in the time domain”, *Proc. SPIE*, vol. 5622, p. 859-862 (2004).
- [47]. A. Ortigosa-Blanch, A. Díez, A. González-Segura, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, “Wavelength-codified fiber laser hydrogen detector”, *Applied Physics Letters*, vol. 87, art. No. 201104 (2005).
- [48]. Y. Zhang, M. Zhang, W. Jin, H. L. Ho, M. S. Demokan, B. Culshaw, G. Stewart, “Investigation of erbium-doped fiber laser intra-cavity absorption sensor for gas detection”, *Optics Communications*, vol. 232, p. 295–301 (2004).
- [49]. Xiufeng Yang, Shaojun Luo, Zhihao Chen, Jun Hong Ng, “Fiber Laser-Based Refractive Index Sensor”, *Proc. OFS'2006*, p. TuE72-1-4 (2006).
- [50]. S. G. Cruz Vicente, M. A. Martínez Gamez, A. V. Kir'yanov, Yu. O. Barmenkov, and M. V. Andrés, “Diode-pumped self-Q-switched erbium-doped all-fibre laser”, *Quantum Electronics*, vol. 34, No. 4, p. 310-314 (2004).
- [51]. A.V. Kir'yanov, N. N. Il'ichev, and Yu. O. Barmenkov, “Excited-state absorption as a source of nonlinear thermo-induced lensing and self-Q-switching in an all-fiber Erbium laser”, *Laser Physics Letters*, vol. 1, No. 4, p. 194–198 (2004).
- [52]. Robert C. Weast, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. Boca Raton, FL: CRC Press, 1984, p. E360-E361.
- [53]. Max Born and Emil Wolf, “Principles of Optics”, 7th edition (expanded), Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 2003.

- [54]. A. E. Siegman, "Lasers", University Science Books, Sausalito, CA, 1986.
- [55]. G. M. Zveryaev and Yu. D. Golyaev, "Crystal Lasers and their Applications", Radio and Communications, Moscow, 1994.
- [56]. Orazio Zvelto, "Principles of Lasers", Plenum Press, New York, 1982.
- [57]. I. J. Sola, J. C. Martin, J. M. Alvarez, S. Jarabe, "Erbium doped fibre characterization by laser transient behaviour analysis", *Optics Communications*, vol. 193, p. 133-140 (2001).
- [58]. A.V. Kir'yanov, Yu.O. Barmenkov, N.N. Il'ichev, "Excited-state absorption and ion pairs as sources of nonlinear losses in heavily doped Erbium silica fiber and Erbium fiber laser", *Opt. Express*, vol. 13, p. 8498-8507 (2005).
- [59]. Yu.O. Barmenkov, A.V. Kir'yanov, "Pump noise as the source of self-modulation and self-pulsing in Erbium fiber laser", *Opt. Express*, vol. 12, p. 3171-3177 (2004).
- [60]. George Stewart, Gillian Whitenett, Karthik Vijayraghavan, and Suresh Sridaran, "Investigation of the Dynamic Response of Erbium Fiber Lasers With Potential Application for Sensors", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, No. 7, p. 1186-1196 (2007).
- [61]. G. Stewart, G. Whitenett, and B. Culshaw, "Analysis of the transient response of erbium fibre lasers and application for sensors", *Proc. SPIE*, vol. 6371, p. U159-U169 (2006).
- [62]. A. N. Pisarchik, Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov. Experimental characterization of the bifurcation structure in an erbium-doped fiber laser with pump modulation. *IEEE Journal of Quantum Electron*, vol. 39, p. 1567-1571 (2003).

- [63]. A. N. Pisarchik, A. V. Kir'yanov, Yu. O. Barmenkov, R. Jaimes-Reategui, "Dynamics of an erbium-doped fiber laser with pump modulation: theory and experiment", *Journal of Optical Society of America B*, vol. 22, p. 2107-2114 (2005).
- [64]. H. Arellano-Sotelo, Yu. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, "The use of erbium fiber laser relaxation frequency for sensing refractive index and solute concentration of aqueous solutions", *Laser Physics Letters*, vol. 5, p. 825-829 (2008).
- [65]. G. Huerta-Cuellar, A. N. Pisarchik, A. V. Kir'yanov, Yu. O. Barmenkov, J. Del Valle Hernandez, "Prebifurcation noise amplification in a fiber laser", *Physics Review E*, vol. 79, art. No. 036204 (2009).
- [66]. R. Corbalán, J. Cortit, A. N. Pisarchik, V. N. Chizhevsky, and R. Vilaseca, "Investigation of a CO₂ laser response to loss perturbation near period-doubling", *Physics Review A*, vol. 51, No. 1, p. 663-668 (1995).

TRABAJO A FUTURO

Los esquemas de sensores láser de fibra óptica dopada con erbio y los resultados mostrados en este trabajo constituyen nuevas ideas que se pueden tomar en cuenta para ser mejorados y establecer un trabajo conjunto con el departamento de fibras ópticas del CIO, A.C.

Principalmente el uso de la dinámica no lineal en un láser de fibra óptica dopada con erbio con modulación de bombeo para el monitoreo de pérdidas en la cavidad puede ser tomado como base para su implementación con los sensores desarrollados en el departamento de fibras ópticas del CIO, A.C. El atenuador de fibra óptica incorporado entre el multiplexor y la rejilla de Bragg, en el arreglo de la figura 4.1, puede ser sustituido por un taper para medir directamente la concentración de hidrógeno en condiciones reales, y no simuladas como se realizaron haciendo uso del atenuador variable. Las variaciones de pérdidas permitidas por este elemento sensor se encontrarían exactamente en el rango de los 0 - 14 dB. Los resultados obtenidos contrastarían perfectamente con los ya publicados y nos permitirían escalar para generar nuevas propuestas en la medición y detección de concentraciones de hidrógeno.

Los mismos esquemas presentados en el presente documento nos podrían llevar al monitoreo de diferentes variables, como lo pudieran ser: concentraciones de gases, concentraciones de solutos, frecuencias acústicas, índices de refracción, etc.

LISTA DE PUBLICACIONES

- [1]. H. Arellano-Sotelo, Yu. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, "The use of erbium fiber laser relaxation frequency for sensing refractive index and solute concentration of aqueous solutions", *Laser Physics Letters*, vol. 5, p. 825-829 (2008).

- [2]. Hector Arellano-Sotelo, Yuri O. Barmenkov, Alexander V. Kir'yanov, "Fiber-Laser-Based Sensor for Measuring Refractive Index and Solute Concentration of Aqueous Solutions", *Proc. of the 1st Workshop on Specialty Optical Fibers and Their Applications*, p. 121-124, Sao Pedro, Brazil, August 2008.

- [3]. H. Arellano-Sotelo, A. V. Kir'yanov, Yu. O. Barmenkov, V. Aboites, "The use of nonlinear dynamics of erbium-doped fiber laser at pump modulation for intra-cavity sensing", *Optics & Laser Technology*, vol. 43, p. 132–137 (2011).