



UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

CAMPUS IRAPUATO - SALAMANCA

DIVISIÓN DE INGENIERÍAS

“Desarrollo de Sensores de Gases basados en Dispositivos Ópticos”

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

DOCTOR EN INGENIERÍA ELÉCTRICA

PRESENTA:

M. I. Javier Antonio Martin Vela

DIRECTORES:

Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala

Dr. Juan Manuel Sierra Hernández

Salamanca Guanajuato

Agosto 2020

Dedicatoria

Dedico esta tesis a mis padres, por su esfuerzo invaluable de hacerme llegar hasta donde estoy en este momento. Muchos de mis logros se los debo a ustedes. Muchas gracias por todo lo que me han brindado.

A mi esposa e hija, cuya compañía en esta vida me motiva a crecer cada vez más y por su apoyo incondicional en el transcurso de estos hermosos años a su lado. Gracias a ellas, por cada día confiar en mí y creer en mí. Le doy a gracias a Dios por permitirme estar cada día a su lado y disfrutar los bellos momentos que pasamos juntos.

Agradezco a mis hermanos, a mis suegros y familiares que durante todo este tiempo pudieron apoyarme para que pueda lograr está nueva meta.

Gracias a Dios y la vida por este nuevo triunfo, gracias a todas las personas que me apoyaron y creyeron en mí.

Agradecimientos

Quiero agradecer a mis asesores, el Dr. Julián Moises Estudillo Ayala y el Dr. Juan Manuel Sierra Hernández por su valiosa amistad y por el tiempo dedicado a prepararme en todos los aspectos requeridos para finalizar este trabajo de tesis, les doy gracias por las enseñanzas impartidas tanto en el laboratorio como en el salón de clases. Agradezco también al Dr. Alejandro Martínez por su apoyo para realizar una estancia en el CIO y brindarme su confianza para utilizar los equipos disponibles en el laboratorio.

A mis sinodales Dra. Diana Tentori Santa Cruz, Dr. Alejandro Martínez Ríos, Dr. Daniel Jauregui Vázquez, Dr. Juan Carlos Hernández García por sus comentarios y sugerencias realizadas para el mejoramiento de este trabajo así como dedicar parte de su tiempo en la revisión de este trabajo.

Al grupo de trabajo de profesores del área de fotónica de DICIS, Dr. Juan Manuel Sierra, Dr. Julián Estudillo, Dr. Roberto Rojas Laguna, Dr. Daniel Jauregui, Dr. Juan Carlos Hernández, Dr. Roberto Reyes Ayona y Dra. Eloisa Gallegos por darme la oportunidad de trabajar y colaborar con ellos, así como de impartirme sus conocimientos y tenerme mucha paciencia.

A los directores del Campus Irapuato-Salamanca División de Ingenierías, por los recursos brindados, para la asistencia a congresos donde se expusieron resultados satisfactorios de la tesis.

Un agradecimiento especial a todos mis compañeros del laboratorio, de DICIS y del CIO que a lo largo del doctorado me brindaron su apoyo y pudimos convivir durante todo este tiempo; Iván, Ramón, Filo, Carlos (Carlo), Luis Martin, Sergio, Fernando Oros, Luis Piad, Yanelis, Oscar, Luis Aguilar (Dedos), Daniel, Arón (DCI), Leydi, Karla, Tania, Giselle, Tere (CIO), Kenya (CIO), Erika, Paloma, Marco, Lupillo, Guille y Carlos lastre que fue mi compañero de casa durante todo el tiempo que estuve en salamanca, así como a Marcos Navarro que me brindo su apoyo y casa en Irapuato al iniciar el doctorado.

Finalmente, quisiera expresar mi más profundo agradecimiento a todas las personas que han contribuido de alguna u otra forma a la realización de esta tesis. Si alguien se me olvida de antemano una disculpa.

Agradecimientos Institucionales

Expreso mi más sincera gratitud hacia la Universidad de Guanajuato, especialmente a la División de Ingenierías del Campus Irapuato-Salamanca por la formación y el apoyo que he recibido. A todos los profesores mis agradecimientos por su duro trabajo durante este tiempo que me permitieron obtener el título de Doctor en Ingeniería.



Este trabajo fue realizado gracias al apoyo recibido a través del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología de México, CONACYT, bajo la beca otorgada en la convocatoria titulada "BECAS NACIONALES 2016 PRIMER PERIODO", con el número de becario 104400.



También agradezco a la Dirección de Apoyo a la Investigación y al Posgrado (DAIP) por los recursos brindados para la realización de la estancia de investigación en el CIO.



Asimismo, agradezco al Centro de Investigaciones en Óptica A.C. (CIO) por su colaboración con el uso de software Fimmwave de Photon Design para la realización de una estancia de investigación dentro de sus instalaciones, en las cuales se desarrolló el proyecto "Rejillas de Período Largo" bajo la supervisión del Dr. Alejandro Martínez Ríos.



Resumen

En el presente trabajo de tesis se desarrolló una configuración experimental implementada para sensar gases como el acetileno, en la que se utilizaron tres tipos de fuentes de amplio espectro; ruido ASE, un dodo superLuminiscente (SLD) y una fuente de SuperContinuo (SC). El principio de este sensor se basa en la técnica de espectroscopia de absorción para detectar picos de absorción del gas acetileno. Debido a que es un gas altamente inflamable, se propuso desarrollar un método para sensar este tipo de gas; Se fabricó un dispositivo (celda de gas), determinándose el material y las dimensiones apropiadas.

Se analizaron diferentes configuraciones para el desarrollo y funcionamiento del sensor; los materiales se seleccionaron considerando las condiciones de operación. De acuerdo a las posibilidades que las distintas técnicas de fabricaciones ofrecen, se propusieron las dimensiones. Las configuraciones son similares a algunas ya existentes, aunque con modificaciones que permiten detectar este tipo de gas. El principio de funcionamiento se eligió con base en el análisis de una amplia variedad de alternativas reportadas en la literatura científica.

Los láseres de fibra implementados se desarrollaron utilizando rejillas de periodo largo e interferómetros Mach Zehnder de fibra de núcleo delgado, o del tipo core-offset recubierta de aluminio. Los mejores resultados los obtuvimos utilizando rejillas de periodo largo fabricadas en una máquina de CO₂ modelo (LZM-100), así como interferómetros tipo Mach Zehnder de tipo core-offset con recubrimiento de aluminio.

En conclusión, usando una técnica convencional se logró sensar tanto los picos de absorción del gas acetileno, como los de vapor de agua. Los picos de absorción del gas acetileno estuvieron en la región de 1510 nm a 1540 nm, los de vapor de agua estuvieron en la región de 1350 a 1360 nm. En la implementación de los láseres de fibra se logró obtener: en el caso de las rejillas de periodo largo un láser con Relación de Supresión de Modo Lateral (SMSR, side mode suppression ratio) de 60 dB y un ancho de línea de 0.05 nm, y con el interferómetro Mach Zehnder recubierto de aluminio un SMSR de 55 dB; 55 dB; en los dos casos la estabilidad espectral durante una hora fue menor a 0.02 nm; mientras que las variaciones de potencia resultaron inferiores a 0.02 nm. Estas cualidades permitirán más adelante la implementación de un sensor óptico.

Abstract

In the present thesis, an experimental configuration composed of broad-spectrum sources was developed; ASE Noise, a SuperLuminescent Diode (SLD) and a SuperContinuous Source (SC) were implemented to sense gases such as acetylene. This sensor's principle is based on the technique of absorption spectroscopy to detect absorption peaks of acetylene gas. Because it is a highly flammable gas, we proposed to develop a method for sensing this type of gas. A device (gas cell) was manufactured and the appropriate material and dimensions were determined.

For the development and operation of the sensor, we analyzed different configurations. The materials were proposed considering the operating conditions, and the dimensions were selected, taking into account the possibilities that the different manufacturing techniques offer. The configurations we present are similar to existing ones, with certain modifications, to detect this type of gas. The selection of the principle of operation was made after analyzing the variety of alternatives already developed.

We implemented fiber lasers with different optical devices such as long period grids, Mach Zehnder interferometers using thin core fiber, as well as aluminum-coated core-offset type. The best results were obtained using long period grids manufactured on a CO₂ model (LZM-100) machine and aluminum-coated core-offset Mach Zehnder type interferometers.

Finally, we managed to sensor the absorption peaks of acetylene gas as well as water vapor, based on a conventional absorption technique; the absorption peaks of acetylene gas were in the region of 1510 nm to 1540 nm, in water vapor they were in the region of 1350 to 1360 nm. The implementation of fiber lasers was achieved using long period grids and a laser with 60 dB side mode suppression ratio (SMSR) and a line width of 0.05 nm. We have also obtained a 55 dB SMSR using an aluminum-coated Mach Zehnder interferometer. In both cases the stability for one hour was lower than 0.02 nm and power variations were below 0.02 nm. These features will allow in the future the implementation of an optical sensor.

Índice general

| | |
|---|----------|
| 1. Introducción General | 1 |
| 1.1. Introducción | 1 |
| 1.2. Objetivos | 3 |
| 1.2.1. Objetivo General | 3 |
| 1.2.2. Objetivo Específico | 3 |
| 1.3. Justificación | 4 |
| 1.4. Estructura del trabajo | 5 |
| 2. Marco Teórico | 6 |
| 2.1. Introducción | 6 |
| 2.2. Ecuación de Onda | 6 |
| 2.3. Visualización y análisis de los picos de absorción de los gases a detectar . . . | 10 |
| 2.4. Espectroscopía de Absorción | 10 |
| 2.4.1. Ley de Beer Lambert | 12 |
| 2.5. Principios de operación de un Láser | 15 |
| 2.5.1. Ventajas de los Láseres | 17 |
| 2.6. Fibra dopada con erbio | 19 |
| 2.7. Dispositivos Pasivos de un Láser | 21 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 2.7.1. | Acoplador de Fibra Óptica | 21 |
| 2.7.2. | Filtro sintonizable Óptico | 21 |
| 2.7.3. | Controlador de polarización | 22 |
| 2.7.4. | Aislador | 23 |
| 2.8. | Interferometría | 24 |
| 2.8.1. | Interferómetro Mach Zehnder | 27 |
| 2.8.2. | Interferómetro Mach Zehnder de Fibra Óptica | 28 |
| 2.8.3. | Interferencia Intermodal | 29 |
| 3. | Sensores de Fibra Óptica | 31 |
| 3.1. | Sensores de Fibra Extrínsecos e Intrínsecos | 33 |
| 3.1.1. | Sensores Extrínsecos | 33 |
| 3.1.2. | Sensores Intrínsecos | 34 |
| 3.2. | Ventajas de los sensores de Fibra Óptica | 35 |
| 3.3. | Clasificación de los de Sensores Fibra Óptica | 36 |
| 3.4. | Principales parámetros de los Sensores | 37 |
| 3.5. | Dispositivos Sensores Interferométricos de Fibra Óptica | 38 |
| 3.5.1. | Rejillas de Periodo Largo | 38 |
| 3.5.2. | Grabado por radiación ultravioleta | 41 |
| 3.5.3. | Grabado por radiación CO ₂ | 41 |
| 3.5.4. | Grabado por descarga de un arco eléctrico | 42 |
| 3.5.5. | Rejillas por presión mecánica | 43 |
| 3.5.6. | Otras técnicas de grabado permanente | 44 |
| 3.6. | Descripción de Gases | 44 |

| | |
|---|-----------|
| 4. Resultados y Discusiones | 46 |
| 4.1. Resultados con diferentes fuentes de luz | 46 |
| 4.2. Láseres de Fibra | 53 |
| 4.2.1. Láseres de Fibra utilizando Rejillas de Período Largo | 53 |
| 4.2.2. Láseres de Fibra utilizando interferómetro Mach Zehnder recubierto de aluminio | 60 |
| 4.2.3. Láseres de Fibra que utilizan un interferómetro Mach Zehnder con fibra de núcleo delgado | 75 |
| 5. Diseño y Simulaciones de Rejillas de Periodo Largo | 84 |
| 5.1. Software Photo Design | 86 |
| 5.2. Simulación | 87 |
| 6. Conclusiones | 93 |
| A. Publicaciones | 96 |
| B. Congresos | 97 |
| Bibliografía | 98 |

Índice de figuras

Capítulo II

| | |
|--|----|
| 2.1. Niveles de Energía en una molécula | 12 |
| 2.2. Radiación absorbida por una fuente [1] | 12 |
| 2.3. Tipos de gases detectables y sus correspondientes bandas de absorción [2] | 13 |
| 2.4. Arreglo Experimental para medir los picos de absorción | 14 |
| 2.5. Picos de Absorción de Acetileno [3] | 14 |
| 2.6. Elementos de un láser [4] | 16 |
| 2.7. Tipos de láser, Resonador Lineal (a),(b),(c) y en anillo (d) [5] | 17 |
| 2.8. Configuración EDFA | 19 |
| 2.9. Estructura de Niveles de Energía del Er ³⁺ en un fibra de sílice [6] | 20 |
| 2.10. Acoplador [7] | 21 |
| 2.11. Configuración para Control de Polarización [7] | 23 |
| 2.12. Aislador [7] | 23 |
| 2.13. Esquema de un Aislador Óptico [7] | 24 |
| 2.14. Ondas de dos fuentes puntuales superpuestas espacialmente [8] | 25 |
| 2.15. Esquema de un Interferómetro Mach Zehnder [9] | 28 |
| 2.16. Esquema de un Interferómetro Mach Zehnder de Fibra Óptica [10] | 28 |

Capítulo III

| | |
|--|----|
| 3.1. Esquema Sensor de Fibra óptica [11] | 32 |
| 3.2. Configuración de Sensores de Fibra óptica | 33 |
| 3.3. Sensor Extrínseco | 33 |
| 3.4. Sensor Intrínseco | 34 |
| 3.5. Rejilla de Bragg [12] | 39 |
| 3.6. Rejilla Periodo Largo [12] | 39 |
| 3.7. Arreglo Experimental de grabado con radiación Ultravioleta con grabado punto a punto | 41 |
| 3.8. Arreglo Experimental de grabado con radiación CO ₂ [13] | 42 |
| 3.9. Arreglo Experimental de grabado con empalmadora de arco eléctrico con grabado punto a punto | 43 |
| 3.10. Arreglo Experimental de grabado con presión mecánica | 43 |

Capítulo IV

| | |
|---|----|
| 4.1. Esquema a bloques del sistema de detección de un gas. | 47 |
| 4.2. Transmisión y Absorción de Acetileno. | 47 |
| 4.3. Esquema experimental para la detección de acetileno. | 48 |
| 4.4. Espectro de Fuente de Luz Supercontinuo. | 49 |
| 4.5. Espectros de salida de las fuentes de luz en el rango 1510-1540 nm. | 49 |
| 4.6. Celda de Gas. | 50 |
| 4.7. Transmisión SC,SLD y EDFA. | 50 |
| 4.8. Monitoreo en Tiempo real de los picos de absorción en las feuntes de SC, SLD y EDFA. | 51 |
| 4.9. Transmisión de Acetileno. | 51 |
| 4.10. Transmisión de Acetileno, líneas 29,31 y 33. | 52 |

| | |
|--|----|
| 4.11. Transmisión de Acetileno. | 52 |
| 4.12. Picos de absorción del vapor de agua. | 53 |
| 4.13. Diagrama Esquemático. | 54 |
| 4.14. Espectro de Transmisión RPL. | 55 |
| 4.15. Esquema Experimental aplicando Curvatura a RPL. | 55 |
| 4.16. Diagrama de Láser de Fibra con RPL. | 56 |
| 4.17. Láser de Fibra con RPL. | 57 |
| 4.18. Eficiencia de Láser de Fibra con RPL. | 58 |
| 4.19. Sintonización de láser al variar la curvatura a RPL. | 59 |
| 4.20. Linealidad de Láser de Fibra con RPL. | 60 |
| 4.21. Arreglo Experimental con AMZ. | 61 |
| 4.22. Preparación del Interferómetro. | 62 |
| 4.23. Interferómetro Antes de Recubrir de Aluminio. | 63 |
| 4.24. Interferómetro Recubierto Aluminio | 63 |
| 4.25. Vista Final del Interferómetro. | 64 |
| 4.26. Espectro de Transmisión del MZI antes del recubrimiento de aluminio. | 65 |
| 4.27. Espectro de Transmisión del MZI después del recubrimiento de aluminio. | 65 |
| 4.28. Transformada de Fourier MZI. | 66 |
| 4.29. Láser de Fibra con AMZ. | 67 |
| 4.30. Estabilidad de Láser MZI. | 68 |
| 4.31. Variación de Potencia de Láser MZI. | 68 |
| 4.32. Espectro de Emisión de una sola Longitud de Onda. | 69 |
| 4.33. Aplicando Temperatura. | 70 |
| 4.34. Linealidad Láser MZI. | 70 |

| | |
|--|----|
| 4.35. Eficiencia Láser MZI. | 71 |
| 4.36. Láser con Dos Longitudes de Onda. | 72 |
| 4.37. Variación de potencia del Láser en dos Longitudes de Onda. | 72 |
| 4.38. Láser con Tres Longitudes de Onda | 73 |
| 4.39. Variación Laser Tres Longitudes de Onda. | 74 |
| 4.40. Diagrama Esquemático del Interferómetro de Fibra núcleo delgado (TCFMI). | 75 |
| 4.41. Espectro de transmisión del TCFMI en el rango de longitud de onda de 1000 a 1250 nm. | 77 |
| 4.42. Dibujo esquemático para explicar el principio de la detección de la curvatura. | 77 |
| 4.43. Espectro con TCF. | 78 |
| 4.44. Esquema experimental con TCFMI. | 79 |
| 4.45. Láser con TCF. | 80 |
| 4.46. Estabilidad Láser con TCF. | 80 |
| 4.47. Aplicando curvatura a la seccion de TCF dentro del lazo del Láser. | 81 |
| 4.48. Variación de Potencia TCI. | 81 |
| 4.49. Linealidad TCFMI. | 82 |
| 4.50. Gráfica de los efectos de Temperatura de TCFMI. | 82 |

Capítulo V

| | |
|---|----|
| 5.1. Máquina Fujikura LZM-100. | 84 |
| 5.2. Arreglo Experimental para la Fabricación. | 85 |
| 5.3. Vista del programa. | 87 |
| 5.4. Interfaz de parámetros de la Fibra. | 88 |
| 5.5. Rejilla periodo modulación 500 μm | 89 |
| 5.6. Rejilla periodo modulación 500 μm y 600 μm | 89 |

| | |
|--|----|
| 5.7. Rejilla periodo modulación 500 μm , 600 μm y 700 μm con 1 modo. | 90 |
| 5.8. Rejilla periodo modulación 640 μm , 650 μm y 660 μm con 5 modos. | 90 |
| 5.9. Rejilla periodo modulación 500 μm , 600 μm y 700 μm con 10 modos. | 90 |
| 5.10. Rejilla periodo modulación 640 μm , 650 μm y 660 μm con 30 modos. | 91 |
| 5.11. Rejilla periodo modulación 500 μm y 700 μm con 4 de etching y 30 modos. | 91 |
| 5.12. Rejilla periodo modulación 640 μm y 660 μm con 30 modos. | 91 |
| 5.13. Rejilla periodo modulación 640 μm y 660 μm con 30 modos y 4 etching. | 92 |
| 5.14. Rejilla periodo modulación 650 μm y 660 μm con 30 modos. | 92 |

Capítulo VI

Apéndice

Apéndice

Índice de tablas

Capítulo II

Capítulo III

Capítulo IV

| | |
|--|----|
| 4.1. Comparación Interferómetros | 74 |
| 4.2. Parámetros de las Fibras Ópticas. | 76 |
| 4.3. Comparación de Sensores de Curvatura. | 83 |

Capítulo 1

Introducción General

1.1. Introducción

Los sensores de gas han sido ampliamente investigados ya que pueden ser aplicados en diferentes campos, como son; monitoreo ambiental, control de procesos industriales, análisis de gases diluidos y diagnósticos médicos [14–16]. De esta manera, varios sensores de gases han sido implementados utilizando diferentes técnicas tales como; interferometría [17, 18], espectroscopia utilizando diodos láseres sintonizables [19, 20], escaneado de longitud de onda usando láseres pulsados [21], fuentes de luz de amplio espectro utilizando diodos de luz superluminicentes [22], y láseres de fibra óptica [2, 23–28].

De entre ellos, los láseres de fibra óptica son particularmente atractivos para las aplicaciones de detección de gas, ya que estos tienen características muy importantes como la resistencia a la interferencia electromagnética, son muy seguros para utilizar en lugares altamente explosivos y sobre todo se pueden utilizar para monitoreo remoto a grandes distancias.

También es importante puntualizar que los láseres de fibra óptica generalmente utilizan una fibra dopada con erbio (EDF, Erbium Doped Fiber) como medio activo, debido a que esta emite longitudes de onda en un rango desde 1500 hasta 1600 nm y en este rango muchos gases tienen picos de absorción [27] además que en este intervalo de longitudes de onda se encuentra la tercera ventana de comunicaciones con fibra óptica.

En los últimos años, los láseres de fibra han sido estudiados intensamente debido a sus numerosas aplicaciones en parámetros físicos detección, procesamiento óptico, espectroscopia y longitud de onda sistemas de multiplexación por división [29, 30]. Entre sus aplicaciones, los láseres de fibra son particularmente atractivos para detección de parámetros ya que tienen una potencia de umbral bajo, alta sensibilidad, una alta relación señal/ruido

y un ancho de banda estrecho [31].

Sin embargo, los principales retos para obtener un sensor de láser de fibra óptica es suprimir la competencia del modo inestable producido por el ensanchamiento homogéneo de la fibra dopada con erbio (EDF), y obtener una respuesta lineal al cambio del parámetro físico detectado [32, 33].

Estos inconvenientes pueden ser resueltos usando un filtro selector de longitud de onda (WSF, Wavelength Selective Filter) insertado en la cavidad del láser, que también puede ser utilizado como el elemento sensor [34–42]. Por esta razón, a partir de láseres de fibra óptica se han implementado sensores que utilizan el WSF como cabezas sensoras, como ejemplo podemos encontrar: filtros acústicos, filtros ópticos [34], rejillas de Bragg de fibra (FBG) [35], fibras estrechadas [36], interferómetro Mach-Zehnder (MZI, Mach-Zehnder interferometer) [37, 38], estructuras con interferencia multimodal (MMI, multimode interference) [39, 40] y rejillas de periodo largo (LPFG, long period fiber grating) [41, 42].

Por estas razones, en la literatura pueden encontrarse un gran número de sensores de gas basados en láseres de fibra óptica. Por ejemplo, Ryu et al [25] propuso un sensor de gas que utilizaba un láser de fibra sintonizado por medio de un interferómetro Fabry-Perot. Este sensor fue capaz de detectar simultáneamente dos gases, acetileno y cianuro de hidrógeno.

Otro trabajo que utilizó un láser de fibra óptica como fuente para un sensor de gas fue demostrado en [27]. En este trabajo los autores lograron detectar simultáneamente tanto bióxido de carbono como monóxido de carbono.

Otro sensor de gas que fue capaz de detectar bióxido de carbono, sulfuro de hidrógeno, y acetileno fue reportado en [24]. Otro láser de fibra sintonizado con un interferómetro Fabry-Perot fue utilizado como fuente para obtener un sensor de gas que pudo detectar acetileno, dióxido de carbono y monóxido de carbono, demostrado por [2].

Por otro lado, otra técnica que ha ido creciendo estos últimos años para el desarrollo de sensores de gas es la que tiene por nombre optofluídica. Esta técnica consiste en rellenar los huecos de aire de la sección del revestimiento de las fibras de cristal fotónico (PCF, Photonic Crystal Fiber), que tienen diámetros de micrómetros y que son utilizados como micro celdas. Por ejemplo, un sensor de metano que utilizó una fibra de cristal fotónico de núcleo hueco fue demostrado por [43]. Para lograr el llenado de los micro huecos de la PCF se realizaron unos micro canales en forma perpendicular a los huecos y se colocó dentro de una celda de gas.

Otro ejemplo del uso de fibras de cristal fotónico en el desarrollo de sensores de gas fue propuesto por Ritari et al [44], donde el sensor fue capaz de detectar metano y amoníaco, aquí también se utilizó el llenado de los huecos de la PCF. Un sensor de gas de acetileno utilizando una fibra de cristal fotónico de núcleo sólido empalmada con una rejilla de Bragg fue demostrada en [45]. Aquí los huecos de la PCF fueron rellenados colocándolos dentro de una celda de gas.

Aunque el láser de diodos, los láseres y los láseres sintonizables se han utilizado por su alta potencia de salida, su estrecho ancho espectral y su alta resolución, estos están limitados por su estabilidad y su ancho de banda medible, ya que pueden detectar y medir sólo ciertos picos de absorción.

Por lo tanto, las fuentes de amplio espectro han sido una alternativa para detectar y medir múltiples gases, como las reportadas usando fuentes de Emisión Espontánea Amplificada (ASE) [24,46,47], Diodos Superluminiscentes (SLD) [22,48,49], lámparas de arco de xenón [50], fuentes de luz blanca [51] y fuentes supercontinuas (SC) [52–62]. Estas últimas están construidas con un bombeo de fibra láser y fibra óptica [60] y son particularmente útiles dado su amplio ancho de banda y su potencia de salida en comparación con las fuentes ASE y SLD [49].

Algunos autores han reportado sensores de gas basados en SC, por ejemplo,[52] propuso un SC diseñado conectando en serie: un láser de fibra de femtosegundo en 1560 nm, una fibra no lineal, una fibra dispersiva y un filtro de paso de banda espectral sintonizable. Los autores informaron resultados experimentales donde se detectaron bandas de absorción de Dióxido de Carbono (CO_2), Acetileno (C_2H_2), Etanol ($\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$) y Vapor de Agua (H_2O).

Genty et al [54] propusieron una serie de fibras microestructuradas para combinar SC y una celda de gas en una sola fibra microestructurada. El SC está formado por el lanzamiento de impulsos de nanosegundos de un láser compacto Nd:YAG de conmutación Q en una fibra microestructurada llena de acetileno. Además, el SC fue generado por el lanzamiento de pulsos láser de 5 ps, centrados alrededor de 1060 nm, en 10 metros de fibra monomodo convencional (Corning SMF28). El láser de la bombeo era un láser de fibra de iterbio (Fianium, FemtoPower-1060) con una tasa de repetición variable [59–61].

1.2. Objetivos

1.2.1. Objetivo General

Desarrollar sensores ópticos reconfigurables para aplicación en sensores de gases y láseres sintonizables.

1.2.2. Objetivo Específico

- Desarrollar una técnica para la fabricación de interferómetros intermodales tipo Mach-Zehnder utilizando diferentes fibras (SMF-28, Fibra de núcleo delgado) y una empalmadora comercial.
- Estudiar el interferómetro usando diferentes parámetros físicos para lograr modular los

patrones de interferencia y hacerlos coincidir con los picos de absorción de los gases a analizar.

- Implementar un láser de fibra utilizando rejillas de periodo largo como filtro selector.
- Diseñar e implementar un sensor de gas utilizando el interferómetro Mach-Zehnder como modulador.
- Diseñar e implementar un láser de fibra sintonizable de múltiples longitudes de onda utilizando los interferómetros como filtros seleccionadores de longitud de onda.
- Diseñar e implementar un sensor de gas utilizando el láser de fibra como fuente que mediante el filtro seleccione la longitud de emisión de láser con el objetivo de que coincida con el pico de absorción.

1.3. Justificación

En este proyecto se propone el desarrollo de sensores de gases basados en interferómetros intermodales utilizando diferentes fibras como elemento principal.

Los interferómetros intermodales serán implementados basados en diferentes esquemas experimentales tales como: Interferómetro MZI, esto por la facilidad de realizarlos en el laboratorio de Fibras Ópticas, ya que se cuenta con una empalmadora Fitel S175, y se pueden construir diferentes tipos de interferómetros, como por ejemplo: MZI tipo core-offset, Fabry-Perot, Michelson. Se escoge trabajar también con la técnica de recubrimiento metálico ya que, estudios recientes, muestran que la resonancia causada por este fenómeno, puede ocasionar una alta susceptibilidad a variaciones del índice de refracción, y por ende, a cambios de temperatura. Esta sería una de las características que pueden variarse para sintonizar el láser, y hacer que coincida con el pico de absorción del gas.

También se trabajarán con rejillas de periodo largo, ya que tienen menos pérdidas de inserción, alta repetibilidad y alta susceptibilidad a parámetros físicos, como temperatura, curvatura, torsión. Esto permitirá comparar la precisión y exactitud de dichos interferómetros y rejillas.

Estas rejillas de periodo largo se fabricarán en el Centro de Investigaciones en Óptica (CIO) por medio de la máquina de CO₂ modelo (LZM-100) que tienen en sus laboratorios. Aquí se aprovechará la colaboración que se tiene por parte de la Universidad de Guanajuato con el CIO.

Con esta propuesta se busca construir dispositivos ópticos reconfigurables que permitan el estudio de gases y así estos ser utilizados en lugares con gases peligrosos donde el humano pondría en riesgo su vida. La investigación en este campo requiere del trabajo conjunto con expertos de diferentes áreas del conocimiento.

1.4. Estructura del trabajo

El trabajo de tesis se encuentra organizado en cinco capítulos, los cuales se describen brevemente a continuación:

Capítulo I. El primer capítulo contiene una introducción general al tema de investigación. Se plantean los resultados esperados, se hace una descripción de la justificación, y se delimitan el objetivo general y los objetivos específicos para lograrlo.

Capítulo II. En el segundo capítulo se describe la ecuación de onda que hoy en día, es base fundamental para el entendimiento de fenómenos de la óptica. Se presentan las longitudes de onda en donde se generan los picos de absorción de diferentes gases. Se describe que es un láser de fibra óptica mencionando la importancia de cada una de las partes que lo componen. Se explican con detalle los diferentes tipos de láseres de fibra que existen así como las diferentes cavidades utilizadas para realizarlos.

Capítulo III. En éste capítulo se hace una descripción del funcionamiento y de los tipos de sensores de fibra óptica; se comentan sus ventajas y desventajas, incluyendo las bases teóricas sobre las cuales se apoya la investigación. Se incluyen los conceptos fundamentales de las rejillas de periodo largo, así como las formas más comunes de grabado.

Capítulo IV. En el cuarto capítulo se presenta el análisis de resultados y su discusión; se describen los diferentes tipos de gases que se pudieron sentir, explicando las configuraciones que se utilizaron, así como los diferentes espectros que se generaron para realizar esto. También se comentan los diferentes láseres de fibra óptica que se construyeron, mencionando la longitud de onda a cual emitieron y describiendo los diferentes elementos que los componen.

Capítulo V. Se comentan las conclusiones pertinentes y se hace mención de posibles recomendaciones y observaciones. Finalmente, se proponen nuevos temas de investigación, con base en el trabajo realizado en esta tesis.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Introducción

En este capítulo se explican los picos de absorción de un gas; también se comenta lo que es un láser de fibra óptica, así como los tipos de cavidades con los que se pueden construir. Una forma de describir un láser consiste en considerarlo un oscilador óptico, que al igual que otros osciladores es una cavidad de resonancia que contiene un medio amplificador, también llamado medio activo, el cual proporciona una ganancia que compensa las pérdidas inevitables que ocurren en la cavidad. Los láseres de fibra son aquellos que utilizan fibras dopadas con tierras raras como medio activo. En particular, la fibra dopada con erbio es ideal para los láseres de fibra debido a su propiedad de amplificación cerca de 1550 nm, longitud de onda en la cual la fibra presenta una pérdida de transmisión mínima.

2.2. Ecuación de Onda

La ecuación de onda es un ente matemático capaz de describir el comportamiento de fenómenos ondulatorios que van desde la vibración de una cuerda hasta algunos fenómenos luminosos. La ecuación de onda ha sido estudiada considerando diferentes ambientes y hoy día, es base fundamental para el entendimiento de fenómenos en las áreas de acústica, óptica, electromagnetismo y mecánica cuántica [63].

Nos ha facilitado la comprensión de la difracción y la interferencia de la luz, fenómenos que han permitido sentar las bases científicas del tratamiento óptico de información. También ha sido posible explicar la propagación de las ondas electromagnéticas a grandes distancias como es el caso de las microondas y se han facilitado el estudio de nuevos fenómenos electromagnéticos como los surgidos dentro de las fibras ópticas. Esta

última tecnología como sabemos, ha revolucionado la forma en cómo nos comunicamos y la velocidad a la que lo hacemos. Asimismo, los fenómenos estudiados han llevado al ser humano a inventar instrumentos de tal importancia como el láser.

El láser ha permitido estudiar la materia en diversos contextos, que van desde los industriales hasta los médicos, pasando por los espaciales y astronómicos. La cantidad de aplicaciones del láser hoy día es impresionante. Es por eso que en esta parte analizaremos la ecuación de onda, de donde surge y las soluciones que se obtienen.

Empezamos con las ecuaciones de Maxwell en su forma Diferencial

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Analizando para las fibras ópticas los valores $\rho=0$ y $J=0$, ya que hay una ausencia de cargas y corrientes eléctricas en la fibra óptica.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.6)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_o \varepsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.8)$$

Aplicando el operador rotacional y reagrupando

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\mu_o \varepsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \mu_o \varepsilon_o - \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (2.10)$$

Aplicando la identidad $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{V}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) - \vec{\nabla}^2 \vec{V}$ y resolviendo

$$\frac{\partial \vec{E}^2}{\partial t^2} - \frac{1}{\mu_o \varepsilon_o} \vec{\nabla}^2 \vec{E} = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \vec{B}^2}{\partial t^2} - \frac{1}{\mu_o \varepsilon_o} \vec{\nabla}^2 \vec{B} = 0 \quad (2.12)$$

Finalmente

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \mu_o \varepsilon_o \frac{\partial \vec{E}^2}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B} = \mu_o \varepsilon_o \frac{\partial \vec{B}^2}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

Resolviendo la ecuación de onda en coordenadas cilíndricas

$$F(r, \theta, z) = R(r)\phi(\theta)Z(z) \quad (2.15)$$

$$\frac{r^2}{R(r)} \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{r}{R(r)} \frac{\partial R(r)}{\partial r} + \frac{1}{\phi(\theta)} \frac{\partial^2 \phi(\theta)}{\partial \theta^2} + \frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + r^2 k^2 = 0 \quad (2.16)$$

Resolviendo por variables separables:

Primera Solución

$$\phi(\theta) = A_0 e^{\pm jm\theta} \quad (2.17)$$

Segunda Solución

$$Z(z) = A_1 e^{\pm jm\beta z} \quad (2.18)$$

Es importante comentar que al momento de hacer el análisis para lograr estas soluciones, las ecuaciones contienen sólo las componentes Ez y Hz. Es evidente que las componentes longitudinales de E y H se encuentran desacopladas y que pueden escogerse arbitrariamente. En general, el acoplamiento de Ez y Hz resulta por la condición a la frontera de las componentes del campo electromagnético. Si las condiciones a la frontera no permiten el acoplamiento entre las componentes del campo, la solución de los modos puede obtenerse tanto para Ez = 0 como para Hz = 0. Cuando Ez = 0 los modos se denominan transversales eléctricos (TE) y cuando Hz = 0 los modos se denominan transversales magnéticos (TM). Cuando los valores de Ez o Hz son distintos de cero, se denominan modos híbridos y se designan como HE o EH. La designación dependerá si Ez o Hz, respectivamente, tienen una mayor contribución transversal que la otra[64].

Tercera Solución

$$\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} + (n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2}) R(r) = 0 \quad (2.19)$$

donde A_0 y A_1 son constantes y β es la constante de propagación y m está restringido para tomar sólo valores enteros ya que el campo debe ser periódico en θ con un período de 2π . Para la tercera solución, esta ecuación diferencial se realiza con las funciones de Bessel. $R(r)$ representa la solución general en las regiones del núcleo y del revestimiento puede escribirse como:

$$R(r) = \begin{cases} AJ_m(pr) + A'Y_m(pr) & r \leq a \\ CK_m(qr) + C'I_m(qr) & r > a \end{cases} \quad (2.20)$$

donde A, A', C y C' son constantes y J_m, Y_m, K_m e I_m son diferentes tipos de Funciones Bessel.

Estas ecuaciones constituyen la base para obtener constantes de propagación β para los modos guiados que se propagan en la fibra óptica. Aunque también hay que considerar las condiciones a la frontera en la solución de las ecuaciones de Maxwell.

En general, las ondas electromagnéticas en una fibra óptica, por ejemplo con índice escalonado pueden dividirse en tres categorías distintas:

1. Transversales Eléctricos, a veces designados como ondas magnéticas H. Se caracterizan por $E_z=0$ y $H_z \neq 0$.
2. Transversales Magnéticos, a veces designados como ondas eléctricas E. Se caracterizan por $E_z \neq 0$ y $H_z=0$.
3. Ondas híbridas. Caracterizadas por $E_z \neq 0$ y $H_z \neq 0$.

Se logró deducir la ecuación de onda a partir de las ecuaciones de Maxwell; esto nos podría permitir realizar un análisis experimental de las diferencias y similitudes de dichos modos en diferentes fibras. En nuestro caso, se realizaron simulaciones computacionales por medio del software de Photo Design en el CIO utilizando RPL.

2.3. Visualización y análisis de los picos de absorción de los gases a detectar

Una de las partes fundamentales de cualquier tipo de desarrollo de sensores de gas es la medición y análisis de los picos de absorción de los diferentes gases a ser detectados. Para poder entender esta parte, necesitamos comprender algunos conceptos que a continuación describiremos.

2.4. Espectroscopía de Absorción

La espectroscopía de absorción se comenzó a utilizar para la determinación de alcaloides. Las primeras referencias acerca del estudio del espectro de ultravioleta se remonta a 1833, en el que Brewster trabajó con la descomposición y dispersión de la luz en sólidos y fluidos [65] .

En la revista *Philosophical Transactions of the Royal Society* de 1852, está documentado el primer trabajo serio, realizado por Stokes. En 1885, William N. Hartley

utilizó el espectrógrafo de cuarzo original de Miller y reportó el primer espectro ultravioleta en compuestos narcóticos en la misma revista que publicó a Stokes, y describió los espectros de 32 alcaloides, entre los que se encontraban la morfina, codeína, tebaína, papaverina, diacetilmorfina, entre otros. Hartley determinó que todos esos alcaloides contenían un núcleo condensado, derivado del benceno o de la piridina por la extensión de la banda de 2600 a 3000 \AA . Mostró también el efecto de las sustituciones de alquilo y acetilo sobre la curva de absorción. Posteriormente en 1903, en el *Journal of the Chemical Society*, Dobbie publicó los espectros de otros alcaloides como la cotarnina, berberina, coridalina, laudanina, quinina, neopina y otros alcaloides de isoquinolina y discutió acerca de la constitución molecular de esos compuestos basándose en los espectros obtenidos [66, 67].

El fundamento de la espectroscopía se debe a la capacidad de las moléculas para absorber radiaciones, entre ellas las radiaciones dentro del espectro UV-visible. Las longitudes de onda de las radiaciones que una molécula puede absorber y la eficiencia con la que se absorben dependen de la estructura atómica y de las condiciones del medio (pH, temperatura, fuerza iónica, constante dieléctrica), por lo que dicha técnica constituye un valioso instrumento para la determinación y caracterización de biomoléculas.

Las moléculas pueden absorber energía luminosa y almacenarla en forma de energía interna. Esto permite poner en funcionamiento ciclos vitales como la fotosíntesis en plantas y bacterias. Cuando la luz (considerada como energía) es absorbida por una molécula se origina un salto desde un estado energético base o fundamental, E1, a un estado de mayor energía (estado excitado), E2. Y sólo se absorberá la energía que permita el salto al estado excitado. Cada molécula tiene una serie de estados excitados (o bandas) que la distingue del resto de moléculas.

Cuando un átomo absorbe un fotón UV o un fotón de luz visible, la energía de ese fotón puede excitar uno de los electrones del átomo de tal forma que alcance un nivel de energía mayor. Este movimiento del electrón, de un menor nivel de energía a uno mayor, o de regreso de un nivel de mayor de energía a uno menor, se conoce como transición. Para que ocurra una transición, la energía del fotón absorbido debe ser mayor o igual que la diferencia de energía entre los 2 niveles. Sin embargo, una vez que el electrón es excitado y alcanza un mayor nivel de energía, está en una posición más inestable que en la que estaba cuando se hallaba relajado en su estado base. Así, el electrón rápidamente caerá al estado de menor energía y, al hacerlo, emitirá un fotón con la misma energía que la diferencia entre los niveles energético ver figura 2.1. E2-E1 significa que se está dando una transición descendente, esto quiere decir que se está emitiendo un fotón de energía [68] .

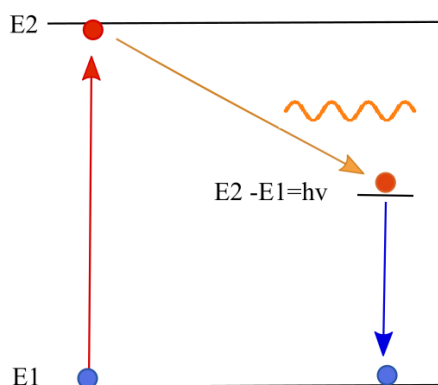


Figura 2.1: Niveles de Energía en una molécula

La espectrometría de absorción se refiere a una variedad de técnicas que emplean la interacción de la radiación electromagnética con la materia. En la espectrometría de absorción, se compara la intensidad de un haz de luz medida antes y después de la interacción con una muestra. Las palabras transmisión y reflexión se refieren a la dirección de viaje de los haces de luz medidos antes y después de la absorción.

2.4.1. Ley de Beer Lambert

Es aquella que relaciona la absorción de la radiación electromagnética de una o varias especies químicas, con su concentración y la distancia que recorre la luz en las interacciones partícula-fotón. Esta ley reúne dos leyes en una sola.

La ley de Bouguer (aunque el reconocimiento ha recaído más sobre Heinrich Lambert), establece que una muestra absorberá mayor radiación cuando las dimensiones del medio absorbente o material sean mayores; específicamente, su grosor, que viene a ser la distancia l que recorre la luz al entrar y salir.

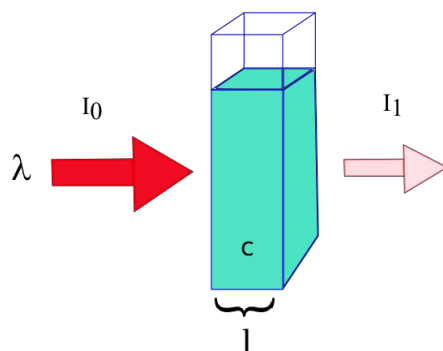


Figura 2.2: Radiación absorbida por una fuente [1]

En otras palabras, dos leyes fundamentales que rigen el comportamiento de la fracción de radiación absorbida al pasar a través de la materia, son la ley de Lambert, que se refiere al espesor de muestra y al efecto sobre la radiación que se absorbe, y la ley de Beer, que está relacionada con el efecto de la concentración de la muestra sobre la absorción.

La ley de Beer-Lambert permite unificar estas dos leyes y se obtiene una ley fundamental que rige la absorción de todos los tipos de radiación electromagnética, aplicable a disoluciones y también a gases y sólidos. Nos dice que la absorbancia de radiación electromagnética producida por una especie absorbente es directamente proporcional a la trayectoria de la radiación a través de la disolución y a la concentración en ésta de la sustancia que produce la absorción.

En este proyecto se utilizarán varios tipos de fuentes de luz tales como; fuentes de supercontinuo o una fuente de ruido ASE, debido a que se pretende que los sensores sean totalmente de fibra y por lo tanto se deben encontrar gases que absorben en la región del cercano infrarrojo, que es la región en donde emiten estas fuentes de luz utilizadas en fibras ópticas. En la Figura 2.3 se pueden observar los diferentes tipos de gases que absorben en la región que va desde 1500 hasta 1600 nm. Esta parte es muy importante debido a que cuando se miden gases en el ambiente siempre son una combinación de diferentes concentraciones de ellos.

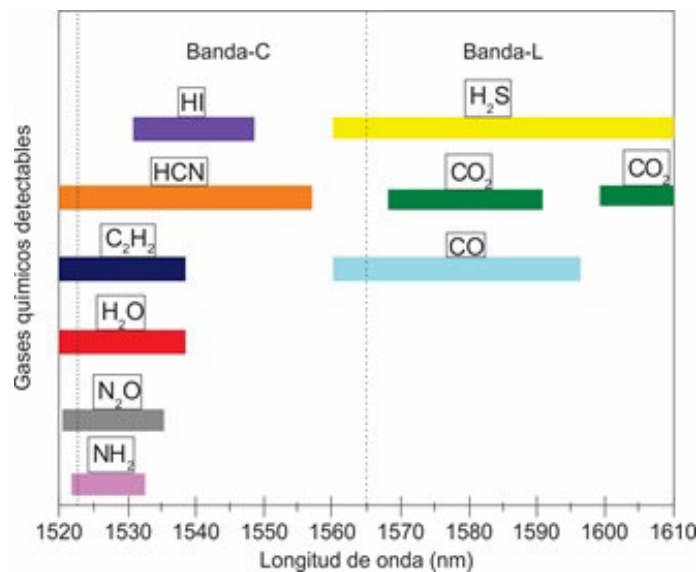


Figura 2.3: Tipos de gases detectables y sus correspondientes bandas de absorción [2]

Además la Figura 2.3 muestra que se pueden tener diferentes tipos de gases absorbiendo en una misma longitud de onda, por eso es importante medir las longitudes de onda exactas en donde se encuentran los picos de absorción de cada gas y así poder implementar el sensor adecuado para su detección. Aquí es importante mencionar que este proyecto se empezará midiendo los picos de absorción de un solo gas comercial conocido y después se implementa el sensor óptico, después de eso se pasará a la medición de dos o más

gases utilizando un solo dispositivo. Para realizar la medición experimental de las longitudes de onda de los picos de absorción de estos gases se implementará el arreglo que se muestra en la figura 2.4.

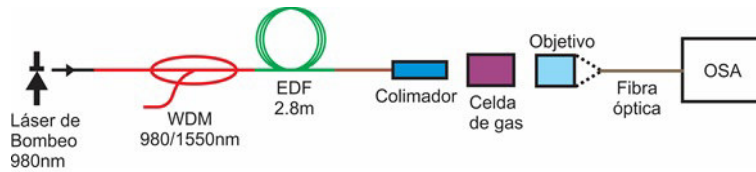


Figura 2.4: Arreglo Experimental para medir los picos de absorción

Se utilizará un segmento de 3.5 metros de fibra dopada con erbio (EDF, Thorlabs, model M12-105 980-125) del dopante que será utilizado como medio activo, ésta será bombeada por un diodo láser(Thorlabs, model BL976-PAG500)que debe emitir en una longitud de onda centrada a 980 nm, este haz de luz será acoplado dentro del arreglo utilizando un multiplexor por división de longitud de onda 980/1500 nm (WDM, Wavelength Division Multiplexer). Aquí es importante mencionar que con el fin de ampliar el área de absorción efectiva y hacer el sistema más sensible, se coloca un colimador de fibra empalmado a la EDF [69].

Después de tener la luz colimada se coloca la celda de gas, en donde se inyectarán los gases a detectar; cabe señalar que la celda debe tener cierta longitud (21 cm) para poder observar los picos de absorción, entre más larga esté la celda de gas, más fuertes serán las absorciones de la luz por los gases y por lo tanto la sensibilidad de la detección será más alta [69]. Posteriormente, un objetivo (16x) será utilizado para acoplar la luz que viene de la celda dentro de una fibra óptica y esta luz será medida utilizando un analizador de espectros ópticos con resolución de 0.02 nm (OSA, Yokogawa Model AQ6370B).

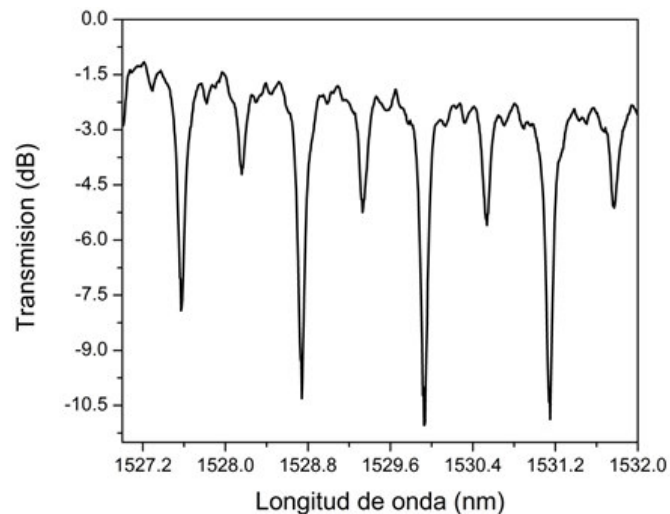


Figura 2.5: Picos de Absorción de Acetileno [3]

Como se puede apreciar en la figura 2.5, se tiene máximos de absorción del Acetileno en las longitudes de onda de 1527.56851, 1528.74519, 1529.9357 y 1531.14063 nm respectivamente. Aquí es importante puntualizar que los picos de absorción tienen un ancho de pico de 0.12 nm y tienen una profundidad de aproximadamente 11 dB. También es importante comentar que la resolución de nuestro analizador de espectro óptico es de 0.02 nm. Por lo que algunos puntos de los valores de los picos de absorción se estimarán teniendo en cuenta la resolución del intervalo de muestreo de nuestro analizador de espectro óptico. Además, para poder obtener el sensor de gas óptico se deben de hacer corresponder estos picos de absorción ya sea con los patrones de franjas producidos por el interferómetro o con las líneas de emisión láser obtenidas con el láser de fibra que se implementarán.

La ecuación de Beer-Lambert relaciona la intensidad de radiación emitida, y la absorbida por un material tras estar envuelta de un gas. Por consiguiente, estos sensores aprovechan la oportunidad que ofrece una fuente láser de conseguir un espectro de emisión estrecho, como son los láseres de cascada cuántica QC (Quantum Cascade) de mediano infrarrojo, entre otros; y es capaz de emitir en el pico de absorción adecuado para el gas deseado. Otra gran ventaja a destacar, es que, al ser sintonizable, es capaz de ajustar la fuente a una amplia gama de frecuencias, albergando así un gran número de gases de forma precisa.

2.5. Principios de operación de un Láser

La palabra LÁSER, se forma con la primera letra de cada palabra de la frase en inglés (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), y se traduce como amplificación de luz por emisión estimulada de radiación. La luz que emite no es la misma que la que irradia un foco o una linterna; el láser emite luz coherente, es decir, todas las ondas tienen la misma fase y produce luz monocromática [70].

El concepto del láser fue propuesto teóricamente por primera vez por Shalov y Townes en 1958 [71], y la primera demostración experimental fue realizada por Theodore Maiman en 1960 [72]. Se trató de un láser que utilizó como medio activo un cristal sintético de rubí, la emisión estimulada obtenida fue en la longitud de onda de 6943 Å ($\sim 694.3\text{nm}$).

Además, el medio activo fue excitado utilizando una lámpara flash que emitía a una longitud de onda de 5500 Å ($\sim 550\text{nm}$). Finalmente todo el experimento fue realizado a una temperatura de 300 K.

Un láser es dispositivo generador de luz, su funcionamiento está basado en el fenómeno de emisión estimulada, por lo que el haz generado tiene una coherencia temporal y espacial muy alta. En estas características, está el por qué un haz láser puede propagarse grandes distancias sin mucha divergencia y también sea posible enfocararlo en áreas muy pequeñas.

Otra propiedad derivada de la coherencia temporal del haz láser es su reducido ancho espectral, el cual, puede llegar a ser de unos cuantos Hz. Los láseres pueden funcionar en régimen de onda continua (CW) ó en régimen pulsado.

Hay láseres que tienen potencias muy altas (MW), esto ha propiciado un gran número de aplicaciones en la medicina, la industria, el entretenimiento, la ciencia y las telecomunicaciones.

Un sistema láser, básicamente se compone de un medio activo ó de ganancia, una fuente de bombeo y una cavidad resonante, ver figura 2.6

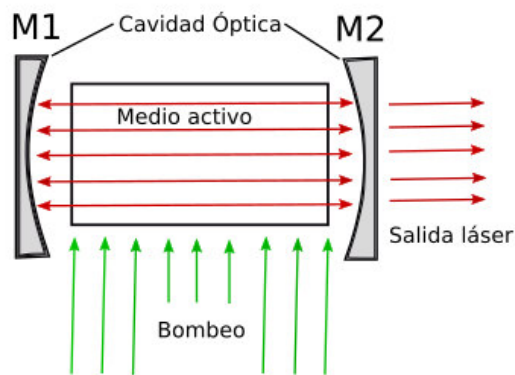


Figura 2.6: Elementos de un láser [4]

Para producir inversión de población (significa, que debe de haber más átomos en su estado excitado que en su estado base), es necesario el suministro de energía externa mediante lo que se conoce como fuente de bombeo. El bombeo puede realizarse: con una fuente óptica, con una fuente de corriente eléctrica ó inclusive a través de una reacción química.

Teniendo un medio activo debidamente bombeado dentro de una cavidad óptica (resonador, generalmente hecho con espejos M1 y M2); es importante mencionar que uno de los espejos debe de ser altamente reflejante (100 %) y el otro parcialmente reflejante (90 %) y deben ser colocados en cada terminal del medio láser amplificador. Los espejos deben ser cuidadosamente alineados para que las ondas puedan estar reflejándose entre los dos espejos. Además el resonador óptico es el responsable de provocar que la luz sea monocromática y coherente. Finalmente la estructura del resonador puede ser una cavidad lineal o de anillo.

Si la inversión de población es pobre y por lo tanto la ganancia es más pequeña que las pérdidas (en los espejos de resonador y en el mismo medio); es decir el sistema está por abajo del llamado umbral de laseo, solamente se emite algo de luminiscencia. Si se rebasa este umbral, la ganancia será muy superior a las pérdidas, entonces el sistema empezará a oscilar.

En estas condiciones, si incrementamos el bombeo se obtendrá una mayor ganancia y por lo tanto una mayor potencia dentro de la cavidad, lo cual, mantendrá constante la inversión de población respecto al bombeo, causando que, la ganancia se sature. Un pequeño porcentaje de la potencia del interior de la cavidad, saldrá a través del acoplador de salida (uno de los espejos, con reflectancia menor al 100% en forma un haz de luz con las propiedades de coherencia espacial y temporal ya mencionadas).

Un láser de fibra es un láser de estado sólido en el cual el medio de ganancia es una fibra dopada con iones de algún elemento perteneciente a las tierras raras, Erblio (Er^{3+} , 1550 nm), neodimio (Nd^{3+} , 1064 nm) o iterbio (Yb^{3+} , 1020 nm) entre otros.

Los láseres de fibra por lo general son bombeados con diodos láser. En la figura 2.7 se muestran algunos esquemas básicos de láseres de fibra: con resonador lineal (a), (b) y (c) y en anillo (d). En un resonador lineal los espejos pueden ser depositados en los extremos de las fibra, ser hechos con bucles de Sagnac ó con rejillas de Bragg; inclusive, puede grabarse una rejilla de Bragg a todo lo largo del resonador parecido a un láser semiconductor. En un láser en anillo, no existen espejos, la luz da vueltas en el anillo y parte de ésta va saliendo a través de un acoplador.

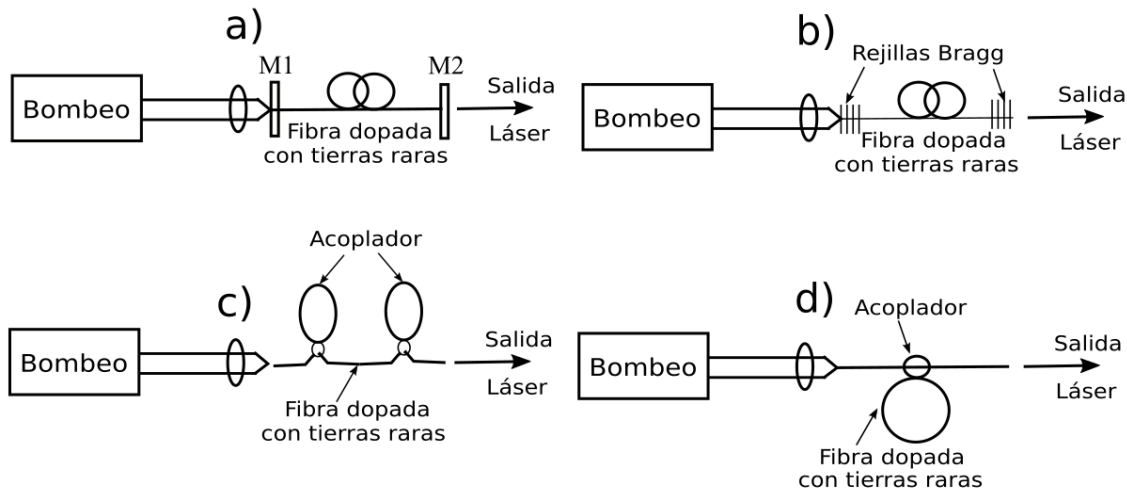


Figura 2.7: Tipos de láser, Resonador Lineal (a),(b),(c) y en anillo (d) [5]

El tipo más simple de cavidad láser es la lineal, y ésta utiliza una configuración Fabry-Perot en donde se mantiene un patrón de onda estacionaria. Se forma colocando un medio de ganancia entre dos espejos altamente reflectores.

2.5.1. Ventajas de los Láseres

La razón del gran interés que hoy día se tiene por los láseres de fibra óptica, se puede resumir en los siguientes puntos: El medio activo, al ser una fibra, proporciona una

gran longitud de interacción con el campo óptico confinado en su interior, este campo está confinado en un pequeño volumen, originando con ello una gran intensidad óptica aún con valores pequeños de potencia; lo que a su vez, hace que el umbral de laseo sea bajo y que la eficiencia del láser pueda ser alta (mayor a 50 %) [70].

La gran intensidad óptica alcanzable en la fibra, facilita la implementación de láseres por efecto Brillouin, los cuales tienen anchos de línea de unos cuantos kHz y longitudes de coherencia de varios kilómetros. En este efecto fenómeno (Brillouin) la luz es dispersada por ondas acústicas que producen un recorrimiento en la frecuencia de la luz.

Dado que existe una gran cantidad de dispositivos de uso corriente para fibra óptica, no es necesario el uso de componentes ópticos discretos para acoplar luz a ésta, con lo que, el diseño de un láser de fibra resulta simple, de poco mantenimiento y muy adaptable. Además, el bombeo con diodo láser resulta muy eficiente, al igual que la extracción del haz láser.

La disponibilidad de dispositivos (capaces de acoplar luz de varias fuentes a una sola fibra), dan la posibilidad de tener láseres de alta potencia (kwatts), limitada sólo por las no linealidades y por el daño extremo a la fibra. Puesto que la cavidad es una fibra, ésta puede ser muy larga, ofreciendo varias ventajas en muchas aplicaciones.

La fibra óptica, además de ser robusta puede embobinarse, lo que posibilita sistemas láser compactos y muy robustos. En varios casos, el ancho espectral del haz de salida, es muy amplio y dado que la cavidad puede ser muy larga, es muy factible obtener amarre de modos y generar pulsos ultracortos.

En cuanto a este último punto, el láser de fibra dopada con erbio (EDFL), es uno de los que presenta un espectro de salida muy amplio (1500 nm - 1650 nm), el cual abarca el valor de longitud de onda de menor atenuación de las fibras utilizadas en telecomunicaciones, 1550 nm.

Debido a ello, los láseres de fibra dopada con erbio y en especial aquéllos que son sintonizables en un rango amplio, han recibido mucha atención por parte de la comunidad investigadora.

Los láseres de fibra requieren un estado ajustable de la polarización de la luz en la fibra. Controlar el estado de polarización en la fibra óptica es similar al control en el espacio libre utilizando placas de onda a través de cambios de fase en los dos estados ortogonales de polarización [73]. Para lograr esto, se utilizan Controladores de Polarización que comúnmente constan de tres placas, una placa de $\lambda/2$ (HWP, Half Wavelength Plate), se intercala entre dos placas de $\lambda/4$ (QWP, Quater Wavelength Plate) y las placas son libres de girar alrededor del eje óptico con respecto a la otra.

La primera QWP convierte cualquier polarización de entrada arbitraria en una polarización lineal. La HWP gira entonces la polarización lineal a un ángulo deseado de modo que el segundo QWP puede traducir la polarización lineal a cualquier estado de polarización

deseado.

Aquí, es importante recordar que aplicar un doblez a una fibra óptica induce tensiones en dicha fibra y provoca que la birrefringencia en los ejes de la fibra cambie. En este caso una birrefringencia lineal es inducida en la fibra óptica.

2.6. Fibra dopada con erbio

Los amplificadores ópticos como su nombre lo indica operan haciendo uso de los fotones, sin la necesidad de interacción de electrones. De esta forma no es necesario colocar amplificadores optoelectrónicos entre tramos de fibra. El amplificador óptico proporciona una solución más simple al problema de la atenuación y puede ser usado independientemente del tipo de modulación y del ancho de banda, además es un dispositivo bidireccional y permite el trabajo en sistemas de multiplexión de longitud de onda.

Los amplificadores ópticos han resultado tener más utilidades por su uso como repetidores lineales, también como preamplificadores de recepción, compuertas lógicas, conformadores de pulsos y direccionadores. Existen diferentes tipos de amplificadores ópticos, basando su emisión en la tierra rara con la cual está dopada la fibra óptica, estos elementos son por ejemplo, iterbio, erbio, terbio, etc. [74].

Sin embargo, el amplificador comúnmente usado es el amplificador de fibra dopada con erbio. Por su capacidad de amplificar la señal cerca de los 1550 nm que es la longitud de onda donde menos pérdidas presentan las fibras ópticas utilizadas en comunicaciones.

Los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier), son unos de los dispositivos ópticos más importantes en los sistemas de láseres de fibra [7]. Los EDFA tienen muchas ventajas sobre otros sistemas de amplificación como son: ganancia mayor, alta potencia óptica y sobre todo fácil acoplamiento óptico con las fibras ópticas.

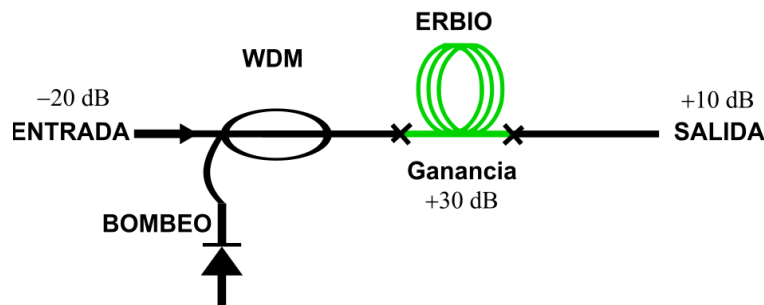


Figura 2.8: Configuración EDFA

Como se puede apreciar en la figura, el EDFA está compuesto de una fuente de bombeo óptica que es generalmente un láser semiconductor, además tiene la fibra dopada con erbio y un WDM [7]. Aquí, la fibra dopada queda acoplada transversalmente a la fuente de bombeo, de esta forma, la señal débil que entra, es amplificada al atravesar la zona dopada con iones de tierras raras. Normalmente, el acoplador utilizado permite que la radiación de bombeo pase a la región de transmisión, pero evita que parte de la señal se regrese hacia el bombeo. Si la tierra rara es el ion Er^{3+} , existiría una transición láser alrededor de 1536 nm, que corresponde a una banda común en comunicaciones, de aquí nace el interés comercial por el EDFA.

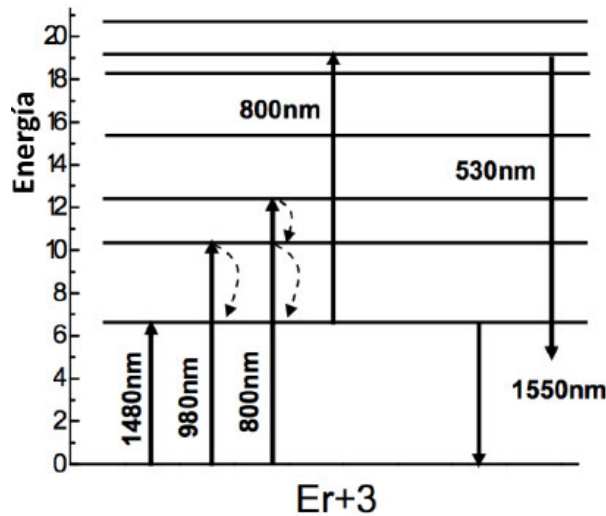


Figura 2.9: Estructura de Niveles de Energía del Er^{3+} en un fibra de sílice [6]

La figura 2.9 muestra las longitudes de onda de emisión y absorción para un ion de Er^{3+} en vidrio de sílice. Aquí se puede ver como la fibra dopada con erbio se puede excitar en 1480, 980 y 800 nm. Dependiendo de la longitud de onda de excitación pueden ocurrir diversos procesos en el momento de la emisión. Si se bombea la región dopada con Erbio con fotones en la región de 1480 nm, los átomos pasarían al nivel de energía siguiente y, después de un tiempo, llamado tiempo de decaimiento (aproximadamente 10 ms), el átomo regresa a su estado original emitiendo fotones en la banda de 1550 nm.

Si ahora el bombeo se ubica en 980 nm, los átomos excitados llegan dos niveles de energía más arriba, donde casi inmediatamente decaen al nivel de energía intermedio, de allí, luego de un tiempo retornan a su estado original emitiendo fotones en la región de 1550 nm. Con un bombeo de 800 nm la transición se vuelve un poco más compleja. En este caso, pueden ocurrir dos cosas, la primera es que átomos en equilibrio son bombardeados por fotones a 800 y de allí pasan a estar tres estados de energía por encima del original.

2.7. Dispositivos Pasivos de un Láser

2.7.1. Acoplador de Fibra Óptica

Un acoplador de fibra óptica direccional es uno de los componentes más importantes de fibra óptica, a veces usado para dividir y combinar las señales ópticas. Un acoplador de fibra se construye fusionando dos fibras paralelas juntas.

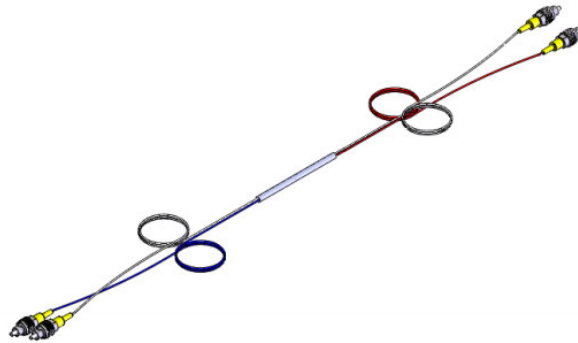


Figura 2.10: *Acoplador [7]*

Cuando los núcleos de las dos fibras son colocados suficientemente cerca, uno con otro lateralmente, los campos de propagación modal empiezan a superponerse y la potencia puede ser transferida entre las dos fibras.

2.7.2. Filtro sintonizable Óptico

Los láseres sintonizables de fibra usan filtros para el mejoramiento del rendimiento mediante la supresión de la amplificación de la emisión espontánea y para seleccionar la longitud de onda de funcionamiento. Estos filtros proveen flexibilidad en la realización de un láser de fibra.

En este trabajo de tesis, se utiliza un filtro sintonizable de tipo Mach-Zehnder, pero no es el único que existe, hay otros filtros como filtros Fabry-Perot [75, 76]. Los filtros basados en el interferómetro Mach-Zehnder [8, 77] son típicamente utilizados para seleccionar la longitud de onda de operación deseada del sistema.

2.7.3. Controlador de polarización

Los láseres de fibra requieren un estado ajustable de la polarización de la luz en la fibra. Controlar el estado de polarización en la fibra óptica es similar al control en el espacio libre utilizando placas de onda a través de cambios de fase en los dos estados ortogonales de polarización. En general se utilizan comúnmente tres elementos.

En este dispositivo, una placa de media onda ($\lambda/2$) (HWP, Half Wavelength Plate), se intercala entre dos placas de cuarto de onda $\lambda/4$ (QWP, Quater Wavelength Plate) y las placas son libres de girar alrededor del eje Óptico, una con respecto a la otra. La primera QWP convierte cualquier polarización de entrada arbitraria en una polarización lineal. La HWP gira entonces la polarización lineal a un ángulo deseado de modo que el segundo QWP puede traducir la polarización lineal a cualquier estado de polarización deseado. Aquí, es importante recordar que aplicar un doblez a una fibra óptica induce tensiones en dicha fibra y provoca birrefringencia en los ejes de la fibra. La birrefringencia inducida en una fibra óptica monomodo de sílice está dada por:

$$\Delta n_{eff} = -C \frac{b}{R} \quad (2.21)$$

donde b es el radio exterior de la fibra, R es el radio del lazo y C es una constante que depende del material de la fibra.

Un controlador totalmente de fibra óptica basada en este mecanismo, se puede construir con varias propiedades deseables como son; bajas pérdidas de inserción, bajo costo y fácil fabricación como lo muestra la figura 2.11. En este dispositivo, tres bobinas de fibras sustituyen las placas de retardo en el espacio libre.

Enrollar la fibra óptica introduce un esfuerzo en ella y por lo tanto se produce una birrefringencia la cual es inversamente proporcional a los diámetros de las bobinas.

Con los ajustes de los diámetros y los números de vueltas se puede crear cualquier placa de fibra deseada. Finalmente, la flexión de la fibra también induce pérdidas de inserción, por lo que el diámetro de las bobinas debe ser relativamente grande.

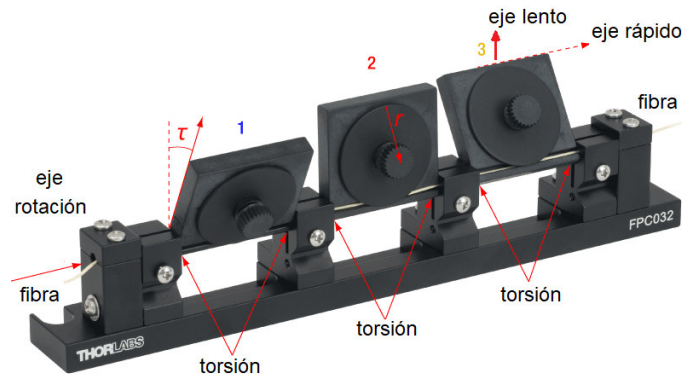


Figura 2.11: Configuración para Control de Polarización [7]

2.7.4. Aislador

Las reflexiones en los puertos de entrada y salida de los láseres de fibra pueden tener un efecto sobre su funcionamiento. Estas reflexiones pueden resultar en reflexiones de Fresnel desde conectores y componentes, o dispersión Rayleigh dentro de la fibra [78]. En los primeros diseños de los láseres de fibra y amplificadores, se sumergieron las terminales de las fibras en glicerina y se recortaron a un ángulo las terminales de la fibra para reducir las reflexiones [79].



Figura 2.12: Aislador [7]

Los aisladores ópticos se usan en sistemas de láseres de fibras para controlar la dirección de la propagación de la luz. Un aislador óptico es un dispositivo que permite que la luz pase solamente en una sola dirección y por lo tanto construir un aislador puede ser algo complicado. Sin embargo, es un fenómeno óptico no bidireccional, debido al efecto Faraday.

El efecto Faraday se presenta cuando un material magnético-óptico es colocado en presencia de un campo magnético fuerte. La luz que viaja dentro de este material tiene un estado de polarización rotado por una cantidad dependiendo de la longitud de onda y la fuerza magnética del campo. Esto es útil debido a que el efecto es asimétrico. La luz que viaja en una sola dirección adquiere una polarización lineal a 45° .

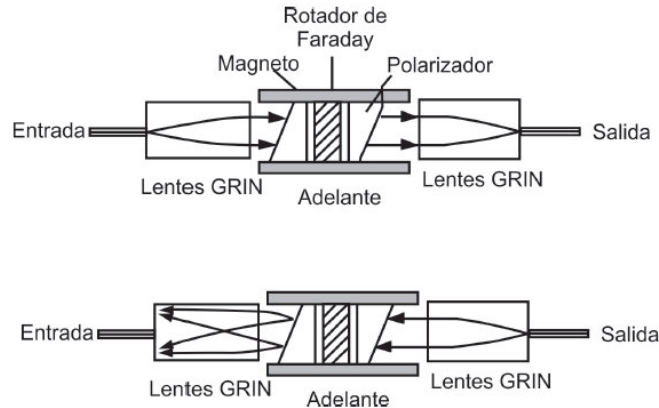


Figura 2.13: Esquema de un Aislador Óptico [7]

La luz que viaja en la dirección opuesta gira la misma dirección por el mismo ángulo. Así que, efectivamente la luz proveniente de nuevo a la entrada está a 90° de la señal original.

La luz que viaja en la dirección hacia adelante es colimada por una lente GRIN, seguida por una cuña birrefringente. La salida de la cuña está formada por un par de rayos, uno ordinario y otro extraordinario que pasan a través del rotador de Faraday, que consiste de un material magneto-óptico con una cierta longitud rodeado por un imán permanente.

Esto se traduce en 45° de rotación de los dos ejes de polarización. Estos rayos rotados se transmiten a través de la segunda cuña birrefringente y en ésta se recombinan en la entrada y salida de la fibra. La luz que viaja en la dirección de avance se divide por la entrada de cuña birrefringente en sus componente horizontal (0°) y vertical (90°), llamadas rayo ordinario y rayo extraordinario, la luz propagándose hacia atrás experimenta la primera separación del haz ordinario y el extraordinario, rotados por el rotador de Faraday a un ángulo ahora de 90° de la polarización de entrada, y se reenvían por caminos divergentes por la segunda cuña. Estos caminos diferentes no se acoplan en la fibra de entrada, por lo que la luz no viaja por la trayectoria óptica original.

2.8. Interferometría

Muchos dispositivos ópticos desarrollados para el sensado están basados en el fenómeno de la interferometría. Hecht define la interferencia óptica como: “La interacción entre dos o más ondas de luz que producen una irradiancia que se deriva de la suma de las irradiancias de todas las componentes” [8]. El fenómeno de interferencia ocurre cuando dos o más ondas idénticas están presentes en la misma región del espacio y del tiempo. En este caso, se dice que la función de onda total esta dada por la suma de las funciones de onda

individuales. Este principio básico de superposición se deriva de la linealidad de la ecuación de onda. Para poder definir propiamente el fenómeno de interferencia, es necesario establecer algunas consideraciones generales.

Para el estudio de la interferencia se tomará como medida principal la irradiancia (W/m^2), ya que experimentalmente es mucho más fácil de detectar que el campo eléctrico y que el campo magnético.

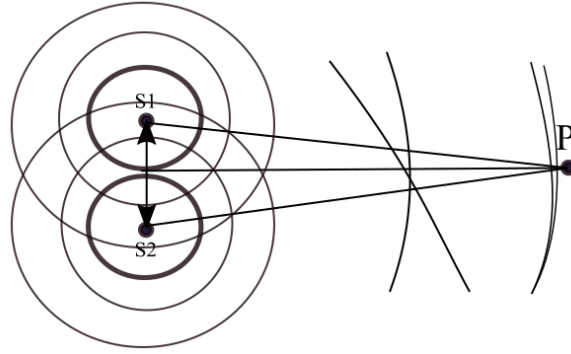


Figura 2.14: Ondas de dos fuentes puntuales superpuestas espacialmente [8]

Para el análisis matemático considérese que se tienen dos fuentes de emisión S1 y S2 ver figura 2.14. Las cuales emiten ondas monocromáticas, planas y polarizadas linealmente, en un medio homogéneo. Entonces se puede definir la irradiancia como queda expresado en la ecuación:

$$I = \langle \vec{E}^2 \rangle_T \therefore \langle \vec{E}^2 \rangle = \vec{E} \cdot \vec{E} \quad (2.22)$$

donde la expresión $\langle \vec{E}^2 \rangle_T$ representa el promedio temporal de la magnitud del campo eléctrico al cuadrado. A su vez, la relación expresada en la ecuación de abajo, también se cumple.

$$\vec{E}^2 = \vec{E}^2 = \vec{E}_1^2 \cdot \vec{E}_2^2 + 2(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) \quad (2.23)$$

Aplicando el operador promedio a ambos lados de la igualdad, se tiene que la irradiancia total queda expresada en:

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + I_{12} \therefore I_1 = \vec{E}_1^2; I_2 = \vec{E}_2^2 \\ I_{12} &= 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T \end{aligned} \quad (2.24)$$

El término I_{12} es conocido como el término de interferencia. Para evaluar su valor específicamente, se definen \vec{E}_1 y \vec{E}_2 como dos ondas armónicas con vector de onda y fase inicial distintos

$$\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - wt + \epsilon_1) \times \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - wt + \epsilon_2) \quad (2.25)$$

Aquí ϵ_1 y ϵ_2 son constantes. Después, separando por medio de la identidad de la suma de ángulos en el coseno se tiene:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} [& \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - wt) \cdot \cos(\epsilon_1) - \sin(\vec{k} \cdot \vec{r} - wt) \cdot \sin(\epsilon_1)] \\ & [\cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - wt) \cdot \cos(\epsilon_2) - \sin(\vec{k} \cdot \vec{r} - wt) \cdot \sin(\epsilon_2)] \end{aligned} \quad (2.26)$$

Si se aplica el operador promedio a ambos lados de la igualdad, y recordando propiedades del operador como por ejemplo: $\langle \cos^2(wt) \rangle_T = 1/2$; $\langle \sin^2(wt) \rangle_T = 1/2$ y $\langle \cos(wt) \cdot \sin(wt) \rangle_T = 0$, se tiene la expresión:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = \frac{1}{2} \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} [& \cos(\epsilon_1) \cdot \cos(\epsilon_2) + \sin(\epsilon_1) \cdot \sin(\epsilon_2)] \\ & \frac{1}{2} \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\epsilon_1 - \epsilon_2) \end{aligned} \quad (2.27)$$

Sabemos que $I_{12} = 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T$, entonces, el término de interferencia queda expresado como:

$$I_{12} = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\delta); \delta = \epsilon_2 - \epsilon_1 \quad (2.28)$$

donde δ corresponde a la diferencia de fase entre las dos ondas. Si se parte del concepto de que ambas ondas se propagan de forma paralela, el término de interferencia puede quedar expresado únicamente en función de las intensidades, si se asume el producto $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$ como escalar.

$$I_1 = \langle \vec{E}_{01}^2 \rangle_T = \frac{1}{2} \vec{E}_{01}^2; I_2 = \langle \vec{E}_{02}^2 \rangle_T = \frac{1}{2} \vec{E}_{02}^2 \quad (2.29)$$

Considerando que $E_{01} \cdot E_{02} = 2\sqrt{I_1 I_2}$ se puede obtener el término de interferencia:

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta) \quad (2.30)$$

y en términos de irradiancia

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta) \quad (2.31)$$

En varios puntos del espacio, la irradiancia total puede ser mayor, menor o igual que $I_1 + I_2$, dependiendo del valor del término de interferencia, es decir, dependiendo de δ . El valor de I máximo, se obtiene si $\cos(\delta) = 1$; esto ocurre periódicamente en $\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi \dots$. En este caso se dice que existe interferencia constructiva total. Cuando las ondas están desfasadas, de tal forma que $0 < \cos(\delta) < 1$, se dice que el valor de I se ubica entre $I_1 + I_2$ e I_{max} y existe interferencia constructiva. A partir de $\delta = \frac{\pi}{2}$ el valor de I oscila entre $I_1 + I_2$ e I_{min} , se dice que existe interferencia destructiva. En el caso de ser $\delta = \pm\pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi \dots$ entonces el $\cos(\delta)$ es igual a -1 y se tendría interferencia destructiva total.

La fase de una onda, ϵ se puede definir como el argumento de una onda plana:

$$\epsilon_1 = Kx_1 + \epsilon_0, \epsilon_2 = Kx_2 + \epsilon_0 \quad (2.32)$$

donde K es la constante de propagación, de material y ϵ_0 es la fase inicial. De acuerdo a esto, δ queda expresado como en la ecuación

$$\delta = (Kx_1 + \epsilon_0) - (\epsilon_2 = Kx_2 + \epsilon_0) \quad (2.33)$$

Dicha constante K se puede describir como $K = K_0 n$ donde n es el índice de refracción. Ahora, la fase se define:

$$\delta = K_0 n (x_1 - x_2) \quad (2.34)$$

El patrón de interferencia de dos ondas dependerá directamente del desfase que exista entre éstas, por ejemplo, si dos ondas que se encuentran en el espacio no tienen ningún desfase entre sí, no se presentará el fenómeno de interferencia. Este desfasamiento a su vez, depende de diversos parámetros físicos del medio donde se propagan los haces, como se describe en la anterior ecuación. Esto es importante en aplicaciones de sensado gracias a que por medio del patrón de interferencia se pueden apreciar posibles cambios de fase.

2.8.1. Interferómetro Mach Zehnder

El interferómetro Mach-Zehnder ha sido uno de los más viejos e importantes instrumentos ópticos. Un MZI convencional se muestra en la figura 2.15. Consiste de dos divisores de haz y dos espejos altamente reflectivos.

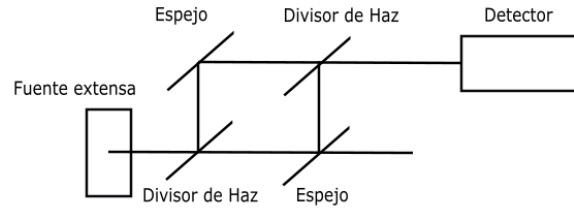


Figura 2.15: Esquema de un Interferómetro Mach Zehnder [9]

El divisor de haz divide la señal óptica entrante en dos partes iguales. Después, cada una viaja a través de un brazo. La luz que viaja por cada uno de los brazos se recombina en el segundo divisor de haz. Puede introducirse una diferencia de caminos ópticos entre los dos caminos por una ligera inclinación de uno de los divisores de haz. Si la diferencia del camino óptico entre estos dos brazos es más corto que la longitud de coherencia de la señal óptica, los dos haces interfieren a partir del segundo divisor de haz [80]. Dado que los dos caminos están separados, el interferómetro es relativamente difícil de alinear.

2.8.2. Interferómetro Mach Zehnder de Fibra Óptica

Para implementar un MZI en un sistema de fibra óptica, los divisores de haz pueden ser reemplazados por acopladores de fibra; por lo tanto el MZI puede ser completamente de fibra óptica. Esto permite que debido al mecanismo de guiado de onda de la fibra, el MZI pueda ser más compacto que un MZI construido en el espacio libre. El interferómetro MZI de fibra puede ser considerado como: extrínseco e intrínseco. El MZI extrínseco está construido con acopladores en cascada, debido a que la diferencia de camino óptico varía cuando se le aplica una perturbación a uno de los dos brazos. Por otro lado, el MZI intrínseco puede ser construido usando diferentes tipos de fibras o utilizando diferentes configuraciones.

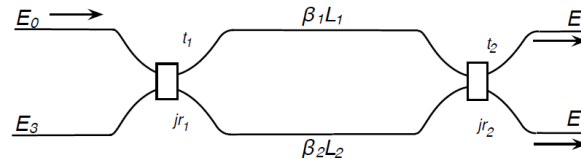


Figura 2.16: Esquema de un Interferómetro Mach Zehnder de Fibra Óptica [10]

Para lograr el efecto de interferencia que propone este esquema, en fibra óptica, existen diferentes técnicas. Inicialmente, se comenzaron a implementar estos dispositivos por medio de dos secciones separadas de fibra; en la figura 2.16, se puede ver su configuración básica. Aquí la luz se propaga desde la fuente al terminal E_0 , en el primer acoplador se separa en dos caminos y en el siguiente acoplador, los dos haces se vuelen a recombinar excitando las

dos salidas E_1 y E_2 . Si se consideran las pérdidas de inserción de los acopladores y empalmes como nulas, las transmisiones se pueden expresar como:

$$E_1 = [t_1 t_2 e^{j\beta_1 L_2} - r_1 r_2 e^{-j\beta_2 L_2}] E_0 \quad (2.35)$$

$$E_2 = [t_1 t_2 e^{j\beta_1 L_2} - r_1 r_2 e^{-j\beta_2 L_2}] E_0 \quad (2.36)$$

Y la intensidad en cada puerto de salida:

$$I_1 = [(t_1 t_2 - r_1 r_2)^2 + 4t_1 t_2 r_1 r_2 \sin^2(\Delta\Phi)] I_0 \quad (2.37)$$

$$I_2 = [(t_1 t_2 - r_1 r_2)^2 + 4t_1 t_2 r_1 r_2 \sin^2(\Delta\Phi)] I_0 \quad (2.38)$$

donde $\Delta\Phi = \beta_2 L_2 - \beta_1 L_1$ y β es la constante de propagación. Ambas salidas son curvas senoidales con un cambio de fase entre π entre ellas. En este caso, cualquier cambio en las longitudes L_1 y L_2 , o en los índices de refracción de los brazos, ocasionará cambios en las salidas del sistema. Es por esto que el interferómetro Mach Zehnder es ampliamente utilizado como dispositivo de sensado. Si se puede configurar, usualmente la separación inicial de las fases se fija a $\frac{\pi}{4}$, lo que se llama punto de cuadratura, esto con el fin de obtener una detección lineal del mesurando con la mejor sensibilidad posible.

Por otro lado, cualquier cambio en la longitud de onda también ocasionaría variaciones en la intensidad de la salida, ya que $\Delta\Phi = 2\pi(n_{eff1}L_1 - n_{eff2}L_2)/\lambda$ varía con la longitud de onda [10] (n_{eff} es el índice de refracción efectiva). Como se estableció anteriormente, para que se genere el fenómeno de interferencia, se debe lograr una diferencia de camino óptico. Para interferómetros tipo Mach-Zehnder, si se asume que sólo dos modos participan en el patrón de interferencia, se puede expresar la diferencia de fase como la ecuación:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi\Delta n_e L}{\lambda} \quad (2.39)$$

El sensado con este tipo dispositivos normalmente se logra al tomar un brazo como referencia y el otro como elemento sensor.

2.8.3. Interferencia Intermodal

Un claro ejemplo de interferencia intermodal se encuentra en los interferómetros lineales tipo Mach Zehnder, en ellos el objetivo es lograr que la luz que viaja en el núcleo de

la fibra se propague por el revestimiento. Gracias a la diferencia entre el índice de refracción efectivo del núcleo y el revestimiento, una diferencia de fase entre los distintos modos se puede producir en una misma distancia física. La luz que se propaga en el revestimiento lo hace con un índice de refracción menor que el de la luz que se propaga por el núcleo. De tal forma, se puede obtener una diferencia entre los caminos ópticos de ambos brazos del interferómetro. La diferencia de fase acumulada en ambos modos gracias a las condiciones anteriormente mencionadas, depende a su vez de la longitud de onda de la luz y de la longitud por la cual se propaguen modos en el revestimiento.

Cuando estos modos, de alguna manera, se recombinan de nuevo; normalmente en el núcleo de otra sección de fibra óptica, ocurre el fenómeno de interferencia. Ya que la diferencia de fase depende de la longitud de onda, la potencia óptica transmitida por el interferómetro sería máxima a ciertas longitudes de onda y mínima a otras. La separación entre dos picos consecutivos de un patrón de interferencia donde participan dos modos está dada por [81]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta n_e L} \quad (2.40)$$

Donde Δn_e es la diferencia entre los índices de refracción efectivos del núcleo y el revestimiento, L corresponde a la longitud por la cual se propagan ambos modos por separado y λ es la longitud de onda.

Capítulo 3

Sensores de Fibra Óptica

El desarrollo de la Fotónica y la Optoelectrónica en los últimos años ha conducido a una espectacular mejora de la calidad, sensibilidad y margen dinámico de los sensores de fibra óptica, convirtiéndolos en unos sustitutos ideales de los sensores tradicionales utilizados en medidas de rotación, aceleración, campos eléctricos, magnéticos, temperatura, presión, vibración acústica, posición, humedad, sustancias químicas [82–85] .

Estos sensores han permitido dar solución a varias de las limitaciones que presentan los sensores convencionales (mecánicos, electrónicos, químicos). Se puede definir un sensor de fibra óptica como aquel dispositivo que basado en fibra óptica es capaz de manifestar los cambios de una magnitud a medir mediante la modulación de al menos un parámetro de la luz que viaja por dicha fibra.

Antes de definir que es un sensor óptico, mencionaremos la diferencia entre un sensor y un transductor:

Transductor: De manera general podemos decir que es un elemento o dispositivo que tiene la misión de traducir o adaptar un tipo de energía en otro más adecuado para el sistema, es decir convierte una magnitud física, no interpretable por el sistema, en otra variable interpretable por dicho sistema. El transductor transforma la señal que entrega el sensor en otra normalmente de tipo eléctrico. El transductor suele incluir al sensor.

Sensor: Se define normalmente como el elemento que se encuentra en contacto directo con la magnitud que se va a evaluar. El sensor es un dispositivo que, a partir de la energía del medio, proporciona una señal de salida que es función de la magnitud que se pretende medir.

En términos estrictos, un sensor es un instrumento que realiza la función de un transductor sin alterar las propiedades de lo que se desea sensar. Por ejemplo, un sensor de temperatura sería un instrumento que no introducirá ni retirará la temperatura que esté

involucrada en el efecto de nuestro sistema, mientras que un transductor tomará parte de esta energía para transformarla a otra diferente. En este ejemplo se puede decir que la energía calorífica al estar en contacto con el transductor, éste la convertirá a corriente o voltaje.

Resumiendo, la diferencia entre un transductor y un sensor radica en que un sensor es un dispositivo que realiza la función del transductor sin necesidad de alterar las propiedades de lo que se está sensando, mientras que un transductor altera estas propiedades convirtiéndolas en otras.

La tecnología de sensores de fibra óptica no es un concepto nuevo, pero sí es un proceso en continuo desarrollo. Desde los años 90 se detectó un desarrollo acelerado de estas tecnologías gracias a la revolución que tuvo lugar en la industria opto-electrónica y de telecomunicaciones [86].

En áreas como sensado, control e instrumentación, han tenido un impacto considerable y continúan siendo el objeto de exhaustiva investigación. En general para estas aplicaciones las fibras se hacen más sensibles a mecanismos externos, lo que las hace menos efectivas para telecomunicaciones. En su forma más simple, un sensor de fibra óptica está compuesto por una fuente de luz, un elemento sensible y un foto-detector, ver figura 3.1.

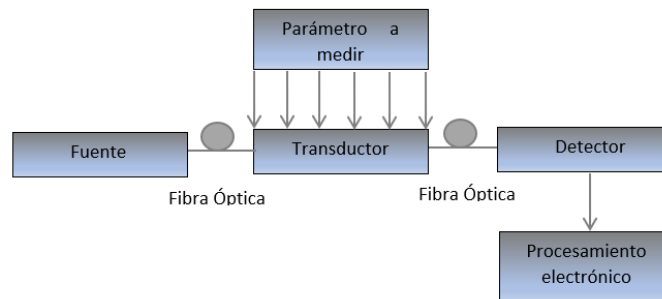


Figura 3.1: Esquema Sensor de Fibra óptica [11]

Su principio de operación se basa en que el elemento sensible module algún parámetro del sistema óptico, como intensidad, longitud de onda, polarización, fase, etc. Lo que ocasiona cambios apreciables en el foto-detector; matemáticamente, se pueden correlacionar diversos parámetros físicos como temperatura, tensión, presión con estos cambios medibles. Los sensores de fibra óptica representan una tecnología base que puede ser implementada en diversas aplicaciones de sensado. Algunas características que tienen como ventaja es que son a prueba de explosiones, no dependen de la electricidad, por lo que son inmunes a interferencia electromagnética, además de que algunas configuraciones no requieren contacto y son implementables para aplicaciones distribuidas. La tecnología de sensores de fibra óptica no es un concepto nuevo, pero si es un área en continuo desarrollo. Los diseños de sensado no se basan en un único concepto, sino en una amplia variedad de fenómenos que pueden ser utilizados para medir un amplio rango de parámetros físicos y químicos.

3.1. Sensores de Fibra Extrínsecos e Intrínsecos

Los sensores de fibra óptica según [87] usualmente se clasifican en dos grandes clases: extrínsecos e intrínsecos ver figura 3.2.

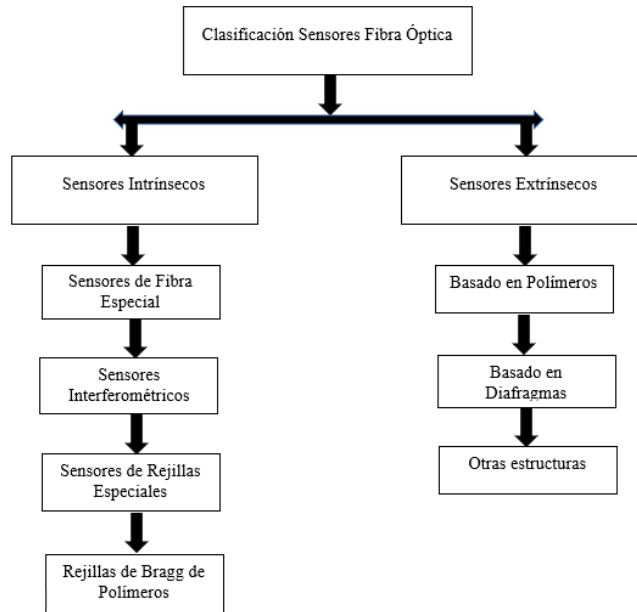


Figura 3.2: Configuración de Sensores de Fibra óptica

3.1.1. Sensores Extrínsecos

Comprende aquellas aplicaciones en las que la fibra actúa solamente como guía de onda llevando luz hasta una “caja negra”, que modula el haz en respuesta al parámetro que se pretende medir. Bajo este enfoque, se modula o imprime la información por algún método particular y la fibra sólo se utiliza para conducir la radiación desde la fuente hacia el dispositivo sensor. Esta información puede estar codificada en intensidad, fase, frecuencia, estado de polarización y contenido espectral.

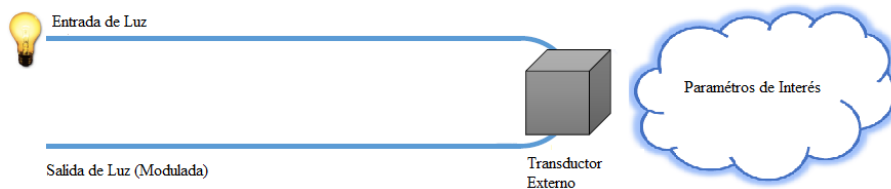


Figura 3.3: Sensor Extrínseco

3.1.2. Sensores Intrínsecos

También llamados “de modulación interna”, utilizan la fibra óptica como guía de onda hasta el lugar donde la magnitud de interés se quiere medir, pero a diferencia del caso anterior, la perturbación externa actúa directamente sobre la fibra. La luz permanece dentro de la fibra en todo momento. Dado que la luz provee los medios para medir una perturbación externa en un sensor de fibra óptica, podrán tenerse tantos tipos de sensores como propiedades de la onda sean posibles modular.



Figura 3.4: *Sensor Intrínseco*

En la ecuación de representación del vector de campo eléctrico \vec{E} de una onda electromagnética, se manifiestan todas las propiedades que pueden ser moduladas por una perturbación externa [11]:

$$\vec{E} = E_0 \text{sen}(wt - kx + \Phi) \quad (3.1)$$

donde: E_0 es la amplitud de la onda, w es la frecuencia angular, k es el vector de onda y Φ es la fase. Como ya se mencionó la luz provee los medios para medir una perturbación externa, por lo que el tipo de sensor más simple que se puede construir es aquél en el que la perturbación modifique la amplitud de la luz. Esta modificación tiene como resultado un cambio en la intensidad en el detector.

El mayor desafío para este tipo de diseño y la mayor limitación es poder separar los cambios en la intensidad que se sufren debido a la perturbación externa generada por diversos factores como lo son la variación de la luz proveniente de la fuente, la alimentación eléctrica, cambios físicos y provocados en el medio ambiente, etc.

Para la corrección de estas perturbaciones, se han desarrollado diversos experimentos o métodos basados en la implementación de arreglos interferométricos o polarimétricos, que tienen la finalidad de que la perturbación externa genere una diferencia de fase entre dos ondas luminosas [88] .

De esta forma la información codificada es insensible a las variaciones de intensidad, siendo un ejemplo en el que se puede realizar una medición a partir de la modulación de fase.

Estos diseños son considerablemente más complejos, pero proveen resoluciones muy altas. La frecuencia o longitud de onda de la luz tiene un rol decisivo para los sensores de fibra óptica, ya que siempre existe alguna relación funcional vinculada con la absorción y reflexión de la luz que influye en el cambio de fase. La naturaleza vectorial de la luz se aprovecha muy eficientemente en los sensores fibra óptica donde el estado de polarización de la onda se ve afectado por la perturbación externa [89].

Las principales ventajas de los sensores de fibra óptica radican en que se trata de dispositivos de medida que requieren de un espacio mínimo, suelen ser no invasivos, se controlan de forma remota, pueden trabajar en entornos hostiles, son de bajo peso, flexibles y son inmunes a las interferencias electromagnéticas.

Los sensores son en general dispositivos transductores desarrollados para realizar las tareas de medición, monitoreo y control. Para poder lograrlo es necesario desarrollar la capacidad de poder medir, cuantificar y trasladar las magnitudes físicas o químicas a otro dominio, normalmente el eléctrico.

Un sensor de fibra óptica está usualmente conformado por tres partes principales, los cuales son: un dispositivo transductor, un canal de comunicaciones y una unidad optoelectrónica, los cuales pueden estar o no integrados

Los sistemas de fibra óptica son adecuados no sólo para la transmisión de información, sino también como sensores de magnitudes físicas de interés que se manifiestan en la modificación de las propiedades de guiado de la luz de la fibra óptica.

Como resultado de la atenuación de la luz en el interior de la fibra, se puede determinar el lugar donde se ha producido una influencia física externa, convirtiendo a la fibra óptica en un sensor, aprovechando las propiedades lineales y no lineales de la fibra se pueden obtener sensores puntuales, cuasi distribuidos y distribuidos.

3.2. Ventajas de los sensores de Fibra Óptica

Los sensores de fibra óptica presentan una serie de ventajas tanto técnicas como económicas comparadas con los sensores convencionales no ópticos. Algunas de las ventajas de los sensores ópticos son las siguientes:

- Son hechos totalmente con material dieléctrico. Su pasividad eléctrica y química hacen que estos transductores sean ideales para aplicaciones en ambientales hostiles, corrosivos y/o en lugares con alto riesgo de explosividad.
- Se pueden diseñar de tamaños pequeños, no contaminan sus alrededores y no están sujetos a la corrosión.

- Multiplexación y distribución: Las capacidades de los sensores son únicas, ya que ofrecen mediciones en un mayor número de puntos a lo largo de un solo cable óptico: ideal para minimizar el despliegue y el peso del cable, o para supervisar estructuras extendidas como tuberías, presas, etc.
- El alto punto de fusión de la fibra óptica hace a este tipo de transductor muy confiable para diseñar un sensor para grandes rangos de temperaturas.
- La distancia de mediciones puntuales o distribuidas en algunos casos de hasta kilómetros de longitud, que se solventa con la baja atenuación de la propia fibra.
- Su sensibilidad, el amplio rango dinámico y la resolución son mucho más grandes con respecto a los sensores convencionales.
- Dependiendo del método de sensado empleado, el multiplexado e interrogación en el dominio fotónico pueden ser fácilmente integrados en una fibra óptica para usarse como sensor.
- Facilidad para su integración en redes de comunicaciones ópticas

3.3. Clasificación de los de Sensores Fibra Óptica

En función del parámetro modulado se podría hacer una primera clasificación de los sensores de fibra óptica:

- Sensores basados en la modulación de la intensidad: el valor de la intensidad de la luz en la fibra varía debido a diferentes mecanismos (curvatura, atenuación) en función de la magnitud a medir. Son simples y de costo reducido lo que les confiere un gran potencial comercial [90].
- Sensores basados en la modulación de la longitud de onda: probablemente los más utilizados dentro de esta categoría sean los basados en rejillas de Bragg. Entre sus grandes ventajas están la facilidad para ser multiplexados en una sola fibra e instalados en grandes estructuras (incluso embebidos en ellas) permitiendo la monitorización de su salud estructural [91].
- Sensores basados en la modulación de la fase: el cambio de fase de la luz es detectado mediante métodos interferométricos en los que se hacen coincidir dos haces de luz, uno de referencia y otro expuesto a la magnitud a medir. Mach-Zehnder, Michelson, Fabry-Perot y Sagnac son los interferómetros más comúnmente utilizados. Su mayor ventaja es la gran sensibilidad que son capaces de proporcionar [92].

- Sensores basados en la modulación de la polarización: cambios en la tensión de la fibra u otros efectos, como el efecto Faraday, modifican el estado de la polarización en el interior de la fibra, permitiendo la medida de magnitudes como la presión, corriente eléctrica, etc. [93].
- Sensores basados en la modulación del espectro: los sensores basados en espectroscopía analizan las variaciones del espectro transmitido para obtener la medida deseada [94].
- Sensores basados en la modulación de la luz dispersada: la amplitud y la localización de la magnitud a medir puede ser determinada por el estudio de la luz dispersada por cualquier fenómeno de dispersión (Rayleigh, Raman o Brillouin) [95].

Otra posible clasificación de los sensores de fibra óptica se puede realizar de acuerdo a la magnitud a medir. Así, encontramos sensores que miden magnitudes mecánicas, térmicas, electromagnéticas, radiación, composición química, flujos de fluidos o aquellas propias del ámbito biomédico.

3.4. Principales parámetros de los Sensores

Desde un punto de vista práctico, los sistemas sensores deben tener una serie de especificaciones y características que permitan la cuantificación de la respuesta y que hagan posible deducir objetivamente la idoneidad del comportamiento real para la aplicación como sensor para un propósito particular. Es interesante mencionar el significado de cada uno de los términos básicos para entender dichas especificaciones y evitar malos entendidos.

Histéresis: Es la incapacidad del sensor de mostrar la misma señal de salida para un valor dado del parámetro a medir. Se traduce en el error en la señal de salida cuando en la curva de calibración se cambia el sentido de variación de dicho parámetro. Se puede medir tras varios ciclos completos de representaciones de la curva de calibración, como el máximo error en la señal de salida para un valor dado del parámetro de entrada a medir.

Sensibilidad: En general expresa la capacidad de reacción del sistema a un estímulo de entrada. Cuantitativamente se expresa como el cociente entre la variable de salida y la variable de entrada (parámetro a medir), medido en el punto de la curva de calibración determinado por el valor deseado de la variable de entrada. Así en general, depende del punto de la curva de calibración en que la medida se va a realizar. Para señales de entrada pequeñas y tomando incrementos muy pequeños alrededor del punto de funcionamiento, podemos aproximar la Sensibilidad Absoluta.

Sólo cuando la curva de calibración es lineal la sensibilidad toma un único valor, el del gradiente de la línea en cuestión. El caso habitual es el que corresponde a sensores en los que la curva de calibración no es lineal. En esos casos es común considerar la sensibilidad como el gradiente de la línea de regresión que mejor se ajusta a la curva.

Un parámetro importante desde el punto de vista práctico es la sensibilidad cruzada, que es la sensibilidad con respecto a otras variables indeseadas en la entrada, puesto que una variable de salida puede responder a más de una variable de entrada. Desde el punto de vista de aplicabilidad del sensor es necesario minimizarla de manera que la variable de salida responda sólo a la variable deseada (o en algunos casos variables deseadas).

Resolución: Es la mínima variación a la entrada que se puede detectar y medir a la salida del sensor con un calidad mínima. La resolución de un sensor está limitada por el ruido del dispositivo sensor. Rango de operación: Es el rango de valores del parámetro a determinar que puede medirse con el sensor.

Rango dinámico: Indica el margen de valores de la señal de entrada que puede ser medida por el sensor. Es el intervalo entre los valores máximo y mínimo de la variable a medir que puede medirse con el sensor. Cuantitativamente se expresa como el cociente de los valores máximo y mínimo medibles de acuerdo con las especificaciones anteriores.

3.5. Dispositivos Sensores Interferométricos de Fibra Óptica

3.5.1. Rejillas de Periodo Largo

Durante el desarrollo de este trabajo, se desarrollaron diferentes láseres de fibra, con diferentes dispositivos ópticos, algunos de estos fueron rejillas de periodo largo así como interferómetros Mach-Zehnder con diferentes tipos de fibras. Anteriormente describimos a los interferómetros Mach-Zehnder, a continuación hablaremos de las rejillas de periodo largo.

Las rejillas en fibra óptica, son un tipo especial de filtro selectivo en longitud de onda que operan en reflexión o transmisión con los principios fundamentales de la reflexión, refracción y difracción de la luz en estructuras periódicas adimensionales. Estos componentes básicamente se forman cuando se modula en forma periódica el índice de refracción del núcleo de un tramo de la fibra.

De acuerdo a su funcionamiento, existen dos tipos de rejillas en fibra óptica; las rejillas de Bragg y las rejillas de periodo largo.

Las rejillas de Bragg (RB), son llamadas así, pues su funcionamiento se basa en la ley de reflexión de Bragg [96, 97]. Fueron las primeras rejillas grabadas en fibra óptica, gracias al descubrimiento de la fotosensibilidad de las mismas. La característica principal de este tipo de rejillas, es que pueden reflejar o rechazar en transmisión una estrecha banda de longitudes de onda (precisamente las que cumplen con la condición de Bragg). Para ello, es necesario que el periodo de la modulación Λ se ubique en el rango de 1 a 100 μm . Algunas

RB se graban con radiación ultravioleta (UV) [96,97], a través de arreglos interferométricos o utilizando máscaras de fase.

En la figura 3.5, se muestra un esquema que ejemplifica la operación de una RB. Cuando la señal de intensidad I (fuente de luz de banda ancha) se propaga a lo largo de la RB en la fibra óptica, una señal I_2 , centrada a la longitud de Bragg y de banda angosta ($\leq 1\text{nm}$) se ve reflejada. Por otro lado, la señal transmitida I_3 muestra una banda de rechazo a longitud de Bragg, la cual es complementaria a I_2 . Las RB son muy eficientes y pueden alcanzar más del 99 de eficiencia en reflexión.

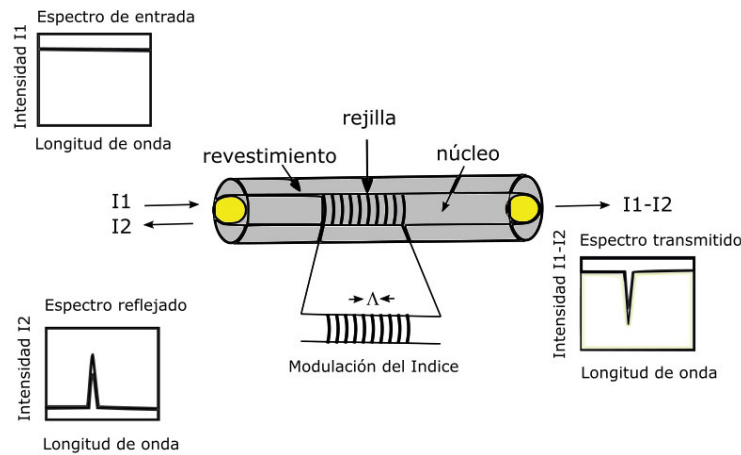


Figura 3.5: Rejilla de Bragg [12]

Por otro lado, las rejillas de periodo largo (RPL), en cierta medida son una extensión de las RB y de hecho al principio eran nombradas a como rejillas de Bragg de periodo largo.

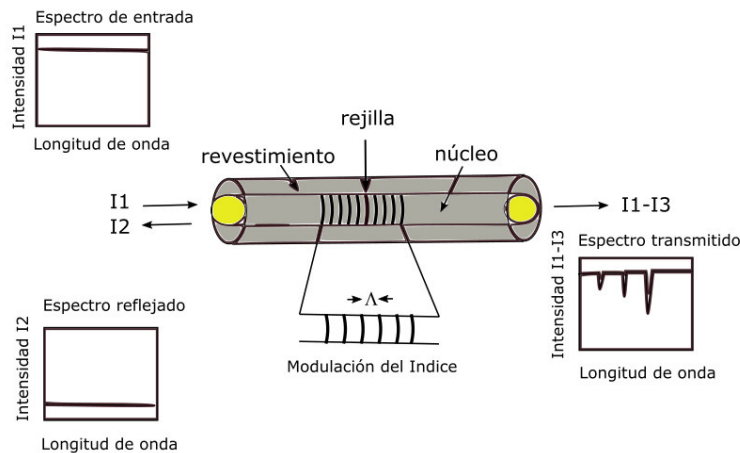


Figura 3.6: Rejilla Periodo Largo [12]

El período de las LPFGs es mucho mayor al de las rejillas de Bragg porque en

estas rejillas ya no se desea un acoplamiento de onda incidente con onda en propagación contraria. En el caso de las LPFGs se desea acoplar el modo guiado fundamental del núcleo de la fibra con los modos de propagación de la cubierta de la fibra con la misma dirección de propagación. Al acoplar estos modos una porción de la luz y de la energía viajando por el núcleo pasará a la cubierta donde se perderá por la absorción y el esparcimiento en la cubierta. El acoplamiento con la rejilla provoca que la energía perdida (acoplada con la cubierta) no sea transmitida.

Requieren de un periodo de modulación mucho más grande, en el rango de 100 a 1000 μm [98, 99]. Un esquema general de una rejilla uniforme de período largo para fibra óptica puede observarse en la Figura 3.6

Como el revestimiento es multimodo, es decir soporta o permite el guiado parcial de varios modos; cada banda de atenuación, corresponderá a un modo del revestimiento [98, 99]. Sus propiedades espectrales son: baja reflectividad, relativamente bajas pérdidas, el ancho de banda es mayor al de las RB (> 10 nm) y tienen más sensibilidad a parámetros externos.

En las rejillas de periodo largo, la longitud de onda de una muesca particular está determinada por la condición de resonancia [100]

$$\lambda_m = \Lambda(n_{core}^{01} - n_{cladding}^m) \quad (3.2)$$

donde λ_m es la longitud de onda de resonancia, Λ es el periodo de modulación, n_{core}^{01} es el índice de refracción efectivo en el núcleo del modo fundamental, $n_{cladding}^m$ es el índice de refracción efectivo del revestimiento de orden m acoplado al modo de guía por la rejilla respectivamente.

Existe un gran número de métodos de fabricación de RPL, sin embargo podemos agrupar los métodos en dos tipos: aquéllos que producen rejillas de forma permanente y los que las producen de forma temporal.

Algunas de las técnicas para generar rejillas permanentes son las siguientes: la exposición a radiación ultravioleta (UV), la implantación de iones con adelgazamiento de revestimiento, descargas de arco eléctrico y exposición punto a punto con láser CO_2 .

Se dicen permanentes porque la deformación del índice de refracción es definitiva, a excepción del método en el que se utiliza radiación UV en el que la rejilla se puede borrar por exposición a temperaturas superiores a 100 °C. A continuación se da una breve descripción de cada una de estas técnicas de fabricación.

En este trabajo, el proceso de fabricación de la rejilla de periodo largo se realizó utilizando un sistema de procesamiento de vidrio utilizando una maquina CO_2 modelo LZM-100. A continuación mencionamos otros tipos de fabricación de las rejillas de periodo largo, explicando cómo funciona cada uno de estos.

3.5.2. Grabado por radiación ultravioleta

Este método fue propuesto por Vengsarkar [101] mediante el uso de una máscara de amplitud para la escritura de la rejilla. En esta técnica, las fibras de germanosilicato hidrogenadas fueron expuestas a un láser KrF a través de una máscara de amplitud hecha de sílice y cromo.

El uso de máscaras de amplitud para la fabricación de rejillas es el más utilizado ya que permite repetir el proceso y producir múltiples RPL. La desventaja es que si se quieren diferentes periodos se tienen que usar diferentes máscaras de amplitud, las cuáles tienen un costo relativamente alto.

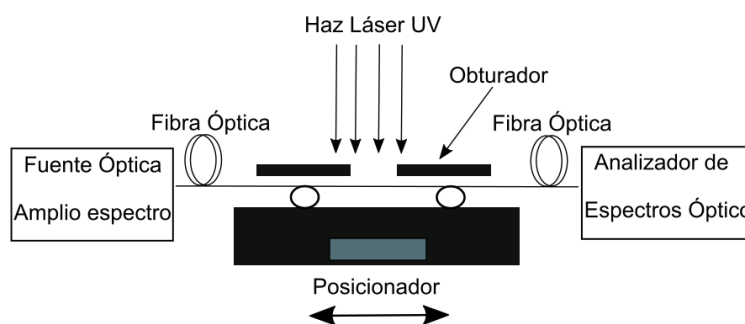


Figura 3.7: Arreglo Experimental de grabado con radiación Ultravioleta con grabado punto a punto

Zhang [102] fabricó rejillas de periodo largo mediante el uso de UV pero en lugar de usar máscara de amplitud, las rejillas se hicieron punto a punto, al igual que en la fabricación de las rejillas de Bragg. En este proceso, dependiendo de los requerimientos en cuanto a periodo y perfil espectral, la exposición periódica se hará mediante una computadora que lleve dicho control. La ventaja principal consiste en que para modificar el periodo basta con cambiar los parámetros del programa. La principal desventaja es el tiempo que toma hacer el grabado de una rejilla y los requerimientos técnicos del equipo.

3.5.3. Grabado por radiación CO₂

El método de Davis y Karpov [102, 103], propone el uso de un láser de CO₂. Su configuración consistía en una computadora que controlaba el movimiento de la fibra óptica a través de una zona de translación que también servía para alinear la fibra. Con el uso de software se controlaban los parámetros necesarios para generar los pulsos láser, los cuáles eran enfocados en la posición deseada a lo largo del eje de la fibra. Un sistema de imágenes ópticas ayudaba a verificar la alineación de la fibra y que no hubiera deformaciones físicas. Las principales ventajas consisten en que los láseres de CO₂ son más baratos y además no hay necesidad de hidrogenar la fibra, con el beneficio de que no existe deformación física

considerable. La longitud de onda en el espacio libre es de alrededor de $10.6 \mu\text{m}$, y la potencia fue de aproximadamente 0.5 W , con una duración de 300 ms ; se enfocó sobre una mancha de alrededor de $140 \mu\text{m}$ de diámetro.

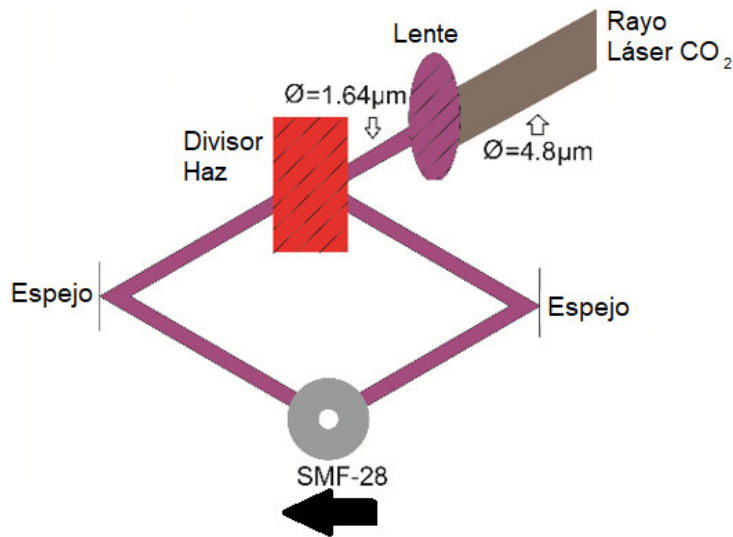


Figura 3.8: Arreglo Experimental de grabado con radiación CO_2 [13]

3.5.4. Grabado por descarga de un arco eléctrico

En este método, la RPL se graba punto a punto mediante descargas eléctricas de forma periódica sobre la fibra óptica. De esta manera, se generan micro curvas sobre la fibra usando arcos de electricidad generados por un par de electrodos, ocasionando la deformación tanto del núcleo como del revestimiento. La fibra se desplaza mediante un sistema de control de movimiento, que a su vez alinea la fibra y ejerce la tensión necesaria para evitar deformaciones en puntos no deseados [104–106].

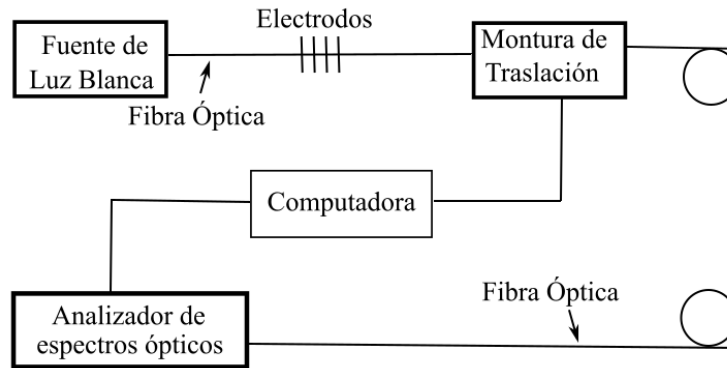


Figura 3.9: Arreglo Experimental de grabado con empalmadora de arco eléctrico con grabado punto a punto

Dentro de las consideraciones principales para este método están: tener cuidado con la tensión aplicada en el extremo de la fibra, el tiempo de la descarga eléctrica y la intensidad del arco. Cada parámetro es importante en esta técnica, para así obtener los resultados esperados para un periodo y longitud de onda deseados. El problema principal está en la calibración de todos los parámetros ya mencionados.

3.5.5. Rejillas por presión mecánica

La RPL se graba en la fibra óptica al aplicar presión sobre un par de placas ranuradas que poseen cierta periodicidad. La fibra se coloca entre las placas las cuales oprimen a la misma y de esta manera se induce el grabado de la rejilla. La presión ejercida sobre la fibra provoca una variación periódica del índice de refracción del núcleo, acoplando los modos del revestimiento con el modo del núcleo. La principal ventaja es el costo de fabricación, además de tener una versatilidad en la selección del periodo al cambiar el ángulo entre la fibra y las placas [96]. La profundidad de las bandas de atenuación puede ser ajustada variando la presión ejercida sobre las placas.

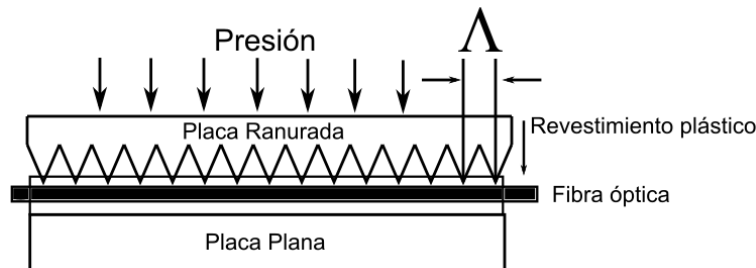


Figura 3.10: Arreglo Experimental de grabado con presión mecánica

3.5.6. Otras técnicas de grabado permanente

Ling y Wang [107] proponen un nuevo método de fabricación para el cuál la fibra óptica tiene una estructura corrugada estrecha. Esta estructura se logró colocando películas delgadas de metal cubriendo la fibra mediante la deposición de vapor químico, con un patrón segmentado, de manera tal que cuando la fibra se sumergía en solución de ácido clorhídrico se adelgazaban las zonas que no tenían las películas de metal. Una de las ventajas con esta técnica es que el periodo y las pérdidas pueden ser controlados mediante esfuerzos mecánicos.

Fujimaki [108] establece un método para crear RPL mediante implantación de iones. En esta técnica, iones de helio son colocados en el núcleo de la fibra mediante el uso de una máscara metálica. Los iones generan un incremento en el índice de refracción y de esta manera se produce la rejilla. Chiang y Liu [109] proponen otro método mediante exposición de radiación UV pero usando un arreglo de micro lentes en lugar de una máscara de amplitud. Esto genera rapidez hasta cuatro veces mayor al uso de máscaras, importante cuando se quiere pensar en producción en masa.

Kondo [110], enfocaba radiación infrarroja mediante pulsos láser del orden de femtosegundos. El haz láser era guiado mediante un microscopio y enfocado en el núcleo. El proceso era seguido mediante el uso de una cámara CCD colocada en el microscopio. La fibra estaba fija y era manejada por un controlador de posición XYZ que se manipulaba mediante software. Es obvio que su proceso de fabricación es complicado, pero ofrecen una alta resistencia a efectos térmicos y su tiempo de vida es largo comparado con otras técnicas.

Por efecto acusto-óptico; el acoplamiento entre los modos del núcleo y el revestimiento se genera a través de una onda acústica, la cual tiene una fase. La onda acústica iguala la diferencia de fase entre el modo del núcleo y los modos del revestimiento, de manera que cuando se logra sintonizar, ocurre el acoplamiento de los modos. La vibración acústica es amplificada y transmitida a través de una fibra mediante un piezoeléctrico, que genera la onda y logra la perturbación periódica a través de microdoblamientos sobre el núcleo y el revestimiento [111].

3.6. Descripción de Gases

Es importante conocer las características del gas antes de empezar a trabajar, sobre todo por la seguridad y riesgos al estarlo manipulando. Es por eso que a continuación comentamos la definición de gas así como los diferentes tipos de gases que existen.

Gas: Se trata de aquella materia que tiene poca densidad y que, por lo tanto, puede extenderse de manera indefinida. Esto nos permite decir que el gas es el estado de agregación de una materia que carece de volumen y de forma propios, algo que le permite diferenciarse de un líquido o de un sólido [112]. Los gases poseen propiedades físicas y químicas; son

compresibles, por lo que ocupan todo el volumen del recinto en donde se encuentran, etc. En cuanto a las propiedades químicas, conducen a la existencia de los siguientes tipos de gases:

- Gases inertes: No arden, no mantienen la combustión y en su seno no es posible la vida, como por ejemplo: argón y nitrógeno.
- Gases oxidantes o comburentes: Son indispensables para mantener la combustión, por ejemplo: oxígeno y protóxido de nitrógeno.
- Gases combustibles: Arden fácilmente en presencia del aire o de otro oxidante, por ejemplo: hidrógeno y acetileno.
- Gases corrosivos: Capaces de atacar a los materiales y destruir los tejidos cutáneos, por ejemplo: cloro.
- Gases tóxicos: Producen interacciones en el organismo vivo, pudiendo provocar la muerte a determinadas concentraciones, por ejemplo: monóxido de carbono [113, 114].

Como podemos observar, el acetileno (C_2H_2) es un gas con el cual tuvimos que tener precauciones, como por ejemplo no tener alguna flama cerca o que esté ventilado el lugar de trabajo. Así como revisar la celda de gas que no tenga fuga, en primer lugar para no respirarlo por mucho tiempo ya que nos podría provocar algún daño y en segundo por las mediciones que obteníamos.

Es importante comentar que los datos de las mediciones que se obtenían se comparaban con los de Hitran. Hitran es un acrónimo de base de datos de absorción molecular de transmisión de alta resolución. Es una compilación de parámetros espectroscópicos que una variedad de códigos informáticos utilizan para predecir y simular la transmisión y emisión de luz en la atmósfera.

En algunos equipos de calibración, como por ejemplo los analizadores de espectros ópticos, utilizan algunos gases como el acetileno; dado que se conocen las longitudes de onda de las líneas de absorción.

Capítulo 4

Resultados y Discusiones

En este capítulo, se analizan y discuten los resultados obtenidos de la realización de este experimento, desglosando estos resultados para cada etapa del proyecto. Primeramente se discute sobre los recursos disponibles para la caracterización, especialmente, de las fuentes de amplio espectro fabricadas, así como se muestran los diferentes arreglos experimentales que se realizaron de las fuentes de amplio espectro. Posteriormente se procede a describir los resultados obtenidos, con respecto a las profundidades de los picos de absorción, en las diferentes fuentes. Así como también se describen los resultados de otro gas que se pudo detectar, que es el vapor de agua. Por último se muestran los resultados de los diferentes láseres que se implementaron con los diferentes dispositivos de fibra óptica, se muestran los arreglos experimentales que se realizaron, así como la descripción de estos dispositivos. Se analizan los resultados de los láseres ya que en algunos casos logramos generar otros picos en otras longitudes de onda.

4.1. Resultados con diferentes fuentes de luz

En La figura 4.1 se muestra un diagrama de bloques del sistema de detección de gas. Aquí, la fuente a implementar es de amplio espectro, es decir, Ruido ASE, un SLD y una SC. El principio del sistema se basa en la técnica más común de espectroscopia de absorción, de esta manera la transmisión total de la luz a través de una longitud de un gas, en un sistema de detección de gas, se describe por la ley de Beer-Lambert dada por [115]:

$$T(\lambda, N) = \frac{I(\lambda, N)}{I_0(\lambda)} = e^{-LN\sigma(\lambda)} \quad (4.1)$$

donde $I_0(\lambda)$ es la intensidad de la luz incidente e $I(\lambda, N)$ es la intensidad de la luz transmitida de la fuente de banda ancha a través de una celda de gas antes y después de

introducir el acetileno en la celda de gas respectivamente, L es la longitud de la celda de gas (cm), N es la concentración de gas (molécula/cm³), $\sigma(\lambda)$ es el coeficiente de absorción (/cm⁻²/molécula).

En este estudio, el coeficiente de absorción monocromático se estima considerando las condiciones experimentales dadas y la base de datos Hitran [45].

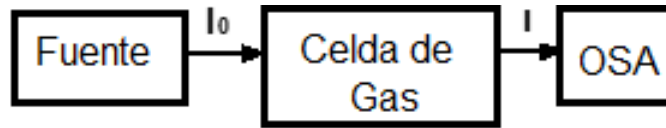


Figura 4.1: Esquema a bloques del sistema de detección de un gas.

Las simulaciones del sistema se realizaron mediante la ecuación 4.1. La longitud del camino de la celda de gas es de 18.5 cm y la concentración del gas es variada. La figura 4.2 muestra la transmisión del acetileno con $P = 1$ atm y $T = 29$ K, donde se puede ver que a medida que la concentración de gas aumenta, se produce un ensanchamiento de la línea de absorción, también se ve un incremento de la profundidad de la línea de absorción.

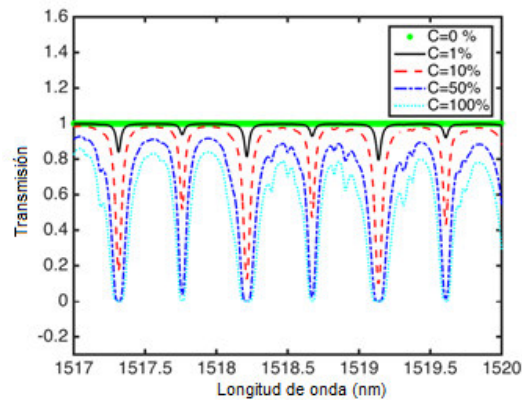


Figura 4.2: Transmisión y Absorción de Acetileno.

Para este trabajo se implementó la configuración del sistema que se muestra en la figura de abajo. Se formó una fuente de luz supercontinua (SC), un diodo luminiscente (SLD: QSMD-1550-I), y Ruido ASE. La salida de la fibra estándar de cualquiera de las fuentes anteriores se acopló a un colimador de fibra óptica. Luego, la luz colimada pasa a través de la longitud de la trayectoria de la celda de gas (18.5 cm) alcanzando un objetivo de microscopio. La luz transmitida se envía a un analizador de espectro óptico (OSA, modelo Yokogawa AQ630B) que estaba operando a una resolución de alrededor de 0.02 nm a través de una fibra multimodo.

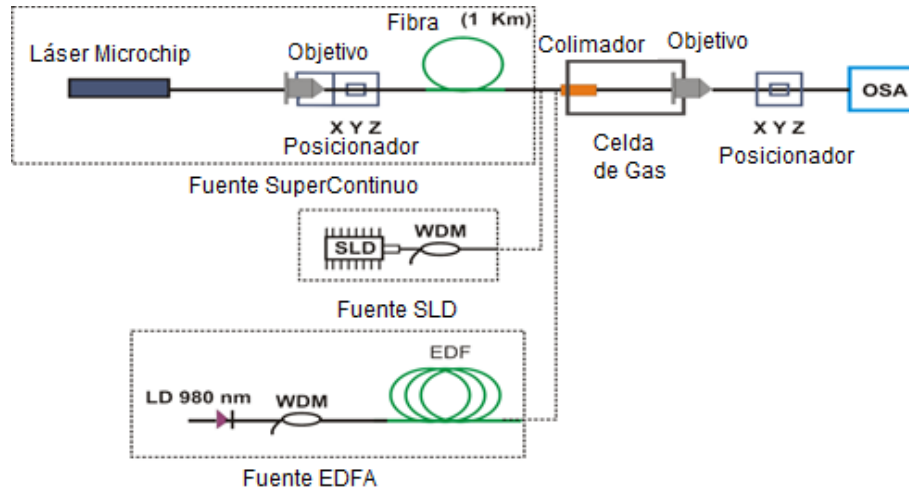


Figura 4.3: Esquema experimental para la detección de acetileno.

Aquí, para la generación de un amplio espectro (SC) que se generó por fenómenos no lineales, se utilizó como bombeo, un láser de microchip (modelo SNP-70F-100) que emite pulsos a 1064 nm con una duración de 700 ps, junto con un kilómetro de fibra estándar (SMF28), que tiene una longitud de onda de dispersión cero (ZDW) de 1310 nm y que se encuentra en el régimen de dispersión normal para una longitud de onda de operación de 1064 nm. También incluye un objetivo de microscopio con un aumento de 16X y un posicionador XYZ; ambos elementos permiten la correcta alineación del rayo láser y la entrada de la fibra.

El diodo superluminiscente (SLD) que se utilizó fue el QSMD-1550-I, también utilizado en [116] y la generación de EDFA se realizó usando fuente de bombeo de un láser semiconductor (Qphotonics, modelo QFBGLD-908-150J) y la fuente de banda ancha se consiguió conectando el bombeo a una sección de 3.5 mts de fibra dopada con erbio (EDF) (Thorlabs modelo M5-980-125), que actuó como medio activo para obtener un amplio espectro desde 1500 nm hasta 1600 nm [117].

La figura 4.4 muestra la salida de todo el espectro de la fuente SC, la región espectral que se extiende desde 1300 a 1700 nm es muy interesante para la espectroscopia de absorción porque está en el infrarrojo cercano, y ahí se encuentran un gran número de pequeñas moléculas, como H_2O , C_2H_2 , CO , CO_2 , N_2O , H_2S , entre otras. Las líneas de absorción observadas en la región que se extiende desde 1340 hasta 1450 nm corresponden a las transiciones de sobretonos rovibracionales (combinación rotacional-vibracional) del vapor de agua presente en el sistema. Algunos estudios muestran estas bandas de H_2O como un ejemplo de la capacidad de banda ancha del sensor basado en SC [59,61].

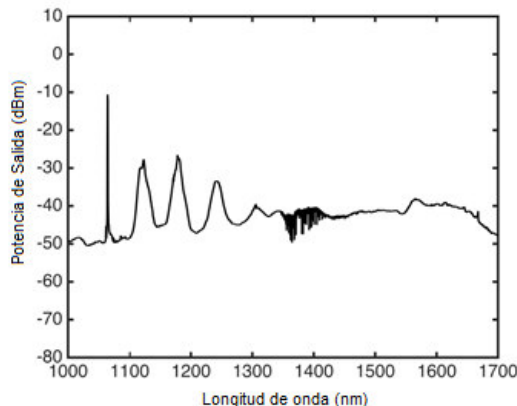


Figura 4.4: *Espectro de Fuente de Luz Supercontinuo.*

En la figura 4.5 se muestra una comparación directa entre los espectros de SLD, Ruido ASE y SC en el rango de longitudes de onda de 1510 a 1540 nm donde el acetileno tiene fuertes picos de absorción. Claramente, esta figura ilustra la ventaja de utilizar la fuente SC para la espectroscopia con una salida de ancho de banda de más de 300 veces que la del SLD y el ruido ASE. Además, en esta región la salida del espectro SC también tiene más planicidad.

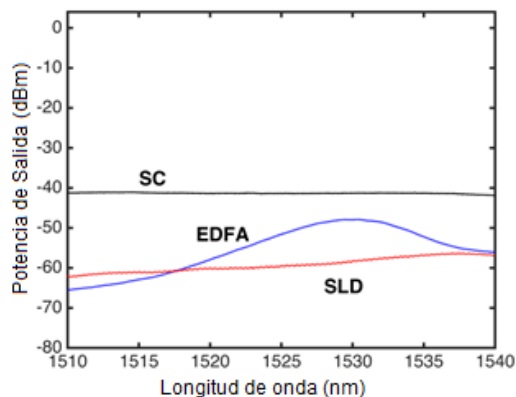


Figura 4.5: *Espectros de salida de las fuentes de luz en el rango 1510-1540 nm.*

El sistema cuenta con una celda de gas construida o fabricada en acero inoxidable (construida en acero inoxidable) de 21.5 cm de longitud y 2.54 cm de diámetro, además de entradas para introducir y evacuar el gas como se muestra en la figura 4.6. En lugar de ventanas en sus extremos como en una celda convencional, ésta tiene un colimador de fibra óptica en uno de sus extremos que transmite la luz proveniente de la fuente a través de la celda y en el otro extremo un blanco que recibe la señal y la transmite al OSA por medio de una fibra multimodal, ver figura 4.3. Es importante destacar que el sistema debe ser alineado

para obtener la mayor potencia y sensibilidad (profundidad de los picos de absorción), esto por medio de la fibra multimodal y los elementos dentro de la celda de gas.



Figura 4.6: *Celda de Gas.*

Una vez calibrado el sistema, se llenó la celda con acetileno y se hicieron mediciones con cada una de las fuentes, a presión atmosférica y a temperatura ambiente. En la figura 4.7 se muestra una comparación de las mediciones obtenidas, donde se observa una mayor sensibilidad cuando se utiliza la fuente de supercontinuo.

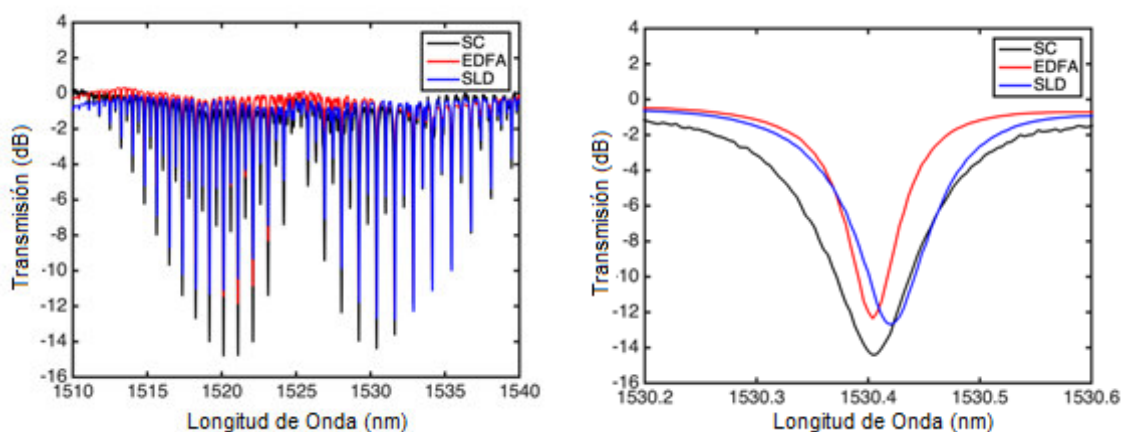


Figura 4.7: *Transmisión SC,SLD y EDFA.*

Con el fin de comprobar la estabilidad en la fuente de luz y en la medición del sistema en el tiempo, el monitoreo de la concentración de gas se realizó abriendo una de las válvulas de la celda para dejar escapar algo de gas y así, simular una fuga en el sistema. En la figura 4.8 se muestra el monitoreo del gas en tiempo real utilizando la SC, en intervalos de 15 minutos, donde se observa que a medida que pasa el tiempo el ensanchamiento en la línea de absorción disminuye así como su amplitud. De acuerdo con las simulaciones realizadas, el sistema proporciona un cambio en la concentración de gas en la celda.

Se realizó otra calibración al sistema para dar mayor sensibilidad. La figura 4.9 muestra que los picos de absorción tienen una profundidad máxima de aproximadamente 30 dB en las ramas R y P de la banda de longitudes de onda de 1510 a 1540 nm. Comparado con

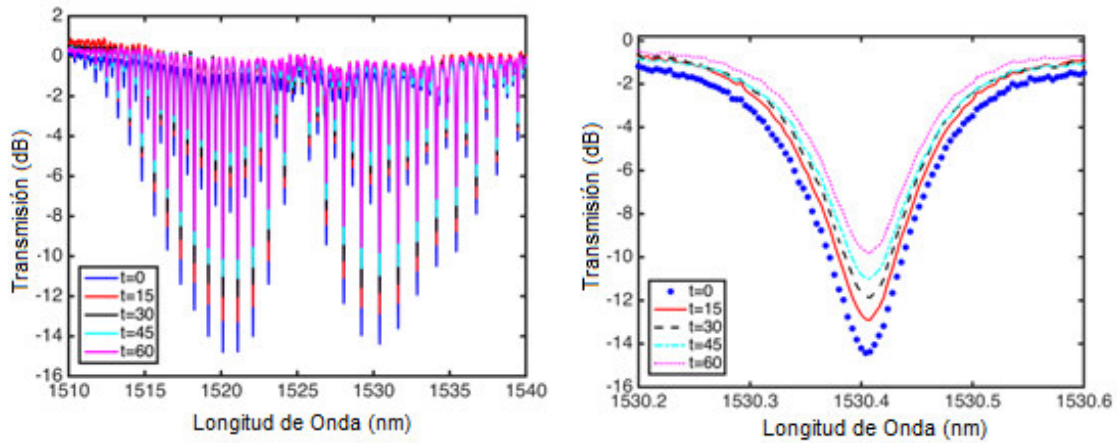


Figura 4.8: Monitoreo en Tiempo real de los picos de absorción en las fuentes de SC, SLD y EDFA.

las mediciones realizadas en la figura 4.8 con esta nueva calibración, se puede obtener una mayor sensibilidad, y es posible tener un rango de detección más amplio de acetileno $12C2H2$ ($\nu_1 + \nu_3$ banda de combinación rotacional-vibracional). La figura 4.10 muestra claramente las líneas 29-33 de la rama R, las cuales tienen poca intensidad o profundidad y no son comúnmente detectadas o monitoreadas en las investigaciones reportadas y mucho menos usando una fuente de supercontinuo.

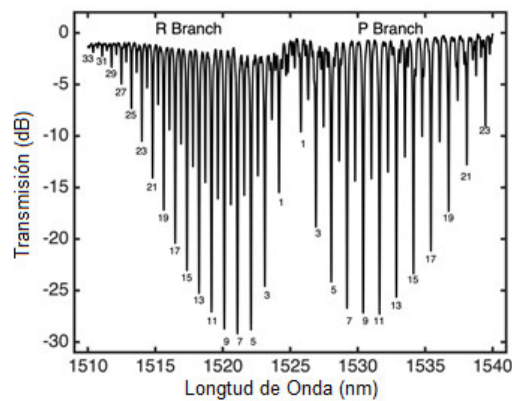


Figura 4.9: Transmisión de Acetileno.

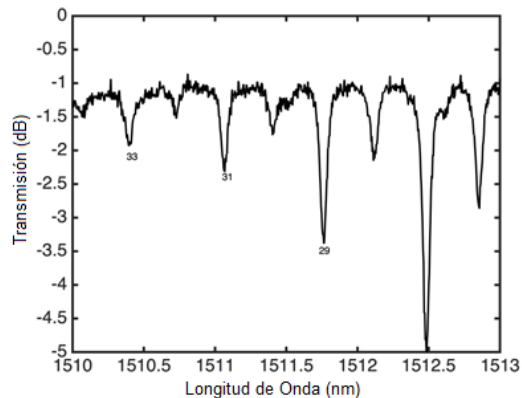


Figura 4.10: *Transmisión de Acetileno, líneas 29,31 y 33.*

Finalmente, la figura 4.11 muestra una comparación en un rango de longitudes de onda entre la transmisión de acetileno en el sistema experimental usando una OSA y la simulación usando los parámetros proporcionados por la base de datos Hitran. Se puede observar que la alta resolución del sistema propuesto, que nos proporciona la clara identificación de las líneas espectrales en las ramas P y R del acetileno C_2H_2 . Además, el sistema proporciona una amplia cobertura de longitudes de onda que permite visualizar bandas espectrales completas de uno o más gases. La figura 4.12 muestra los resultados experimentales y de simulación en la región entre 1354 y 1360 nm donde el vapor de agua tiene una banda de absorción.

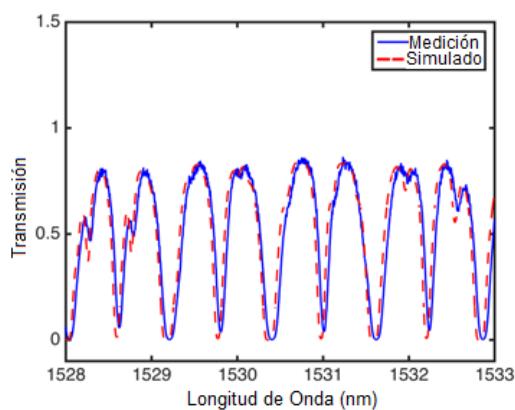


Figura 4.11: *Transmisión de Acetileno.*

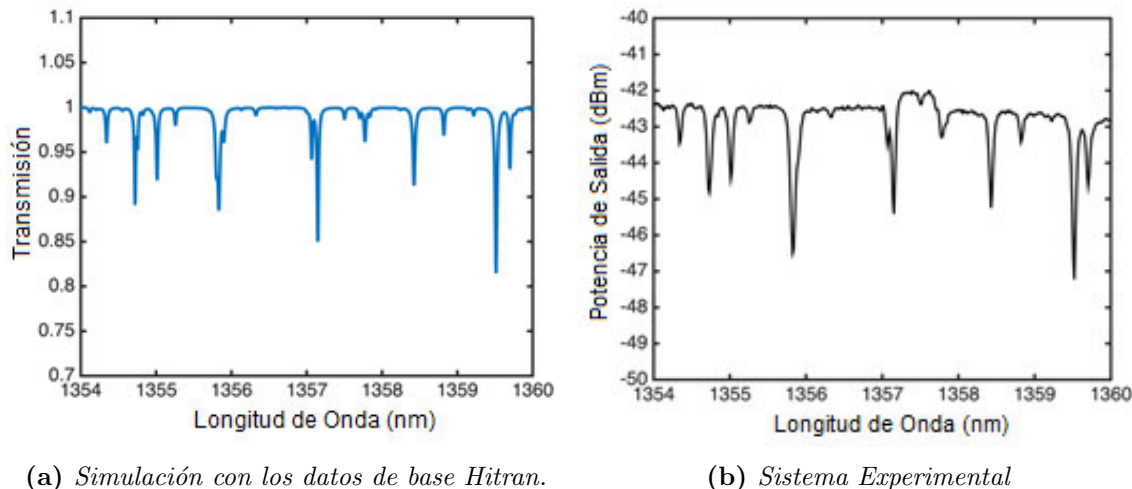


Figura 4.12: Picos de absorción del vapor de agua.

4.2. Láseres de Fibra

Otra parte importante del trabajo, además de detección de los picos de absorción del acetileno, es que se tenían que implementar Láseres de Fibra. Estos, se realizaron para hacer coincidir los picos de absorción con los del gas. Esta parte permite la detección del gas. En caso de que el láser no emita en esa longitud de onda, se podría sintonizar el láser, para hacerlo coincidir. Para la sintonización del láser, nosotros aplicamos curvatura o temperatura al interferómetro Mach-Zehnder y rejilla de periodo largo. Dentro del grupo de trabajo se han desarrollado varios arreglos de Láseres de Fibra; utilizando diferentes dispositivos ópticos como interferómetros Mach Zehnder, Fabry-Perot, rejillas de Bragg, rejillas de periodo largo, tapers, etc. Nosotros trabajamos con rejillas de periodo largo así como con interferómetros Mach-Zehnder recubiertos de aluminio.

4.2.1. Láseres de Fibra utilizando Rejillas de Período Largo

La descripción de una rejilla de período largo se comentó en el capítulo tres. Durante la estancia en el CIO, aprendí a fabricar rejillas de Periodo Largo, ahí utilizan una máquina comercial que trabaja con Láser CO₂, marca Lazer Master modelo LZM-100 de la empresa FujiKura; sin embargo la colaboración entre ambas instituciones databa de años anteriores, motivo por el cual se contaba con algunas rejillas de periodo largo para probar su funcionamiento. También ya se tenía experiencia en el manejo de las rejillas de periodo largo, ya que dentro del grupo de trabajo ya se han fabricado por medio de la técnica de arco eléctrico, utilizando una empalmadora manual marca Fitel s175. A continuación mostraremos los resultados que se obtuvieron:

En nuestra configuración de sensores láser, un RPL actúa como cabeza de sensor y como un FSM para evitar la competencia modal producida por el ensanchamiento homogéneo de la fibra dopada con erbio (EDF). En varios montajes de láser de fibra en los que el filtro selectivo de longitudes de onda (WSF, wavelength selective filter) se utiliza como un cabezal sensor, el láser presenta una respuesta aleatoria y como resultado, el láser muestra una respuesta no lineal a un parámetro físico [33]. Por lo tanto, la técnica del proceso de fabricación y los equipos utilizados son factores importantes para obtener un WSF con una respuesta estable y lineal.

Es ampliamente conocido que, durante la fabricación de un RLP, la escritura con láser de CO₂ puede inducir un acoplamiento de modo asimétrico, con una alta polarización debido a la absorción de energía de una sola cara del haz láser incidente por la fibra grabada. En este trabajo, el proceso de fabricación del RLP se realizó utilizando un sistema de procesamiento de vidrio modelo LZM-100, que permite obtener un modo de acoplamiento que es simétrico con respecto a la fibra eje longitudinal.

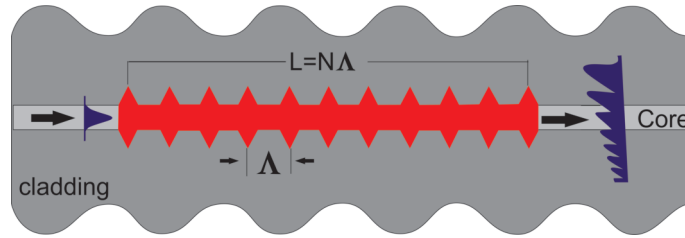


Figura 4.13: Diagrama Esquemático.

Después del procesamiento de la fibra (ver 4.13), se obtuvo una secuencia axisimétrica y periódica de conicidad y un ensanchamiento. El cambio en la refracción efectiva el índice de la fibra se debe a una combinación de las características geométricas inducido por el estrechamiento, con la difusión de los dopantes del núcleo durante el calentamiento del láser de CO₂ [13]. Como resultado, la perturbación periódica axisimétrica de la guía de ondas de la fibra resulta en un acoplamiento simétrico de la energía del modo de núcleo hacia los modos de revestimiento.

El modo de acoplamiento simétrico depende de la longitud de onda, y por lo tanto, las muescas o bandas de rechazo están presentes en el espectro de transmisión del RLP. Cada muesca está asociada con un acoplamiento simétrico a un modo de revestimiento específico, y la longitud de onda de una determinada muesca está determinada por la condición de resonancia $R = \Lambda(n_{core}^{01} - n_{cladd}^m)$, donde R es la longitud de onda de resonancia, Λ es el periodo de la perturbación, n_{core}^{01} es el índice de refracción efectivo del núcleo, y n_{cladd}^m es el índice de refracción efectivo del revestimiento [100]. En nuestro experimento, se fabricó un RLP con 24 periodos de $= 620 \mu\text{m}$ y con una longitud total de 50 mm. Su transmisión se muestra en la figura 4.14. Aquí la profundidad máxima de atenuación del espectro transmitido es de 8 dB y está centrado en la resonancia con una longitud de onda de 1547 nm. Además, se obtuvieron dos bandas espectrales centradas en $1 = 1524 \text{ nm}$ y $2 = 1576 \text{ nm}$. Para medir la

respuesta de curvatura del RLP, se utilizó la configuración experimental que se muestra en la figura 4.15.

Aquí, la luz de una fuente de emisión espontánea amplificada (ASE), producida por el bombeo de 5 m de fibra dopada con erbio (Thorlabs, modelo M12-980-125) con un diodo láser de 976 nm (Thorlabs, modelo BL976-PAG500), alcanza el RLP, y el espectro transmitido se registra con un analizador de espectro óptico (OSA).

El RLP se fijó en una cinta de acero, que se colocó sobre dos soportes, y se dobló usando un micrómetro tornillo para curvar el RLP (Ver figura 4.15). La curvatura del RLP viene dado por $C = 1/R = 2d / (d^2 + l^2)$, donde R es el radio de curvatura, d es el desplazamiento medido en la banda y l es la mitad de la distancia entre los dos soportes [33].

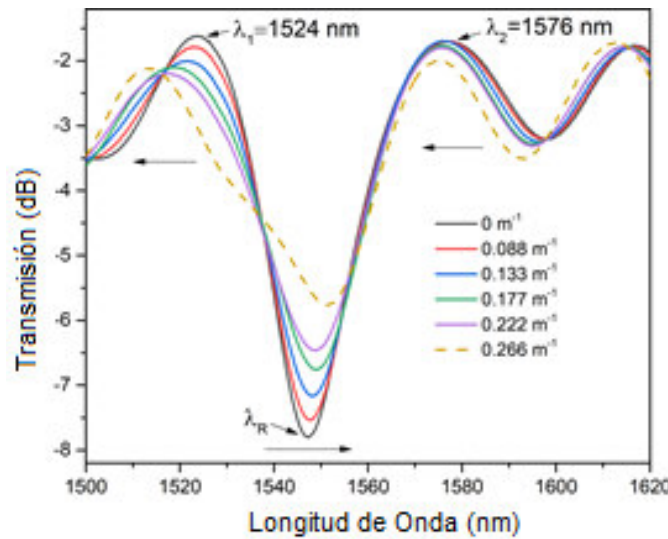


Figura 4.14: Espectro de Transmisión RPL.

El RLP fue doblado a valores de curvatura de 0 a 0.266 m^{-1} , y en este rango la longitud de onda de resonancia (R) se desplaza casi linealmente a longitudes de onda más largas de 1547 a 1551 nm.

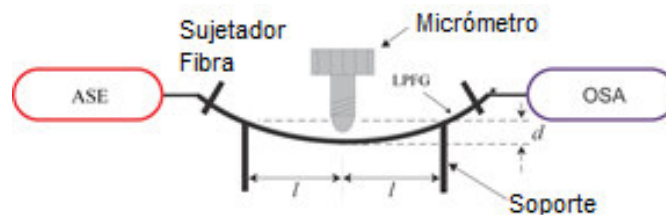


Figura 4.15: Esquema Experimental aplicando Curvatura a RPL.

Este efecto se debe a un cambio en el índice de refracción efectivo de distribución de

los modos de revestimiento y del modo de núcleo causados por el tensión de flexión [32], [118]. De hecho el lado de la fibra en contacto con el soporte está en compresión, mientras que la sección diametralmente opuesta resulta estar en tensión. Este experimento se ha simulado en [118], donde se asume un índice de refracción simétrico, (cambio causado por la irradiación UV, realizada experimentalmente en este trabajo); sin embargo, no observamos una división debido al menor nivel de curvatura aplicado a la fibra.

Simultáneamente, las bandas espectrales centradas en λ_1 y λ_2 tienen un desplazamiento a longitudes de onda más cortas para los mismos valores de curvatura.

Debido a la tensión inducida por la curvatura, el índice de refracción efectivo aumenta en la región central de la fibra [119], y la luz en el revestimiento viaja por un camino más largo que la luz en el núcleo, lo que lleva a un desplazamiento al rojo del pico resonante longitud de onda [120]. El desplazamiento a longitudes de onda más cortas de las bandas espectrales, y la reducción de la profundidad de la muesca, son causadas por un debilitamiento del acoplamiento entre el núcleo y el modo de revestimiento [32, 100]. Finalmente, la pérdida de inserción de la WSF fue de alrededor de 1.5 dB.

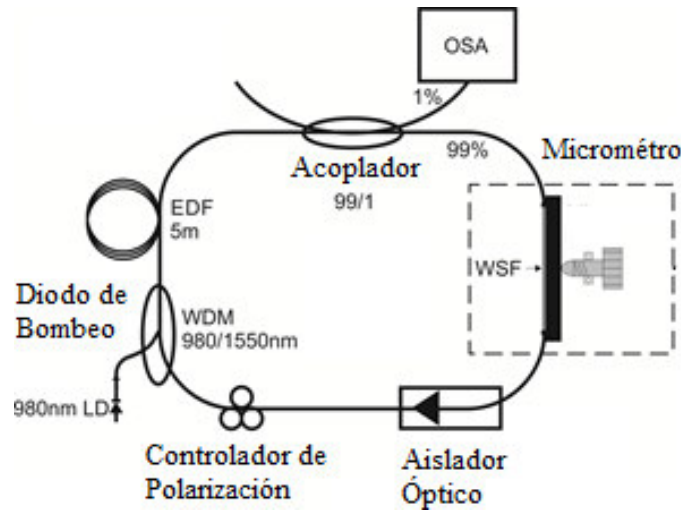


Figura 4.16: Diagrama de Láser de Fibra con RPL.

En la figura 4.16, se muestra una configuración esquemática del anillo de fibra del sensor láser. Una fibra dopada con erbio (EDF) de 5 m con una pequeña absorción de señal de $11,5 \text{ dB/m}^{-1}$ (Thorlabs, modelo M12-980-125) a 980 nm y una concentración de erbio de $21 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ se utiliza como medio de ganancia [121].

La longitud del EDF se determinó experimentalmente maximizando la emisión espontánea amplificada utilizando diferentes longitudes de EDF. El medio de ganancia fue bombeado por un láser (LD) con un pico central a 976 nm y 500 mW de potencia máxima de salida (Thorlabs, modelo BL976-PAG500).

En un multiplexor por división de longitudes de onda de 980/1550 nm (WDM) es utilizado para introducir la potencia de bombeo de la LD en el cavidad de láser de anillo. Para asegurar la propagación unidireccional de la luz, un aislador óptico fue insertado en la cavidad del anillo.

El puerto de salida del aislador fue entonces conectado a un controlador de polarización (CP). Además, se extrajo la salida del láser de la cavidad del anillo por un acoplador de fibra 99/1. El 99% se utilizó para retroalimentar la cavidad del láser para mantener la oscilación del láser, mientras que el puerto del 1% se registró con un analizador de espectro óptico (OSA, Yokogawa Modelo AQ6370B) con una resolución de 0.02 nm. Finalmente, se adjuntó el WSF a una tira de metal para cambiar su curvatura y fue utilizado como cabeza sensora en esta configuración.

Como se mencionó anteriormente, un láser de fibra puede aumentar el nivel de sensibilidad de los sensores de fibra debido a su alto SMSR y un ancho de línea de emisión pequeño [122]. Para obtener la saturación del EDF durante el experimento, el diodo láser de bombeo se fijó en una potencia de 150 mW.

En un láser de fibra dopada con erbio sin elemento WSF, emite en una línea láser centrada en el pico de máxima ganancia de longitud de onda del espectro ASE [32, 123]. Sin embargo, dada la presencia de un WSF en esta fibra láser de anillo, las líneas del láser de emisión dependen directamente de la posición de los picos de transmisión espectral λ_1 y λ_2 producidos por el WSF.

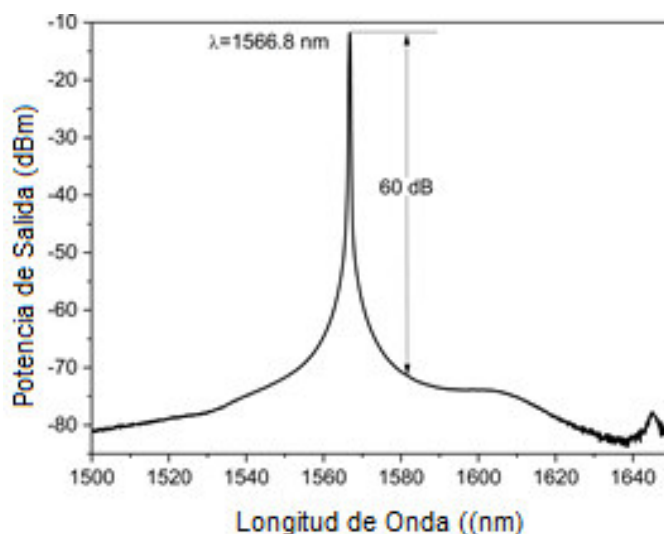


Figura 4.17: Láser de Fibra con RPL.

Para sintonizar el láser a diferentes longitudes de onda, el espectro de transmisión de la WSF se modificó ajustando la curvatura del RLP. Se generó una emisión láser de una sola línea (ver, figura 4.17) a 1566.8 nm con un modo lateral (SMSR) de 60 dB y un ancho

de línea de 0.05 nm.

Además, para validar la estabilidad de potencia del funcionamiento del láser a temperatura ambiente, su espectro fue monitoreado repetidamente durante 60 min a intervalos de 5 min (véase el recuadro de la figura 4.18) obteniendo fluctuaciones de potencia de salida de 0.2 dB. La figura 4.18 muestra la salida de potencia del láser de cavidad de anillo contra la potencia de salida del LD.

Aquí, se puede notar que el láser de cavidad tiene un umbral de potencia con una eficiencia del 0.43 y un umbral del láser de unos 30 mW.

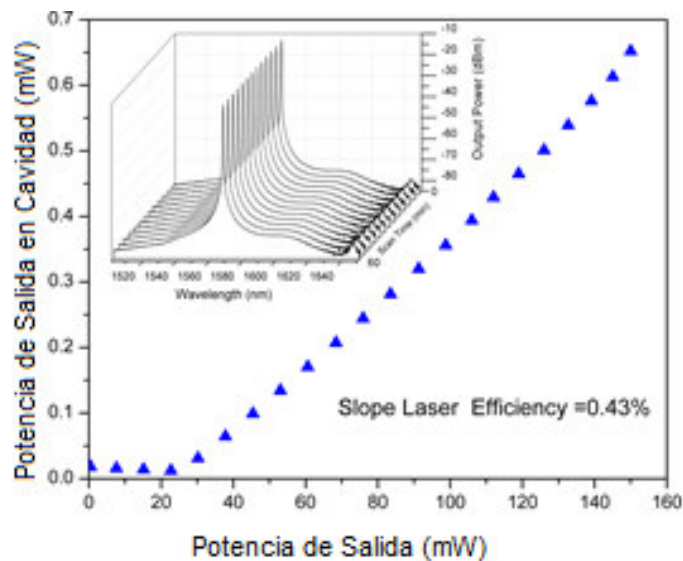


Figura 4.18: Eficiencia de Láser de Fibra con RPL.

Además, una potencia máxima de salida de láser dentro de esta cavidad de anillo fue de 65 mW. El valor SMSR de 60 dB y un ancho de línea de 0.05 nm obtenido con esta fibra son similares o mejores que los de un láser de fibra de curvatura basado en un MMI de fibra sin núcleo implementado en [39], y mejor que los obtenidos en un sensor láser de fibra de curvatura basado en una fibra de núcleo grande presentada en [41]. El SMSR es también más alto que el encontrado en un sensor láser de fibra basado en un MZI fabricado con dos LPFG concatenados [40].

Para medir la respuesta de curvatura del láser de fibra, el RLP se fijó sobre una banda de acero y se dobló en un rango de 0 a 0.266 m^{-1} (ver, figura 4.15).

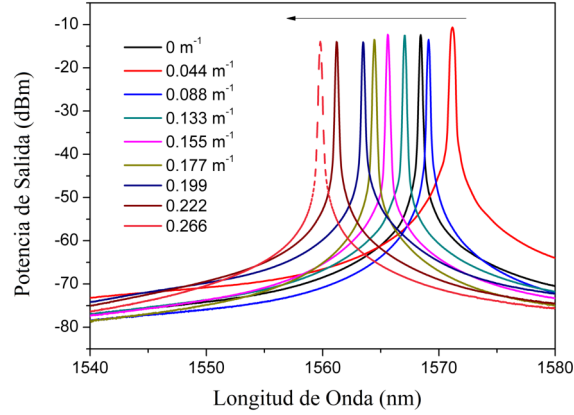


Figura 4.19: Sintonización de láser al variar la curvatura a RPL.

Este rango de valores de curvatura se seleccionó para evitar la conmutación no deseada del láser líneas hacia otras bandas espectrales. Además, unos valores de curvatura similar fueron reportados en [39, 40].

La salida del láser de fibra en la Fig.4.19, muestra los espectros para diferentes valores de curvatura.

Se puede ver que las emisiones láser están ubicadas entre 1560 a 1580 nm, dentro de la banda espectral posicionada a $\lambda_2 = 1576$ nm de la transmisión espectral del WSF.

Además, como las emisiones láser depende del desplazamiento espectral de la WSF cuando la curvatura cambia, tanto la banda espectral como la emisión láser cambian a longitudes de onda más cortas debido a los distintos cambios en los índices de los modos de revestimiento y del modo del núcleo, como es el caso de la ruptura de la simetría del modo de revestimiento [13] (ver figura 4.13).

La relación entre el desplazamiento de la longitud de onda y la curvatura es cuasilineal (ver figura 4.20), lo cual es importante para una futura implementación completa de los sensores. A partir de un ajuste lineal basado en los datos de la figura 4.20, se obtuvo un valor de sensibilidad de -42.488 nm/m⁻¹ y valores de R2 (linealidad) de 0.97082. La sensibilidad de la curvatura reportada en este trabajo es similar o superior a la reportada en [39, 41, 119, 120].

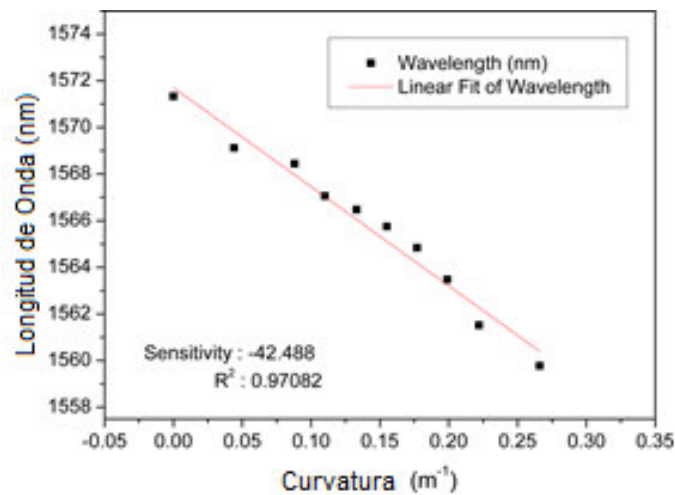


Figura 4.20: Linealidad de Láser de Fibra con RPL.

Finalmente, es importante mencionar que las caracterizaciones de la curvatura fueron realizadas en diferentes momentos del día y los valores de sensibilidad obtenidas presentaron pequeñas variaciones debido a los cambios en la humedad y la temperatura.

4.2.2. Láseres de Fibra utilizando interferómetro Mach Zehnder recubierto de aluminio

En este caso, el Interferómetro Mach-Zehnder (MZI) se fabricó empalmando una sección de fibra (SMF28) entre otras dos secciones de fibra SMF28. Este láser ha sido sintonizado usando parámetros físicos externos (temperatura); esta técnica se basa en cambios de la birrefringencia de la fibra, y a menudo se realiza explotando el efecto termo-óptico del vidrio de sílice. Por ejemplo, se reportó un láser sintonizable en [124], donde los autores cubrieron un Mach-Zehnder con soluciones de glicerina y se obtuvo un láser cuasilíneal sintonizable en un rango de 1560 a 1580 nm y SMSR de 50 dB. Sin embargo, este láser no puede emitir líneas dobles o triples.

En este trabajo, presentamos un láser con múltiple longitud de onda (MWEDFL Multi-Wavelength Erbium-Doped Fiber Laser) conmutable y sintonizable basado en un core-offset utilizando un interferómetro Mach-Zehnder recubierto de aluminio (ACMZI). El ACMZI se fabricó mediante el empalme por fusión del núcleo y un offset en un SMF segmento entre dos longitudes de SMF, recubierto con aluminio utilizando la técnica de evaporación térmica 4.23.

En nuestro láser, podemos ajustar cuidadosamente el controlador de polarización (CP) y lograr una, dos o tres emisiones láser.

Además, las líneas láser pueden ser ajustadas cambiando la temperatura del ACMZI. Las emisiones láser pueden describirse usando una sola longitud de onda y tienen una relación de supresión de modo único de unos 55 dB, una anchura de línea de 0.05 nm y una pendiente de eficiencia del 0.29 %.

A continuación, se describe primero la configuración del láser experimental, luego el principio de funcionamiento de ACMZI y su proceso de fabricación, y finalmente, se presenta un láser basado en un ACMZI empleado como un WSF.

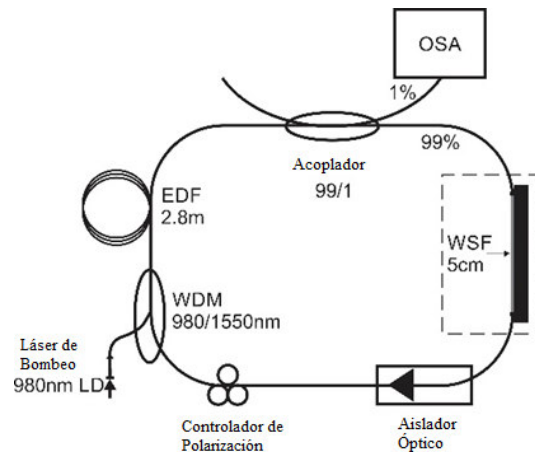


Figura 4.21: *Arreglo Experimental con AMZ.*

La MWEDFL propuesta es una cavidad de anillo en la que un core-offset MZI recubierto de aluminio funciona como un WSF, como se muestra en la fig. 4.21. Aquí, un diodo láser (LD) con un pico de emisión central a 976 nm y una potencia máxima de salida de 500 mW (Thorlabs, modelo BL976-PAG500) se utiliza como fuente de bombeo. El haz de luz del diodo está acoplado a la cavidad de anillo por un multiplexor de división de longitudes de onda de 980/1550 nm (WDM).

Un segmento de 5 m de fibra dopada con erbio con una concentración de dopante de 300 ppm y una pequeña absorción de señal de 11.5 dB m^{-1} (Thorlabs, modelo M12-980-125) a 980 nm se utiliza como medio activo. La longitud de EDF se determinó experimentalmente maximizando la emisión espontánea amplificada utilizando diferentes longitudes de EDF.

El estado de polarización de la luz dentro de la cavidad de anillo es ajustada mediante el uso de un controlador de polarización. Para asegurar la unidireccionalidad de la propagación de la luz, se inserta un aislador óptico en la cavidad de anillo.

La señal láser se muestrea desde el puerto 1 de una fibra con un acoplador 99/1 insertado en la cavidad de anillo. El puerto 99 % se utiliza como retroalimentación en la cavidad del láser. La señal de salida se registra con un espectro óptico (OSA, Yokogawa AQ6370B) con una resolución de 0.02 nm.

Adicionalmente, para medir la respuesta de la temperatura del láser, el WSF se fija sobre una celda de Peltier controlada por una derivación proporcional-integral-derivada (PID), como se puede observar en la fig. 4.21. Finalmente, el total de la longitud de la cavidad del anillo es inferior a 20 m.

En la figura 4.22 se muestra el proceso de fabricación del ACMZI. Aquí, tres segmentos de fibras monomodo convencionales (SMF-28), con un diámetro de núcleo de 8 μm , y un diámetro de revestimiento de 125 μm .

Los segmentos de fibra que forman el interferómetro fueron empalmados con una máquina empalmadora de descarga eléctrica (Fitel, modelo S175) operada en modo manual.

Para el primer empalme de núcleo y para desalinear un segmento de fibra, ambos segmentos de fibras ópticas se fijaron en los portafibras de la máquina empalmadora, y la sección media del MZI se desplazó hacia abajo una distancia de 30 μm .

Para el segundo empalme de núcleo y desplazamiento, la sección media del interferómetro se desplazó nuevamente hacia abajo 30 μm y, como resultado se obtuvo la estructura SMF—SMF—SMF (ver figura 4.22). La sección media del interferómetro tiene una longitud de 5 cm. Se fabricaron y probaron interferómetros con varios desplazamientos descendentes, sin embargo el mejor rendimiento se logró con el desplazamiento descrito anteriormente.

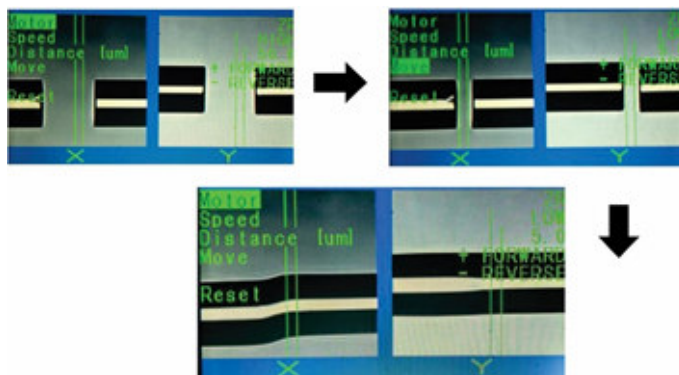


Figura 4.22: Preparación del Interferómetro.

La máquina empalmadora fue programada en la configuración estándar para modo manual, con los siguientes ajustes: 71 mW de potencia de arco, 240 m de tiempo de prefusión y 850 m de duración del arco.

Con el fin de fabricar el dispositivo, se aplicaron un total de 4 descargas con esta configuración en cada articulación. Este proceso de fabricación se ha llevado a cabo siguiendo los pasos reportados en [125].

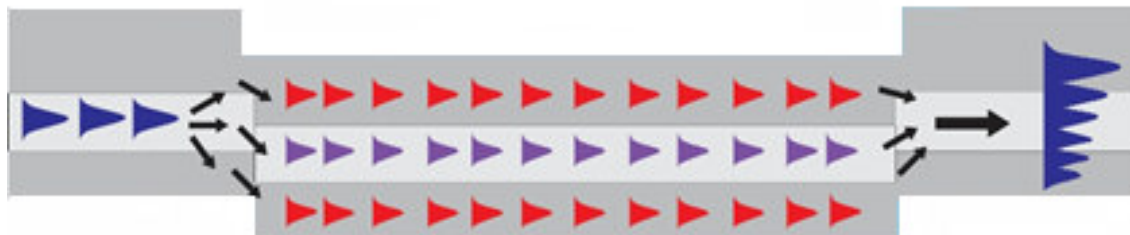


Figura 4.23: *Interferómetro Antes de Recubrir de Aluminio.*

El proceso de recubrimiento metálico se llevó a cabo en una cámara de deposición física en fase de vapor (PVD). La cámara puede ser evacuada a alto vacío (alrededor de 10^{-6} Torr), usando una combinación de bomba rotatoria y turbonuclear. El sistema de evaporación consiste en alimentar con 400 A, un sujetador de tungsteno donde se colocan las capsulas de aluminio, este sujetador se posiciona en el fondo de la cámara. Una bandeja operada manualmente permite controlar el flujo de vapor desde el sujetador a la parte superior de la cámara y así tener un tiempo preciso de recubrimiento.

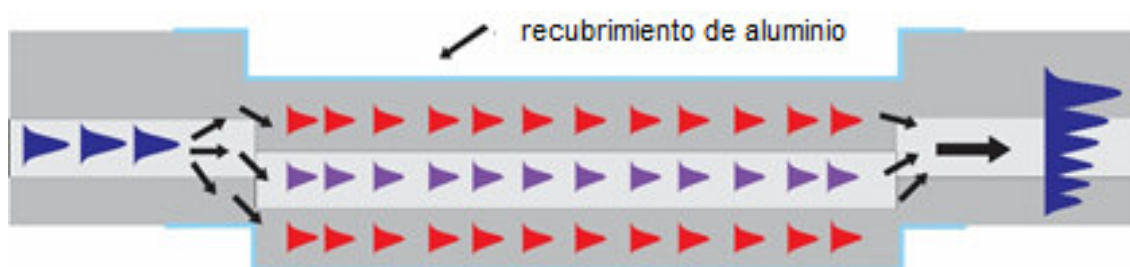


Figura 4.24: *Interferómetro Recubierto Aluminio*

Los interferómetros se ubican en un soporte suspendido en la parte superior, aproximadamente 50 cm por encima del sujetador de tungsteno. Luego de que se tenga un vacío de entre 10^{-5} y 10^{-6} , la corriente se incrementa gradualmente hasta que el aluminio en la placa se derrite, esto ocurre aproximadamente a 100 A. En este punto, se abre la bandeja y la fibra queda expuesta al vapor por un total de 1 minuto. Pasado este tiempo, se cierra la bandeja interrumpiendo el flujo de vapor y se deja que el sistema se enfríe por unos minutos. Los interferómetros están sostenidos al soporte por medio de una placa plástica con una ventana en donde se expone la porción deseada de fibra, luego de terminado el proceso de recubrimiento, se abre la cámara, se voltea esta base y comienza todo el procedimiento de nuevo para recubrir por completo el interferómetro. El grosor final del revestimiento es de unos 30 nm.

En la figura 4.24, se muestra una imagen del dispositivo final y una fotografía del dispositivo final se muestra en la figura 4.25.



Figura 4.25: *Vista Final del Interferómetro.*

Para observar el efecto de la capa de aluminio, el espectro de salida del MZI se capturó antes y después del proceso de recubrimiento de metal. La fig. 4.23 muestra un diagrama modal esquemático del dispositivo antes del tratamiento de recubrimiento. En el primer empalme de desplazamiento del núcleo, la energía que viaja como el modo de núcleo fundamental se transmite a través del núcleo y el revestimiento de la siguiente sección de SMF.

Dado que el revestimiento de la SMF tiene un índice de refracción efectivo más pequeño que el del núcleo, se acumula una diferencia de fase entre el núcleo y el revestimiento en el segundo empalme. El desfase está dado por $\Delta\phi = 2\pi\Delta_{ne}L/\lambda$ [18,20], donde Δ_{ne} es la diferencia de la índice de refracción efectivo entre el núcleo y el revestimiento, L es la longitud media del núcleo del MZI, y λ es la longitud de onda operativa.

Debido a la acumulación de diferencia de fase, los modos que viajan a lo largo del núcleo y el revestimiento, las rutas ópticas generan un patrón de interferencia cuando se unen en el segundo empalme.

En este interferómetro, el núcleo y el revestimiento forman los dos brazos de un MZI, mientras que las regiones de empalme actúan como acopladores de trayectoria [33]. Parte de la energía que viaja a lo largo de la fibra se pierde en los empalmes ya que estos no son ideales, mientras que otra parte está presente fuera de la sección media de la fibra en forma de un campo evanescente que se ve altamente afectada por el medio externo, lo que resulta en una alta sensibilidad a cantidades físicas externas [126].

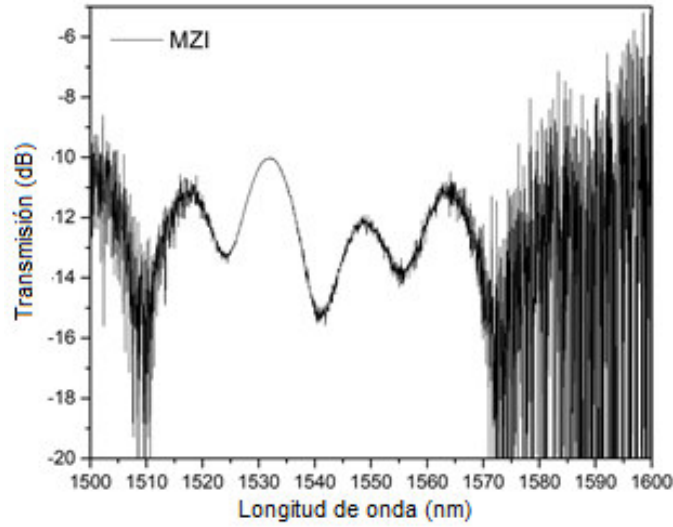


Figura 4.26: Espectro de Transmisión del MZI antes del recubrimiento de aluminio.

La fig. 4.26 muestra la transmisión espectro del dispositivo antes del recubrimiento de metal. Para un MZI ideal de dos modos, el patrón de interferencia tiene una forma sinusoidal y una franja separación dada por $\Delta\lambda = \lambda^2/\Delta n_{\text{eff}}L$ [33]. Sin embargo, se puede observar que la forma de la respuesta espectral no es una y que el contraste de los bordes no está bien definido. Esto puede ser explicado por un acoplamiento no ideal de los modos de revestimiento en el núcleo región.

Además, como la diferencia del índice de refracción efectivo ($\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{core}} - n_{\text{cladd}}$), entre el revestimiento y el núcleo es pequeño, el patrón sinusoidal de interferencia tiene una separación de franjas espectrales muy alta ($\Delta\lambda$).

Sin embargo, decidimos utilizar este interferómetro para demostrar que la presencia de la fina capa de aluminio mejora el patrón de interferencia del ACMZI.

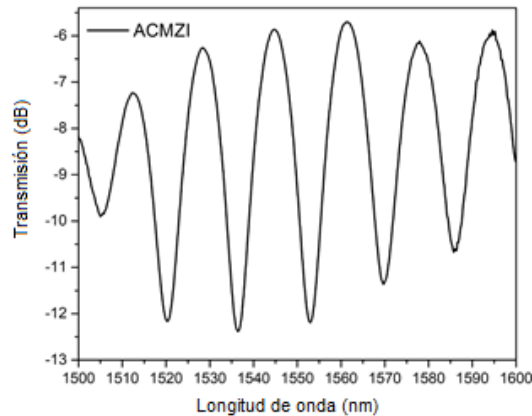


Figura 4.27: Espectro de Transmisión del MZI después del recubrimiento de aluminio.

El aluminio tiene una alta reflexión por lo que se espera que el índice de refracción efectivo de los modos de revestimiento aumente con el uso de un recubrimiento de metal [126].

Como resultado, la diferencia en el índice de refracción efectivo aumenta (Δn_{ne}), mientras que la separación de las franjas espectrales ($\Delta\lambda$) disminuye. El índice de refracción del aluminio ($n_{al} = 1.5243$ a 1550 nm) es mayor que el de los revestimientos ($n_{cladd} = 1.4468$), y redistribuye los modos de revestimiento hacia el borde radial del dispositivo [127, 128].

Por lo tanto, en la región recubierta SMF-SMF-SMF con core-offset, la estructura envía más energía hacia el revestimiento exterior. Debido a su alta reflectividad, el aluminio puede actuar como un espejo en las regiones de empalme y puede recuperar parte de la energía que de otro modo se perdería, aumentando la energía de los modos que participan en el patrón de interferencia [129].

La figura 4.27 muestra un espectro aperiódico del dispositivo después del proceso de recubrimiento de metal; se tienen 12 franjas claras con un contraste de 8.5 dB, y una periodicidad media de 16.6 nm entre 1450 y 1650 nm. La aperiodicidad se debe a la superposición de dos o más patrones de interferencia generados por el núcleo y a que los modos de revestimiento interfieren.

Se puede observar que el nuevo patrón de interferencia tiene un contraste de franjas mayor y una separación de las franjas espectrales con respecto al patrón de interferencia del interferómetro sin recubrimiento [130].

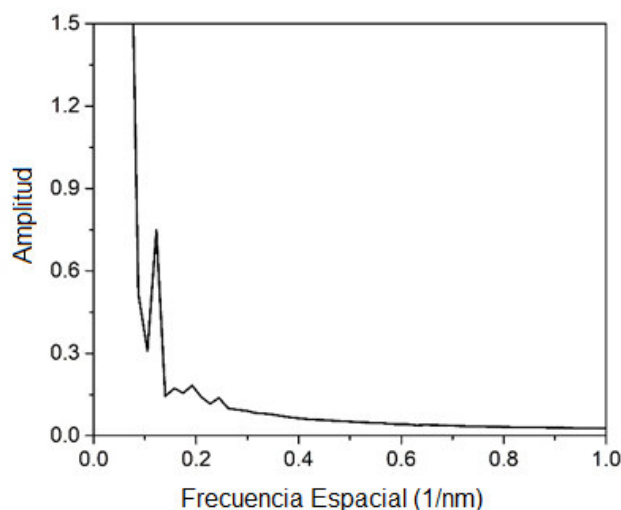


Figura 4.28: *Transformada de Fourier MZI.*

Para determinar el metal de revestimiento modos de interfaz y modo de núcleo que construyen el espectro principal del ACMZI, se realiza una rápida transformación de Fourier

(FFT) de los espectros de longitudes de onda como se muestra en la Figura 4.28.

Aquí se puede ver como debido a los nuevos modos después del procedimiento de recubrimiento de metal; el ACMZI tiene al menos tres frecuencias espaciales, en las que los modos dominantes están presentes.

La presencia de un WSF en un láser de fibra de cavidad de anillo, suprime la competencia modal y el modo de salto producido por el ensanchamiento homogéneo de EDF [81].

Además, en varios trabajos se ha demostrado que los láseres de fibra que utilizan WSF basados en MZIs tienen la capacidad de generar una emisión estrecha y estable y operan en un modo longitudinal único (SLM) [131, 132].

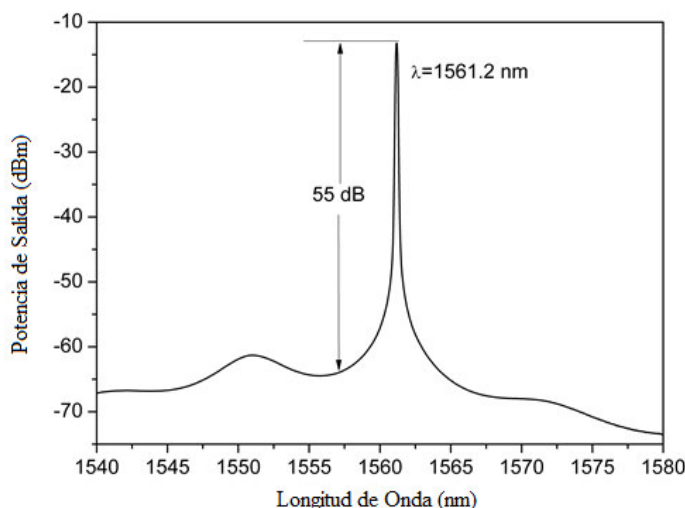


Figura 4.29: Láser de Fibra con AMZ.

En este caso, las dos longitudes de onda de la emisión y el funcionamiento del SLM dependen de la interferencia en el espectro de transmisión del ACMZI. El MWEDFL propuesto en este trabajo cambia a 1, 2 y 3 líneas de emisión ajustando el PC, el SLM a la salida tiene un ancho de línea de 0.05 nm, una relación de supresión monomodo de alrededor de 55 dB y una pendiente de eficiencia del 0.29 %. Por último, la línea única puede ser desplazada cambiando la temperatura del ACMZI de 0 a 90° C.

Para llevar a cabo nuestros experimentos, el diodo láser se operó usando una corriente de 400 mA, y el desplazamiento espectral del láser se realizó ajustando el PC.

Cuando se ajusta el PC, el estado de polarización de los haces se modifica y, como resultado el patrón de interferencia generado por el ACMZI cambia [133]. Por lo tanto, las

emisiones de la línea láser pueden ser conmutadas ya que éstas dependen directamente del espectro de interferencia de la transmisión producido por la ACMZI.

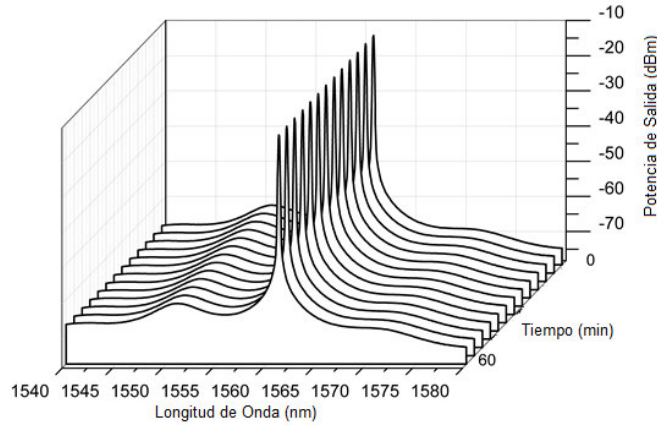


Figura 4.30: *Estabilidad de Láser MZI.*

Durante el experimento, el estado de polarización se ajustó hasta que el ancho de línea de la emisión única del MEDF se redujo lo suficiente para obtener una línea de emisión centrada a 1561.2 nm con una anchura de línea de 0.05 nm y una SMSR de 55 dB, como se muestra en la Figura 4.29.

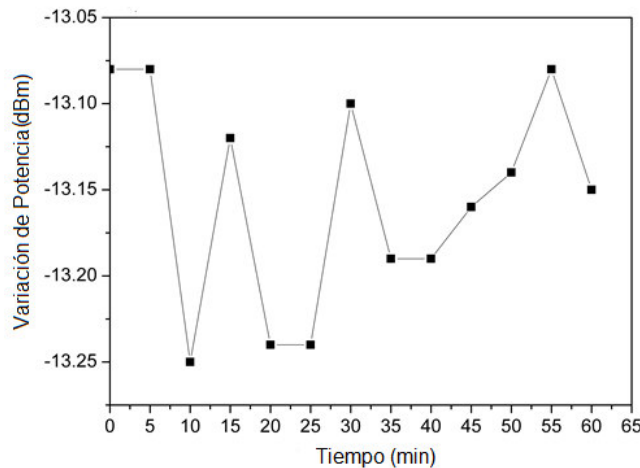


Figura 4.31: *Variación de Potencia de Láser MZI.*

Para validar la estabilidad del funcionamiento del láser a temperatura ambiente, su espectro se escaneó repetidamente durante 60 minutos con intervalos de 5 min, ver figura 4.30. De estos resultados se puede observar que a la salida, las variaciones de potencia fueron de aprox. 0.2 dB (figura 4.31).

Además, el largo de la cavidad de anillo del láser puede inducir un número de modos alrededor de la longitud de onda central del láser [134, 135].

La señal de salida del láser es registrada por un osciloscopio (modelo Keysight MSOX60004A) que tiene un rango de operación de 0 a 2.5 GHz a través de un fotodetector de alta velocidad Thorlabs D400FC InGAs.

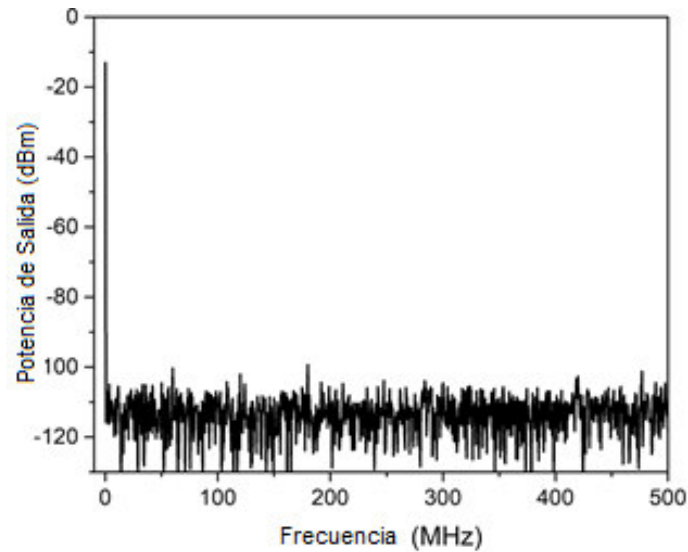


Figura 4.32: *Espectro de Emisión de una sola Longitud de Onda.*

La ausencia de otros modos en el espectro de frecuencias (véase la Figura 4.32) indica que el láser está operando en el régimen de SLM. Por otra parte, al cambiar la temperatura del ACMZI, la línea de emisión láser puede ser sintonizada desde 1557 nm a 1560 nm (Ver, Figura 4.33).

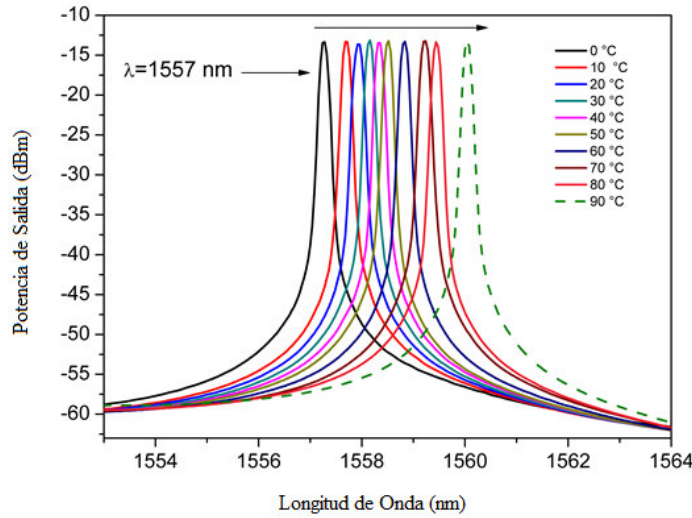


Figura 4.33: *Aplicando Temperatura.*

Aquí se puede observar que el SMSR de la salida del láser se mantiene aproximadamente en 55 dB al cambiar la temperatura de 0 a 90 °C.

Esto puede explicarse por el alto coeficiente de expansión térmica para el aluminio, y el consiguiente cambio de volumen que afecta a los modos del revestimiento metálico.

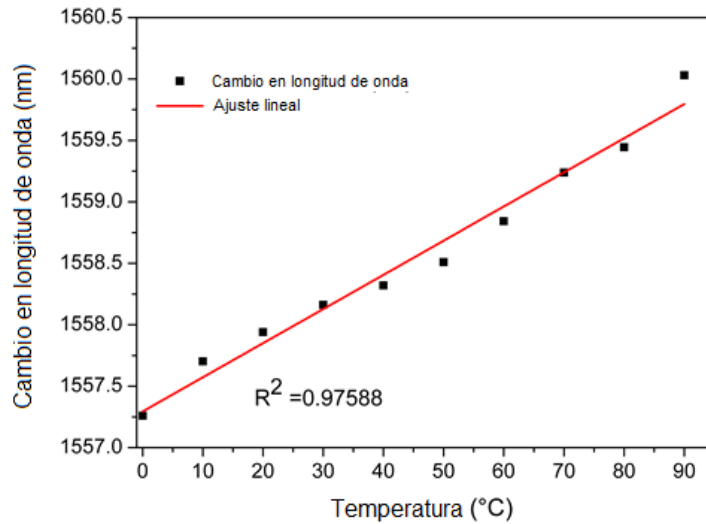


Figura 4.34: *Linealidad Láser MZI.*

La figura 4.34 muestra la relación que existe entre el desplazamiento del espectro

de longitudes de onda y la temperatura. La sensibilidad del desplazamiento de la longitud de onda con la temperatura es de $28 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ con $R^2 = 0.97588$.

La potencia de salida del láser de cavidad de anillo contra la potencia de salida del diodo láser se presenta en la figura 4.35. Aquí se puede observar que el láser de cavidad tiene una pendiente de eficiencia de 0.29% y un umbral de láser de aproximadamente 14.4 mW . Además, la potencia de salida máxima dentro de esta cavidad de anillo se alcanzó para una configuración de 44.4 mW .

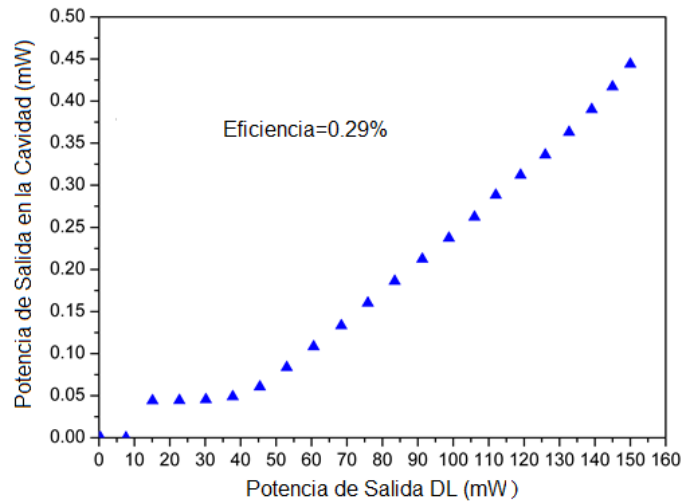


Figura 4.35: Eficiencia Láser MZI.

Para obtener más líneas de emisión, los estados de polarización de la luz en la cavidad se cambió usando el CP. Cuando se ajusta el CP, el estado de polarización de los dos haces que interfieren cambia y, como resultado, el radio de extinción del ACMZI se modifica [136, 137].

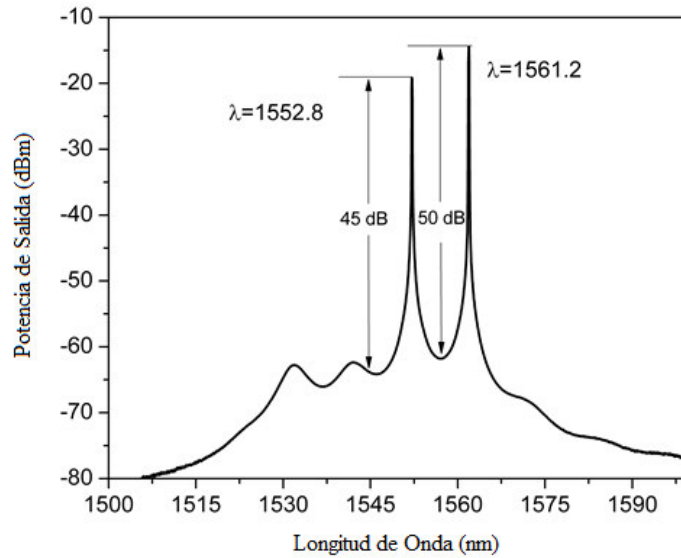


Figura 4.36: Láser con Dos Longitudes de Onda.

De esta manera, se obtuvieron dos haces de emisión (Figura 4.36) a 1552.8 y 1561.2 nm con un SMSR de 45 dB y 50 dB, respectivamente. El espectro del láser se registró cada 5 minutos durante 60 minutos; el láser midió un desplazamiento de la longitud de onda inferior a 0.02 nm durante los 60 min de funcionamiento continuo a temperatura ambiente.

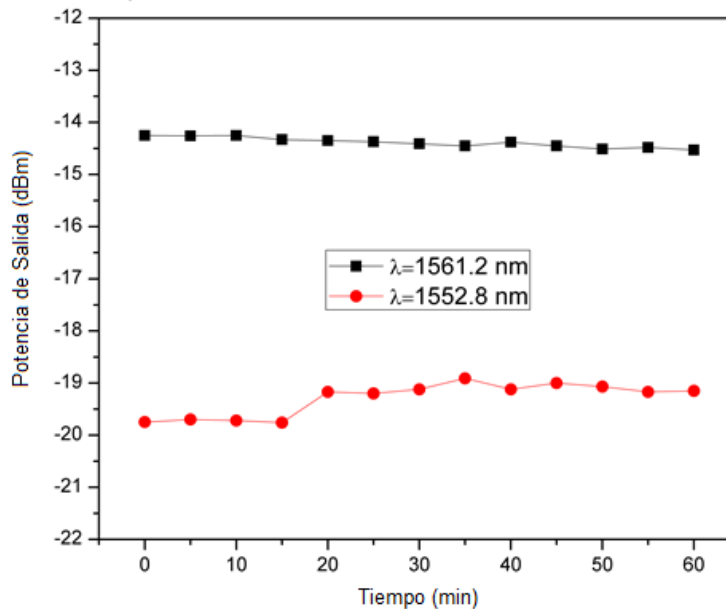


Figura 4.37: Variación de potencia del Láser en dos Longitudes de Onda.

Además, la salida las fluctuaciones de potencia fueron de 0.2 dB y 1 dB, a 1552.8 nm y 1561.2 nm respectivamente, ver figura 4.37.

Si se producen más cambios del CP, se obtienen picos triples de emisión láser con longitudes de onda de 1552.02 nm, 1560.42 nm y 1562.32 nm (figura 4.38), con valores SMSR de 45, 50 y 37 dB respectivamente.

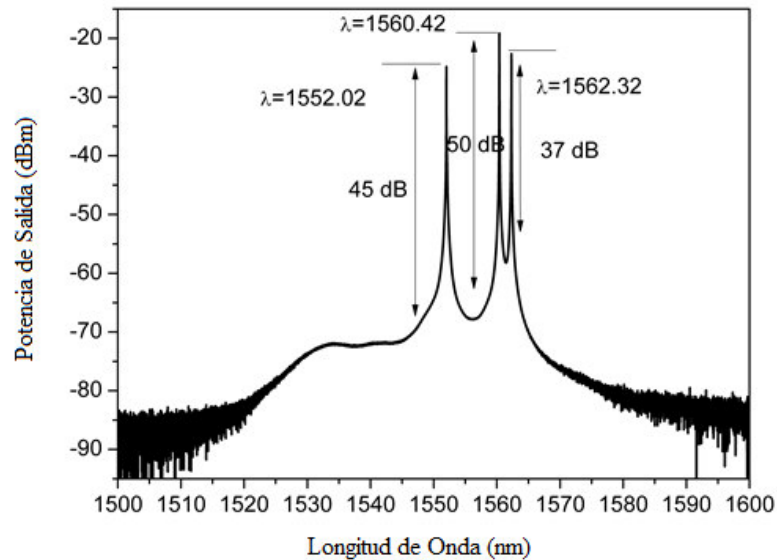


Figura 4.38: Láser con Tres Longitudes de Onda

Se registró también la respuesta del láser cada 5 minutos durante 50 minutos para determinar su estabilidad. Para la línea de 1552.02 nm la variación de la potencia de salida fue aprox. 5 dB, mientras que para las líneas de 1560.42 y 1562.32 nm la salida de las variaciones de potencia fueron aprox. 5 dB y aprox.3 dB, respectivamente (figura 4.39).

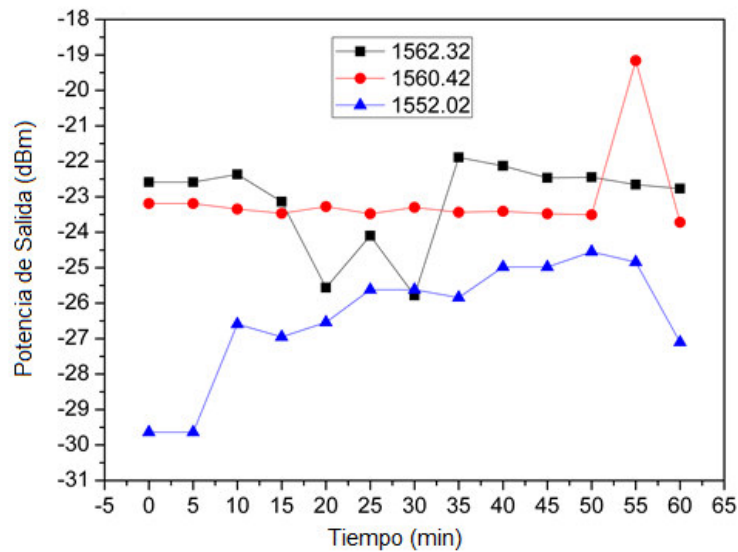


Figura 4.39: Variación Laser Tres Longitudes de Onda.

Por último, es importante mencionar que la eficiencia y el umbral de un láser generalmente dependen de la fracción de la energía que se desacopló de y del equilibrio entre las pérdidas totales de la cavidad y la ganancia.

En nuestro caso, no pudimos aplicar más potencia de bombeo ya que estábamos limitados por el diodo de láser de bombeo utilizado en nuestro experimento. Sin embargo, nuestra configuración del láser se puede utilizar como semilla de señal en una configuración de amplificador óptico si se requiere una mayor potencia láser.

En la comparación de los interferómetros se reporta el desempeño del láser de fibra reportado con otras referencias en la Tabla 4.1. En ella se puede observar que las mejoras significativas en características como la capacidad de conmutación, la capacidad de ajuste, la menor pérdida de inserción, y se obtienen mayores SMSR.

Tabla 4.1: Comparación Interferómetros

| Tipos Interferómetros | Pérdidas Inserción | Líneas | Sintonizable | SMSR |
|-----------------------|--------------------|--------|--------------|------|
| MI | 2 | 3 | No | 47 |
| MZI | 14 | 2 | No | 45 |
| MZI | 18 | 3 | No | 30 |
| MZI | 14 | No | 1553-1558 | 45 |
| MZI | 6.5 | No | 1547-1558 | 47 |
| MZI | 3 | 4 | No | 54 |
| MZI | 1 | 2 | No | 46 |
| ACMZI | 5.7 | 3 | 1557-1560 | 55 |

4.2.3. Láseres de Fibra que utilizan un interferómetro Mach Zehnder con fibra de núcleo delgado

Es importante comentar, que los láseres descritos anteriormente trabajan en la región de 1500 a 1600 nm. En esa longitud de onda detectamos el gas acetileno y el vapor de agua; posteriormente nos propusimos realizar otro láser que opere en el rango de longitudes de onda de 1000 a 1200 nm, debido a que también hay gases que tienen picos de absorción en esta región. A continuación describimos los resultados obtenidos.

Para la realización de este láser utilizamos dos secciones del Nufern 1060-XP y un segmento de fibra de núcleo delgado. Estas fibras tienen una operación de longitud de onda diferente, el Nufern 1060-XP, con un diámetro de núcleo de $5.8 \mu\text{m}$, es una fibra monomodo para longitudes de onda que van desde 980 - 1600 nm.

Por su parte, la fibra Nufern 460-HP, con un diámetro de núcleo de $2.5 \mu\text{m}$, opera desde 450 nm hasta 600 nm. Estas fibras se empalmaron con la máquina de arco eléctrico FITEL s175 con un programa de configuración estándar.

Los ajustes utilizados fueron 71 mW de potencia de arco, 240 ms de tiempo de pre-fusión y 850 ms de duración del arco. Utilizando esta configuración, se aplicaron un total de tres descargas en cada empalme para fabricar el dispositivo.

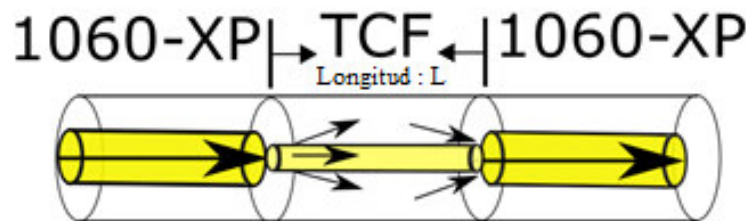


Figura 4.40: Diagrama Esquemático del Interferómetro de Fibra núcleo delgado (TCFMI).

En la figura 4.40, se puede apreciar el dibujo de la estructura del interferómetro de fibra de núcleo delgado (TCFMI). El primer empalme se realizó alineando las fibras Nufern 1060-XP y Nufern 460-HP. El segundo empalme se produjo al final de la fibra Nufern 460-HP, que fue alineada y empalmada a la fibra 1060-XP. La sección de enmedio del interferómetro tenía una longitud de 4.5 cm, distancia que se utilizó para obtener pérdidas de inserción mínimas en el patrón de interferencia. En la tabla de abajo se muestran los principales parámetros de las fibras utilizadas para generar el TCFMI.

Tabla 4.2: *Parámetros de las Fibras Ópticas.*

| Parametro | SMF | TCF |
|--|-------------------|-------------------|
| Diámetro del núcleo | 5.8 μm | 2.5 μm |
| Índice de refracción del núcleo | 1.4512 | 1.4505 |
| Diámetro del revestimiento | 125 μm | 125 μm |
| Índice de refracción del revestimiento | 1.447 | 1.447 |

La función primaria del TCFMI propuesto puede explicarse considerando la teoría general del principio de funcionamiento de un interferómetro modal. El desajuste del núcleo de fibra de las fibras involucradas en el TCFMI generó modos de revestimiento de alto orden en la fibra Nufern 460-HP.

Los modos de revestimiento excitados interfieren con el modo de núcleo y forman algunos puntos de interferencia local máxima o mínima, respectivamente. Debido a la caída de la transmisión en el punto final, se considera ahí ocurre un mínimo local. Si k es un número entero, entonces, la intensidad de la luz de interferencia alcanza un mínimo, que corresponde a la longitud de onda como sigue

$$\lambda_D = \frac{2(n_{eff}^{co} - n_{eff}^n)cl}{(2k + 1)} \quad (4.2)$$

A partir de la ecuación anterior, podemos ver que tanto el índice de refracción efectivo como las diferencias de longitud pueden afectar al patrón de interferencia, o que ambos cambian. En nuestro caso, estos parámetros se modificaron cuando el TCFMI fue curvado.

Se produjeron varios TCFMI para implementar el sensor de curvatura del láser de fibra; sin embargo, el TCFMI con una longitud de alrededor de 4.5 cm exhibió un espectro de transmisión con una pérdida de inserción mínima y una relación de extinción por inmersión máxima de -35 dB a la longitud de onda centrada en 1127 nm. La Figura 4.41 muestra la señal de espectro generada por el TCFMI propuesto.

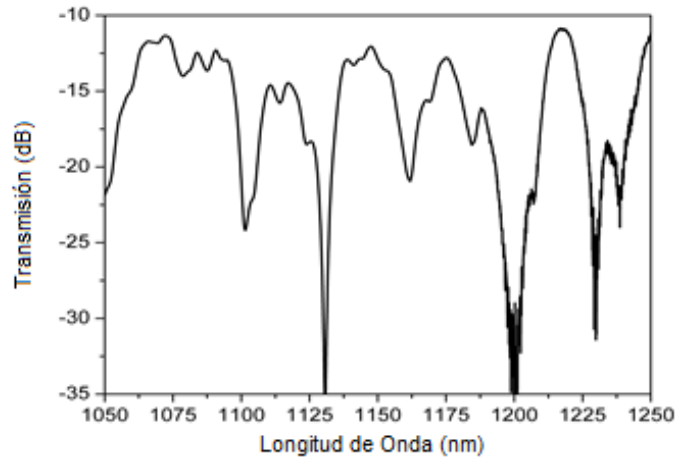


Figura 4.41: Espectro de transmisión del TCFMI en el rango de longitud de onda de 1000 a 1250 nm.

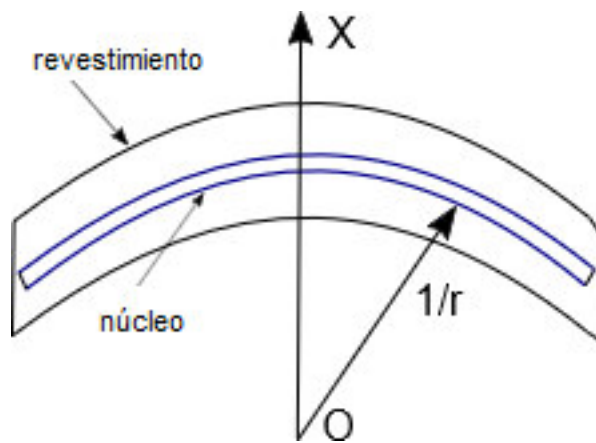


Figura 4.42: Dibujo esquemático para explicar el principio de la detección de la curvatura.

Considerando la figura 4.42, la geometría de la TCF curva a lo largo de la dirección del eje Y puede ser analizada. Además, la distribución del índice de refracción puede ser expresada por

$$n_{eff}(x) = n_0(1 - X/r) \quad (4.3)$$

donde n_0 es el índice de refracción de la TCF, X es una constante, y $1/r$ (figura 4.42) es el radio de curvatura; esto indica el cambio del índice de refracción de la TCF debido a la flexión de la fibra óptica.

Cuando el TCFMI se dobla, a lo largo de la dirección del eje Y, el material de la fibra en la parte interna de la dirección del eje Y se comprime mientras que la parte externa se extiende [138].

En otras palabras, el n_{eff}^{co} del modo de núcleo experimentará un cambio distinto debido a la tensión inducida por la curvatura en el núcleo excéntrico. Sin embargo, los cambios en el modo de revestimiento n_{eff}^{cl} serán menores que los del modo de núcleo. En consecuencia, se inducirá un cambio en el índice de refracción efectiva Δn_e . Además, un pequeño cambio en la longitud de la cavidad en el TCFMI ocurrirá a medida que se varíe la curvatura. Todos estos cambios provocarán una variación en el espectro de salida.

Así, la longitud de onda resonante del MZI varía con la curvatura, esto se puede apreciar en la figura de abajo. El espectro de transmisión del TCFMI muestra variaciones de potencia y de longitud de onda. Por lo tanto, varias regiones muestran disminuciones y/o incrementos lineales de potencia a medida que la curvatura aumenta. Al mismo tiempo el espectro sufre alteraciones de longitud de onda, aquí, la simetría se altera y se observa un desplazamiento no lineal de la longitud de onda.

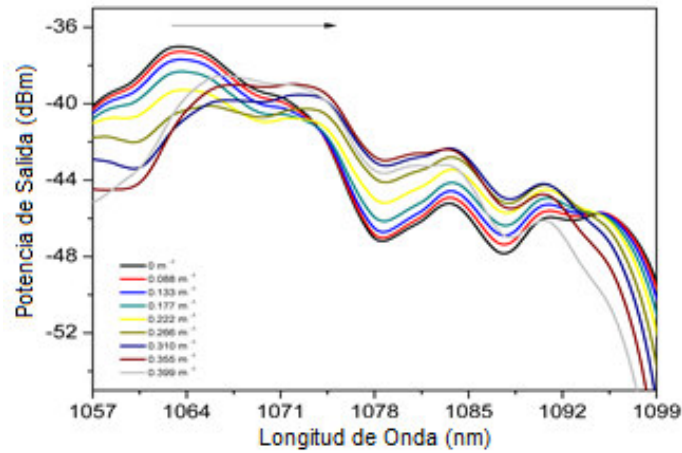


Figura 4.43: Espectro con TCF.

El arreglo experimental del sensor láser de fibra de curvatura se ilustra en la figura 4.44. El sensor láser de fibra se basa en una cavidad de anillo. Los componentes principales fueron: un diodo de bombeo, con una longitud de onda de pico a 976 nm y una energía de bombeo máxima de unos 500 mW; un medio óptico activo de iterbio (Thorlabs YB1200), 2.8 metros de fibra óptica con un diámetro de núcleo cercano a 10 μm y una alta concentración de casi 9×10^{19} iones / cm^{-3} .

Estos componentes se interconectaron utilizando un multiplexor de división de longitudes de onda, un controlador de polarización, un aislador, un filtro de fibra óptica y un acoplador de fibra óptica.

Además, se colocaron 120 metros de Nufern 1060-XP entre el PC y el aislador. Este incremento de longitud de la cavidad proporcionó un espectro plano en el rango de 1060 a 1120 nm [139]. Es importante notar que la estructura en sándwich se empalmó en la cavidad de anillo utilizando dos segmentos de fibra monomodo convencional con un diámetro de núcleo de casi 8 μm .

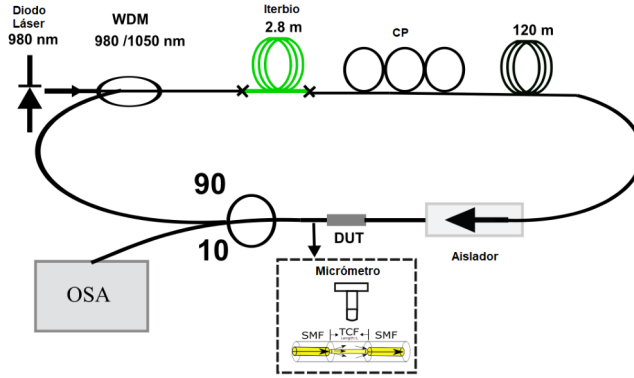


Figura 4.44: Esquema experimental con TCFMI.

Durante el análisis experimental, el diodo láser fue ajustado a la potencia de saturación del YDF (150 mW). Es necesario mencionar que esta condición tiene el propósito de lograr un equilibrio entre la ganancia de los iones de iterbio y las pérdidas inducidas por el TCFMI, por lo que se pueden obtener algunos modos de láser.

Para las condiciones iniciales, se generó una emisión de una sola línea (ver figura 4.45) a 1072.1 nm con una tasa de supresión de modo lateral (SMSR) de 35 dB. Estas emisiones así como todos los resultados en el manuscrito se registran usando una resolución de 0.02 nm de la OSA.

Este espectro de salida fue monitoreado repetidamente durante 60 minutos a intervalos de 5 minutos (ver 4.46) para validar la estabilidad de la operación del láser a temperatura ambiente; las fluctuaciones de potencia de salida observadas fueron de 0.5 dB y las inestabilidades de longitud de onda fueron de 0.001 nm.

Es necesario mencionar que el carrete de fibra de 120 m generó un pico de pérdidas de potencia de 5 dB. A pesar de esta disminución de potencia es posible ampliar el rango dinámico del sensor láser debido a que la ganancia (G) está fijada a las pérdidas de la cavidad de anillo (β_{anillo}); por lo tanto, si una de ellas es baja, la otra también lo será.

Además, la alta cantidad de potencia de retroalimentación que entra en la EDF (P_s^{in}), causada por las bajas pérdidas en la cavidad, saturó intensamente la ganancia de la EDF [139].

Luego, considerando la figura 4.43, se puede apreciar que G y β_{anillo} son alterados por el TCFMI dentro de la cavidad del sensor de fibra de anillo cuando se aplica una curvatura, como resultado la alteración de P_s^{in} generó un cambio en la emisión de la longitud de onda de la salida del láser.

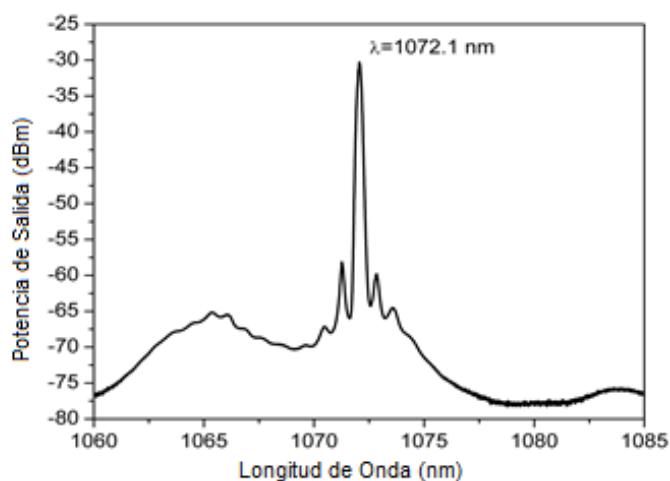


Figura 4.45: Láser con TCF.

Considerando la alta estabilidad de la longitud de onda y las mínimas variaciones de la potencia de salida (véase la figura 4.46), es posible proceder a analizar los efectos de la curvatura.

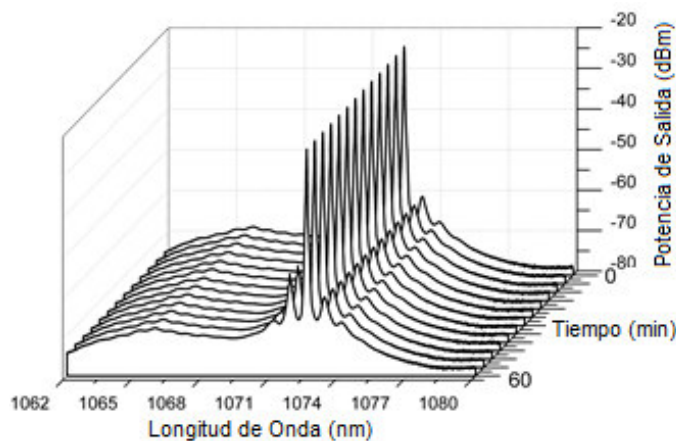


Figura 4.46: Estabilidad Láser con TCF.

Para medir la respuesta de curvatura del sensor láser de fibra, el TCFMI se fijó sobre una banda de acero, que se colocó sobre dos soportes (véase la figura 4.44), y se dobló en un rango entre 0 y 0.399 m^{-1} ajustando el tornillo micrométrico con pasos de 0.5 mm.

En la figura 4.47 se muestra el espectro de salida del sensor láser de fibra para los diferentes valores de curvatura. La línea láser inicial (1072.1 nm), se desplaza a longitudes de onda más cortas a medida que aumenta la curvatura, aquí se consiguió un desplazamiento de longitud de onda total de 16 nm.

Las variaciones de longitud de onda y potencia del sensor láser de fibra a medida que se aumenta la curvatura se presentan en la figura 4.48.

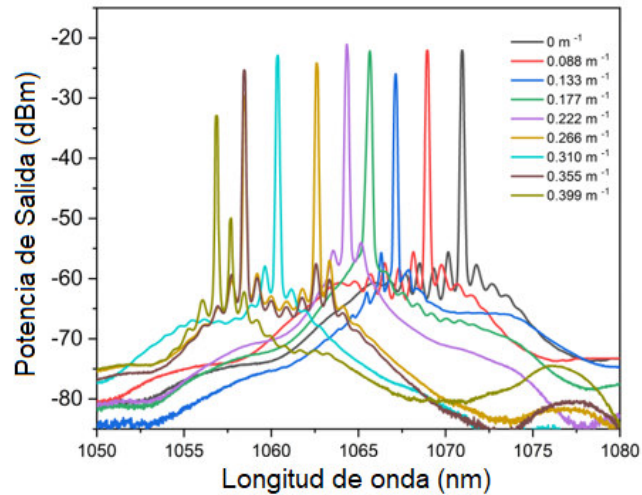


Figura 4.47: Aplicando curvatura a la seccion de TCF dentro del lazo del Láser.

De acuerdo con la figura 4.49 se puede apreciar una respuesta de longitud de onda cuasilínea a medida que aumenta la curvatura; además, se puede apreciar una variación máxima de potencia de pico alrededor de 5 dB en la SMSR cuando se aplica la curvatura (véase la figura 4.48).

Estas variaciones de longitud de onda y potencia están relacionadas con el espectro presentado en la figura 4.43. Aquí, estas variaciones de longitud de onda y de potencia alteran la G y el anillo, ambos están fuertemente relacionados con la $n_{eff}(x)$ alterada por la curvatura.

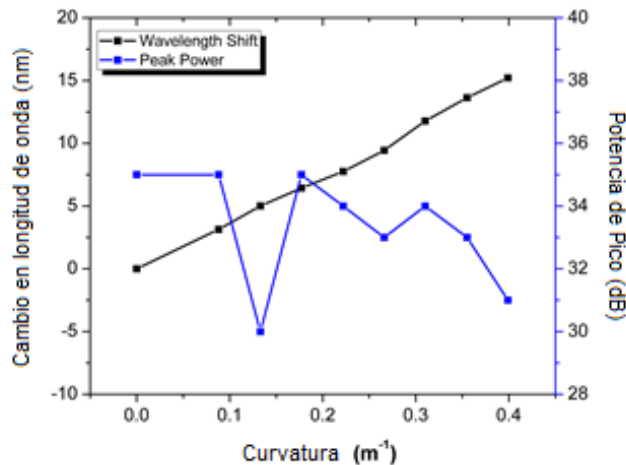


Figura 4.48: Variación de Potencia TCI.

Considerando el desplazamiento de la longitud de onda cuasilínea presentado en la figura 4.49, se alcanzó un valor de sensibilidad de -38.26 nm/m^{-1} y un valor de R2 de 0.99579. Con

el propósito de analizar la histéresis, la curvatura fue fijada en su posición inicial y los valores se comparan en la figura 4.49.

Se puede observar alguna diferencia entre la trayectoria de la curvatura hacia adelante y hacia atrás. Estas variaciones están relacionadas con la curvatura no deseada así como con la variación de la polarización; y pueden ser reducidas modificando el estado de polarización usando el PC en la cavidad del sensor láser de fibra de anillo [140].

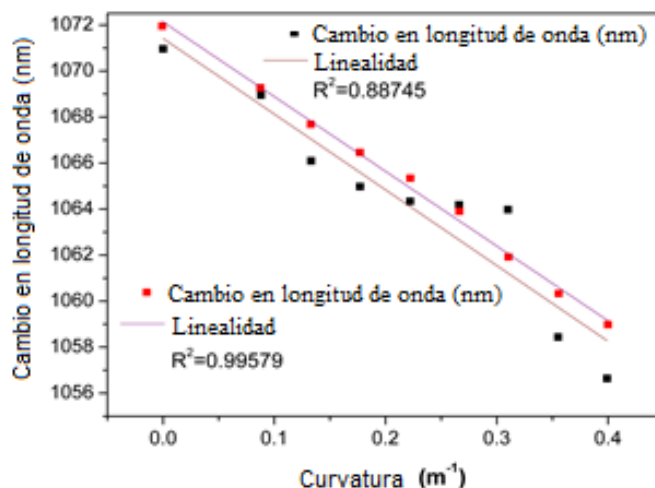


Figura 4.49: Linealidad TCFMI.

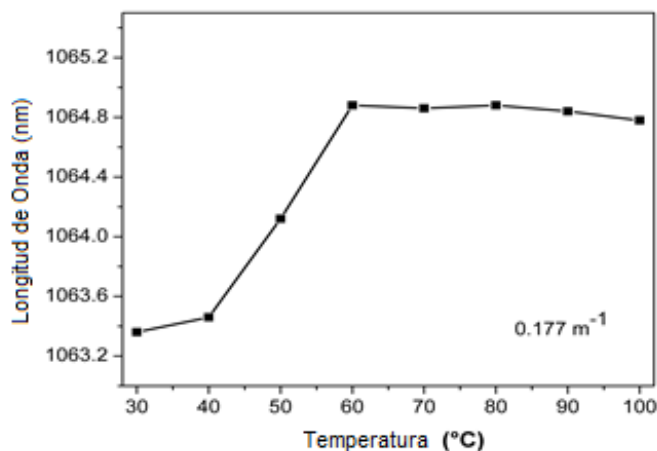


Figura 4.50: Gráfica de los efectos de Temperatura de TCFMI.

Es importante mencionar que los experimentos descritos anteriormente se llevaron a cabo a temperatura ambiente con un punto de ajuste a 22 °C. Finalmente, los resultados de los experimentos de los efectos de la temperatura sobre el sensor láser de fibra anular son analizados y presentados en la figura 4.50. Las variaciones térmicas son inducidas por el ajuste del TCMFI sobre una placa calefactora controlada. Teniendo en cuenta la emisión láser centrada en 1063.25 nm

alcanzada por una curvatura constante (0.177 m^{-1}), el pico del láser experimenta un desplazamiento a longitudes de onda más largas cuando se incrementa la temperatura de $20 \text{ }^\circ\text{C}$ a $100 \text{ }^\circ\text{C}$. La sensibilidad observada es de alrededor de $0.02274 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, como resultado, una sensibilidad cruzada de alrededor de $0.00136 \text{ m}^{-1}/^\circ\text{C}$.

Por último la tabla 4.3 ilustra el rendimiento del sensor propuesto y de otros sensores interferométricos modales. Comparando estos sensores, podemos ver que el sensor propuesto tiene una sensibilidad muy alta.

Tabla 4.3: *Comparación de Sensores de Curvatura.*

| Estructura de Sensado | Sensitividad | Rango de Curvatura |
|------------------------------|------------------------------------|---------------------------------------|
| SMF-FCM-SMF | $-20.18 \text{ nm}/\text{m}^{-1}$ | $0.3305\text{-}0.5481 \text{ m}^{-1}$ |
| SMF-MMF-TCSMF-MMF-SMF | $-28.29 \text{ nm}/\text{m}^{-1}$ | $2.79\text{-}3.24 \text{ m}^{-1}$ |
| SMF-MMF-2CF-MMF-SMF | $-11.672 \text{ nm}/\text{m}^{-1}$ | $0.19\text{-}1.2 \text{ m}^{-1}$ |
| SMF-7CF-SMF | $-29.43 \text{ nm}/\text{m}^{-1}$ | $0.45\text{-}1.01 \text{ m}^{-1}$ |
| SMF-MMF-SMF | $-10.38 \text{ nm}/\text{m}^{-1}$ | $0\text{-}0.25 \text{ m}^{-1}$ |
| SMF-PCF-SMF | $4.451 \text{ nm}/\text{m}^{-1}$ | $0\text{-}2.14 \text{ m}^{-1}$ |
| LPFG-based | $10.13 \text{ nm}/\text{m}^{-1}$ | $0\text{-}1.0040 \text{ m}^{-1}$ |
| TCF | $-13.53 \text{ nm}/\text{m}^{-1}$ | $0\text{-}2.5 \text{ m}^{-1}$ |
| TCFMI | $-38.26 \text{ nm}/\text{m}^{-1}$ | $0\text{-}0.399 \text{ m}^{-1}$ |

Capítulo 5

Diseño y Simulaciones de Rejillas de Periodo Largo

En este capítulo se describirán los resultados obtenidos durante una estancia nacional de investigación que se realizó en el Centro de Investigaciones en Óptica ubicada en León, Guanajuato.

El objetivo fue el de fabricar rejillas de periodo largo utilizando la máquina 5.1 y posteriormente utilizar un software de simulación, Photo Design, el paquete de FIMMWAVE y FIMMPROP.

Anteriormente se describió el método de fabricación de las rejillas de periodo largo [13], y la máquina (LZM-100, figura 5.1) que se utilizó.



Figura 5.1: Máquina Fujikura LZM-100.

El procedimiento de grabado consiste en una descarga CO_2 punto por punto hasta formar

la rejilla de periodo largo. A continuación se da una breve explicación del proceso de fabricación, describiendo los puntos más importantes.

- En un archivo de excel se configuran los parámetros (velocidad del motor, periodo de modulación, número de descargas).
- Se corta una fibra de 80 cm de largo y se le hacen dos cortes transversales en ambos extremos de la fibra con ayuda de las pinzas y la cortadora.
- Se retira el recubrimiento de polímero de la fibra, centrado en una sección que podría variar de 7cm hasta 11 cm de longitud, dependiendo del periodo de modulación.
- En un extremo de la fibra se realiza un empalme con un adaptador de fibra que va conectado a la salida óptica que nos proporciona el OSA Agilent. La fibra se coloca en la máquina LZM-100 y se ajusta de manera que no se mueva (en la configuración se designa la velocidad y distancia que se mueve el motor).
- El otro extremo de la fibra, se introduce en otro adaptador y se conecta al OSA. Aquí se puede observar la posición de los picos en longitud de onda y su profundidad.
- La fibra se ajusta de manera que la parte sin recubrimiento cubra la parte de los holders de la empalmadora, esta parte se limpia para remover impurezas. Una vez colocada la fibra se aplican las descargas CO₂ sobre la fibra sin recubrimiento, provocando una zona de adelgazamiento en la fibra con un cambio en el índice de refracción.
- El grabado de la rejilla fue monitoreada mientras se realizaba el proceso de fabricación.

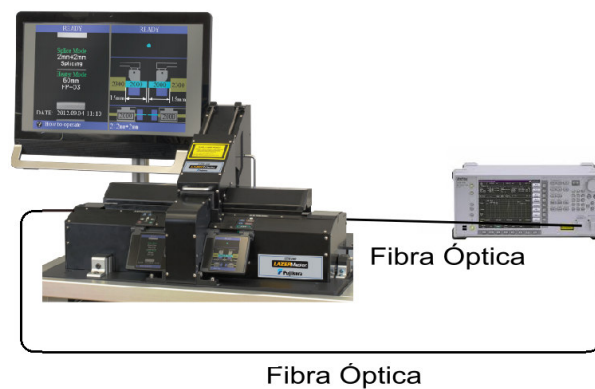


Figura 5.2: *Arreglo Experimental para la Fabricación.*

Con respecto a la simulación, se utilizó el FIMMWAVE y FIMMPROP, a continuación se mencionan las características de éstos.

5.1. Software Photo Design

Es una herramienta de CAD del área de Fotónica que tiene varios paquetes de simulación, entre los cuales están el FIMMAVE y FIMMPROP. El FIMMWAVE es un conjunto de solucionadores de modo para estructuras de guías de onda 2D+Z robustos y completamente vectoriales. Soporta un gran número de algoritmos complementarios que le permiten resolver una gran variedad de guías de onda que pueden estar hechas de cualquier material y de casi cualquier geometría. FIMMWAVE puede, por ejemplo, calcular los modos de:

- Guías de onda de polímero de bajo índice, guías de onda de silicio de alto índice (SOI) y GaAs / AlGaAs.
- Fibras ópticas monomodo y multimodo, así como fibras de cristal fotónico (PCF).
- Geometrías sumergidas, grabadas (costado, borde) y difusas, comúnmente utilizadas en la optoelectrónica.
- Guías de ondas ranuradas, paredes inclinadas y estructuras graduadas.
- Guías de ondas plasmónicas y de microondas.
- Guías de ondas ópticas y magneto-ópticas.

FIMMWAVE combina:

- Métodos basados en técnicas semi-analíticas, que permiten abordar eficazmente problemas con fuertes variaciones en el índice de refracción, capas delgadas, etc.
- Métodos numéricos tales como elementos finitos (FEM) o diferencias finitas (FDM), proporcionando soluciones robustas a problemas arbitrarios.

FIMMWAVE también puede utilizar versiones aproximadas de estos métodos, ideales para la creación rápida de prototipos. Esto permite a FIMMWAVE ofrecer suficiente flexibilidad para resolver con precisión una gran variedad de guías de ondas.

FIMMPROP es una herramienta altamente innovadora para simular la propagación en guías de ondas ópticas en 2D y 3D, que está totalmente integrada como parte de nuestro solucionador de modo óptico FIMMWAVE y se basa en el riguroso método de expansión de modo propio (EME). Es ideal para modelar la propagación óptica en estructuras con un alto contraste del índice de refracción, que se encuentran comúnmente en la fotónica del silicio y en la óptica integrada.

Gracias a su algoritmo único de conicidad adaptativa, es también un método muy preciso y eficiente para la modelización de conos ópticos (por ejemplo, los convertidores de tamaño de modo) y de estructuras que varían lentamente en z, como los resonadores de anillo y las funciones en Y.

Para modelar las rejillas ópticas, FIMMPROP puede utilizar tanto la EME como una forma de RCMT (Teoría del Modo Acoplado Riguroso) mejorada por el Diseño de Fotones. Los dos métodos son complementarios para RCMT que permite modelar muchas geometrías de rejillas de forma más eficiente y precisa que EME.

También puede modelar la propagación en fibras ópticas, permitiéndole simular muchos tipos de acopladores de fibra a chip, fibras cónicas y fibras con lentes, así como rejillas de fibra Bragg.

5.2. Simulación

El primer paso es introducir los parámetros de la estructura de la fibra óptica los cuales son el tipo de fibra, diámetros e índices de refracción del núcleo y del revestimiento, índices del medio externo etc., ver figura 5.3.

Se abre el programa para definir la fibra que se va a utilizar(fibra SMF-28).

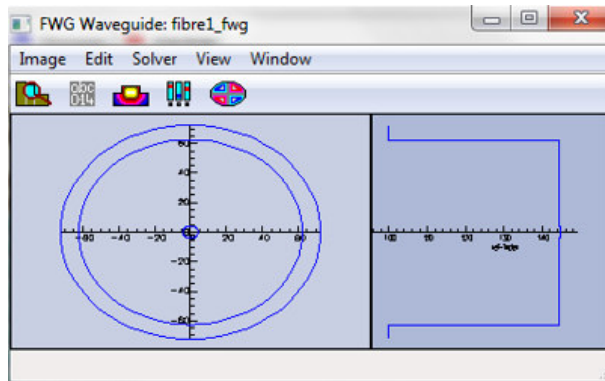


Figura 5.3: Vista del programa.

En esta parte se ponen los parámetros como son: índice de refracción y tamaño de la fibra. Como se puede observar en la figura 5.3 también hay que considerar una parte que es aire. Y se puede modificar el tamaño de la fibra con la que se está trabajando.

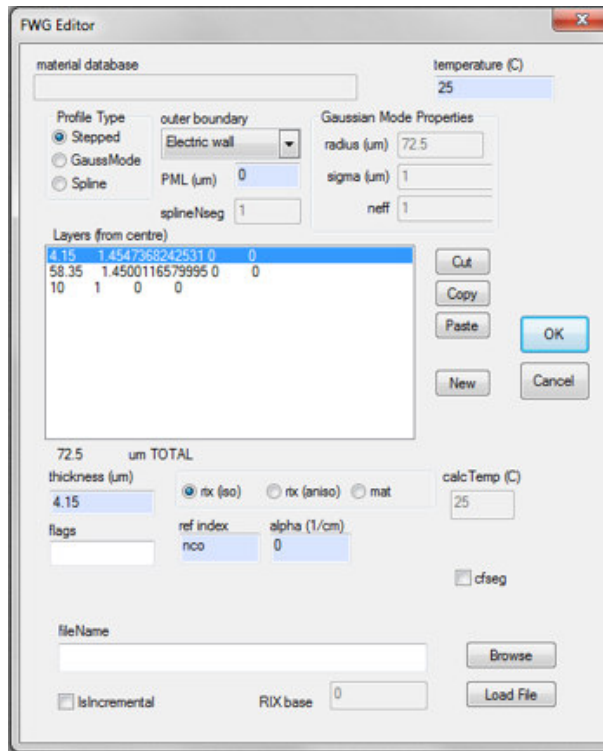


Figura 5.4: Interfaz de parámetros de la Fibra.

En nuestro caso, tuvimos que realizar el diseño de una rejilla, colocando ciertos parámetros, como número de periodos, esto para poder simular diferentes periodos de modulación, así como la longitud de la fibra.

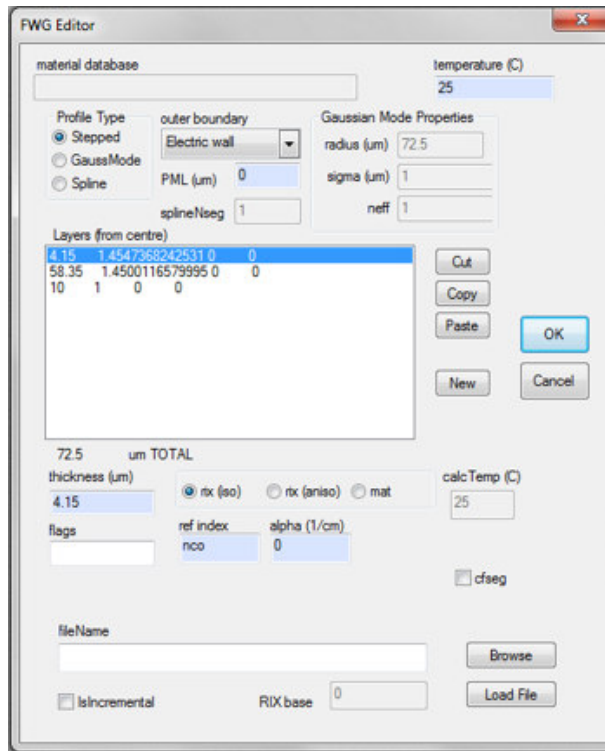


Figura 5.5: *Rejilla periodo modulación 500 μm .*

Una vez teniendo esta rejilla, se puede manipular para poder simular dos o tres en serie, para poder tener una idea del espectro de salida. En la siguiente figura podemos observar dos rejillas que se colocaron en serie. También se puede modificar la distancia que hay entre rejillas.

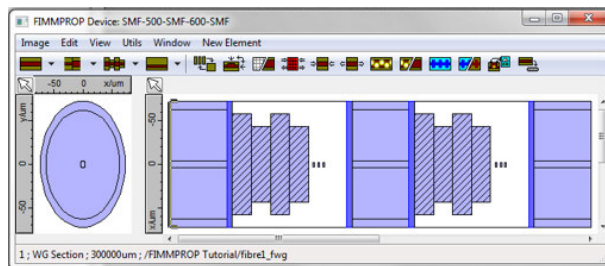


Figura 5.6: *Rejilla periodo modulación 500 μm y 600 μm .*

Luego, se abre esta ventana (ver figura 5.6), para colocar datos, como longitud de onda, para que realice la simulación, al terminar, se observa el espectro de transmisión de la rejilla o rejillas según sea el caso. También podemos extraer los datos, para guardarlos y poder graficarlos en otro programa (Origin, Matlab, Excel).

A continuación se presentan algunas simulaciones de las diferentes configuraciones de rejillas.

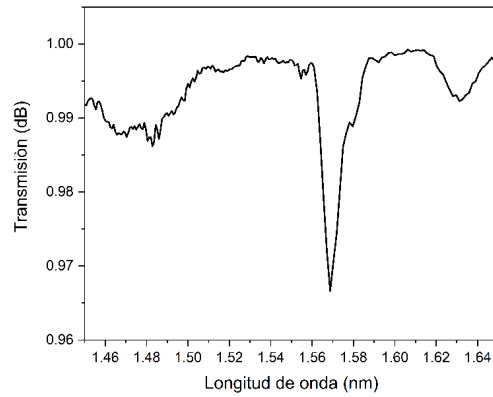


Figura 5.7: *Rejilla periodo modulación 500 μm , 600 μm y 700 μm con 1 modo.*

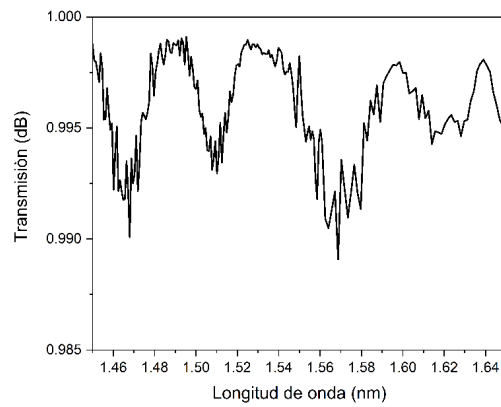


Figura 5.8: *Rejilla periodo modulación 640 μm , 650 μm y 660 μm con 5 modos.*

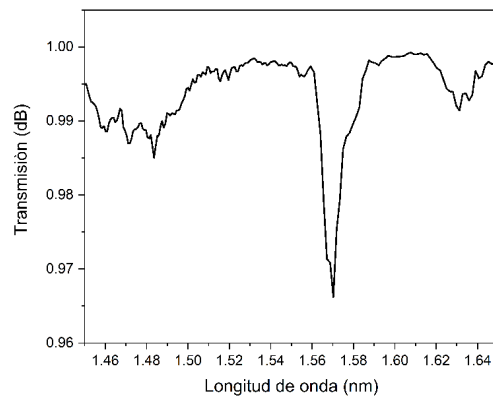


Figura 5.9: *Rejilla periodo modulación 500 μm , 600 μm y 700 μm con 10 modos.*

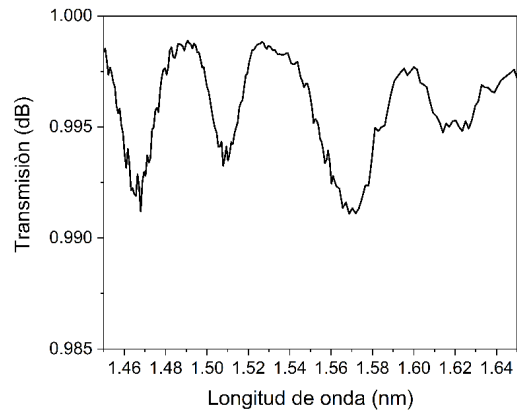


Figura 5.10: *Rejilla periodo modulación 640 μm , 650 μm y 660 μm con 30 modos.*

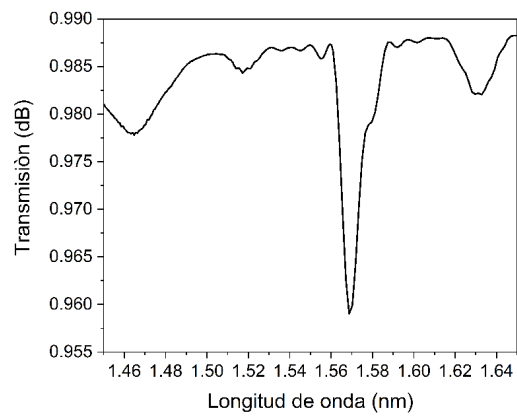


Figura 5.11: *Rejilla periodo modulación 500 μm y 700 μm con 4 de etching y 30 modos.*

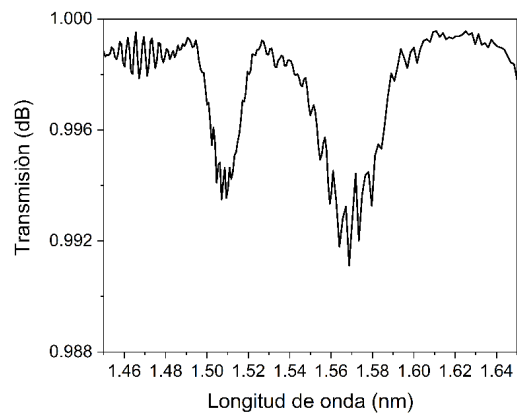


Figura 5.12: *Rejilla periodo modulación 640 μm y 660 μm con 30 modos.*

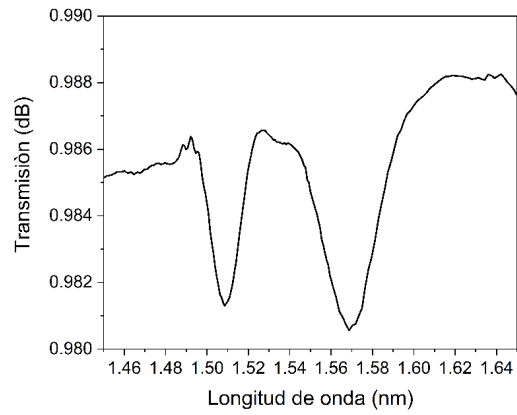


Figura 5.13: *Rejilla periodo modulación 640 μm y 660 μm con 30 modos y 4 etching.*

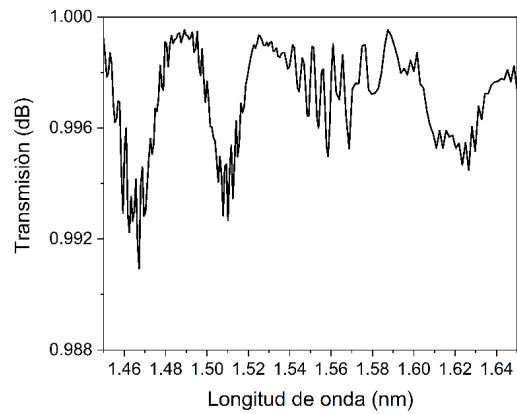


Figura 5.14: *Rejilla periodo modulación 650 μm y 660 μm con 30 modos.*

Capítulo 6

Conclusiones

En el presente trabajo de tesis se logró sensar los picos de absorción del gas acetileno, así como del vapor de agua. Para conseguir esto, se utilizó una celda de gas, y se desarrollaron fuentes de amplio espectro. Como fuente de amplio espectro se utilizó un EDFA. Esto se logra al bombear un sección de 3.5 m de fibra dopada con erbio a 980 nm. La caracterización del diodo láser de bombeo demuestra que la longitud de onda de emisión está centrada en 975.5 nm. Sin embargo, gracias al espectro de absorción del erbio, el bombeo en esta longitud de onda permite que se provoque la emisión del espectro del EDFA entre 1520 y 1540 nm. Otra fuente de un amplio espectro (SC) fue la que se generó por fenómenos no lineales. Se utilizó como bombeo, un láser de microchip (modelo SNP-70F-100) que emite pulsos a 1064 nm con una duración de 700 ps, junto con un kilómetro de fibra estándar (SMF28), que tiene una longitud de onda de dispersión cero (ZDW) de 1310 nm y que se encuentra en el régimen de dispersión normal para una longitud de onda de operación de 1064 nm.

Se utilizó un sistema de detección de gas basado en una técnica de absorción convencional utilizando una fuente de supercontinuo de fibra de modo único (SMF-SC) para medir simultáneamente el acetileno y el vapor de agua. La fuente de supercontinuo se implementó utilizando pulsos de un láser de microchip (modelo SNP-70F-100) y un kilómetro de fibra monomodo estándar (SMF), obteniéndose un alto espectro plano con un ancho de banda de hasta 350 nm en la región de 1350 a 1700 nm y una alta estabilidad en potencia y longitud de onda.

Una ventaja del sistema compuesto por la celda de gas y la fuente de amplio espectro es que proporciona una amplia cobertura de longitudes de onda, que permite visualizar simultáneamente bandas espectrales completas de uno o más gases y debido a su alta resolución (0.02 nm) permite la clara identificación de las líneas espectrales de los gases.

En este trabajo se visualizaron las bandas de acetileno C_2H_2 en las ramas R y P entre 1510 y 1540 nm así como las bandas de vapor de agua entre 1354 y 1410 nm. Se demostró experimentalmente la alta sensibilidad (0.004 nm) del sistema con una longitud de trayectoria de 18.5 cm utilizando una celda fabricada. Los resultados experimentales se compararon ejecutando simulaciones con los datos proporcionados por la base de datos de Hitran.

El sistema implementado puede ser utilizado como un espectrofotómetro de absorción de bajo costo capaz de detectar los picos de absorción de diferentes gases, para diferentes aplicaciones de absorción espectroscópica, tales como análisis químicos y detección de múltiples gases.

Se desarrollaron diferentes tipos de láseres de fibra para detectar los picos de absorción de gases como el acetileno y el vapor de agua. Entre los cuales se pudo desarrollar un láser basado en una configuración de anillo, que utiliza rejillas de periodo largo. El láser propuesto emite una sola longitud de onda con un SMSR de 60 dB, tiene un ancho de línea de 0.05 nm y bajo desplazamiento espectral (0.02 nm) durante 60 minutos de operación continua, así como una sensibilidad a la curvatura de $-42.488 \text{ nm/m}^{-1}$. Además, este sensor tiene varias ventajas ya que es compacto, tiene una configuración sencilla, y su proceso de fabricación es simple. Este láser tiene una alta potencia de salida (55 dB SMSR) a temperatura ambiente.

Otro tipo de láser que se implementó, fue uno con un interferómetro tipo Mach-Zehnder recubierto de aluminio (ACMZI). El ACMZI se fabrica por medio de la compensación del núcleo empalmado por fusión tres segmentos de SMF, y recubriendo el MZI con aluminio por evaporación térmica. Los resultados de la emisión láser única indican una relación de supresión monomodal (SMSR) de unos 55 dB, con una anchura de línea inferior a 0.05 nm, una eficiencia de 0.29% y una sensibilidad a la temperatura de $28 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$ en el rango de 1557 nm a 1560 nm. Ajustando cuidadosamente el PC, se pueden obtener emisiones de doble y triple línea de láser.

Con respecto a los resultados con el láser de fibra utilizando fibra de núcleo delgado hemos demostrado que es altamente sensible utilizando un interferómetro modal con respecto a otros dispositivos como se demostró en la tabla de comparación en el capítulo 4; cabe mencionar que este láser de fibra trabaja a $1 \mu\text{m}$, ya que en esta región se encuentran también los picos de absorción del vapor de agua.

El sensor láser propuesto puede emitir una sola longitud de onda con una SMSR de 35 dB, presentando un bajo desplazamiento espectral ($\leq 0.5 \text{ nm}$) durante 60 minutos de operación continua. También pudimos lograr una sensibilidad de curvatura de -38.26 nm/m^{-1} . Los errores máximos y mínimos presentados son 0.1289% y 0.0014%, este error puede reducirse alterando el efecto de la polarización. Además, los estudios térmicos indicaron que la sensibilidad cruzada se sitúa en torno a $0.00136 \text{ m}^{-1}/^{\circ}\text{C}$. Este sensor láser de fibra tiene varias ventajas como la compacidad, una configuración simple y un proceso de fabricación efectivo.

Trabajos Futuros

Con respecto a la investigación desarrollada hasta el momento, se proponen los siguientes temas como posibles trabajos futuros:

- Desarrollar un sistema de adquisición de datos para poder visualizar los picos de absorción de diferentes gases a detectar.
- Detectar otros tipos de gases, además del acetileno.

- Seguir desarrollando láseres de fibra para detectar los picos de absorción en diferentes longitudes de onda.
- Implementar otros sensores (Aire) que midan simultáneamente la presión del gas y su temperatura, que servirían para la industria petroquímica.

Apéndice A

Publicaciones

Javier A Martin-Vela, Juan M Sierra-Hernandez, Alejandro Martinez-Rios, Julian M Estudillo-Ayala, Eloisa Gallegos-Arellano, Daniel Toral-Acosta, Teresa E Porraz-Culebro, Daniel Jauregui-Vazquez, “Curvature sensing setup based on a fiber laser and a long-period fiber grating”, IEEE Photonics Technology Letters, 2019

JA Martin-Vela, JM Sierra-Hernandez, E Gallegos-Arellano, JM Estudillo-Ayala, M Bianchetti, D Jauregui-Vazquez, JR Reyes-Ayona, EC Silva-Alvarado, R Rojas-Laguna, “Switchable and tunable multi-wavelength fiber laser based on a core-offset aluminum coated Mach-Zehnder interferometer”, Optics Laser Technology, Vol 125, 106039, 2020

Javier A Martin-Vela, Juan M Sierra-Hernandez, Daniel Jauregui-Vazquez, Julian M Estudillo-Ayala, Juan C Hernandez-García, Jose R Reyes-Ayona, Diego F Garcia-Mina, Roberto Rojas-Laguna, “Highly Sensitive Fiber Ring Laser Sensor for Curvature Using a Modal Interferometer”, IEEE Sensors Journal, 2020

Javier A Martin-Vela, Eloisa Gallegos-Arellano, Juan M Sierra-Hernández, Julián M Estudillo-Ayala, Daniel Jauregui-Vázquez, Maria S Avila-Garcia, Humberto Ramírez-Gasca, Roberto Rojas-Laguna, “All Single-Mode-Fiber Supercontinuum Source Setup for Monitoring of Multiple Gases Applications”, Sensors, Volumen 20, Número 11, Páginas 3239, 2020

Apéndice B

Congresos

Paloma González-Enriquez, Juan Manuel Sierra-Hernandez, **Javier Antonio Martin-Vela**, Daniel Jauregui-Vazquez, Julián Estudillo-Ayala¹, E. Gallegos Arellano, Roberto Rojas-Laguna, “Implementación y Desarrollo de un Biosensor basados en un Interferómetro Intermodal Mach-Zehnder”, X Iberoamerican Optics Meeting / XIII Latinamerican Meeting on Optics, Lasers and Applications/Mexican Optics and Photonics Meeting, Cancún, México. 2019.

J. A. Martin-Vela, E. Gallegos-Arellano J. M. Sierra-Hernandez, D. Jauregui-Vazquez, J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, M. López-Sanchez, R. Rojas-Laguna. “Sensor de Temperatura basado en un interferómetro intermodal Michelson fabricado con fibra de dispersión desplazada”, LXI Congreso Nacional de Física 2018.

J. A. Martin-Vela, E. Gallegos-Arellano, J. M. Sierra-Hernández, D. Jauregui-Vazquez, J. C. Hernandez-Garcia, J. M. Estudillo-Ayala, E. C. Silva-Alvarado and R. Rojas-Laguna, “Temperature Sensor Based on a Michelson Intermodal Interferometer made with Displaced Dispersion Fiber”, International Society for Optomechatronics, 2018.

E. A. Hernández-Robles, J. M. Sierra-Hernández, J.M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, D. Jauregui-Vazquez, Y. Lopez-Dieguez, **J.A. Martin Vela**, and J.C. Hernandez-Garcia, “Temperature Sensor Based on two twin biconical-taper fiber fabricated with Standard Fiber”, Frontiers in Optics 2017.

Bibliografía

- [1] Toni A Trumbo, Emeric Schultz, Michael G Borland, and Michael Eugene Pugh. Applied spectrophotometry: Analysis of a biochemical mixture. *Biochemistry and Molecular Biology Education*, 41(4):242–250, 2013.
- [2] Jianwei Wang, Wang Zhang, Lirong Liang, and Qingxu Yu. Tunable fiber laser based photoacoustic spectrometer for multi-gas analysis. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 160(1):1268–1272, 2011.
- [3] W C Swann and S L Gilbert. Pressure-induced shift and broadening of 1510–1540-nm acetylene wavelength calibration lines. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(7):1263–1270, jul 2000.
- [4] A E Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [5] Donald Lupo and Thomas Stchlin. Nonlinear fiber optics. By G. P. Agrawal. Academic Press, San Diego 1989, xii, 342 pp, bound, US \$39.95.—ISBN 0-12-045140-9. *Advanced Materials*, 2(9):440, 1990.
- [6] J D Causado-Buevas, N D Gomez-Cardona, and P Torres. Practical Method for engineering Erbium-doped fiber lasers from step-like pulse excitations. *Journal of Physics: Conference Series*, 274:12017, 2011.
- [7] Rongqing Hui and Maurice O’Sullivan. Chapter 3 - Characterization of Optical Devices. In Rongqing Hui and Maurice O’Sullivan, editors, *Fiber Optic Measurement Techniques*, pages 259–363. Academic Press, Boston, 2009.
- [8] Eugene Hecht. Optics 4th edition. *Optics 4th edition by Eugene Hecht Reading, MA: Addison-Wesley Publishing Company, 2001, -1, 2001.*
- [9] P Hariharan. Chapter 4 - Multiple-Beam Interference. In P Hariharan, editor, *Optical Interferometry (Second Edition)*, pages 59–78. Academic Press, San Diego, second edi edition, 2003.
- [10] Wiley, editor. *Fundamentals of Optical Fibers*, chapter 2, pages 10–75. John Wiley & Sons, Ltd, 2012.
- [11] Stuart (Shizhuo) Yin and Paul Ruffin. *Fiber Optic Sensors*. American Cancer Society, 2006.
- [12] Juan Hernandez-Garcia, Julián Moisés Estudillo-Ayala, Roberto Rojas-Laguna, R Chávez, A Martínez-Ríos, J Gutiérrez, Mónica Trejo Duran, Everardo Vargas-Rodríguez, J Lucio, and

- E Méndez. Instrumentación y diseño de una fuente de alto voltaje para fabricar rejillas de fibra óptica mediante la técnica de arco eléctrico. *Revista Mexicana de Física*, 56:255, 2010.
- [13] Teresa Elena Porraz-Culebro, Alejandro Martínez-Ríos, Daniel Toral-Acosta, Kenia Madrazo-de-la Rosa, Luis F Enriquez-Gomez, Juan Manuel Sierra-Hernandez, and Guillermo Salceda-Delgado. Characteristics of LPFGs Written by a CO₂-Laser Glass Processing System. *J. Lightwave Technol.*, 37(4):1301–1309, feb 2019.
- [14] Mark G Allen. Diode laser absorption sensors for gas-dynamic and combustion flows. *Measurement Science and Technology*, 9(4):545–562, 1998.
- [15] I Linnerud, P Kaspersen, and T Jaeger. Gas monitoring in the process industry using diode laser spectroscopy. *Applied Physics B*, 67(3):297–305, sep 1998.
- [16] Ulrike Willer, Mohammad Saraji, Alireza Khorsandi, Peter Geiser, and Wolfgang Schade. Near- and mid-infrared laser monitoring of industrial processes, environment and security applications. *Optics and Lasers in Engineering*, 44(7):699–710, 2006.
- [17] E Vargas-Rodríguez and H N Rutt. Design of CO, CO₂ and CH₄ gas sensors based on correlation spectroscopy using a Fabry–Perot interferometer. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 137(2):410–419, 2009.
- [18] Baicheng Yao, Yu Wu, Yang Cheng, Anqi Zhang, Yuan Gong, Yun-Jiang Rao, Zegao Wang, and Yuanfu Chen. All-optical Mach–Zehnder interferometric NH₃ gas sensor based on graphene/microfiber hybrid waveguide. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 194:142–148, 2014.
- [19] Alexander Thompson, Henry Northern, Benjamin Williams, Michelle Hamilton, and Paul Ewart. Simultaneous detection of CO₂ and CO in engine exhaust using multi-mode absorption spectroscopy, MUMAS. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 198:309–315, 2014.
- [20] Radu M Mihalcea, Douglas S Baer, and Ronald K Hanson. Diode laser sensor for measurements of CO, CO₂, and CH₄ in combustion flows. *Appl. Opt.*, 36(33):8745–8752, nov 1997.
- [21] R M Spearrin, C S Goldenstein, I A Schultz, J B Jeffries, and R K Hanson. Simultaneous sensing of temperature, CO, and CO₂ in a scramjet combustor using quantum cascade laser absorption spectroscopy. *Applied Physics B*, 117(2):689–698, nov 2014.
- [22] W Denzer, G Hancock, M Islam, C E Langley, R Peverall, G A D Ritchie, and D Taylor. Trace species detection in the near infrared using Fourier transform broadband cavity enhanced absorption spectroscopy: initial studies on potential breath analytes. *Analyst*, 136(4):801–806, 2011.
- [23] A Goldman, I Rahinov, S Cheskis, B Löhden, S Wexler, K Sengstock, and V M Baev. Fiber laser intracavity absorption spectroscopy of ammonia and hydrogen cyanide in low pressure hydrocarbon flames. *Chemical Physics Letters*, 423(1):147–151, 2006.
- [24] B Löhden, S Kuznetsova, K Sengstock, V M Baev, A Goldman, S Cheskis, and B Pálsdóttir. Fiber laser intracavity absorption spectroscopy for in situ multicomponent gas analysis in the atmosphere and combustion environments. *Applied Physics B*, 102(2):331–344, feb 2011.

-
- [25] Han Young Ryu, Won-Kyu Lee, Han Seb Moon, and Ho Suhng Suh. Tunable erbium-doped fiber ring laser for applications of infrared absorption spectroscopy. *Optics Communications*, 275(2):379–384, 2007.
- [26] C H Yeh, F Y Shih, C N Lee, C T Chen, and S Chi. Wavelength-tunable erbium fiber ring laser in single-frequency operation utilizing Fabry–Perot laser with Sagnac cavity. *Optics Communications*, 281(9):2454–2458, 2008.
- [27] Alexey Fomin, Tatiana Zavlev, Igor Rahinov, and Sergey Cheskis. A fiber laser intracavity absorption spectroscopy (FLICAS) sensor for simultaneous measurement of CO and CO₂ concentrations and temperature. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 210:431–438, 2015.
- [28] J Cousin, P Masselin, W Chen, D Boucher, S Kassi, D Romanini, and P Szriftgiser. Application of a continuous-wave tunable erbium-doped fiber laser to molecular spectroscopy in the near infrared. *Applied Physics B*, 83(2):261, mar 2006.
- [29] Yan-ge Liu, Xinyong Dong, Ping Shum, Shuzhong Yuan, Guiyun Kai, and Xiaoyi Dong. Stable room-temperature multi-wavelength lasing realization in ordinary erbium-doped fiber loop lasers. *Opt. Express*, 14(20):9293–9298, oct 2006.
- [30] Shien-Kuei Liaw, Kuan-Luen Hung, Yi-Tseng Lin, Chia-Chin Chiang, and Chow-Shing Shin. C-band continuously tunable lasers using tunable fiber Bragg gratings. *Optics & Laser Technology*, 39(6):1214–1217, sep 2007.
- [31] G A Ball, W W Morey, and P K Cheo. Single- and multipoint fiber-laser sensors. *IEEE Photonics Technology Letters*, 5(2):267–270, feb 1993.
- [32] G. Anzueto-Sánchez, A. Martínez-Rios, and J. Castellon-Urbe. Tuning and wavelength switching erbium-doped fiber ring lasers by controlled bending in arc-induced long-period fiber gratings. *Optical Fiber Technology*, 18(6):513–517, dec 2012.
- [33] J M Sierra-Hernandez, R Rojas-Laguna, E Vargas-Rodriguez, J M Estudillo-Ayala, R I Mata-Chavez, D Jauregui-Vazquez, J C Hernandez-Garcia, J A Andrade-Lucio, and J C Gutierrez-Gutierrez. A tunable multi-wavelength laser based on a Mach-Zehnder interferometer with photonic crystal fiber. *Laser Physics*, 23(5):55105, 2013.
- [34] Y Jeong, J K Sahu, D B S Soh, C A Codemard, and J Nilsson. High-power tunable single-frequency single-mode erbium:ytterbium codoped large-core fiber master-oscillator power amplifier source. *Opt. Lett.*, 30(22):2997–2999, nov 2005.
- [35] Jharna Mandal, Yonghang Shen, Suchandan Pal, Tong Sun, Kenneth T.V. Grattan, and Andreas T. Augousti. Bragg grating tuned fiber laser system for measurement of wider range temperature and strain. *Optics Communications*, 244(1-6):111–121, jan 2005.
- [36] Young-Geun Han, Sang Bae Lee, Chang-Seok Kim, Jin. U Kang, Un-Chul Paek, and Youngjoo Chung. Simultaneous measurement of temperature and strain using dual long-period fiber gratings with controlled temperature and strain sensitivities. *Opt. Express*, 11(5):476–481, mar 2003.

-
- [37] X Bai, D Fan, S Wang, S Pu, and X Zeng. Strain Sensor Based on Fiber Ring Cavity Laser With Photonic Crystal Fiber In-Line Mach-Zehnder Interferometer. *IEEE Photonics Journal*, 6(4):1–8, 2014.
- [38] M.F. Jaddoa, M.Z.A. Razak, M.A.M. Salim, A.S. Sharbirin, N. Nayan, M.F. Ismail, and H. Ahmad. Tunable single wavelength erbium-doped fiber ring laser based on in-line Mach-Zehnder strain. *Optik*, 127(20):8326–8332, oct 2016.
- [39] C Sun, M Wang, J Liu, S Ye, L Liang, and S Jian. Fiber Ring Cavity Laser Based on Modal Interference for Curvature Sensing. *IEEE Photonics Technology Letters*, 28(8):923–926, 2016.
- [40] Yuxin Zhou, Shuqin Lou, Xidan Liu, and Zijuan Tang. Tunable single-wavelength erbium-doped fiber ring laser using a large-core fiber. *Infrared Physics & Technology*, 95:1–4, dec 2018.
- [41] L L Shi, T Zhu, F Y Chen, M Deng, and W Huang. Tunable filter based on a pair of special long-period fiber gratings and its application in fiber ring laser. *Laser Physics*, 22(3):575–578, mar 2012.
- [42] Leilei Shi, Tao Zhu, Yan-en Fan, Kin Seng Chiang, and Yunjiang Rao. Torsion sensing with a fiber ring laser incorporating a pair of rotary long-period fiber gratings. *Optics Communications*, 284(22):5299–5302, oct 2011.
- [43] Y L Hoo, S Liu, H L Ho, and W Jin. Fast Response Microstructured Optical Fiber Methane Sensor With Multiple Side-Openings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 22(5):296–298, 2010.
- [44] T Ritari, H Ludvigsen, J C Petersen, T Sorensen, A Bjarklev, and T P Hansen. Gas sensing using air-guiding photonic bandgap fibers. In *Conference on Lasers and Electro-Optics, 2004. (CLEO).*, volume 1, pages 2 pp. vol.1–, may 2004.
- [45] G Yan, A P Zhang, G Ma, B Wang, B Kim, J Im, S He, and Y Chung. Fiber-Optic Acetylene Gas Sensor Based on Microstructured Optical Fiber Bragg Gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 23(21):1588–1590, nov 2011.
- [46] Helen Waechter, Jessica Litman, Adrienne H Cheung, Jack A Barnes, and Hans-Peter Loock. Chemical sensing using fiber cavity ring-down spectroscopy. *Sensors (Basel, Switzerland)*, 10(3):1716–1742, 2010.
- [47] W Jin, H L Ho, Y C Cao, J Ju, and L F Qi. Gas detection with micro- and nano-engineered optical fibers. *Optical Fiber Technology*, 19(6, Part B):741–759, 2013.
- [48] K Sulochana, K Akash, M Kumaravel, and N J Vasa. Development of super luminescent diode based sensing technique for multiple-gas monitoring. *International Journal of Advances in Engineering Sciences and Applied Mathematics*, 6(1):117–124, jun 2014.
- [49] Antti Aalto, Goëry Genty, Toni Laurila, and Juha Toivonen. Incoherent broadband cavity enhanced absorption spectroscopy using supercontinuum and superluminescent diode sources. *Opt. Express*, 23(19):25225–25234, sep 2015.

-
- [50] Johannes Orphal and Albert A. Ruth. High-resolution Fourier-transform cavity-enhanced absorption spectroscopy in the near-infrared using an incoherent broad-band light source. *Optics Express*, 16(23):19232, nov 2008.
- [51] Sven E Fiedler, Gerald Hoheisel, Albert A Ruth, and Achim Hese. Incoherent broad-band cavity-enhanced absorption spectroscopy of azulene in a supersonic jet. *Chemical Physics Letters*, 382(3):447–453, 2003.
- [52] S T Sanders. Wavelength-agile fiber laser using group-velocity dispersion of pulsed super-continua and application to broadband absorption spectroscopy. *Applied Physics B*, 75(6):799–802, nov 2002.
- [53] J W Walewski and S T Sanders. High-resolution wavelength-agile laser source based on pulsed super-continua. *Applied Physics B*, 79(4):415–418, sep 2004.
- [54] G Genty, T Ritari, and H Ludvigsen. Supercontinuum and gas cell in a single microstructured fiber. In *2006 Optical Fiber Communication Conference and the National Fiber Optic Engineers Conference*, pages 3 pp.–, 2006.
- [55] Paul S. Johnston and Kevin Lehmann. Cavity enhanced absorption spectroscopy using a broadband prism cavity and a supercontinuum source. *Optics Express*, 16(19):15013, sep 2008.
- [56] David M. Brown, Kebin Shi, Zhiwen Liu, and C. R. Philbrick. Long-path supercontinuum absorption spectroscopy for measurement of atmospheric constituents. *Optics Express*, 16(12):8457, jun 2008.
- [57] J. M. Langridge, T. Laurila, R. S. Watt, R. L. Jones, C. F. Kaminski, and J. Hult. Cavity enhanced absorption spectroscopy of multiple trace gas species using a supercontinuum radiation source. *Optics Express*, 16(14):10178, jul 2008.
- [58] Johan Hult, Rosalynne S. Watt, and Clemens F. Kaminski. High bandwidth absorption spectroscopy with a dispersed supercontinuum source. *Optics Express*, 15(18):11385, sep 2007.
- [59] C F Kaminski, R S Watt, A D Elder, J H Frank, and J Hult. Supercontinuum radiation for applications in chemical sensing and microscopy. *Applied Physics B*, 92(3):367, 2008.
- [60] Clemens F. Kaminski, Johan Hult, Rosalynne S. Watt, and Toni Laurila. Cavity Enhanced Spectroscopy of High-Temperature H₂O in the Near-Infrared Using a Supercontinuum Light Source. *Applied Spectroscopy*, Vol. 63, Issue 12, pp. 1389-1395, 63(12):1389–1395, dec 2009.
- [61] R S Watt, C F Kaminski, and J Hult. Generation of supercontinuum radiation in conventional single-mode fibre and its application to broadband absorption spectroscopy. *Applied Physics B*, 90(1):47–53, 2008.
- [62] Niels Göran Blume, Volker Ebert, Andreas Dreizler, and Steven Wagner. Broadband fitting approach for the application of supercontinuum broadband laser absorption spectroscopy to combustion environments. *Measurement Science and Technology*, 27(1):15501, 2015.

- [63] Ting-Chung Poon and Taegeun Kim. *Engineering Optics With Matlab*. World Scientific Publishing Co., Inc., USA, 2006.
- [64] H H Cerecedo-Nájera, A Sánchez-Martínez, P Padilla-Sosa, and G Rodríguez Zurita. Revisión y análisis experimental de modos LP nm en fibras ópticas. *Revista mexicana de física E*, 55:15–20, 2009.
- [65] Ulrich Platt and Jochen Stutz. *Atmospheric Chemistry*, pages 5–75. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008.
- [66] George Gabriel Stokes. XXX. On the change of refrangibility of light. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 142:463–562, 1852.
- [67] V M Goldschmidt. The principles of distribution of chemical elements in minerals and rocks. The seventh Hugo Müller Lecture delivered before the Chemical Society on March 17th, 1937. *J. Chem. Soc.*, (0):655–673, 1937.
- [68] Nieves Abril Díaz, J Antonio Bárcena Ruiz, Emilio Fernández Reyes, Aurora Galván Cejudo, Jesús Jorjín Novo, José Peinado Peinado, Fermín Toribio Meléndez-Valdés, and Isaac Túnez Fiñana. Espectrofotometría: Espectros de absorción y cuantificación colorimétrica de biomoléculas. *sf http://www.uco.es/dptos/bioquimica-biolmol/pdfs/08.ESPECTROFOTOMETR%20C3%208DA.pdf (último acceso: 9 de febrero de 2016)*, 2010.
- [69] Hui Ding, Jianqi Liang, Junhong Cui, and Xiangnan Wu. A novel fiber Fabry–Perot filter based mixed-gas sensing system. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 138(1):154–159, 2009.
- [70] Fred M Dickey. *Laser beam shaping: theory and techniques*. CRC press, 2018.
- [71] A L Schawlow and C H Townes. Infrared and Optical Masers. *Phys. Rev.*, 112(6):1940–1949, 1958.
- [72] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *nat*, 187(4736):493–494, 1960.
- [73] S Rashleigh. Origins and control of polarization effects in single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 1(2):312–331, 1983.
- [74] Copyright. In Rongqing Hui and Maurice O’Sullivan, editors, *Fiber Optic Measurement Techniques*, page iv. Academic Press, Boston, 2009.
- [75] Hisanao Ogura and Yasuo Yoshida. Cavity Theory of Fabry Perot Resonator. *Japanese Journal of Applied Physics*, 3(9):546–556, sep 1964.
- [76] Xiongwei Yang, Joshua M Kweun, and Yoon Young Kim. Theory for Perfect Transmodal Fabry-Perot Interferometer. *Scientific Reports*, 8(1):69, 2018.
- [77] F D Bennett and G D Kahl. A Generalized Vector Theory of the Mach-Zehnder Interferometer. *J. Opt. Soc. Am.*, 43(2):71–78, feb 1953.
- [78] Casimer M DeCusatis and Carolyn J Sher DeCusatis. Chapter 7 - Fiber Optic Communication Standards. In Casimer M DeCusatis and Carolyn J Sher DeCusatis, editors, *Fiber Optic Essentials*, pages 149–164. Academic Press, Burlington, 2006.

- [79] S L Hansen, K Dybdal, and C C Larsen. Gain limit in erbium-doped fiber amplifiers due to internal Rayleigh backscattering. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(6):559–561, 1992.
- [80] Rongqing Hui and Maurice O’Sullivan. Chapter 4 - Optical Fiber Measurement. In Rongqing Hui and Maurice O’Sullivan, editors, *Fiber Optic Measurement Techniques*, pages 365–479. Academic Press, Boston, 2009.
- [81] W G Chen, S Q Lou, S C Feng, L W Wang, H L Li, T Y Guo, and S S Jian. Switchable multi-wavelength fiber ring laser based on a compact in-fiber Mach-Zehnder interferometer with photonic crystal fiber. *Laser Physics*, 19(11):2115, 2009.
- [82] Yong Zheng, Zheng-Wei Zhu, Wang Xiao, and Quan-Xiang Deng. Review of fiber optic sensors in geotechnical health monitoring. *Optical Fiber Technology*, 54:102127, jan 2020.
- [83] Kiran Annamdas and Venu Gopal Annamdas. Review on Developments in Fiber Optical Sensors and Applications. *Proceedings of SPIE*, 7677:76770R, 2010.
- [84] Byoung-ho Lee. Review of the present status of optical fiber sensors. *Optical Fiber Technology*, 9(2):57–79, apr 2003.
- [85] Naseer Sabri, S A Aljunid, M S Salim, R B Ahmad, and R Kamaruddin. Toward Optical Sensors: Review and Applications. *Journal of Physics: Conference Series*, 423:12064, 2013.
- [86] Roli Verma, Banshi Gupta, and Sachin Srivastava. *Fiber optic sensors based on plasmonics*. 2015.
- [87] E. Vorathin, Z.M. Hafizi, N. Ismail, and M. Loman. Review of high sensitivity fibre-optic pressure sensors for low pressure sensing. *Optics & Laser Technology*, 121:105841, jan 2020.
- [88] Byeong Ha Lee, Young Ho Kim, Kwan Seob Park, Joo Beom Eom, Myoung Jin Kim, Byung Sup Rho, and Hae Young Choi. Interferometric Fiber Optic Sensors. *Sensors*, 12(3):2467–2486, feb 2012.
- [89] A G Heaton. Book Review: Fiber Optics: Communications, Experiments and Projects. *The International Journal of Electrical Engineering & Education*, 20(4):366, 1983.
- [90] A.L. Chaudhari and A.D. Shaligram. Multi-wavelength optical fiber liquid refractometry based on intensity modulation. *Sensors and Actuators A: Physical*, 100(2-3):160–164, sep 2002.
- [91] W W Morey, G Meltz, and W H Glenn. Fiber Optic Bragg Grating Sensors. In Ramon P DePaula and Eric Udd, editors, *Fiber Optic and Laser Sensors VII*, volume 1169, pages 98–107. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1990.
- [92] K Krakenes and K Blotekjaer. Comparison of fiber-optic Sagnac and Mach-Zehnder interferometers with respect to thermal processes in the fiber. *Journal of Lightwave Technology*, 13(4):682–686, 1995.
- [93] Le Liu, Yonghong He, and Jihua Guo. SPR sensor based on phase modulation and polarization interferometry. In Kexin Xu, Qingming Luo, Da Xing, Alexander V Priezhev, and Valery V Tuchin, editors, *Fourth International Conference on Photonics and Imaging in Biology and Medicine*, volume 6047, pages 816–821. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2006.

-
- [94] Wanghan Lv, Huali Wang, and Shanxiang Mu. Spectrum Sensing Using Co-Prime Array Based Modulated Wideband Converter. *Sensors*, 17(5):1052, may 2017.
- [95] C A Galindez-Jamioy and J M López-Higuera. Brillouin Distributed Fiber Sensors: An Overview and Applications. *Journal of Sensors*, 2012:204121, 2012.
- [96] S Savin, M J F Digonnet, G S Kino, and H J Shaw. Tunable mechanically induced long-period fiber gratings. *Opt. Lett.*, 25(10):710–712, may 2000.
- [97] Takashi Yokouchi, Yoshifumi Suzaki, Kiyoshi Nakagawa, Makoto Yamauchi, Masanori Kimura, Yasuo Mizutani, Susumu Kimura, and Seiki Ejima. Thermal tuning of mechanically induced long-period fiber grating. *Appl. Opt.*, 44(24):5024–5028, 2005.
- [98] D A González, J L Arce-Diego, A Cobo, and J M López-Higuera. Spectral modelling of curved long-period fibre gratings. *Measurement Science and Technology*, 12(7):786–792, jun 2001.
- [99] G. Rego, J.R.A. Fernandes, J.L. Santos, H.M. Salgado, and P.V.S. Marques. New technique to mechanically induce long-period fibre gratings. *Optics Communications*, 220(1-3):111–118, may 2003.
- [100] A M Vengsarkar, P J Lemaire, J B Judkins, V Bhatia, T Erdogan, and J E Sipe. Long-period fiber gratings as band-rejection filters. *Journal of Lightwave Technology*, 14(1):58–65, 1996.
- [101] Ashish M Vengsarkar, J Renee Pedrazzani, Justin B Judkins, Paul J Lemaire, Neal S Bergano, and Carl R Davidson. Long-period fiber-grating-based gain equalizers. *Opt. Lett.*, 21(5):336–338, mar 1996.
- [102] Sergei A Vasil\textquotesingleev, O I Medvedkov, I G Korolev, A S Bozhkov, Andrei S Kurkov, and Evgenii M Dianov. Fibre gratings and their applications. *Quantum Electronics*, 35(12):1085–1103, 2005.
- [103] D D Davis, T K Gaylord, E N Glytsis, S G Kosinski, S C Mettler, and A M Vengsarkar. Long-period fibre grating fabrication with focused CO/sub 2/ laser pulses. *Electronics Letters*, 34(3):302–303, feb 1998.
- [104] Myoungwon Kim, Dongwook Lee, Bum Il Hong, and Haeyang Chung. Performance characteristics of long-period fiber-gratings made from periodic tapers induced by electric-arc discharge. *Journal of the Korean Physical Society*, 40(2):369–373, 2002.
- [105] Abdelrafik Malki, Georges Humbert, Youcef Ouerdane, Aziz Boukhenter, and Azzedine Boudrioua. Investigation of the writing mechanism of electric-arc-induced long-period fiber gratings. *Appl. Opt.*, 42(19):3776–3779, jul 2003.
- [106] In Kag Hwang, Seok Hyun Yun, and Byoung Yoon Kim. Long-period fiber gratings based on periodic microbends. *Opt. Lett.*, 24(18):1263–1265, sep 1999.
- [107] C Y Lin and L A Wang. A wavelength- and loss-tunable band-rejection filter based on corrugated long-period fiber grating. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(4):332–334, 2001.

-
- [108] Makoto Fujimaki, Yoshimichi Ohki, John L Brebner, and Sjoerd Roorda. Fabrication of long-period optical fiber gratings by use of ion implantation. *Opt. Lett.*, 25(2):88–89, 2000.
- [109] Kin Seng Chiang and Qing Liu. LONG-PERIOD GRATING DEVICES FOR APPLICATION IN OPTICAL COMMUNICATION. 2007.
- [110] Yuki Kondo, Kentaro Nouchi, Tsuneo Mitsuyu, Masaru Watanabe, Peter G Kazansky, and Kazuyuki Hirao. Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses. *Opt. Lett.*, 24(10):646–648, may 1999.
- [111] T A Birks, P S J Russell, and D O Culverhouse. The acousto-optic effect in single-mode fiber tapers and couplers. *Journal of Lightwave Technology*, 14(11):2519–2529, nov 1996.
- [112] Bruce E Poling, John M Prausnitz, and John P O’Connell. *Properties of Gases and Liquids, Fifth Edition*. McGraw-Hill Education, New York, 5th ed. edition.
- [113] Swapan Basu. Chapter I - Basics of Hazard, Risk Ranking, and Safety Systems. In Swapan Basu, editor, *Plant Hazard Analysis and Safety Instrumentation Systems*, pages 1–81. Academic Press, 2017.
- [114] Paul C Manz. 11 - Toxic Gas Monitoring. In Richard A Bolmen, editor, *Semiconductor Safety Handbook*, pages 581–615. William Andrew Publishing, Westwood, NJ, 1998.
- [115] Michael I Mishchenko. Directional radiometry and radiative transfer: The convoluted path from centuries-old phenomenology to physical optics. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 146:4–33, 2014.
- [116] Y Lopez-Dieguez, J M Estudillo-Ayala, D Jauregui-Vazquez, L A Herrera-Piad, J M Sierra-Hernandez, J C Hernandez-Garcia, M Bienchetti, J R Reyes-Ayona, and R Rojas-Laguna. Tip Fiber-Optic Intermodal Interferometer for Refractive Index Sensing. *IEEE Photonics Technology Letters*, 30(1):15–18, 2018.
- [117] J A Martin-Vela, J M Sierra-Hernandez, A Martinez-Rios, J M Estudillo-Ayala, E Gallegos-Arellano, D Toral-Acosta, T E Porraz-Culebro, and D Jauregui-Vazquez. Curvature Sensing Setup Based on a Fiber Laser and a Long-Period Fiber Grating. *IEEE Photonics Technology Letters*, 31(15):1265–1268, 2019.
- [118] U L Block, V Dangui, M J F Dignonnet, and M M Fejer. Origin of apparent resonance mode splitting in bent long-period fiber gratings. *Journal of Lightwave Technology*, 24(2):1027–1034, feb 2006.
- [119] Qihao Hu, Shuo Zhang, Wenlei Yang, Tao Geng, Weimin Sun, Cuiting Sun, Xiren Jin, and Libo Yuan. Highly sensitive curvature sensor based on long period fiber grating with alternately splicing multiple single/multimode structure. *Optical Fiber Technology*, 37:69–73, sep 2017.
- [120] Wei Hu, Weigang Zhang, Lei Chen, Song Wang, Yunshan Zhang, Yanxin Zhang, Lingxin Kong, Lin Yu, Tieyi Yan, and Yanping Li. Tunable overlapping long-period fiber grating and its bending vector sensing application. *Optical Fiber Technology*, 41:200–204, mar 2018.

-
- [121] Alexander V Kir'Yanov, Yuri O Barmenkov, Gabriel Eduardo Sandoval-Romero, and Luis Escalante-Zarate. Er³⁺ concentration effects in commercial erbium-doped silica fibers fabricated through the MCVD and DND technologies. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 49(6):511–521, 2013.
- [122] Ming Deng, Danhui Liu, Wei Huang, and Tao Zhu. Highly-sensitive magnetic field sensor based on fiber ring laser. *Opt. Express*, 24(1):645–651, 2016.
- [123] Gilberto Anzueto-Sánchez, Jesus Castellon-Uribe, and Alejandro Martínez-Ríos. Wavelength-dependent selective loss for wavelength switching operation of an erbium-doped fiber ring laser. *Optical Review*, 18(4):301, 2011.
- [124] A Martinez-Ríos, G Anzueto-Sanchez, R Selvas-Aguilar, A A C Guzman, D Toral-Acosta, V Guzman-Ramos, V M Duran-Ramirez, J A Guerrero-Viramontes, and C A Calles-Arriaga. High Sensitivity Fiber Laser Temperature Sensor. *IEEE Sensors Journal*, 15(4):2399–2402, 2015.
- [125] Eduardo Huerta-Mascotte, Juan Sierra-Hernandez, Ruth Mata-Chavez, Daniel Jauregui-Vazquez, Arturo Castillo-Guzman, Julian Estudillo-Ayala, Ana Guzman-Chavez, and Roberto Rojas-Laguna. A Core-Offset Mach Zehnder Interferometer Based on A Non-Zero Dispersion-Shifted Fiber and Its Torsion Sensing Application. *Sensors*, 16(6):856, jun 2016.
- [126] A Cusano, A Iadicicco, P Pilla, L Contessa, S Campopiano, A Cutolo, and M Giordano. Mode transition in high refractive index coated long period gratings. *Opt. Express*, 14(1):19–34, 2006.
- [127] Aleksandar D Rakić, Aleksandra B Djurišić, Jovan M Elazar, and Marian L Majewski. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. *Appl. Opt.*, 37(22):5271–5283, 1998.
- [128] Mateusz Smietana, Wojtek J Bock, Predrag Mikulic, and Jiahua Chen. Tuned Pressure Sensitivity of Dual Resonant Long-Period Gratings Written in Boron Co-Doped Optical Fiber. *J. Lightwave Technol.*, 30(8):1080–1084, 2012.
- [129] H E Bennett, M Silver, and E J Ashley. Infrared Reflectance of Aluminum Evaporated in Ultra-High Vacuum. *J. Opt. Soc. Am.*, 53(9):1089–1095, sep 1963.
- [130] Juan M Sierra-Hernandez, Arturo Castillo-Guzman, Romeo Selvas-Aguilar, Everardo Vargas-Rodriguez, Eloisa Gallegos-Arellano, Dinora. A Guzman-Chavez, Julian M Estudillo-Ayala, Daniel Jauregui-Vazquez, and Roberto Rojas-Laguna. Torsion sensing setup based on a three beam path Mach-Zehnder interferometer. *Microwave and Optical Technology Letters*, 57(8):1857–1860, 2015.
- [131] H Ahmad, K Thambiratnan, M J Faruki, and S R Azzuhri. Single longitudinal mode laser generation using coupled microfiber Mach-Zehnder interferometer filter. *Laser Physics*, 28(8):85102, jun 2018.
- [132] Harith Ahmad and Mohamad Dernaika. Stabilized single longitudinal mode fibre ring laser based on an inline dual taper Mach Zehnder interferometer filter coated with graphene oxide. *Optics Communications*, 341:140–146, apr 2015.

-
- [133] M. Bianchetti, J.M. Sierra-Hernandez, R.I. Mata-Chavez, E. Gallegos-Arellano, J.M. Estudillo-Ayala, D. Jauregui-Vazquez, A.A. Fernandez-Jaramillo, G. Salceda-Delgado, and R. Rojas-Laguna. Switchable multi-wavelength laser based on a core-offset Mach-Zehnder interferometer with non-zero dispersion-shifted fiber. *Optics & Laser Technology*, 104:49–55, aug 2018.
- [134] Shilong Pan, Xiaofan Zhao, and Caiyun Lou. Switchable single-longitudinal-mode dual-wavelength erbium-doped fiber ring laser incorporating a semiconductor optical amplifier. *Opt. Lett.*, 33(8):764–766, 2008.
- [135] Shilong Pan and Jianping Yao. A wavelength-switchable single-longitudinal-mode dual-wavelength erbium-doped fiber laser for switchable microwave generation. *Opt. Express*, 17(7):5414–5419, mar 2009.
- [136] Huang Yonglin, Li Jie, Ma Xiurong, Kai Guiyun, Yuan Shuzhong, and Dong Xiaoyi. High extinction ratio Mach-Zehnder interferometer filter and implementation of single-channel optical switch. *Optics Communications*, 222(1-6):191–195, jul 2003.
- [137] Ai-Ping Luo, Zhi-Chao Luo, and Wen-Cheng Xu. Multi-wavelength erbium-doped fiber ring laser based on wavelength-dependent polarization rotation with a phase modulator and an in-line comb filter. *Laser Physics*, 19(5):1034–1037, 2009.
- [138] H Fu, N Zhao, M Shao, H Li, H Gao, Q Liu, Z Yong, Y Liu, and X Qiao. High-Sensitivity Mach-Zehnder Interferometric Curvature Fiber Sensor Based on Thin-Core Fiber. *IEEE Sensors Journal*, 15(1):520–525, 2015.
- [139] A Bellemare, M Karbsek, C Riviere, F Babin, Gang He, V Roy, and G W Schinn. A broadly tunable erbium-doped fiber ring laser: experimentation and modeling. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 7(1):22–29, 2001.
- [140] H Taylor. Bending effects in optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 2(5):617–628, 1984.