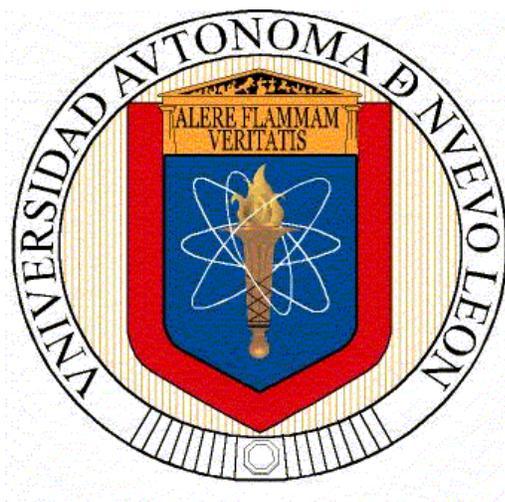


**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS**  
**CENTRO DE INVESTIGACIÓN DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS**



**LÁSER DE FIBRA ÓPTICA SINTONIZABLE**

**POR**

**ARTURO ALBERTO CASTILLO GUZMÁN**

**TESIS**

**PARA OBTENER EL GRADO DE DOCTOR EN INGENIERÍA FÍSICA**  
**INDUSTRIAL**

**CIUDAD UNIVERSITARIA**

**JULIO DE 2011**

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN  
CENTRO DE INVESTIGACIÓN DE CIENCIAS FÍSICO  
MATEMÁTICAS  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS  
DOCTORADO EN INGENIERÍA FÍSICA INDUSTRIAL

LOS MIEMBROS DEL COMITÉ DE TESIS RECOMENDAMOS QUE LA TESIS “LÁSER DE FIBRA ÓPTICA SINTONIZABLE” REALIZADA POR EL ALUMNO ARTURO ALBERTO CASTILLO GUZMÁN CON NÚMERO DE MATRÍCULA 0974533 SEA ACEPTADA PARA SU DEFENSA COMO OPCIÓN AL GRADO DE DOCTOR EN INGENIERÍA FÍSICO INDUSTRIAL.

EL COMITÉ DE TESIS.

-----  
DIRECTOR/ASESOR  
DR. ROMEO DE JESÚS SELVAS AGUILAR

-----  
CO-ASESOR  
DR. DANIEL ALBERTO MAY ARRIOJA

-----  
REVISOR  
DR. CARLOS MARTÍNEZ HERNÁNDEZ

-----  
REVISOR  
DRA. OXANA VASILIEVNA KHARISSOVA

-----  
REVISOR  
DR. MANUEL GARCÍA MÉNDEZ

-----  
Vo.Bo.  
DR. RUBÉN MORONES IBARRA  
COORDINADOR DE POSTGRADO

SAN NICOLÁS DE LOS GARZA, NUEVO LEÓN A 22 DE JULIO DEL 2011

# RESUMEN

Para la obtención de un láser de fibra óptica sintonizable, se estudió, analizó y desarrolló primeramente un filtro sintonizador de longitud de onda en una fibra óptica basándose en el efecto de interferencia multimodal y en la teoría de la re-imagen. Esto en otras palabras, se refiere a que por simple propagación de la luz en la guía de onda cilíndrica, las réplicas equiespaciadas de la formación de la interferencia constructiva/destructiva de cada modo, o para nuestro caso una longitud de onda dentro de un grupo de longitudes de onda que forme las diferentes transiciones de nuestra fuente de entrada, a lo largo del eje óptico permite formar una auto-imagen. Esto significa que cada longitud de onda forma una autoimagen a una distancia predeterminada, pero para el resto de la señal en longitudes de onda, esta se forma más débil o desvanecida. En caso de seguir analizando la señal a una distancia mayor, veremos que otra longitud de onda se volverá intensa y las restantes se debilitarán, y así sucesivamente conservarán este patrón de formación de imágenes. Por consiguiente, el estar con la distancia apropiada podemos obtener una autoimagen suficientemente aceptable para una longitud de onda y muy desfavorable para las demás longitudes de onda que compongan la señal de entrada.

Considerando el avance tecnológico en diferentes áreas de la industria moderna, la construcción de dispositivos ópticos ha sido de vital importancia. Tan solo en el área de las telecomunicaciones, el desarrollo de tecnologías como la del DWDM (multiplexión por división de onda densa) por sus siglas en inglés, ha requerido la fabricación de dispositivos ópticos mucho más eficientes. El ahorro de fuentes emisoras de señales ópticas con el desarrollo de fuentes sintonizables láser, se ha hecho realidad debido a esto. No únicamente en el área de las telecomunicaciones se ha logrado tal trascendencia, en áreas como la industria del sensado, procesamiento de materiales, holografía y la medicina, este tipo de dispositivos han contribuido en su desarrollo en gran magnitud.

Para la obtención de un láser de fibra óptica sintonizable, se estudió, analizó y desarrolló primeramente un filtro sintonizador de longitud de onda en una fibra óptica. Basándose en el efecto de interferencia multimodal y en la teoría de la re-imagen, es decir, por simple propagación de la luz en la guía de onda cilíndrica, las réplicas equiespaciadas de la formación de la interferencia constructiva/destructiva de cada modo a lo largo del eje óptico que permite formar una auto-imagen, y de esta manera se creó este filtro. Distintos cálculos y simulaciones fueron desde un principio los aspectos que nos dieron la pauta a seguir en este trabajo. Estos cálculos entre otros aspectos, nos dieron una clara visión de cómo funciona nuestro sistema láser y a su vez los datos obtenidos nos indicaron el tamaño de la fibra multimodal a utilizar al igual que el número de re-imagen en la cual se reproducía la imagen original con mayor intensidad, partiendo de estos puntos, se diseñó el filtro sintonizador para nuestro láser de fibra óptica. Más adelante con la utilización de un líquido igualador de índice de refracción, nos permitió incrementar nuestro rango total de sintonización debido a la creación de una guía de onda líquida la cual configuraba el alargamiento de nuestra guía de onda. Entre otros resultados, se obtuvo un rango de sintonización total de 60 nm el cual abarca desde 1549 nm hasta 1609 nm, cubriendo así casi dos bandas (banda C y L) en las telecomunicaciones. De igual manera se midió una relación señal a ruido (SNR) de más de 40 dB el cual es un valor estándar aceptable para cualquier fuente láser de transmisión de un sistema de comunicaciones.

Además de lo ya mencionado, se reportó también el estudio, diseño y manufactura de un láser sintonizable multilongitud de onda dopado de Erblio basando su sistema sintonizador en un dispositivo mecánico de alta precisión. El rango de sintonización fue de 3 nm, estos resultados a su vez establecen un área de oportunidad para el desarrollo de mecanismos de sintonización para este tipo de láseres.

# CONTENIDO

|  |    |
|--|----|
| 1. INTRODUCCION.....   | 13 |
| 1.1 Hipótesis.....   | 14 |
| 1.2 Objetivos .....  | 15 |
| 1.3 Motivación .....   | 15 |
| 1.4 Contenido.....   | 17 |
| 1.5 Metodología.....   | 18 |
| 1.6 Aportaciones .....   | 18 |
| 2. Conceptos básico de los láseres de fibra óptica. ....   | 19 |
| 2.1 Introducción. ....   | 19 |
| 2.2 Teoría. ....   | 21 |
| 2.2.1 Formalismo. ....   | 21 |
| 2.2.2 Expresiones Aproximadas .....  | 22 |
| 2.3 Erbio. ....  | 25 |
| 2.3.1 Espectroscopia básica. ....  | 25 |
| 2.3.2 Láseres de fibra óptica bombeado a 980nm.....  | 27 |
| 2.3.3 Láseres de fibra óptica dopados de Erbio bombeado a 1480nm. ....   | 29 |
| 2.4 Resonadores ópticos en láseres de fibra óptica. ....   | 32 |
| 2.5 Resumen. ....  | 36 |
| 3. Filtro sintonizable MMI.....  | 37 |
| 3.1 Resumen. ....  | 37 |
| 3.2 Introducción.....  | 37 |
| 3.3 Sistema de operación del filtro MMI. ....  | 38 |
| 3.4 Conclusiones. ....   | 43 |
| 4. láser de fibra óptica sintonizable dopado de Erbio basado en el efecto de interferencia multimodal con amplio rango de sintonización..... | 44 |
| 4.1 Resumen. ....  | 44 |
| 4.2 Introducción.....  | 44 |
| 4.3 Funcionamiento de un filtro sintonizable MMI. ....   | 46 |

|  |    |
|--|----|
| 4.4 Láser sintonizable dopado de Erbio. ....   | 51 |
| 4.5 Conclusiones .....   | 53 |
| 5. Acercamiento a un láser de fibra óptica sintonizable con operación mecánica. .... | 54 |
| 5.1 Introducción. ....   | 54 |
| 5.1.1 Rejillas Sintonizables. ....   | 54 |
| 5.2 Dispositivos cilíndricos. ....   | 55 |
| 5.2.1 Experimentación .....  | 57 |
| 5.3 Dispositivo longitudinal con tornillo. ....                                      | 60 |
| 5.3.1 Experimentación .....  | 62 |
| 5.4 Doble en viga de acero (compresión en u). ....                                   | 64 |
| 5.4.1 Experimentación .....  | 64 |
| 5.5 Experimentación de láseres en dispositivos con compresión en u. ....             | 72 |
| 5.5.1 Experimentación. ....  | 73 |
| 5.6 Conclusión. ....   | 81 |
| 6. Conclusiones y trabajo a futuro y contribuciones. ....                            | 83 |
| 6.1 Conclusiones. ....   | 83 |
| 6.2 Contribuciones. ....   | 83 |
| 6.3 Trabajo a futuro. ....   | 85 |

# LISTA DE TABLAS

FIGURA 2.1 RANGOS EN LONGITUD DE ONDA DEMOSTRADOS EN LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA DOPADOS DE TIERRAS RARAS BASADOS EN SILICIO [18].

FIGURA 2.2 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE BOMBEO, SEÑAL, Y POTENCIA ASE (A) EN UN AMPLIFICADOR LÁSER, Y (B) EN UN LÁSER DE FIBRA.

FIGURA 2.3 DIAGRAMA DE NIVELES DE ENERGÍA DEL ERBIO [18].

FIGURA 2.4. DEPENDENCIA DE LA LONGITUD DE ONDA LÁSER CON LA LONGITUD DE LA FIBRA ÓPTICA PARA UN LÁSER DE FIBRA ÓPTICA DOPADO DE ERBIO BOMBEADO A 808NM.

FIGURA 2.5 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN RESONADOR CON REFLECTORES DIELECTRICOS CON FABRY-PEROT.

FIGURA 2.6 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN RESONADOR CON REFLECTORES TODOS DE FIBRA CON FABRY-PEROT.

FIGURA 2.7 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN RESONADOR CON REJILLAS DE BRAGG CON FABRY-PEROT.

FIGURA 2.8 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN RESONADOR TIPO ANILLO.

FIGURA 2.9 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN RESONADOR FOX-SMITH.

FIGURA 3.1 SIMULACIÓN DE INTERFERENCIA DE MODOS EN UNA FIBRA ÓPTICA MULTIMODAL.

FIGURA 3.2 ESQUEMÁTICO DEL MECANISMO DE SINTONIZACIÓN PARA UN FILTRO DE FIBRA SINTONIZABLE BASADO EN EL EFECTO MMI.

FIGURA 3.3. RANGO DE SINTONIZACIÓN DEL FILTRO MMI SINTONIZABLE.

FIGURA 3.4 LONGITUD DE ONDA PICO VS SEPARACIÓN ENTRE SMF Y MMF DE 105/125.

FIGURA 4.1 ESQUEMÁTICO DEL FILTRO MMI SINTONIZABLE. EL FILTRO MMI ES FORMADO POR LA MMF (LMMF & FIBRA NO-CORE) ENTRE DOS FIBRAS MONOMODALES.

FIGURA 4.2 ANCHO DE BANDA DEL FILTRO MMI EN EL ANCHO TOTAL EN EL MEDIO MÁXIMO (FWHM) A DIFERENTES LÍQUIDOS IGUALADORES DE ÍNDICES DE REFRACCIÓN.

FIGURA 4.3 PICO DE RESPUESTA EN LONGITUD DE ONDA DEL FILTRO MMI COMO UNA FUNCIÓN DE LA SEPARACIÓN ENTRE LAS FIBRAS EN LA FERRULA. RECUADRO: RESPUESTA ESPECTRAL DEL FILTRO MMI PARA DIFERENTES ABERTURAS.

FIGURA 4. 4 ESQUEMA SISTEMÁTICO DEL LÁSER SINTONIZABLE DE FIBRA ÓPTICA DOPADO DE ERBIO BASADO EN EL MMI.

FIGURA 4.5 RESULTADOS EXPERIMENTALES DE LA SINTONIZACIÓN, POTENCIA DE SALIDA VS LONGITUD DE ONDA: 60 NM DE SINTONIZACIÓN CON MÁS DE 40 dB DE CONTRASTE.

FIGURA 5.1 DISPOSITIVO MECÁNICO CILÍNDRICO.

FIGURA 5.2 POLÍMERO COLOCADO DENTRO DEL DISPOSITIVO CILÍNDRICO.

FIGURA 5.3 ESPECTRO DEL BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DE UNA REJILLA CHIRPEADA.

FIGURA 5.4 DIFERENCIAS ENTRE LONGITUDES DE ONDA.

FIGURA 5.5 PUNTO DE INELASTICIDAD DE LA REJILLA

FIGURA 5.6 ESPECTRO DEL BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA.

FIGURA 5.7 DIFERENCIAS ENTRE LONGITUDES DE ONDA.

FIGURA 5.8 HISTÉRESIS OBSERVADA.

FIGURA 5.9 DISPOSITIVO LONGITUDINAL CON TORNILLO.

FIGURA 5.10 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO LONGITUDINAL.

FIGURA 5.11 DIFERENCIA ENTRE LAS LONGITUDES DE ONDA.

FIGURA 5.12 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO LONGITUDINAL (LADO DERECHO).

FIGURA 5.13 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO LONGITUDINAL (LADO IZQUIERDO).

FIGURA 5.14 POLÍMERO COLOCADO EN UNA VIGA DE METAL DESPUÉS DE SU FABRICACIÓN EN MOLDE.

FIGURA 5.15 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DE DISPOSITIVO CON COMPRESIÓN EN U.

FIGURA 5.16 DIFERENCIAS ENTRE LONGITUDES DE ONDA.

FIGURA 5.17 FORMA DE LA VIGA DE METAL OCASIONADA POR LA FUERZA DE COMPRESIÓN.

FIGURA 5.18 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO DE COMPRESIÓN EN U CON FORMA PIRAMIDAL.

FIGURA 5.19 DIFERENCIAS EN LONGITUDES DE ONDA DEL DISPOSITIVO DE COMPRESIÓN EN U CON FORMA PIRAMIDAL.

FIGURA 5.20 POLÍMERO MOLDEADO CON FORMA PIRAMIDAL.

FIGURA 5.21 BARRIDO DE LONGITUD DE ONDA DE DISPOSITIVO DE COMPRESIÓN EN U CON FORMA PIRAMIDAL Y MAQUINADO.

FIGURA 5.22 DIFERENCIAS EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO EN COMPRESIÓN DE U CON FORMA PIRAMIDAL Y MAQUINADO.

FIGURA 5.23 FORMA DE LA FUERZA DE COMPRESIÓN DE LA PLACA METÁLICA.

FIGURA 5.24 VISTA FRONTAL DEL MOLDE CON FORMA PIRAMIDAL.

FIGURA 5.25 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO DE COMPRESIÓN EN U CON FORMA PIRAMIDAL, MAQUINADO Y ALINEACIÓN DE LAS FIBRAS.

FIGURA 5.26 DIFERENCIA EN LONGITUDES DE ONDA DEL DISPOSITIVO DE COMPRESIÓN EN U CON FORMA PIRAMIDAL, MAQUINADO Y FIBRAS ALINEADAS.

FIGURA 5.27 ANÁLISIS EN MATLAB.

FIGURA 5.28 ANÁLISIS EN MATLAB.

FIGURA 5.29 ANÁLISIS EN MATLAB.

FIGURA 5.30 MOLDE FABRICADO.

FIGURA 5.31 VISTA FRONTAL DEL MOLDE FABRICADO.

FIGURA 5.32 ANÁLISIS DE LA FORMA DE DOBLEZ DE LA VIGA A UNA DISTANCIA DE TORNILLO DE 18MM.

FIGURA 5.33 ANÁLISIS DE LA FORMA DE DOBLEZ DE LA VIGA A UNA DISTANCIA DE TORNILLO DE 20.5MM.

FIGURA 5.34 ESPECTROS DE CORRIMIENTO EN LONGITUDES DE ONDA A DIFERENTES POSICIONES DE COMPRESIÓN.

FIGURA 5.35 ERRO RELATIVO A 100GHZ.

FIGURA 5.36 EMISIÓN ESPECTRAL INUSUAL (COLOR ROJO).

FIGURA 5.37 PROCESO DE MAQUINADO CON FORMA PIRAMIDAL.

FIGURA 5.38 VISTA FRONTAL DEL MOLDE PIRAMIDAL.

FIGURA 5.39 ESPECTROS DE CORRIMIENTO EN LONGITUD DE ONDA EN DIFERENTES POSICIONES DE TORNILLO.

FIGURA 5.40 DESVIACIÓN DE ERROR.

FIGURA 5.41 EMISIÓN ESPECTRAL EN LA DISMINUCIÓN DE LA COMPRESIÓN.

FIGURA 5.42 MEDICIÓN DE EMISIONES ESPECTRALES A DIFERENTES TIEMPOS.

FIGURA 5.43 LA EVOLUCIÓN DEL CORRIMIENTO ESPECTRAL DURANTE LA COMPRESIÓN.

# ACRÓNIMOS

# AGRADECIMIENTOS

# DEDICATORIA

# CAPÍTULO 1

## 1. INTRODUCCION

La invención de los láseres en general ha revolucionado distintos tipos de industria, entre los que encontramos las telecomunicaciones, medicina, sensado, y procesamiento de materiales, solo por mencionar algunas de ellas. La diversidad que se tiene en los láseres depende entre otras cosas de su medio de ganancia, y puede encontrarse principalmente como de estado sólido, de gas, semiconductores, tinte o de fibra óptica [1].

Los láseres de fibra óptica han ganado terreno en esta industria debido a múltiples ventajas. Estas van desde lo económico, pasando por su portabilidad debido a sus tamaños compactos, hasta su simplicidad en su fabricación.

Entre los láseres de fibra óptica encontramos aquellos que tiene la capacidad de emitir a diferentes longitudes de onda con el solo hecho de modificar las características de su resonador. Estos láseres de fibra óptica son llamados sintonizables. Una de las características de estos láseres es su capacidad de emisión láser dentro de cierto rango en longitudes de onda. Esta característica ha sido gracias a las diferentes técnicas de sintonización que se han desarrollado para diferentes aplicaciones y que modifican las características del resonador láser. Ejemplos de estas son las basadas en rejillas de Bragg, rejillas de bulto y cavidad Fabry-Perot. Estas técnicas presentan sus pros y contras; dentro de los contras Figuran aquellas que tienen el problema de ser muy sofisticadas o voluminosas en sus arreglos ópticos, dificultando así, el reproducirlos; aparte, del hecho que tiene una demanda constante de re-alineación para su operación.

La demanda constante en el desarrollo de dispositivos ópticos para la optimización, eficacia y mejoramiento en las diferentes áreas en la industria crece constantemente. La

propuesta del desarrollo de un láser sintonizable de fibra óptica compacto y económico se realiza en este trabajo de investigación.

## 1.1 HIPÓTESIS

El tener el conocimiento de que existe un gran mercado en fibras laser, y las tendencias que se les ha dado en los últimos años junto con las líneas de investigación de diferentes grupos alrededor del mundo, se puede citar que, el alcance de la investigación mundial en fibras laser ha permitido que estos dispositivos se presenten como alternativa para sustituir en diversas aplicaciones a diodos laser acoplados con fibra óptica, láseres de Nd YAG, así como láseres de CO<sub>2</sub>, en el espectro de potencia de 1 a 1000 watts en señal de onda continua para áreas de la industria de la transformación [2].

En el área de las comunicaciones ópticas las fibras láseres son empleados como fuentes de bombeo en amplificadores que contienen impurezas de erbio/iterbio para la generación de la señal en la tercera ventana de las telecomunicaciones que va de 1540 a 1610nm. También las fibras laser se utilizan para fuentes de bombeo en láseres Raman y amplificadores Raman a 1300 y 1480nm todas estas regiones muy enfocadas al área de las telecomunicaciones [3].

La geometría de las fibras láser beneficia a los problemas del manejo termal de cualquier otra familia de láser, dado que los tramos largos de fibras ópticas ayudan a tener mejor disipación del calor generado por la alta densidad de potencia conseguida en las áreas transversales de la misma fibra óptica. También los láseres de fibras presentan una emisión de fluorescencia mucho muy amplio, siendo una característica inherente por el hecho de que están formados con un material huésped de vidrio, que a diferencia de un cristal, se puede acceder a tener ganancia láser en un amplio rango de sintonización.

Importante por mencionar es la calidad del haz de salida láser en estos dispositivos que es bien definida por las propiedades de la guía de onda del medio activo de la fibra

óptica que por consiguiente, aseguran tener haces láser de gran calidad, propiedad muy importante en aplicaciones de micrograbado y/o microsoldadura para la industria electrónica.

Con base a lo anterior se plantea la siguiente hipótesis:

Proponer mediante un análisis numérico las posibilidades de usar el efecto de interferencia multimodal en fibras de tres niveles con impurezas de erbio y ver la factibilidad de poder investigar un método sintonizador desde su concepción, los cálculos, el desarrollo en el laboratorio, y con esto, responder si se tienen los elementos para desarrollar un láser de fibra óptica dopado de erbio el cual integre como sistema sintonizador, a un filtro que base su funcionamiento en el efecto de interferencia multimodal, el cual ocurre en las fibras ópticas, y que sea posible obtener amplios rangos de sintonización que estén dentro de la banda L (*large*) de las telecomunicaciones.

## 1.2 OBJETIVOS

- Crear un dispositivo láser el cual en su mayoría este constituido por componentes a base de fibra óptica para su portabilidad y reducción en tamaño.
- Obtener un rango de sintonización láser de 35 nm como mínimo, los cuales, se ubiquen en la banda L de las telecomunicaciones para su aplicación en esta área.
- Desarrollar un láser de fibra óptica sintonizable con respuesta inmediata a su sintonización para su aplicación

## 1.3 MOTIVACIÓN

A partir de mis estudios de licenciatura el interés por desarrollarme dentro del área de óptica aumentaron. En un principio, debido a la vasta variedad de líneas de investigación así como sus numerosas aplicaciones en las distintas industrias. Posteriormente, el interés por la óptica se perfiló a ciertos dispositivos en particular, los

láseres. Las aplicaciones de estos instrumentos no fue lo único motivante en ello sino que también me vi influenciado por mi entorno. La ciudad en que llevo a cabo mis estudios de posgrado es preferentemente un lugar donde la creación de empresas toma cada día mayor fuerza, estas empresas cubren muchas de las necesidades de una sociedad demandante. Dichas necesidades recaen principalmente en el diseño de procesos para la creación de artículos o materiales los cuales se hagan tanto más rápido, de mejor calidad, así como de menor costo. La implementación de los dispositivos láser, incrementa su importancia ante estas demandas. No tan solo con esto, distintos inversionistas junto con el gobierno federal crean y fomentan proyectos en los cuales promueven la creación de tecnología mexicana dando como resultado el origen de programas de posgrado de alto impacto, rentabilidad, aplicación y sobre todo de alto conocimiento. Aunado a todo esto, el interés que ya había de mi parte por formar parte de algún proyecto trascendente en el área de la óptica en especial de los láseres, fue decisivo para iniciar mi preparación en el mundo de los láseres de fibra óptica y el adentrarme al estudio de las fibras ópticas descartando la idea que se tiene de esta, con el hecho de que representa un simple elemento que se usa preferentemente en las comunicaciones ópticas, sino conocer más allá del simple hecho de que la fibra óptica es una guía de onda, que confina energía en su interior y que se describen por un conjunto de ondas electromagnéticas denominadas modos atrapados de una guía de onda, y analizar situaciones en donde un cambio en sus propiedades, composición, o de su uso, puedan generar componentes todo de fibra óptica para aplicaciones en el área de láseres.

Hoy en día podemos cercióranos de que muchas de las empresas creadas en los últimos años cuentan con una base tecnológica en su origen [2,4,5]. También aquellas que se encuentran en fase de reinención de ellas mismas y apuestan cada vez más a la inversión en tecnologías propias. Es esto, junto con la capacidad intelectual que encontramos en el alumnado de las universidades, lo que reactiva una economía en pro de nosotros mismos.

## 1.4 CONTENIDO

En el capítulo 2 abordaremos los conceptos básicos de los láseres de fibra óptica. Entre los puntos a tratar se encuentran los sistemas de bombeo y ganancia óptica; el diseño de cavidades ópticas; umbral y potencia de los láseres; así como los diferentes tipos de longitud de onda continua más utilizados en las cuales emiten diversos láseres de fibra óptica.

El capítulo 3 trata del filtro de sintonización propuesto por nuestra investigación. La descripción de dicho filtro se detalla desde su principio básico de funcionamiento, modificaciones tecnológicas para su implementación, hasta su aplicación en un arreglo experimental con resultados cualitativos y cuantitativos. A manera de introducción en este capítulo se hace referencia a los filtros que se han utilizados para la sintonización en longitud de onda en láseres de fibra óptica hasta la fecha.

El capítulo 4 describe la aplicación primordial de nuestro filtro sintonizable, la cual consiste en la elaboración de un láser sintonizable de fibra óptica dopado de Erblio. Esta descripción es mucho más detallada con Figuras que muestran la constitución de nuestro arreglo experimental y de la misma manera gráficas que muestran nuestros resultados experimentales. Al principio de este capítulo se hace una introducción a los láseres de fibra óptica sintonizables que se aplican en la actualidad.

El capítulo 5 se enfoca particularmente al sistema mecánico propuesto de sintonización de un láser de fibra óptica dopado de Erblio con un espectro multilongitud de onda. Tomando en cuenta que para este capítulo se reporta lo realizado en un proyecto binacional experimental, este capítulo se detalla con ilustraciones y gráficas de los pasos seguidos y resultados obtenidos en cada paso de su proceso. Es importante mencionar que estos últimos experimentos tuvieron lugar en la Universidad Laval de Quebec en Canadá.

Todos los capítulos de esta tesis incluyen sus conclusiones y las referencias utilizadas a

lo largo de los mismos.

## 1.5 METODOLOGÍA

La metodología empleada en la presente investigación consistió en 3 etapas: la primera, consiste en la recopilación de información del estado del arte de los dispositivos ópticos desarrollados hasta ese momento. La segunda, en el diseño de nuestro dispositivo como elemento sintonizador. En esta etapa se incluyeron las simulaciones y cálculos pertinentes que hasta cierto punto garantizaran el funcionamiento del sistema. Las simulaciones se centraron en la emisión láser basándose en el efecto de interferencia multimodal. Los cálculos fueron necesarios para determinar entre otras cosas los parámetros de las fibras ópticas a utilizar como la longitud ideal de cada una de ellas. La tercera etapa fue la experimentación en laboratorio seguida de la interpretación de los resultados. La experimentación, incluyó las variaciones y modificaciones que surgieron a lo largo de la investigación., logrando así, el cometido propuesto en un principio.

## 1.6 APORTACIONES

Como resultado del trabajo de investigación, se espera construir un filtro óptico sintonizable basándose en el efecto multimodal el cual opera como un dispositivo sintonizador en un láser de fibra óptica dopado de erbio. Los parámetros del láser de fibra óptica desarrollado son competentes con los registrados en la literatura, haciendo de este dispositivo, una contribución a la ciencia por el desarrollo de su funcionamiento y por sus aplicaciones en distintas áreas de la industria y de la investigación. En general, se espera que este trabajo de investigación de las herramientas para incrementar mi capacidad integradora de conocimientos básicos y aplicados, que adquiera la madurez académica y obtenga una visión acertada en el tema aplicando la metodología científica para empezar un proyecto desde la percepción hasta su culminación.

# CAPÍTULO 2

## 2. CONCEPTOS BÁSICO DE LOS LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA.

### 2.1 INTRODUCCIÓN.

Los láseres de fibra óptica de cristal y vidrio dopados por una tierra rara fueron primeramente investigados experimentalmente en los inicios de los años 60's [6-8], después en los 70's [9,10] y en los inicios de los 80's [11,12], estos han recibido una atención considerable por sus numerosas aplicaciones en las comunicaciones ópticas, sensado, medicina, procesamiento de materiales, almacenamientos de información y laseo. El confinamiento óptico proveído por una fibra óptica, combinado con las excelentes propiedades de láseres de iones de tierras raras trivalentes, hace este tipo de láseres extremadamente eficientes. Estos pueden operar con bajos umbrales, tan bajos como  $100 \mu\text{W}$ , y pueden ser bombeados para obtener potencias de salida de  $100 \text{ W}$ , con conversiones ópticas eficientes mayores al 50%. Más aún, las numerosas transiciones de láseres disponibles de los iones de tierra rara trivalentes les permiten generar luz en una gran selección de longitudes de onda, que van desde el ultravioleta (UV) al mediano infrarrojo (mid-IR), y con amplios rangos de sintonización. El bombeo con un diodo láser, proporciona la ventaja de ser un sistema compacto, de bajo costo, y la facilidad de manufacturarlo a gran escala para muchas aplicaciones. Los láseres de fibra ahora compiten directamente en varios dominios con las fuentes semiconductoras, sobres las que presentan ventajas como alta brillantez, excelente calidad de modo, alta eficiencia de acoplamiento a una fibra monomodal, y una mucha mayor estabilidad con la temperatura en longitud de onda.

Para ilustrar la importancia de los láseres de fibra óptica, la Figura 2.1 muestra los rangos en longitud de onda que hasta la fecha se han demostrado con los láseres de

fibra óptica dopados de tierras raras basados en silicio. Samario ha producido la longitud de onda más corta (650 nm) [13-14], y tulio con holmio la más grande (2260 nm) [15]. Algunos iones han operado en diversas regiones en longitud de onda. Cada barra en la Figura 1 representa el rango total en longitud de onda logrado con un ion en particular, lo cual posiblemente ha involucrado diferentes láseres de fibra óptica (con diferentes longitudes de fibra óptica, composición, reflectores, etc.); esto no necesariamente representa el rango de sintonización demostrado en un solo láser de fibra óptica. En un ion de tierra rara dado, menores transiciones son disponibles si lo comparamos con una fibra de cristal fluorzirconado, y en un rango mucho más angosto [16]. La razón es la energía del fonón más grande del silicio, el cual hace más fuerte las transiciones de baja energía no radiativa y la operación láser por arriba de los 2.3  $\mu\text{m}$  difíciles con todas las tierras raras. A pesar de esta limitación, más del 50% del rango de 650 a 2260 nm ha sido ahora cubierto por láseres de fibra óptica dopados de tierras raras basados en silicio. El rango de sintonización más amplio observado con tulio se aproxima a los 300 nm en un sola fibra óptica [17].

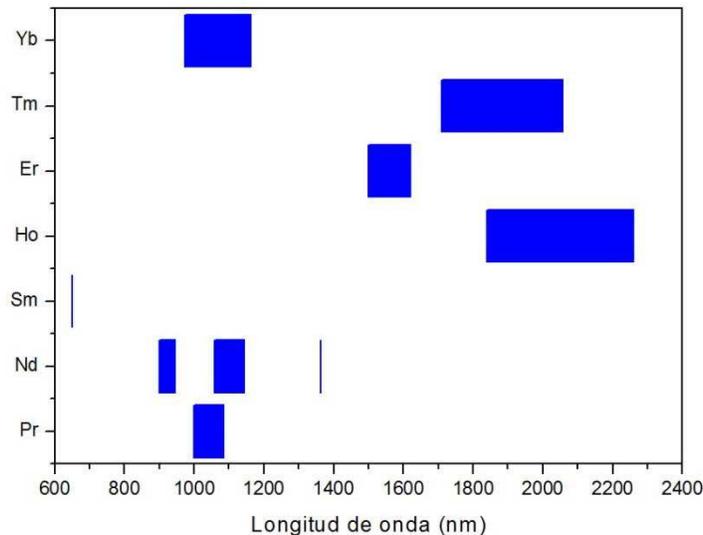


FIGURA 2.1 RANGOS EN LONGITUD DE ONDA DEMOSTRADOS EN LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA DOPADOS DE TIERRAS RARAS BASADOS EN SILICIO [18].

## 2.2 TEORÍA.

### 2.2.1 FORMALISMO.

En este punto se hará una breve descripción del modelado teórico numérico de los láseres de fibra óptica y de la ganancia de los amplificadores de fibra óptica desde el punto de vista matemático. Se describirán los términos que involucran estas ecuaciones en una forma general, tomando en cuenta que ya en la actualidad existen programas para la simulación de estos diseños. Estos programas utilizan parámetros como el bombeo, características de la fibra óptica como; tamaño del diámetros de núcleo, la apertura numérica, la concentración en partes por millón del dopante, lo largo de la fibra, potencia óptica de entrada, longitud de onda de entrada; sección transversal de absorción y emisión, tiempo de vida de los estados de excitación etc., resolviendo de este modo numéricamente las ecuaciones diferenciales del sistema.

Un acercamiento general al modelado de láseres de fibra es similar al realizado para láseres de bulto, esto es, combinando las ecuaciones de razón de los láseres, las cuales describen las poblaciones electrónicas de los estados de base y excitado de los iones de un láser, con las ecuaciones de evolución de la potencia de bombeo y potencia de la señal láser junto con la ganancia del medio (eje  $z$ ) es estado estable. Considerando el primer caso de un amplificador de fibra bombeado unidireccionalmente con una sola señal inyectada a la misma punta que el bombeo (Figura 2.2a). Este caso es modelado por un sistema de tres ecuaciones, ecuaciones diferenciales de primer orden de acoplamiento en  $z$ : una para la potencia óptica de bombeo  $P_p(z)$ , otra para la potencia óptica de la señal de entrada  $P_s^+(z)$  ( la cual comprime la señal que es amplificada y la emisión espontánea amplificada de entrada [ASE]), y una más para la señal que se contra-propaga  $P_s^-(z)$  (la cual comprime únicamente el ASE que viene de regreso) [19, 20, 21].

Las condiciones de frontera para un láser de fibra óptica se plantearían de la siguiente manera (ver Figura 2.2b). Para  $z=0$ , donde un espejo de alta reflectividad  $R_1$  refleja la

señal que viene de regreso en dirección contraria, la condición de frontera sería:  $P_s^+(0) = R_1 P_s^-(0)$ . Similarmente, para  $z=L$  el acoplamiento de salida (reflectividad  $R_2$ ) refleja la señal de ida en la dirección contraria (de regreso), y la nueva condición de frontera sería:  $P_s^-(L) = R_2 P_s^+(L)$ . La salida del láser  $P_{out}$  es la fracción de  $P_s^+(L)$  transmitida por el acoplamiento de salida, o  $P_{out} = (1-R_2)P_s^+(L)$ . Estas ecuaciones de acoplamiento son integradas, por ejemplo con el método de Runge-Kutta, para obtener la evolución en el eje  $z$  del bombeo y señales de potencia. De esta solución obtenemos tales cantidades como la potencia de la señal amplificada  $P_s^+(L)$ , la ganancia y ruido amplificado por mencionar solo algunas de ellas.

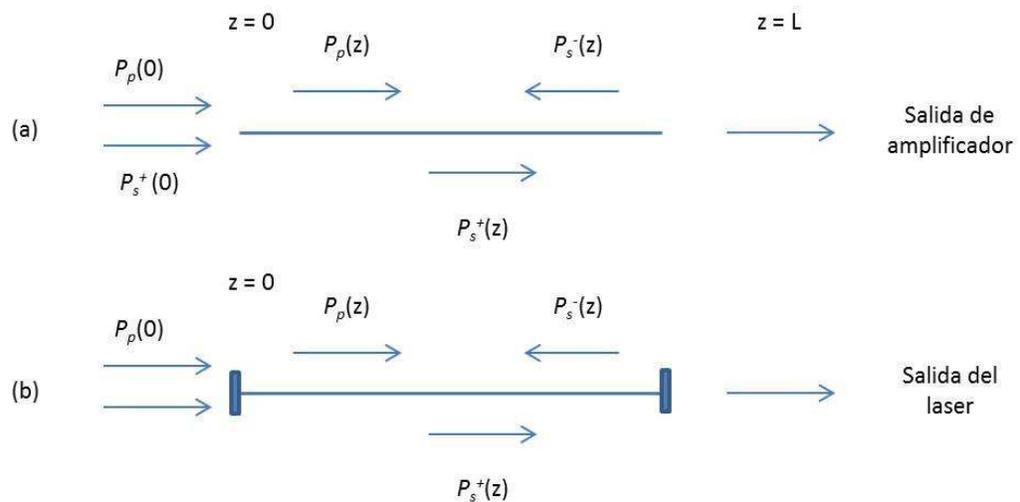


FIGURA 2.2 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE BOMBEO, SEÑAL, Y POTENCIA ASE (A) EN UN AMPLIFICADOR LÁSER, Y (B) EN UN LÁSER DE FIBRA.

### 2.2.2 EXPRESIONES APROXIMADAS

Esta sección presenta expresiones aproximadas para el umbral y la eficiencia de conversión de una fibra láser. Estos resultados son importantes, debido a que permiten rápidamente predecir la potencia de bombeo requerida para alcanzar la oscilación y como transformar eficientemente la ganancia de la fibra, los fotones bombeados absorbidos a fotones de salida útiles.

### 2.2.2.1 GANANCIA.

Un modelo en particular investigado es el caso simple de pequeña ganancia en fibras [22, 20, 23]. Este régimen es adecuado para modelar el umbral de la mayoría de las fibras láser, debido a que su pérdida en la cavidad es generalmente baja y la ganancia en el umbral es consecuentemente baja también. En este caso el ASE es bajo, su efecto de saturación en la ganancia puede ser despreciado, y las ecuaciones de acoplamiento pueden ser simplificadas y resultas exactamente igual. La ganancia de la fibra es dada por [20]

$$g(L) = -\sigma_a N_0 \eta_s L + (1 + \gamma_s) \frac{\sigma_e \tau_2}{h\nu_p} \frac{P_{abs}}{A} \frac{F}{\eta_p} \xi = -\alpha + \kappa P_{abs} \quad (2.1)$$

donde,

$N_0$  = concentración del dopante,  $\sigma_e$  = emisión de sección transversal,  $\sigma_a$  = absorción de sección transversal,  $\gamma_s = \sigma_a/\sigma_e$ ,  $L$  = longitud de la fibra,  $\tau_2$  = tiempo de vida de estado excitado,  $h\nu_p$  = energía de fotón de bombeo,  $P_{abs}$  = potencia de bombeo total absorbida por el dopante,  $A$  = área del núcleo de la fibra,  $F$  = traslape entre los modos de perfil del bombeo y señal y perfil del dopante,  $\eta_p$  = traslape entre el modo de bombeo y el perfil de intensidad y el perfil del dopante,  $\eta_s$  = traslape entre el modo de la señal y el perfil de intensidad y el perfil del dopante y  $\xi$  = termino de corrección.

La Ecuación (2.1) es general, la cual se puede aplicar tanto para un láser de 3 como de 4 niveles simplemente ajustando el factor de  $\gamma_s$ . El primer término en la Ecuación (2.1),  $\alpha$ , representa la absorción insaturada del estado base (GSA) para la longitud de onda del láser. Para un láser de 3 niveles la señal GSA es finita y para  $\gamma_s$  se aproxima o incluso sobre pasa la unidad.

### 2.2.2.2 UMBRAL.

En el umbral, la ganancia de la fibra de ida y vuelta  $2g(L)$  es igual a la pérdida de ida y vuelta  $\delta_0$  de la cavidad láser de la fibra, la cual incluye tales contribuciones como la

pérdida de esparcimiento de la fibra y la transmisión reflector (no la señal GSA). De la Ecuación (2.1), la potencia de absorción de bombeo  $P_{th}$  requiere alcanzar el umbral el cual es dado por:

$$P_{th} = \frac{\alpha + \frac{\delta_0}{2}}{\kappa} \quad (2.2)$$

donde  $\kappa$  es el termino de ganancia y  $\alpha$  el termino de GSA insaturada, definido en la Ecuación (2.1), y  $\xi_{th}$  es el valor de  $\xi$  en el umbral (el cual de nuevo es cercano a la unidad). En un láser de tres niveles con un baja pérdida en la cavidad, la ganancia debe primero sobrepasar la señal GSA (termino  $\alpha$ ) para producir transparencia.

En los láseres tanto de 3 como de 4 niveles, la potencia de umbral depende de 3 factores, el primero es la ganancia por unidad de potencia de bombeo de la transición del láser, la segunda son las pérdidas de cavidad de ida y vuelta  $\delta_0$ , y la tercera es que tan bien el bombeo, señal y dopante son confinados, lo que es contabilizable para  $\kappa$ . Así un umbral bajo (para el modo fundamental del láser) es producido al reducir el tamaño del núcleo y aumentando el NA de la fibra [24], y confinando el dopante al centro del núcleo [25].

### 2.2.2.3 PENDIENTE DE EFICIENCIA.

En un láser de fibra que opera por encima del umbral la intensidad de la señal en la intracavidad puede ser obtenida asumiendo que la intensidad de dicha intracavidad sea constante a lo largo de la fibra [20]. Esta aproximación es excelente en una cavidad de baja pérdida, y aplicable a muchos láseres de fibra. En la ausencia del bombeo del ESA, la potencia a la salida  $P_{out}$  de un láser de fibra es aproximadamente dado por [22,20]

$$P_{out} = \frac{T_1}{\delta_0} \frac{h\nu_s}{h\nu_p} (P_{abs} - P_{th}) \quad (2.3)$$

donde  $h\nu_s$  es la energía del fotón de la señal y  $T_1$  el coeficiente de transmisión de potencia del acoplador de salida. La Ecuación (2.3) cita que por encima del umbral, la potencia de salida crece linealmente con la potencia absorbida de bombeo. La pendiente de eficiencia, se define como la potencia de salida dividida por la potencia absorbida en exceso del umbral  $P_{\text{abs}} - P_{\text{th}}$ , como

$$s = \frac{T_1}{\delta_0} \frac{h\nu_s}{h\nu_p} \quad (2.4)$$

En láser de fibra la pendiente de eficiencia es proporcional a la razón de  $T_1/\delta_0$  de la transmisión acoplada a la salida a la pérdida de ida y vuelta de la cavidad (la cual incluye  $T_1$ ). Una alta eficiencia puede ser lograda incrementada la transmisión acoplada a la salida [ver Ecuación (2.4)] a costa de un incremento en el umbral [ver Ecuación (2.2)]. Como en otros láseres, para una potencia de bombeo dada existe una transmisión acoplada a la salida óptima que maximiza la potencia de salida, y por lo tanto la eficiencia de conversión.

## 2.3 ERBIO.

Considerando las múltiples aplicaciones de los láseres de fibra óptica dopados de Erbium siendo en la mayoría de ellos en un rango de 1550 nm a 1620 nm en la ventana de transición del Erbium  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ , gran parte de la investigación realizada con estos láseres ha sido enfocada en las diferentes longitudes de onda con las cuales se bombean estos dispositivos. A continuación se hace un breve repaso sobre los puntos más importantes en estas longitudes de onda.

### 2.3.1 ESPECTROSCOPIA BÁSICA.

Uno de los puntos importantes en la transición láser de las fibras dopadas de Erbium es su alta ganancia en  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  la cual es centrada en 1550 nm. Esta transición termina en el estado base de  $^4I_{15/2}$ , por lo cual es una transición de tres niveles. Sin embargo, este

diagrama es tan amplio que transiciones de longitudes de onda mayores terminan en niveles mayores menos poblados por lo cual se consideran transiciones de casi cuatro niveles. Existen en la actualidad fuentes de bombeo láser de fibras ópticas en 810, 980 y 1480 nm al igual que en 660, 532 y 514.5 nm. Desafortunadamente las fuentes en 514.5 y 810 nm sufren de ESA lo que ocasiona una gran pérdida de fotones en el bombeo. Sin embargo, para longitudes de onda de 532, 660, 980 y 1480nm las fibras ópticas dopadas de Erblio son bombeadas eficientemente. A continuación se ilustra el diagrama de niveles de energía del Erblio en la Figura 2.3.

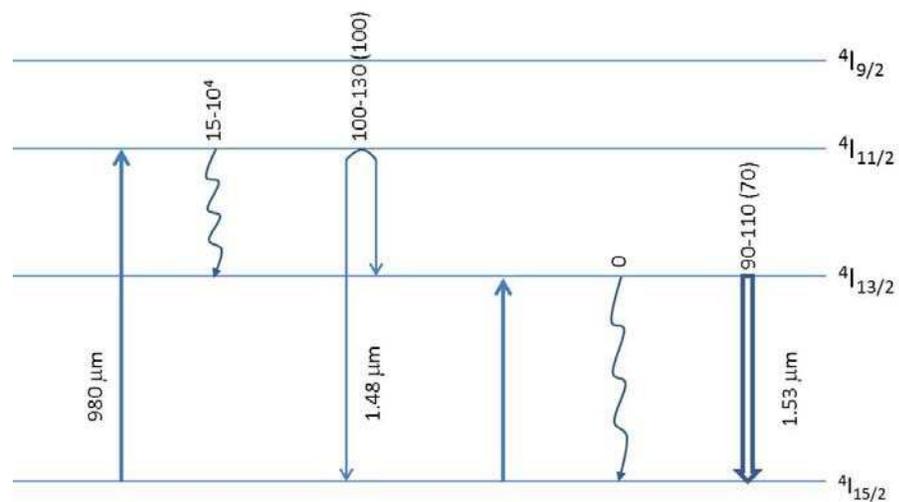


FIGURA 2.3 DIAGRAMA DE NIVELES DE ENERGÍA DEL ERBIO [18].

Debido a la naturaleza de la transición de tres niveles de  $4I_{13/2} \rightarrow 4I_{15/2}$ , en un láser de fibra óptica dopado Erblio para alcanzar el umbral, es necesario una potencia de bombeo mayor que la requerida para un láser de cuatro niveles. Sin embargo, gracias al largo tiempo de vida del nivel  $4I_{13/2}$  (8-10 ms en el sílice) y en la transición del pico más alto de emisión de la sección transversal ( $4-7 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ ), a pesar de la señal GSA la eficiencia de la ganancia  $\kappa$  cercana a los 1550 nm es alta. Por ejemplo en un amplificador de fibra óptica dopado de Erblio bombeado a 980nm (EDFA) la eficiencia de ganancia máxima de 11 dB/mW fue reportada [26], comparada con la de 0.55 dB/mW de un láser de fibra óptica dopado de Neodimio [24]. Consecuentemente, los láseres de fibra óptica dopados de Erblio exhiben un umbral suficientemente bajo como para ser bombeados

generalmente con diodos láser.

Como en todas las fibras de silicio dopadas de Neodimio, el amortiguamiento es un problema en las fibras altamente dopadas de Erblio, y esto puede ser reducido a través de un co-dopante [27]. Ha sido comprobado que el porcentaje de clústeres de Erblio se reduce cuando la relación de concentración Aluminio-Erblio aumenta. La adición de Aluminio reduce la incidencia de emparejamientos de Erblio hasta una relación de  $\sim 20$ , más allá de esto, el Aluminio adicional tiene un beneficio mínimo.

### 2.3.2 LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA BOMBEADO A 980NM.

El bombear láseres de fibra óptica dopados de Erblio cercanos a 980nm está sobresaliendo debido a que el bombeo en fibras de silicio dopadas de Erblio en una longitud de onda libre de ESA exhibe una eficiencia de ganancia mayor [26]. Una de las mayores curvas de eficiencia reportadas para láseres de fibra óptica dopadas de Erblio fue para láseres bombeados a 980nm [28]. Esta fue hecha de 0.9-m Al-P-fibra dopada conteniendo 0.08 wt%  $\text{Er}^{3+}$ . El láser oscilaba en una de las tres longitudes de onda discretas (alrededor de 1.53, 1.56, y 1.60 $\mu\text{m}$ ), dependiendo de la transmisión de acoplamiento de salida. Para todas las longitudes de onda el umbral fue bajo y la pendiente de eficiencia fue muy alta. Por ejemplo, para 1560nm el umbral fue de 2.5mW y la pendiente de eficiencia de 58% (ambas contra la potencia de absorción) [28]. Con referencia a la Ecuación (5), porque  $T_1$  fue grande dominando la pérdida en la cavidad,  $T_1/\delta_0$  fue cercano a la unidad, y la pendiente fue esperada igual a la relación  $\lambda_p/\lambda_s$ , o 0.628. Comparando este valor con la pendiente de 58% confirma que la eficiencia cuántica del láser fue cercana a la unidad. La potencia de salida máxima fue de únicamente 4.6mW cuando se bombea con un láser de colorante [28]. Sin embargo, con tal eficiencia de pendiente y un diodo con salida de fibra óptica como fuente de bombeo a 100mW, asumiendo 80% de absorción de bombeo, y una potencia de salida de 45mW puede ser esperada.

Una potencia mayor fue reportada por Wyatt de British Telecom, de un láser de fibra

óptica con bombeo de eficiencia de conversión similar al láser de 980nm Ti:Safiro [29]. La potencia de salida fue de 260mW para 540mW de potencia de bombeo. Usando una rejilla rotatable como reflector selectivo, esta potencia fue obtenida de 1520 a 1570nm.

En un láser de tres niveles como el láser de fibra óptica dopado de Erblio, la longitud del láser es un parámetro importante dentro del diseño de sí mismo que afecta el umbral, la pendiente de eficiencia, y la longitud de onda. Cualquier longitud de fibra sin bombear actúa como un fuerte absorbedor en la longitud de onda del láser y aumenta el umbral. Consecuentemente, para ciertas fibras ópticas y parámetros de bombeo existe una longitud ideal que minimiza el umbral. Más aún, aumentando la longitud de la fibra aumenta la potencia de bombeo absorbida, y por lo tanto la potencia de salida. Existe un punto óptimo entre estos dos factores, el cual depende en la disponibilidad de la fuente de bombeo.

La longitud de fibra también afecta la longitud de onda del láser [30, 31, 32]. Si la fibra es demasiado larga, la punta de la fibra más lejana a la fuente de bombeo permanece inalcanzable y absorbe en gran cantidad la señal, a las longitudes de onda menores donde el GSA es más fuerte. Como resultado, aumentando la longitud de la fibra óptica, el láser cambia a longitudes de onda mayores. Otra manea de ver es que a mayores longitudes de onda el láser se comporta como un láser de cuasi-cuatro niveles [30], y estas longitudes de onda son favorecidas por una fibra óptica más larga. La dependencia de la longitud de onda en la longitud de la fibra óptica es tanto suave [30] como abrupta [32], y esta es afectada por la espectroscopia. El cambio en longitud de onda es siempre pronunciado como se ilustra en la Figura 2.4 [30]. En este ejemplo, la longitud de onda de láser cambia de 1550 a 1605nm aproximadamente duplicando su longitud.

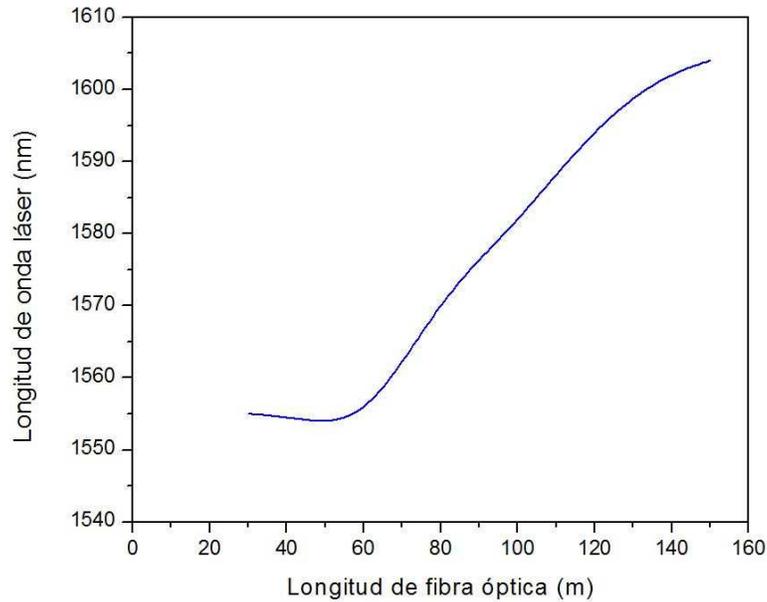


FIGURA 2.4 DEPENDENCIA DE LA LONGITUD DE ONDA LÁSER CON LA LONGITUD DE LA FIBRA ÓPTICA PARA UN LÁSER DE FIBRA ÓPTICA DOPADO DE ERBIO BOMBEADO A 808NM.

### 2.3.3 LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA DOPADOS DE ERBIO BOMBEADO A 1480NM.

El bombeo de láseres de fibra óptica dopados de Erbium cercanos a 1480nm es también de gran interés, debido a que esta banda de bombeo es esencialmente libre de ESA, y por la disponibilidad de diodos láser de alta potencia a esta longitud de onda. El bombeo a 1480nm también presenta la ventaja de la proximidad entre el bombeo y el láser en longitudes de onda, el cual implica la máxima pendiente de eficiencia posible  $h\nu_s/h\nu_p$  [ver Ecuación 2.4] la cual es mayor que para el bombeo a 980nm por un factor de 1.5. Por otro lado, la eficiencia de ganancia de las fibras dopadas de Erbium es generalmente menor con bombeo de 1480nm que con bombeo a 980nm [26, 33]. Manteniéndose todo igual, el umbral de los láseres de fibra bombeados a 1480nm se espera sea mayor. Sin embargo, los umbrales son suficientemente bajos que la diferencia sería sin consecuencias. Otra diferencia es que, cuando se bombea a 1480nm, la emisión estimulada a estas longitudes de onda reduce la máxima inversión de población registrada y aumenta ligeramente la longitud de fibra óptica requerida. Otra desventaja menor es que los espejos dieléctricos dicróicos a 1480/1550 nm son más difíciles de

fabricar.

Diversas investigaciones de láseres de fibra óptica dopados de Erblio bombeados a 1480nm fueron hechos en Los Laboratorios en Sistemas de Transmisión NTT [34, 35, 36]. Los diodos láser en el rango de 1460-1480nm fueron usados para bombear fibra óptica dopada con 1370 ppm de Erblio y un moderado confinamiento óptico. Un tipo de resonador de fibra fue un láser de fibra óptica en forma de anillo hecho de 3m de fibra dopada de Erblio cerrando el lazo con un acoplador de 3dB fabricado con una fibra sin dopar [36]. Bombeando con un diodo láser de alta potencia, el láser emitió a 1553nm y tuvo un umbral de  $\sim 14.3\text{mW}$ . La pendiente de eficiencia no fue reportada. Un láser de resonadores de Fabry-Perot fue construido con la misma fibra óptica de bombeo con dos diodos láser de 1460nm de polarización múltiple. Con una longitud de fibra óptica de (5m) optimizada para una potencia de salida en su máxima potencia de bombeo, se observó un umbral de 37mW y una potencia máxima de salida de 8mW en 1552nm a 93mW de potencia de bombeo [34]. Un tercer resonador utilizó 1.5m de fibra óptica sin dopar acoplada a uno de los extremos de un diodo láser a 1470nm con un par de lentes, y empalmada en el otro extremo a 7m de longitud de una fibra óptica dopada de Erblio [35]. El extremo cortado de la fibra óptica dopada funcionó como acoplador de salida ( $\sim 96.5\%$  de transmisión). En el extremo opuesto, la señal intracavidad de 1550nm fue acoplada a una guía de onda de diodo láser, el cual es transparente a 1550nm y así la cara interior del diodo láser actuara como un reflector interno de la cavidad láser. Este láser de fibra tiene un umbral de 44mW y una pendiente de eficiencia de 6.3% (ambas contra la potencia absorbida), y una potencia máxima de salida cercana a 1mW [35].

Estos resultados aumentaron el interés concerniente al desempeño que uno podría esperar de los láseres de fibra óptica dopados de Erblio a 1480nm. De los datos citados [35], la fracción de potencia de bombeo absorbida por 5m de fibra óptica láser fue estimada aproximadamente en 53%, y la potencia de bombeo absorbida en el umbral fue cercana a 20mW. Comparando este valor con las pérdidas de cavidad de ida y vuelta de 8 dB sugiere una eficiencia de ganancia de 0.4 dB/mW, en un orden de magnitud en completa concordancia con el valor medido en la fibra a 1535nm [36]. Desde este

trabajo, una eficiencia de ganancia de 5 dB/mW a 1536nm ha sido reportada con bombeo de 1480nm [26]. Así, optimizando los parámetros de la fibra óptica y reduciendo las pérdidas de la cavidad, debe ser posible bajar el umbral a pocos miliwatts. Similarmente, de la pendiente de eficiencia de 14% contra la potencia de lanzado, uno puede inferir una pendiente de eficiencia contra la potencia absorbida de aproximadamente 27%. Un valor de dos a tres veces mayor habría sido esperado de la Ecuación (2.4).

Debido a que este trabajo es extremadamente eficiente, los láseres de fibra óptica dopados de Erblio bombeados a 1480nm han sido reportados por Wagener et al de la Universidad de Stanford [37]. Este estudio establece que el factor clave que se necesita optimizar para maximizar la eficiencia de conversión es la concentración de Erblio. Mediciones indican que las fibras con altos incrementos de concentración de Erblio han incrementado altos umbrales y bajas pendientes de eficiencia. Estos dos efectos fueron atribuidos a la presencia del incremento en porcentaje de clústeres de  $\text{Er}^{3+}$ , y al factor que los clústeres reducen dramáticamente el tiempo de vida de excitación [38], y por ello la eficiencia cuántica de la transición. El láser más eficiente reportado en este estudio utiliza un fibra de baja concentración (110 mol ppm  $\text{Er}_2\text{O}_3$ ) y una fibra óptica de 42.6m [37]. Las dos puntas de la fibra (~3.5% de reflexión) conformaron el resonador Fabry-Perot. A pesar de la altas pérdidas de la cavidad (~29 dB), el umbral fue bajo (~4.8 mW), y el láser fue exitosamente bombeado con un diodo láser de baja potencia. Este emitió simultáneamente en ambas dirección (adelante y hacia atrás), con una pendiente de eficiencia de 58.6% [37]. Esta es la máxima pendiente de eficiencia y la más alta eficiencia de conversión reportada en un láser de fibra óptica dopado de Erblio. La pendiente de eficiencia hacia atrás fue de 31.8%. Si un espejo dicróico altamente reflector fuera colocado en la punta de la fibra de bombeo, habría una pendiente de eficiencia total de aproximadamente la suma de las dos (~90.4%), al igual que una reducción substancial del umbral.

Este estudio muestra que los láseres dopados de Erblio, cuando son bombeados a 1480nm pueden ser tan eficientes como los láseres bombeados con 980nm. Las razones

de estos altos desempeños fueron las bajas concentraciones de Erblio y la similaridad entre el bombeo y las energías fotónicas del láser [37]. La pendiente de eficiencia de 90.4% es de hecho, muy cercana al límite cuántico de 95% predicho por la relación de bombeo/señal de la energías fotónicas. Esto confirma que la eficiencia cuántica de esta transición puede ser de un pequeño porcentaje de la unidad. De este punto de vista, la disminución en las concentraciones puede explicar las eficiencias y umbrales reportados en algunos láseres de fibra óptica dopados de Erblio. Estos señalan la importancia de seleccionar la suficiente baja concentración de tierra rara para maximizar el desempeño de los láseres de fibra o amplificadores. Este requerimiento fue confirmado en un reporte reciente de un láser de fibra tipo anillo que utilizó una baja concentración de tierra rara [39]. Después de optimizar la longitud de la fibra y la transmisión de acoplamiento de salida, el láser tuvo un bajo umbral (6.5mW) y una alta pendiente de eficiencia de 38.8%. Sintonización de 1525 a 1570nm fue reportada también con una intracavidad de un filtro sintonizable.

## 2.4 RESONADORES ÓPTICOS EN LÁSERES DE FIBRA ÓPTICA.

Algunos tipos de resonadores ópticos han sido usados en láseres de fibra óptica dopados de tierras raras, cada uno con sus ventajas y desventajas. El resonador más común es el resonador Fabry-Perot (Figura 2.5). Este es formado típicamente colocando reflectores dieléctricos planos miniatura en contacto con las puntas de la fibra dopada (ver Figura 2.5), las cuales son pulidas o cortadas perpendicularmente al eje de la fibra. El haz de bombeo es normalmente enfocado en la fibra a través de un espejo altamente reflectivo, el cual debe de ser dicróico para transmitir el bombeo.



FIGURA 2.5 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN RESONADOR CON REFLECTORES DIELÉCTRICOS CON FABRY-PEROT.

Una variación de este diseño usa reflectores dieléctricos depositados directamente en las puntas pulidas de la fibra [40]. Las ventajas se reducen a pérdidas por acoplamiento, incremento en la estabilidad mecánica y térmica de la cavidad, y consecuentemente, una mayor estabilidad en la potencia de salida. En los láseres basados en alta ganancia de transición, como la transición a  $1.55 \mu\text{m}$  del  $\text{Er}^{3+}$ , los reflectores dieléctricos pueden ser eliminados, y las reflexiones débiles de Fresnel en las puntas de la fibra pueden proveer suficiente retroalimentación óptica para alcanzar la oscilación.

Otra forma es el resonador todo de fibra óptica Fabry-Perot (ver Figura 2.6) [41]. LA retroalimentación óptica es proveída por dos aros de fibra de Sagnac, cada uno al final de la fibra dopada. Cada aro de Sagnac es hecho de cierta longitud de fibra dopada el cual es cerrado por un acoplador. El acoplador puede ser uno de varios tipos de dispositivos comerciales, tal como un acoplador de fibra fundido. Estos exhiben una típica pérdida por inserción de menor a 0.3 dB, así la pérdida de este resonador puede ser menor. Si la relación de acoplamiento del acoplador es del 50% para la longitud láser, en la ausencia de efectos no recíprocos de la luz láser entrando en un puerto del aro sale por el mismo puerto (el aro actúa como un reflector grande). Si la relación de acoplamiento difiere a 50%, por lo menos parte de la luz saldrá por otro puerto. El aro ahora actúa como un reflector parcial, con un coeficiente de reflexión que depende de la relación de acoplamiento [41]. Por ejemplo, si la relación de acoplamiento es cero, toda la luz saldrá por otro puerto: el coeficiente de reflexión es igual a cero. Además, si la dependencia en longitud de onda del acoplador es tal que su propia relación de acoplamiento sea cero para la longitud de onda de bombeo, la luz inyectada en el aro es transmitida por el aro. El dispositivo actúa como un gran reflector dicróico, y este puede ser usado para inyectar eficientemente toda la potencia de bombeo en la fibra dopada. Esta característica del dicróico puede ser usada para la discriminación en longitud de onda de un láser.



FIGURA 2.6 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN RESONADOR CON REFLECTORES TODOS DE FIBRA CON FABRY-PEROT.

Un resonador Fabry Perot puede también ser formado con rejillas de Bragg reflectoras (ver Figura 2.7) [42]. Las rejillas son seleccionadas para reflejar la luz láser y transmitir el bombeo. Estas pueden ser empalmadas a las fibra óptica o, cuando estas son compatibles a la composición de la fibra óptica, escritas directamente en la fibra dopada, lo cual reduce el número de empalmes y disminuir las pérdidas. Un beneficio particular de esta configuración, tan buena como la configuración de la Figura 2.6, es que una fuente de bombeo como el diodo láser con salida en fibra puede ser empalmada directamente a la fibra láser, y así reduce pérdidas por acoplamiento.



FIGURA 2.7 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN RESONADOR CON REJILLAS DE BRAGG CON FABRY-PEROT.

En general, la longitud de la fibra dopada es seleccionada de tal manera que una alto porcentaje de la potencia de bombeo sea absorbida. La potencia bombeada no absorbida residual puede ser reflejada de nuevo a la fibra láser. Esto incrementa la cantidad de potencia bombeada absorbida y la conversión eficiente, especialmente en láseres de tres niveles. Con los resonadores de antes, esto puede lograrse seleccionado un acoplador de salida (un reflector lejano a la fuente de bombeo) con una alta reflexión a la longitud de onda utilizada.

Otro resonador de fibra óptica láser importante es el resonador anillo todo de fibra [12,39,43-46] (ver Figura 2.8). Es fácil de fabricar en la práctica simplemente formando

un aro con fibra dopada y un acoplador, como un acoplador de fibra fundida de baja pérdida. La luz bombeada puede ser inyectada tanto en el resonador a través del acoplador, el cual tenga una relación de acoplamiento cercana a cero para la longitud de bombeo, como a través de un acoplador WDM auxiliar colocado en el mismo aro. Debido a que el anillo láser resona en ambas direcciones y, por lo tanto, tiene una salida bidireccional, su eficiencia de conversión es únicamente tan grande como la de una cavidad Fabry-Perot. Esta limitación puede ser removida introduciendo un aislador óptico en el anillo, el cual fuerza la operación unidireccional. Debido a que un aislador agrega pequeñas pérdidas, el láser de fibra tipo anillo unidireccional tiende a sufrir desde un umbral más grande. Como en un resonador Fabry-Perot, en un resonador tipo anillo las dos señales se contrapropagan interfiriendo las ondas produciendo una onda estacionaria. La escalera induce huecos espaciales quemando la ganancia en la fibra, los cuales permiten la oscilación de varios modos de cavidades longitudinales. Aquí de nueva cuenta un aislador intracavidad puede eliminar este efecto y ayuda a un más angosto ancho de línea. Las configuraciones tipo anillo son de hecho usadas para producir láseres de fibra óptica de modo monolongitudinales.

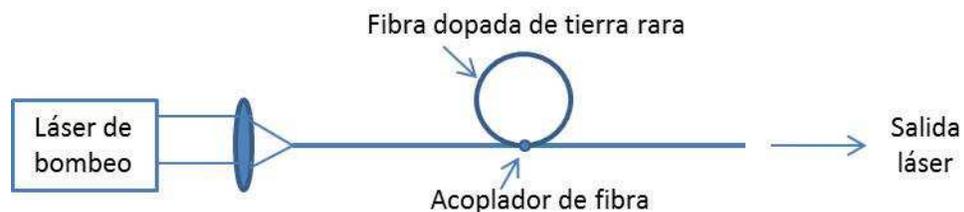


FIGURA 2.8 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN RESONADOR TIPO ANILLO.

Otro resonador interesante aunque menos común es el interferómetro de fibra óptica Fox-Smith (ver Figura 2.9) [47]. Este consiste de un resonador estándar Fabry-Perot acoplado, vía acoplador de fibra óptica, a un tercer brazo con un espejo en su punta. La fibra dopada es colocada en uno de los brazos y bombeada a través de los reflectores. Este resonador actúa como dos cavidades Fabry-Perot acopladas, el primero involucrando el brazo 1 y 3, y el segundo el brazo 1 y 4. Como en otros resonadores acoplados, esta configuración proporciona una mejor resonancia, y una mayor potencia de salida, a la longitud de onda con la que resona simultáneamente con ambos

resonadores. Combinado con una rejilla externa, esta ha producido una operación de modo monolongitudinal en un láser de fibra óptica dopado de Erblio [47].

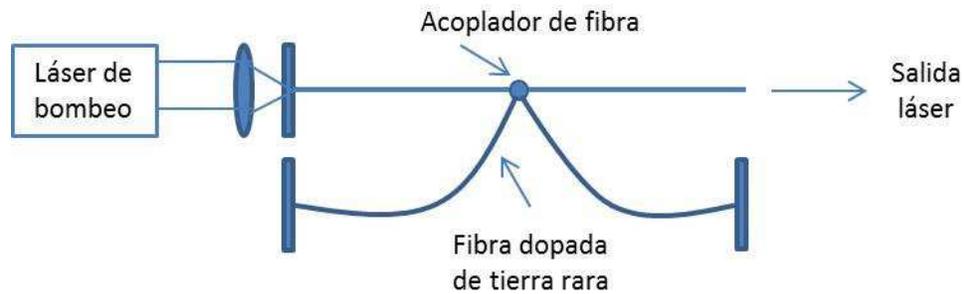


FIGURA 2.9 DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DE UN RESONADOR FOX-SMITH.

## 2.5 RESUMEN.

En resumen, los láseres de fibra óptica dopados de Erblio que operan cercanos a los 1550nm son extremadamente eficientes. Cuando son bombeados a 1480nm, sus pendientes de eficiencia pueden ser de muy poco porcentaje por debajo de su límite teórico  $\lambda_p/\lambda_s \approx 95\%$ . El bombeo a 980nm produce una menor, aunque substancial, pendiente de eficiencia (límite teórico de  $\sim 63\%$ ). El bombeo a 800nm es desafortunadamente menos eficiente ( $\sim 15\%$ ) debido al bombeo ESA, incluso con codopantes como el Iterbio. Los láseres de fibra óptica dopados de Erblio son más exclusivamente bombeados a 980 o 1480nm. También han sido operados a múltiples longitudes de onda simultáneamente. Este hecho, de gran importancia para los sistemas de multiplexión de longitud de onda densa (DWDM).

# CAPÍTULO 3

## 3. FILTRO SINTONIZABLE MMI.

### 3.1 RESUMEN.

Se reportó un nuevo filtro sintonizable en longitud de onda basado en el efecto de interferencia multimodal (MMI). Un filtro típico MMI consiste de una fibra multimodo (MMF) empalmada por fusión entre dos fibras monomodales (SMF). La respuesta del pico en longitud de onda del filtro exhibe una dependencia lineal cuando la longitud de la MMF es modificada. Por lo tanto, un tubo capilar llenado con un líquido igualador de índice de refracción es usado para incrementar la longitud de la fibra multimodo (MMF), logrando así la sintonización en longitud de onda.

### 3.2 INTRODUCCIÓN.

Los filtros sintonizables son componentes clave para una gran variedad de aplicaciones, en particular para sistemas en telecomunicaciones. El rango sintonizable en longitud de onda para un láser sintonizable, por ejemplo, recae completamente en el filtro de sintonización. De acuerdo a la tecnología empleada para fabricar el filtro, se pueden clasificar como acoplados externamente, tal es el caso de rejillas de bulto o rejillas de volumen de Bragg [48-50], o los filtros de fibra óptica tales como las rejillas de Bragg de fibra (FBG), rejillas de periodo largo (LPG), filtros en línea Fabry-Perot, y los filtros basados en fibras especiales [51-54]. En el caso de filtros acoplados externamente con rangos amplios en sintonización en longitud de onda, estos han sido muy bien estudiados, pero los arreglos son típicamente de bulto como resultado de rejillas externas. Existe también un problema concerniente a la alineación y estabilidad del sistema en sí, el cual lo hace sensible a disturbios externos. Una solución a este problema es el hacer los sistemas láser completamente todos de fibra óptica. Por

consecuente, ha habido diferentes aproximaciones para obtener filtros con amplios rangos de sintonización. Diferentes configuraciones han sido implementadas con la finalidad de ampliar los rangos de sintonización realizados por las FBG, pero hasta ahora no existen rangos mayores a los 15 nm de sintonización. Con el fin de proveer un rango de sintonización más amplio, arreglos de FGB han sido utilizados los cuales incrementan la complejidad y el costo de los sistemas. En el caso de las LPG, los rangos de sintonización más amplios han sido factibles, pero aún se tendría que escribir la rejilla en la fibra óptica lo cual incrementa el costo de fabricación. Los filtros en línea de Fabry-Perot son comercialmente disponibles con un buen rango de sintonización aunque esto también conlleva un alto costo para estos dispositivos. Recientemente, se ha demostrado el uso del efecto de interferencia multimodal (MMI) en fibras multimodales (MMF) como un mecanismo de sintonización simple [55,56]. Las ventajas de tales filtros son que únicamente requieren empalmes por fusión de una sección de la MMF entre dos fibras monomodales. Sin embargo, el máximo rango de sintonización ha sido limitado a únicamente 12 nm. Esta limitante no es debida al filtro en sí, sino al origen de otros efectos provenientes de la forma en que es implementado el mismo filtro en el sistema laser, considerando, que no exista un análisis completo de la influencia del dispositivo en las pérdidas o en la ganancia del medio laser.

En este capítulo se describe un nuevo filtro MMI sintonizable. El mecanismo de sintonización recae en un tubo capilar llenado con un líquido igualador de índice de refracción para incrementar la longitud de la fibra multimodal (MMF). De acuerdo a la teoría MMI cuando la longitud de la MMF es modificada su pico en longitud de respuesta es también modificado, llevándose a cabo así, la sintonización en longitud de onda.

### 3.3 SISTEMA DE OPERACIÓN DEL FILTRO MMI.

La operación del filtro MMI puede ser explicada como a continuación. EL único requisito es que una guía de onda multimodal que soporta varios modos ( $\geq 3$ ) es empalmada por fusión entre dos SMF. Después que los modos soportados son excitados y confinados

como una solución de campo electromagnético inicialmente como una señal de entrada en una fibra SMF, la interferencia entre los modos de propagación creados a lo largo de la MMF da lugar a la formación de las autoimágenes del campo de entrada a lo largo de la MMF. Por lo tanto, la longitud de la fibra MMF tiene que ser correctamente determinada con el fin de obtener la autoimagen correcta en la cara de salida de la SMF. El efecto MMI ha sido previamente estudiado y la longitud de la MMF puede ser calculada usando

$$L = p \left( \frac{3L_\pi}{4} \right) \quad \text{con } p = 0,1,2,\dots, \quad (3.1)$$

donde  $p$  corresponde al número de la autoimagen, y  $L_\pi$  es la longitud de equilibrio.

$$L_\pi \cong \frac{4n_{MMF}D_{MMF}^2}{3\lambda_0}. \quad (3.2)$$

Así,  $n_{MMF}$  y  $D_{MMF}$  corresponden respectivamente al índice de refracción y al diámetro del núcleo de la MMF, con  $\lambda_0$  como longitud de onda en el espacio. De acuerdo a la Ecuación (3.1) las autoimágenes deben ser periódicamente formadas a lo largo de la MMF. Sin embargo, debido a la naturaleza del efecto MMI, las verdaderas imágenes del campo de salida son dadas en cada 4ta imagen, tal y como se muestra en el Figura 3.1.

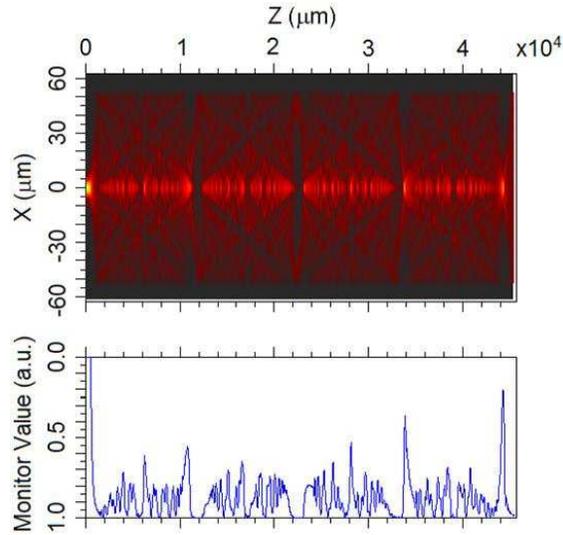


FIGURA 3.1 SIMULACIÓN DE INTERFERENCIA DE MODOS EN UNA FIBRA ÓPTICA MULTIMODAL.

La Figura 3.1 fue obtenida de una simulación realizada en el programa BeamPro. Los parámetros utilizados en esta simulación fueron los de la fibra óptica no-core. Como se ve en el Figura 3.1 se observan diferentes reimágenes a diferentes intensidades, estas imágenes formadas a ciertas distancias son conocidas como pseudoimágenes, y aunque ellas se asemejan al campo de entrada estas exhiben pérdidas mayores. Por lo tanto, se operó el filtro a la 4ta imagen.

En un típico filtro MMI las fibras ópticas son empalmadas y a partir de allí se ubica la respuesta en longitud de onda. Con el objetivo de hacer esto un filtro sintonizable, se ha visto la dependencia en longitud de onda del filtro. Combinando las ecuaciones que gobiernan el MMI (3.1) y (3.2), y expresando el pico en longitud de onda en términos de todos los parámetros se obtiene,

$$\lambda_0 = p \left( \frac{n_{MMF} D_{MMF}^2}{L} \right) \quad \text{con } p = 0,1,2,\dots, \quad (3.3)$$

Como se muestra en la Ecuación (3.3) para sintonizar el pico de respuesta en longitud de onda del filtro, se necesita modificar el índice de refracción, la longitud, o el diámetro de

la MMF. Por lo tanto, como se muestra en la Figura 3.2, un mecanismo de sintonización es propuesto modificando la longitud de la MMF. El componente principal es la ferrula de silicio fundido ( $n=1.444$ ) con un diámetro interno de  $127 \mu\text{m}$ , y un diámetro externo de  $5 \text{ mm}$  que facilita su maniobrabilidad. Cuando la ferrula es llenada con un índice de refracción alto como  $n=1.62$  (Cargille líquido igualador de índice de refracción), una guía multimodal líquida (LMMW) se forma con la ferrula. La SMF y MMF pueden entonces ser insertadas en la ferrula y cuando la separación entre ellas cambia, la longitud efectiva de la MMF será la suma de la longitud real de la MMF más el segmento líquido de la LMMW. De este modo, si la longitud efectiva de la MMF aumenta, de acuerdo con la Ecuación (3.3), la respuesta en longitud de onda deberá ser sintonizada.

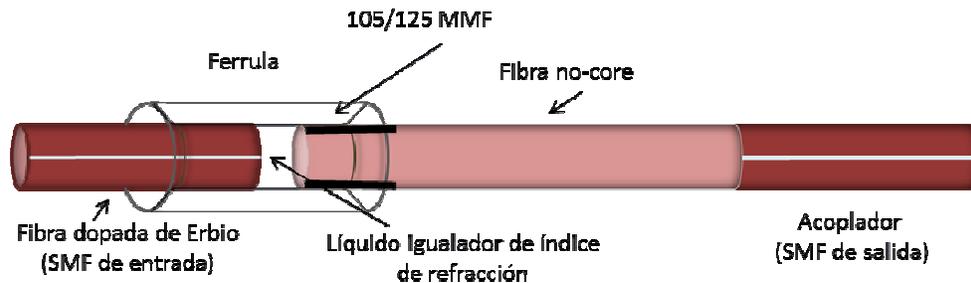


FIGURA 3.2 ESQUEMÁTICO DEL MECANISMO DE SINTONIZACIÓN PARA UN FILTRO DE FIBRA SINTONIZABLE BASADO EN EL EFECTO MMI.

El dispositivo MMI es hecho de dos diferentes MMF. Recientemente se ha demostrado que teniendo una mayor diferencia en índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento esto proporciona un filtro MMI con un ancho de línea angosto y un mejor contraste en la relación señal a ruido [57]. La fibra que mejor cumple con los requisitos es conocida como no-core, la cual tiene un diámetro de  $125 \mu\text{m}$  siendo esta una MMF con el aire funcionando como revestimiento. Ahora, teniendo en cuenta que se usa un líquido con un índice de refracción mayor, el insertar la fibra no-core directamente en la ferrula podría ocasionar pérdidas considerando que el mismo líquido se acumula en la orilla de la ferrula. De este modo, una sección de la fibra no-core cuya longitud es calculada para obtener en su cara la 3ra imagen al final de la fibra fue empalmada por fusión a una SMF. Otra sección de  $105/125 \text{ MMF}$ , con la longitud adecuada para formar

una imagen, es empalmada por fusión al final de la fibra no-core. La combinación de longitudes de ambas MMF formarían la 4ta imagen, pero la 105/125 MMF tiene un revestimiento y este no sería afectado por el alto índice de refracción líquido.

El filtro MMI sintonizable fue caracterizado acoplando la luz a la entrada de la SMF de una láser sintonizable Agilent, con una rango desde 1460 a 1580 nm. Después de pasar por el filtro MMI, la luz es medida a la salida de la SMF usando un fotodetector InGaAs. La respuesta del filtro MMI sintonizable es mostrado en la Figura 3.3.

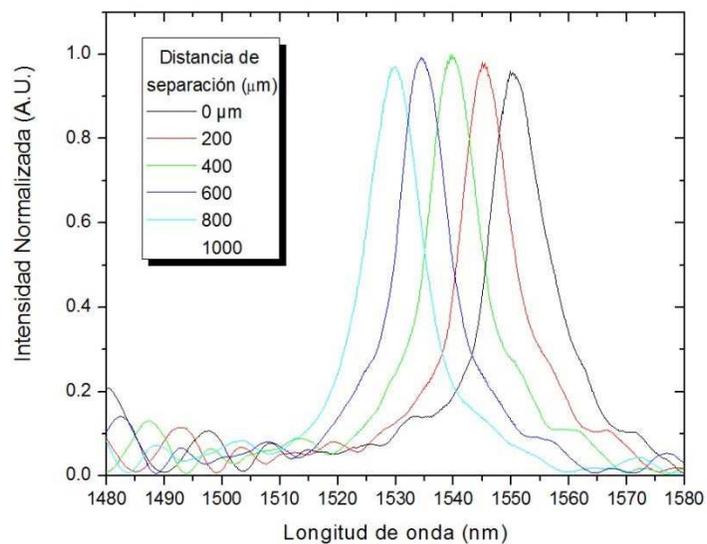


FIGURA 3.3. RANGO DE SINTONIZACIÓN DEL FILTRO MMI SINTONIZABLE.

Aquí se muestra la respuesta del filtro a cada 200  $\mu\text{m}$  de separación entre la SMF y 105/125 MMF. El rango de sintonización es de casi 30 nm con pérdidas menores a 0.4 dB. También podemos observar que conforme se sintonice el filtro habrá una pérdida adicional la cual es relacionada a una pequeña diferencia de diámetros entre la ferrula y la MMF. Por lo tanto, para minimizar estos efectos, se maximiza la transmisión del filtro en el centro del rango de sintonización manteniendo las pérdidas menores a 0.2 dB dentro del rango de 30 nm. Más allá de este rango la respuesta del filtro es rápidamente degradada, lo cual se cree está relacionado a las diferencias de diámetro de la MMF usadas en el filtro MMI. El pico de respuesta en longitud de onda del filtro para cada 100

$\mu\text{m}$  de separación se muestra de igual manera en la Figura 3.4. Aquí se muestra el rango de sintonización que suficientemente cubre la banda C de las telecomunicaciones.

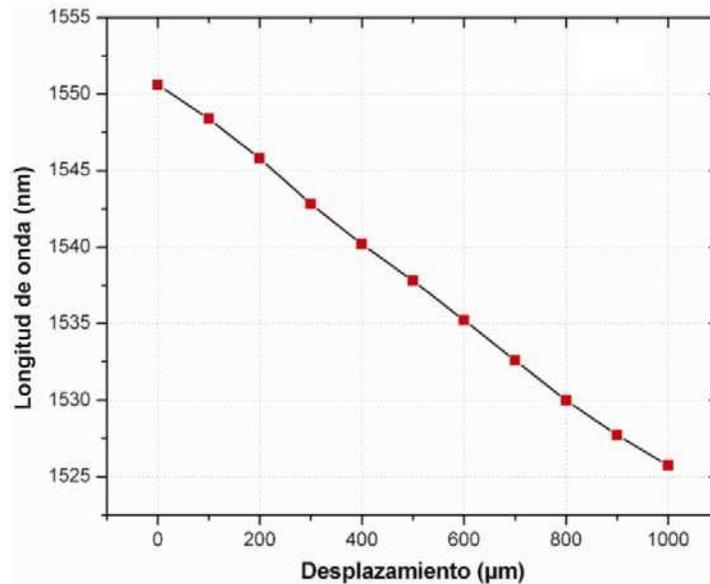


FIGURA 3.4 LONGITUD DE ONDA PICO VS SEPARACIÓN ENTRE SMF Y MMF DE 105/125.

### 3.4 CONCLUSIONES.

En resumen, se ha demostrado un filtro pasa banda MMI sintonizable con un rango de sintonización de 30 nm y bajas pérdidas por inserción. El mecanismo de sintonización recae en el incremento de la longitud de la MMF la cual fácilmente se obtiene usando un simple tubo capilar llenado con un alto índice de refracción líquido. Con este esquema, el filtro sintonizable resulta ser muy sencillo y de bajo costo y puede tener múltiples aplicaciones en sensado y comunicaciones ópticas.

# CAPÍTULO 4

## 4. LÁSER DE FIBRA ÓPTICA SINTONIZABLE DOPADO DE ERBIO BASADO EN EL EFECTO DE INTERFERENCIA MULTIMODAL CON AMPLIO RANGO DE SINTONIZACIÓN.

### 4.1 RESUMEN.

En este capítulo, se reporta un láser sintonizable de fibra óptica dopado de erbio basado en el efecto de interferencia multimodal (MMI). El mecanismo de sintonización está basado en el llenado de una ferrula de silicio fundido con un cierto índice de refracción. Cuando las puntas de la fibra monomodal (SMF) y multimodal (MMF) son introducidas en la ferrula, la separación entre ellas puede ser fácilmente cambiada con el fin de sintonizar el pico en longitud de onda con la interferencia multimodal. El líquido igualador de índice de refracción líquido crea una guía de onda líquida que permite mayor distancia en la separación de las fibras (mayor rango de sintonización), así como también elimina los problemas relacionados con las resonancias de Fabry-Perot. El mecanismo de sintonización fue conformado con una cavidad tipo anillo con un láser de fibra óptica dopada de erbio con el cual se logra un rango de sintonización de 60 nm, siendo este desde 1549 nm a 1609 nm, con una relación señal a ruido (SNR) de más de 40dB. Es importante mencionar que este dispositivo provee una alineación de fibras ópticas bastante aceptable y un sistema altamente estable tomando en cuenta que las fibras ópticas son sujetadas por la misma ferrula. Adicionalmente este dispositivo es simple y relativamente económico comparado con otras técnicas de sintonización.

### 4.2 INTRODUCCIÓN.

Los láseres sintonizables de fibra óptica son atractivos debido a que sus emisiones en longitud de onda pueden ser sintonizadas sistemáticamente dentro de cierto rango

espectral. Esto permite el uso de una sola fuente de bombeo en lugar de varias fuentes, lo cual es conveniente para el costo-benéfico de muchas aplicaciones en diversas disciplinas, tales son los casos de, procesamiento de materiales, microscopia, medicina, telecomunicaciones y procesamiento de imágenes. Muchas de estas técnicas las cuales han sido aplicadas en la implementación de mecanismos ampliamente sintonizables dentro de una cavidad láser, son principalmente orientadas hacia las aplicaciones en la industria de las telecomunicaciones. Las técnicas que usan rejillas de bulto [58], rejillas de Bragg [59-61], láser de fibra con amplificador óptico semiconductor (SOA) basado en un espejo de fibra de Sagnac por polarización sintonizable [62], y cavidad de Fabry-Perot [63] han probado ser excelentes fuentes sintonizables en las telecomunicaciones. Desafortunadamente, estas técnicas son muy costosas o requieren arreglos experimentales muy complejos en los cuales, problemas de alineación hacen al láser muy sensible a las condiciones ambientales.

Dispositivos basados en el efecto de interferencia multimodal (MMI) por sus siglas en inglés, han sido de mucho interés para ciertas aplicaciones. La gran mayoría de estas aplicaciones han sido relacionadas con la óptica integrada, tal es el caso de acopladores ópticos con MMI [64,65], divisores MMI para sensado [66], switches MMI [67,68]. El desarrollo de dispositivos de fibra óptica basados en MMI es relativamente nuevo, y pocos dispositivos han sido demostrados hasta ahora. Una característica de estos dispositivos es su dependencia en longitud de onda mostrada por el efecto de autoimagen. Por lo tanto, la fibra óptica basada en el efecto MMI funciona como un filtro pasabanda el cual tiene diversas aplicaciones. Estos dispositivos han sido utilizados como sensores de desplazamiento [69], filtros pasa-banda [57], al igual que su uso para proveer emisión láser de modo transversal simple de fibras ópticas multimodales [70]. El único pormenor del filtro de fibra basado en MMI es que el pico de respuesta en longitud de onda es estacionario. El primer intento en desarrollar un filtro basado en MMI en fibra sintonizable fue incorporando un espejo con un muy amplio rango en frecuencias justo enfrente de una de las caras de la fibra multimodal (MMF) mientras la otra fue empalmada por fusión a una fibra monomodal (SMF). Moviendo el espejo hacia adelante y hacia atrás, la longitud efectiva de la MMF cambia

registrando una sintonización en longitud de onda. Usando este efecto, un láser de fibra óptica dopado por Iterbio fue desarrollado con un rango de sintonización de 8 nm [55]. Sin embargo, la alineación de la cara de MMF perpendicular al espejo era muy compleja. EL mecanismo de sintonización fue mejorado usando una cara de una fibra óptica recubierta de oro como espejo y un sujetador de fibra integrado como es el SU-8 para una alineación automática [56]. Aunque esta modificación incrementó el rango de sintonización a 12.24 nm, ahora este rango se vio limitado por las resonancias Fabry-Perot creadas por la cavidad formada por la cara de la MMF y el espejo creado por el recubrimiento de oro en la cara de otra fibra óptica.

### 4.3 FUNCIONAMIENTO DE UN FILTRO SINTONIZABLE MMI.

Un típico filtro MMI consiste de una fibra multimodal (MMF) empalmada por fusión entre dos fibras monomodales (SMF). El efecto MMI se origina cuando la luz es acoplada a través de la SMF y esta excita todos los modos existentes en la MMF. Imágenes individuales de la señal de entrada de la SMF aparecerán a lo largo del eje de la MMF en intervalos periódicos debido a la interferencia con los modos que se propagan a lo largo de la MMF. De acuerdo a la teoría MMI el pico en longitud de onda de un dispositivo MMI está dado como [64,71]

$$\lambda_0 = p \left( \frac{n_{MMF} D_{MMF}^2}{L} \right) \quad \text{con} \quad p = 0,1,2,\dots, \quad (4.1)$$

donde  $n_{MMF}$  corresponde al índice de refracción,  $D_{MMF}$  el diámetro del núcleo de la MMF,  $L$  es la longitud de la MMF, y  $p$  el número de la autoimagen. Como se muestra en la Ecuación (4.1), el pico de respuesta en longitud de onda del filtro MMI puede ser seleccionado simplemente cambiando la longitud de la MMF. Por lo tanto, con la finalidad de construir un filtro sintonizable basado en el MMI, se necesita diseñar un mecanismo para que eficientemente cambie la longitud de la MMF en tiempo real. Una ventaja adicional con la que se cuenta mientras cambia la longitud de la MMF para la

sintonización es que se obtiene una respuesta inmediata en longitud de onda lineal del dispositivo MMI la cual es importante para ciertas aplicaciones.

El esquemático propuesto del filtro MMI sintonizable es mostrado en la Figura 4.1. El principio operacional del dispositivo es sencillo. La idea principal es formar la guía multimodal cuya longitud pueda cambiar a una determinada. De esta forma, cuando el líquido igualador de índice de refracción es introducido en la ferrula de silicio, se forma una fibra multimodal líquida (LMMF), esto siempre y cuando el índice de refracción sea más grande que el de la ferrula. Así, abriendo uno de los empalmes en uno de los extremos de la fibra no-core (fibra multimodal que tiene al aire como revestimiento) este es introducido a la ferrula; por lo tanto, cualquier espacio entre la SMF y la MMF será una LMMF y esta incrementará efectivamente la longitud de la MMF. Cambiando la distancia de separación entre la SMF y la MMF, se controla la longitud efectiva de la MMF y a su vez la sintonización en longitud de onda.

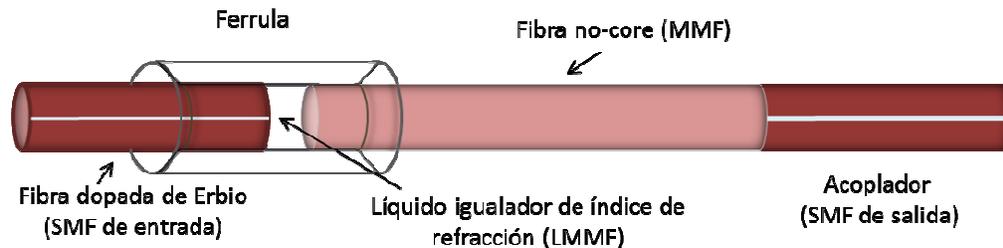


FIGURA 4.1 ESQUEMÁTICO DEL FILTRO MMI SINTONIZABLE. EL FILTRO MMI ES FORMADO POR LA MMF (LMMF & FIBRA NO-CORE) ENTRE DOS FIBRAS MONOMODALES.

La ferrula de silicio fundido tiene una longitud de 15 mm, un diámetro interno y externo de  $127\ \mu\text{m}$  y  $1700\ \mu\text{m}$  respectivamente (polymicro technologies). Las terminales de la ferrula fueron redondeadas para facilitar la introducción de la fibra a la misma ferrula. Con respecto a la fibra MMF, es importante mencionar que cualquier tipo de fibra MMF puede ser usada para observar los efectos de interferencia multimodal (MMI). Sin embargo, la MMF usada en los experimentos es una fibra especial conocida como no-core. La fibra no-core es una MMF de un diámetro de  $125\ \mu\text{m}$  y un índice de refracción

de 1.463 que tiene al aire como revestimiento, tal y como se mencionó anteriormente. Esta fibra fue usada ya que cuenta con una mayor diferencia de dimensiones ( $\Delta n$ ) entre el núcleo y el revestimiento, lo cual proporciona un filtro MMI con un ancho de banda angosto al igual que un alto contraste en la señal a ruido [9]. La longitud de la fibra no-core fue de 58.93 mm, esta longitud corresponde a la cuarta autoimagen ( $p = 4$  en la Ecuación (4.1)). Este número de imagen es seleccionada con respecto a las otras imágenes ( $p = 1, 2, \text{ y } 3$ ), debido a su baja pérdida de inserción y a su más angosto ancho de banda en longitud de onda. Con las dimensiones de la ferrula y de la fibra no-core, las fibras son razonablemente alineadas en dirección transversal después de su introducción a la ferrula. Esto también permite mover las fibras fácilmente a lo largo de la dirección de propagación de la luz con el fin de sintonizar el filtro MMI.

Los líquidos igualadores de índice de refracción para conformar la LMMF fueron de los laboratorios Cargille. En principio, el índice de refracción líquido debe ser mayor que el de la ferrula y menor que el de la fibra no-core para que la luz sea guiada y prevenir pérdidas adicionales respectivamente. No obstante, se decidió probar diferentes índices de refracción líquidos y estudiar sus repercusiones en la respuesta espectral del efecto MMI. Las mediciones fueron tomadas una vez llenada la ferrula con el líquido igualador de índice de refracción e insertando la SMF y MMF en la ferrula hasta que las dos caras de las fibras hicieran contacto entre sí. Esta región fue ubicada en el centro de la ferrula para todas las mediciones. Un láser sintonizable Agilent fue usado como fuente de bombeo de entrada. Después de pasar a través del filtro MMI la luz transmitida fue medida usando un fotodetector. Una vez que la longitud de la MMF fue determinada, el pico en longitud de onda permaneció fijo sin tomar en cuenta el índice de refracción del líquido. Empero, hubo un cambio notable en el ancho de banda del filtro MMI a medida que el índice de refracción iba cambiando tal y como se muestra en la Figura 4.2.

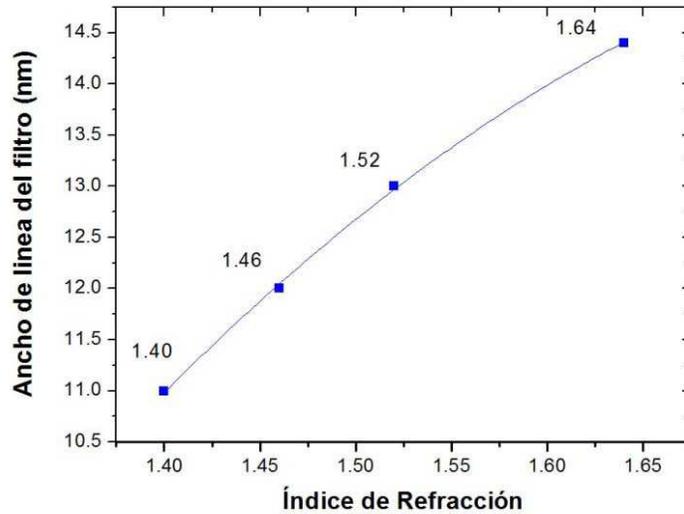


FIGURA 4.2 ANCHO DE BANDA DEL FILTRO MMI EN EL ANCHO TOTAL EN EL MEDIO MÁXIMO (FWHM) A DIFERENTES LÍQUIDOS IGUALADORES DE ÍNDICES DE REFRACCIÓN.

Los resultados muestran que el ancho de banda del filtro se hace más angosto a medida que el índice de refracción líquido se reduce. También se notó que para los valores de los índices de refracción más altos las pérdidas fueron ligeramente mayores, lo cual puede ser correlacionado con la salida fugaz de la luz de la fibra no-core. Aunque el líquido con el menor índice de refracción debería ser el ideal, se tienen limitaciones relacionadas a la ferrula y a la fibra no-core. Por consiguiente, siendo el índice de refracción de la ferrula 1.444 y 1.463 el de la fibra no-core, se seleccionó el líquido igualador de índice de refracción de 1.45 para todos los experimentos.

El desempeño del filtro MMI fue caracterizado variando la separación entre la SMF y la MMF en pequeños pasos, y midiendo su respuesta espectral en cada uno de ellos. Sin embargo, se observó que a medida que la separación entre las caras de las fibras aumentaba, las pérdidas por inserción también incrementaban. Se creó que esto está relacionado a la pequeña disparidad entre los diámetros de la ferrula de sílice ( $127 \mu\text{m}$ ) y de la fibra no-core ( $125 \mu\text{m}$ ) al igual que las imperfecciones de la ferrula. Por consiguiente, a medida que las caras de las fibras se separaran una de la otra habría una muy pequeña inclinación entre las caras la cual pudiera deteriorar el acoplamiento de la autoimagen a la salida de la SMF. Con la finalidad de minimizar esta pérdida, se

determinó el rango de sintonización (por ejemplo máxima abertura entre las caras de las fibras) y maximizar la intensidad transmitida en el centro del rango de sintonización moviendo cuidadosamente las fibras hacia afuera de la ferrula en dirección transversal. Así se pudo mover de ida y vuelta a partir de esta posición sintonizando el filtro MMI. Para una mayor visualización de los datos, la respuesta espectral en potencia óptica del filtro para seis diferentes separaciones es mostrada en la Figura 4.3 (recuadro) para una constante potencia de entrada. La máxima pérdida al final del rango de sintonización más amplio es de 0.24 dB, la cual agregada a la pérdida de 0.4 dB al centro del rango de sintonización hacen un total de 0.64 dB de pérdidas por inserción. Después de la alineación del filtro MMI, el máximo rango de sintonización logrado consistió de 60 nm el cual es mostrado en la Figura 4.3. Este rango de sintonización corresponde a 1.8 mm de separación entre las fibras. Más allá de este rango, las pérdidas por inserción incrementarían rápidamente. Se creó que esto pudiera estar relacionado a la desuniformidad del diámetro interno de la ferrula, tomando en cuenta que cualquier inclinación en la cara de la fibra afectaría el acoplamiento de salida de la autoimagen. Por lo tanto una mayor uniformidad en el capilar junto con un diámetro más cerrado al diámetro de la MMF debería en principio permitirnos incrementar el rango de sintonización.

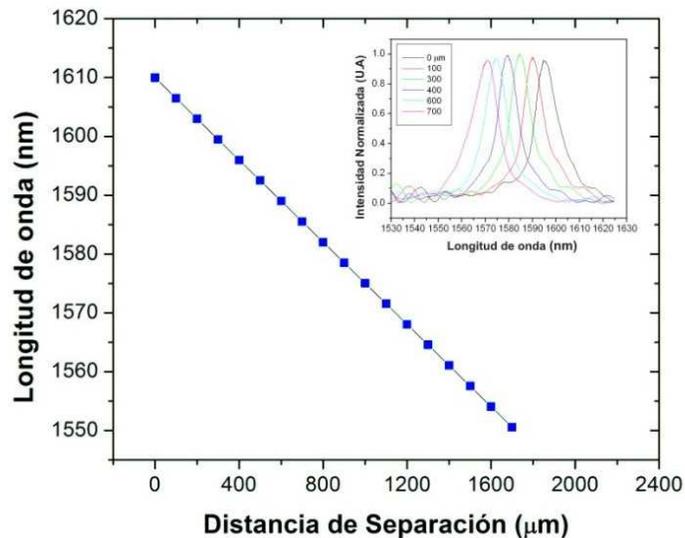


FIGURA 4.3 PICO DE RESPUESTA EN LONGITUD DE ONDA DEL FILTRO MMI COMO UNA FUNCIÓN DE LA SEPARACIÓN ENTRE LAS FIBRAS EN LA FERRULA. RECUADRO: RESPUESTA ESPECTRAL DEL FILTRO MMI PARA DIFERENTES ABERTURAS.

#### 4.4 LÁSER SINTONIZABLE DOPADO DE ERBIO.

El láser sintonizable dopado de erbio (EDFL) fue fabricado usando una configuración de cavidad tipo anillo estándar la cual se muestra en la Figura 4.4.

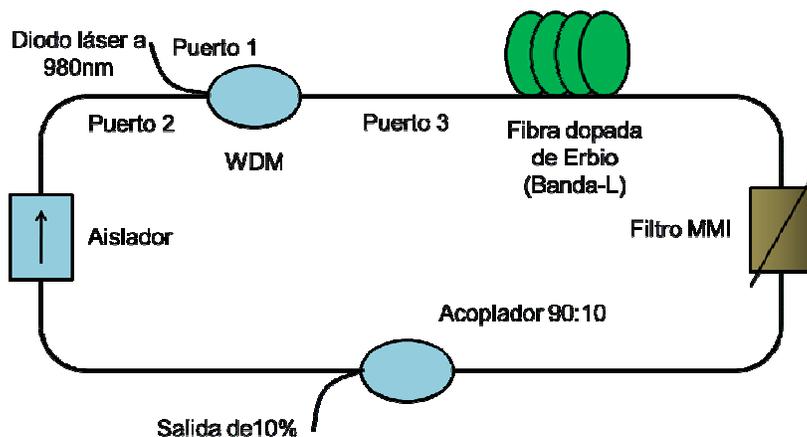


FIGURA 4. 4 ESQUEMA SISTEMÁTICO DEL LÁSER SINTONIZABLE DE FIBRA ÓPTICA DOPADO DE ERBIO BASADO EN EL MMI.

Un diodo láser de 980 nm con 150 mW de potencia máxima de salida de la compañía Lucent Technologies fue usado como fuente de bombeo. El bombeo fue integrado a la cavidad usando un multiplexor de división de longitud de onda (WDM) a 980/1550. El WDM (puerto 3) fue empalmado por fusión con una fibra dopada de erbio de la banda L para las telecomunicaciones de 2.85 m de largo la cual tiene una apertura numérica de 0.25 y una concentración de 300 partículas por millón (ppm). El otro extremo de la fibra dopada de erbio fue colocada dentro de la ferrula con un índice de refracción de 1.45. A partir de ese momento, la fibra de erbio trabaja como fibra monomodal de entrada al filtro MMI. Al otro lado de la ferrula, la fibra no-core fue empalmada por fusión con la fibra óptica monomodal SMF-28, la fibra no-core es entonces colocada dentro de la ferrula completando así el filtro MMI. La salida de la fibra óptica monomodal es empalmada a un acoplador 90/10 para monitorear al láser. El 10% de salida fue conectado a un analizador de espectros ópticos (OSA) mientras que el otro 90% fue empalmado a un aislador óptico. La cavidad tipo anillo es entonces cerrada conectando

la salida del aislador al WDM (puerto 2).

El láser fue operado a una potencia máxima de bombeo, y el filtro sintonizable MMI fue ajustado para minimizar las pérdidas por inserción previamente descritas. La máxima potencia de salida obtenida fue de alrededor de 1 mW. La sintonización en longitud de onda obtenida variando la distancia de separación entre las fibras en pasos de 100  $\mu\text{m}$ , y el espectro láser fue adquirido con un OSA en cada paso. El espectro óptico a diferentes distancias de separación es mostrado en la Figura 4.5. La gráfica muestra un rango total de sintonización de 60 nm el cual va desde 1549 nm a 1609 nm. Se debe también resaltar que la longitud de onda láser puede ser ajustable continuamente dentro del rango de sintonización. El ancho de línea medido fue de 0.4 nm, y la relación señal-ruido (SNR) es de alrededor de 40 dB.

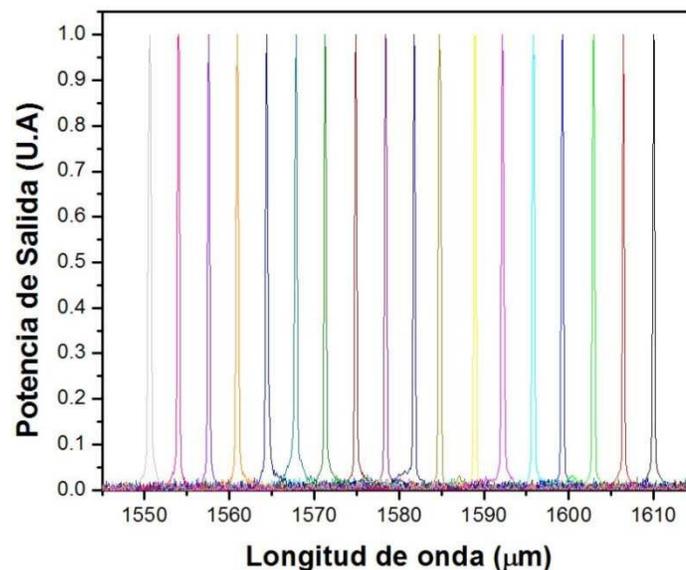


FIGURA 4.5 RESULTADOS EXPERIMENTALES DE LA SINTONIZACIÓN, POTENCIA DE SALIDA VS LONGITUD DE ONDA: 60 NM DE SINTONIZACIÓN CON MÁS DE 40 DB DE CONTRASTE.

Los resultados demostraron las ventajas del filtro MMI para desarrollar láseres sintonizables y de igual forma la factibilidad para ser usados en otras aplicaciones. La ventaja principal del filtro MMI es su simpleza para su fabricación y el bajo costo cuando

este se compra a otros mecanismos de sintonización. Más aparte, desde que el pico de respuesta en longitud de onda del láser puede ser cambiado por usar una fibra óptica multimodal MMF con una longitud diferente, el filtro MMI fácilmente puede ser aplicado a cualquier tipo de láser de fibra óptica dopado de cualquier tierra rara con la finalidad de obtener diferentes rangos de sintonización en longitud de onda. El filtro puede también ser empleado para aplicaciones en alta potencia tales como aquellas basadas en fibras dopadas de Iterbio, tomando en cuenta que los índices de refracción líquidos tiene un punto de hervor de por lo menos 100° C o ser implementado junto con un amplificador de potencia (MOPA).

#### 4.5 CONCLUSIONES

Un láser sintonizable de fibra óptica dopado de erbio fue demostrado. EL mecanismo de sintonización recae en un novedoso y original filtro MMI sintonizable el cual provee un amplio rango de sintonización en conjunto con una alta rentabilidad por su sencillez y costo. Se obtuvo un rango de sintonización de 60 nm con un ancho de línea de 0.4 nm. La relación señal-ruido fue de más de 40dB y la potencia óptica de salida fue de 1mW. Operando el filtro MMI a altas potencias no debería de haber algún problema, pero en esta ocasión esto no fue investigado. El láser sintonizable es de bajo costo y portátil debido a la simpleza y compactibilidad de los elementos que lo conforman. Este láser sintonizable puede ser aplicado en tecnologías como comunicaciones ópticas, específicamente en multiplexión por división de longitud de onda densa (DWDM) y multiplexión por división de longitud de onda ligeras (CWDM), también en medicina, ya que en la actualidad diferentes longitudes de onda se emplean para diferentes tratamientos en el cuerpo humano, esto conlleva a intervenciones quirúrgicas mucho más precisas y de mayor eficacia siendo esto un gran avance en esta industria.

# CAPÍTULO 5

## 5. ACERCAMIENTO A UN LÁSER DE FIBRA ÓPTICA SINTONIZABLE CON OPERACIÓN MECÁNICA.

### 5.1 INTRODUCCIÓN.

#### 5.1.1 REJILLAS SINTONIZABLES.

Los láseres de fibra óptica con peines de emisión de frecuencia sencilla que cubren las diferentes bandas de telecomunicaciones ópticas encuentran muchas aplicaciones en áreas como las comunicaciones y sensado. Los requerimientos para estos tipos de láseres han cambiado con el paso del tiempo, al grado de que ahora la industria requiere dispositivos ópticos que cubran un cierto rango de longitud de onda sintonizable.

Diversas técnicas han aplicado rejillas de Bragg por sus siglas en inglés (FBG) con el objetivo de sintonizar en ciertos rangos en longitud de onda. La técnica de compresión ha demostrado ser la adecuada no solo por su amplio rango de sintonización, sino por su bajo costo y bajas pérdidas de inserción [72], también esta técnica le favorece a la rejilla de Bragg debido a que la hace menos vulnerable a romperse [73].

En la actualidad se encuentra en la literatura técnicas basadas en la compresión de una rejilla de Bragg. Tal es el caso de la compresión axial [74] y la técnica del doblez de viga de acero (beam bending technique) con la cual se ha logrado altos rangos de sintonización, bajas pérdidas de inserción y pequeñas variaciones en la “FWHM” anchura completa a media altura del láser [75, 60]. Siendo esta técnica la elegida para el trabajo que se presenta en este capítulo. Por otro lado algunas técnicas necesitan

actuadores piezoeléctricos los cuales son asociados con amplificadores altos en voltaje [76, 77] lo cual los hace brumosos y costosos.

Una implementación importante en la técnica de compresión ha sido la adhesión de una material empotrador [78]. Esta adhesión ha mejorado algunas características importantes tanto como el duplicar los rangos de sintonización y el reducir la “FWHM” anchura completa a media altura del láser. Las ventajas de usar materiales con una alta diferencia en sus Módulos de Young en los sistemas ópticas sintonizables a base de rejillas son bien sabidos [74, 60, 78] logrando pocas pérdidas de inserción con grandes recorridos en longitud de onda. El material normalmente usado con un alto Módulo de Young es una placa de acero junto con un material con un bajo Módulo de Young como material empotrador. El polímero Surlyn 8940 de DuPont es un buen ejemplo de un material empotrador. Entre otras razones para el uso del polímero Surlyn 8940, es que dicho polímero se adhiere bien al metal y al silicio. Este polímero tiene una presentación en forma de pequeños comprimidos (pellets) con diámetros de 2mm aproximadamente.

En este trabajo se muestra una aproximación a un láser de fibra óptica sintonizable multifrecuencia. Se ha experimentado con tres diferentes dispositivos opto-mecánicos: de forma cilíndrica, de forma longitudinal con tornillo y doblez de viga de acero. Todos los dispositivos de compresión fueron probados con rejillas de Bragg pasivas (FBG) con una longitud de 25mm la cual es más del doble de aquellas publicadas [74, 60, 78]. En trabajos previos principalmente se observa la longitud de onda central de desvío sin observar la estabilidad de respuesta de fase.

## 5.2 DISPOSITIVOS CILÍNDRICOS.

El dispositivo mecánico cilíndrico fue propuesto con el fin de obtener un dispositivo compacto y portátil. Dicho dispositivo se muestra en la Figura 5.1.

Antes de la compresión de la rejilla en el dispositivo, al polímero se le dio la forma de un

molde de Teflón cilíndrico con dimensiones similares a la cámara interior del dispositivo de compresión. Tanto el molde como el dispositivo mecánico tienen una forma interna cilíndrica, esto debido a las facilidades de su fabricación y para una mejor correlación.

Como se mencionó anteriormente, la presentación del polímero es en forma de pellets. Estos pellets fueron colocados uniformemente dentro del molde cilíndrico capa por capa sumando un total de seis capas. Las tres primeras capas fueron calentadas en un horno a 150°C por tres horas una por una. Esta temperatura permitió alcanzar el punto de fusión del polímero sin quemarlo. Después de la tercera capa (punto medio del molde) la rejilla fue colocada dentro del molde aplicándole cierta tensión con el fin de alinearla lo mejor posible. Las otras tres capas del polímero fueron colocadas y calentadas una por una a 120°C por 4 horas. La variación de temperatura fue para evitar cualquier perturbación en la rejilla de Bragg.



FIGURA 5.1 DISPOSITIVO MECÁNICO CILÍNDRICO.

Después de la preparación de la forma del polímero, este fue separado del molde de Teflón y colocado dentro del dispositivo mecánico cilíndrico tal y como se muestra en la Figura 5.2, esto antes de colocar la parte superior del sistema de compresión para cerrar la cámara del dispositivo. El Teflón no se adhiere al polímero, esto permite separarlos fácilmente después del proceso de fusión.



FIGURA 5.2 POLÍMERO COLOCADO DENTRO DEL DISPOSITIVO CILÍNDRICO.

### 5.2.1 EXPERIMENTACIÓN

El procedimiento de prueba del dispositivo cilíndrico consistió en integrar una rejilla chirpeada con el polímero seleccionado (Surlyn 8940 DuPont), y comprimirlos a través de un tornillo. Los resultados se muestran en la Figura 5.3.

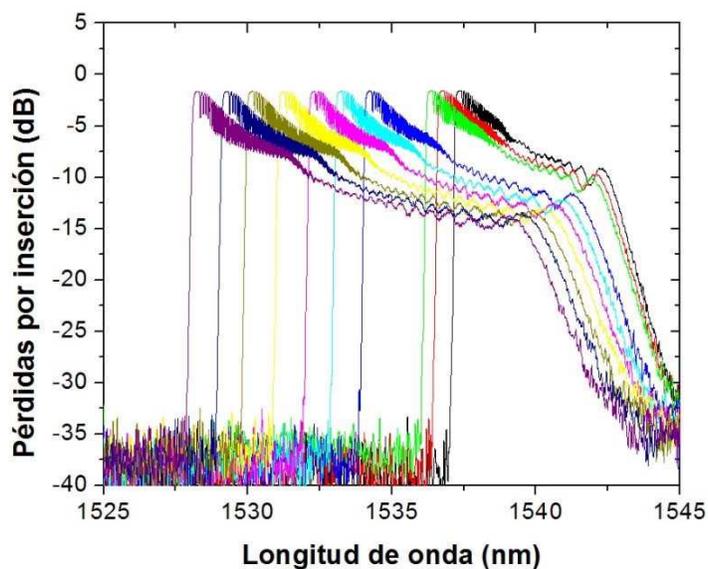


FIGURA 5.3 ESPECTRO DEL BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DE UNA REJILLA CHIRPEADA.

El espectro observado muestra que la compresión aplicada a la rejilla no se propaga a través del polímero de una manera uniforme. La parte izquierda de la banda de reflexión cambia más rápido que la parte derecha además de apreciarse un ensanchamiento lo cual indica cierta alteración en la rejilla chirpeada. La Figura 5.4

muestra las diferencias entre longitudes de onda en cada paso.

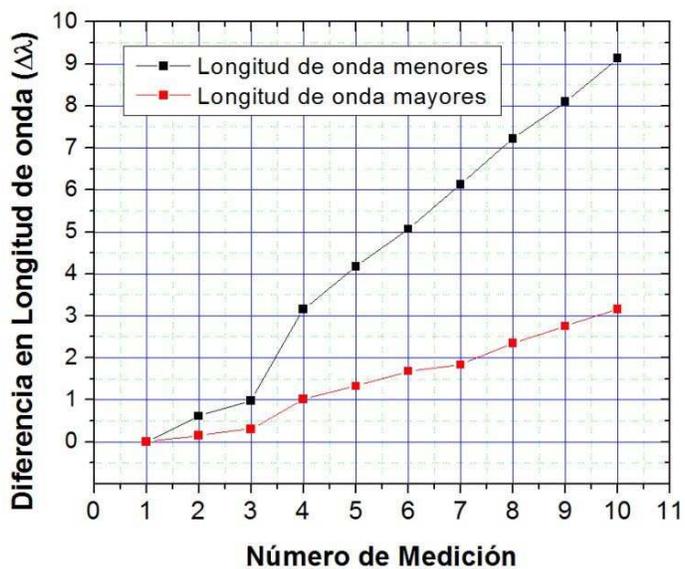


FIGURA 5.4 DIFERENCIAS ENTRE LONGITUDES DE ONDA.

Otra observación fue el alcanzar el punto de inelasticidad de la rejilla. El espectro de la rejilla se muestra en la Figura 5.5.

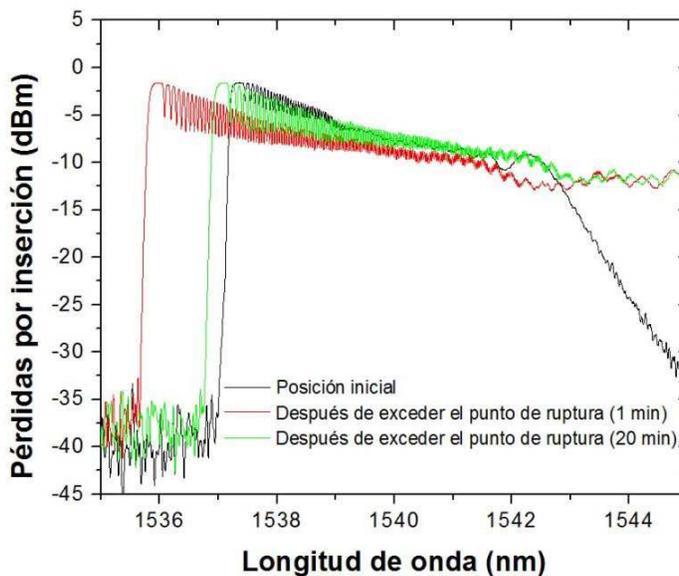


FIGURA 5.5 PUNTO DE INELASTICIDAD DE LA REJILLA

La primera hipótesis de la variación a lo largo de la compresión de la rejilla fue la fuerza potencial de retención proveniente de la cámara cilíndrica. Se cree que cuando se aplica

compresión el molde del polímero se expande y su diámetro interno aumenta empujando hacia la superficie metálica de la cámara del cilindro y de tal modo generando fuerzas de retención. Hubo una mejora cuando se agregó aceite en la cámara del dispositivo cilíndrico esto con el fin de mejorar la traslación de la fuerza de compresión a través del polímero y la rejilla. El espectro de la señal y las diferencias entre las longitudes de onda se muestran en la Figura 5.6 y 5.7 respectivamente.

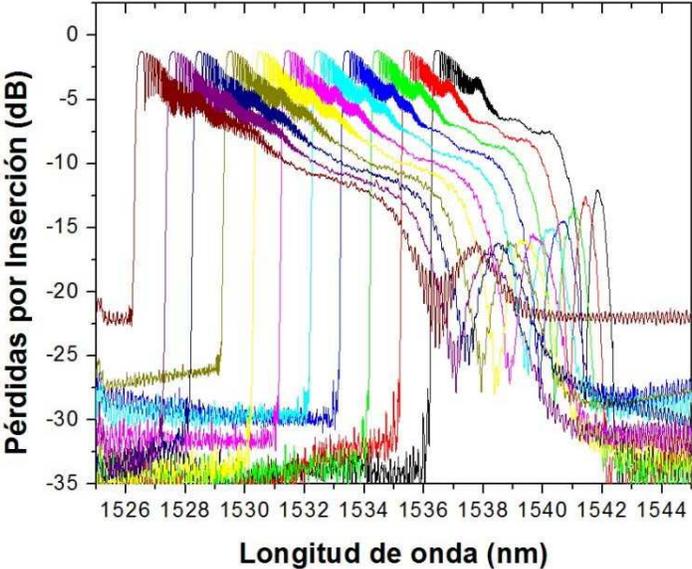


FIGURA 5.6 ESPECTRO DEL BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA.

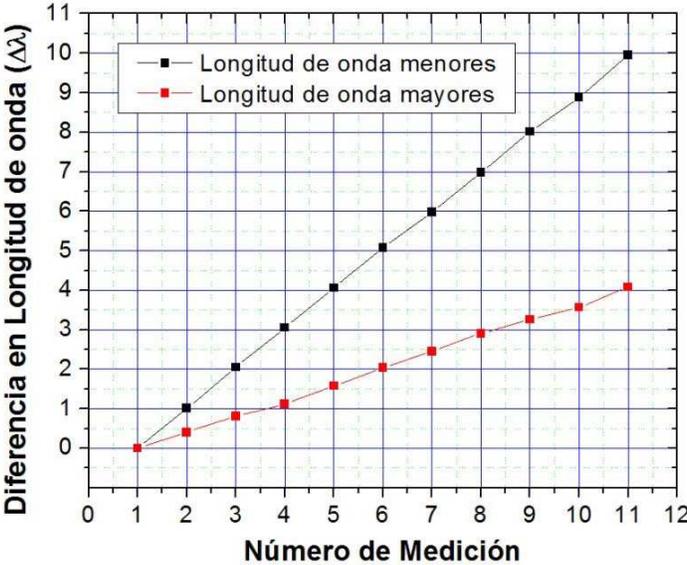


FIGURA 5.7 DIFERENCIAS ENTRE LONGITUDES DE ONDA.

Por otro lado, se observa una discrepancia en el punto de relajación del dispositivo. Cierta histéresis se hizo presente. Un corrimiento de 1 nm se muestra en la Figura 5.8.

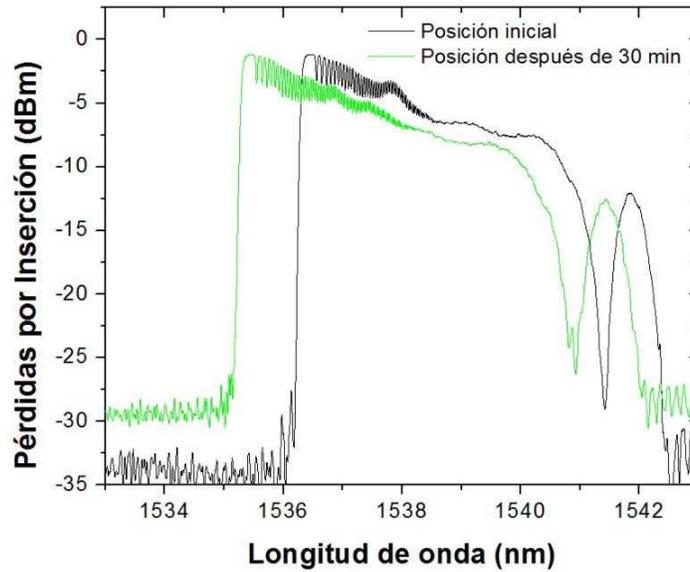


FIGURA 5.8 HISTÉRESIS OBSERVADA.

Los resultados del dispositivo de compresión no presentaron la característica de generar una distribución de tensión uniforme a lo largo de la estructura de la rejilla. Por lo tanto se optó por experimentar otro dispositivo como posible solución para el sistema de sintonización láser.

### 5.3 DISPOSITIVO LONGITUDINAL CON TORNILLO.

Los problemas presentados en el dispositivo previo fueron tomados en cuenta para el diseño del dispositivo longitudinal de tornillo. Este dispositivo cuenta con la libertad de espacio para expansión del polímero durante la compresión; también dos puntas metálicas fueron colocadas en ambos lados del polímero convirtiéndolo en un dispositivo mecánico por sí solo. Con el objetivo de obtener la compresión, un tornillo fue colocado a través del molde. La Figura 5.9 muestra el dispositivo.

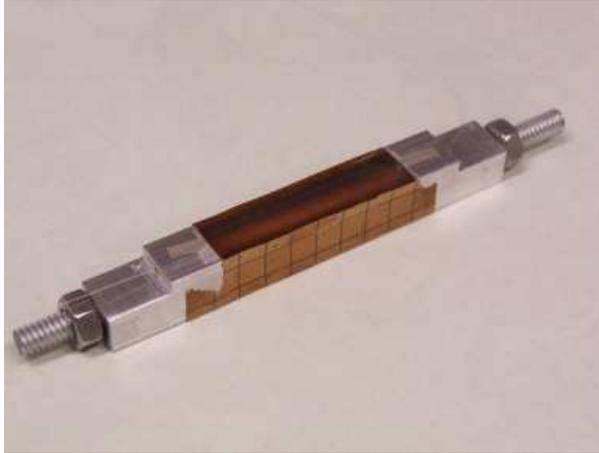


FIGURA 5.9 DISPOSITIVO LONGITUDINAL CON TORNILLO.

La implementación de este dispositivo fue con el objetivo de tener un sistema con guía incluida que a su vez permitiera una compresión uniforme en el polímero y en la rejilla.

La fabricación del molde consiste en depositar varias capas de polímero hasta alcanzar el nivel en el cual se coloca la fibra óptica. Las capas de polímero fueron calentadas a  $150^{\circ}\text{C}$  por 3 horas cada una, tal y como se hizo con el dispositivo cilíndrico. Después, la capa superior (la superficie) fue maquinada con el objeto de tener una superficie lo más plana posible para la colocación de la fibra óptica con rejilla. Posteriormente, una última capa de polímero fue agregada calentándola a  $120^{\circ}\text{C}$  por 4 horas alcanzando así la parte superior de las terminales metálicas. Finalmente, el dispositivo se sometió a otro proceso de maquinado dándole a la superficie un acabado plano. Esto fue hecho a manera de asegurar una mejor uniformidad en la distribución cuando la compresión.

Los resultados se muestran en la Figura 5.10 y 5.11. Estos resultados demuestran mejoras comparándolas con el dispositivo cilíndrico. La hipótesis acerca de las fuerzas de retención provenientes de la cámara del dispositivo parece ser un punto de inflexión potencial. Sin embargo, el dispositivo longitudinal también genera un ensanchamiento en el ancho de banda el cual en otra ocasión indicaba cambios en las rejillas de Bragg chirpeadas.

### 5.3.1 EXPERIMENTACIÓN

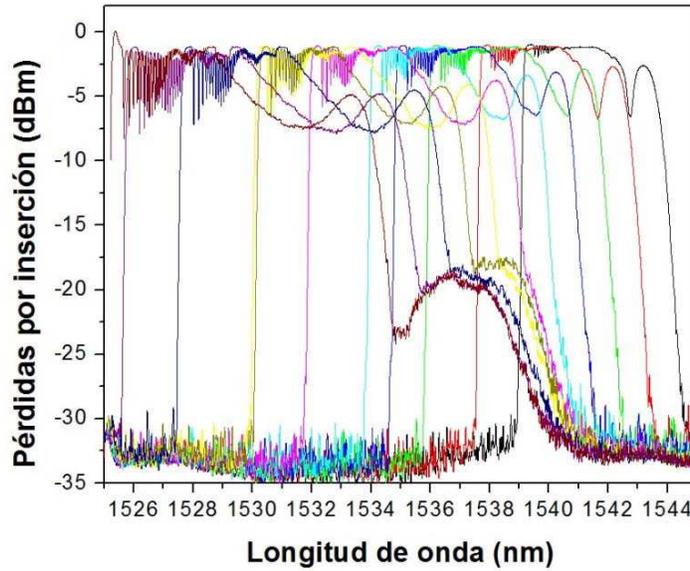


FIGURA 5.10 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO LONGITUDINAL.

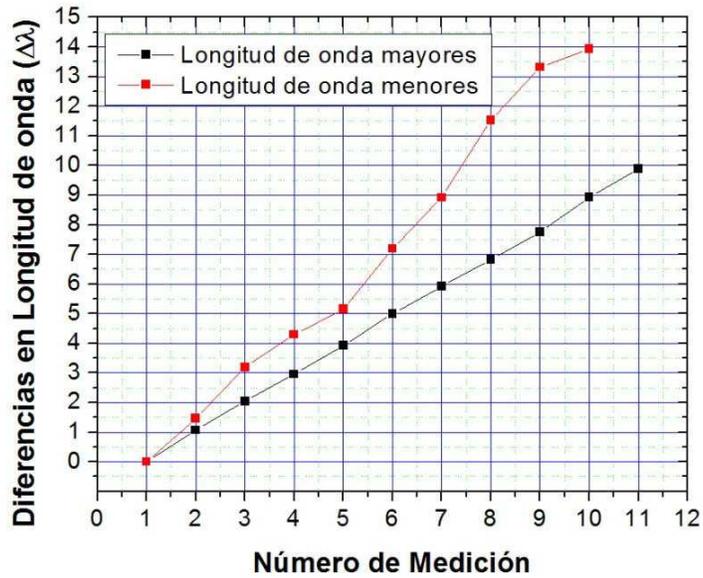


FIGURA 5.11 DIFERENCIA ENTRE LAS LONGITUDES DE ONDA.

La compresión fue aplicada por pernos a un vástago metálico el cual fue insertado a través del molde por completo.

El hecho de aplicar la compresión por un lado fue considerado. Se realizaron experimentos con otras muestras donde la aplicación de la fuerza de compresión fuera

por ambos lados del dispositivo de una forma independiente una de la otra. Las Figuras 5.12 y 5.13 muestran los resultados experimentales.

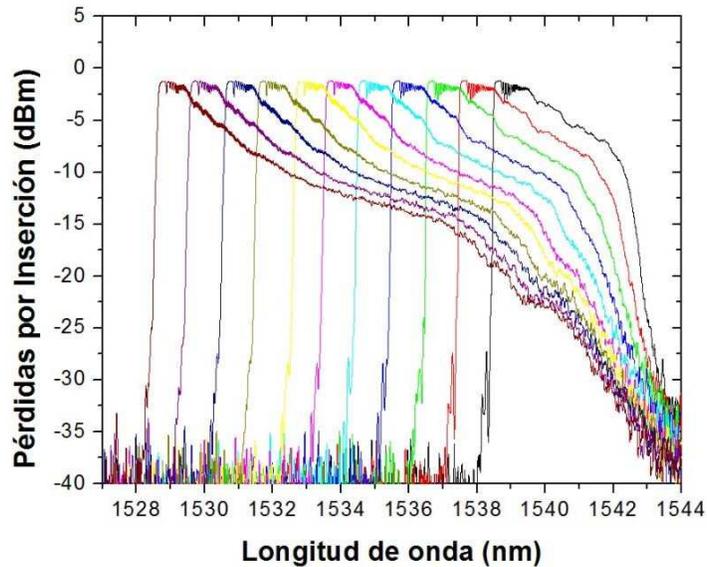


FIGURA 5.12 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO LONGITUDINAL (LADO DERECHO).

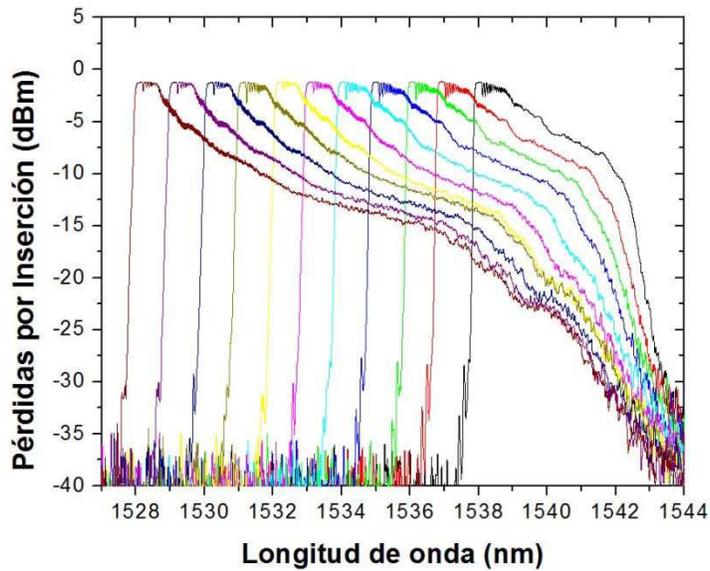


FIGURA 5.13 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO LONGITUDINAL (LADO IZQUIERDO).

Aún si el dispositivo de compresión longitudinal proporcionara mejoras en los espectros de barridos en longitud de onda, este afecta la rejilla de Bragg chiripeada y no podría ser usado como sistema de sintonización para láseres de rejilla de Bragg distribuida.

## 5.4 DOBLEZ EN VIGA DE ACERO (COMPRESIÓN EN U).

Como una alternativa de la compresión longitudinal existe la técnica del doblado de viga de acero, la cual consiste en el montaje del polímero y de la rejilla en una viga de metal (acero) para así aplicarle una fuerza de compresión por ambas orillas de la viga dándole una forma de U. El doblado de viga se muestra en la Figura 5.14.



FIGURA 5.14 POLÍMERO COLOCADO EN UNA VIGA DE METAL DESPUÉS DE SU FABRICACIÓN EN MOLDE.

El proceso de moldeado consiste en colocar diferentes capas de polímero en una viga de metal delimitada por un molde de Teflón. La forma del polímero final tiene dimensiones de 117mm, 10m, 7mm, largo-ancho-alto aproximadamente. A fin de alcanzar el nivel óptico para colocar la rejilla, se depositaron 4 capas de polímero a 150°C por 3 horas cada una. Después de colocar la rejilla fueron depositadas 2 capas más a 120°C por 4 horas cada una.

### 5.4.1 EXPERIMENTACIÓN

#### 5.4.1.1 PRIMER MOLDE.

El espectro de longitudes de onda y las diferencias de las mismas se muestran en las Figuras 5.15 y 5.16.

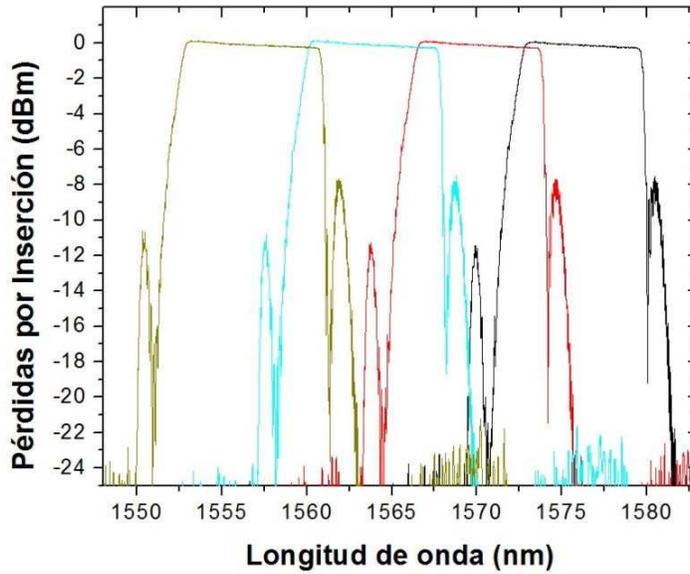


FIGURA 5.15 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DE DISPOSITIVO CON COMPRESIÓN EN U.

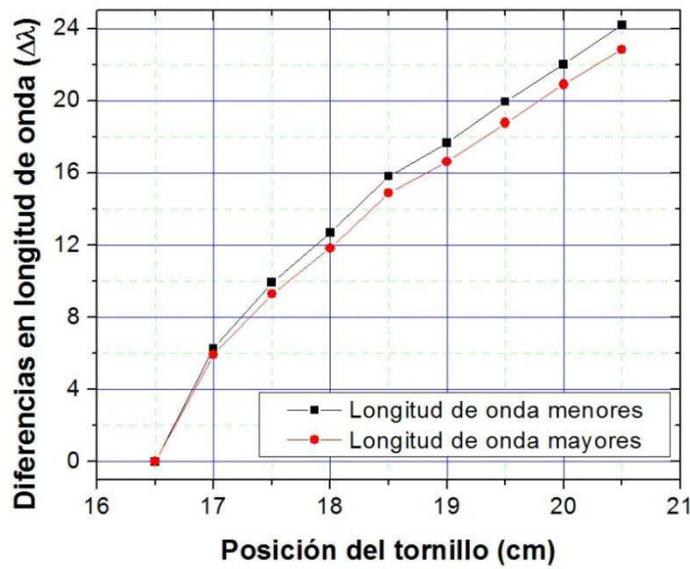


FIGURA 5.16 DIFERENCIAS ENTRE LONGITUDES DE ONDA.

Se analizó la técnica del doblado de viga de metal debido a que esta mostró uniformidad en la fuerza de compresión en la viga de metal. La Figura 5.17 presenta los resultados. Para cada estado de doblado, la distancia relativa entre la viga de metal y el soporte de aluminio fue tomada junto con la viga de metal para ver la evolución del doblado.

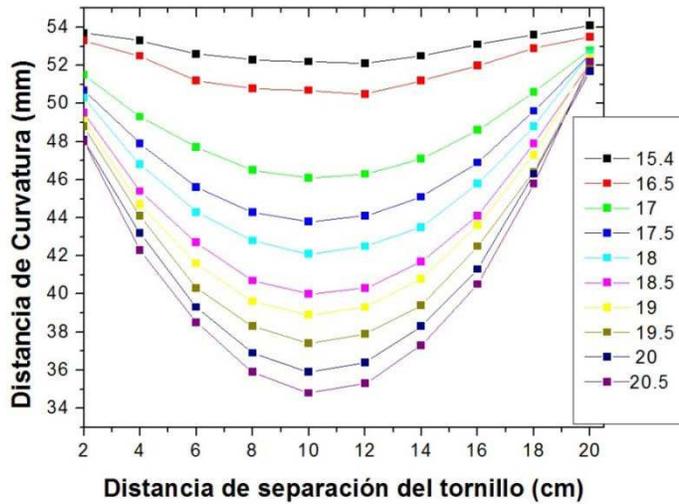


FIGURA 5.17 FORMA DE LA VIGA DE METAL OCASIONADA POR LA FUERZA DE COMPRESIÓN.

#### 5. 4.1.2 PRIMER MOLDE MAQUINADO.

Después de la experimentación se propuso la reducción de la cantidad de polímero disminuyendo la fuerza de compresión. Por lo tanto la forma piramidal fue adoptada maquinando el polímero. Las Figuras 5.18 y 5.19 muestran los resultados.

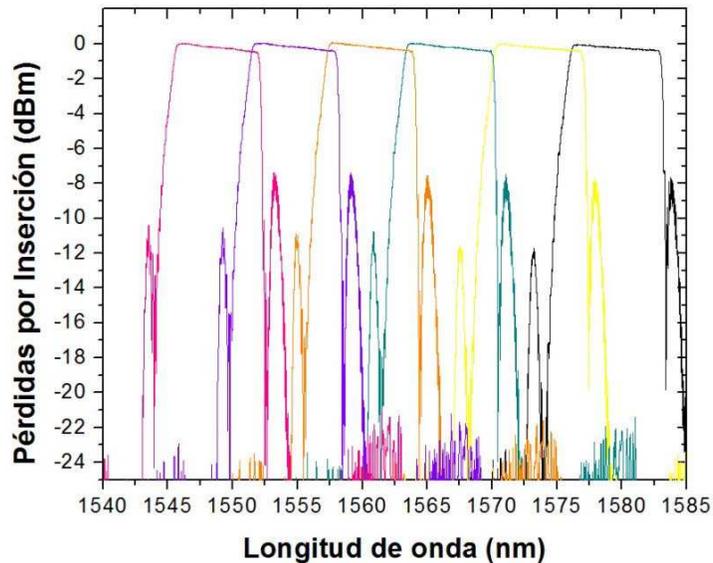


FIGURA 5.18 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO DE COMPRESIÓN EN U CON FORMA PIRAMIDAL.

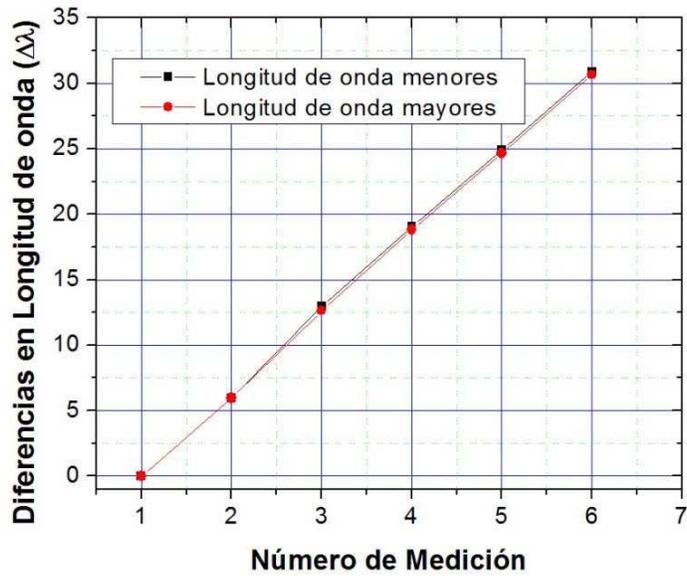


FIGURA 5.19 DIFERENCIAS EN LONGITUDES DE ONDA DEL DISPOSITIVO DE COMPRESIÓN EN U CON FORMA PIRAMIDAL.

#### 5.4.1.3 SEGUNDO MOLDE MAQUINADO .

Un Segundo molde fue elaborado. En esta ocasión el procesos de maquinado seria antes de colocar la rejilla en el polímero para reducir el desnivel en el polímero. También el doblez de viga fue medido. La Figura 5.20 muestra el dispositivo. Las Figuras 5.21-5.23 muestran los resultados.

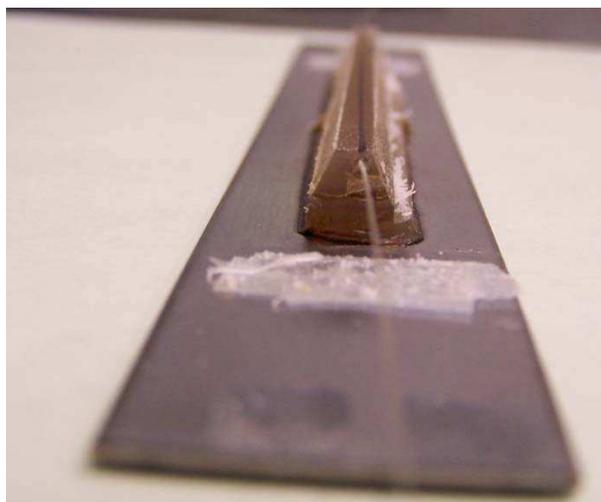


FIGURA 5.20 POLÍMERO MOLDEADO CON FORMA PIRAMIDAL.

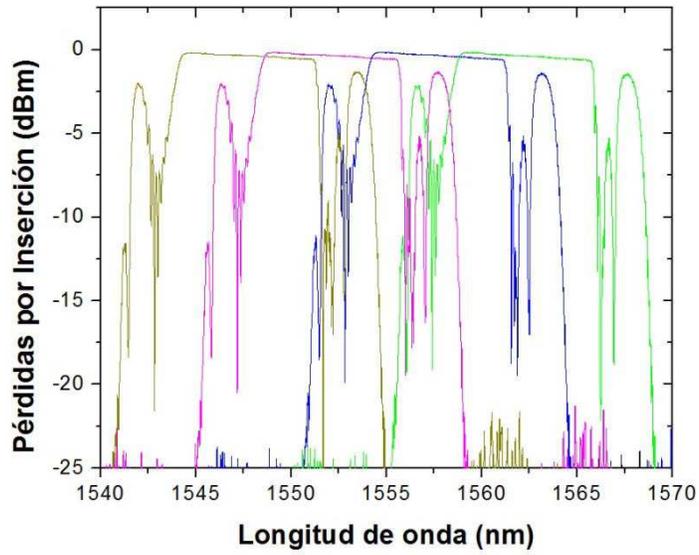


FIGURA 5.21 BARRIDO DE LONGITUD DE ONDA DE DISPOSITIVO DE COMPRESIÓN EN U CON FORMA PIRAMIDAL Y MAQUINADO.

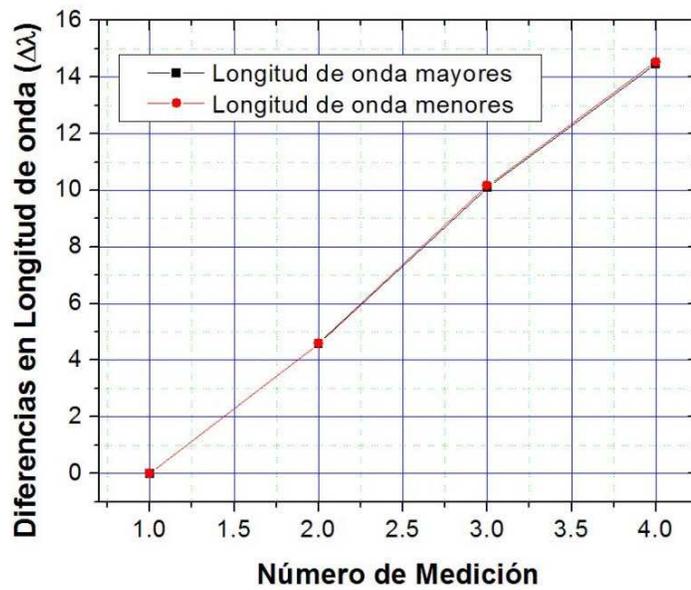


FIGURA 5.22 DIFERENCIAS EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO EN COMPRESIÓN DE U CON FORMA PIRAMIDAL Y MAQUINADO.

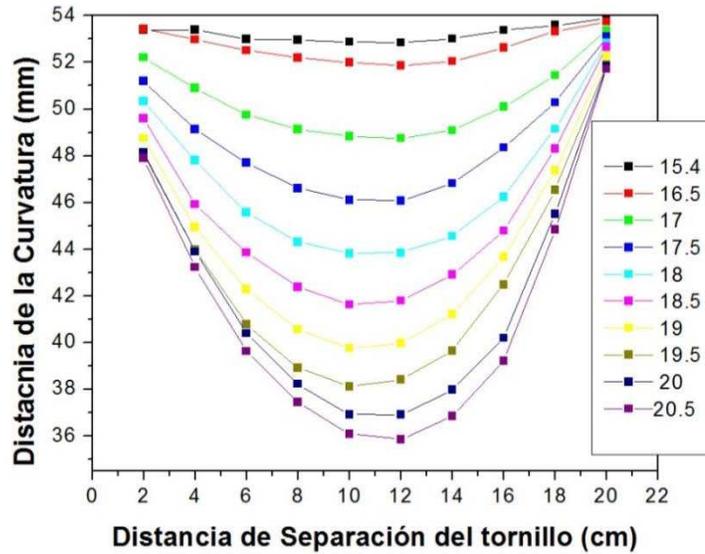


FIGURA 5.23 FORMA DE LA FUERZA DE COMPRESIÓN DE LA PLACA METÁLICA.

#### 5.4.1.4 TERCER MOLDE MAQUINADO.

Después otro maquinado se realizó una vez con el molde completado. La forma piramidal también fue adoptada. Los resultados mostraron una mejora en el espaciado en longitud de onda. Se consideró crítica la alineación de la fibra óptica por lo que en este molde fue una prioridad. Figura 5.24 muestra una vista frontal de la forma piramidal final después del maquinado. Las Figuras 5.25 y 5.26 muestran los resultados.

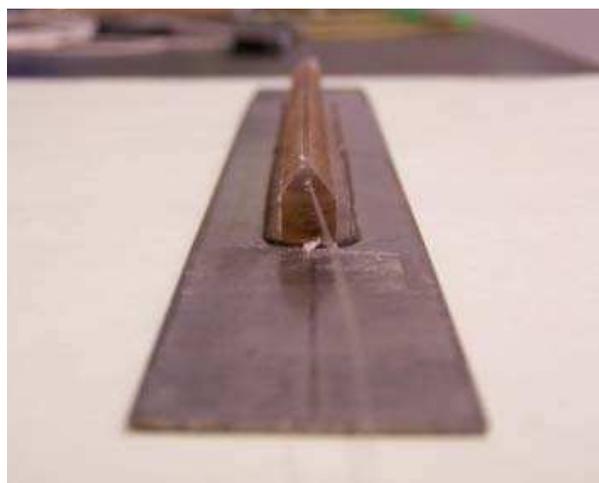


FIGURA 5.24 VISTA FRONTAL DEL MOLDE CON FORMA PIRAMIDAL.

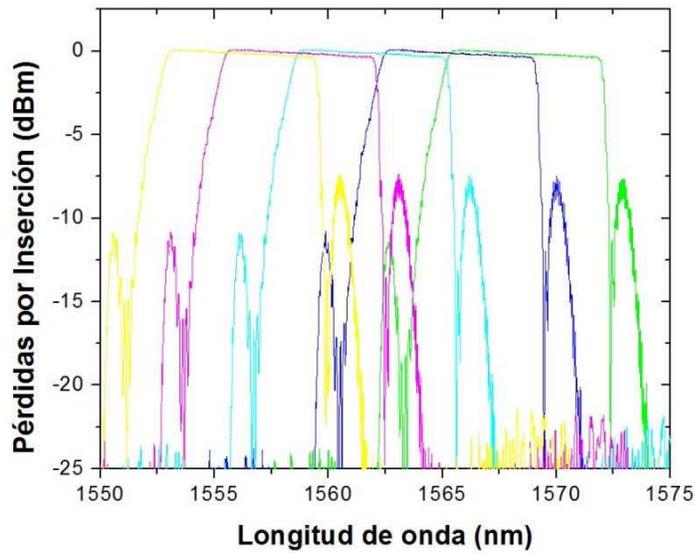


FIGURA 5.25 BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA DEL DISPOSITIVO DE COMPRESIÓN EN U CON FORMA PIRAMIDAL, MAQUINADO Y ALINEACIÓN DE LAS FIBRAS.

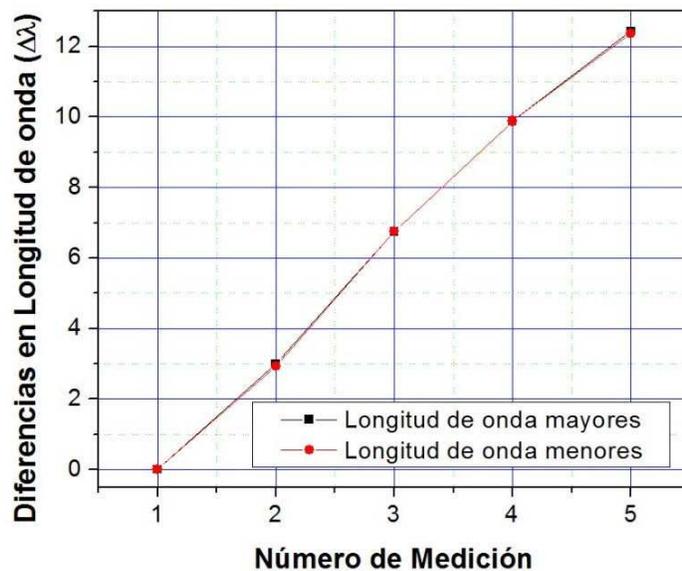


FIGURA 5.26 DIFERENCIA EN LONGITUDES DE ONDA DEL DISPOSITIVO DE COMPRESIÓN EN U CON FORMA PIRAMIDAL, MAQUINADO Y FIBRAS ALINEADAS.

Se realizó un análisis con el programa MATLAB para comparar la forma espectral de todas las mediciones superponiendo el espectro de las longitudes de onda en corrimiento. El programa grafica los corrimientos espectrales y un ancho de banda de 3dB de todas las mediciones.

El primer molde sin el polímero maquinado se muestra en la Figura 5.27.

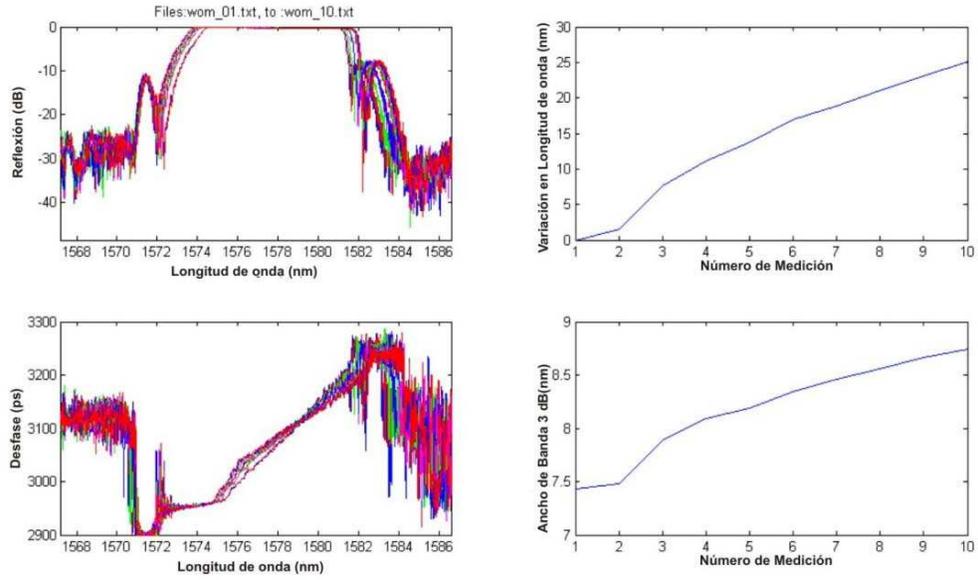


FIGURA 5.27 ANÁLISIS EN MATLAB.

El mismo molde después del proceso de maquinado al polímero se muestra en la Figura 5.28.

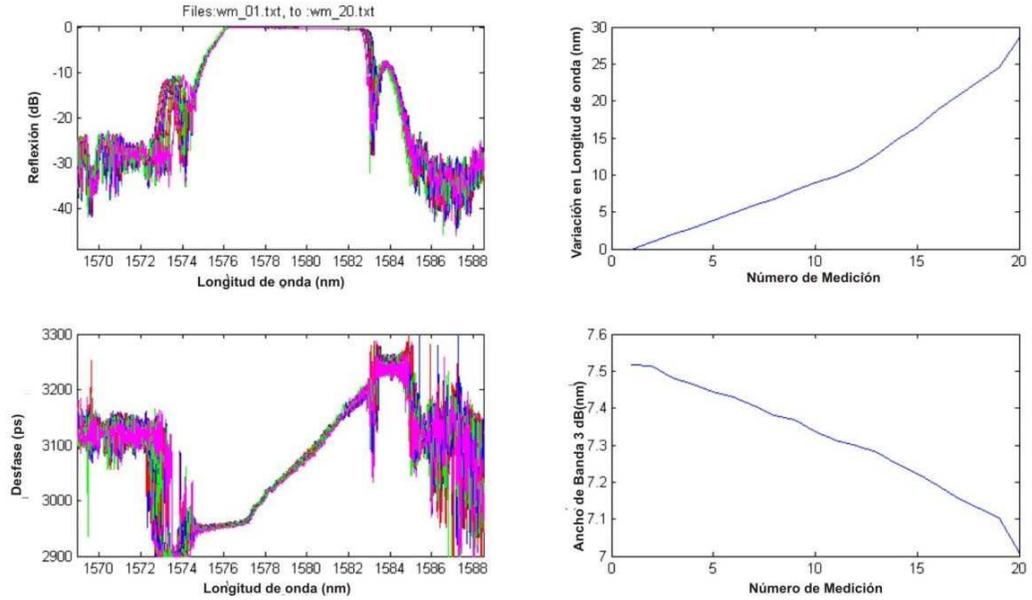


FIGURA 5.28 ANÁLISIS EN MATLAB.

La comparación de los espectros en longitud de onda del segundo molde, considerando la alineación de la rejilla de fibra óptica con el polímero maquinado, se muestra en la Figura 5.29.

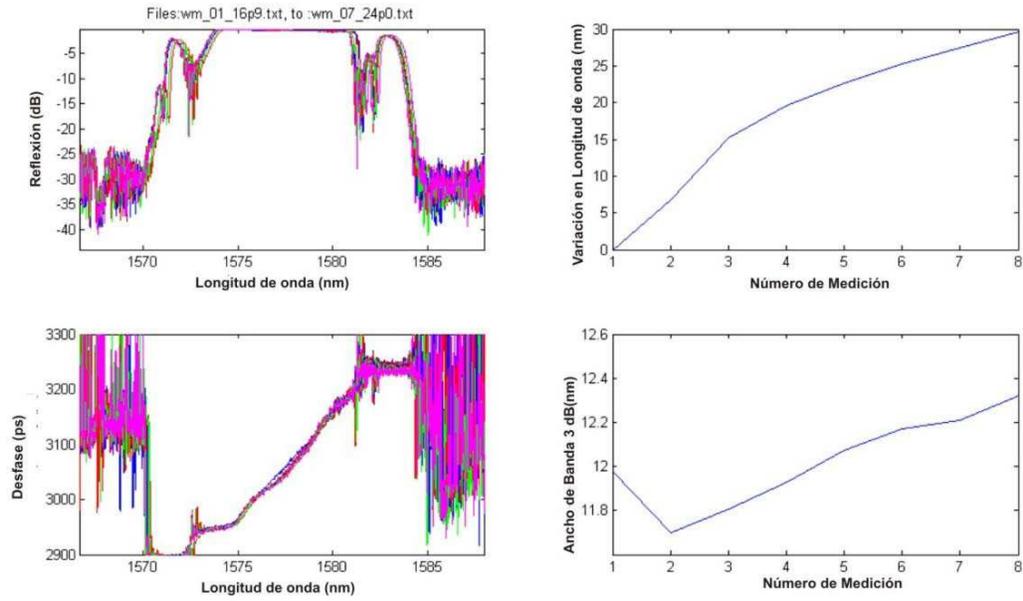


FIGURA 5.29 ANÁLISIS EN MATLAB.

El sistema de comprensión en U claramente muestra una mejora en el sistema de sintonización. De la Figura 5.27 a las 5.29 se muestran las pequeñas variaciones de respuesta en el retraso de grupo de las rejillas de Bragg y una variación en el ancho de banda de 3dB menores al 5% (11.7nm/12.3nm).

## 5.5 EXPERIMENTACIÓN DE LÁSERES EN DISPOSITIVOS CON COMPRESIÓN EN U.

Finalmente, el dispositivo por el que se optó fue el de comprensión en U, debido a que este demuestra menos impacto en la respuesta de fase de la Rejilla de Bragg de fibra óptica mientras se le aplica comprensión. El rango de sintonización es dependiente de la distancia relativa entre la fibra óptica y la viga de acero ( $L_{FB}$ ). Tres valores diferentes de

$L_{FB}$  fueron probados para verificar la existencia de alguna relación entre el rango de sintonización y la estabilidad láser.

### 5.5.1 EXPERIMENTACIÓN.

#### 5.5.1.1 EXPERIMENTO EN COMPRESIÓN EN U CON $L_{FB}=6\text{MM}$ .

---

La Figura 5.30 y Figura 5.31 muestran al polímero moldeado de la fibra óptica laser con una  $L_{FB} = 6\text{ mm}$  antes del proceso de maquinado final. Las dimensiones de la viga de acero son 210mm de largo, 25.4mm de ancho y 1mm de alto. El molde fabricado tiene una longitud de 117mm y 10mm de ancho. La altura del molde depende de la distancia a probar entre la fibra óptica láser y la viga de acero.



FIGURA 5.30 MOLDE FABRICADO.

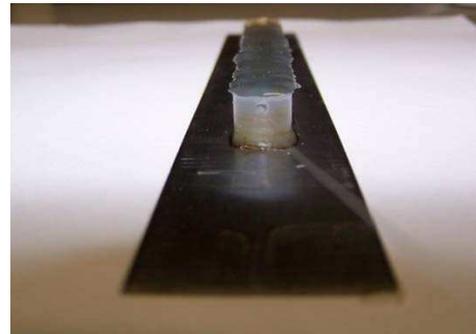


FIGURA 5.31 VISTA FRONTAL DEL MOLDE FABRICADO.

El sistema de compresión en U que se muestra en la Figura 5.32(a) y Figura 5.33(a) muestra una vista transversal del dispositivo en posiciones de compresión de 18mm y 20.5mm respectivamente. Tanto en la Figura 5.32(b) como Figura 5.33(b) dos curvas son superpuestas para comparar el doblamiento de la viga con las funciones tanto circular como parabólica. Cada función es graficada y sus diferencias son calculadas en (c). Las unidades del eje Y están en pixeles. Estos resultados demuestran que el dispositivo permite producir una forma de doblez muy cercana a la deseada circular.

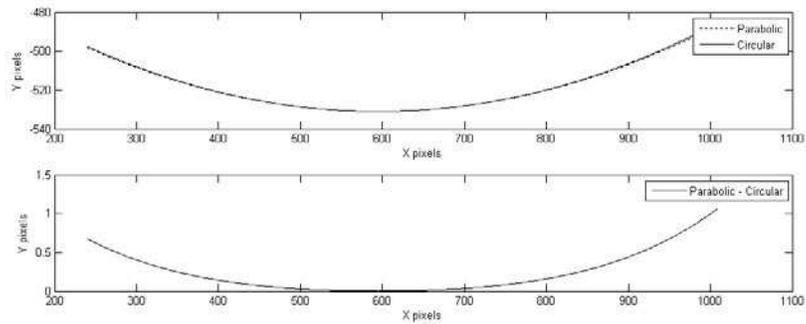
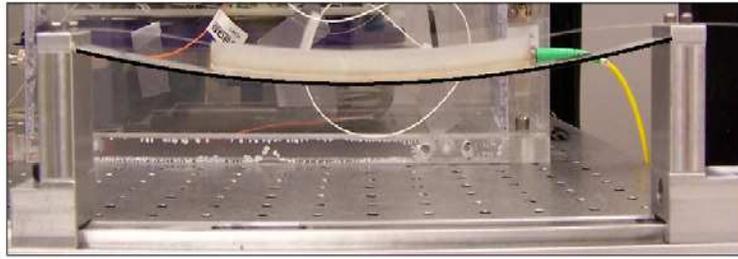


FIGURA 5.32 ANÁLISIS DE LA FORMA DE DOBLEZ DE LA VIGA A UNA DISTANCIA DE TORNILLO DE 18MM.

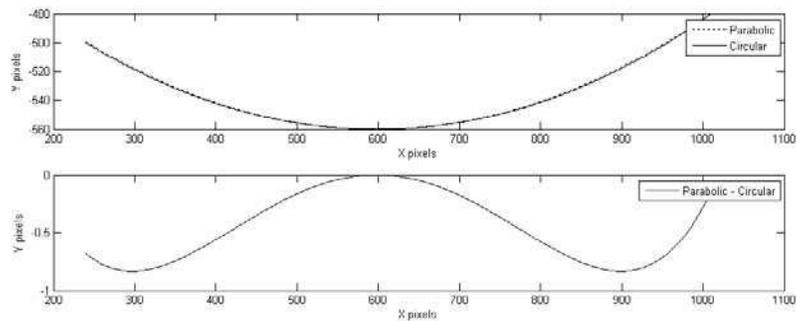
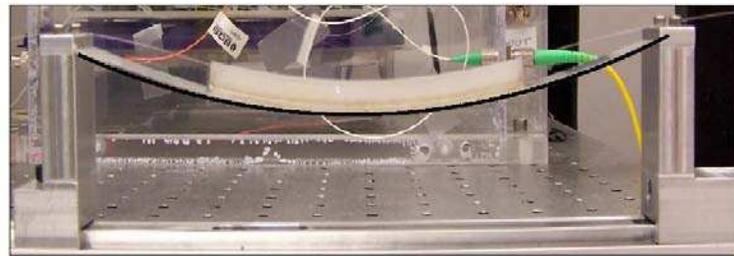


FIGURA 5.33 ANÁLISIS DE LA FORMA DE DOBLEZ DE LA VIGA A UNA DISTANCIA DE TORNILLO DE 20.5MM.

La Figura 5.34 muestra los espectros correspondientes a la posición de compresión del tornillo. Se puede apreciar que los espectros en longitudes de onda fueron corridos

hacia longitudes de onda menores por  $\approx 15$  nm para cada desplazamiento correspondiente de 1.1% (2.4 mm / 210 mm). También se observó que la potencia de salida no fue especialmente afectada en este proceso.

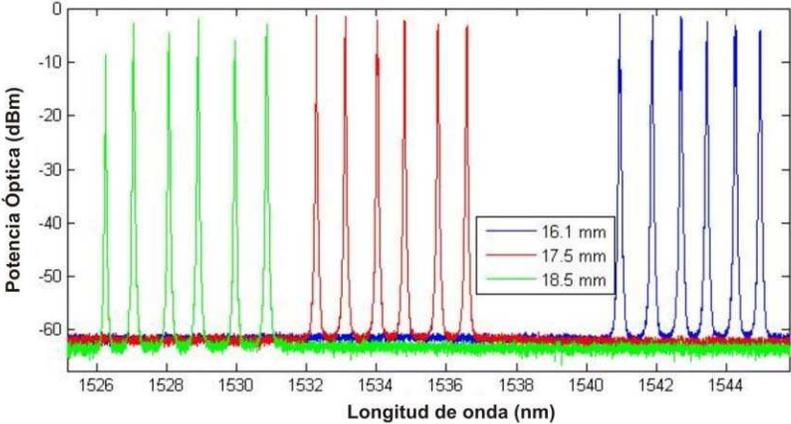


FIGURA 5.34 ESPECTROS DE CORRIMIENTO EN LONGITUDES DE ONDA A DIFERENTES POSICIONES DE COMPRESIÓN.

La Figura 5.35 muestra la evolución del error relativo a 100GHz. Se puede apreciar que la aplicación de la compresión en U incrementa el error pico a pico, el cual indica que la rejilla de Bragg de fibra óptica chirpeada es ligeramente afectada.

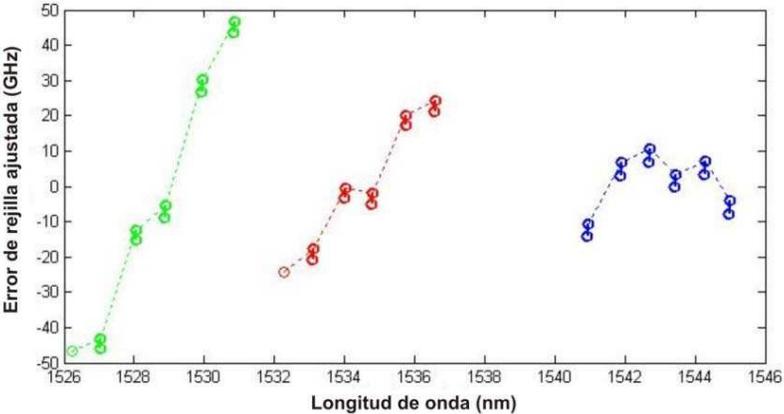


FIGURA 5.35 ERRO RELATIVO A 100GHZ.

También se realizaron pruebas al expandir la viga de acero, esto con el fin de lograr una sintonización en longitudes de onda mayores. Cierta inestabilidad fue observada durante esta aplicación. Previamente fue observado que cuando se aplicaba expansión

al molde, este requería más tiempo (comparado a la comprensión) para obtener el estado final de expansión. Entonces, mientras el analizador de espectros ópticos (OSA) barría en longitudes de onda, se podía apreciar simultáneamente que existía un corrimiento a longitudes de onda superiores (misma dirección del barrido del OSA). Eso creó una medición espectral inusual la cual es presentada en la Figura 5.36 en color rojo. Este espectro fue tomado con la posición de tornillo a 17.3mm. Después de este punto, a 17.6mm de la posición de tornillo, se apreció un decremento radical en la potencia de salida. La observación de la reducción del ruido en suelo, potencialmente indica que se dañó el empalme de entrada entre la fibra HI1060 y EY302 en el molde.

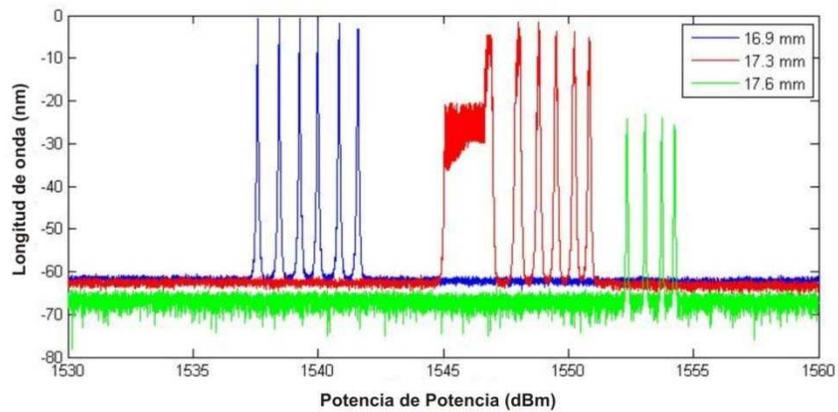


FIGURA 5.36 EMISIÓN ESPECTRAL INUSUAL (COLOR ROJO).

Después de estas mediciones, se hizo el proceso de maquinado para mejorar la simetría y de igual manera conformar la forma piramidal del molde. La Figura 5.37 y Figura 5.38 muestran el molde después de dicho maquinado.



FIGURA 5.37 PROCESO DE MAQUINADO CON FORMA PIRAMIDAL.

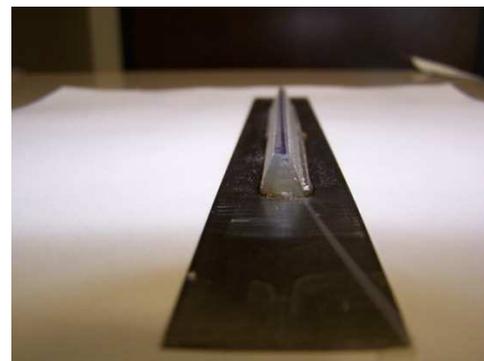


FIGURA 5.38 VISTA FRONTAL DEL MOLDE PIRAMIDAL.

La Figura 5.39 muestra los diferentes espectros para cada posición de tornillo señalada. Se apreció una variación en sintonización de  $\approx 16$  nm a longitudes de onda menores. Estas mediciones muestran una potencia de salida menor relativa a las mediciones del molde no maquinado. Como previamente fue mencionado, esto es potencialmente causado por el rompimiento del empalme de entrada.

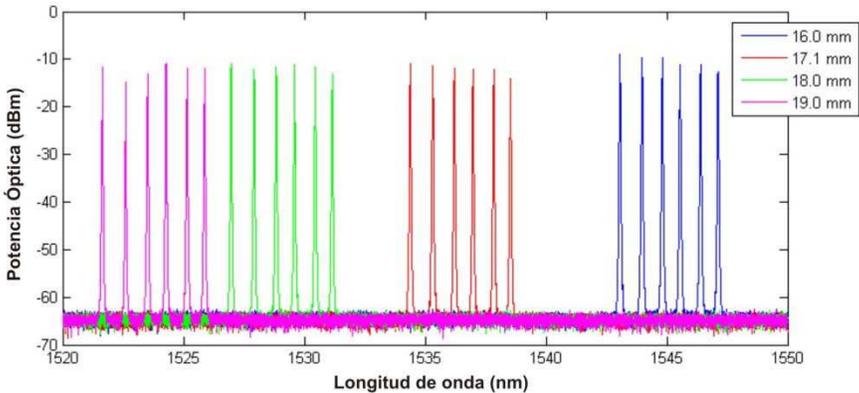


FIGURA 5.39 ESPECTROS DE CORRIMIENTO EN LONGITUD DE ONDA EN DIFERENTES POSICIONES DE TORNILLO.

La Figura 5.40 muestra la evolución del error. Se puede ver que el chirpeado aún es afectado pero la desviación pico a pico fue menor que la observada en la Figura 5.35.

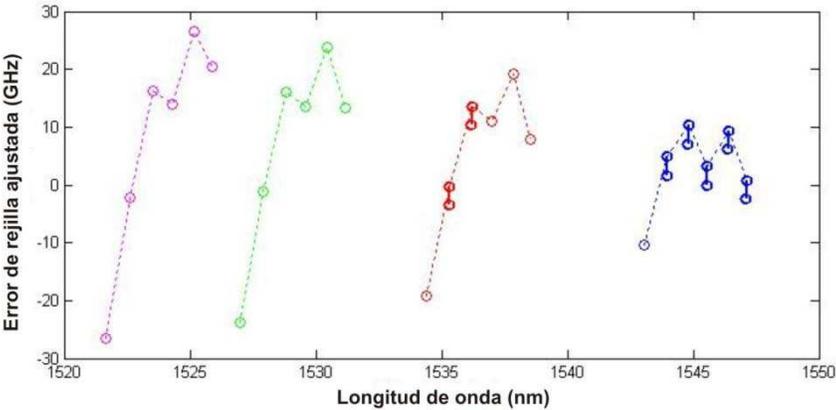


FIGURA 5.40 DESVIACIÓN DE ERROR.

A primera vista, estos resultados fueron prometedores. Sin embargo, estos no fueron adecuados cuando se empezó a reducir la compresión. La Figura 5.41 muestra el espectro de la potencia de salida mientras la distancia de tornillo era reducida para

disminuir la compresión aplicada.

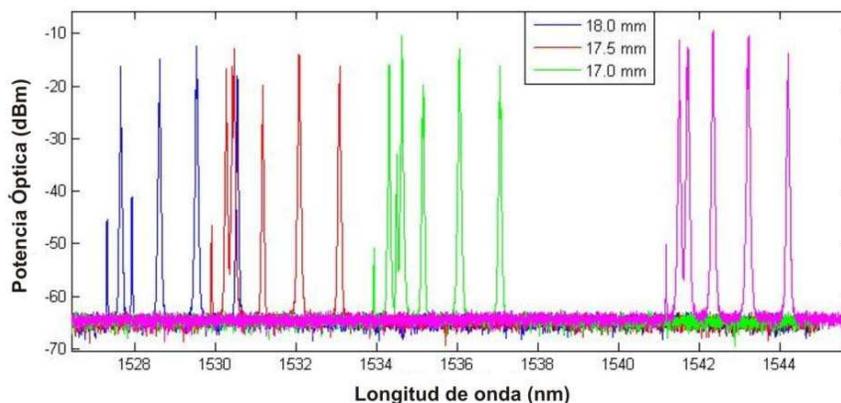


FIGURA 5.41 EMISIÓN ESPECTRAL EN LA DISMINUCIÓN DE LA COMPRESIÓN.

Después de varios ciclos compresión/liberación, el espectro de potencia de salida se vuelve diferente a los estados iniciales observados. En ese momento, se dedujo dos fuentes potenciales de problemas. La primera fue la acumulación del estrés residual proveniente de la histéresis del polímero. Después de unos cuantos ciclos, la estructura láser puede potencialmente ser afectada por estrés no uniforme a lo largo de la rejilla de fibra óptica. La segunda fue el incremento potencial de temperatura, el cual puede provocar que el polímero se derrita alrededor de la fibra y entonces permitir a la fibra adoptar una no buena posición de alineación.

#### 5.5.1.2 EXPERIMENTO EN COMPRESIÓN EN U CON $L_{FB}=2\text{MM}$ .

Experimentos previos mostraron problemas provenientes del uso de una distancia mayor entre la fibra y la viga de metal ( $L_{FB}$ ). Posteriormente se probó otro dispositivo con una distancia de separación menor. Nuestras expectativas eran que reduciendo  $L_{FB}$ , la fibra óptica se beneficiara de una mayor disipación térmica debido a una mayor proximidad a la viga de acero. También se esperaba que poniendo la fibra óptica más cerca de la viga de acero se garantizara una deformación más estable en la misma.

Antes de tomar series completas de mediciones espectrales, se hizo una prueba de compresión inicial observando el desenvolvimiento del láser. La evolución del

corrimiento en longitudes de onda fue estable (potencia de salida), la inestabilidad desapareció por completo, incluso en el primer corrimiento en longitud de onda el rango total de sintonización fue de 20nm. 16nm fueron por compresión y 4nm más por extensión. Después de los primeros corrimientos (extensión/compresión) la inestabilidad aparición de nueva cuenta.

Incluso si el láser fue afectado por la primera prueba de compresión, se registró una serie de mediciones espectrales mientras la compresión fue aplicada. La Figura 5.42 muestra varias mediciones para diferentes tiempos (relativos al bombeo). Cada gráfica muestra mediciones justo después de la aplicación de la compresión (azul) y 4 minutos después (roja) para cada posición de tornillo (SC). Las gráficas de la a) a la h) muestran la evolución del corrimiento espectral mientras la compresión fue gradualmente aplicada y de la i) a la o) mientras esta fue liberada.

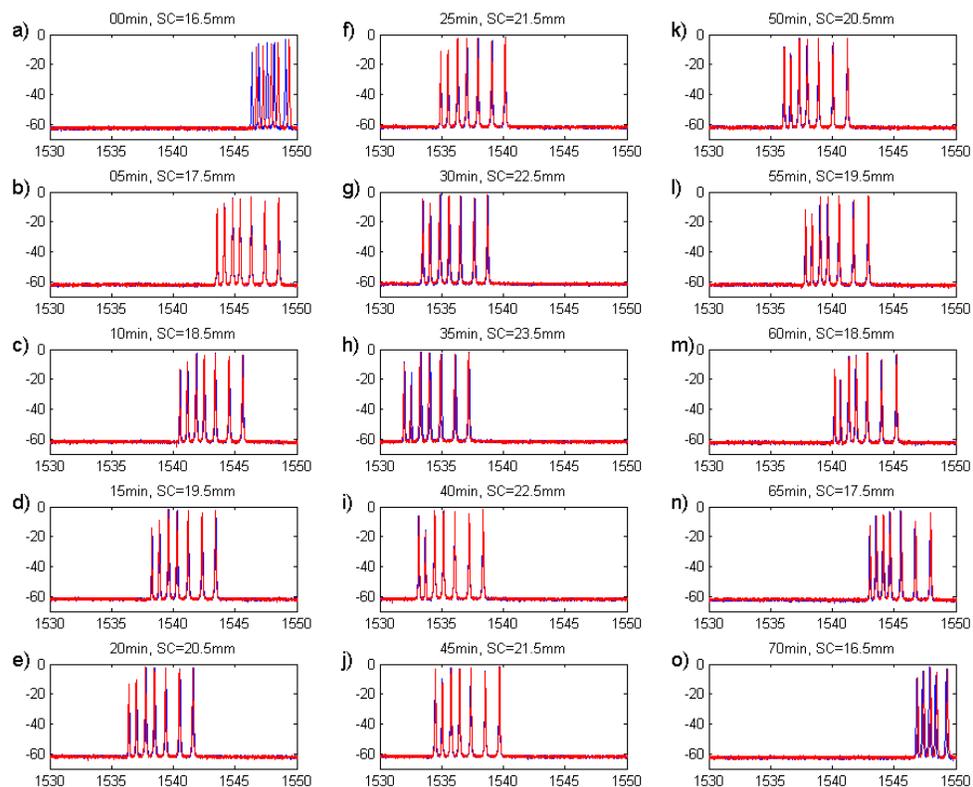


FIGURA 5.42 MEDICIÓN DE EMISIONES ESPECTRALES A DIFERENTES TIEMPOS.

Las gráficas c) y m) muestran la degradación láser después de un ciclo. En la gráfica m) el

láser no regresó a su posición original SC (c) y también presentó alteraciones en la potencia de salida.

### 5.5.1.3 EXPERIMENTO EN COMPRESIÓN EN U CON $L_{FB}=0\text{MM}$ .

El experimento con una  $L_{FB} = 2\text{mm}$  aún presentó algunas deterioraciones cuando se alcanzaban largos corrimientos en longitud de onda. Por lo tanto se decidió probar con el valor mínimo de  $L_{FB}$  el cual es igual a 0. Un láser de fibra óptica fue colocado dentro de una pequeña cavidad hecha directamente en la viga de acero con el fin de mantener en línea recta el láser de fibra óptica durante el proceso de moldeado y compresión experimental. Una pequeña capa de polímero fue derretido encima del láser de fibra óptica para asegurar su fijación. Con esta mínima distancia de  $L_{FB}$ , se esperaba obtener un mejor desenvolvimiento de los espectros debido al contacto directo entre la fibra láser y el compresor formado por la viga de acero el cual aseguraba de cierto modo una mejor disipación del calor y una rápida respuesta. La Figura 5.43 muestra la evolución del corrimiento espectral mientras la compresión es incrementada (a-f) y liberada (f-i).

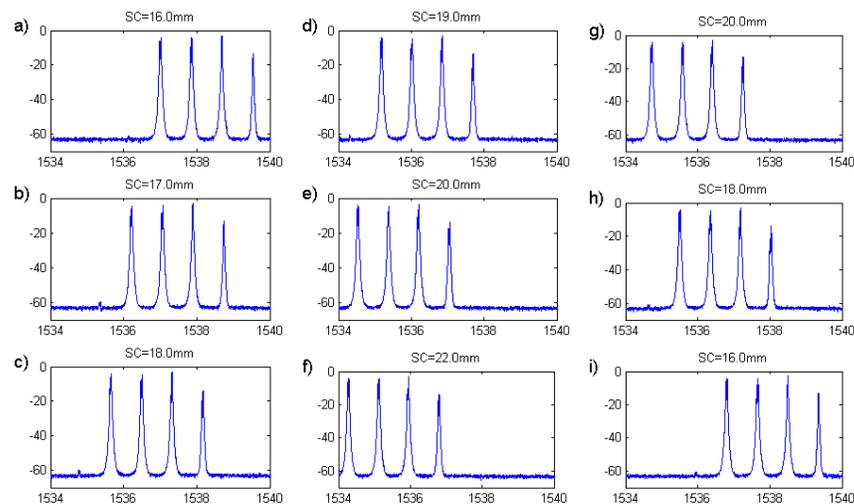


FIGURA 5.43 LA EVOLUCIÓN DEL CORRIMIENTO ESPECTRAL DURANTE LA COMPRESIÓN.

Claramente se comprobó que la potencia de salida no es afectada por el ciclo de compresión tal y como fue para una  $L_{FB}=2\text{ mm}$ . También se observó una rápida respuesta a los cambios de sintonización. Cada vez que se modificaba la distancia del

tornillo, los cambios eran reflejados inmediatamente en el barrido siguiente en el analizador de espectros (barrido rápido con baja sensibilidad).

## 5.6 CONCLUSIÓN.

El uso de un molde de polímero como dispositivo de compresión, requiere una alta precaución durante su proceso de fabricación (polímero derretido en molde). Para garantizar una distribución uniforme del estrés a lo largo de la fibra óptica, este polímero se sometió a un maquinado el cual consistió en darle una forma transversal piramidal reduciendo así la fuerza de retención de la parte superior del molde. El dispositivo de compresión en U es el único diseño el cual da la propiedad de distribuir uniformemente el estrés a lo largo de la fibra. Se experimentaron corrimientos de longitudes de onda cercanas a los 30nm con una variación en el ancho de banda menor al 5%. Si la aplicación deseada es más tolerante a la variación de la rejilla de Bragg chirpeada, el único límite del doblez en U sería el límite elástico de la viga de acero usada.

La sintonización de un láser multilongitud de onda es una técnica más compleja de desarrollar. Se observó una buena respuesta a la sintonización en la medición de algún láser de fibra óptica en particular. Sin embargo, se apreció cierto deterioro en los espectros de los láseres mientras se comprimía o liberaba la viga de acero. Se intuyó que el calor liberado (por la alta energía de absorción en el bombeo) es el mayor problema del sistema. Se cree que el incremento en temperatura del láser puede alcanzar valores cercanos al punto de fusión del polímero y así deteriorar la alineación de la fibra óptica dentro del molde de polímero. Únicamente con un contacto directo de la fibra óptica con la viga de metal se mostró una buena estabilidad en los espectros en longitud de onda (potencia de salida) a expensas del rango de sintonización.

Una alternativa para el sistema de sintonización para una laser multilongitud de onda podría ser encontrando el material metálico específico con un alto módulo de Young al igual que un alto límite elástico. Fijando el láser de fibra óptica directamente en esta

nueva viga de metal, se podría eventualmente alcanzar un mayor rango de sintonización. Sin embargo, esta alternativa sería limitada por la distancia de  $L_{FB}$ . Otra opción es el encontrar otro material para reemplazar el polímero actual. Sería preferible seleccionar un material con una buena adhesión a los metales al igual que al silicio pero con un alto índice de fusión. Sería también preferible que este material tuviera una muy alta conductividad térmica. Sin embargo, parece difícil encontrar este tipo de material.

# CAPÍTULO 6

## 6. CONCLUSIONES Y TRABAJO A FUTURO Y CONTRIBUCIONES.

### 6.1 CONCLUSIONES.

El trabajo realizado cumplió con los objetivos tanto general como específicos marcados al principio de la investigación. Se estudio, analizo, modelo, diseñó y construyó un láser sintonizable de fibra óptica dopado de Erbío. El mecanismo de sintonización fue basado en el efecto de interferencia multimodal. Se obtuvo un rango de sintonización de 60 nm, el cual va de 1549nm a 1609nm. Este rango de sintonización abarca la banda C y parte de la L en las telecomunicaciones. El ancho de línea medido fue de 0.4nm con una relación señal-ruido (SNR) de alrededor de 40dB. Este láser sintonizable es compacto en su estructura debido a que su composición es casi en totalidad de fibra óptica por lo que es benéfica para su portabilidad. Entre otras aplicaciones para este dispositivo óptico encontramos su uso en las tecnologías DWDM en el área de las telecomunicaciones.

### 6.2 CONTRIBUCIONES.

El trabajo realizado ha recibido buenas críticas. Se han publicado 3 artículos en distintas revistas con un muy alto arbitraje y factor de impacto además de más de 16 extensos en congresos nacionales e internacionales. Uno de los artículos fue publicado en la revista de *Optics Express*, otro en *Optics Letters* mientras que el tercero es un capítulo tipo artículo para el libro *Optical Fibers* de la base de datos de INTECH. Los tres artículos se encuentran en el anexo 2. De igual manera el curriculum vitae se encuentra en el anexo 1.

Puedo agregar que el proceso aplicado en esta tesis, me llevo a conocer y a considerar como una contribución, el estar pendiente de la importancia que se tiene al hacer un trabajo de investigación; participar activamente en la concepción de la idea e hipótesis, conjugando con esto, mi involucramiento a la teoría y al proceso de entender las ideas para posteriormente modelarlas o simularlas para tener claro la explicación física de los fenómenos acá encontrados. La idea era responder a la situación de que si era posible construir un láser de fibra sintonizable en uno de los materiales más complicados y a la vez de mayor impacto en las telecomunicaciones, siendo este elemento el erbio. Dicho elemento, es un material dopante que implica el conocerlo como un dopaje el cual permite obtener una ganancia y superar considerablemente todas las pérdidas que se crean al construir un sistema láser. Obviamente, provienen muchos problemas inherentes de la propia constitución de un sistema de tres niveles, que para empezar se requiere tener una alta densidad de potencia de bombeo en el área donde se generara la señal láser. Este sistema de tres niveles juega un papel importante al evadir problemas en el material erbio tal y como fueron el ESA, ASE, y la distancia óptima de fibra óptica, la cual fue determinada por sus parámetros espectroscópicos del mismo material, obteniendo así, un sistema huésped de sílice.

Todas estas dificultades estuvieron presentes, y el saber cómo poder disminuirlas, ayudó a la construcción de un sistema láser dopado con erbio. Como el propósito fue el generar sintonización, la tarea también repercutió en la creación de filtros especiales para que en un medio de ganancia pudiera ser posible encontrar las condiciones con menores pérdidas para una señal de emisión, mientras que para el resto de las posibilidades de generar señal láser, se crearan pérdidas que bloqueara la condición necesaria para emitir.

Esta labor definitivamente, me dio como he dicho al principio, el conocimiento de tomar un proyecto y llevarlo acabado desde su concepción a la producción de resultados mediante la aplicación de la metodología científica. En este periodo de tiempo, mis estudios me permitieron foguearme con otros científicos que buscan un fin muy parecido al construir láseres sintonizables basados en erbio, y hacer mesas de discusión

con mi trabajo científico. Toda esta experiencia vivida, me confirma que hice un buen papel y puse en la mesa científica mundial importantes aportaciones al conocimiento científico.

En general se obtuvo

- La creación de un dispositivo láser el cual en su mayoría este constituido por componentes a base de fibra óptica para su portabilidad y reducción en tamaño.
- Se obtuvo un rango de sintonización láser de 60 nm, los cuales para su momento fueron considerados como uno de los más amplios rangos publicados en esas fechas. Este rango de sintonización se ubica en la banda L de las telecomunicaciones.
- Se desarrolló un láser de fibra óptica sintonizable con respuesta inmediata a su sintonización para su aplicación en las telecomunicaciones.

### 6.3 TRABAJO A FUTURO.

Continuando con el trabajo en esta línea de investigación, existen opciones con las cuales se puede aún profundizar más. Una de ellas podría ser la aplicación del filtro sintonizador desarrollado para esta investigación, en otros láseres de fibra óptica dopados de alguna otra tierra rara como es el caso de Iterbio y tulio, los cuales tiene diversas aplicaciones en la industria manufacturera y en medicina. Otra vertiente de este trabajo sería el desarrollo de láseres de fibra óptica sintonizables de alta potencia también para su uso en la industria. Contemplando de igual modo, el desarrollo de sistemas láser sintonizables con aplicaciones en el área de sensado.

# REFERENCIAS

1. MILONNI, P. W.; EBERLY, J.H. 1988. *LASERS*. ED. DANVERS, MA. WILEY INTERSCIENCE. ISBN 0-471-62731-3.
2. COHERENT. 2011. *DIAMOND CO2 LASERS*. SANTA CLARA, CALIFORNIA, ESTADOS UNIDOS DE AMÉRICA. COHERENT. (DISPONIBLE EN: [HTTP://WWW.COHERENT.COM/PRODUCTS/?790/DIAMOND-CO2-LASERS](http://www.coherent.com/products/?790/diamond-co2-lasers). CONSULTADO EL: 20 DE JULIO DE 2011).
3. GARBUZOV D. Z.; MAIOROV M. A.; MENNA R. J.; KOMISSAROV A.V.; KHALFIN V.; KUDRYASHOV I. V.; LUNEV A. V.; DIMARCO L. A. AND CONNOLLY J. C.; "HIGH-POWER 1300-NM FABRY-PEROT AND DFB RIDGE-WAVEGUIDE LASERS", *PROC. SPIE 4651 NOVEL IN-PLANE SEMICONDUCTOR LASERS*. 92. 2002.
4. TRIMPF. 2011. *LASER TECHNOLOGY*. DITZINGEN, ALEMANIA, TRIUMPF. (DISPONIBLE EN: [HTTP://WWW.TRUMPF-LASER.COM/EN.HTML](http://www.trumpf-laser.com/en.html). CONSULTADO EL: 20 DE JULIO DE 2011).
5. IPG PHOTONICS. 2011. *THE POWER TO TRANSFORM*. OXFORD, MASSACHUSETTS, ESTADOS UNIDOS DE AMÉRICA. IPG PHOTONICS. (DISPONIBLE EN: [HTTP://WWW.IPGPHOTONICS.COM/INDEX.HTM](http://www.ipgphotonics.com/index.htm). CONSULTADO EL: 20 DE JULIO DE 2011).
6. E. SNITZER. *PROPOSED FIBER CAVITIES FOR OPTICAL MASERS*. *J. APPL. PHYS.* 32:36-39, 1961.
7. C. J. KOESTER, E. SNITZER. *AMPLIFICATION IN A FIBER LASER*. *APPL. OPT.* 3:1182-1186, 1964.
8. G. C. HOLST, E. SNITZER, R. WALLACE. *HIGH-COHERENCE HIGH-POWER LASER SYSTEM AT 1.0621 μM*. *IEEE J. QUANT. ELECTRON.* 5:342, 1969.
9. J. STONE, C. A. BURRUS. *NEODYMIUM-DOPED SILICA LASERS IN END-PUMPED FIBER GEOMETRY*. *APPL. PHYS. LETT.* 23:388-389, 1973.
10. J. STONE, C. A. BURRUS. *NEODYMIUM-DOPED FIBER LASERS: ROOM TEMPERATURE CW OPERATION WITH AN INJECTION LASER PUMP*. *APPL. OPT.* 13:1256-1258, 1974.
11. S. B. POOLE, D. N. PAYNE, M. E. FERMAN. *FABRICATION OF LOW-LOSS OPTICAL FIBRES CONTAINING RARE EARTH IONS*. *ELECTRON. LETT.* 21:737-738, 1985.
12. R. J. MEARS, L. REEKIE, S. B. POOLE, D. N. PAYNE, *NEODYMIUM-DOPED SILICA SINGLE-MODE FIBRE LASERS*. *ELECTRON. LETT.* 21:738-740, 1985.
13. M. C. FARRIES, P. R. MORKEL, J. E. TOWNSEND. *SAMARIUM<sup>3+</sup> DOPED GLASS LASER OPERATING AT 651NM*. *ELECTRON. LETT.* 24:709-711, 1988.
14. M. C. FARRIES, P. R. MORKEL, J. E. TOWNSEND. *THE PROPERTIES OF THE SAMARIUM FIBRE LASER*. IN: *FIBER LASER SOURCES AND AMPLIFIERS*. *PROC. SPIE 1171:271-278*, 1991.
15. C. GHISLER, W. LUTHY, H. P. WEBER, J. MOREL, A. WOODTLI, R. DA"NDLIKER, V. NEUMAN,

- H. BERTHOUS, G. KOTROTSIOS. A  $Tm^{3+}$  SENSITIZED  $Ho^{3+}$  SILICA FIBRE LASER AT 2.04  $\mu m$  PUMPED AT 809 NM. *OPT. COMMUN.* 109:279–281, 1994.
16. M. MONNERY. STATUS OF FLUORIDE FIBER LASERS. IN: *FIBER LASER SOURCES AND AMPLIFIERS III. PROC. SPIE 1581:2–13*, 1992.
  17. W. L. BARNES, J. E. TOWNSEND. HIGHLY TUNABLE AND EFFICIENT DIODE PUMPED OPERATION OF  $Tm^{3+}$  DOPED FIBRE LASERS. *ELECTRON. LETT.* 26:746–747, 1990.
  18. M. J. F. DIGONNET, 2001. RARE-EARTH-DOPED FIBERS LASERS AND AMPLIFIERS. STANFORD, CALIFORNIA, ESTADOS UNIDOS DE AMÉRICA. MARCEL DEKKER. ISBN: 0-8247-0458-4.
  19. M. PERONI, M. TAMBURRINI. GAIN IN ERBIUM-DOPED FIBER AMPLIFIERS: A SIMPLE ANALYTICAL SOLUTION FOR THE RATE EQUATIONS, *OPT. LETT.* 15:842–844, 1990.
  20. M. J. F. DIGONNET. THEORY OF OPERATION OF THREE- AND FOUR-LEVEL FIBER AMPLIFIERS AND SOURCES. IN *FIBER LASER SOURCES AND AMPLIFIERS. PROC. SPIE 1171:8–26*, 1990.
  21. P. F. WYSOCKI, M. J. F. DIGONNET, B. Y. KIM, H. J. SHAW. CHARACTERISTICS OF ERBIUM-DOPED SUPERFLUORESCENT FIBER SOURCES FOR INTERFEROMETRIC SENSOR APPLICATIONS. *J. LIGHTWAVE TECHNOL.* 12:550–567, 1994.
  22. M. J. F. DIGONNET, C. J. GAETA. THEORETICAL ANALYSIS OF OPTICAL FIBER LASER AMPLIFIERS AND OSCILLATORS. *APPL. OPT.* 24:333–342, 1985.
  23. M. J. F. DIGONNET, CLOSED-FORM EXPRESSIONS FOR THE GAIN IN THREE- AND FOUR-LEVEL LASER FIBERS. *IEEE J. QUANT. ELECTRON.* 26:1788–1796, 1990.
  24. M. DIGONNET, K. LIU. CHARACTERIZATION AND OPTIMIZATION OF THE GAIN IN ND:DOPED SILICA SINGLE MODE FIBERS. *IEEE J. QUANT. ELECTRON.* 26:1105–1110, 1990.
  25. J. F. MARCEROU, H. A. FE'VRIER, J. RAMOS, J. C. AUGÉ, P. BOUSSELET. GENERAL THEORETICAL APPROACH DESCRIBING THE COMPLETE BEHAVIOR OF THE ERBIUM-DOPED FIBER AMPLIFIER. IN: *FIBER LASER SOURCES AND AMPLIFIERS II. PROC. SPIE 1373:168–186*, 1991.
  26. M. SHIMIZU, M. YAMADA, M. HORIGUCHI, T. TAKESHITA, M. OKAYASU. ERBIUM-DOPED FIBRE AMPLIFIERS WITH AN EXTREMELY HIGH GAIN COEFFICIENT OF 11.0 DB/MW. *ELECTRON. LETT.* 26:1641–1643, 1990.
  27. J. L. WAGENER, P. F. WYSOCKI, M. J. F. DIGONNET, H. J. SHAW. EFFECT OF COMPOSITION ON CLUSTERING IN ER-DOPED FIBER LASERS. IN: *FIBER LASER SOURCES AND AMPLIFIERS V. PROC. SPIE 2073:14–19*, 1994.
  28. W. L. BARNES, P. R. MORKEL, L. REEKIE, D. N. PAYNE. HIGH-QUANTUM-EFFICIENCY  $Er^{3+}$  FIBER LASERS PUMPED AT 980 NM. *OPT. LETT.* 14:1002–1004, 1989.
  29. R. WYATT. HIGH-POWER BROADLY TUNABLE ERBIUM-DOPED SILICA FIBRE LASER. *ELECTRON. LETT.* 25: 1498–1499, 1989.
  30. L. REEKIE, I. M. JAUNCEY, S. B. POOLE, D. N. PAYNE. DIODE-LASER-PUMPED OPERATION OF AN  $Er^{3+}$  DOPED SINGLE-MODE FIBRE LASER. *ELECTRON. LETT.* 23:1076–1078, 1987.
  31. Y. KIMURA, M. NAKAZAWA. LASING CHARACTERISTICS OF  $Er^{3+}$ -DOPED SILICA FIBERS FROM 1553 UP TO 1603 NM. *J. APPL. PHYS.* 64:516–520, 1988.

32. W. L. BARNES, S. B. POOLE, J. E. TOWNSEND, L. REEKIE, D. J. TAYLOR, D. N. PAYNE.  $Er^{3+} Yb^{3+}$  AND  $Er^{3+}$  DOPED FIBER LASERS. *J. LIGHTWAVE TECHNOL.* 7:1461-1465, 1989.
33. J. L. ZYSKIND, C. R. GILES, E. DESURVIRE, J. R. SIMPSON. OPTIMAL PUMP WAVELENGTH IN THE  ${}^4I_{15/2}$ - ${}^4I_{13/2}$  ABSORPTION BAND FOR EFFICIENT  $Er^{3+}$  DOPED FIBER AMPLIFIERS. *IEEE PHOTON. TECHNOL. LETT.* 1:428-430, 1989.
34. K. SUSUKI, Y. KIMURA, M. NAKAZAWA. AN 8 MW CW  $Er^{3+}$  DOPED FIBER LASER PUMPED BY 1.46  $\mu m$  INGAASP LASER DIODES. *JAPN. J. APPL. PHYS.* 28:L1000-L1002, 1989.
35. Y. KIMURA, K. SUSUKI, M. NAKAZAWA. LASER-DIODE-PUMPED MIRROR-FREE  $Er^{3+}$  DOPED FIBER LASER. *OPT. LETT.* 14:999-1001, 1989.
36. M. NAKAZAWA, Y. KIMURA, K. SUSUKI. EFFICIENT  $Er^{3+}$  DOPED OPTICAL FIBER AMPLIFIER PUMPED BY A 1.48  $\mu m$  INGAASP LASER DIODE. *APPL. PHYS. LETT.* 54:295-297, 1989.
37. J. L. WAGENER, P. F. WYSOCKI, M. J. F. DIGONNET, H. J. SHAW, D. J. DIGIOVANNI. EFFECTS OF CONCENTRATION AND CLUSTERS IN ERBIUM-DOPED FIBER LASERS. *OPT. LETT.* 18:2014-2016, 1993.
38. M. J. F. DIGONNET, M. K. DAVIS, R. H. PANTELL. RATE EQUATIONS FOR CLUSTERS IN RARE EARTH DOPED FIBERS. *OPT. FIBER TECHNO.* 1:48-58, 1994.
39. L. COGNOLATO, A. GNAZZO, B. SORDO, C. BRUSCHI. TUNABLE ERBIUM-DOPED SILICA FIBER RING LASER SOURCE: DESIGN AND REALIZATION. *J. OPT. COMMUN.* 16:122-125, 1995.
40. M. SHIMIZU, H. SUDA, M. HORIGUCHI. HIGH-EFFICIENCY ND-DOPED FIBRE LASERS USING DIRECTCOATED DIELECTRIC MIRRORS. *ELECTRON. LETT.* 23:768-769, 1987.
41. I. D. MILLER, D. B. MORTIMORE, P. URQUHART, B. J. AINSLIE, S. P. CRAIG, C. A. MILLAR, D. B. PAYNE. A  $Nd^{3+}$  DOPED CW FIBER LASER USING ALL-FIBER REFLECTORS. *APPL. OPT.* 26:2197-2201, 1987.
42. G. A. BALL, W. W. MOREY, W. H. GLENN. STANDING-WAVE MONOMODE ERBIUM FIBER LASER. *IEEE PHOTON. TECHNOL. LETT.* 3:613-615, 1991.
43. Y. CHAOYU, P. JIANGDE, Z. BINGKUN. TUNABLE  $Nd^{3+}$  DOPED FIBRE RING LASER. *ELECTRON. LETT.* 25: 101-102, 1989.
44. P. L. SCRIVENER, E. J. TARBOX, P. D. MATON. NARROW LINEWIDTH TUNABLE OPERATION OF  $Er^{3+}$  DOPED SINGLE-MODE FIBRE LASER. *ELECTRON. LETT.* 25:549-550, 1989.
45. J. PENG, Y. CHAOYU, H. YIDONG, Z. BINGKUN. ALL-FIBER TUNABLE AND COMPOSITE CAVITY RING FIBER LASERS USING ULTRA LOW LOSS FIBER COUPLERS. *FIBER INTEGRAT. OPT.*, 12:31-38, 1993.
46. T. YAMAMOTO, Y. MIYAJIMA, T. KOMUKAI. 1.9  $\mu m$   $Tm$ -DOPED SILICA FIBRE LASER PUMPED AT 1.57  $\mu m$ . *ELECTRON. LETT.* 30:220-221, 1994.
47. P. BARNESLEY, P. URQUHART, C. MILLAR, M. BRIERLEY. FIBER FOX-SMITH RESONATORS: APPLICATION TO SINGLE- LONGITUDINAL-MODE OPERATION OF FIBER LASERS. *J. OPT. SOC. AM. A* 5:1339-1346, 1988.
48. M. AUERBACH, P. ADEL, D. WANDT, C. FALLNICH, S. UNGER, S. JETSCHKE, H.-R. MÜLLER, " 10 W WIDELY TUNABLE NARROW LINEWIDTH DOUBLE-CLAD FIBER RING LASER", *OPT. EXPRESS*, 10(2), 139-144 (2002).

49. M. ENGELBRECHT, A. RUEHL, D. WANDT, AND D. KRACHT, "SINGLE-FREQUENCY YTTERBIUM-DOPED FIBER LASER WITH 26 NM TUNING RANGE", *OPT. EXPRESS*, 15(8), 4617-4622 (2007).
50. J. W. KIM, P. JELGER, J. K. SAHU, F. LAURELL, AND W. A. CLARKSON, "HIGH-POWER AND WAVELENGTH-TUNABLE OPERATION OF AN ER,YB FIBER LASER USING A VOLUME BRAGG GRATING", *OPT. LETT.*, 33(11), 1204-1206 (2008).
51. L. SHIEN-KUEI, H. KUAN-LUEN, L. YI-TSENG, C. CHIA-CHIN, AND S. CHOW-SHING, "C-BAND CONTINUOUSLY TUNABLE LASERS USING TUNABLE FIBER BRAGG GRATINGS", *OPT. AND LASER TECHNOL.*, 39, 1214-1217 (2007).
52. S. Y. LI, N. Q. NGO, AND Z. R. ZHANG, "TUNABLE FIBER LASER WITH ULTRA-NARROW LINEWIDTH USING A TUNABLE PHASE-SHIFTED CHIRPED FIBER GRATING", *IEEE PHOT. TECHNOL. LETT.*, 20(17), 1482-1484 (2008).
53. H. SAKATA, H. YOSHIMI, AND Y. OTAKE, "WAVELENGTH TUNABILITY OF L-BAND FIBER RING LASERS USING MECHANICALLY INDUCED LONG-PERIOD FIBER GRATINGS", *OPT. COMMUN.*, 282, 1179-1182 (2009).
54. W. SHIN, K. OH, B.-A. YU, Y. L. LEE, Y.-C. NOH, D.-K. KO, AND J. LEE, "ALL-FIBER WAVELENGTH-TUNABLE AND MODE CONVERTIBLE BANDPASS FILTER FOR OPTICAL INTERCONNECTIONS", *IEEE PHOT. TECHNOL. LETT.*, 20(6), 404-406 (2008).
55. R. SELVAS, I. TORRES-GOMEZ, A. MARTINEZ-RIOS, J. ALVAREZ-CHAVEZ, D.A. MAY-ARRIOJA, P. LIKAMWA, A. MEHTA, AND E. JOHNSON, "WAVELENGTH TUNING OF FIBER LASERS USING MULTIMODE INTERFERENCE EFFECTS", *OPT. EXPRESS*, 13(23), 9439-9445 (2005).
56. G. ANZUETO-SÁNCHEZ, A. MARTÍNEZ-RÍOS, D. A. MAY-ARRIOJA, I. TORRES-GÓMEZ, R. SELVAS-AGUILAR AND J. ALVÁREZ-CHÁVEZ, "ENHANCED TUNING MECHANISM IN FIBRE LASER BASED ON MULTIMODE INTERFERENCE EFFECTS", *ELECT. LETT.*, 42(23), 1337-1339 (2006).
57. WALEED S. MOHAMMED AND PETER W. E. SMITH, XIJIA GU, "ALL-FIBER MULTIMODE INTERFERENCE BANDPASS FILTER", *OPT. LETT.*, 31(17), 2547-2549 (2006).
58. H. CHEN, F. BABIN, M. LEBLANC, G. HE, G. W. SCHINN, "70-NM TUNABLE SINGLE-LONGITUDINAL MODE ERBIUM-DOPED FIBER LASER," *PROC. SPIE 4833*, 956 (2003).
59. L. XIA, P. SHUM, Y. X. WANG, AND T. H. CHENG, "STABLE TRIPLE-WAVELENGTH FIBER RING LASER WITH ULTRANARROW WAVELENGTH SPACING USING A TRIPLE-TRANSMISSION-BAND FIBER BRAGG GRATING FILTER," *IEEE PHOTON. TECHNOL. LETT.*, 18(20), 2162-2164 (2006).
60. C. S. GOH, M.R. MOKHTAR, S.A. BUTLER, S.Y. SET, K.KIKUCHI, AND M. IBSEN, "WAVELENGTH TUNING OF FIBER BRAGG GRATGIN OVER 90NM USING A SIMPLE TUNING PACKAGE," *IEEE PHOTON. TECHNOL. LETT.*, 15(4), 557-559 (2003).
61. M. R. MOKHTAR, C.S. GOH, S.A. BUTLER, S.Y. SET, K. KIKUCHI, D.J. RICHARDSON, AND M. IBSEER, "FIBER BRAGG GRATING COMPRESSION-TUNED OVER 110NM," *ELECTRON. LETT.*, 39(6), 509-511 (2003).
62. Z. ZHANG, J. WU, K. XIU, X. HONG, AND J. LIN, "TUNABLE MULTIWAVELENGTH SOA FIBER

- LASER WITH ULTRA-NARROW WAVELENGTH SPACING BASED ON NONLINEAR POLARIZATION ROTATION," *OPT. EXPRESS* 17, 17200-17205 (2009).
63. M. J. CHAWKI, I. VALIENTE, R. AUFFRET, V. THOLEY, "ALL FIBRE, 1.5  $\mu\text{m}$  WIDELY TUNABLE SINGLE FREQUENCY AND NARROW LINEWIDTH SEMICONDUCTOR RING LASER WITH FIBRE FABRY PEROT FILTER," *ELECTRON. LETT.* 42(23), 2034 - 2035 (1993).
  64. L. B. SOLDANO AND E. C. M. PENNING, "OPTICAL MULTI-MODE INTERFERENCE DEVICES BASED ON SELF-IMAGING: PRINCIPLES AND APPLICATIONS," *J. LIGHTWAVE TECHNOL.* 13(4), 615-627 (1995).
  65. L. B. SOLDANO ET-AL, "PLANAR MONOMODE OPTICAL COUPLERS BASED ON MULTIMODE INTERFERENCE EFFECTS," *J. LIGHTWAVE TECHNOL.* 10(12), 1843-1850 (1992).
  66. D. A. MAY-ARRIOJA, P. LIKAMWA, J. J. SANCHEZ-MONDRAGON, R. SELVAS-AGUILAR AND I. TORRES-GOMEZ, "A RECONFIGURABLE MULTIMODE INTERFERENCE SPLITTER FOR SENSING APPLICATIONS," *MEAS. SCI. TECHNOL* 18, 3241-3246 (2007).
  67. M. P. EARNSHAW AND D. W. E. ALLSOPP, "SEMICONDUCTOR SPACE SWITCHES BASED ON MULTIMODE INTERFERENCE COUPLERS", *J. LIGHTWAVE TECHNOL.* 20(4), 643-650 (2002).
  68. D. A. MAY-ARRIOJA, N. BICKEL, AND P. LIKAMWA, "ROBUST 2X2 MULTIMODE INTERFERENCE OPTICAL SWITCH", *OPT. QUANTUM ELECTRON.* 38(7), 557-566 (2006).
  69. A. MEHTA, W. MOHAMMED AND E. G. JOHNSON, "MULTIMODE INTERFERENCE-BASED FIBER-OPTIC DISPLACEMENT SENSOR," *IEEE PHOTON. TECHNOL. LETT.*, 15(8), 1129-1131 (2003).
  70. X. ZHU, A. SCHÜLZGEN, H. LI, L. LI, Q. WANG, S. SUZUKI, V. L. TEMYANKO, J. V. MOLONEY, AND N. PEYGHAMBARIAN, "SINGLE-TRANSVERSE-MODE OUTPUT FROM A FIBER LASER BASED ON MULTIMODE INTERFERENCE," *OPT. LETT.* 33(9), 908-910 (2008).
  71. W.S. MOHAMMED, A. MEHTA AND E.G. JOHNSON, "WAVELENGTH TUNABLE FIBER LENS BASED ON MULTIMODE INTERFERENCE," *J. LIGHTWAVE TECHNOL.* 22(2), 469-477 (2004).
  72. IOCCO, A.; LIMBERGER, H.G.; SALATHE, R.P.; , "TENSION AND COMPRESSION TUNED BRAGG GRATING FILTER," *OPTICAL COMMUNICATION, 1998. 24TH EUROPEAN CONFERENCE ON, VOL.1, NO., PP.229-230 VOL.1, 20-24 SEP 1998 DOI: 10.1109/ECOC.1998.732516.*
  73. SET, S.Y.; DABARSYAH, B.; GOH, C.S.; KATOH, K.; TAKUSHIMA, Y.; KIKUCHI, K.; OKABE, Y.; TAKEDA, N.; , "A WIDELY TUNABLE FIBER BRAGG GRATING WITH A WAVELENGTH TUNABILITY OVER 40 NM," *OPTICAL FIBER COMMUNICATION CONFERENCE AND EXHIBIT, 2001. OFC 2001, VOL.1, NO., PP. MC4-1- MC4-3 VOL.1, 2001 DOI: 10.1109/OFC.2001.927833.*
  74. E. BÉLANGER, M. BERNIER, J. P. BÉRUBÉ, S. GAGNON, D. CÔTÉ, AND R. VALLÉE, "PURELY AXIAL COMPRESSION OF FIBER BRAGG GRATINGS EMBEDDED IN A HIGHLY DEFORMABLE POLYMER," *APPL. OPT.* 47, 652-655 (2008).
  75. ALESSANDRO IOCCO, HANS GEORG LIMBERGER, RENE PAUL SALATHE, LORNA A. EVERALL, KAREN E. CHISHOLM, JOHN A. R. WILLIAMS, AND IAN BENNION, "BRAGG GRATING FAST TUNABLE FILTER FOR WAVELENGTH DIVISION MULTIPLEXING," *J. LIGHTWAVE TECHNOL.* 17, 1217- (1999).

76. GOH, C.S.; SET, S.Y.; KIKUCHI, K.; , "WIDELY TUNABLE OPTICAL FILTERS BASED ON FIBER BRAGG GRATINGS," *PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, IEEE* , VOL.14, NO.9, PP. 1306-1308, SEP 2002 DOI: 10.1109/LPT.2002.801080.
77. G. A. BALL AND W. W. MOREY, "COMPRESSION-TUNED SINGLE-FREQUENCY BRAGG GRATING FIBER LASER," *OPT. LETT.* 19, 1979-1981 (1994).
78. ERIK BÉLANGER, BERNARD DÉRY, MARTIN BERNIER, JEAN-PHILIPPE BÉRUBÉ, AND RÉAL VALLÉE, "LONG-TERM STABLE DEVICE FOR TUNING FIBER BRAGG GRATINGS," *APPL. OPT.* 46, 3189-3195 (2007).

# ANEXO I

# Widely tunable erbium-doped fiber laser based on multimode interference effect

A. Castillo-Guzman<sup>1\*</sup>, J. E. Antonio-Lopez<sup>2</sup>, R. Selvas-Aguilar<sup>1,3</sup>, D. A. May-Arrijoja<sup>4</sup>, J. Estudillo-Ayala<sup>5</sup>, and P. LiKamWa<sup>6</sup>

<sup>1</sup>*Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Universidad Autónoma de Nuevo León, Av. Universidad s/n, Cd. Universitaria, San Nicolás de los Garza 66451, Nuevo León, México*

<sup>2</sup>*Departamento de Óptica, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Luis Enrique Erro 1, 72000 Tonanzuca, Puebla, México*

<sup>3</sup>*Centro de Innovación, Investigación y Desarrollo en Ingeniería y Tecnología, UANI, Monterrey, 66450 N.L., México*

<sup>4</sup>*Departamento de Ingeniería Electrónica, UAM Reynosa Rodhe, Universidad Autónoma de Tamaulipas Carr. Reynosa-San Fernando s/n, 88779 Reynosa, Tamaulipas, México*

<sup>5</sup>*Facultad de Ingeniería Mecánica Eléctrica y Electrónica, Campus Salamanca, Universidad de Guanajuato, Carretera Salamanca-Valle de Santiago km. 3.5 + 1.8 km. Comandancia de Palo Blanco, Guanajuato, México*

<sup>6</sup>*CREOL, The College of Optics and Photonics, University of Central Florida, Orlando, FL 32816-2700, USA  
\*arcastillo@gmail.com*

**Abstract:** A widely tunable erbium-doped all-fiber laser has been demonstrated. The tunable mechanism is based on a novel tunable filter using multimode interference effects (MMI). The tunable MMI filter was applied to fabricate a tunable erbium-doped fiber laser via a standard ring cavity. A tuning range of 60 nm was obtained, ranging from 1549 nm to 1609 nm, with a signal to noise ratio of 40 dB. The tunable MMI filter mechanism is very simple and inexpensive, but also quite efficient as a wavelength tunable filter.

© 2010 Optical Society of America

OCIS codes: (140.3600) Lasers, tunable; (060.2310) Fiber optics

## References and links

1. H. Chen, F. Iahin, M. Leblanc, G. He, and G. W. Schinn, "70-nm tunable single-longitudinal mode erbium-doped fiber laser," *Proc. SPIE* **4833**, 956 (2003).
2. L. Xia, P. Shum, Y. X. Wang, and T. H. Cheng, "Stable triple-wavelength fiber ring laser with ultranarrow wavelength spacing using a triple-transmission-band fiber Bragg grating filter," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**(20), 2162–2164 (2006).
3. C. S. Goh, M. R. Mokhtar, S. A. Butler, S. Y. Set, K. Kikuchi, and M. Ibsen, "Wavelength tuning of fiber Bragg gratings over 90nm using a simple tuning package," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**(4), 557–559 (2003).
4. M. R. Mokhtar, C. S. Goh, S. A. Butler, S. Y. Set, K. Kikuchi, D. J. Richardson, and M. Ibsen, "Fiber Bragg grating compression-tuned over 110nm," *Electron. Lett.* **39**(6), 509–511 (2003).
5. Z. Zhang, J. Wu, K. Xu, X. Hong, and J. Lin, "Tunable multiwavelength SOA fiber laser with ultra-narrow wavelength spacing based on nonlinear polarization rotation," *Opt. Express* **17**(19), 17200–17205 (2009).
6. M. J. Chawki, I. Valiente, R. Auffret, and V. Tholey, "All fibre, 1.5  $\mu$ m widely tunable single frequency and narrow linewidth semiconductor ring laser with fibre Fabry Perot filter," *Electron. Lett.* **29**(25), 2034–2035 (1993).
7. L. B. Soldano, and E. C. M. Pennings, "Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: Principles and Applications," *J. Lightwave Technol.* **13**(4), 615–627 (1995).
8. L. B. Soldano, F. B. Veerman, M. K. Smit, B. H. Verboek, A. H. Dubost, and E. C. M. Pennings, "Planar monomode optical couplers based on multimode interference effects," *J. Lightwave Technol.* **10**(12), 1843–1850 (1992).
9. D. A. May-Arrijoja, P. LiKamWa, J. J. Sanchez-Mondragon, R. Selvas-Aguilar, and I. Torres-Gomez, "A reconfigurable multimode interference splitter for sensing applications," *Meas. Sci. Technol.* **18**(10), 3241–3246 (2007).
10. M. P. Farnshaw, and D. W. E. Allsopp, "Semiconductor space switches based on multimode interference couplers," *J. Lightwave Technol.* **20**(4), 643–650 (2002).
11. D. A. May-Arrijoja, N. Bickel, and P. LiKamWa, "Robust 2x2 multimode interference optical switch," *Opt. Quantum Electron.* **38**(7), 557–566 (2006).
12. A. Mehta, W. Mohammed, and E. G. Johnson, "Multimode interference-based fiber-optic displacement sensor," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**(8), 1129–1131 (2003).
13. W. S. Mohammed, P. W. E. Smith, and X. Gu, "All-fiber multimode interference bandpass filter," *Opt. Lett.* **31**(17), 2547–2549 (2006).

#119368 - \$15.00 USD Received 2 Nov 2009; revised 10 Dec 2009; accepted 11 Dec 2009; published 4 Jan 2010  
(C) 2010 OSA 18 January 2010 / Vol. 18, No. 2 / OPTICS EXPRESS 591

14. X. Zhu, A. Schützgen, H. Li, L. Li, Q. Wang, S. Suzuki, V. I. Temyanko, J. V. Moloney, and N. Peyghambarian, "Single-transverse-mode output from a fiber laser based on multimode interference," *Opt. Lett.* **33**(9), 908–910 (2008).
15. R. Sebas, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Ríos, J. Álvarez-Chávez, D. May-Arrijoja, P. Likamwa, A. Mehta, and E. Johnson, "Wavelength tuning of fiber lasers using multimode interference effects," *Opt. Express* **13**(23), 9439–9445 (2005).
16. G. Anzueto-Sánchez, A. Martínez-Ríos, D. A. May-Arrijoja, I. Torres-Gómez, R. Sebas-Aguilar, and J. Álvarez-Chávez, "Enhanced tuning mechanism in fiber laser based on multimode interference effects," *Electron. Lett.* **42**(23), 1337–1338 (2006).
17. W. S. Mohammed, A. Mehta, and E. G. Johnson, "Wavelength tunable fiber lens based on multimode interference," *J. Lightwave Technol.* **22**(2), 469–477 (2004).

## 1. Introduction

Tunable fiber lasers are attractive because their emission wavelength can be systematically tuned within a certain spectral range. This allows the use of a single source instead of several sources, which is convenient and cost-effective for many applications in a range of disciplines, including telecomm, material processing, microscopy, medicine and imaging. Many of the techniques which have been applied to implement a wide tuning mechanism in the laser cavity, are mainly oriented toward telecomm applications. Techniques using bulk grating [1], fiber Bragg grating [2–4], SOA fiber laser based on Sagnac loop mirror via polarization tuning [5], and Fabry Perot cavity [6] have proven to be excellent tunable telecomm sources. Unfortunately, these techniques are either very expensive or require very complex setups in which alignment issues could make the laser highly sensitive to environmental conditions.

Devices based on multimode interference (MMI) effects have recently attracted significant interest for a range of applications. The vast majority of MMI applications have been related to integrated optics such as MMI optical coupler devices [7,8], MMI splitters for sensing applications [9], and MMI switches [10,11]. The development of fiber based MMI devices is relatively new, and few devices have been demonstrated so far. A common feature of the fiber based MMI devices is that they rely on the wavelength dependence exhibited by the self-imaging effect. Therefore, the fiber based MMI works as a band-pass filter and thus can be applied for different applications. They have been used as displacement sensors [12], band-pass filters [13], as well as their use to provide single-transverse-mode laser emission from multimode active fibers [14]. The only drawback of the fiber based MMI filter is that the peak wavelength response of the filter is usually fixed. The first attempt to develop a tunable fiber based MMI filter was to incorporate a broadband mirror in front of one of the multimode fiber (MMF) facets while the other is fusion spliced to the single mode fiber (SMF) input. By moving the mirror back and forth, the effective length of the MMF is changed and wavelength tuning is achieved. Using this effect a tunable ytterbium-doped fiber laser was developed with a tuning range of 8 nm [15]. However, the alignment of the MMF facet perpendicular to the broadband mirror was very difficult. The tuning mechanism was improved using a gold-coated fiber facet as the mirror and an integrated SU-8 fiber gripper for automatic fiber alignment [16]. Although this modification enhanced the tunable range up to 12.24 nm, the tuning range was now limited by the Fabry-Perot resonances created by the cavity formed by the MMF facet and mirror.

In this paper, we report a widely tunable erbium-doped fiber laser based on the MMI effects. The tunable mechanism is based on a fused silica ferrule filled with a refractive index matching fluid. When the ends of the SMF and MMF are inserted in the ferrule, their separation can be easily changed in order to tune the MMI peak wavelength. The refractive index fluid creates a liquid multimode waveguide that not only allow us to achieve larger separations (wider tuning range), but also eliminates the issues related to Fabry-Perot resonances. The tuning mechanism was incorporated within an erbium-doped ring cavity laser and we were able to achieve a tuning range of 60 nm, going from 1549 nm to 1609 nm, with a signal to noise ratio (SNR) better than 40 dB. It is worth mentioning that this device provided an acceptable fiber alignment and a highly stable system since the fibers are held within the

ferrule. Additionally the device is quite simple and relatively inexpensive when compared with other tuning techniques.

## 2. Operation of the Tunable MMI filter

A typical MMI filter consists of a MMF spliced between two SMF. The MMI effect takes place when light is coupled through the SMF and excites all the modes supported by the MMF. Single images of the SMF input signal will appear along the MMF at periodical intervals along its axis due to the interference between the modes as they propagate along the MMF. According to MMI theory the peak wavelength of a MMI device is given as [7,17]

$$\lambda_0 = p \frac{n_{MMF}^2 D_{MMF}^2}{L} \quad \text{with } p = 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

where  $n_{MMF}$  corresponds to the refractive index,  $D_{MMF}$  the diameter of the MMF core,  $L$  being the length of the MMF, and  $p$  the self-image number. As shown in Eq. (1), the peak wavelength response of the MMI filter can be selected by simply changing the length of the MMF. Therefore, in order to fabricate a tunable MMI filter, we need to design a mechanism to effectively change the length of the MMF in real time. An additional advantage when changing the length of the MMF for tuning is that we obtain a linear wavelength response of the MMI device which is important for some applications.

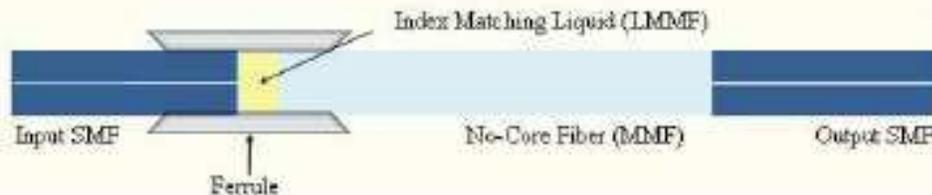


Fig. 1. Schematic of the novel tunable MMI filter. The MMI filter is formed by the MMF (LMMF & No-core Fiber) between the two single mode fibers.

A schematic of our proposed tunable MMI filter is shown in Fig. 1. The operational principle of the device is quite simple. The main idea is to form a multimode waveguide whose length could be changed at will. Therefore, when liquid is inserted in the fused silica ferrule, a liquid multimode fiber (LMMF) will be formed if the refractive index of the liquid is higher than that of the ferrule. We can now open one of the SMF-MMF splices of the MMI filter and insert the fibers within the ferrule as shown in Fig. 1. Therefore, any gap between the SMF and MMF is now a LMMF, and this effectively increases the length of the MMF. By changing the separation between the SMF and MMF, we control the effective MMF length and thus wavelength tuning should be achieved.

The fused silica ferrule has a length of 15 mm, and an inner and outer diameter of 127  $\mu\text{m}$  and 1700  $\mu\text{m}$  respectively (Polymicro Technologies). The ends of the ferrule are flared to facilitate the fiber insertion into the ferrule. Regarding the MMF fiber, it is important to mention that any kind of MMF can be used to observe MMI effects. However, the MMF used in our experiments is a specialty fiber known as no-core fiber. The no-core fiber is a MMF having a diameter of 125  $\mu\text{m}$  and refractive index of 1.463 with air as its cladding. This fiber was used since having a bigger  $\Delta n$  difference between core and cladding provides a narrow MMI filter bandwidth as well as a higher contrast [9]. The length of the no-core fiber was 58.93 mm, which corresponds to the fourth self-image ( $p = 4$  in Eq. (1)). This image number is selected since, compared to the other images ( $p = 1, 2,$  and  $3$ ), this image exhibits the lowest insertion loss and also exhibits a narrower wavelength bandwidth. Given the ferrule and no-core fiber dimensions, the fibers are reasonably aligned in the transverse direction after their insertion into the ferrule. This also allowed us to move the fibers very smoothly along the propagation direction in order to tune the MMI filter.

The index matching liquids to form the LMMF were provided by Cargille Labs. In principle, the refractive index of the liquid has to be higher than that of the ferrule and lower than the no-core fiber in order to guide light and prevent additional losses respectively. Nevertheless, we decided to test different refractive indexes and study their influence on the MMI spectral response. Measurements were taking by first filling the ferrule with the liquid, and then inserting the SMF and MMF fibers in the ferrule until the facets made contact with each other. This region was placed at the center of the ferrule for all the measurements. An Agilent tunable laser was used as the input source. After passing through the MMI filter the transmitted light was measured using a photo-detector. Since the MMF length was fixed, the peak wavelength remained fixed regardless of the refractive index of the liquid. However, there was a noticeable change on the MMI filter bandwidth as the refractive index of the liquid was changed as shown in Fig. 2.

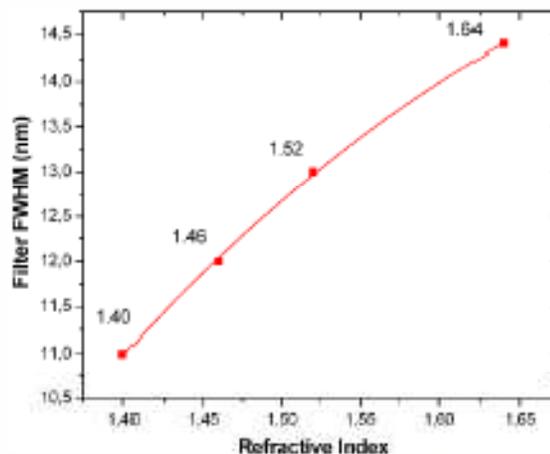


Fig. 2. MMI Filter bandwidth at FWHM as a function of different refractive index matching liquids.

The results show that the bandwidth of the filter is narrowed as the refractive index of the liquid is reduced. We could also notice that at higher refractive index values the losses were slightly higher, which can be correlated with light leaking out of the no-core fiber. Although the liquid with the lowest refractive index should be ideal, we have limitations related to the ferrule and no-core fiber. Therefore, since the refractive index of the ferrule is 1.444 and the no-core fiber is 1.463, we selected a refractive index matching liquid of 1.45 for all the experiments.

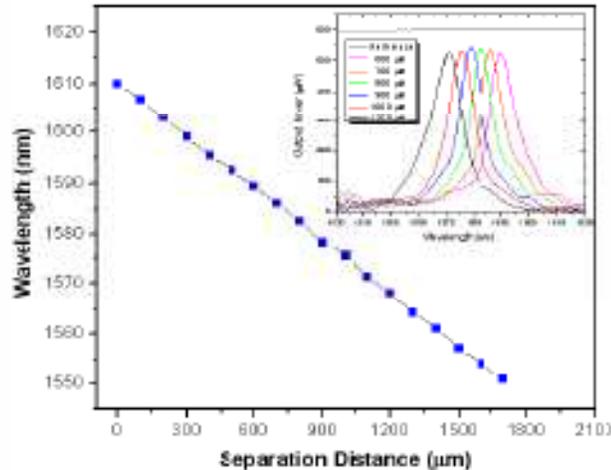


Fig. 3. Peak wavelength response of the MMI filter as a function of the separation between fibers in the ferrule. Inset: MMI filter spectral response for different fiber gaps.

The MMI filter performance was then characterized by varying the separation between the SMF and MMF in small steps, and measuring its spectral response at each step. However, we observed that as the separation between the fiber facets was increased, the insertion losses were also increased. We believe that this is related to the small diameter mismatch between the diameter of the silica ferrule ( $127\mu\text{m}$ ) and that of the no-core fiber ( $125\mu\text{m}$ ) and also for the ferrule imperfections. Therefore, as the fibers move away from each other there might be some tilting between the facets which can deteriorate the coupling of the self-image to the output SMF. In order to minimize this loss, we first determined the tuning range (i.e. maximum gap between fiber facets) and maximized the transmitted intensity at the center of the tuning range by carefully moving the remaining fibers out of the ferrule in the transverse direction. We can then move back and forth from this position in order to tune the MMI filter. For clarity, the optical power spectral response of the filter for six different separations is shown in Fig. 3 (inset) for a constant input power. The highest loss at the end of the widest tuning range is 0.24 dB, which added to the 0.4 dB loss at the center of the tuning range makes a total insertion loss of 0.64 dB. After alignment of the MMI filter, a total tuning range of 60 nm can be achieved, as shown in Fig. 3. This tuning range corresponds to a separation between the fibers of 1.3 mm. Beyond this range, the insertion losses will increase very rapidly. We believe that this could be related to the non-uniformity of the capillary inner diameter since a shift or tilt on the fiber facet affects the self-image output coupling. Therefore, a more uniform capillary with a diameter closer to the diameter of the MMF should in principle allow us to increase our tuning range.

### 3. Tunable Erbium-doped Fiber Laser

The tunable erbium-doped fiber laser (EDFL) was fabricated using a standard ring cavity configuration which is shown in Fig. 4. A 980 nm laser diode with 150mW of maximum output power from Luceni Technologies was used as the pump source. The pump was coupled into the cavity using a 980/1550 wavelength division multiplexer (WDM). The WDM (port 3) was fusion-spliced with  $\pm 2.85$  m long L-band Erbium-doped fiber (EDF) having a 0.25 NA and a concentration of 3000 ppm. The other cleaved end of the EDF was placed into the ferrule filled with index matching liquid with RI of 1.45. The EDF works now as the input SMF in our MMI filter. At the other end of the capillary, the no-core fiber spliced to the output SMF is inserted into the ferrule to complete the MMI filter. The output SMF is then spliced to a 90/10 coupler to monitor the laser. The 10% output was connected to an optical

spectrum analyzer (OSA) while the 90% was spliced to an optical isolator. The ring cavity is then closed by connecting the isolator output to the WDM (port 2).

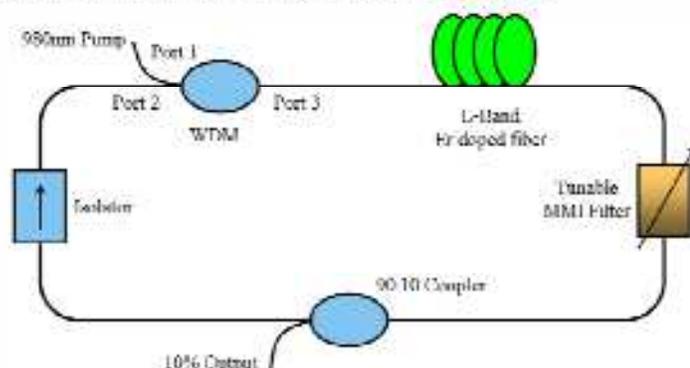


Fig. 4. Schematic layout of the tunable erbium-doped fiber laser based on the MMI.

The laser was operated at maximum pump power, and the tunable MMI filter was adjusted for minimum insertion losses as previously described. The maximum laser output power obtained was roughly about 1 mW. Wavelength tuning was achieved by varying the separation between fibers in 100  $\mu\text{m}$  steps, and the lasing spectra was acquired with the OSA at each step. The optical spectrum at different fiber separations is shown in Fig. 5. It is clear from the graph that the laser exhibits a total tuning range of 60 nm covering a wavelength range from 1549 nm to 1609 nm. We should also highlight that the laser wavelength can be adjusted continuously within the tunable range. The measured laser linewidth was 0.4 nm, and the signal-to-noise ratio (SNR) is about 40 dB.

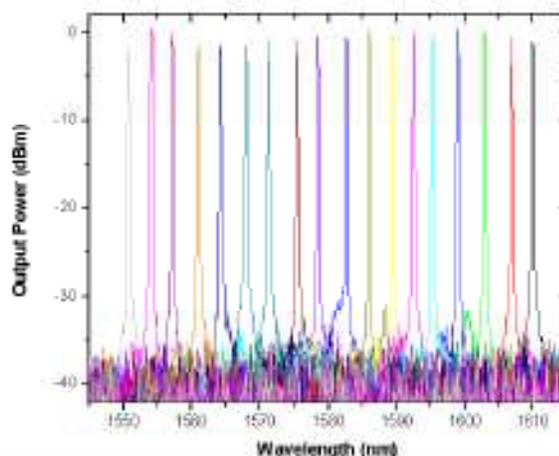


Fig. 5. Experimental tuning results, output power versus wavelength: 60nm tuning with more than 40 dB contrast.

Our results demonstrated the advantage of the MMI filter for developing tunable lasers and could also be used for other applications. The key advantages of the MMI filter is that is quite simple to fabricate and also inexpensive when compared to other tuning mechanisms. In addition, since the peak wavelength response of the laser can be changed by using a MMF with a different length, our MMI filter can be easily applied to any kind of rare-earth doped fiber laser in order to provide different wavelength ranges. The filter could also be applied for high power applications, such as those based on ytterbium doped fibers, since the refractive

index matching liquids have boiling points of at least 100 °C or implemented together with a master oscillator power amplifier (MOPA) configuration.

#### **4. Conclusions**

A widely tunable erbium-doped fiber laser was demonstrated. The tuning mechanism relies on a novel tunable MMI filter that provides a wide tuning range while maintaining a very simple and cost effective device. We obtained a tuning range of 60 nm with a laser line-width of 0.4 nm. The SNR was roughly 40 dB and the optical output power was at least 1mW. Operating the MMI filter at higher powers should not be an issue, but this was not investigated in this work. The tunable laser is remarkably inexpensive and uniquely portable due the simplicity of the constituent elements. This tunable fiber can be applied in technologies like optical communication, specifically in DWDM and CWDM, and also in medicine, for example, in skin treatments.

#### **Acknowledgments**

This work was supported by the Mexican Council of Science and Technology (CONACYT) under Grant 61085 and by the Mexican Ministry of Education (SEP) under Grant 2523. The authors also would like to thank to the Fondo Mixto de Fomento a la Investigacion Cientifica y Tecnologica: Gobierno del Estado de Tamaulipas, under project no. 108166 for financially supporting this research.

## Tunable multimode-interference bandpass fiber filter

J. E. Antonio-Lopez,<sup>1</sup> A. Castillo-Guzman,<sup>2</sup> D. A. May-Arrijo,<sup>3,\*</sup> R. Selvas-Aguilar,<sup>2</sup> and P. LiKamWa<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Photonics and Optical Physics Laboratory, Optics Department, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Tonantzitla, Puebla 72000, Mexico

<sup>2</sup>Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Universidad Autónoma de Nuevo León, Ciudad Universitaria, San Nicolás de los Garza, N. L. 66450, Mexico

<sup>3</sup>Departamento de Ingeniería Electrónica, UAM Reynosa Roshe, Universidad Autónoma de Tamaulipas, Carr. Reynosa-San Fernando S/N, Reynosa, Tamaulipas 88779 México

<sup>4</sup>CREOL and FPGI, The College of Optics and Photonics, University of Central Florida, Orlando, Florida 32816-2700, USA

\*Corresponding author: darrijo@uat.edu.mx

Received November 2, 2009; revised December 21, 2009; accepted December 22, 2009; posted January 4, 2010 (Doc. ID 119367); published January 25, 2010

We report on a wavelength-tunable filter based on multimode interference (MMI) effects. A typical MMI filter consists of a multimode fiber (MMF) spliced between two single-mode fibers (SMF). The peak wavelength response of the filter exhibits a linear dependence when the length of the MMF is modified. Therefore a capillary tube filled with refractive-index-matching liquid is used to effectively increase the length of the MMF, and thus wavelength tuning is achieved. Using this filter a ring-based tunable erbium-doped fiber laser is demonstrated with a tunability of 30 nm, covering the full C-band. © 2010 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2310, 060.2340, 140.3510, 140.3600, 060.2410.

Tunable filters are key components for a variety of applications, in particular for telecommunications systems. The tunable wavelength range from a tunable laser, for example, relies entirely on the tunable range provided by the tunable filter being used. According to the technology used to fabricate the filter, we can classify the filters as externally coupled filters, such as bulk gratings and volume Bragg gratings [1–3], or all-fiber based filters such as fiber Bragg gratings (FBG), long period gratings (LPG), in-line Fabry–Perot (FP) filters, and filters based on specialty fibers [4–7]. In the case of externally coupled filters, wide wavelength tuning ranges have been achieved, but the arrangement is typically bulky as a result of the external gratings. There is also a major issue concerning alignment and stability of the system itself, which makes it sensitive to external disturbances. A solution to this problem is to make an all-fiber tunable laser system. Therefore, there have been different approaches in order to achieve an all-fiber widely tunable filter. FBGs with tuning ranges wider than 40 nm are feasible, but they rely on stretching or compression, which makes them unreliable for long-term operation. In the case of LPGs, a wider tuning range is feasible, but we still have to write the grating in the fiber, which increases fabrication costs. In-line FP filters are commercially available with good tuning range but they are rather expensive devices. Recently, we demonstrated the use of multimode interference (MMI) effects in multimode fibers (MMF) as a simple tunable mechanism [8,9]. The advantage of such filters is that they require only the splicing of a section of MMF between two single-mode fibers. However, the maximum tuning wavelength range has been limited to only 12 nm. This limitation is not due to the MMI filter itself but rather from other effects arising from the way the filter was implemented.

In this Letter we report a wavelength-tunable MMI filter. The tuning mechanism relies on a capillary tube filled with a high refractive index liquid to effectively increase the length of the MMF. According to the MMI theory, when the MMF length is modified its peak wavelength response is also modified, and thus wavelength tuning is achieved. Using this filter a ring-based tunable erbium-doped fiber laser (EDFL) is demonstrated with a tunability of 30 nm, covering the full C-band.

The operation of the MMI filter can be explained as follows. The only requirement is a multimode waveguide that supports several modes ( $\geq 3$ ), which is spliced between two SMFs. After the supported modes are excited by launching a field using the input SMF, the interference between the modes propagating along the MMF gives rise to the formation of self-images of the input field along the MMF. Therefore the length of the MMF has to be precisely cleaved in order to have a self-image right at the facet of the output SMF. The MMI effect has been previously studied and the length of the MMF can be calculated using

$$L = p \left( \frac{3L_\pi}{4} \right) \quad \text{with } p = 0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

where  $p$  corresponds to the self-image number and  $L_\pi$  is the beat length,

$$L_\pi = \frac{4n_{\text{MMF}}D_{\text{MMF}}^2}{3\lambda_0}. \quad (2)$$

Here  $n_{\text{MMF}}$  and  $D_{\text{MMF}}$  correspond to the refractive index and the diameter of the MMF core, with  $\lambda_0$  as the free-space wavelength. According to Eq. (1) self-images should be periodically formed along the MMF. However, since the fourth image exhibits minimum

losses, the MMI filter was operated at the fourth image. In a typical MMI, the fibers are spliced and thus the wavelength response is fixed. To make this a tunable filter, we have to look at the wavelength dependence of the filter. By combining the MMI governing equations (1) and (2) and expressing the peak wavelength in terms of all the other parameters we obtain

$$\lambda_0 - p \left( \frac{n_{\text{MMI}} D^2}{L} \right) \quad \text{with } p = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

As shown in Eq. (3), in order to tune the peak wavelength response of the filter, we need to modify the refractive index, the length, or the diameter of the MMF. Therefore, as shown in Fig. 1, a tuning mechanism is proposed to effectively modify the MMF length. The key component is a fused-silica ( $n = 1.444$ ) ferrule with an inner diameter of  $127 \mu\text{m}$  and an outer diameter of 5 mm that facilitates its handling. When the ferrule is filled with a high-refractive-index liquid with  $n = 1.62$  (Cargille Index Matching Liquid), a liquid multimode waveguide (MMW) is formed within the ferrule. The SMF and MMF can then be inserted in the ferrule, and when the separation between them is changed, the effective length of the MMF will be the sum of the real MMF length plus the liquid MMW segment. Therefore, if the effective length of the MMF is increased, according to Eq. (3), the wavelength response should be effectively tuned.

Our MMI device is made of two different MMFs. It was recently shown that having a bigger refractive index difference between core and cladding provides an MMI filter with narrower linewidth and better contrast [10]. The fiber that fulfills this requirement is known as No-Core fiber, which is basically a  $125 \mu\text{m}$  diameter MMF with air as the cladding. Since we are using a liquid with a high refractive index, inserting the No-Core fiber directly into the ferrule could result in losses, since liquid accumulates in the end of the ferrule. Therefore a section of No-Core fiber whose length is calculated to have the third image as its facet was spliced to an SMF. An other section of 105/125 MMF, having the length to form one image, is then spliced to the end of the No-Core fiber. The combined length of both MMFs still forms the fourth image, but the 105/125 MMF has a cladding and thus should not be affected by the high-refractive-index liquid.

The tunable MMI filter was characterized by coupling light to the input SMF from an Agilent tunable laser, with a range from 1460 to 1580 nm. After passing through the MMI filter, light is measured at the output SMF using an InGaAs photodetector. The re-

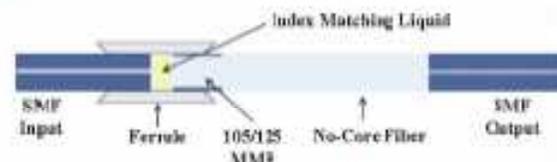


Fig. 1. (Color online) Schematic of the tuning mechanism for the tunable MMI fiber filter.

sponse of the tunable MMI filter is shown in Fig. 2(a). Shown here is the response of the filter at every  $200 \mu\text{m}$  separation between the SMF and the 105/125 MMF. A tuning range of almost 30 nm was easily achieved with less than 0.4 dB insertion losses. We can also observe an additional loss as the filter is tuned. This effect is minimized by optimizing the filter at the center of the 30 nm tuning range, and the loss is kept to less than 0.2 dB. Beyond this range the filter response is quickly degraded, which is related to an increased angle of the fiber facet resulting from the different diameters between ferrule and MMF, and to the limited length of the ferrule. The peak wavelength response of the filter for every  $100 \mu\text{m}$  separation is also shown in Fig. 2(b). As shown here, the tuning range should be enough to easily cover the C-band.

The filter was then used to build an all-fiber tunable laser using a standard ring laser cavity, as shown in Fig. 3. The ring was composed of 5-m-long erbium-doped fiber (EDF), a C-band optical isolator to keep the laser unidirectional, a 980/1550 nm

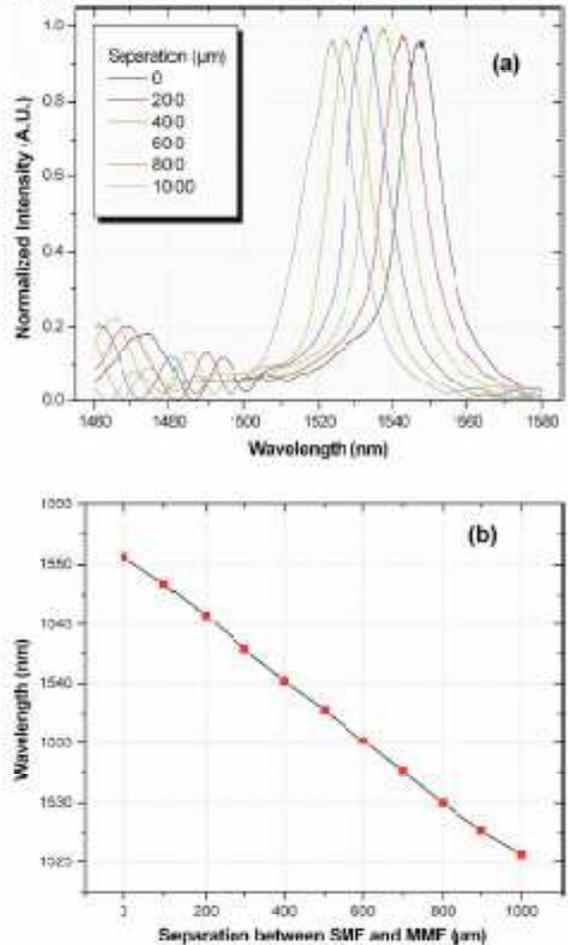


Fig. 2. (Color online) (a) Tuning response of the tunable MMI filter and (b) peak wavelength against separation between SMF and 105/125 MMF.

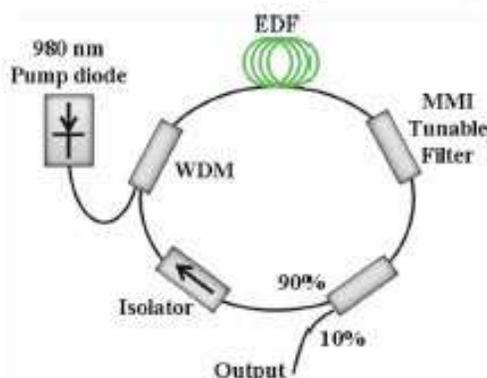


Fig. 3. (Color online) Experimental setup for the tunable MMI fiber laser.

wavelength-division-multiplexing coupler to pump the EDF, a 10/90 coupler to monitor the tunability of the laser, and, of course, our tunable filter. The laser was pumped using a 980 nm wavelength laser diode with a power of 150 mW. At the 10% output coupler an optical spectrum analyzer (OSA) was used to monitor the spectral response of the tunable MMI laser. The tunability of the laser was characterized by first adjusting the filter to maximum transmission at the center of the tuning range, and then the SMF and 105/125 MMF were brought into contact. The EDF was pumped at maximum power, and laser spectral response was acquired using the OSA. Tuning was achieved by separating the fibers within the ferrule at small steps using a micrometer, and the spectrum is taken at every time. The superimposed spectrum of the tunable MMI laser exhibits a 30 nm tuning range as shown in Fig. 4. A side-mode suppression ratio (SMSR) of 45 dB was achieved, with a 3 dB bandwidth of 0.4 nm. The laser was operated at room temperature without any thermal control, and the peak wavelength was stable when monitored for several hours of operation. Power variation is also minimum, and given the resolution of the micrometer, continuous tuning can be easily achieved. We should also point out that, given the cost of the filter, expanding the tuning range is relatively simple and not expensive.

In summary, a tunable MMI bandpass filter with a 30 nm range and low insertion loss was demonstrated. The tuning mechanism relies in effectively increasing the length of the MMF, which is easily

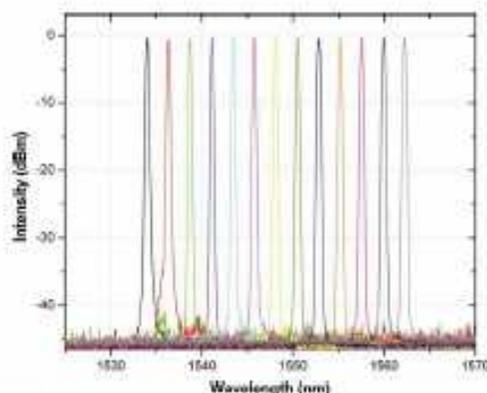


Fig. 4. (Color online) Superimposed spectral response of the tunable MMI fiber laser.

achieved using a simple capillary tube filled with a high refractive index liquid. Using this filter a ring-based tunable EDFL is demonstrated with a tunability of 30 nm covering the full C-band. This scheme results in a very simple and cost-effective tunable filter that can find applications in sensing and optical communications.

#### References

1. M. Auerbach, P. Adel, D. Wandt, C. Fallnich, S. Unger, S. Jetschke, and H.-R. Müller, *Opt. Express* **10**, 139 (2002).
2. M. Engelbrecht, A. Ruehl, D. Wandt, and D. Kracht, *Opt. Express* **15**, 4617 (2007).
3. J. W. Kim, P. Jelger, J. K. Sahu, F. Laurell, and W. A. Clarkson, *Opt. Lett.* **33**, 1204 (2008).
4. L. Shien-Kuei, H. Kuan-Luen, L. Yi-Tseng, C. Chia-Chin, and S. Chow-Shing, *Opt. and Laser Technol.* **39**, 1214 (2007).
5. Y. W. Song, S. A. Havstad, D. Starodubov, Y. Xie, A. E. Willner, and J. Feinberg, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 1167 (2001).
6. H. Sakata, H. Yoshimi, and Y. Otake, *Opt. Commun.* **282**, 1179 (2009).
7. W. Shin, K. Oh, B.-A. Yu, Y. L. Lee, Y.-C. Noh, D.-K. Ko, and J. Lee, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **20**, 404 (2008).
8. R. Selvas, I. Torres-Gomez, A. Martinez-Rios, J. Alvarez-Chavez, D. A. May-Arrijo, P. LiKamWa, A. Mehta, and E. Johnson, *Opt. Express* **13**, 9439 (2005).
9. G. Anzueto-Sánchez, A. Martínez-Ríos, D. A. May-Arrijo, I. Torres-Gómez, R. Selvas-Aguilar, and J. Álvarez-Chávez, *Electron. Lett.* **42**, 1337 (2006).
10. W. S. Mohammed, P. W. E. Smith, and X. Gu, *Opt. Lett.* **31**, 2547 (2006).

# ANEXO 2

## Arturo Alberto Castillo Guzmán

---

30a. Avenida 344 int 2. Cumbres 2do.Sector. 64610. Monterrey, Nuevo León, México.

Cel: +52 (81) 12393546. [acastillo@gmail.com](mailto:acastillo@gmail.com).

Día y Lugar de Nacimiento: 08-Abril-1978; Cd. de México D.F, México.

Estado civil: Soltero

Disponibilidad para cambiar de residencia.

**SNI: Candidato.**

**No. Citas al trabajo científico: 6**

### PERFÍL

---

Orientado tanto a una formación educacional sólida como a una experiencia relevante en el campo de la óptica.

- Experiencia en láseres sintonizables dopados de tierras raras para aplicaciones en el área de las telecomunicaciones. También en otros dispositivos ópticos como rejillas de Bragg, rejillas de periodo largo, láseres, CO<sub>2</sub>, etc.
- Conocimiento del funcionamiento técnico de diodos láser para su caracterización y como fuentes de bombeo óptico.
- Extensa experiencia en procesamiento de materiales blandos con láser, como el acrílico, madera, plástico, papel, etc.
- Motivado y flexible, capaz de ajustarse rápidamente a los cambios de prioridades y al aprendizaje de nuevos conceptos, y tecnologías.
- Habilidades para un excelente trabajo en equipo así como de liderazgo; desarrollo en un alto nivel en roles tanto de conjunto como individuales.
- Habilidades para la documentación en la investigación técnica avanzada, con experiencia en el uso de gestión de datos para mantener la productividad de una demanda en un ambiente cordial de trabajo.
- Experiencia e interés en el área académica; impartición de cátedra en unidades de aprendizaje relacionadas a las carreras de ingeniería en general.

### EDUCACIÓN

---

**Dr.** **Ingeniería Físico-Industrial orientada a la Fotónica.** (*fecha tentativa de defensa de tesis finales de Julio del 2011*).

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas (FCFM) de la Universidad Autónoma de Nuevo León (UANL).

San Nicolás de los Garza, Nuevo León, México.

Tesis: "*Láseres sintonizables de fibra óptica*". Asesor: Dr. Romeo Selvas Aguilar. **Feb 2006 – Actualidad.**

- Estancia de investigación de 6 meses. Centro de Óptica, Fotónica y Láseres (**COPL**) de la Universidad Laval (UL). Québec, Québec, Canadá.
- Estancia de investigación de 1 mes. Colegio de Óptica y Fotónica (**CREOL**) de la Universidad Central de Florida (UCF). Orlando, Florida, EUA.
- Estancia de investigación de 3 meses. Facultad de Ingeniería Mecánica Eléctrica y Electrónica (**FIMEE**) de la Universidad de Guanajuato (UG) campus Salamanca. Salamanca, Guanajuato, México.

**M.I.** **Ingeniería Físico-Industrial orientada a la Fotónica**

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas (FCFM) de la Universidad Autónoma de Nuevo León (UANL).

San Nicolás de los Garza, Nuevo León, México.

Tesis "*Deteminación de la calidad del haz usando la técnica de barrido por el método del segundo momento*".

Asesor: Dr. Rodolfo Cortes.

**Mar 2003 – Mar 2005.**

**Ing, Ingeniería en Electrónica y Comunicaciones**

Facultad de Ingeniería Mecánica y Eléctrica (FIME) de la Universidad Autónoma de Nuevo León (UANL).  
San Nicolás de los Garza, Nuevo León, México.  
Tesis "Optoelectrónica". Asesor: MC. Ángel Alor.

**Ago 1997 - Dic 2001.**

**EXPERIENCIA DOCENTE**

---

**Universidad Autónoma de Nuevo León (UANL), Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas (FCFM).**  
**Cursos impartidos:** Mecánica para desarrollo de Simuladores, Lab. Física I, Lab. Física Fundamental, Lab. Sistemas Electrónicos.

Av. Universidad s/n. Ciudad Universitaria, 66451. San Nicolás de los Garza, Nuevo León, México.  
Tel: +52 (81) 83-29-40-30.

**Ago 2010 – Actualidad.**

**Universidad Tecnológica de México (UNITEC). Cursos impartidos:** Geometría Analítica, Álgebra Superior, Álgebra Lineal y Cálculo Vectorial.

Av. De las Palmas Cumbres. 4to. Sector. 64610. Monterrey, Nuevo León, México.  
Tel: +52 (81) 81-21-99-90.

**Ene 2006 – Dic 2006.**

**Universidades CNCI. Cursos impartidos:** Programas de computación básicos: Word, Excel, Power point, Access and Corel Draw.

Diego Díaz de Berlanga 811. Nuevas Puentes. 66460. San Nicolás de los Garza, Nuevo León, México.  
Tel: +52 (81) 87-61-52-65/83-83-92-00.

**Sep 2004 – Jun 2005.**

**PUBLICACIONES DE ARTÍCULOS DE RIGUROSO ARBITRAJE**

---

A. Castillo-Guzman, R. Selvas-Aguilar, "Tuneable rare-earth doped fiber laser". Capítulo de libro: Optical Fibers. Book 4 (2011). ISBN 979-953-307-653-8. (Aceptado).

A. Castillo-Guzman, J. E. Antonio-Lopez, R. Selvas-Aguilar, D. A. May-Arrijoa, J. Estudillo-Ayala and P. LiKamWa, "Widely Tunable Erbium-Doped Fiber Laser Based on the Multimode Interference Effect". *Opt. Express* 18, 591-597 (2010).

J. E. Antonio-Lopez, A. Castillo-Guzman, D. A. May-Arrijoa, R. Selvas-Aguilar and P. LiKamWa, "Tunable Multimode Interference Bandpass Filter". *Optics letters*, Opt. Letters 35, 1-3 (2010).

**PUBLICACIONES EN EXTENSOS**

---

E.S. Arroyo-Rivera, H. de los Reyes-Cruz, M.S. López-Cueva, A. Castillo-Guzman, R. J. Selvas-Aguilar, "Novel Optical Refraction Index Sensor." In Proc. SPIE of the Optics + Photonics, Optical Engineering + Applications. (aceptado).

A. Castillo-Guzman, J. E. Antonio-Lopez, R. Selvas-Aguilar, D. A. May-Arrijoa and J. Estudillo-Ayala, "Widely Tunable All Erbium-Doped Fiber Laser Based on Multimode Interference Effect." The Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) and the International Quantum Electronics Conference (IQEC), paper JTuD62, Junio 2009.

J. E. Antonio-Lopez, A. Castillo-Guzman, D. A. May-Arrijoa, R. Selvas-Aguilar, and P. LiKamWa, "All-fiber tunable MMI fiber laser", in Proc. SPIE of Enabling Photonics Technologies for Defense, Security, and Aerospace, Applications V, 7339, 73390Q, April 2009

A. Castillo-Guzman, R. Selvas-Aguilar, J. Estudillo-Ayala, D. A. May-Arrijoa, R. Rojas-Laguna, J. E. Antonio-Lopez, E. Vargas-Rodriguez and A. Martinez-Rios, "Telecom Tunable Fiber Laser Based on Multimode Interference Effect", in Proc. IEEE/LEOS Summer Tropical Meeting: Special Symposium on Photonics in Mexico., paper MP4, Julio 2008.

A Castillo-Guzman, G Anzueto-Sanchez, R Selvas-Aguilar, J Estudillo-Ayala, R Rojas-Laguna, D A May-

Arriola and A Martinez Rios, "Erbium-doped Tunable Fiber Laser", in Proc. SPIE of the Optics+Photonics, Laser Beam Shaping IX. 7062 p. 7062Y-1-4. Agosto 2008.

C Calles-Arriaga, R Selvas-Aguilar, A Castillo-Guzman, D.A May-Arriola and G Anzueto-Sanchez, "Single-mode Tunable 980nm Double-clad Ytterbium-doped MMI-based Fiber Laser", in Proc. SPIE of the Optics+Photonics, Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Material and Innovations in Device Applications II 7056 p. 70560K-1-7. Agosto 2008.

A Castillo-Guzman, R Selvas-Aguilar, D Castañeda-Rodriguez, C Calles-Arriaga, A Martinez-Rios, I Torres-Gomez and D.A. May-Arriola, "Simple Optical Fiber Voltaje Sensor Based on a U-Groove Fiber Alignment System", in Proc. OSA of the Optical Fiber Sensor (OFS), paper TuE59, Octubre 2006.

A Castillo-Guzman, R Selvas-Aguilar, C Calles, D.A. May-Arriola, A Martinez-Rios, "Tuning Device Based in a Rare-earth Doped Fiber Laser Using Multimode Interference Effect", in Proc. IEEE of the 19th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS), paper TuAA3: 392-393, Octubre 2006.

O Barbosa-Garcia, C Calles-Arriaga, A Castillo-Guzman, R Selvas-Aguilar and A Martinez-Rios, "Telecom Optical Device based on a Spherical Mirror", in Proc. of the OPTILAS 2007.

C Calles, R Selvas-Aguilar, A Castillo-Guzman, I Torres-Gomez, A Martinez-Rios, O Barbosa-Garcia, G Anzueto-Sanchez and V Duran-Ramirez, "Novel Photonics Devices for Optical Communication System", in Proc. SPIE of the Sixth Symposium Optics in Industry, 6422 p.64220, Marzo 2007.

A Castillo-Guzman, R Selvas-Aguilar, C Calles, M Basurto-Pensado, "Gain and Numerical Modelling of Rare-earth Doped Fibre Devices", in Proc. IEEE of the 1<sup>st</sup> Multiconference on Electronics & Photonics (MEP), p. 35-39, Noviembre 2006.

R Selvas-Aguilar, V Duran-Ramirez, A Martinez-Rios, C Calles, A Castillo-Guzman, "Novel Optical MUX/DEMUX Module for Fiber Optic Communication Applications", in Proc. IEEE of the 1<sup>st</sup> Multiconference on Electronics & Photonics (MEP), p. 30-34, Noviembre 2006.

C Calles, R Selvas-Aguilar, A Castillo-Guzman, J Escobedo-Alatorre, "Modelling and Optimization of the Coupling Efficiency for Double Clad Fiber", in Proc. IEEE of the 1<sup>st</sup> Multiconference on Electronics & Photonics (MEP), p. 43-46, Noviembre 2006.

## PUBLICACIONES EN EXTENSOS NACIONALES

A Castillo-Guzman, D Ceballos, R Selvas-Aguilar, C Calles, y I Torres-Gomez, "Rejillas De Periodo Largo Grabadas En Fibras Ópticas Estándares Con Un Láser De CO<sub>2</sub>", in Proc. SMF del Congreso Nacional de Física (CNF) y 21ra. Reunión Anual de Óptica (RAO), Octubre 2007.

C Calles-Arriaga, R Selvas-Aguilar, y A Castillo-Guzman, "Multi-Ranuras Con Forma De V-Groove En Un Sustrato Maquinado Con CO<sub>2</sub> Para Uniones De Arreglos De Fibras Ópticas", in Proc. SMF del Congreso Nacional de Física (CNF) y 20<sup>a</sup>. Reunión Anual de Óptica (RAO), Octubre 2007.

C Calles, A Castillo-Guzman, R Selvas, I Torres-Gomez, JM Estudillo-Ayala, y A Martinez-Rios, "Caracterización De Rejillas De Periodo Largo Usando El Paquete De Matlab Para Determinar Automáticamente Sus Dimensiones Y Los Periodos De Grabado", in Proc. SMF del Congreso Nacional de Física (CNF) y 19va. Reunión Anual de Óptica (RAO), Octubre 2006.

C Calles, A Castillo-Guzman, R Selvas-Aguilar, y D Castañeda-Rodríguez, "Desarrollo De Un Sistema Para Alineación Automática De Arreglos Ópticos", in Proc. Congreso de Instrumentación (SOMI), Octubre 2007.

C Calles, R Selvas, A Castillo-Guzman, V Duran Ramirez, "Novel Optical Circulator Using A Paraboloidal Mirror", in Proc. del Congreso Internacional de Investigación en Ingeniería Electrónica y Eléctrica,

Noviembre 2006.

V Duran-Ramirez, R Selvas, C Calles, A Castillo-Guzman, G Anzueto-Sanchez, O Barbosa-Garcia, "Optical Isolator Device for Laser Applications", in Proc. del Congreso Internacional de Investigación en Ingeniería Electrónica y Eléctrica, Noviembre 2006.

## CONOCIMIENTO TÉCNICO

---

Plataformas: Windows 95-Vista.

Software: Beam Promp, Work Bench, Solid Works, Microsoft Office (Excel, Access, Word, Outlook, Power Point), bases de Matlab.

Herramientas: Láseres de fibra óptica sintonizables, láseres de CO<sub>2</sub>, fibras microestructuradas (fibras ópticas de cristal fotónico, fibras ópticas dopadas de tierras raras), analizador de espectros ópticos, multímetro, detectores ópticos, generador de corriente. Empalmadora de fusión de fibra óptica, etc.

## OTRAS HABILIDADES

---

- Fundador y Ex presidente del Capítulo estudiantil UANL-FCFM de la OSA. (2008-a la fecha). Número de miembro de la OSA: 957629
- Fundador y Ex vicepresidente del Capítulo estudiantil UANL del SPIE. (2008). Número de miembro del SPIE: 3192716
- Idiomas: Español; Inglés: fluido, TOEFL: Examen en computadora , 213 puntos = examen en papel, 550 puntos.

## REFERENCIAS

---

Disponibles en caso de su solicitud.