



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE  
CHIAPAS.

FACULTAD DE CIENCIAS EN FÍSICA Y  
MATEMÁTICAS.

MÉTODO PASIVO DE COMPENSACIÓN  
TÉRMICA EN DISPOSITIVOS DE FIBRA  
ÓPTICA BASADOS EN INTERFERENCIA  
MULTIMODAL.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
MAESTRA EN CIENCIAS FÍSICAS.

PRESENTA:

MARTHA JANETH GUILLÉN  
PADILLA.

DIRECTOR DEL TRABAJO:

DR. VICTOR IVÁN RUIZ PÉREZ.



Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, Junio del 2018.



**Universidad Autónoma de Chiapas**  
**FACULTAD DE CIENCIAS EN FÍSICA Y MATEMÁTICAS**  
**DIRECCIÓN**



Tuxtla Gutiérrez, Chiapas  
 11 de junio de 2018  
 Oficio No. FCFM/0262/18

**Dr. Víctor Iván Ruiz Pérez**  
**Presidente y Director de Tesis**  
**Presente**

Por este medio me permito informarle que una vez efectuada la revisión de la tesis denominada:

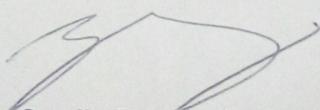
**“MÉTODO PASIVO DE COMPENSACIÓN TÉRMICA EN DISPOSITIVOS DE FIBRA ÓPTICA BASADOS EN INTERFERENCIA MULTIMODAL”.**

Ha sido aceptada para sustentar el Examen de Grado de Maestra en Ciencias Físicas de la Lic. **Martha Janeth Guillén Padilla** con matrícula escolar: X121004.

Se autoriza su impresión en virtud de cumplir con los requisitos correspondientes.

**Atentamente**

“Por la conciencia de la necesidad de servir”

  
**Dr. Sendic Estrada Jiménez**

**Director**



C.c.p. Dr. Florencio Corona Vázquez, Secretario Académico de la FCFM  
 CP. Juan Manuel Aguiar Gámez - Encargado de Posgrado FCFM  
 Archivo / Minutano  
 SEJ /jmag

# Dedicatoria

*Mi tesis la dedico con mucho cariño*

*A mis padres que con su amor y trabajo me educaron,  
mis logros se los debo a ustedes.*

*A mi madre por creer en mi capacidad  
y apoyarme en todo lo que emprendo.*

*A mis hermanos por su apoyo incondicional.*

# Agradecimientos

*”El que recibe nunca debe olvidarse  
de la persona que le ayudó.”*

*Agradezco a mi asesor de tesis el Dr. Victor Iván Ruiz Pérez por haberme brindado la oportunidad de recurrir a su capacidad y conocimiento científico, así como a su paciencia para guiarme durante todo el desarrollo de la tesis.*

*Mi agradecimiento también va dirigido al Dr. Sergio Mendoza por sus palabras y consejos y por su apoyo durante toda mi carrera.*

*Agradezco también a la Facultad de Ciencias en Física y Matemáticas por haberme aceptado ser parte de ella y abierto las puertas de su seno científico para poder estudiar mi carrera, así como también a los diferentes docentes que brindaron sus conocimientos.*

# Prefacio

En la actualidad el avance en la tecnología usando fibras ópticas ha tenido un crecimiento significativo, siempre en busca de tener la mayor capacidad al transmitir información. Al ser un medio físico, la fibra óptica en sí misma se ve afectada continuamente por perturbaciones de diferentes tipos, que sufren cambios geométricos (perfil, tamaño) y ópticos (índice de refracción, modos), que dependen de la naturaleza del parámetro a medir y debido a las características propias que la fibra óptica tiene se ha impulsado su empleo para diferentes aplicaciones, por ejemplo, su uso en dispositivos fotónicos.

Los dispositivos fotónicos presentan múltiples ventajas en el avance de las comunicaciones ópticas, óptica integrada y tecnología de fibra óptica ya que se reducen en gran cantidad el tamaño de los sistemas, además los productos construidos con esta tecnología consumen menos batería, permiten una velocidad de procesamiento de señal más rápida, entre otros. Los dispositivos de fibra óptica son particularmente atractivos ya que típicamente se requieren equipos comerciales para su fabricación, tales como empalmadores y cortadores de fibra [1].

Sin embargo, existen aún deficiencias importantes que deben superarse antes de que puedan operar eficientemente en campo bajo condiciones de trabajo no fácilmente controlables sino es que imposible. Una de éstas, es la fuerte dependencia de la temperatura, debida básicamente a las propiedades termo-ópticas del material del que están constituidos, a saber, dióxido de silicio ( $\text{SiO}_2$ ), comúnmente llamado sílice, cuyo valor de coeficiente termo-óptico (TOC, por sus siglas en inglés) es considerablemente grande ( $1 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$ ) y tiene una gran influencia en la respuesta de dispositivos que son basados en fibra óptica.

La dependencia de la temperatura de los dispositivos fotónicos, ha sido abordada en la última década usando métodos activos y pasivos. El primero es por medio del uso de calefactores o refrigeradores eléctricos para controlar la temperatura del medio en el que tales dispositivos operan, conyevando a un alto costo, además de que son esquemas complejos y de difícil implementación, aunque han demostrado una operación exitosa. Por tal razón, los medios pasivos son preferidos no solo para evitar el consumo de potencia adicional y eliminar las huellas de los instrumentos, sino también desde el punto de vista de viabilidad de integración.

Existen múltiples estudios que se han hecho para lograr la cancelación de la dependencia térmica de manera pasiva, por ejemplo, en el caso de filtrado de longitudes de onda, un enfoque común es la compensación térmica por medio de fibras ópticas de rejillas de Bragg (FBG), encapsuladas de forma tal que los efectos térmicos se equilibren con el estrés mecánico debido a la expansión o contracción térmica. En el campo de la fotónica de silicio, la cancelación de los efectos térmicos, típicamente implica el uso de guías de onda recubiertas de polímero que permiten compensar el TOC positivo del si-

licio mediante la integración de guías de onda con un valor opuesto de TOC ya que el rendimiento general en estos dispositivos depende de la diferencia de fase relativa y no del desplazamiento de fase absoluto [2]. En todos los casos, la sensibilidad térmica mínima es aún mayor que  $10\text{pm}/^\circ\text{C}$ , lo que los hace inadecuados para aplicaciones donde se requiere un control estricto del desplazamiento espectral.

Otra posibilidad de cancelación térmica hecha totalmente de fibra consiste en el uso de dispositivos basados en los efectos de la Interferencia multimodal (MMI), que han sido ampliamente empleados en el diseño de láseres, el filtrado de longitudes de onda y en el desarrollo de sensores ópticos [3]. Estos dispositivos basados en MMI son atractivos debido a la simplicidad de fabricación ya que su arquitectura típicamente consiste en una serie de secciones de fibra monomodo (SMF) empalmadas a una sección de fibra multimodo (MMF). Sin embargo, son igualmente dependientes de la temperatura debido a que son una guía de onda dieléctrica, principalmente de sílice. La arquitectura de los dispositivos MMI sugiere que la compensación térmica puede lograrse mediante secciones en cascada de MMF con diferente respuesta térmica y longitudes apropiadas.

En esta tesis se propone un método pasivo de compensación térmica basado en un dispositivo MMI totalmente hecho de fibra, donde una sección de la fibra multimodo estará encapsulada dentro de un polímero (PDMS) con un TOC contrario al TOC del sílice. Además, se demuestra una correspondencia lineal entre la magnitud del desplazamiento espectral por unidad de temperatura y la longitud de la sección de la MMF recubierta con el polímero, tal que a una longitud específica se logra la cancelación total de la dependencia térmica del dispositivo, lográndose variaciones tan pequeñas de apenas  $1\text{pm}/^\circ\text{C}$ .

# Índice general

Agradecimientos	II
Prefacio	III
Índice de figuras	VI
Índice de tablas	VIII
<b>1. INTRODUCCIÓN.</b>	<b>1</b>
1.1. Propagación de la luz . . . . .	1
1.1.1. Índice de refracción: . . . . .	2
1.1.2. Ley de Reflexión . . . . .	3
1.1.3. Ley de Refracción. . . . .	3
1.1.4. Ángulo crítico . . . . .	4
1.1.5. Reflexión total interna. . . . .	4
1.2. Guías de onda . . . . .	4
1.2.1. Guías de onda planas. . . . .	5
1.2.1.1. Guías de onda planas con espejos. . . . .	5
1.2.1.2. Modos en la guía de onda. . . . .	6
1.2.1.3. Número de modos en la guía de onda . . . . .	7
1.2.1.4. Velocidad de grupo. . . . .	7
1.2.2. Guías de onda planas dieléctricas. . . . .	7
1.2.2.1. Modos en la guía de onda. . . . .	8
1.2.2.2. Número de modos. . . . .	8
1.3. Guías de onda cilíndricas: Fibras ópticas . . . . .	9
1.3.1. Ángulo de aceptación . . . . .	9
1.3.2. Apertura numérica. . . . .	10
1.3.3. Índice de refracción efectivo. . . . .	10
1.4. Materiales frecuentes usados en guías de onda ópticas. . . . .	11
1.4.1. Fabricación de las Fibras Ópticas . . . . .	13
1.5. Coeficiente termo óptico (TOC) . . . . .	14
1.6. Técnicas de compensación térmica en guías de onda plana . . . . .	15
1.7. Técnicas de compensación en fibras ópticas . . . . .	18
<b>2. Teoría de la Interferencia Multimodal</b>	<b>20</b>
2.1. Datos Históricos . . . . .	20
2.2. Fundamentos de la Interferencia Multimodal. . . . .	22
2.2.1. Constante de propagación. . . . .	22

---

2.2.1.1. Interferencia simétrica restringida . . . . .	26
2.2.1.2. Interferencia par restringida. . . . .	27
2.3. Interferencia Multimodal en una Fibra Óptica . . . . .	27
2.4. Efecto de auto-imágen . . . . .	29
<b>3. Método de cancelación del efecto termo-óptico en dispositivos MMI de fibra óptica.</b>	<b>32</b>
3.1. Introducción . . . . .	32
3.2. Caso general para un Dispositivo MMI . . . . .	33
3.3. Compensación termica . . . . .	35
<b>4. Resultados experimentales.</b>	<b>37</b>
4.1. Fabricación de la estructura SMS . . . . .	37
4.2. Desarrollo experimental y Resultados . . . . .	40
4.2.1. Caracterización del dispositivo basado en interferencia multimodal.	40
4.3. Encapsulado del dispositivo MMI con Polímero . . . . .	41
4.3.1. PDMS . . . . .	41
4.3.1.1. Proceso de curado del PDMS. . . . .	42
4.4. Compensacion térmica: 1 <sup>er</sup> aproximación . . . . .	43
<b>5. Estabilización Térmica de un Láser en anillo.</b>	<b>48</b>
5.1. Fibras dopadas con tierras raras. . . . .	48
5.1.1. Láser . . . . .	49
5.2. Láser de anillo de fibra dopada con Erblio . . . . .	50
5.2.1. Dispositivos ópticos. . . . .	50
5.2.1.1. WDM . . . . .	50
5.2.1.2. Acoplador . . . . .	50
5.2.1.3. Aislador . . . . .	50
5.2.2. Configuración de la cavidad de láser en anillo. . . . .	51
5.3. Resultados experimentales . . . . .	51
<b>6. Conclusión</b>	<b>57</b>
6.1. Trabajo a futuro. . . . .	57

---

# Índice de figuras

1.1.	Experimento de Tyndall . . . . .	1
1.2.	Ley de Reflexión. . . . .	3
1.3.	a) Ley de refracción, b)Ángulo crítico, c) Reflexión interna total . . . . .	3
1.4.	Transporte de la energía en la guía de onda. . . . .	5
1.5.	Guía de onda $n_1 > n_2$ . . . . .	5
1.6.	Diferentes formas de guías de onda. . . . .	5
1.7.	Guías de onda planas con espejos. . . . .	6
1.8.	Guías de onda planas dieléctricas. . . . .	8
1.9.	Guías de onda óptica. . . . .	9
1.10.	Visión esquemática del ángulo de aceptación $\theta_a$ cuando la luz entra en la fibra óptica. . . . .	9
1.11.	Tabla de los elementos. . . . .	11
1.12.	Gráfica de dopantes para aumentar y disminuir el índice de refracción. . . . .	12
1.13.	Guía de onda atermica. . . . .	16
1.14.	Compensación termo-óptica de una guía de onda de Si usando polimeros. . . . .	16
1.15.	Configuración del multiplexor AWG . . . . .	17
1.16.	Respuesta espectral del multiplexor convencional y el propuesto. . . . .	17
1.17.	Configuración del multiplexor AWG . . . . .	18
1.18.	Respuesta espectral del multiplexor convencional y el propuesto. . . . .	18
1.19.	Configuración del dispositivo. . . . .	18
1.20.	Respuesta espectral. . . . .	18
2.1.	Representación en 2 dimensiones de una guía multimodal de índice abrupto con índice efectivo (a) vista lateral (de perfil) y (b) vista superior de los bordes de la guía en coordenadas cartesianas, donde $W_M$ es el ancho físico de la guía, $n_c$ es el índice de refracción efectivo del revestimiento y $n_r$ el índice de refracción efectivo del núcleo para el modo fundamental. . . . .	22
2.2.	Amplitud normalizada del perfil del campo lateral $\psi_\nu(y)$ correspondiente a los primeros modos guiados en una guía multimodal de índice abrupto. . . . .	23
2.3.	Arreglo de un dispositivo MMI . . . . .	28
2.4.	Interferencia Multimodal en una estructura de Fibra Óptica. . . . .	31
3.1.	Caso general de dispositivo MMI . . . . .	34
3.2.	Estructura MMI hecho de fibra (No-Core) . . . . .	35
3.3.	Desplazamiento espectral de la longitud de onda pico. . . . .	36
4.1.	Esquema de arreglo para el corte de de precisión de fibras. . . . .	38
4.2.	Corte de la fibra MMF, $L = 58,22mm$ aproximadamente . . . . .	39

---

4.3. Arreglo experimental . . . . .	39
4.4. Arreglo experimental del dispositivo MMI . . . . .	40
4.5. Respuesta Espectral del Dispositivo MMI . . . . .	41
4.6. Proceso de curado. . . . .	43
4.7. Respuesta espectral del dispositivo con pdms sobre toda seccion NCF. . . . .	43
4.8. Respuesta espectral PDMS=7cm. . . . .	44
4.9. Temperatura y Longitud de onda . . . . .	44
4.10. Respuesta espectral del dispositivo sin y con PDMS . . . . .	45
4.11. Respuesta espectral PDMS=1cm. . . . .	45
4.12. Temperatura y Longitud de onda . . . . .	45
4.13. Respuesta espectral PDMS=.5cm. . . . .	46
4.14. Temperatura y Longitud de onda para PDMS =.5cm . . . . .	46
4.15. Comparación de las gráficas 4.11 y 4.13 . . . . .	46
4.16. Ancho de Longitud de onda . . . . .	47
5.1. Láser de anillo de fibra dopada con erbio con la unidad de compensación termo- óptica que consiste en un NCF parcialmente cubierto con PDMS. . . . .	51
5.2. Cubierta de PDMS con acrílico. . . . .	52
5.3. Cubierta de PDMS sin acrílico. . . . .	52
5.4. Respuesta espectral con L=56.5mm para $\lambda = 1580nm$ , sin PDMS. . . . .	53
5.5. Respuesta espectral para la cubierta de PDMS=2mm. . . . .	53
5.6. Respuesta espectral para la cubierta de PDMS=4mm. . . . .	54
5.7. Ampliación de la respuesta espectral para la cubierta de PDMS=4mm. . . . .	54
5.8. Respuesta espectral para la cubierta de PDMS=5.2mm y 8mm . . . . .	55
5.9. Respuesta espectral para la cubierta de PDMS=5.2mm y 8mm . . . . .	55
5.10. Desplazamiento de la longitud de onda de una cavidad láser de anillo de fibra dopada con Erblio con respecto a la temperatura obtenida para las estructuras con cubiertas de PDMS a diferentes longitudes . . . . .	56

---

# Índice de tablas

1.1. Índice de refracción de diferentes sustancias $\lambda = 589nm$ . . . . .	2
1.2. Variación de $n$ con $\lambda$ en el vacío. . . . .	2
1.3. Rango aproximado de transparencia e índice de refracción $n$ de cristales. . . . .	13
1.4. Índice de refracción del silicio frente a la longitud de onda. . . . .	13
1.5. Longitud de onda-Índice de refracción. . . . .	13
1.6. TOC de varios materiales. . . . .	15
4.1. Características de las fibras ópticas de la SMS. . . . .	37

# Capítulo 1

## INTRODUCCIÓN.

En este capítulo se hablará de los conceptos básicos de óptica física que hacen posible la propagación de la luz en medios materiales conocidos como guías de onda, cuáles son las leyes que hacen posible que la luz viaje dentro de un medio sin que esta se salga, además de cuales son las características que deben tener los materiales para poder ser usados. Se explicará la definición de coeficiente termo-óptico para finalmente mostrar algunos de los estudios relacionados a la compensación térmica, que es la principal motivación de esta tesis y que será abordada más adelante en el capítulo 3. Para entender el mecanismo de la propagación de la luz en una guía de onda, antes es necesario recordar algunos conceptos básicos que son los causantes de que la luz se propague en una guía de onda.

### 1.1. Propagación de la luz

La posibilidad de la conducción guiada de la luz es algo que se demostró ya el siglo pasado, fue Tyndall (1854) quien realizó un experimento rudimentario para explicar como guiar la luz a través de un medio. Como fuente de luz se utilizó una lámpara de aceite y como guía un chorro de agua: para conseguir que la luz fuese guiada en el interior del chorro de agua, se colocó la lámpara cerca del recipiente de manera que cuando se dispersara la luz una parte entraría al barril lleno y se hizo un agujero en un lateral cercano a la base del barril de forma que el agua al salir formaba una trayectoria parabólica y a su vez la luz salía por el agujero. Se pudo apreciar como la luz seguía la trayectoria del agua [4].

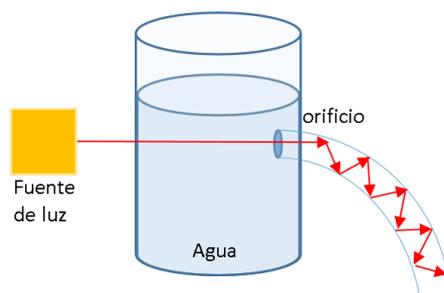


Figura 1.1: Experimento de Tyndall

Entonces, para entender como es que se propaga la luz en un medio debemos recordar que la idea fundamental desde el punto de vista de la óptica geométrica, la luz se propaga en línea recta hasta que se encuentra con alguna superficie. La línea recta que tiene la dirección y el sentido de la propagación de la luz se llama *rayo de luz*. La luz se puede propagar en el vacío o en otros medios y la velocidad con la que se propague dependerá del medio en el que viaje, esta velocidad viene dada por una magnitud adimensional muy importante llamada *índice de refracción*  $n$ .

### 1.1.1. Índice de refracción:

En el vacío, los rayos viajan a una velocidad constante de  $c = 3 \times 10^8 m/s$  mientras que en algún otro medio, el rayo viajará a una velocidad más lenta, y su velocidad  $\nu$  estará dada por el cociente entre  $c$  y  $n$ , donde  $n$  es el índice de refracción del medio. Entonces

$$n = \frac{c}{\nu}, \quad (1.1)$$

es decir que, cuanto más alto es el índice de refracción menor es la velocidad de la luz en dicho medio, es como si el medio fuese más espeso. A continuación, se muestra una tabla con los valores de los índices de refracción de algunos de los materiales comunmente empleados a  $589nm$ .

Sustancia	n
agua	1.333
aire	1.004
alcohol etílico	1.362
vidrio (crown)	1.515
diamante	2.420

Tabla 1.1: Índice de refracción de diferentes sustancias  $\lambda = 589nm$

Para el aire y los gases, la velocidad del haz se puede aproximar a  $c$ , pero el índice de refracción siempre será mayor que 1, es decir, su velocidad será menor en cualquier medio que no sea el vacío. Los cristales tienen muchas composiciones y cuando la luz viaja a través de cada uno de ellos los hace con una velocidad ligeramente diferente. Un índice de refracción de aproximadamente de 1.5 es representativo de los cristales de silicio utilizados en la fibras ópticas. Los valores más precisos de estos vidrios se sitúan entre 1.45 y 1.48 .

El índice de refracción varía respecto a la longitud de onda  $\lambda$ , que se define como la distancia mínima a lo largo de la dirección de propagación entre dos puntos de la misma fase de una onda

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}, \quad \text{donde } k \text{ es el número de onda.} \quad (1.2)$$

En la tabla 1.2 se muestra como varía el índice de refracción según la longitud de onda.

$\lambda(nm)$ en el vacío	$n$
361	1.54
434	1.533
589	1.520
656	1.517
768	1.514

Tabla 1.2: Variación de  $n$  con  $\lambda$  en el vacío.

Ahora bien, la luz siempre viaja en línea recta hasta que choca con la superficie de otro otro medio, en ese momento ocurrirá que parte de la luz "rebote" en la superficie y se refleje o cruce la superficie y se refracte, estos dos fenómenos se pueden explicar a partir del *Principio de Fermat*, según el cuál:

*"La trayectoria real que sigue un rayo de luz entre dos puntos es aquella en la que emplea un tiempo mínimo en recorrerla."*

El concepto de reflexión se define en la siguiente sección.

### 1.1.2. Ley de Reflexión

Supongamos dos medios transparentes con índices de refracción distintos ( $n_1 \neq n_2$ ). Si se hace incidir un rayo de luz sobre la superficie que separa a los medios, este rayo será reflejado al mismo medio con un ángulo de reflexión igual al ángulo de incidencia  $\theta_i = \theta_r$ . Esto sucede debido a que la velocidad es constante, y por lo tanto la trayectoria real según el principio de Fermat, será la más corta ya que está en el mismo medio.

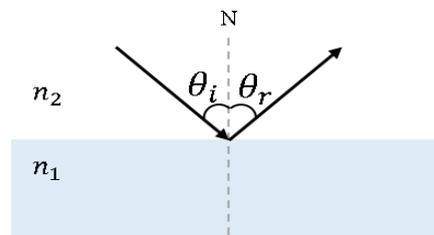


Figura 1.2: Ley de Reflexión.

### 1.1.3. Ley de Refracción.

Siguiendo la idea anterior, si la luz incide con una velocidad  $\nu_1$  sobre la superficie entre dos medios y al cruzar la interfaz ocurre que cambia su velocidad a  $\nu_2$ , ocasionará que modifique el ángulo al que viajaba  $\theta_1$  y ahora será  $\theta_2$  como se ve en la figura 1.3 a). A este cambio en la dirección que experimentan los rayos luminosos se le llama refracción.

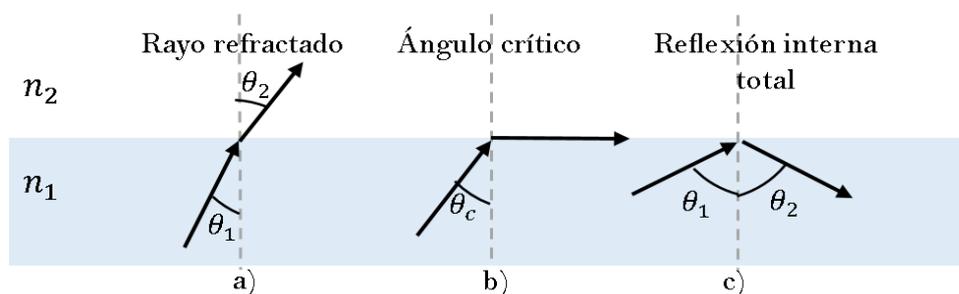


Figura 1.3: a) Ley de refracción, b) Ángulo crítico, c) Reflexión interna total

El ángulo de refracción ( $\theta_2$ ) se puede obtener por medio de la ley de Snell que relaciona los índices de refracción  $n_1$  y  $n_2$  de los medios con las direcciones de propagación en

términos de los ángulos desde la normal. La ley de Snell se puede derivar del principio de Fermat o de las ecuaciones de Fresnel.

$$n_1 \operatorname{sen} \theta_1 = n_2 \operatorname{sen} \theta_2 \quad (1.3)$$

Una regla cualitativa para determinar la dirección de la refracción es que "a menor índice de refracción mayor velocidad", y se puede ver cuando

- El rayo refractado se acerca a la normal cuando se propaga de un medio con índice de refracción menor a uno con índice de refracción mayor.
- El rayo refractado se aleja de la normal cuando pasa de un medio de índice de refracción mayor a uno con índice de refracción menor.

Siguiendo lo anterior podemos definir lo siguiente.

#### 1.1.4. Ángulo crítico

Puesto que los rayos se alejan de la normal cuando entran en un medio con mayor índice de refracción a uno con menor índice de refracción, el ángulo de incidencia  $\theta_1$  será llamado ángulo crítico  $\theta_c$  cuando el ángulo refractado  $\theta_2 = 90^\circ$  con respecto a la normal como se ve en la figura 1.3b).

Partiendo de la ley de Snell, tenemos que si  $\theta_2 = 90^\circ \implies \operatorname{sen} \theta_2 = 1 \implies \theta_1 = \theta_c$ , podemos decir que el ángulo crítico es aquel ángulo para el cual ya no hay refracción

$$\operatorname{sen} \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.4)$$

#### 1.1.5. Reflexión total interna.

La reflexión total interna es el fenómeno que se produce cuando un rayo de luz atraviesa un medio de índice de refracción  $n_2$  menor que el índice de refracción  $n_1$  ( $n_2 < n_1$ ) en el que éste se encuentra, de tal modo que no es capaz de atravesar la superficie entre ambos medios reflejándose completamente, como se ve en la figura 1.3 c). Entonces para cualquier ángulo  $\theta_1 > \theta_c$  se tendrá reflexión total interna.

Ahora bien, con todo lo anterior podemos continuar con las guías de onda.

## 1.2. Guías de onda

Hasta ahora solo hemos considerado el caso de dos medios con índice de refracción diferentes separados por una superficie. Una de las estructuras más utilizadas para el confinamiento y propagación de la luz es por medio de multicapas o guías de onda. [5]. La guía de onda se puede visualizar de una manera simplificada mediante las figuras 1.4 y 1.5. La estructura de la figura 1.4 está formada por dos láminas conductoras y que el transporte de la energía electromagnética se lleva a cabo mediante reflexiones continuas y no por medio de corrientes superficiales, como es el caso de la líneas de transmisión. En estas guías los campos eléctrico y magnético están confinados en el espacio que se encuentra en su interior, de este modo no hay pérdidas de potencia por radiación y las pérdidas en el dieléctrico son muy bajas debido a que suele ser aire. Este sistema evita

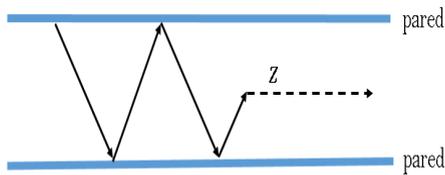


Figura 1.4: Transporte de la energía en la guía de onda.

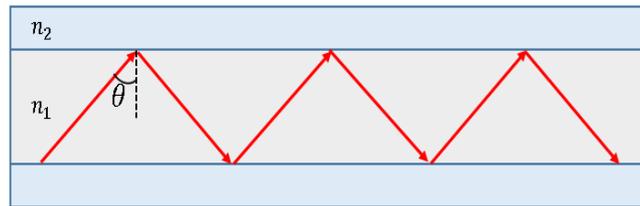


Figura 1.5: Guía de onda  $n_1 > n_2$

que existan interferencias en el campo por otros objetos, al contrario de lo que ocurría en los sistemas de transmisión abiertos. Las guías de onda (figura 1.5) se basan en el confinamiento de la luz, efecto que se logra mediante el uso de dos medios con índice de refracción diferente. El mecanismo físico que hace que la luz viaje en una dirección dada es la REFLEXIÓN TOTAL INTERNA que ocurre en estructuras en las que el medio con índice de refracción mayor (núcleo) se encuentra inmerso dentro de un medio con índice de refracción menor (revestimiento o cubierta). Las dimensiones de las guías en su sección transversal se seleccionan de tal forma que las ondas electromagnéticas se propaguen dentro del interior de la guía tal como se muestra en la figura 1.6.

Existen diferentes tipos o formas de guías de onda, siendo las más comunes las planas, rectangulares y cilíndricas (fibras ópticas).

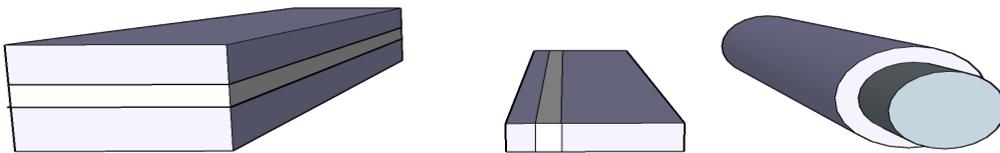


Figura 1.6: Diferentes formas de guías de onda.

### 1.2.1. Guías de onda planas.

Una guía de onda plana consta de tres capas de materiales con diferentes constantes dieléctricas. Aunque en la práctica no es así, se asume que la guía se extiende infinitamente en las direcciones paralelas a sus interfaces. Las guías de onda plana con geometría rectangular son las más utilizadas en dispositivos de óptica integrada. Para el análisis de la propagación de una onda en este tipo de dispositivos, es conveniente iniciar considerando una guía de onda formada con dos espejos planos.

#### 1.2.1.1. Guías de onda planas con espejos.

Para el análisis de propagación en estas guías se hacen las siguientes consideraciones.

- Espejos ideales (reflejan la luz sin pérdidas).
- Un haz de luz incide a un ángulo  $\theta$  en el espejo y la luz rebota múltiples veces en los espejos sin pérdidas de energía (la luz es guiada entonces en la dirección  $z$ ).

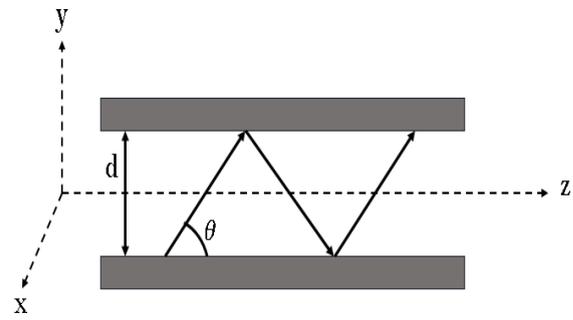


Figura 1.7: Guías de onda planas con espejos.

### 1.2.1.2. Modos en la guía de onda.

Muchos efectos importantes en esta guía de onda no son explicados por la óptica de rayos. Para considerar estos efectos podemos asociar a cada rayo una onda electromagnética plana transversal (TEM). El campo electromagnético total será entonces la suma de todas estas ondas.

Los parámetros básicos que describen una onda plana TEM son:

- Longitud de onda  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$
- Numero de onda  $k = nk_0$
- Velocidad de fase  $c = \frac{c_0}{n}$

Se considera además que la onda está polarizada en la dirección  $x$  y que su vector de onda esta en el plano  $yz$  haciendo un ángulo  $\theta$  con el eje  $z$ . Al igual que el rayo, la onda se refleja en el espejo superior viajando a un ángulo  $-\theta$ , luego es reflejada por el espejo inferior para repetir el viaje inicial. **La polarización de la onda no cambia en cada reflexión**, además, **cada vez que se refleja**, la onda sufre un cambio de fase de  $\pi$ . Esto satisface la condición que establece que la suma de cada onda y su propia reflexión sea cero para que el campo total en el espejo sea nulo.

Para obtener los modos de propagación en la guía de onda se utiliza la *condición de auto consistencia*. Esta establece que después de reflejarse dos veces, la onda debe reproducirse a si misma. Así, los modos pueden definirse como campos que mantienen la misma distribución transversal y polarización a lo largo de todo el eje de la guía de onda. Utilizando la óptica geométrica puede demostrarse que la relación de fase para la condición de auto consistencia está dada por:

$$\frac{2\pi}{\lambda}(2d \text{Sen}\theta) = 2\pi(q+1) = 2\pi m, \quad m = 1, 2, k \quad (1.5)$$

Los ángulos de rebote que satisfacen esta condición son entonces:

$$\text{Sen}\theta_m = m \frac{\lambda}{2d}, \quad m = 1, 2, k \quad (1.6)$$

El campo asociado a cada uno de estos ángulos se conoce como MODO DE ORDEN  $M$ . De aquí podemos ver que el modo con  $m = 1$  tiene el menor ángulo de rebote, mientras que para valores de  $m$  más grandes los ángulos son más oblicuos.

La componente en  $y$  del vector de propagación está limitada por los valores de:

$$k_{ym} = n k_0 \operatorname{sen}\theta_m = \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{sen}\theta_m = m \frac{\pi}{d}, \quad m = 1, 2, k \quad (1.7)$$

### 1.2.1.3. Número de modos en la guía de onda

Utilizando los ángulos de rebote que satisfacen la condición de auto consistencia podemos determinar el número de modos permitidos en la guía de onda:

$$M = \frac{2d}{\lambda} \quad (1.8)$$

Este es el número máximo de modos en que la onda puede viajar en la guía. Nótese que esto depende de la fuente de excitación. A partir de esto podemos establecer las siguientes condiciones:

- $\frac{2d}{\lambda} \leq 1 \Rightarrow M = 0$ , la guía no soporta ningún modo.
- $1 < \frac{2d}{\lambda} \leq 2 \Rightarrow M = 1$ , la guía soporta un solo modo (monomodal).
- $\lambda_{max} = 2d \Rightarrow \nu_{min} = \frac{c}{2d}$ , longitud de onda (frecuencia) de corte de la guía de onda.

Podemos ver que el **número de modos aumenta con la frecuencia**, o equivalentemente, aumenta al reducirse la longitud de onda de la fuente de excitación.

### 1.2.1.4. Velocidad de grupo.

Un pulso de luz con frecuencia angular centrada en  $\omega$  y constante de propagación  $\beta$  viaja a una velocidad de grupo dada por:

$$\nu = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (1.9)$$

Evidentemente, en estas guías de onda cada modo tendrá una velocidad de grupo distinta. Considerando la constante de propagación y evaluando la derivada obtenemos:

$$\nu = c \cos\theta \quad (1.10)$$

Nótese que los modos de alto orden viajan a una velocidad menor dado que se retrasan porque la trayectoria de zig-zag que siguen es más larga.

## 1.2.2. Guías de onda planas dieléctricas.

Una manera práctica para implementar una guía de onda plana es utilizando **materiales dieléctricos**. La guía se forma utilizando materiales con índices de refracción diferentes, y la luz se queda confinada por reflexión total interna. El principio de funcionamiento de estos dispositivos puede explicarse analizando una guía de onda con las siguientes características:

- Guía de onda simétrica
- Materiales sin pérdidas
- Núcleo rectangular de ancho  $d$  con índice de refracción  $n_1$  rodeado por un revestimiento con índice de refracción menor  $n_2$  ( $n_1$  mayor que  $n_2$ ).

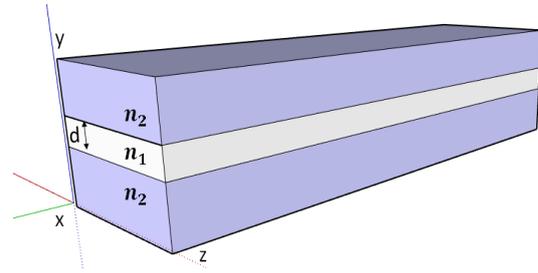


Figura 1.8: Guías de onda planas dieléctricas.

### 1.2.2.1. Modos en la guía de onda.

Los parámetros de la onda en la región del núcleo son:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n_1}, \quad c_1 = \frac{c_0}{n_1},$$

$$k = \begin{cases} 0 \\ n_1 k_0 \text{sen} \theta \\ n_1 k_0 \text{cos} \theta \end{cases}$$

Las constantes de propagación para cada modo:

$$\beta_m = n_1 k_0 \text{cos} \theta_m \quad (1.11)$$

Los rangos para los ángulos de rebote dan el rango de valores para las constantes de propagación:

$$\text{cos} \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \leq 1 \Rightarrow n_2 k_0 \leq \beta_m \leq n_1 k_0 \quad (1.12)$$

### 1.2.2.2. Número de modos.

El número de modos que soporta la guía de onda puede inferirse de la solución gráfica de la ecuación trascendental de auto consistencia. Podemos ver que el valor máximo del ángulo es el complemento del ángulo crítico, es decir:

$$\text{sen} \theta \leq \text{sen} \theta_c \quad (1.13)$$

El número de modos (TE) es entonces:

$$M = \frac{\text{sen} \theta_c}{\frac{\lambda}{2c}} \quad (1.14)$$

Puede demostrarse además que:

$$M = 2 \frac{d}{\lambda_0} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (1.15)$$

### 1.3. Guías de onda cilíndricas: Fibras ópticas

Una guía de onda óptica es una estructura que transporta una onda electromagnética cuya longitud de onda puede estar en la región del espectro visible o infrarrojo. Entonces, la luz que se acopla en una determinada región de la guía puede viajar dentro de ella por medio de un alto índice de refracción  $n_1$  (núcleo), que está rodeado por un material de bajo índice de refracción  $n_2$  (revestimiento), de manera que la luz queda confinada y se propaga dentro de la guía debido a la reflexión total interna (fig. 1.7).

La luz se propaga dentro de la guía de onda plana (o fibra óptica cuya simetría es cilíndrica) por medio de reflexiones totales internas sucesivas, pero la naturaleza ondulatoria de la luz hace que exista interferencia entre ciertos ángulos de propagación dentro de la guía o fibra óptica.

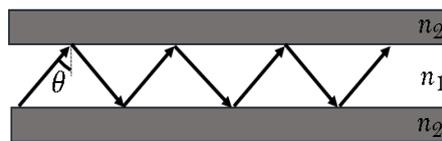


Figura 1.9: Guías de onda óptica.

Una fibra óptica está compuesta por dos cilindros concéntricos de materiales diferentes; la condición fundamental para que la fibra confine la luz es que el índice del material del cilindro interior (llamado núcleo) tenga un índice de refracción mayor al del cilindro exterior (llamado revestimiento).

#### 1.3.1. Ángulo de aceptación

No todos los rayos emitidos por una fuente luminosa se transmitirán en el interior de la fibra. En la figura 1.11 podemos ver un esquema en el que se aprecia como dos rayos distintos  $A$  y  $B$  seguirán distintas trayectorias en el interior de la fibra, el rayo  $A$  será transmitido porque en el interior de la guía su ángulo es menor que el ángulo crítico mientras que el rayo  $B$  tiene un ángulo superior y llega a la envoltura perdiéndose por radiación al exterior. Todo rayo cuyo ángulo de entrada sea menor o igual que  $\theta_a$  será guiado, mientras que si es mayor el rayo será radiado al exterior de la fibra, perdiéndose su energía.

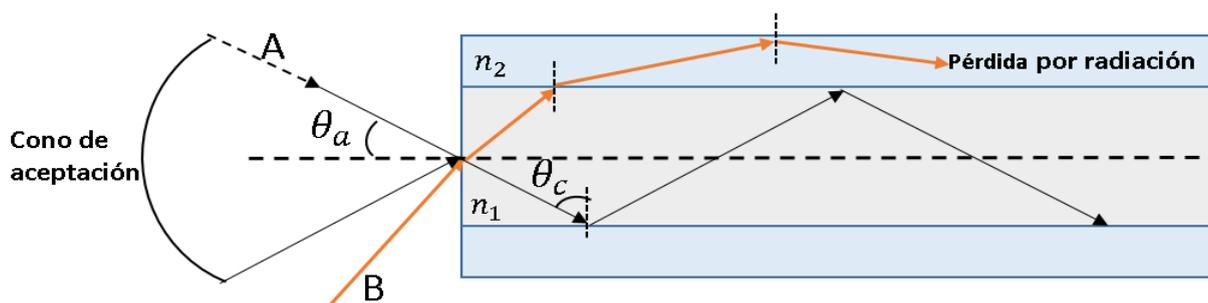


Figura 1.10: Visión esquemática del ángulo de aceptación  $\theta_a$  cuando la luz entra en la fibra óptica.

Por tanto, el ángulo de aceptación  $\theta_a$  será aquel que haga que cuando el rayo esté en el

interior de la fibra su ángulo de incidencia con la intercara núcleo/envoltura sea el ángulo crítico.

### 1.3.2. Apertura numérica.

Es posible, a partir de los índices de refracción del núcleo de la fibra, de la envoltura y del exterior, definir un término (que es el más aceptado para definir la facilidad para acoplar luz en la fibra) conocido como APERTURA NUMÉRICA NA. De la figura anterior podemos deducir que el rayo inicialmente está en un medio con índice de refracción  $n_0$  y considerando la ley de Snell llegamos a:

$$n_0 \text{sen}(\theta_a) = n_1 \text{sen}\left(\frac{\pi}{2} - \phi_c\right) \quad (1.16)$$

Ya que el ángulo entre el eje de la fibra y la intercara, es de  $\pi/2$  aplicando las leyes básicas de trigonometría podemos deducir que:  $n_0 \text{sen}(\theta_a) = \text{sen}(\pi/2)\cos\phi_c - \text{sen}(\phi_c)\cos(\pi/2)$   $\text{con} \text{sen}(\pi/2) = 1, \cos(\pi/2) = 0$

$$n_0 \text{sen}(\theta_a) = n_1 \cos(\phi_c). \quad (1.17)$$

Usando  $\text{sen}^2(\phi) + \cos^2(\phi) = 1$  reescribimos la ecuación anterior como:

$$n_0 \text{sen}(\theta_a) = n_1 \sqrt{1 - \text{sen}^2(\phi_c)} \quad (1.18)$$

sustituyendo la ecuación 1.4 obtendremos la definición de la apertura numérica.

$$\Rightarrow \sqrt{1 - \text{sen}^2(\phi_c)} = \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}} = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_1}$$

$$NA = n_0 \text{sen}\theta_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.19)$$

Cuando el medio desde el que entra la luz sea el aire  $n_0 = 1$ , la NA se reducirá a  $\text{sen}(\theta_c)$ .

### 1.3.3. Índice de refracción efectivo.

La distribución de campo electromagnético en el interior de una fibra correspondiente a un modo de propagación no queda confinada totalmente en el núcleo, sino que se extiende en parte hacia la cubierta. La constante de propagación del modo  $\beta$  no es la misma, pues la onda plana monocromática viajando en un índice de refracción igual al núcleo de la fibra  $n_1$ , tendría una  $\beta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1$ . En lugar de ello, la constante de propagación se encuentra entre los valores para el núcleo y para la cubierta:

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_2 < \beta < \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \quad (1.20)$$

Por analogía con la relación que guardan el índice de refracción y la constante de propagación en una onda plana monocromática, se define el índice refracción efectivo para un modo guiado como:

$$n_{eff} = \beta \frac{\lambda}{2\pi} \quad (1.21)$$

## 1.4. Materiales frecuentes usados en guías de onda ópticas.

Existen varios materiales que pueden ser utilizados en la fabricación de la fibra, pero solo algunos de ellos tienen las características especiales requeridas por la fibra.

1. El material debe permitirnos fabricar fibras, delgadas, flexibles y largas.
2. El material debe ser transparente a una longitud de onda particular para poder guiar la luz de manera eficiente.
3. Compatibilidad física de los materiales que tengan pequeñas diferencias de índice refractivo para el núcleo y la envoltura.
4. Finalmente, debe de ser un material que sea abundante y barato

Dos de los materiales que cumplen con estos requisitos son el plástico y el vidrio. Las guías de onda ópticas pueden ser fabricadas usando una variedad de materiales incluyendo semiconductores como *GaAs* y *InP*, aleaciones como *SiO<sub>2</sub>* y polímeros orgánicos, y cristales electro-ópticos como de niobato de litio (*LiNbO<sub>3</sub>*). Según sea la aplicación del dispositivo.

Los materiales comunmente utilizados para la fabricación de guías de onda son los semiconductores, debido a que siguen los pasos de la fabricación de dispositivos electro activos, una tecnología ya conocida en la industria. Los semiconductores compuestos de grupo III-V (ver figura 1.11), así llamados porque usan dos elementos distintos de la columnas 3 y 5 de la tabla periódica, son usados para hacer fuentes ópticas y fotodetectores de aplicación en regiones de ondas luminosas. [6].

La imagen muestra una tabla periódica de los elementos con un encabezado que dice "TABLA PERIÓDICA". Las columnas III-B y V-B están resaltadas en naranja, así como las columnas V-B y III-B. El grupo de tierras raras está etiquetado como "TIERRAS RARAS".

IA	IIA	TIERRAS RARAS										IIIB	IVB	VB	VIB	VIB	VIB	VIIB	IIIB	IIIB	IIA	IIIA	IIIA	IIIA	IIIA	IIIA	IIIA														
H	He											B	C	N	O	F	Ne																								
Li	Be											Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr														
Na	Mg											Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe														
K	Ca											Lu	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Ra														
Rb	Sr											Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Uub	Uut	Uuq	Uup	Uuh

Figura 1.11: Tabla de los elementos.

La mayoría de los vidrios transparentes ópticos con el cual están fabricadas las fibras están compuestos por los óxidos de vidrio. El más popular es la sílica (*SiO<sub>2</sub>*), un vidrio compuesto de sílica pura conocido como vidrio de sílice, ó sílice vítrea. El vidrio es fabricado por la fusión o mezcla de óxidos de metal, sulfuros o seleniuros. Algunas de sus propiedades buscadas son su resistencia a la deformación por altas temperaturas, buena durabilidad química, y alta transparencia tanto en la región visible como infrarroja que son de interés en los sistemas ópticos.

Cuando un material semiconductor es utilizado para hacer una guía de onda se necesitan dos semiconductores con diferente índice de refracción, así **uno será para el núcleo y el**

**otro para el recubrimiento** [6]. La naturaleza no proporciona los semiconductores con diferencia entre índices a tal precisión, pero se pueden utilizar dos materiales diferentes, como el flúor u otros óxidos que son comunmente agregados al silicio. Estos dopantes los podemos clasificar en dos grupos básicos: dopantes que incrementan y dopantes que disminuyen el índice de refracción.

Por ejemplo, el  $B_2O_3$  y los dopantes de flúor que hacen decrecer el índice de refracción, mientras que el  $GeO_2$ ,  $P_2O_5$  incrementarán el índice de refracción de un material tal como mostramos en la figura 1.12.

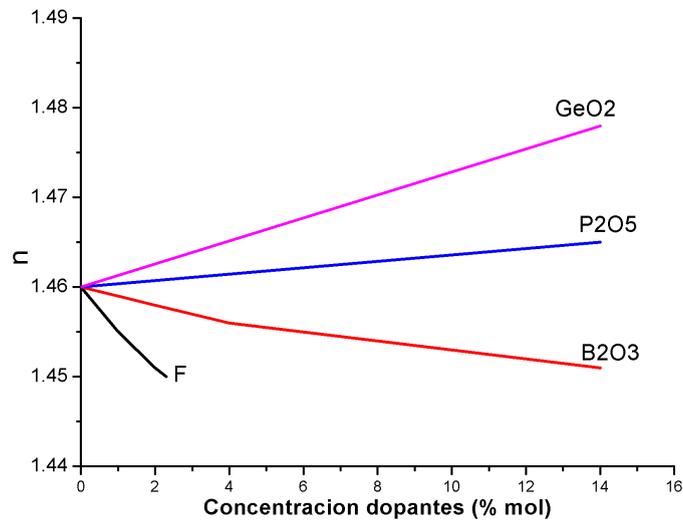


Figura 1.12: Gráfica de dopantes para aumentar y disminuir el índice de refracción.

Muchos dispositivos ópticos pasivos usan guías hechas de silicio fabricadas sobre substrato de dióxido de silicio. Ésta técnica se le conoce como tecnología de silicio.

La ventaja básica de crear guías usando silicio es que uno emplea la tecnología altamente desarrollada para los circuitos electrónicos integrados. Las principales consideraciones son uniformidad en la guía y bajas pérdidas. Las pérdidas dependen de la diferencia de los índices entre el núcleo y el recubrimiento cuantificado por el parámetro  $\Delta$  definido como [7]:

$$NA = n_i (2 \Delta)^{1/2} - \Delta = \frac{(n_1 - n_2)}{n_1} \quad (1.22)$$

donde  $\Delta$  es el cambio fraccional del índice entre la interfase de recubrimiento y el núcleo.

La propiedad óptica más sobresaliente de los materiales usados para la fabricación de dispositivos ópticos es la transparencia en el espectro visible o en el infrarrojo. La región transparente entre las bandas de absorción infrarrojas y ultravioletas es particularmente útil para la fabricación de ventanas ópticas y lentes. El rango de transparencia aproximado y el índice de refracción de varios materiales cristalinos comunmete usados se muestra en la tabla 1.3.

El silicio fundido puro es un aislante. Es transparente en la región visible, pero se absorbe en el ultravioleta debido a las transiciones electrónicas de las moléculas de  $SiO_2$ , y en el infrarrojo debido a la absorción vibratoria. Por lo tanto, el rango de transparencia oscila entre  $200nm$  en el ultravioleta y más allá de  $2000nm$  en el infrarrojo.

Cristal	Rango de transparencia ( $\mu\text{m}$ )	n
<i>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Zafiro</i>	0.2 - 6	1.771
<i>BaF<sub>2</sub></i>	0.2 - 12	1.763
<i>Diamante</i>	0.25-80	2.424
<i>KBr</i>	0.3-30	1.564
<i>KCl</i>	0.21-25	1.493
<i>MgF<sub>2</sub></i>	0.12 -8	1.379
<i>NaCl</i>	0.21-20	1.55
<i>NaF</i>	0.19-15	1.326
<i>SiO<sub>2</sub></i>	0.2-3	1.546
<i>TiO<sub>2</sub></i>	0.45-5	2.65

Tabla 1.3: Rango aproximado de transparencia e índice de refracción n de cristales.

$\lambda$ (nm)	n
213.9	1.53430
239.9	1.51336
275.3	1.49591
334.2	1.47977
404.7	1.46962
467.8	1.46429
508.6	1.46186
546.1	1.46008
632.8	1.45702
706.5	1.45515
780.0	1.45367
1060	1.44968
1395	1.44583
1530	1.44427
1970	1.43853
2325	1.43293

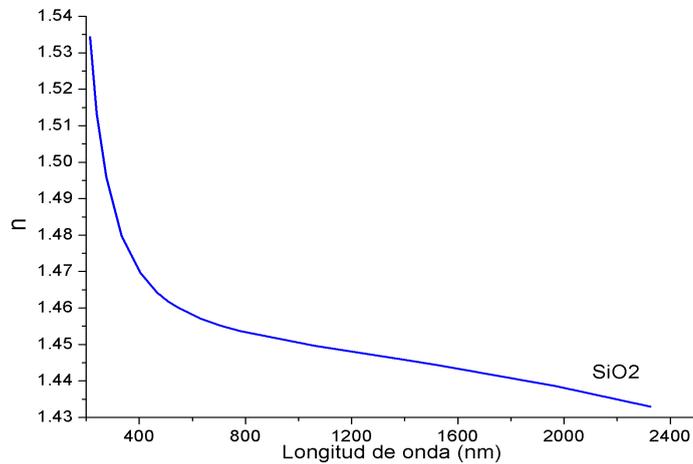


Tabla 1.4: Índice de refracción del silicio frente a la longitud de onda.

Tabla 1.5: Longitud de onda-Índice de refracción.

El silicio fundido se utiliza ampliamente en la industria de la fibra óptica, como el material principal a partir del cual se fabrican muchas fibras. Ha sido refinado a tal punto que las pérdidas de absorción y dispersión son tan pequeñas que la luz puede viajar muchos kilómetros por la fibra antes de atenuarse por completo. El índice de refracción del silicio en el rango de transparencia se tabula contra la longitud de onda en la Tabla 1.4 y su grafica se muestra en la figura 1.5. Esta variación del índice de refracción con longitud de onda se llama dispersión.

Notemos que no es un efecto muy grande:  $n$  cambia en menos del 1% en toda la región espectral visible. Tengamos en cuenta también que la dispersión es más grande en las longitudes de onda más cortas cerca del borde de absorción fundamental. La dispersión está presente en todos los materiales ópticos.

Los materiales anteriormente mencionados (semiconductores y tecnología de silicio) son útiles para fabricar guías de onda o dispositivos pasivos. La guías de onda pasivos hechos en tecnología de silicio y dióxido de silicio son dispositivos que permiten el transporte de información, y sus diseños varían dependiendo el tipo de empalme que se requiera entre la fuente y el receptor.

### 1.4.1. Fabricación de las Fibras Ópticas

Las fibras ópticas se clasifican según su composición en: Fibras de sílice, Fibras de vidrios poli componentes, Fibras con revestimiento de plástico y Fibras de plástico. Hay 5 métodos para fabricar fibras ópticas, uno por medio de la mezcla de los componentes y los

otros cuatro son por deposición, los elementos, que se utilizan son el de silicio o silicatos en forma de cloruros.

*Clasificación de las fibras ópticas según su composición*

- Fibras de sílice: poseen principalmente dióxido de silicio Si O<sub>2</sub>.
- Fibras de vidrios poli componentes: Si O<sub>2</sub> + óxidos y carbonatos.
- Fibras con recubrimiento de plástico.
- Fibras de plástico.

Las dos primeras se denominan fibras de óxidos y son las únicas aplicadas en comunicaciones. Las fibras de sílice poseen principalmente dióxido de silicio SiO<sub>2</sub>, mientras que las de vidrios poli componentes constan además de varios óxidos y carbonatos.

Si bien el comportamiento que tendrá la guía de ondas al termino de su fabricación dependerá del material con el que fué hecho, la gran mayoría de las fibras ópticas estan hechas de Silicio por lo que el funcionamiento de un dispositivo basado en fibra óptica estará fuertemente determinada por las propiedades físicas y ópticas del silicio.

A partir del perfeccionamiento de la fibra óptica, ésta ha sido ampliamente empleada no solo en las comunicaciones ópticas sino también en un basto rango de ramas de la ciencia y la tecnología como un elemento fundamental para la creación de nuevos y más sofisticados dispositivos. Sin embargo, existen aún varios retos a ser superados en términos de la operación fiable y robusta de tales dispositivos principalmente en el caso de operación en campo condiciones ambientes de trabajo no fácilmente controlados.

Uno de los principales efectos adversos en un dispositivo de fibra óptica es su susceptibilidad intrínseca a fluctuaciones indeseables en la temperatura ambiente, la cual es debida a la naturaleza propia del silicio, específicamente a su relativamente alto valor de coeficiente termo-óptico, del cual hablaremos a continuación.

## 1.5. Coeficiente termo óptico (TOC)

La temperatura es un parámetro que influye de manera importante en el índice de refracción de un medio, por ejemplo, en la mayoría de los líquidos éste disminuye aproximadamente 0,00045 al aumentar 1°C, mientras que en los sólidos disminuye únicamente 0,00001; el agua disminuye 0,00010 por cada 1 °C.

En general la disminución del índice de refracción con el aumento de temperatura se debe a la disminución de la densidad y de la constante dieléctrica del medio.

A esta variación del índice de refracción con la temperatura se le conoce como *Coefficiente Termo-Óptico* (TOC, por sus siglas en ingles) [8]. Estos dos parámetros ópticos son de gran importancia en muchas aplicaciones ópticas y optoelectrónicas.

El TOC se denota como  $\frac{dn}{dT}$ , donde  $n$  y  $T$  son el índice de refracción y la temperatura, respectivamente. Su variación se mide en grados Celcius o Kelvin. Normalmente, el valor de  $dn$  es muy pequeño, del orden de  $10^3$ , aunque es posible medirlo con suficiente precisión. El análisis de TOC's son esenciales para caracterizar dispositivos ópticos no lineales dependientes de la temperatura, sistemas de comunicación por fibra óptica, tecnología semiconductores y tecnología de femtosegundo ultrarrápido.

El TOC ( $\frac{dn}{dT}$ ) en sí mismo es una función compleja que depende de la longitud de onda y la

temperatura. Supongamos que  $\frac{dn}{dT}$  es constante en el rango de temperatura  $\Delta T = 125K$ , el signo y la magnitud del TOC están determinados principalmente por la densidad del material y la polarizabilidad. La densidad normalmente disminuye al aumentar la temperatura, lo que causa una disminución en el número de especies polarizables por unidad de volumen y, por lo tanto, una disminución en el índice de refracción [9].

La polarizabilidad de las especies individuales en un material, por otro lado, por lo general aumenta con el aumento de la temperatura, lo que resulta en un aumento en el índice de refracción. El factor de polarizabilidad de los materiales inorgánicos, como la sílice o el silicio, suele ser mucho más dominante que el cambio de densidad; por lo tanto, los TOC de estos materiales tienen valores positivos ( $\frac{dn}{dT} > 0$ ). Sin embargo, en el caso de los polímeros, el coeficiente TO se determina principalmente por el cambio de densidad. En consecuencia, la mayoría de los polímeros tienen coeficientes TO negativos ( $\frac{dn}{dT} < 0$ ). La Tabla 1.6 se enumera los coeficientes TO de varios materiales relevantes [9].

tipo de material	Si	Polí-Si	SiO <sub>2</sub> , SiON, Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	Polímeros comerciales					
				PEMA	PMMA	sol-gel	silicon	uretano	PDMS
$n(1,55\mu m)$	3.476	3.6	1.4-2.2			1.2-1.8			1.4194 (1.58 $\mu m$ )
$\frac{dn}{dT}(10^{-4}k^{-1})$	1.8	2.3	0.1	-1.1	-1.3	-2.1	-3.1	-4.2	<b>-1.35</b>

Tabla 1.6: TOC de varios materiales.

Si bien este cambio del índice de refracción con respecto a la temperatura es de gran utilidad, cuando es aplicada en sensores, representa un problema en dispositivos fónicos, pues a la hora de obtener una medición no puede ser del todo confiable, ya que presenta un desplazamiento en la longitud de onda pico. Es por eso que en la última década se han investigado diversas formas de como hacer insensible a la temperatura a las guías de ondas planas y fibras ópticas, como se describe en la siguiente sección.

## 1.6. Técnicas de compensación térmica en guías de onda plana

Lograr que la temperatura no afecte a los dispositivos integrados con alto índice de silicio ha sido un desafío debido a que el silicio es altamente dependiente de la temperatura. Aunque llegar a una estabilidad térmica no ha sido fácil de abordar, el control de la temperatura es crucial para el rendimiento entregado por los dispositivos individuales y el chip integrado en general.

Existen diferentes enfoques de como abordar la eliminación del efecto térmico, un enfoque es el que abordan Kokubun, M. Takizawa y S. Taga en el artículo *Three-dimensional athermal waveguides for temperature independent lightwave devices* donde proponen una guía de onda atérmica basándose en el hecho de que debido a que la mayoría de los materiales ópticos tienen valores positivos de  $n_e q$  y TOC, usan polímeros que tienen un valor negativo de TOC, de modo que pueden elegir la combinación adecuada del índice de refracción para el núcleo y el revestimiento donde cualquiera de los dos tiene que tener un valor negativo de TOC [11].

La estructura consistió de muchas guías de onda con diferentes anchos. Utilizando un interferómetro Mach-Zehnder, midieron que la dependencia de la temperatura de la longitud del camino óptico fué  $-1,8$  a  $+0,26 \times 10^{-6} K$  con el cuál obtuvieron que la guía

<i>NA45glass</i>	$n_1 = 1,54$
<i>PMMA</i>	$n_2 = 1,49$
<i>SiO<sub>2</sub></i>	$n_3 = 1,465$
<i>Si</i>	$n_{sub} = 3,85$

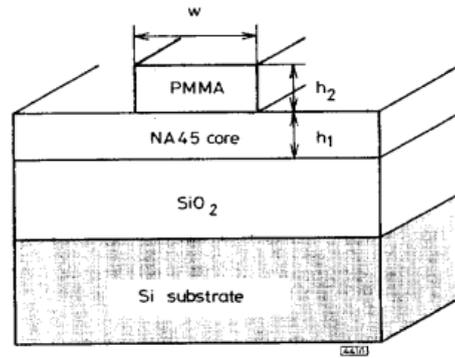


Figura 1.13: Guía de onda atermica.

de onda tridimensional atermica logró un resultado de  $-2\%$  del de la guía de ondas convencional no atenuada.

También Winnie y colaboradores en *Thermo-optical Compensation in High-index-contrast Waveguides* diseñaron y demostraron un método de compensación termo-óptica para sistemas de guías de onda de alto contraste de índice mediante el uso de un revestimiento de polímero. En él muestran que el revestimiento de polímero reduce significativamente el cambio de dependencia de la temperatura de la longitud de onda máxima en los resonadores de anillo. Como los materiales del núcleo de guía de onda de alto índice tienen TOC positivos, introducen revestimientos de polímero con TOC negativos. La guía de ondas está diseñada de tal manera que una fracción del modo óptico se expande en el material de revestimiento. El efecto termo-óptico positivo experimentado por el modo confinado en el núcleo de la guía de ondas se compensa por el efecto termo-óptico negativo inducido por el revestimiento en el modo óptico expandido. Cuando los dos efectos se equilibran perfectamente entre sí, se logra una operación atermica. La figura siguiente muestra un esquema de diseño de una guía de ondas de silicio sobre aislante (Silicon-on-insulator SOI) térmicamente compensado utilizando un revestimiento de polímero. El desplazamiento de longitud de onda de resonancia pico dependiente de la temperatura se reduce en 8,3 veces desde  $93\text{pm}/K$  hasta  $11,2\text{pm}/K$ . Con una mejora adicional en la síntesis del material polimérico y el diseño de la guía de ondas, se pueden obtener resonadores de anillo insensibles a la temperatura simplemente aplicando una película de revestimiento de polímero.

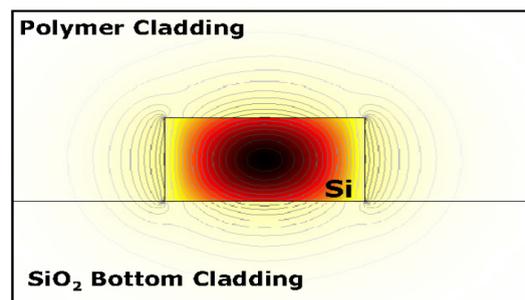


Figura 1.14: Compensación termo-óptica de una guía de onda de Si usando polímeros.

Para el caso de sistemas de multiplexación por división de longitud de onda (WDM) un componente clave son los multiplexores de rejillas de guías de onda de silice (AWG),

donde las longitudes de onda del canal en los multiplexores AWG convencionales dependen de la temperatura debido al cambio del índice de refracción térmica en el vidrio de sílice. El multiplexor es, por lo tanto, controlado por temperatura con un calentador o un dispositivo Peltier para estabilizar las longitudes de onda del canal. Esto requiere un consumo constante de unos pocos vatios y una gran cantidad de equipos para el control de la temperatura. Por lo tanto, la necesidad de emplear un método de control de temperatura es un obstáculo considerable para el uso generalizado de multiplexores AWG. Por lo cuál Inoue y demás autores (1997) [12] propusieron un multiplexor AWG insensible a la temperatura que opera en el rango de temperatura de  $0 - 85^{\circ}\text{C}$ . En el que la diferencia de trayectoria óptica dependiente de la temperatura en las guías de ondas con disposición de sílice se compensa con una ranura triangular llena de adhesivo de silicona que tiene un coeficiente térmico negativo.

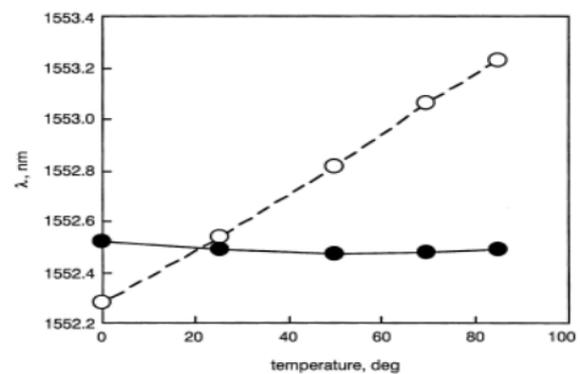
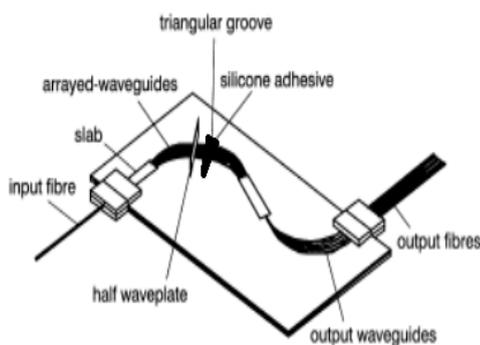


Figura 1.15: Configuración del multiplexor AWG

Figura 1.16: Respuesta espectral del multiplexor convencional y el propuesto.

La figura 1.16 muestra los cambios de longitud de onda del canal dependiente de la temperatura, donde la línea punteada corresponde al multiplexor convencional y mientras que los puntos negros corresponden al multiplexor propuesto. Esta figura revela que el cambio de longitud de onda dependiente de la temperatura se suprime con éxito de  $0,95\text{nm}$  a  $0,05\text{nm}$  en el rango de temperatura de  $0 - 85^{\circ}\text{C}$ , lo cual muestra que el multiplexor se ha vuelto atermico.

Siguiendo la idea de los dos trabajos anteriores es como Hirota, Mikitaka, Oguma y Yoshinori (2005), en el artículo *Athermal Arrayed-Waveguide Grating Multi/Demultiplexers Composed of  $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$  Waveguides on Si* diseñan rejillas de guías de onda hechas de vidrio  $\text{TiO} - \text{SiO}$  atermicos con diferentes concentraciones de  $\text{TiO}$  de 58 %, 66 % y 74 % en moles y con diferentes temperaturas de recocido para la misma concentración de  $\text{TiO}$ . Los AWG fueron fabricados por un proceso simple que consiste simplemente en deposición de película y formación de núcleos. Obteniendo una dependencia de temperatura de onda de centro de onda muy baja de  $0,7\text{pm}/\text{C}$  con la concentración de 66 % con la temperatura de recocido de  $900^{\circ}\text{C}$ , que es mucho más baja que la de un AWG convencional que es de  $11\text{pm}/\text{C}$ .

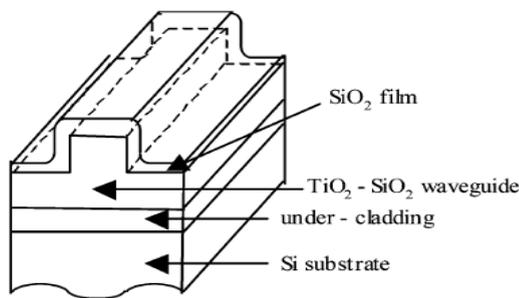


Figura 1.17: Configuración del multiplexor AWG

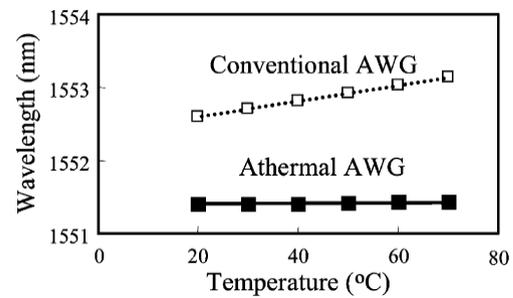


Figura 1.18: Respuesta espectral del multiplexor convencional y el propuesto.

## 1.7. Técnicas de compensación en fibras ópticas

Al igual que en guías de onda existen investigaciones de como eliminar el efecto térmico en dispositivos basados en fibra óptica. Un enfoque en que se basa Enbang Li (2007) [13] es en los dispositivos basados en interferencia multimodal estos suelen ser muy dependientes de la temperatura. El diseño que propone es el de colocar el dispositivo MMI sobre un recipiente que con un coeficiente de expansión térmica, de modo que al aumentar la temperatura se logre la compensación térmica. Este experimento lo realiza con una placa de distintos materiales metal, vidrio, SiC y con cerámica, obteniendo como resultado una estabilidad de temperatura de  $1,0pm/°C$  utilizando un recipiente de cerámica [14].

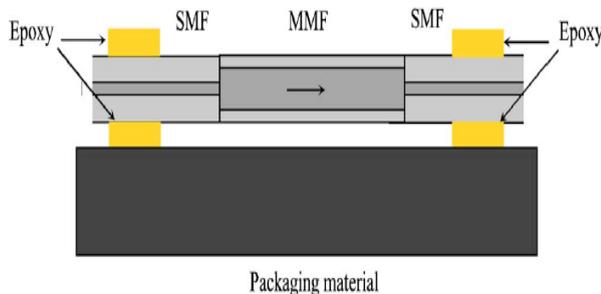


Figura 1.19: Configuración del dispositivo.

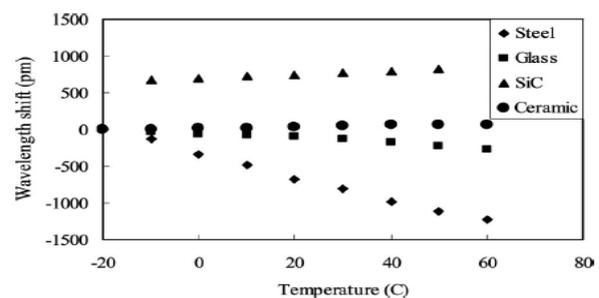


Figura 1.20: Respuesta espectral.

Los dispositivos de MMI de fibra óptica son atractivos debido a la simplicidad de fabricación ya que su arquitectura típicamente consiste en una serie de secciones empalmadas de fibras SMF y fibras MMF, por ejemplo SMF-MMF-SMF. La dependencia de la temperatura de estos dispositivos MMI se ha reducido siguiendo enfoques similares a los utilizados en el caso de dispositivos basados en rejillas. Por ejemplo, se ha demostrado la compensación térmica hasta  $1pm/°C$  empaquetando la fibra en un material huésped, por ejemplo, cerámica, con TOC de signo opuesto al de sílice [13]. Adicionalmente, la compensación térmica se puede lograr diseñando apropiadamente tasas de dopaje en el núcleo de la fibra óptica, por ejemplo, concentración de P2O5 y GeO2, como se ha informado para un MMF con perfil de índice parabólico [15].

Por otra parte, la naturaleza inherente de la arquitectura de los dispositivos MMI sugiere que la compensación térmica puede lograrse mediante secciones en cascada de MMF con diferente respuesta térmica y longitudes apropiadas [16]. En el caso de los dispositivos MMI, la dependencia térmica se ha reducido aproximadamente en un orden de magnitud

con respecto a los dispositivos basados en rejillas, es decir, a aproximadamente  $1\mu\text{m}/^\circ\text{C}$ , lo que demuestra la eficacia de este enfoque.

Como se puede observar, la idea básica de estos trabajos es utilizar polímeros cuyos TOCs tengan valores negativos para compensar el TOC positivo del silicio. Basándonos en estas ideas, en esta tesis se propone un método pasivo de compensación térmica para dispositivos hechos totalmente de fibra óptica basados en interferencia multimodal. Así pues, en el siguiente capítulo se hará una explicación de la teoría de la interferencia multimodal, para posteriormente en el capítulo 3 diseñar y elaborar el dispositivo de fibra basado en interferencia multimodal mientras que en el capítulo 4 se desarrolla un método de cancelación térmica.

---

## Capítulo 2

# Teoría de la Interferencia Multimodal

En este capítulo se hace una revisión general a la teoría de la Interferencia Multimodal (MMI), iniciando con una descripción basada en óptica integrada y posteriormente, se hace una descripción para fibra óptica. También se mostrará que existe una dependencia lineal entre la posición de la longitud de onda de operación del dispositivo de MMI y la longitud de la sección de MMF. Finalmente se analizará el principio de formación de auto-imágenes en guías de ondas dieléctricas y se describirá el caso de una estructura de fibra óptica SMS, que básicamente consiste en una fibra MMF empalmada por fusión entre dos fibras monomodo (SMF).

### 2.1. Datos Históricos

En la actualidad, el fenómeno óptico de MMI en guías de onda es bien entendido y se encuentra bien documentado en la literatura. Su simplicidad ha llamado la atención de diversos grupos de investigación para su uso en aplicaciones científicas y tecnológicas. Como su nombre lo dice, Interferencia Multimodal implica interacciones entre más de dos modos en guías de ondas planas ópticas o fibras ópticas. Esta interferencia entre los diferentes modos soportados por una guía de onda multimodal generan patrones de interferencia simétricos y es la responsable de la formación de *auto-imágenes*. Es semejante a la interferencia entre los órdenes de difracción generados al pasar luz a través de una rejilla de difracción. Fue a partir del conocimiento de la formación de auto-imágenes debido a la interferencia entre órdenes de difracción de la luz al propagarse en el espacio libre de donde el fenómeno de auto-imágenes en guías de onda sienta sus bases teóricas.

Corría el año de 1836 cuando H. F. Talbot, iluminando una rejilla de difracción con una fuente de luz blanca muy pequeña, observó un efecto óptico interesante: una imagen de la rejilla se reproducía detrás de ésta sin ayuda de ningún objeto refractivo clásico. Esta imagen aparecía nuevamente a intervalos periódicos a lo largo de la dirección de propagación de la luz. Al reemplazar la rejilla de difracción por un arreglo rectangular de aberturas diminutas, nuevamente éste era reproducido [17]. Cuatro décadas y la mitad de otra pasaron antes de que este fenómeno, observado experimentalmente por Talbot, fuese explicado por Lord Rayleigh analíticamente, atribuyendo su origen a la interferencia de haces difractados [18]. Las aplicaciones de éste fenómeno óptico no aparecieron sino hasta 1912 en el área de la microscopía [19].

Nuevamente, 45 años más tuvieron que pasar antes de que Cowley y Moodie realizaran nuevas contribuciones al análisis desarrollado por Rayleigh, mediante sus estudios sobre las propiedades de difracción de Fresnel detrás de objetos periódicos [20]. Las imágenes observadas fueron entonces clasificadas como: *imágenes de Fourier* a aquellas bien definidas, e *imágenes de Fresnel* a los patrones de menor intensidad localizados entre el objeto y el plano de la imagen de Fourier.

En 1967 Montgomery [21] establece las condiciones generales que un objeto plano, sujeto a iluminación normal de un frente de onda plana monocromático, debe satisfacer para que éste sea reproducido, y acuña el término *auto-imagen* a la descripción del fenómeno junto al de *efecto Talbot*. Poco después, las aplicaciones de este fenómeno empezaron a aparecer en el campo de la acusto-óptica [22], microscopía [23] y ya más recientemente en metrología [24] y nanolitografía [25].

Años más tarde se descubrió que las estructuras periódicas no son los únicos objetos que poseen la propiedad de auto-imagen, sino que éstas aparecían también si la luz era propagada a través de un medio dieléctrico, como fue sugerido por Bryngdahl [26] en 1973. En el caso de la propagación de un haz en medios dieléctricos, el fenómeno de auto-imágenes se origina por la interferencia entre los múltiples modos de una guía de ondas al ser excitados por un haz de luz incidente. Estos sustituyen a los órdenes de difracción generados por objetos periódicos en el caso de la propagación de un haz en el espacio libre. La demostración experimental de este tipo de auto-imágenes fue realizada por primera vez por Ulrich [27] con una explicación desde la óptica de rayos y más tarde analiza algunos parámetros geométricos de la propiedad de auto-imagen en guías de onda plana, tales como la amplificación o reducción de las auto-imágenes y el efecto de multiplicación e inversión de la imagen. Pocos años después, aparecen los primeros reportes de la aplicación de este fenómeno en el diseño de acopladores bidireccionales en el campo de la óptica integrada [28]. Desde entonces, han sido desarrollados una amplia gama de dispositivos ópticos basados en este fenómeno óptico en guías de onda plana, tales como switches Mach-Zender [29], acopladores [30], láseres de anillo [31], entre muchos otros.

Ya desde los primeros planteamientos realizados por Bryngdahl, fueron sugeridas las guías de onda de simetría circular y poco después él mismo trató experimentalmente con algunos aspectos relacionados al fenómeno de auto-imagen en fibras ópticas, tales como los patrones en forma de anillos que emergen de una pequeña sección de fibra óptica [32]. Años más tarde, en 1994, Allison [33] observa el efecto óptico de formación de auto-imágenes en fibras ópticas altamente multimodales como un efecto directo de la interferencia entre los modos soportados por la fibra y presenta un modelo analítico para explicarlo, a la vez que discute algunas aplicaciones en el diseño de sensores. Entonces el principio de auto-imagen se establece de la siguiente manera:

*La auto-imagen es una propiedad de las guías de ondas multimodo mediante las cuáles se reproduce un perfil de campo de entrada en una o varias imágenes a intervalos periódicos a lo largo de la dirección de propagación de la guía.*

Es hace menos de una década cuando aparecen algunas aplicaciones del principio de auto-imágenes implícito en el fenómeno de MMI en fibras ópticas en el diseño de láseres sintonizables [34], filtros pasa-banda [35], sensores de desplazamiento [3], sensor de temperatura [36] y refractómetros [37], entre otros. Sin embargo, el rango de aplicaciones de tales dispositivos MMI, como son llamados en general, mediante el uso exclusivo de

fibras ópticas, ha sido menos explorado que en el caso del uso de guías de onda plana, habiendo una amplia gama de aplicaciones aún por desarrollar.

En la siguiente sección se tratará conceptos básicos que describen el comportamiento de un haz de luz propagándose dentro de una fibra óptica altamente multimodal, proveniente de y recuperada por SMFs, naturalmente sujeto a MMI, desde donde se tratará el fenómeno óptico de auto-imágenes. Iniciaremos el tratamiento matemático con la descripción de los efectos de MMI en guías de onda plana.

## 2.2. Fundamentos de la Interferencia Multimodal.

Una base útil para visualizar y lograr una mejor comprensión del efecto MMI en una guía de onda multimodal es el fenómeno de la auto-imagen. La auto-imagen en una guía de onda plana se puede realizar utilizando el análisis de propagación modal (MPA, Model Propagation Analyzer) [38], el método híbrido [39], y el método de propagación de haz (BPM, Beam Propagation Method) [40]. El análisis MPA es una herramienta teórica completa que describe el fenómeno de auto-imagen en guías de onda multimodales, debido a que proporciona una visualización simple de los modos guiados a través de la guía de onda multimodal (MMW, Multi Mode Waveguide).

En esta sección se hace una revisión general de la teoría MMI basada en óptica integrada con la finalidad de obtener una relación que permita calcular la posición de las imágenes formadas en la salida de la guía. La forma más sencilla de visualizar los modos propagados en una guía de onda multimodal es con el método desarrollado por Soldano [38], en donde se tiene una representación de una guía de onda multimodal de índice abrupto en dos dimensiones (fig 2.1)

### 2.2.1. Constante de propagación.

A continuación se derivan las relaciones para la diferencia entre las constantes de propagación de los modos guiados. Si tenemos una guía multimodal de índice escalonado con un ancho  $W_M$ ,  $n_r$  es el índice de refracción (efectivo) del núcleo para el modo fundamental y  $n_c$  es el índice de refracción efectivo del revestimiento o envoltura. Dada una longitud de onda en el espacio libre  $\lambda_0$ , la guía de onda plana puede soportar  $m$  modos laterales dependiendo de sus dimensiones, con un número de modo  $\nu = 0, 1, 2, \dots, (m - 1)$ .

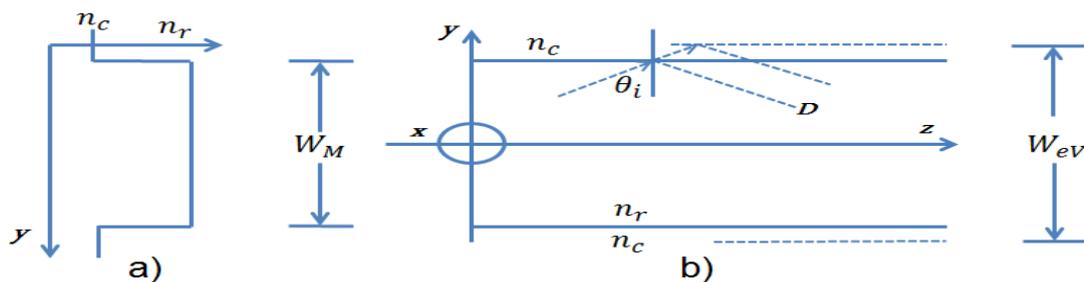


Figura 2.1: Representación en 2 dimensiones de una guía multimodal de índice abrupto con índice efectivo (a) vista lateral (de perfil) y (b) vista superior de los bordes de la guía en coordenadas cartesianas, donde  $W_M$  es el ancho físico de la guía,  $n_c$  es el índice de refracción efectivo del revestimiento y  $n_r$  el índice de refracción efectivo del núcleo para el modo fundamental.

Estos modos laterales tienen un perfil senoidal dentro del núcleo como se muestra en la figura 2.2. Para el caso de los modos verticales sólo se considera  $\nu = 0$ , que es el modo fundamental. Los modos que se propagan dentro del núcleo tienen una constante de propagación  $\beta_\nu$ , y un número de onda lateral  $k_{y\nu}$  que se relacionan mediante la siguiente ecuación: [41]

$$k_{y\nu}^2 + \beta_\nu^2 = k_0^2 n_r^2, \text{ con } k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (2.1)$$

$$k_{y\nu}^2 = \frac{(\nu + 1)\pi}{W_{e\nu}} \quad (2.2)$$

donde  $k_0$  es el número de onda en el espacio libre,  $n_r$  es el índice de refracción (efectivo) del núcleo para el modo fundamental y  $W_{e\nu}$  es el ancho efectivo de la guía de onda (figura 2.1 (b)) tomando en cuenta la profundidad de penetración lateral de cada modo en el recubrimiento de la guía, asociado con el desplazamiento Goos-Hänchen [38] [42]. Aunque la profundidad de penetración depende de cada modo, en una guía de onda con una diferencia de índice de refracción muy grande, la profundidad de penetración es muy pequeña.

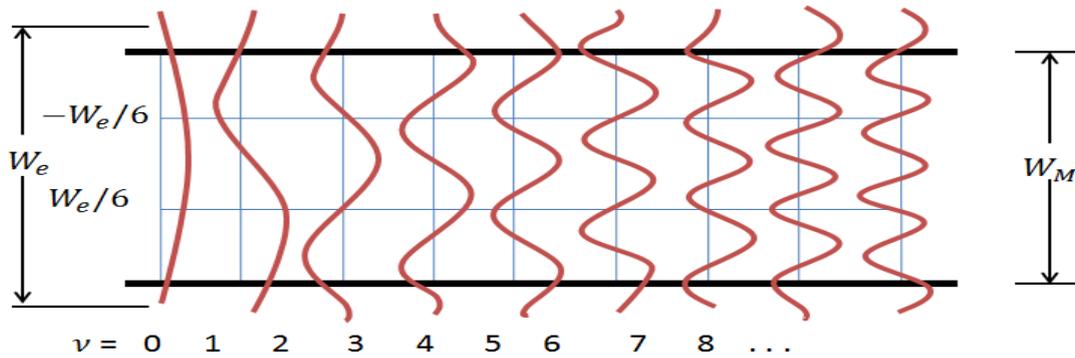


Figura 2.2: Amplitud normalizada del perfil del campo lateral  $\psi_\nu(y)$  correspondiente a los primeros modos guiados en una guía multimodal de índice abrupto.

El desplazamiento Goos-Hänchen se da cuando un rayo de luz que se refleja totalmente en una interfaz de separación entre dos medio dieléctricos, se desvía físicamente de su trayectoria, como si éste se reflejara en una superficie "virtual". Este desplazamiento se observó experimentalmente en 1947, obteniéndose mediciones cuantitativas que se ajustaron a la siguiente ecuación: [42]

$$D = C n_c \lambda_0 (n_r^2 \text{Sen}^2 \theta_1 - n_c^2)^{-1/2} \quad (2.3)$$

donde  $D$  es el rayo desplazado después de haberse reflejado,  $C$  es una constante igual a 0,52, con índices  $n_r = 1,52$  y  $n_c = 1$ . Esta constante se propuso con el mismo valor para ambas polarizaciones del rayo que incide en la interfaz y tiempo después, se encontró que esta constante  $C$  era errónea. Varios investigadores reportaron diferentes desplazamientos de manera que la ecuación anterior se modifica obteniendo una ecuación para las dos polarizaciones TE y TM independientemente, de manera que [42]

$$D = \left( \frac{\lambda_0}{2\pi} \right) \left( \frac{n_c}{n_r} \right)^{2\sigma} (n_r - n_c)^{-1/2} \quad (2.4)$$

donde  $\sigma = 0$  para TE y  $\sigma = 1$  para TM.

Entonces, como la diferencia entre los modos es también es muy pequeña, ésta puede despreciarse y los anchos se asumen idénticos de manera que  $W_{e\nu}$  puede aproximarse con el ancho efectivo correspondiente al modo fundamental  $W_{e0}$ , ( por simplicidad denotamos como  $W_e$ ) y al tomar en cuenta el rayo desplazado de la ecuación 2.4 se tiene

$$W_{e\nu} \equiv W_e = W_M + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^{2\sigma} (n_r^2 - n_c^2)^{-1/2} \quad (2.5)$$

donde  $W_M$  es el ancho físico de la guía. Considerando que  $k_{y\nu} \ll k_0^2 n_r^2$  despejando  $\beta_\nu$  y usando la expansión binomial para la ecuación 2.1, la constante de propagación  $\beta_\nu$  se puede escribir como

$$\beta_\nu = \left[ (k_0 n_r)^2 - \frac{(\nu + 1)^2 \pi^2}{W_e^2} \right]^{1/2} \simeq k_0 n_r - \frac{(\nu + 1)^2 \pi^2}{2 k_0 n_r W_e^2} \simeq k_0 n_r - \frac{(\nu + 1)^2 \pi \lambda_0}{4 n_r W_e^2} \quad (2.6)$$

$$\beta_\nu \simeq k_0 n_r - \frac{(\nu + 1)^2 \pi \lambda_0}{4 n_r W_e^2}$$

Así, se encuentra que la constante de propagación en una guía multimodal tiene una dependencia casi cuadrática con respecto al número de modo  $\nu$ .

De la ecuación 2.6 tenemos que

$$\nu = \begin{cases} 0, & \Rightarrow \beta_0 = k_0 n_r - \frac{\pi \lambda_0}{4 n_r W_e^2}; \\ 1, & \Rightarrow \beta_1 = k_0 n_r - \frac{2^2 \pi \lambda_0}{4 n_r W_e^2} \end{cases}$$

de manera que la diferencia entre  $\beta_0 - \beta_1$  es:

$$\begin{aligned} \beta_0 - \beta_1 &= k_0 n_r - \frac{\pi \lambda_0}{4 n_r W_e^2} - k_0 n_r + \frac{2^2 \pi \lambda_0}{4 n_r W_e^2} \\ &= \pi \left[ -\frac{\lambda_0}{4 n_r W_e^2} + \frac{4 \lambda_0}{4 n_r W_e^2} \right] \\ &= \pi \left[ \frac{3 \lambda_0}{4 n_r W_e^2} \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

Definimos a  $L_\pi$  como la longitud crítica (o distancia necesaria) para que interfieran los dos modos de orden más bajo

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \simeq \frac{4 n_r W_e^2}{3 \lambda_0} \quad (2.8)$$

usando la ecuación 2.8 en la ecuación 2.6 encontramos que la *constante de propagación* se describe como:

$$\beta_\nu = k_0 n_r - \frac{(\nu + 1)^2 \pi}{3 L_\pi} \quad (2.9)$$

por tanto, la diferencia entre la constante de propagación de orden más bajo y los modos siguientes es:

$$\beta_0 - \beta_\nu \approx -\frac{\nu(\nu + 2)\pi}{3 L_\pi} \quad \text{para } \nu = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.10)$$

la cuál es fundamental en la formación de auto-imágenes, como veremos más adelante. Debido a que la guía de onda multimodal soporta un determinado número de modos, dependiendo de los parámetros físicos que tenga (figura 2.2).

Analicemos ahora la presencia de modos de orden más alto dentro de la guía. Para esto, se sigue el método desarrollado por Soldano [38], en donde se modela la propagación del perfil de un campo  $\Psi(y, z)$  a través de una guía multimodal. Entonces, considerando que el campo que se acopla en la guía multimodal en  $z = 0$  está totalmente confinado dentro de  $W_e$ , éste puede descomponerse en una distribución de campo modal  $\psi_\nu(y)$  para todos los modos  $\nu$  que son soportados dentro de la guía MMI. Ésta distribución modal de entrada se puede representar por

$$\Psi(y, 0) = \sum_{\nu=1}^{m-1} C_\nu \psi_\nu(y) \quad (2.11)$$

en donde la sumatoria toma en cuenta tanto a los modos que se acoplan a la guía multimodal en  $z = 0$  (incluyendo a los modos radiados), como a los modos que se propagan a través de la sección MMI (modos guiados). Aquí,  $C_\nu$  se conoce como coeficiente de amplitud de excitación del campo y puede ser estimado usando integrales de traslape [38]

$$C_\nu = \frac{\int \Psi(y, 0) \psi_\nu(y) dy}{\sqrt{\int \Psi_\nu^2(y) dy}} \quad (2.12)$$

Dado que cada modo propagado en la sección MMI tiene diferentes fase, entonces el perfil del campo que se ha propagado una distancia  $z$  se puede escribir únicamente como una superposición de todos los modos guiados, de manera que la ecuación 2.11 se puede representar por

$$\Psi(y, z) = \sum_{\nu=1}^{m-1} C_\nu \psi_\nu \exp[j(\omega t - \beta_\nu z)]. \quad (2.13)$$

La distribución del campo dependerá de los valores que tome la función exponencial. Entonces, tomando la fase del modo fundamental como factor decreciente fuera de la suma y asumiendo que la dependencia temporal  $\exp(j\omega t)$  está implícita, el campo  $\Psi(y, z)$  toma la forma

$$\Psi(y, z) = \sum_{\nu=1}^{m-1} C_\nu \psi_\nu \exp[j(\beta_0 - \beta_\nu z)] \quad (2.14)$$

Usando la ecuación 2.10 en 2.14, el campo que se ha propagado a través de la guía en  $z = L$  es

$$\Psi(y, L) = \sum_{\nu=1}^{m-1} C_\nu \psi_\nu \exp\left[j \frac{\nu(\nu + 2)\pi}{3L_\pi} L\right] \quad (2.15)$$

La forma del campo  $\Psi(y, L)$  y los tipos de imágenes formadas se pueden determinar por la excitación modal  $C_\nu$  y por las propiedades de la fase de la ecuación 2.15. Al comparar esta ecuación con la ecuación 2.11, vemos que bajo ciertas circunstancias el perfil del campo  $\Psi(y, L)$  es una imagen del campo de entrada  $\Psi(y, 0)$  de acuerdo al factor de fase

$$\exp\left[j \frac{\nu(\nu + 2)\pi}{3L_\pi} L\right] \quad \text{o} \quad (-1)^\nu \quad (2.16)$$

si no restringimos los coeficiente de excitación  $C_\nu$  del campo de entrada, entonces a la ecuacion 2.15 se le conoce como *Interferencia General* debido a que es independiente a la excitación modal.

**La interferencia general** impone dos condiciones para la formación de auto-imágenes. A partir de la ecuación 2.15 notamos que hay imágenes simples a una distancia dada por

$$L = p(3L_\pi) \quad \text{con } p = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.17)$$

en donde  $p$  se conoce como numero de imagen.

1. Cuando  $p$  es par, todos los modos deben experimentar un cambio de fase de  $2\pi$  después de propagarse a lo largo de  $L$ , produciendose una imagen directa del campo de entrada  $\Psi(y, L) = \Psi(y, 0)$ . El número de imagen no corresponde al número de modo. La distribución del campo depende de los valores que tome la función exponencial, de manera que es posible obtener Imágenes Múltiples a distancias dadas por

$$L = \frac{p}{2}(3L_\pi) \quad \text{con } p = 1, 3, 5, \dots \quad (2.18)$$

sustituyendo en la ecuación 2.15 se tiene el campo total para esa distancia

$$\Psi\left(y, \frac{p}{2}3L_\pi\right) = \sum_{\nu=0}^{m-1} C_\nu \psi_\nu(y) \exp\left[j\nu(\nu+2)p\frac{\pi}{2}\right] \quad (2.19)$$

2. cuando  $p$  es impar se tiene las siguientes propiedades

$$\nu(\nu+2) = \begin{cases} \text{par}, & \text{para } \nu \text{ par;} \\ \text{impar}, & \text{para } \nu \text{ impar} \end{cases}$$

$$\Psi_\nu(-y) = \begin{cases} \Psi_\nu(y), & \text{para } \nu \text{ par;} \\ -\Psi_\nu(y), & \text{para } \nu \text{ impar} \end{cases}$$

En la teoría de Interferencia multimodal que se ha revisado hasta ahora, no se han impuesto restricciones en la excitación del campo de entrada. Si de alguna forma podemos excitar solo ciertos modos de forma selectiva en la guía multimodal obtendremos múltiplos de  $\nu(\nu+2)$  los cuáles permiten nuevos mecanismos de interferencia. Esto nos limita a dos casos especiales e importantes conocidos como interferencia par e interferencia simétrica, los cuáles revisaremos a continuación.

### 2.2.1.1. Interferencia simétrica restringida

Este caso se tiene cuando un campo de entrada (modo fundamental) inicia exactamente en el centro del eje de simetría de la guía multimodal, de manera que únicamente se excitan los modos pares ( $C_\nu = 0$  para  $\nu = 1, 3, 5, \dots$ ). Entonces, la formación de imágenes simples del campo de entrada  $\Psi(y, 0)$  se obtiene a partir de

$$L = p \left( \frac{3L_\pi}{4} \right) \quad (2.20)$$

El resultado es la formación de imágenes simples a  $1/4$  de la distancia calculada por la ecuación 2.17. Una expresión más general para  $N$  imágenes está dada por [38]

$$L = \frac{p}{N} \left( \frac{3L_\pi}{4} \right) \quad (2.21)$$

en donde debido a la simetría con la que interfieren los modos, la posición de las imágenes resultantes a lo largo del eje y también será simétrica con una separación o espaciamiento igual a  $W_e/N$ .

### 2.2.1.2. Interferencia par restringida.

La auto-imágen ocurre cuando solamente los primeros dos de cada tres modos son excitados, es decir, los modos  $\nu = 0, 1, 3, 4, 6, 7, \dots$ . Por ejemplo, si un campo de entrada simétrico inicia en una posición  $y = \pm W_e/6$ , entonces los modos  $\nu = 2, 5, 8, \dots$  presentan un cero con simetría impar con respecto a este punto. Por lo tanto, la integral de traslape entre el campo y estos modos se desvanecerá ( $C_\nu$ ). Como resultado, solamente los dos primeros modos de cada tres se excitan y la longitud para la formación de las auto-imágenes se reduce a un tercio. Las imágenes simples se encuentran en  $L = p(L_\pi)$ . Una expresión más general para  $N$ -imágenes está dada por

$$L = \frac{p}{N}(L_\pi) \quad (2.22)$$

Finalmente, cuando la luz se acopla dentro de una guía multimodal, un conjunto específico de modos dentro de la guía es excitado y se propaga a lo largo de ésta independientemente, con su propia constante de propagación. Aunque la superposición de los modos excitados produce una distribución del campo complicada debido a las múltiples interferencias, la auto-imágen del campo de entrada sólo puede obtenerse en ciertas posiciones, donde los modos excitados están en fase [43].

## 2.3. Interferencia Multimodal en una Fibra Óptica

En esta sección analizaremos el efecto de interferencia multimodal sobre la fibra óptica. Aún cuando la simetría de esta es cilíndrica es posible hacer una aproximación tomando las mismas consideraciones que usamos para el caso de una guía de onda integrada y así obtener ecuaciones muy similares [44] [45].

Basándonos en la ecuación 2.5, podemos escribir

$$D_{eff\nu} \approx D_{eff} = D_M + \left( \frac{\lambda_0}{\pi} \right) \left( \frac{n_c}{n_r} \right)^{-1/2} \quad (2.23)$$

donde  $D_{eff\nu}$  es el diámetro de la fibra, con el diámetro efectivo correspondiente al modo fundamental  $D_{eff}$  y con la aproximación de  $D_{eff\nu} \approx D_M$  cuando la profundidad de penetración es pequeña. Considerando  $\sigma = 0$  para la componente Transversal Eléctrica TE y  $\sigma = 1$  para la Transversal Magnética TM vamos a tener un diámetro efectivo para cada término dado por

$$D_{eTE} = D_M + \left( \frac{\lambda_0}{\pi} \right) (n_r^2 - n_c^2)^{-1/2} \quad (2.24)$$

$$D_{eTM} = D_M + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^{-1/2} (n_r^2 - n_c^2)^{-1/2} \quad (2.25)$$

Dado que en general los modos de una fibra son híbridos, es decir, combinación de los modos TE y TM, para fines prácticos podemos considerar que el diámetro efectivo para la fibra óptica multimodal se puede obtener con el promedio de las ecuaciones 2.24 y 2.25, entonces

$$D_{eff} \approx \frac{D_{eTE} + D_{eTM}}{2} = \frac{D_M + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) (n_r^2 - n_c^2)^{-1/2} + D_M + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^{-1/2} (n_r^2 - n_c^2)^{-1/2}}{2} \quad (2.26)$$

$$D_{eff} \approx D_M + \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) (n_r^2 - n_c^2)^{-1/2} \left[1 + \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^2\right] \quad (2.27)$$

Usando ahora la ecuación 3.23 y siguiendo el procedimiento de la sección anterior, podemos encontrar la distancia necesaria para que interfieran los dos modos de orden más bajo, es decir:

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \simeq \frac{4n_r D_{eff}^2}{3\lambda_0} \quad (2.28)$$

y de la misma forma es posible hallar las expresiones para las constantes de propagación similares a las ecuaciones 2.9 y 2.10. De forma similar a la guía integrada, podemos observar lo que sucede cuando un campo se propaga a lo largo de la MMF y encontrar las condiciones bajo las cuales podemos obtener auto-imágenes a lo largo de la MMF. Para esto empleamos un segmento de SMF empalmada directamente a un segmento de MMF, como se muestra en la figura siguiente:

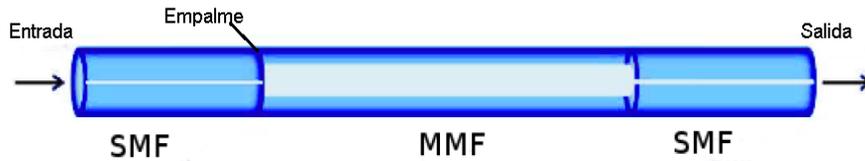


Figura 2.3: Arreglo de un dispositivo MMI

En el plano de entrada donde se empalman la SMF de entrada y la MMF ( $z = 0$ ), la luz que se ha propagado a través de la fibra SMF se descompone en los múltiples modos soportados por la MMF, de forma que se puede escribir

$$E_{SM}(r, \varphi, z = 0) = \sum_1^M C_\nu e_\nu(r, \varphi, z = 0) \quad (2.29)$$

donde

- $E_{SM}(r, \varphi, z = 0)$  es el modo fundamental de la fibra SMF
- $\nu$  es el número de modos excitados dentro de la fibra MMF
- $e_\nu(r, \varphi, z = 0)$  es el m-ésimo modo guiado

- $C_\nu$  es el coeficiente de amplitud de excitación del campo que se propaga y viene dado por

$$C_\nu = \frac{\int \int_S E_{SM}(r, \varphi) \times e_\nu(r, \varphi) ds}{\int \int_S |e_\nu(r, \varphi)|^2 ds} \quad (2.30)$$

Todos los modos excitados se propagan de forma independiente dentro de la fibra MMF, de manera que el campo eléctrico se puede escribir como

$$\begin{aligned} E_{MM}(r, \varphi, z) &= \sum_0^N C_\nu e_\nu(r, \varphi, 0) e^{-i\beta_\nu z} \\ &= e^{-i\beta_\nu z} \sum_0^N C_\nu e_\nu(r, \varphi, 0) e^{-i(\beta_\nu - \beta_1)z} \end{aligned} \quad (2.31)$$

donde  $\beta_1$  y  $\beta_\nu$  son las constantes de propagación del modo fundamental y el  $m$ -ésimo modo excitado en la fibra MMF respectivamente. Entonces, la reproducción del campo de entrada ocurre solo en ciertas posiciones dentro de la fibra, por lo que se puede escribir

$$E_{MM}(r, \varphi, z_{auto-imagen}) = E_{SM}(r, \varphi, z = 0) \quad (2.32)$$

Esta condición se cumple siempre y cuando tengamos que

$$(\beta_\nu - \beta_1)z_{auto-imagen} = \Delta\beta_\nu z_{auto-imagen} = a_\nu 2\pi$$

donde  $a_\nu$  es un número entero. La ecuación anterior expresa que la diferencia de fase de cualquier modo y el modo fundamental tiene que ser múltiplo de  $2\pi$ , esto quiere decir que todo los modos estan en fase.

Tal como se muestra en la figura 2.4, esto da lugar a la formación de auto-imágenes periódicas del campo de entrada. La propagación en la figura 2.4, corresponde a una longitud de onda en particular y que satisface la condición de fase de  $2\pi$ . Si se emplea una longitud de onda diferente, las imágenes se producen en diferentes posiciones a lo largo de la fibra MMF. Por lo tanto, si la fibra MMF se corta exactamente donde se forma la imagen para una longitud de onda en particular, se tiene la máxima transmisión cuando la cara de salida de la MMF se empalma una SMF. Sin embargo, si nos movemos de ese valor de longitud de onda, la intensidad de transmisión se verá reducida debido a que la imagen a una longitud de onda diferente se forma antes o después de la cara de salida de la fibra MMF, por lo que el dispositivo MMI exhibe una respuesta de filtro pasa banda.

## 2.4. Efecto de auto-imagen

La solución analítica para la ubicación de las auto-imágenes se desarrolla utilizando el hecho de que la eficiencia del acoplamiento de potencia es máximo para un número de modos específico. Bajo la formulación analítica y el uso de la sugerencia de la eficiencia de acoplamiento que se muestra en [46], la diferencia en las constantes de propagación longitudinal entre dos modos radiales,  $\nu_1$  y  $\nu_2$ , puede expresarse como sigue

$$(\beta_{\nu_1} - \beta_{\nu_2}) = \frac{u_{\nu_2}^2 - u_{\nu_1}^2}{2k_0 a^2 n_1} \quad (2.33)$$

Donde  $u_{\nu_1}^2$  y  $u_{\nu_2}^2$  se proporcionan en la ecuación 2.33 para la formulación asintótica de las raíces de la función de Bessel de orden cero. Por lo que la constante de propagación transversal normalizada puede ser escrita

$$u_\nu = \left(2\nu - \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{2} \quad (2.34)$$

Con el fin de tomar una auto-imágen, los modos que se propagan dentro de la fibra MMF tienen que interferir constructivamente a lo largo del plano axial, la diferencia de fase entre los modos debe ser un múltiplo entero de  $2\pi$ . A continuación, se puede tomar el modo radial más dominante y el modo adyacente para cualquier estimación numérica. Al combinar las ecuaciones 2.33 y 2.34 y considerando también los modos  $\nu_p$  y  $\nu_{p-1}$ , la diferencia de fase entre estos dos modos, por lo tanto se puede expresar como se sigue:

$$(\beta_{\nu_{p-1}} - \beta_{\nu_p})z = \left(\frac{u_{\nu_p}^2 - u_{\nu_{p-1}}^2}{2k_0 a^2 n_1}\right) z = \left[\frac{\pi^2(4\nu_p - 3)}{4k_0 a^2 n_1}\right] z \quad (2.35)$$

Tomando en cuenta que la diferencia de fase debe ser un múltiplo de  $2\pi$ , la ubicación longitudinal dentro de la MMF a lo largo del eje óptico,  $z_m$  está definido como:

$$z_m = \frac{8ka^2 n_1}{\pi(4\nu_p - 3)} m = L_p m \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.36)$$

$$L_p = \frac{8ka^2 n_1}{\pi(4\nu_p - 3)} \quad (2.37)$$

Donde  $L_p$  corresponde a la ubicación en donde la diferencia de fase entre los dos modos es igual a  $2\pi$ . La posición de la auto-imágen donde se reproduce el campo de entrada deriva de la ecuación 2.30. Como se observa en esta ecuación, el término de fase es manipulado factorizando el término característico de fase del modo radial que tiene un acoplamiento máximo asociado a ella,  $e^{-i\beta_{\nu_0} z}$ . Al hacerlo, la distancia de auto-imágen se puede determinar observando el término de la diferencia de fase resultante  $(\beta_\nu - \beta_{\nu_0})z$ . La distancia de auto-imágen se define como la distancia  $z_{auto-imagen}$ , que corresponde con una diferencia de fase entre estos dos modos guiados radiales que son un múltiplo entero de  $2\pi$ . Por lo tanto, bajo la suposición asintótica para las constantes de propagación laterales, la distancia de auto-imágen puede calcularse mediante la formulación de una expresión para la diferencia de fase entre los modos  $\nu$  y  $\nu_0$  como se realiza en la ecuación 2.35

$$(\beta_\nu - \beta_{\nu_0})z = \frac{\pi^2[2(\nu^2 - \nu_0^2) + (\nu_0 - \nu)]}{4ka^2 n_1} z = 2\pi p \quad (2.38)$$

Así, la distancia a la que los dos modos se pueden propagar debe satisfacer las condiciones de formación de auto-imágenes y ser expresado como

$$z_{auto-imagen} = \frac{8n_1 k a^2}{\pi} \quad (2.39)$$

Si en la ecuación anterior sustituimos el valor del vector de onda  $k = 2\pi/\lambda$ , y expresando el radio de la MMF en términos del diámetro  $D$ , se obtiene la siguiente ecuación para la posición de auto-imágen

$$\boxed{z_{auto-imagen} = L = \frac{4n_1 D^2}{\lambda}} \quad (2.40)$$

Esta ecuación es la misma que la que se utilizó para el caso de la interferencia restringida simétrica en la ecuación 2.20 con  $p = 4$  y sustituyendo la ecuación 2.28 para  $L_\pi$ , después de haber determinado los planos específicos en el interior de la MMF en donde la auto-imagen se produce.

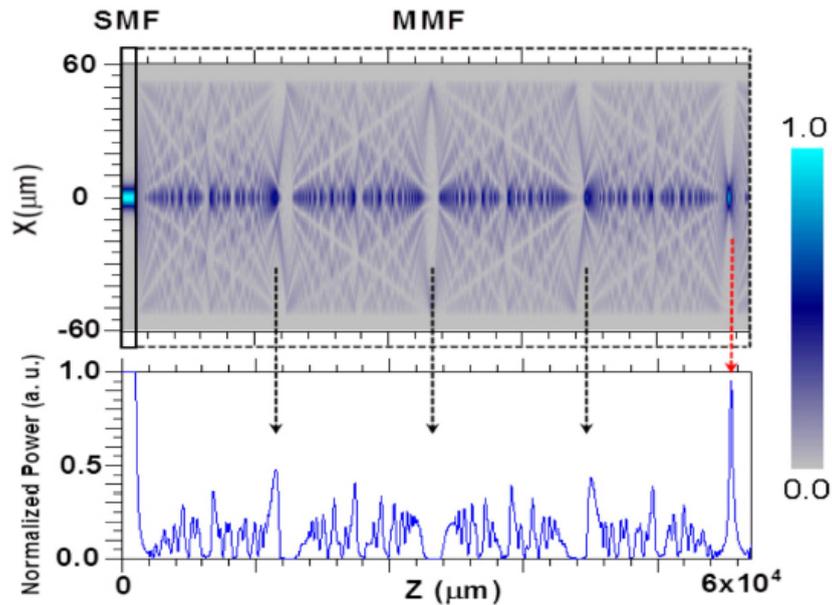


Figura 2.4: Interferencia Multimodal en una estructura de Fibra Óptica.

Para visualizar la formación de autoimágenes, nos apoyamos en una simulación hecha con el método de propagación de haces por diferencias finitas (FD-BPM) usando el software *BeamPROP* de la compañía RSoft Inc. (figura 2.4), para el caso de una estructura MMI con una fibra multimodal de  $105\mu\text{m}$  de núcleo y  $125\mu\text{m}$  de revestimiento. En esta simulación se tiene una longitud de onda de  $1,55\mu\text{m}$  ( $1550\text{ nm}$ ) con una distancia  $L = 44,2\text{mm}$ , con  $p = 4$ .

Para este caso en particular, la primera imagen y la tercera imagen se conocen como pseudo-imágenes y son el resultado de la simetría que se da en la propagación dentro de la fibra. La imagen real es con la que fue calculada la longitud de la fibra y le corresponde a  $p = 4$ , es decir, a la cuarta imagen. Después de la primera demostración de un dispositivo MMI en una guía de onda plana, se ha investigado extensamente de forma que el efecto de auto-imagen se ha usado para diseñar y fabricar una gran variedad de dispositivos.

## Capítulo 3

# Método de cancelación del efecto termo-óptico en dispositivos MMI de fibra óptica.

En este capítulo se muestra la implementación un método pasivo que logra cancelar el efecto termico sobre dispositivos de MMI hechos totalmente de fibra óptica, además de su encapsulado que compensa el TOC.

### 3.1. Introducción

Un creciente interés en los dispositivos de fibra óptica ha surgido no solo debido a sus conocidas ventajas superiores de compacidad e inmunidad a la interferencia electromagnética externa, sino también porque son bastante útiles en aplicaciones relacionadas con la multiplexación de longitud de onda y fuentes de láser. Sin embargo, la mayoría de las aplicaciones de dispositivos basados en fibra deben superar el desafío de ser sensibles a las fluctuaciones de temperatura. Pues es bien sabido que el calor modifica el índice de refracción del silicio (donde el modo óptico está confinado) que es significativamente sensible a los cambios de temperatura en las longitudes de onda de las telecomunicaciones. Esta propiedad intrínseca de la fibra, cuantificada por el TOC, altera el rendimiento general (electro)-óptico de los componentes de silicio cuando cambia la temperatura. Este problema ha sido abordado usando *medios activos o pasivos*. Estudios para cancelar el efecto térmico de forma activa se hace usando un control térmico global (calefacción o refrigeración) o soluciones de retroalimentación más elaboradas [47], pero debido a sus grandes dimensiones y alto costo se opta mejor por usar medios pasivos. Se prefieren estos no solo para evitar el consumo de energía adicional y eliminar huellas de instrumentos sino también para la viabilidad de la integración.

Los dispositivos de fibra óptica son particularmente atractivos ya que típicamente se requieren equipos comerciales, tales como empalmadores y cortadores de fibra para su fabricación. Sin embargo, los problemas térmicos también son una preocupación para los dispositivos basados en fibra y pueden ser muy perjudiciales para las aplicaciones de telecomunicaciones. Por lo que se han propuesto diferentes métodos pasivos de como volver atermico a un dispositivo de fibra, en el caso del bloqueo de la longitud de onda, un enfoque común es la compensación térmica por medio de rejillas, por ejemplo, rejillas de

Bragg (FBG), encapsuladas de modo que los efectos térmicos se equilibren con la tensión mecánica debida a la temperatura expansión o contracción. Mientras que en la fotónica de silicio, su enfoque implica el uso de guías de onda recubiertas de polímero que permiten compensar el TOC del silicio. Integrando guías de onda con diferentes TOC y un ajuste a la longitud, la independencia de la temperatura se puede lograr ya que el rendimiento general en estos los dispositivos dependen de la diferencia de fase relativa y no del cambio de fase absoluto.

Por otra parte, se ha demostrado que las estructuras de fibra SMF-MMF-SMF (SMS) son una forma simple y efectiva de realizar la interferencia entre los múltiples modos soportados por una fibra MMF. En el caso de los dispositivos MMI, la dependencia térmica se ha reducido un orden de magnitud con respecto a los dispositivos basados en rejilla, es decir, aproximadamente  $1pm/^\circ C$ . La compensación térmica se ha demostrado empacando la fibra en un material huésped, por ejemplo, cerámica, con TOC de signo opuesto al de sílice [14]. La naturaleza inherente de la arquitectura de los dispositivos MMI sugiere que la compensación térmica puede ser lograda mediante secciones en cascada de MMF con diferente respuesta térmica y apropiadas longitudes [15].

En esta sección se mostrará un filtro MMI simple, completamente compensado térmicamente con un sólido que consiste en una fibra MMF sin núcleo conocida como No-core (NCF, No-Core-Fiber, por sus siglas en inglés) parcialmente recubierta con polidimetilsiloxano (PDMS). La estructura propuesta es básicamente una distribución en cascada de secciones de diferentes MMF's que se atermalizan pasivamente al compensar los TOC's de las secciones recubiertas y no revestidas. La respuesta típica tipo filtro del dispositivo MMI se conserva y se puede diseñar dentro de la ventana espectral de interés.

## 3.2. Caso general para un Dispositivo MMI

La formación de autoimagen para dispositivos de fibra MMI puede ser expresada por la siguiente ecuación

$$\lambda_{pico} = p \left( \frac{n_{eff} W_{eff}^2}{L} \right) \quad (3.1)$$

Esta expresión permite calcular el máximo de longitud de onda pico  $\lambda_{pico}$  que replicará la m-ésima imagen del campo de entrada en un dispositivo MMI de longitud  $L$ ,  $n_{eff}$  el índice de refracción efectivo, y  $W_{eff}$  el diámetro óptico efectivo. El diámetro óptico eficaz  $W_{eff}$  puede estimarse corrigiendo el diámetro nominal  $W$  del MMF con la profundidad de penetración del evanescente se une al revestimiento mediante la siguiente expresión, reescribimos la ecuación 2.5:

$$W_{eff} = W + \left( \frac{\lambda_0}{\pi} \right) \left( \frac{n_r}{n_c} \right)^{2\sigma} (n_c^2 - n_r^2)^{-1/2} \quad (3.2)$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda en el espacio libre,  $n_c$  es el índice de refracción del núcleo (core) y  $n_r$  el índice de refracción del revestimiento del MMF en  $\lambda_0$ , y  $W$  es el diámetro nominal del MMF, es decir, diámetro físico. El índice de refracción y el diámetro óptico son funciones implícitas de la longitud de onda. El parámetro  $\sigma$  se refiere al estado de polarización,  $\sigma = 0$  para TE y  $\sigma = 1$  para TM. La estimación en la ecuación anterior fue derivada a partir de guías de ondas planas y así los efectos de la polarización están indicados por el parámetro  $\sigma$ . En este orden para guías de ondas multimodo circularmente

simétricas, como en el caso de un MMF, uno simplemente puede promediar los diámetros ópticos correspondientes a las dos polarizaciones, es decir  $(W_{eff,TE} + W_{eff,TM})/2$ , aproximadamente.

De las Ecs. (3.1) y (3.2), se puede notar fácilmente que cualquier cambio en la óptica y en los parámetros geométricos del MMF darán como resultado un desplazamiento neto de la longitud de onda máxima. Basado en este simple argumento, uno podría pensar en diseñar un dispositivo MMI que consta de varias secciones en cascada multimodo de modo que, controlando los parámetros de cada sección de MMF, se podría maximizar o cancelar el cambio neto en la respuesta espectral de la MMI dispositivo. Estos dos escenarios son deseados, por ejemplo, en detección y estabilización, respectivamente. En este trabajo nos centramos en el diseño de dispositivos MMI insensibles a la temperatura.

Consideremos el caso más general de un dispositivo MMI que consiste en  $N$  multimodo encadenado secciones, como la ilustrada en la Fig. 3.1



Figura 3.1: Caso general de dispositivo MMI

Reescribimos la ecuación 3.1 para calcular la longitud de onda pico que será la  $m$ -ésima imagen del campo de entrada a lo largo de la cascada estructura de la siguiente manera:

$$\lambda_{pico} = p \sum_{i=1}^N \left( \frac{n_{eff,i} W_{eff,i}^2}{L} \right) \left( \frac{L_i}{L} \right) \quad \text{con} \quad \frac{1}{L} \sum_{i=1}^N L_i = 1 \quad (3.3)$$

donde  $L_i$  es la longitud de la  $i$ -ésima sección de fibra MMF. El término fracción  $L_i/L$  de este  $i$ -ésima sección de fibra MMF con respecto a la longitud total de la fibra MMF. Si se introduce la dependencia térmica de esta estructura compuesta obtenemos la siguiente expresión

$$\lambda_{pico} + \Delta\lambda = p \sum_{i=1}^N \left[ \frac{(n_{eff,i} + \Delta n_1)(W_{eff,i} + \Delta W_i)^2}{L_i} \right] \left( \frac{L_i + \Delta L_i}{L + \Delta L} \right) \quad (3.4)$$

donde  $\Delta L$  se relaciona con el cambio de tamaño lineal en la longitud resultante de la expansión térmica y está sujeto a  $\sum_i \Delta L_i = \Delta L$ ;  $\Delta n$  es el cambio del índice de refracción del material debido a la efecto termo-óptico, y  $\Delta\lambda$  es el desplazamiento neto de la respuesta espectral del dispositivo MMI (con respecto a la longitud de onda pico  $\lambda_{pico}$ ) debido a los efectos térmicos. Notemos que  $\Delta W$ , de acuerdo a la ecuación 3.2, contiene la distribución para la expansión térmica y el efecto termo-óptico.

Las contribuciones de los términos de expansión térmica en la ecuación 3.4,  $\Delta L$  y  $\Delta W$ , son típicamente positivos (a menos que los materiales involucrados en la estructura se contraigan con la temperatura, es decir, contracción térmica). Por otro lado, el cambio de índice de refracción  $\Delta n$  puede ser positivo o negativo dependiendo solo del signo del TOC del material de la sección  $i$ -ésima del MMF. Por el caso de TOC negativo  $\Delta n$  es negativo y, por lo tanto, la longitud de onda máxima se desplaza hacia valores más pequeños. En casos prácticos en los que el efecto termo-óptico es de órdenes de magnitud más grande que la expansión térmica, el análisis puede simplificarse atribuyendo el efecto solo a la

contribución termo-óptica [13].

Esta manipulación directa del signo de la contribución de cada sección de MMF, junto con el hecho de que generalmente el efecto de expansión térmica es significativamente menor que el efecto termo-óptico, es lo que permite lograr condiciones de compensación térmica completa en que el desplazamiento neto de la longitud de onda es *cero* dentro de un rango de temperaturas. De hecho, esta condición de la compensación térmica se ha sugerido tanto teóricamente [48] como experimentalmente [65] para estructuras similares. Entonces un dispositivo MMI se logra empalmado una MMF entre dos SMF. Para eso, el único requisito es calcular la longitud de la MMF para una longitud de onda particular en base a las características de la fibra. Al calcular y cortar correctamente la longitud  $L$  de la MMF, se logra que una mayor cantidad de luz se acople en la salida de la SMF para una longitud de onda específica.

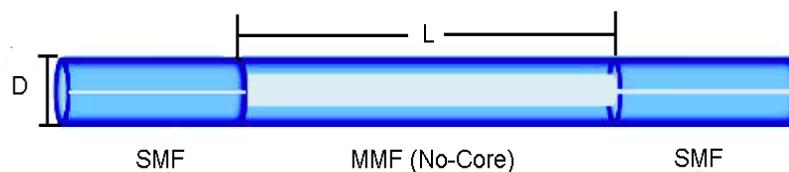


Figura 3.2: Estructura MMI hecho de fibra (No-Core)

### 3.3. Compensación térmica

Como ya se vio en las secciones anteriores el control de la temperatura es crucial para el rendimiento de los dispositivos basados en fibra óptica, pues la estabilidad térmica ha sido un desafío ya que la gran mayoría de los dispositivos fotónicos están integrados en un solo sustrato (silicio) y en consecuencia las propiedades ópticas que la forman son altamente dependientes de la temperatura del silicio.

En diferentes estudios se ha encontrado métodos para dopar la fibra óptica mediante el uso de líquidos o materiales con coeficiente termo-óptico contrario, es decir, sabemos que el efecto termo-óptico es el resultado de la dependencia de la temperatura del índice de refracción de un material [8], y se caracteriza por el TOC del material,  $\frac{dn}{dT}$ . En materiales inorgánicos tales como silicio y sílice, el TOC son casi siempre positivos ( $\frac{dn}{dT} > 0$ ); mientras que la mayoría de los materiales orgánicos, como los polímeros, tienen TOC negativos. Como los materiales del núcleo de guía de onda de alto índice tienen TOC positivos, tiene sentido intuitivo introducir revestimientos de polímero con TOC negativos.

Entonces, como las guías de ondas están diseñadas de tal manera que una fracción del modo óptico se expanda en el material de revestimiento. El TOC positivo experimentado por el modo confinado en el núcleo de la guía de onda se compensa por el TOC negativo inducido por el revestimiento en el modo óptico expandido. Por tanto, no importa que tipo de material se use para cubrir a la fibra, siempre que sea del TOC contrario al de la fibra para que cuando los dos efectos se equilibren perfectamente entre sí, se logrará una operación a térmica.

Basandonos en la idea anterior, se propone un método pasivo de atermalización basada en la compensación termo-óptica mediante el uso de recubrimientos de poliméricos sobre

un dispositivo de MMI hecho de totalmente de fibra. El polímero que se usará en esta tesis es el polidimetilsiloxano (PDMS) pues su TOC es de  $-1,35 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}$  mientras que el de la fibra es de  $\approx 1 \times 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}$ .

Por otro lado, para saber que longitud de la NCF se debe cubrir de PDMS partimos de la ecuación 3.4, para calcular analíticamente la respuesta espectral para una longitud específica de NCF recubierta con PDMS. La condición de compensación térmica completa se puede encontrar simplemente calculando el desplazamiento de longitud de onda espectral para pares de temperatura y longitud de la sección con PDMS, cálculo que fue realizado mediante el software de programación Matlab.

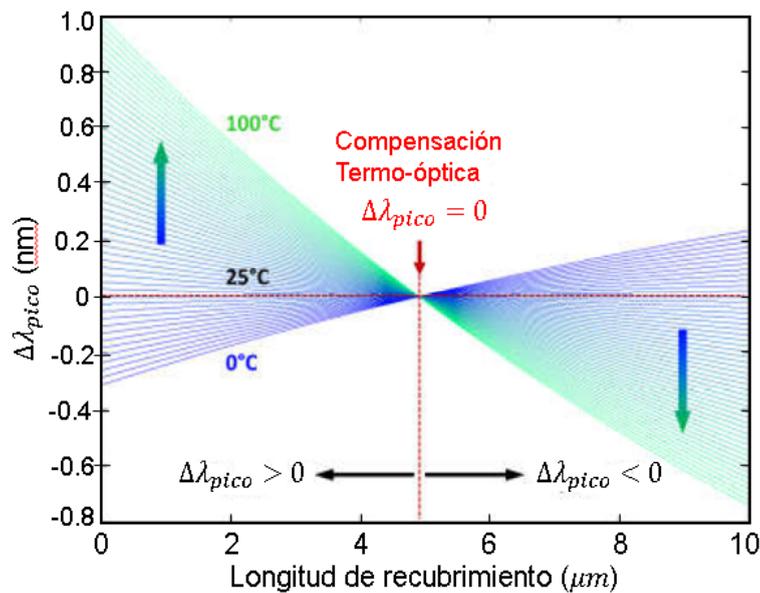


Figura 3.3: Desplazamiento espectral de la longitud de onda pico.

La figura 3.3 muestra el desplazamiento de la longitud de onda espectral, evaluado directamente a partir de la ecuación 3.4 para dos secciones de MMF en cascada, para pares de temperatura y longitud de la sección revestida. Para longitudes de recubrimiento cortas y largas, donde el dispositivo está subcompensado o sobrecompensado, respectivamente, la respuesta global está dominada por el TOC positivo de sílice ( $\lambda_{pico} > 0$ ) o por el TOC negativo del recubrimiento ( $\lambda_{pico} < 0$ ). En este caso particular, la condición de compensación térmica (desplazamiento de longitud de onda cero) se logra para una sección recubierta cercana a 5 mm.

## Capítulo 4

# Resultados experimentales.

En este capítulo se explicará detalladamente el proceso de fabricación del dispositivo de MMI de fibra óptica así como el proceso de caracterización del tratamiento atómico que fue basado en un recubrimiento polimérico para la compensación del coeficiente termo-óptico positivo de la fibra. Se muestran los resultados experimentales obtenidos que demuestran la viabilidad de nuestra propuesta al lograr la completa cancelación del efecto térmico sobre nuestro dispositivo de fibra óptica.

### 4.1. Fabricación de la estructura SMS

El dispositivo que emplearemos para nuestras pruebas experimentales será construido empleando una NCF empalmada entre dos SMF. Aunque como lo indica su nombre, la NCF no contiene un núcleo, ésta puede verse también como una MMF sin revestimiento, siendo por la tanto su revestimiento el medio en el que se encuentra inmersa, como por ejemplo el aire.

De acuerdo con la descripción realizada en el capítulo anterior, la longitud de NCF estará determinada por los parámetros de la fibra óptica empleada, así como por la longitud de onda de la fuente elegida, despejando  $L$  de la ecuación 3.1 para  $p = 4$

$$L = \frac{4n_{MMF}D_{MMF}^2}{\lambda}$$

Los parámetros de las fibras ópticas empleadas son los mismos que los descritos anteriormente y que mostramos nuevamente en la Tabla.

Tipo de Fibra	Radios de núcleo/Revestimiento ( $\mu m$ )	Índice de refracción de núcleo / Revestimiento
SMF-28	4.5/62.5	1.4504/1.4447
MMF-No Core	-/62.5	-/1.4615

Tabla 4.1: Características de las fibras ópticas de la SMS.

Con estos datos podemos calcular la longitud de corte de la sección de fibra MMF-No Core.

$$L = \frac{4n_{MMF}D_{MMF}^2}{\lambda} = \frac{4(1,4615)(125\mu m)^2}{1550nm} = \mathbf{58.22 \text{ mm}}$$

La longitud de MMF elegida para nuestra configuración fue aquella correspondiente a la cuarta imagen. Debido a que la longitud de la fibra multimodal es de aproximadamente  $6\text{cm}$ , ésta se tiene que mantener totalmente estirada en ambos extremos para que su estructura no se modifique y se mantenga el tipo de respuesta espectral en la longitud de onda y dimensiones en la que fue calculada, además debe estar libre de cualquier contacto físico ya que la NCF se encuentra totalmente expuesta, siendo el aire el que actúa como revestimiento.

En la Fig. 4.1, se describe esquemáticamente el arreglo empleado para la fabricación de la estructura SMS.

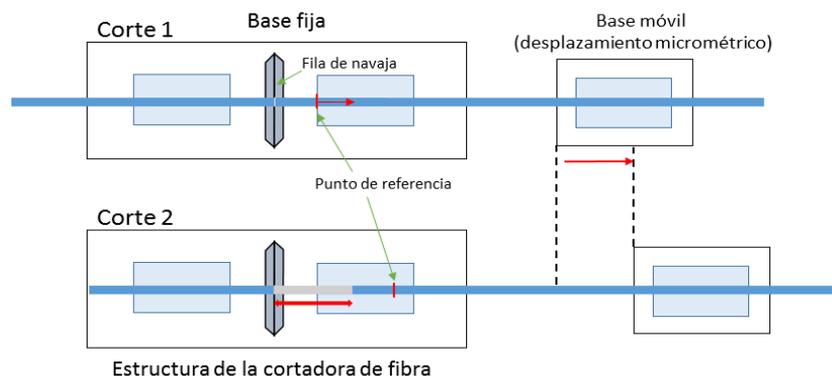


Figura 4.1: Esquema de arreglo para el corte de de precisión de fibras.

Una vez conociendo la longitud que tendrá la NCF procedemos a cortarla, para mayor claridad, describimos los pasos seguidos:

1. Se retira la cubierta de polímero a lo largo de  $10\text{cm}$  de la NCF, seguido de un proceso de limpieza utilizando alcohol isopropílico.
2. Con respecto a la SMF, se requieren 2 segmentos de esta fibra, basta con  $10\text{cm}$  o  $15\text{cm}$  de longitud cada una. Se elimina parte del revestimiento de polímero de primer segmento de la SMF a  $2\text{cm}$  de uno de los extremos de la fibra, repitiendo este procedimiento con el extremo de la otra SMF. Ambos segmentos SMF en sus extremos libres de revestimiento de polímero son cortados con unas cortadora fujikura CT-30 dejando  $1\text{cm}$  libre para empalmar con la NCF preparada previamente.
3. La SMF es pegada temporalmente a una base móvil que permite desplazamientos micrométricos. Se pinta una marca como punto de referencia sobre la fibra, que se hace coincidir con alguna marca arbitraria sobre la cortadora de fibras), y se realiza el corte transversal.
4. Una vez que se ha hecho el corte, se empalma la NCF a la SMF por su extremo recién cortado. La empalmadora de fibras corrige errores al ángulo del corte con precisiones mejores a  $0.05^\circ$  y realiza la alineación perfecta de las fibras.
5. Se regresa la fibra ya empalmada a su posición inicial, haciendo coincidir la marca sobre la fibra y la referencia elegida que se mantiene fijo. Esto asegura que el filo de la navaja está justo en donde fue realizado el corte anterior.
6. Se inicia el desplazamiento micrométrico la distancia deseada.

7. Se realiza el segundo corte ahora sobre la sección de MMF cuya longitud ahora es el del desplazamiento realizado.
8. Finalmente se empalma la segunda SMF a la que previamente se le realizó un corte transversal.



Figura 4.2: Corte de la fibra MMF,  $L = 58,22\text{mm}$  aproximadamente

Tras la fabricación de la estructura SMF-NCF-SMF se fusionan ambos extremos de los segmentos SMF a latiguillos de fibra óptica SMF con conectores FC/PC. Un conector irá hacia la salida de la fuente de luz superluminiscente (SLD). La luz modulada por la estructura SMS es detectada por un analizador de espectros ópticos (OSA, por sus siglas en inglés) ANRITSU MS9780 unido al latiguillo del otro extremo de la estructura SMS. El sistema experimental completo se muestra en la figura 4.3.

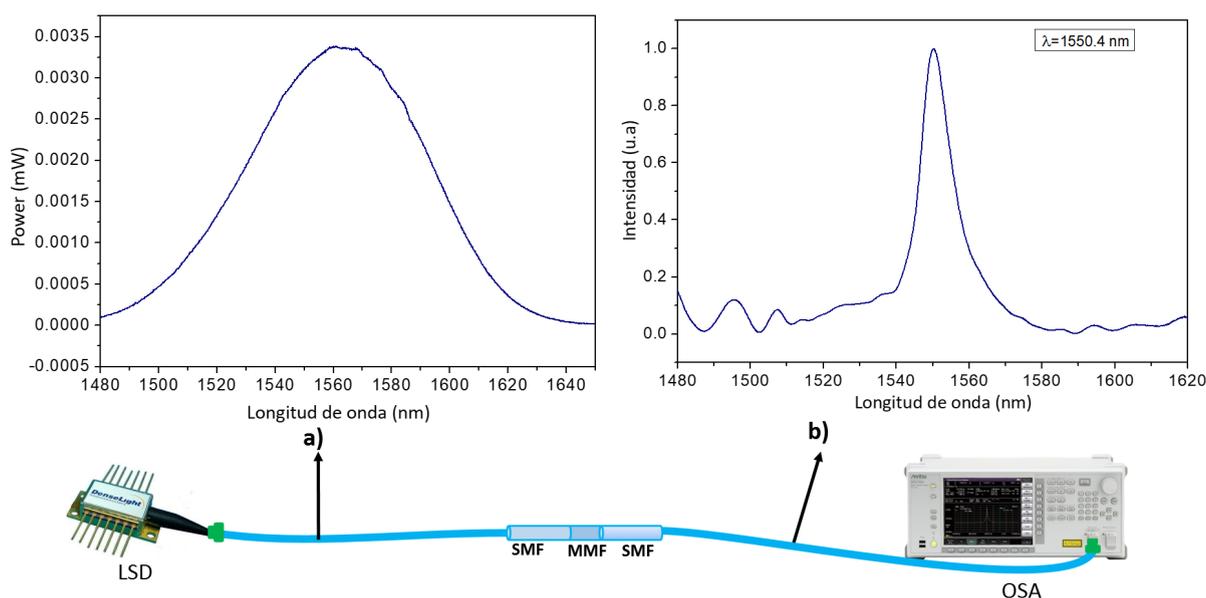


Figura 4.3: Arreglo experimental

Los datos que se muestran en la figura 4.3 se grafican usando el software Origin 8. En la gráfica a) se puede ver la respuesta espectral de la fuente SLD centrada en  $1550\text{nm}$  y en la gráfica b) se muestra la respuesta del dispositivo MMI, que tiene la forma de un filtro de longitudes de onda con un pico de intensidad en  $1550\text{ nm}$ , obtenida con una longitud de  $58.2\text{ mm}$  de NCF. Esta respuesta característica es la que la hace interesante para la fabricación de filtros pasabanda o bien para el diseño de sensores basados en modulaciones espectrales

## 4.2. Desarrollo experimental y Resultados

Ahora bien el siguiente paso es ver como se comporta nuestro dispositivo al cambiar la temperatura.

### 4.2.1. Caracterización del dispositivo basado en interferencia multimodal.

Para la realización de las pruebas experimentales se usó el arreglo que se muestra de forma esquemática en la Fig. 4.4. Se adaptó una cámara de acrílico para el aislamiento térmico que fue colocada sobre una placa calefactora ( RCT basic IKAMAG® safety control). La fibra fue colocada a 1 mm de altura de la placa y tensada mediante un peso de 10 g colocado después de una polea, mientras que por el otro lado del dispositivo MMI se fijó (con resina epóxica) a una base, como se aprecia en la Fig. 4.4. Cabe mencionar que inicialmente se fijó (con epoxy) la fibra por ambos lados a las bases, pero debido a la dilatación longitudinal de la fibra con el incremento de la temperatura, aunque mínima, provocaba una curvatura, lo cual era traducido en una atenuación en la potencia de salida. Por esta razón se optó por fijar solo un extremo y tensar por el otro a fin de mantener recta la fibra en todo momento.

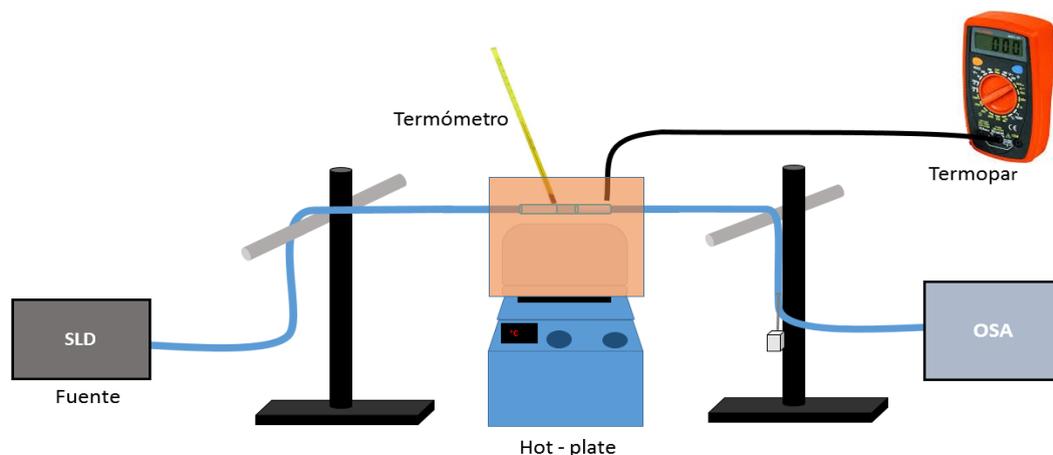


Figura 4.4: Arreglo experimental del dispositivo MMI

Gracias a la cámara acrílica, se logró disminuir el gradiente de temperatura por encima de la placa y una mejor uniformidad de la temperatura a lo largo de la sección de MMF, además de un mejor aislamiento de perturbaciones térmicas ambientales. Se empleó un termopar para medir la temperatura a 1 mm de altura desde la placa, que fue la altura a la que fue colocado nuestro dispositivo.

Una vez colocado el arreglo se procede a aumentar la temperatura del hot-plate en pasos de  $10^{\circ}\text{C}$  haciendo una pausa de 10 a 15 minutos en lo que se estabiliza completamente la temperatura, hasta llegar a los  $100^{\circ}\text{C}$ . Después de establecer la temperatura en cada paso, se registra el espectro como se ve en la gráfica siguiente (figura 4.5), en la que solo hemos representado la respuesta espectral para los valores extremos del rango de temperatura empleado que fue desde la temperatura ambiente ( $22^{\circ}\text{C}$ ) hasta  $100^{\circ}\text{C}$ , a fin de apreciar mejor el desplazamiento de aproximadamente 1 nm sufrido por efecto del incremento de la temperatura.

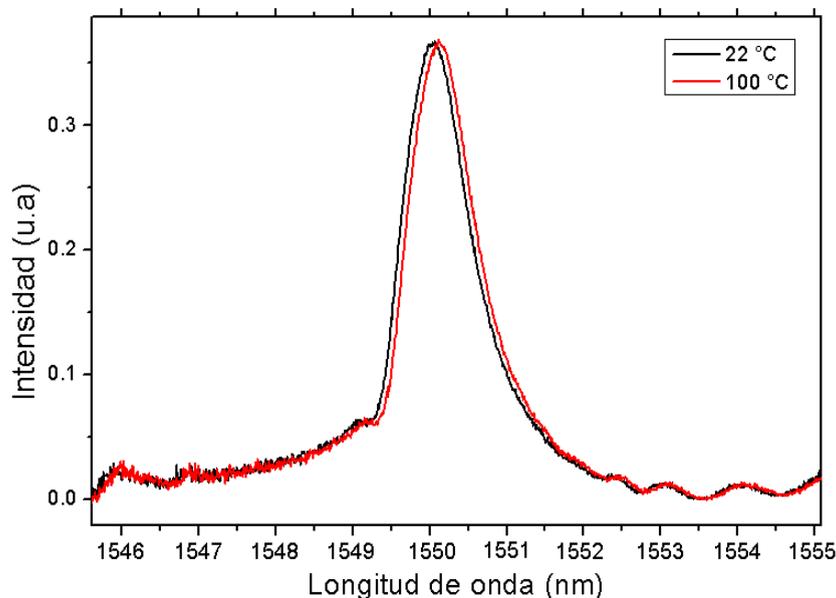


Figura 4.5: Respuesta Espectral del Dispositivo MMI

Recordemos que la NCF aún se encuentra desnuda y que su revestimiento en este caso es el aire. Veamos que la respuesta global del láser se desplaza  $1\text{nm}$  hacia la derecha longitudes de onda más largas debido al TOC positivo de la sílice. Hasta ahora podemos decir que la dependencia térmica se ha logrado, pues solo se ha movido aproximadamente  $1\text{nm}$ .

### 4.3. Encapsulado del dispositivo MMI con Polímero

El punto de esta tesis es lograr cancelar el efecto térmico en los dispositivos de fibra, como ya se vió en la seccion anterior con el dispositivo basado en MMI se logra tener una compensacion térmica de  $1\text{nm}$ , pero lo ideal sería que la temperatura no modificara la respuesta espectral de nuestro dispositivo. Para lograr esto se cubrirá al dispositivo con un polímero con coeficiente termo-óptico contrario al de la sílice que es el PDMS cuyo coeficiente termo-óptico se toma como  $-1,35 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ , lo que concuerda con los valores típicos de las hojas de datos de los fabricantes y otros estudios [49] [50].

#### 4.3.1. PDMS

El polidimetilsiloxano o PDMS o dimeticona es el polímero lineal del dimetilsiloxano que pertenece al grupo de los compuestos de organosilicio, sustancias comúnmente conocidas como siliconas. El motivo por el cual optamos por elegir este polímero es porque es transparente y, generalmente inerte, inocuo y no inflamable.

Es un Elastómero que se ajusta a la superficie del sustrato sobre un área relativamente grande. Suficientemente deformable para ejercer contacto ajustable (tipo adhesivo) sobre superficies no-polares. También se pueden despegar fácilmente sin romper materiales frágiles. Es viscoelástico, lo que significa que a temperaturas altas o a tiempos de flujo altos,

actúa como un líquido viscoso, parecido a la miel. Sin embargo, a bajas temperaturas o tiempos de flujo bajos, se comporta como un sólido elástico, como la goma.

Actúa como un dieléctrico aislante y protege los componentes de las influencias ambientales y choque mecánico dentro de un amplio rango de temperatura ( $-50$  a  $200^{\circ}\text{C}$ ).

Es durable, es decir, se puede reutilizar hasta 100 veces y por un período de varios meses sin notar degradación. Sus propiedades superficiales pueden ser fácilmente modificadas tratándolas con plasma, de esta manera se puede volver hidrofílico (o permanecer hidrofóbico) [7], esta característica es muy importante, ya que así las estructuras de PDMS pueden ser empleadas en combinación con disolventes a base de agua y alcohol sin deformación del material. Sin embargo, muchos disolventes orgánicos difundirán hacia el interior del material aumentando su tamaño, haciéndolos incompatibles con los objetos de PDMS, algunos solventes como el cloroformo, el éter, y el THF hinchan el material bastante; la acetona, el propanol, y lapiridina modifican poco el tamaño, mientras que los alcoholes y los disolventes polares como el metanol, el glicerol y el agua no afectan al material de forma apreciable.

Otra gran ventaja del PDMS es su precio, pues tanto el polímero como los procesos de fabricación son baratos y factibles, no necesitando más que un agente curante y un horno para fabricarlo. Esto amplía el número de investigaciones con este material, ya que con un bajo coste y unas propiedades fantásticas para investigaciones en el futuro. Todas estas características son de gran importancia pues de esto dependerá el uso que se le de al dispositivo cubierto por este polímero.

#### 4.3.1.1. Proceso de curado del PDMS.

Comercialmente se presenta en dos componentes:

- *una base de monómero* que contiene vinil-dimetilsiloxano terminado con un catalizador de platino.
- *un agente de curado* de hidruro-dimetil siloxano.

La adición del catalizador de platino ayuda entre el grupo funcional vinilo de la base del monómero y el grupo funcional hidruro presente en el catalizador, lo que termina con el curado de la mezcla de los dos componentes. A esta reacción se le denomina *hidrosilación catalítica*.

El proceso de mezcla es de 10:1, es decir si se requiere 10gr del polímero se mezclan 9gr de PDMS y 1gr del agente de curado. La cantidad de mezcla que se utiliza para cubrir la fibra MMF no rebasa los 0,1gr para esto nos ayudamos de una balanza milimétrica lo que hizo que las cantidades en la mezcla fueran exactas.

Después de haber combinado los componentes es posible que se formen pequeñas burbujas de aire, de modo que hay que mezclarlas hasta que estas desaparezcan. Entonces el PDMS se cura dejándolo 1 hora a  $60^{\circ}\text{C}$  o 1 día a temperatura ambiente.

Ahora bien necesitamos que la fibra NCF este sumergida en el PDMS, para eso primero se intentó dejar caer una gota de PDMS sobre la fibra, pero debido a la consistencia del polímero no se adhería a la fibra y se caía o quedaban varias gotas separadas a lo largo de la sección NCF, para evitar este problema se optó por colocar a la fibra sobre un portaobjetos de cristal pero entonces el polímero y la cantidad que quedaba en la fibra no era la suficiente, además de que no era fácil de manipular el dispositivo ya que se quedaba pegado al portaobjetos.

Por último se optó por un material que se pudiera cortar de la longitud que se fuera a necesitar, además de que no le afectara la temperatura mientras se llevaba a cabo el proceso de curado, así como que fuera fácil de despegar el PDMS. Es así como se decidió por el acrílico, se cortó un pequeño cubo sobre el cual colocar la fibra y posteriormente dejarle caer una gota de PDMS que cubriera a la fibra completamente, como se ve en la figura 4.6.

#### 4.4. Compensacion térmica: 1<sup>er</sup> aproximación

Para poder comprobar cual será la longitud correcta en la que se logra la compensación térmica empezaremos cubriendo toda la sección NCF con PDMS (7mm), por lo que el acrílico se cortó con una longitud de 7mm por 5mm de ancho, como se muestra en la figura 4.6, se colocó la fibra sobre el acrílico y se le dejó caer el PDMS. Posteriormente se procedió a hacer la medición correspondiente siguiendo el arreglo de la figura 4.4. Luego se llevó a cabo todo el proceso de curado que fué 1 hora a 60°C y se volvió a medir.



Figura 4.6: Proceso de curado.

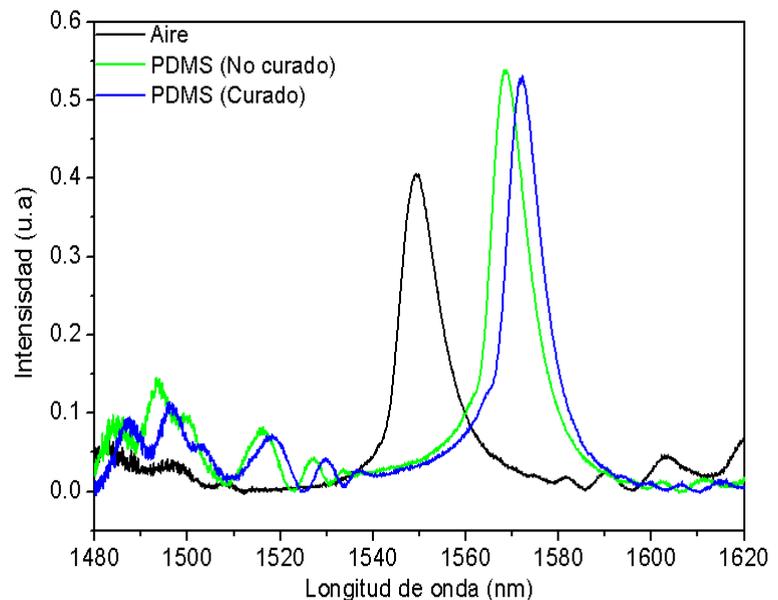


Figura 4.7: Respuesta espectral del dispositivo con pdms sobre toda sección NCF.

En la Gráfica 4.7 podemos observar que el color negro representa a nuestro dispositivo limpio sin el polímero con  $\lambda = 1549,20nm$  y que después de colocarle el polímero esta se desplaza hacia la derecha, el color verde representa cuando el polímero está todavía viscoso sin curar con  $\lambda = 1568,43nm$  y el color azul representa al polímero cuando ya está curado con  $\lambda = 1571,89$ , todas estas mediciones a temperatura ambiente (22°C). Se puede ver como la longitud de onda se ha desplazado aproximadamente 22nm hacia la derecha.

Se dejó que el dispositivo regresara a la temperatura ambiente para luego aumentar la temperatura y ver como es su comportamiento, para eso colocamos el dispositivo sobre el hot-plate como se muestra en la Figura 4.4, lo que nos da como resultado las gráficas 4.8 y 4.9.

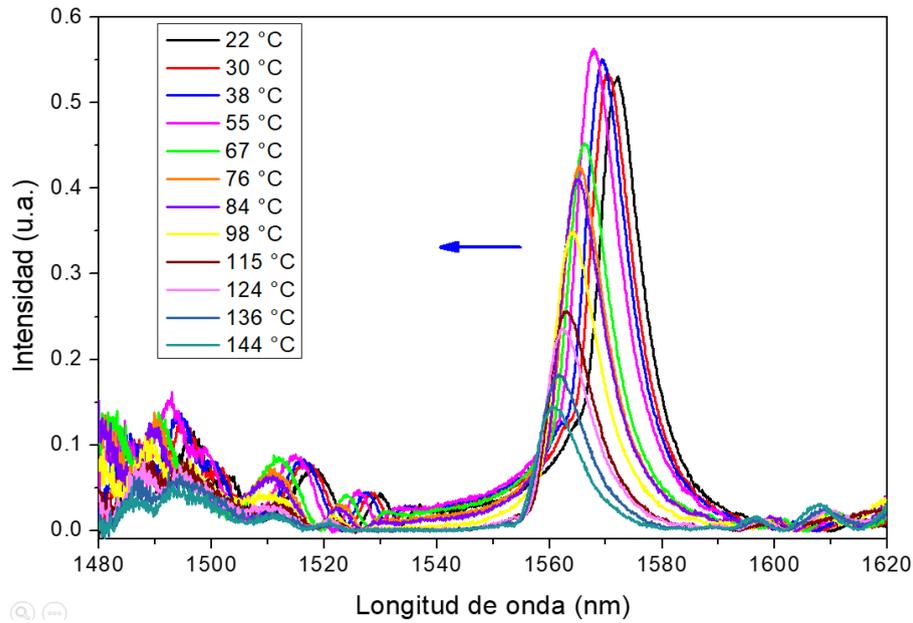


Figura 4.8: Respuesta espectral PDMS=7cm.

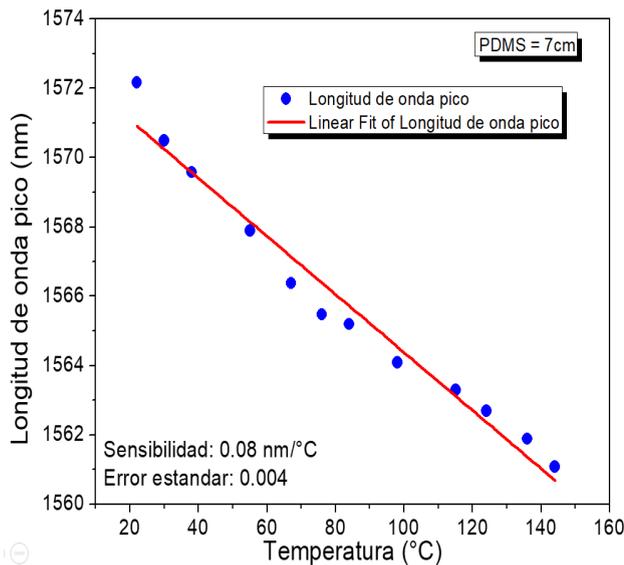


Figura 4.9: Temperatura y Longitud de onda

En la figura 4.8 se puede observar como el desplazamiento de la longitud de onda es hacia la izquierda, partiendo de  $1572,13\text{nm}$  a los  $22^\circ\text{C}$  hasta los  $1564,03\text{nm}$  cuando la temperatura es de  $98^\circ\text{C}$ , lo cuál nos da un desplazamiento neto de  $8,1\text{nm}$  hacia el lado izquierdo, esto nos muestra que el TOC del PDMS está sobre-compensado el TOC del silice, es decir que  $\Delta\lambda_{pico} < 0$ .

También en esta figura se puede ver que las intensidades disminuyen conforme aumenta la temperatura, esto puede ser debido a que al aumentar la temperatura la fibra se estira y se curva un poco o que al acercarse a los  $100^\circ\text{C}$  se modifique la composición del PDMS.

Se fabricaron dos dispositivos MMI mas, con la misma longitud de la sección NCF de  $L = 58,22\text{mm}$  y fueron cubiertas con diferentes longitudes de PDMS y poder encontrar la longitud correcta en la que se logra la cancelación térmica.

Siguiendo el procedimiento antes mencionado, se fabrica el dispositivo MMI y se le coloca el PDMS en  $1\text{cm}$  de la sección NCF.

PDMS = 1cm

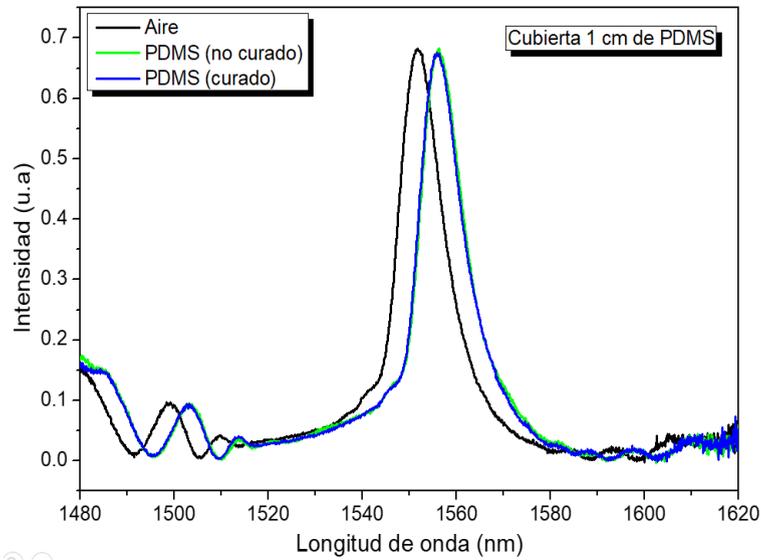


Figura 4.10: Respuesta espectral del dispositivo sin y con PDMS

En la gráfica 4.10 se puede ver el espectro de color negro que corresponde al dispositivo cuando la sección NCF está descubierta, es decir su revestimiento es el aire con  $\lambda = 1551,75nm$ , y que al colocarle el polímero PDMS es espectro se desplaza hacia la derecha en  $\lambda = 1555,84nm$ .

Al aumentar la temperatura la respuesta espectral del dispositivo se mueve hacia la izquierda, como se muestra en la figura 4.11, partiendo con  $\lambda = 1556nm$  a los  $22^{\circ}C$  hasta llegar a los  $130^{\circ}C$  con  $\lambda = 1554,8nm$ , el desplazamiento es de aproximadamente  $2nm$ .

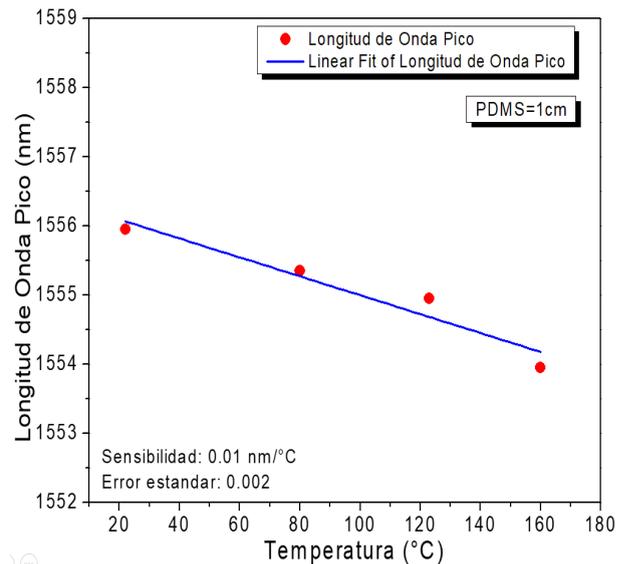
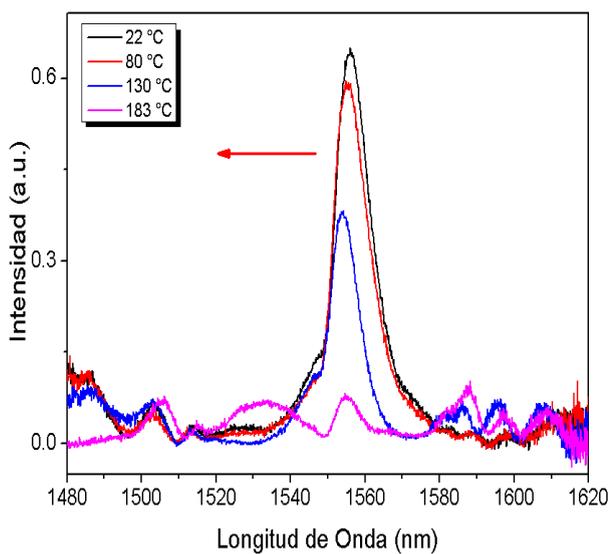


Figura 4.11: Respuesta espectral PDMS=1cm. Figura 4.12: Temperatura y Longitud de onda

Ahora bien cubrimos un nuevo dispositivo MMI con la sección NCF  $L = 58,22mm$  solamente 5mm de la sección MMF, obteniéndose las siguientes gráficas.

PDMS = .5cm

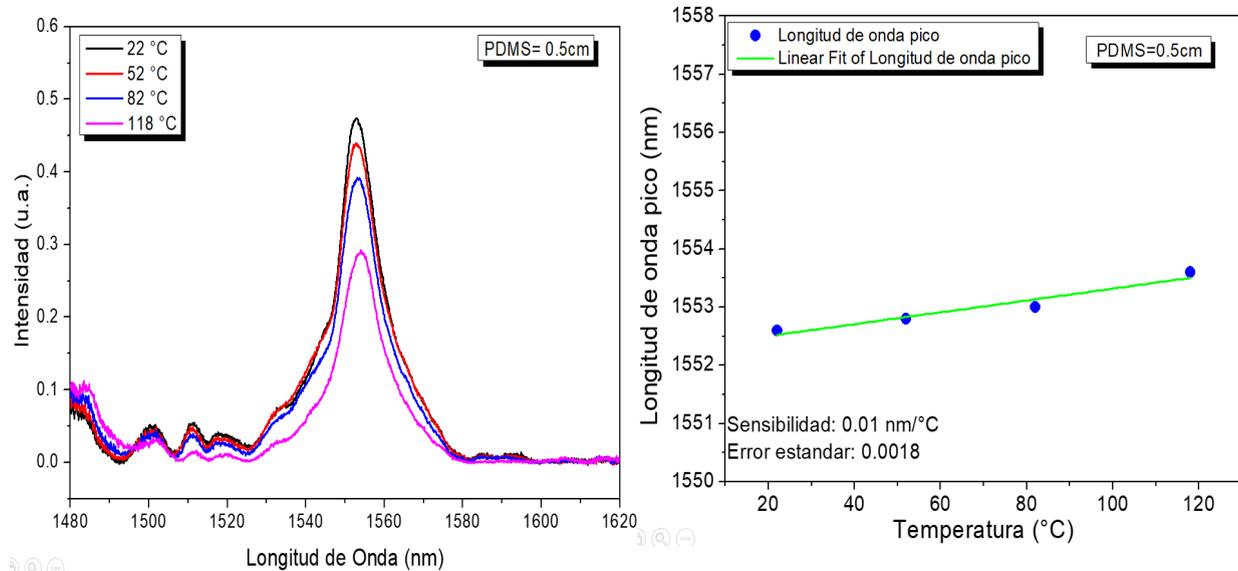


Figura 4.13: Respuesta espectral PDMS=.5cm.

Figura 4.14: Temperatura y Longitud de onda para PDMS =.5cm

Observemos que cuando se cubre al dispositivo 5mm el aumento de la longitud de onda pico desde los 22°C es de  $\lambda = 1552,70nm$  hasta los 118°C en  $\lambda = 1553,84$ . Observemos en la figura 4.14 que de 22°C hasta los 100°C es ligeramente hacia la derecha cerca de 0,5nm, lo que es casi imperceptible y podríamos decir que la compensación térmica se logra.

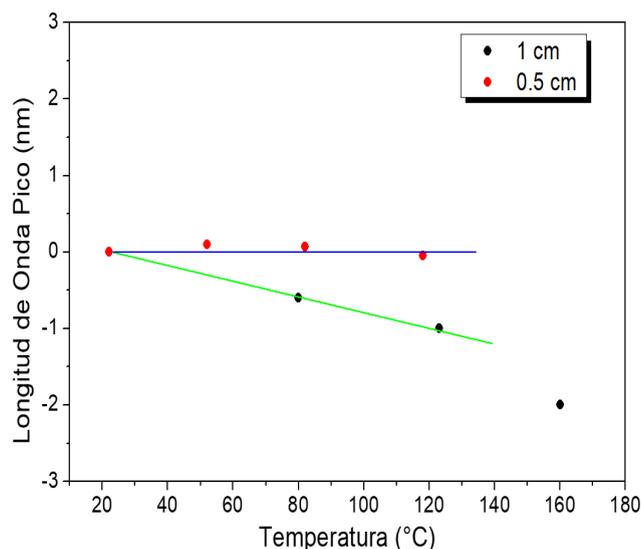


Figura 4.15: Comparación de las gráficas 4.11 y 4.13

Por último comparamos el desplazamiento espectral que se obtuvo de los dispositivos MMI cubriendo de PDMS 1cm y ,5cm, en la figura 4.15 se puede observar que la estabilidad termica se encuentra entre estas dos longitudes y la que muestra un menor

desplazamiento en su respuesta espectral es la de cubrir solo  $,5cm$ . Por tanto se comprueba la teoría descrita en la sección 3.3, que efectivamente cancelación de la dependencia de la temperatura con el dispositivo MMI se logra cuando la sección de PDMS tiene una longitud de aproximadamente  $5mm$ .

Hasta aquí podemos decir que se logró el objetivo de esta tesis, pero el análisis de la longitud de onda pico puede ser un poco complicado y no ser tan preciso ya que ampliar la gráfica y tratar de buscar la longitud de onda pico, el espectro no tiene una forma en la que se pueda buscar con certeza esta  $\lambda_{pico}$  (figura 4.16), además que el ancho es demasiado grande. Entonces para tener una mayor precisión a la hora de hacer el análisis y para demostrar la aplicabilidad de este método pasivo de cancelación térmica se realiza en mismo experimento en una cavidad láser usando la configuración de anillo.

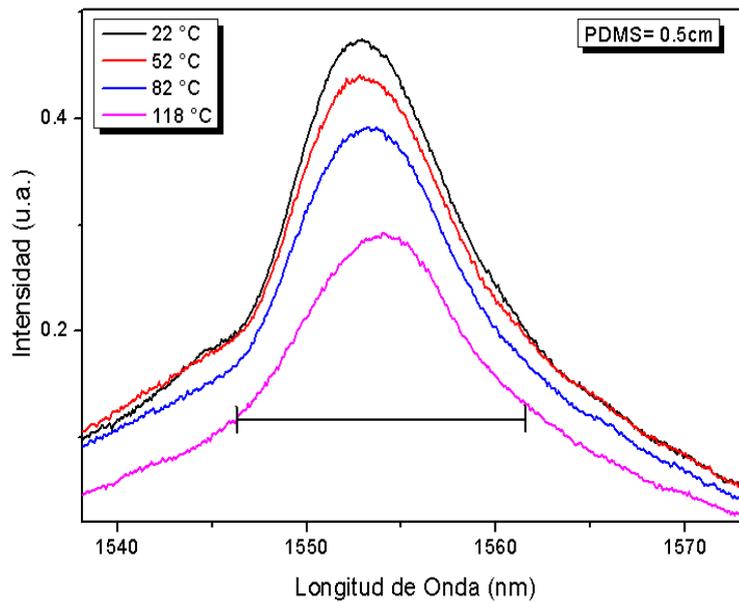


Figura 4.16: Ancho de Longitud de onda

## Capítulo 5

# Estabilización Térmica de un Láser en anillo.

En este capítulo, demostraremos la eficiencia del método de compensación térmica propuesto, incorporando nuestro dispositivo de MMI con el tratamiento atérmico, como elemento de bloqueo de longitudes de onda en una configuración láser de anillo de fibra dopada con Erblio. El trabajo que se desarrolló y se describe detalladamente en este capítulo, constituye la base para trabajos futuros, tanto en el campo de sensado como en el diseño de láseres sintonizables con operación atérmica. Se demostrará un alto grado de compensación térmica, logrando una variación de apenas de  $0,1pm/^\circ C$ , el grado más alto logrado en dispositivos de fibra óptica. Iniciaremos describiendo el principio de operación del láser de anillo de fibra dopada con Erblio empleado.

### 5.1. Fibras dopadas con tierras raras.

Como ya vimos en el capítulo 1, el material con el que este dopado el núcleo y el revestimiento de la fibra óptica será como se manipule el índice de refracción de ambas partes y así lograr la Reflexión interna total. Siguiendo esta idea, para generar amplificadores se debe dopar el núcleo de la fibra, formado por vidrio, con iones de materiales pertenecientes al grupo de tierras raras (Er,Yb,Nd,Pr). Esto es necesario debido a que el medio activo es el propio núcleo de la fibra óptica y la inversión de población se consigue mediante un bombeo óptico de dichos iones a unas longitudes de onda concretas, provocando que los iones se muevan desde un estado fundamental a otro excitado, consiguiendo así la emisión estimulada. La ventaja de la amplificación usada con este tipo de fibras es que es compatible con la propia fibra que constituye el medio de transmisión en los sistemas de comunicación ópticos [67].

Entonces, según sea el dopante empleado será el rango de la ventana espectral de la fibra óptica. Por ejemplo:

Dopante	Rango (nm)
Prasedimio (Pr)	1280 – 1340
Tulio (Tm)	1450 – 1520
Erblio (Er)	1500 – 1600

El amplificador de fibra dopada con erbio es el más usado en este tipo de dispositivos debido a que el diagrama de niveles de energía del erbio permite amplificar señales ópticas en la tercera ventana de comunicaciones ópticas, en el cual se sitúa esta tesis.

### 5.1.1. Láser

El término Láser es el acrónimo de *Ligh Amplification by the Stimulated Emission of Radiation*, aunque el significado original denota un principio de funcionamiento, el término ahora se utiliza para los dispositivos que generan luz, basado en el principio del láser. Básicamente un láser típico consta de tres elementos de operación. Una cavidad óptica resonante, en la que la luz puede circular, que consta habitualmente de un par de espejos de los cuales uno es de alta reflectancia (cercana al 100 %) y el otro espejo que tiene una reflectancia menor y que permite la salida de la radiación láser de la cavidad. Dentro de esta cavidad resonante se sitúa un medio activo con ganancia óptica, que puede ser sólido, líquido o gaseoso (habitualmente el gas se encontrará en estado de plasma parcialmente ionizado) que es el encargado de amplificar la luz. Para poder amplificar la luz, este medio activo necesita un cierto aporte de energía, llamada comúnmente bombeo. Este bombeo es generalmente un haz de luz (bombeo óptico) o una corriente eléctrica (bombeo eléctrico).

La parte principal de un sistema láser es su medio activo o amplificador, ya que allí se llevan a cabo los tres fenómenos naturales que generan la radiación electromagnética que se obtiene de un láser, absorción, emisión espontánea y emisión estimulada. El medio activo está compuesto de moléculas, átomos o iones en las cuales existen niveles de energía discretos, y cada uno de ellos puede interactuar con la radiación electromagnética que incida sobre el medio activo. A continuación se considera un átomo con dos niveles de energía,  $E_1$  y  $E_2$ . Nos interesan todas las posibles formas que permitan la interacción entre el átomo y los fotones de una radiación de frecuencia  $\nu$ , tal que  $h\nu = E_1 - E_2$ , es decir, cuya energía es igual a la diferencia de energía entre dos niveles del átomo [68].

**Emisión espontánea** Si el átomo se encuentra inicialmente en el nivel de energía superior, puede pasar espontáneamente al nivel inferior liberando su energía en forma de fotón. El fotón producido por esta interacción tendrá una energía ( $h\nu$ ).

**Absorción** Si el átomo se encuentra inicialmente en el nivel de energía superior e incide sobre él un fotón, éste puede ser absorbido por el material promoviendo al átomo al nivel superior de energía. La absorción es una transición inducida por el fotón y que solamente puede producirse debida a éste.

**Emisión estimulada** Si el átomo se encuentra inicialmente en el nivel de energía superior y sobre él incide un fotón, el átomo puede ser estimulado por dicho fotón y emitir otro fotón con la misma dirección y sentido que el primero. El nuevo fotón presentará la misma frecuencia y fase que el original. El proceso inverso es el de la absorción, como se ha visto anteriormente.

Existen diferentes tipos de cavidades láser: la cavidad del láser lineal y la cavidad en forma de anillo. En nuestro caso, emplearemos la cavidad en forma de anillo. El proceso de emisión espontánea o estimulada tendrá lugar en la cavidad del láser, donde al final se produce el haz de salida de éste. La diferencia entre los diseños del láser es el medio de ganancia, por ejemplo la ganancia del medio en un láser de fibra, es normalmente la sustancia dopante, en nuestro caso el Erblio (Er).

## 5.2. Láser de anillo de fibra dopada con Erblio

La generación de luz láser se consigue introduciendo un medio amplificador en una cavidad. Dicha cavidad cumple dos funciones, por un lado confina la potencia debido a la emisión estimulada de modo que la señal atraviese múltiples veces el medio amplificador y, por otro, determina las frecuencias ópticas de emisión del láser. Hay que tener en cuenta que el origen de la emisión de luz láser se encuentra en la emisión espontánea que produce el medio activo, la cual se amplifica por emisión estimulada en los sucesivos pasos por dicho medio.

El uso de configuraciones en anillo permite la operación de un láser sin espejos. Los sucesivos pasos por el medio amplificador se consiguen por recirculación a lo largo del anillo. Si el láser es anillo de fibra, todos sus componentes (medio activo, elementos selectores de longitud de onda, etc.) quedan integrados en la cavidad.

En la fibra de sílice dopada con erbio la amplificación se produce en una banda ancha de frecuencias ópticas dentro de la tercera ventana de comunicaciones. Por ello, puede conseguirse emisión láser en un intervalo amplio de longitudes de onda (desde 1520nm hasta 1580nm).

Hasta aquí nos queda claro como se lleva a cabo un láser, ahora bien con todo lo explicado procedemos a armar el láser, para eso necesitamos los siguientes dispositivo ópticos que son los que ayudarán a que se lleve a cabo todo el proceso en la cavidad [69].

### 5.2.1. Dispositivos ópticos.

#### 5.2.1.1. WDM

La multiplexación por longitud de onda (Wavelength Divison Multiplexing) es una técnica que permite multiplexar  $n$  canales o señales sobre un sólo medio óptico (fibra óptica). A dichas señales se les asigna un cierto ancho de banda, mediante portadoras ópticas de diferente longitud. Estos dispositivos son dispositivos bidireccionales, en el cual en uno de sus sentidos se combinan las longitudes de onda de sus entradas uniéndolas en una sola salida. En el otro lado, realiza el proceso inverso, es decir, separa las longitudes de onda entre sus salidas. En este proyecto se ha empleado un solo WDM por configuración, a una entrada le corresponde la longitud de onda de 980nm.

#### 5.2.1.2. Acoplador

El acoplador surge debido a la necesidad de distribución de múltiples señales ópticas. Dispone de  $M$  entradas (típicamente 1 ó 2) y  $N$  salidas (2, 4, 8, 16, 32, 64). Está diseñado para introducir pérdidas de inserción (P.I) aproximadamente iguales para cada una de sus ramas, también se caracterizan con las pérdidas de retorno (P.R).

#### 5.2.1.3. Aislador

Los aisladores ópticos son dispositivos que transmiten la luz en una única dirección. Su importancia en los sistemas de fibra óptica se debe a que detienen la reflexión y la dispersión de la luz, evitando que alcancen a elementos sensibles. En el montaje elaborado los aisladores han sido colocados de tal manera que la luz circule en un solo sentido dentro del anillo óptico.

---

### 5.2.2. Configuración de la cavidad de láser en anillo.

La configuración experimental del sistema de la cavidad láser se muestra en la figura 5.1. Esta cavidad de anillo totalmente de fibra se basa en una configuración estándar donde se utiliza una sección de  $10m$  de longitud de fibra dopada con erbio (EDF, 0,25 NA y concentración de dopante de  $3000ppm$ ) que actúa como medio activo para obtener la amplificación óptica. Se usa un diodo láser de  $980nm$  para bombear el EDF utilizando un dispositivo WDM de  $980/1550nm$  y un acoplador  $90/10$  para controlar el contenido espectral de la emisión del láser en un analizador de espectro óptico (OSA). Se introduce un aislador entre el WDM y la salida del  $90\%$  del acoplador para garantizar la direccionalidad. El WDM utilizado en el experimento (JDSU modelo IWDMC1111AA40) funciona en el modo de bomba directa, es decir, el bombeo se envía al EDF inmediatamente después del WDM para la máxima utilización de la bomba, y la circulación dentro de la cavidad es en sentido antihorario, como se indica. El dispositivo de compensación térmica basado en MMI se incluyó en esta configuración de láser estándar, como se muestra esquemáticamente en la figura X para la atermalización en línea de la cavidad.

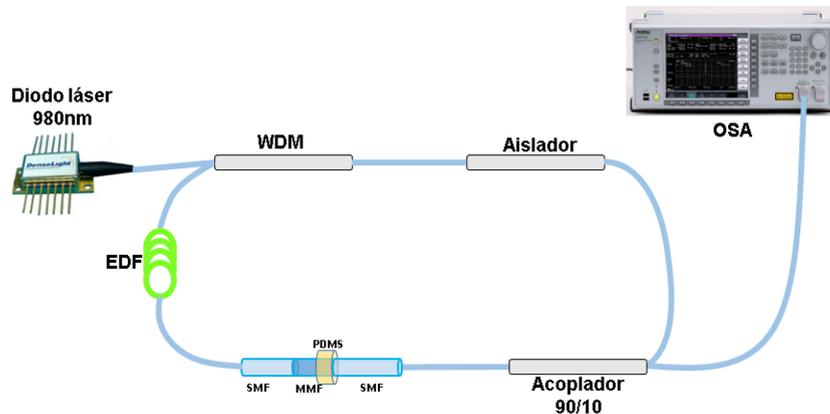


Figura 5.1: Láser de anillo de fibra dopada con erbio con la unidad de compensación termo-óptica que consiste en un NCF parcialmente cubierto con PDMS.

## 5.3. Resultados experimentales

Una vez diseñado la configuración de la cavidad láser procedemos a armar todo el arreglo, para esto primero debemos calcular a que longitud  $L$  debemos cortar la fibra MMF-No core. Como vimos en los resultados del capítulo anterior la longitud  $L$  era  $58,22mm$  para  $\lambda = 1550nm$ , pero en este caso contamos con una cavidad láser que tiene fibra dopada con erbio y su rango espectral va desde los  $1550nm - 1580nm$  y si elegimos cortar  $L$  para  $1550nm$  sabemos que al colocarle el polímero mayor a  $5mm$  la respuesta espectral se moverá hacia la izquierda por lo cuál se saldrá del rango espectral. Por lo tanto, por conveniencia y para las pruebas que vamos a hacer elegimos  $\lambda = 1580nm$ . Así utilizando la ecuación 2.40 o bien despejamos  $L$  de la ecuación 3.1 para  $p = 4$  y  $\lambda = 1580nm$

$$L = \frac{4n_{MMF}D_{MMF}^2}{\lambda} = \frac{4(1,4615)(125\mu m)^2}{1580nm} = 56.5 \text{ mm}$$

Entonces cortamos 5 secciones No-Core de  $56,5\text{mm}$  para cubrirlas con diferentes longitudes del polímero PDMS. El proceso es mezclar el PDMS con su catalizador y dejar caer poco a poco sobre el acrílico que ya estará cortada a la longitud deseada, es decir, si la longitud que queremos cubrir es de  $4\text{mm}$  debemos cortar el acrílico a  $4\text{mm}$  de largo. Una vez llevado el proceso de curado es fácil retirar el dispositivo con PDMS del acrílico, el cual se verá como en la siguiente figura. Observemos como la sección de fibra No-core está totalmente sumergida en el polímero.

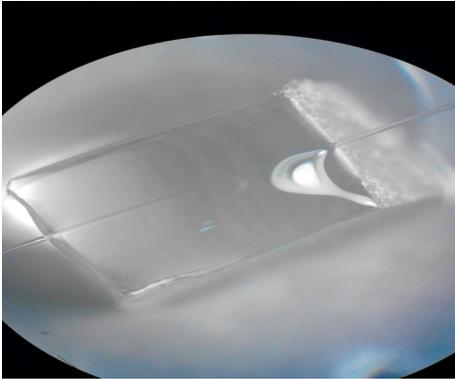


Figura 5.2: Cubierta de PDMS con acrílico.

Figura 5.3: Cubierta de PDMS sin acrílico.

Después de haber curado el PDMS en la fibra se se procede a empalmarla al arreglo diseñado de la figura 5.1. Finalmente con cada uno de los dispositivos ya cubierto seguimos todo el procedimiento ya descrito en el capítulo anterior al igual que debemos recordar todas las consideraciones que se tuvieron al momento de hacer el arreglo, como que el dispositivo MMI debe estar colocado sobre dos brazos que lo mantendrán a cierta distancia del Hot plate y que para que este totalmente tenso durante todo el tiempo en que se aumente la temperatura se debe colocar un tornillo en uno de los extremos como se ve en la figura 4.4.

Una vez colocado todo el arreglo como la figura 5.1 aumentamos la temperatura hasta los  $100^{\circ}\text{C}$  en rangos de  $25^{\circ}\text{C}$  y esperando a que se establezca la temperatura en un tiempo de 15 a 20 minutos. Repitiendo todos estos pasos con cada una de las demás secciones, como resultado se obtuvieron las siguientes gráficas.

### Sin PDMS

La grafica 5.4 corresponde al arreglo con el MMI sin PDMS, es decir que la sección NCF tiene como revestimiento al aire. Vemos en la grafica que la temperatura inicial está centrada en  $1586,95\text{nm}$  a  $25^{\circ}\text{C}$  y al término de la medición se desplaza hacia la derecha terminando en  $\lambda_{\text{pico}} = 1588,02$  a  $100^{\circ}$ , lo que nos muestra que nuestro dispositivo tiene una estabilidad de  $1,07\text{nm}$ .

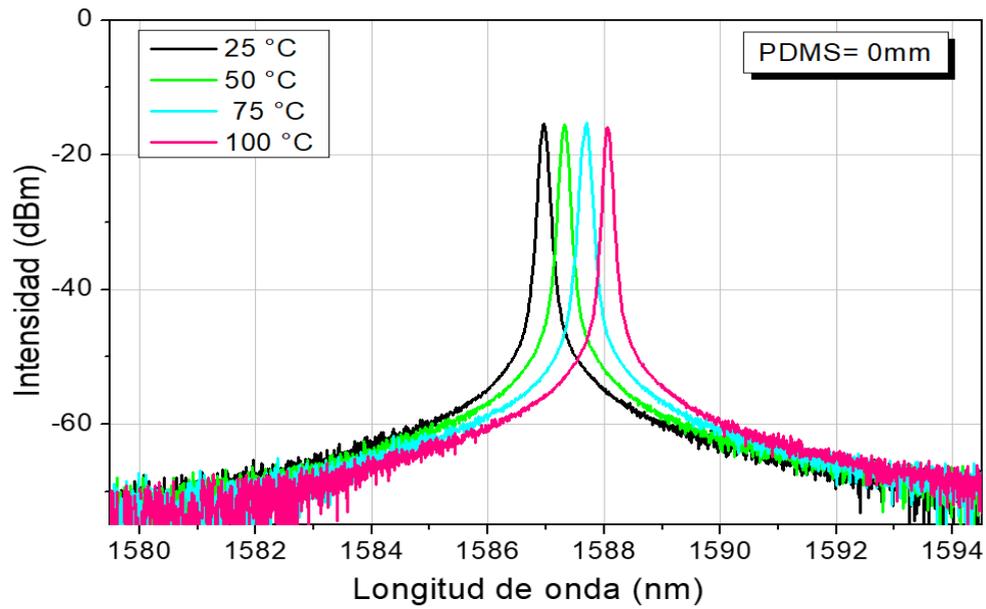


Figura 5.4: Respuesta espectral con  $L=56.5\text{mm}$  para  $\lambda = 1580\text{nm}$ , sin PDMS.

### PDMS 2mm

En la figura 5.5 la sección NCF esta cubierta con PDMS tan solo 2mm, centrado en  $1587,56\text{nm}$  a  $25^\circ\text{C}$  y al término de los  $100^\circ\text{C}$  se desplaza ligeramente hacia la derecha hasta llegar a  $1588,16\text{nm}$ , aproximadamente  $0,56\text{nm}$  es la mitad de lo que se desplaza la longitud de onda cuando no está cubierta.

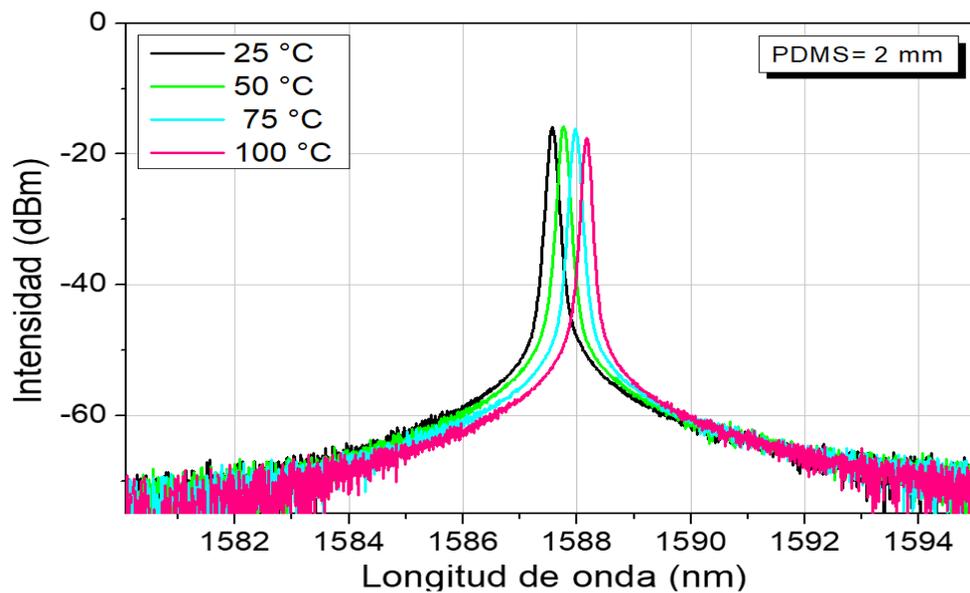


Figura 5.5: Respuesta espectral para la cubierta de PDMS=2mm.

**PDMS = 4mm**

En la siguiente gráfica (figura 5.6), se cubre solo 4mm de la sección NCF con PDMS, entonces la respuesta espectral que se obtiene es un desplazamiento de la longitud de onda pico hacia la izquierda en  $\lambda = 1588,74nm$  casi imperceptible y con una estabilidad de  $0,04nm$ .

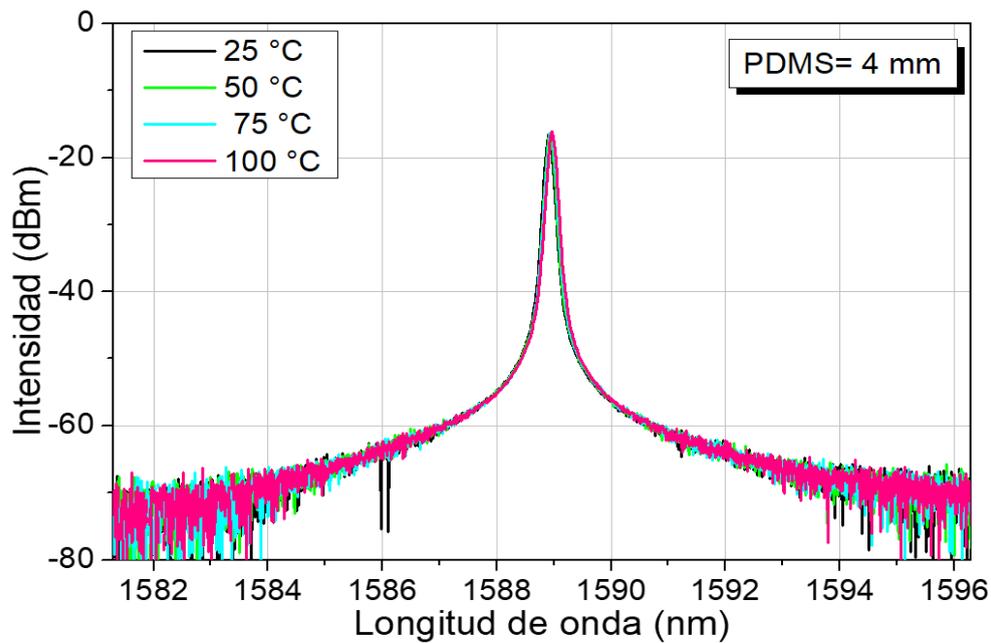


Figura 5.6: Respuesta espectral para la cubierta de PDMS=4mm.

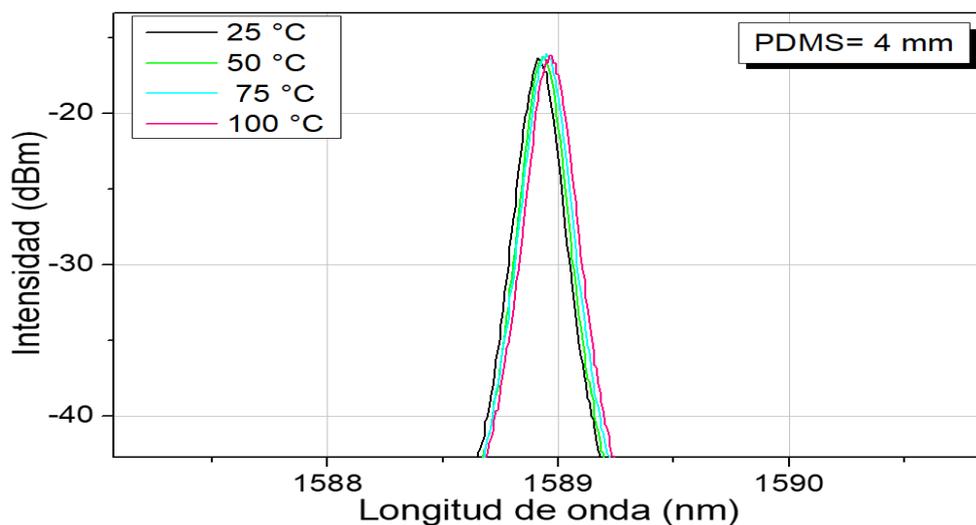


Figura 5.7: Ampliación de la respuesta espectral para la cubierta de PDMS=4mm.

Para el caso de la figura 5.8 se vuelve a fabricar un dispositivo MMI, pero ahora modificamos la longitud de la sección NCF tomándola como  $L = 56mm$  para  $\lambda = 1580nm$ ,

en la gráfica de la figura 5.8 podemos observar que cuando la longitud cubierta de PDMS es de 5.2mm la emisión del láser prácticamente permanece invariable  $\lambda = 1593,33nm$  y se muestra un acercamiento a los picos de la emisión del láser. Mientras que para el caso de la gráfica de la figura 5.9 se cubre completamente la sección NCF y se puede notar como se desplaza la longitud de onda pico hacia la izquierda  $0,60nm$  aproximadamente.

**PDMS = 5.2mm**

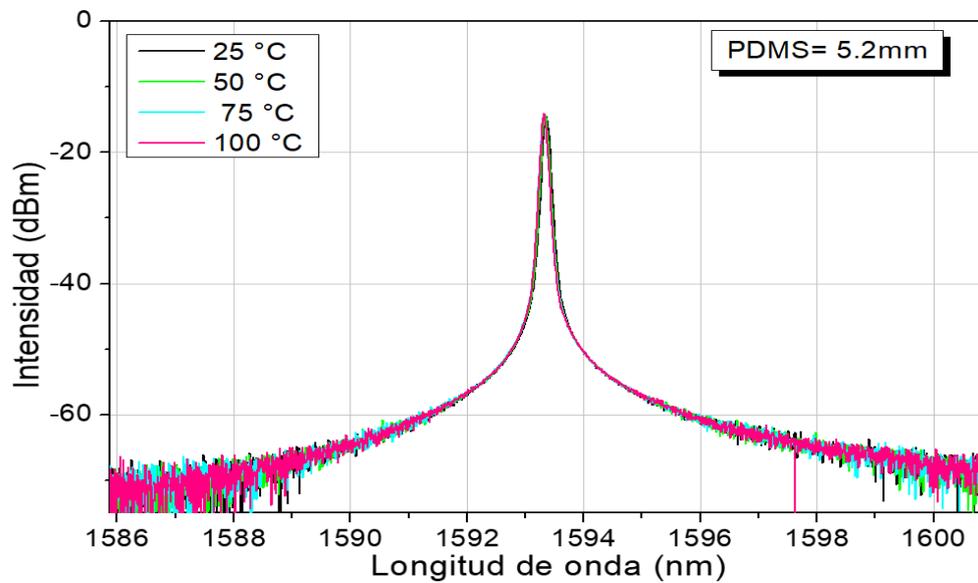


Figura 5.8: Respuesta espectral para la cubierta de PDMS=5.2mm y 8mm

**PDMS = 8mm**

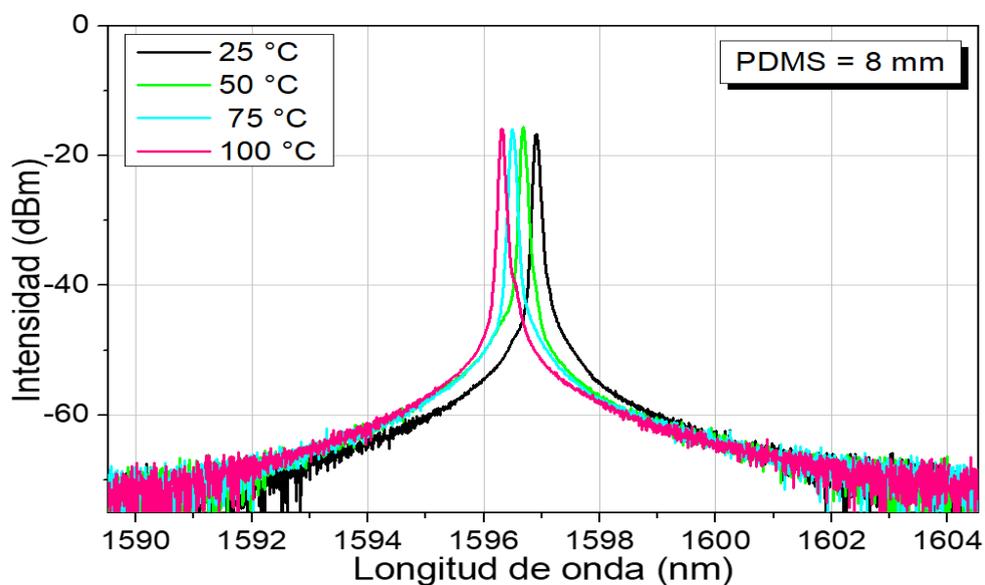


Figura 5.9: Respuesta espectral para la cubierta de PDMS=5.2mm y 8mm

La figura 5.10 resume el desplazamiento neto de la longitud de onda de la cavidad láser en anillo con respecto a la temperatura obtenida para las estructuras con cubiertas de PDMS a diferentes longitudes. Dado que el desplazamiento neto de la longitud de onda varía linealmente con la temperatura, la dependencia térmica de la configuración experimental se puede calcular directamente desde la pendiente. Como se muestra en la figura 5.9, para una longitud de  $5,2\text{mm}$ , los efectos térmicos prácticamente se cancelan. Nuestros resultados experimentales muestran que la respuesta térmica del dispositivo, es decir, el desplazamiento de longitud de onda por unidad de temperatura, es solo  $-0,1\text{pm}/^\circ\text{C}$ .

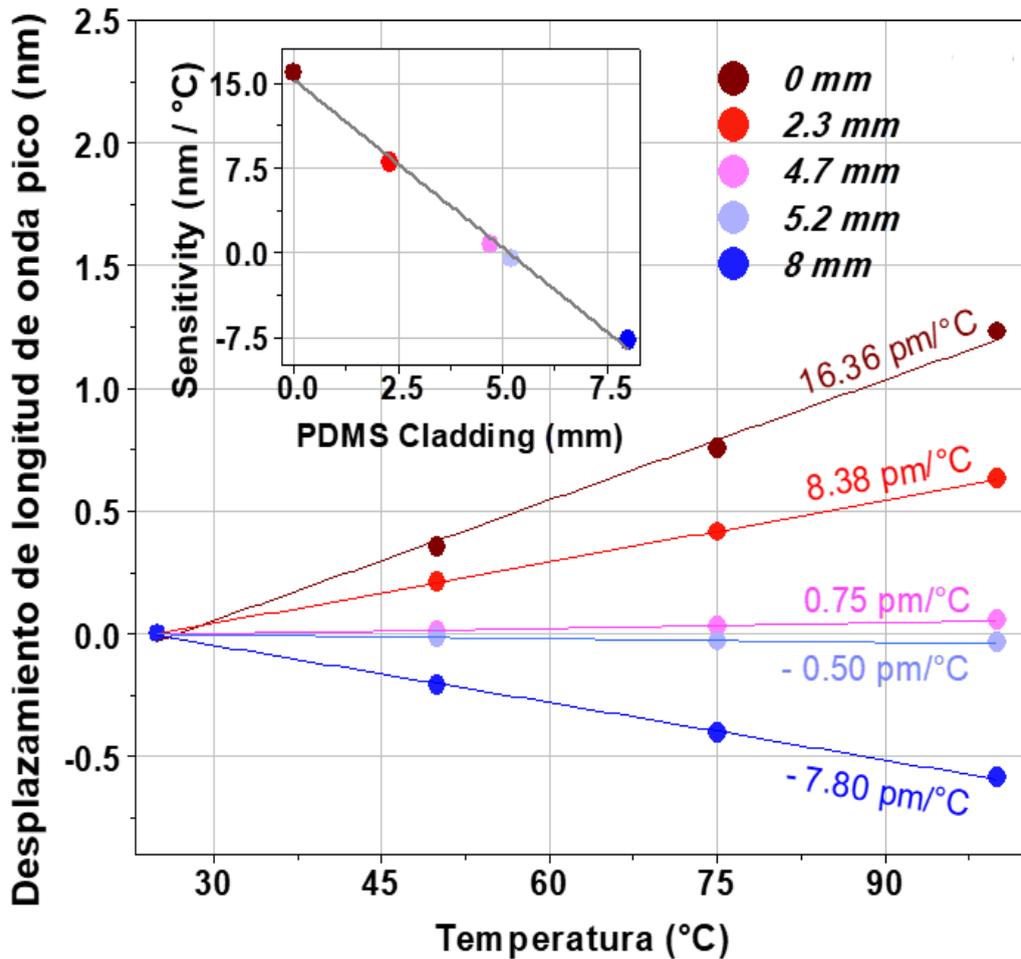


Figura 5.10: Desplazamiento de la longitud de onda de una cavidad láser de anillo de fibra dopada con Erblio con respecto a la temperatura obtenida para las estructuras con cubiertas de PDMS a diferentes longitudes

# Capítulo 6

## Conclusión

Existen muchas aplicaciones tanto industriales como científicas en las que se requiere de instrumental de operación robusta ante fluctuaciones de temperatura en casos en los que es difícil, si no imposible, tener control sobre este factor. En sistemas de control de calidad en la industria, en sistemas de monitoreo ambiental, el monitoreo de salud de estructuras en ingeniería civil, en aplicaciones militares, etc., constantemente se recurre al uso de equipo de aislamiento adicional, o bien al uso de sistemas activos de control de temperatura tales como calentadores/enfriadores que son colocados principalmente en la zona de operación del instrumental y a veces suele de gran tamaño quitándole practicidad al sistema.

Es por lo anterior que se ha desarrollado dispositivos de auto-compensación térmica, siendo ésta la motivación central del trabajo de tesis que ha sido presentado. Nos hemos enfocado en el uso de la tecnología de fibra óptica debido a sus ventajas significativas que le han valido su rápida aceptación en un vasto campo de aplicaciones en las que su contra parte electrónica se ve limitada.

Se ha demostrado la completa auto-compensación térmica de un dispositivo de fibra óptica. El dispositivo empleado consistió de un dispositivo de MMI, ampliamente empleado en el diseño de láseres y sensores ópticos debido a su respuesta típica en forma de filtro de longitudes de onda. El método propuesto, fue basado en el uso de un recubrimiento polimérico por lo que se conservaron características tales como pasividad, compacidad, bio-compatibilidad, bajo costo y facilidad de fabricación. En particular, se demostró en el capítulo previo, su eficiente implementación en la estabilización térmica de un láser de anillo de fibra dopada con Erblio, alcanzándose una variación espectral de apenas  $1\text{pm}/^\circ\text{C}$ , lo cual es comparable con la estabilidad alcanzada en guías de onda plana empleados en óptica integrada, pudiéndose decir que el efecto térmico fue cancelado totalmente.

### 6.1. Trabajo a futuro.

Entre las aplicaciones derivadas del trabajo aquí presentado, podemos mencionar algunas inmediatas que se tiene contemplado realizar:

- Desarrollar un sensor de índice de refracción atérmico, lo cual será ideal para fines control de calidad de líquidos (gasolinas, alcoholes, agua para consumo humano y para uso industrial, etc.), en aplicaciones industriales en las que los sensores electrónicos se presentan el riesgo de daños por corto circuito y corrosión, principalmente.

Por otro lado, tener un sensor de índice de refracción, es especialmente útil en el diagnóstico médico en donde se requiere analizar muestras líquidas, gracias a su bio-compatibilidad.

- Medición de coeficientes termo-óptico de líquidos. Una vez que se ha cancelado el efecto termo-óptico propio de la fibra, los desplazamientos espectrales por variaciones de temperatura serán ocasionadas únicamente por el coeficiente termo-óptico del líquido, por lo que esta estructura nos permitirá el valor de coeficiente termo-óptico de líquidos. En el mercado, son muy pocos los dispositivos que permiten medir este valor, por lo que ofrecer un nuevo dispositivo con todas las ventajas de la tecnología de fibra óptica, significará un aporte importante.

Actualmente aún se tienen ciertas dificultades técnicas a superarse, como es la simplificación del arreglo experimental, a fin de disminuir costos del dispositivo final. Para esto, una opción atractiva consiste en basar las mediciones en modulaciones de potencia, en vez de modulaciones espectrales, con lo que se prescindiría del uso de un Analizador Espectral Óptico, cuyo costo oscila en el medio millón de pesos; además, no sería requerida una fuente de luz de banda ancha, sino únicamente un diodo láser a una longitud de onda particular, cuyo costo es notablemente menor. Otra dificultad, es el rango de operación logrado, siendo que más allá de  $100^{\circ}C$ , el PDMS no conserva las mismas propiedades ópticas, además de que puede ser dañado de manera irreversible por encima de este valor de temperatura, por lo que será importante contemplar otros materiales con un rango de operación mayor. No obstante, el objetivo principal se logró con eficiencia, alcanzándose un alto grado de estabilidad ante fluctuaciones térmicas ambientales.

# Bibliografía

- [1] GLENN D. BOREMAN, *Fundamentos Electro-Óptica para ingenieros.*, Ed. Society of Photo Optical, 1 de julio de 1999.
- [2] N. Y. WINNIE, J. MICHEL, Y L. C. KIMERLING, *Athermal high index contrast waveguide design*, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 20, pp. 885-887, 2008.
- [3] A. MEHTA, W. S. MOHAMMED, Y E. G. JOHNSON, *Multimode interference based fiber optic displacement sensor*, IEEE Photon. Technol. Lett. 15, 1129-1131, (2003).
- [4] JOSÉ RODRÍGUEZ GARCÍA, *Fundamentos de óptica geométrica*, Servicio de publicaciones de la universidad de Oviedo, 1997.
- [5] PROF. ESTEBAN SANCHIS, JUAN B. EJEJA, *Guías de onda*, Universidad de Valencia, Noviembre 2008.
- [6] MARK FOK, *optica propierties of solid*, Departamento de Física y Astronomía, Oxford, 2001.
- [7] GERMÁN DRAZER, GERARDO CALLEGARI, *Fabricación de Dispositivos*, Parte Práctica – Curso Microfluídica. Universidad de Buenos Aires exactas. Departamento de Física.
- [8] H. NISHIHARA, M. HARUNA, Y T. SUHARA, *Optical Integrated Circuits*. McGraw-Hill, New York, 1989.
- [9] G. GHOSH, *Handbook of Thermo-Optic Coefficients of Optical Materials with Applications*. San Diego: Academic, 1998.
- [10] ESAU ARAIZA REYNA, *Análisis de guías de onda ópticas y dispositivos de óptica integrada mediante simulaciones*, San Luis Potosí, 2007.
- [11] Y. KOKUBUN, M. TAKIZAWA Y S. TAGA, *Three-dimensional athermal waveguides for temperature independent lightwave devices*. ELECTRONICS LETTERS, July 1994 Vol. 30 Num 15.
- [12] Y. INOUE, A. KANEKO, F. HANAWA, H. TAKAHASHI, K. HATTORI, Y S. SUMIDA, *Athermal silica-based arrayed-waveguide grating*, Electron. Lett., vol. 33, pp. 1945–1946, 1997.
- [13] ENBANG LI, *Temperature compensation of multimode interference based fiber devices*. OPTICS LETTERS / Vol. 32, No. 14 / July 15, 2007

- 
- [14] LIU, X.; ZHANG, X.; CONG, J.; XU, J.; CHEN, K. *Demonstration of etched cladding fiber Bragg grating-based sensors with hydrogel coating*. Sens. Actuators B Chem. 2003, 96, 468–472.
- [15] S. M. TRIPATHI, A. KUMAR, M. KUMAR, AND W. J. BOCK, *Temperature-insensitive fiber-optic devices using multimode interference effect*, Opt. Lett. 37(22), 4570–4572 (2012).
- [16] S. M. TRIPATHI, A. KUMAR, M. KUMAR, Y W. J. BOCK, *Temperature insensitive single mode-multimode-single mode fiber optic structures with two multimode fibers in series*, Optics letters, vol. 39, pag. 3340-3343, 2014.
- [17] TALBOT, H. F.- PHIL. MAG, 1836, 9, 401.
- [18] K. PATORSKI, *The self-imaging phenomenon and its applications*, Prog. Opt. 27 (1989)
- [19] WOLKFKE, M. *Allgemeine Abbildungstheorie selbstleuchtender und nicht selbstleuchtender Objekte*, Ann. Phys. (Germany) 34, 569-610
- [20] COWLEY, J AND MOODIE, A. Proc. Phys. Soc., 1957, B70,497.
- [21] MONTGOMERY W. D. 1967 J. Opt. Soc. Am 57 772.
- [22] BERGMANN, K., *Der Untraschall und seine Awehdinug in Wissenschaft und Tecnik*, Hirzel, Stuttgart.
- [23] ROGERS, G. L., *Fourier images in electron microscopy and their possible misinterpretation*, J. Microsc. 1969, 89, 121.
- [24] J. R. LEGER AND M. A. SNYDER, *Real-time Depth Measurement and Display Using Fresnel Diffraction and White-light Processing*, Appl. Opt. 23, 1655-1670 (1984).
- [25] H.H. SOLAK. *Nanolithography with coherent extreme ultraviolet light*. J. Phys. D: Appl. Phys, (39), 2006.
- [26] O. BRYNGDAHL, *Image formation using self-imaging techniques*, J. Opt. Soc. Am. 63, 416-419 (1973).
- [27] R. ULRICH AND G. ANKELE, *Self-imaging in homogeneous planar optical waveguides*, Appl. Phys. Lett. 27, 337-339 (1975).
- [28] TH. NIEMEIER AND R. ULRICH, *Quadrature outputs from fiber interferometer with 4x4 coupler* Optics Letters, Vol. 11, Issue 10, pp. 677-679 (1986)
- [29] R. M. JENKINS, R. W. J. DEVEREUX, AND J. M. HEATON, *A novel waveguide Mach-Zehnder interferometer based on multimode interference phenomena*, Optics Commun., vol. 109, pp. 410-424, Aug. 1994.
- [30] L . B. SOLDANO. F. B. VEERMAN, M. K. SMIT, B. H. VERBEEK, AND E. C. M. PENNING, *Multimode interference couplers*, Proc. Integr. Phot. Research (IPRC), Monterey, CA, Appl. 1991, p. 13, paper TuD1.
-

- 
- [31] R. VAN ROIJEN, E. C. M. PENNING, M. J. N. VAN STRALEN, T. VAN DONGEN, B. H. VERBEEK, Y J. M. M. VAN DER HEIJDEN, *Compact InP-based ring lasers employing multimode interference couplers and combiners*, Appl. Phys. Lett, vol. 64, no. 14, pp. 1753-1755, 1994.
- [32] O. BRYNGDAHL AND W. LEE, *On light distribution in optical waveguides*, J. Opt. Soc. Am. 68, 310-315 (1978).
- [33] S. W. ALLISON AND G. T. GILLIES, *Observations of and applications for self-imaging in optical fibers*, Appl. Opt. 33, 1802-1805 (1994).
- [34] R. SELVAS, I. TORRES-GOMEZ, A. MARTINEZ-RIOS, J. A. ALVAREZ-CHAVEZ, *Wavelength tuning of fiber lasers using multimode interference effects*, 14 November 2005 / Vol. 13, No. 23 / Optics Express 9439.
- [35] WALEED S. MOHAMMED, PETER W. E. SMITH, XIJIA GU, *All-fiber multimode interference bandpass filter*, September 1, 2006 / Vol. 31, No. 17 / Optics Letters.
- [36] J. G. AGUILAR-SOTO, J. E. ANTONIO-LOPEZ, J. J. SANCHEZ-MONDRAGON, P. LIKAMWA, J. A. ARREDONDO-LUCIO Y D. A. MAY-ARRIOJA. *Multimode Interference Fiber Optic Temperature Sensor*, Latin America Optics and Photonics.
- [37] QIAN WANG, GERALD FARRELL, *All-fiber multimode-interference-based refractometer sensor: proposal and design*, Febrero 1, 2006 / Vol. 31, No. 3 / Optics Letters.
- [38] L. B. SOLDANO Y E.C.M. PENINGS, *Optical multimode interference devices based on self-imaging - principles and applications*, Journal of Lightwave Tecnology. 13, pag 615-627, 1995.
- [39] D.C CHANG Y E.F. KUEDTER, *A hybrid method for paraxial beam propagation in multimode optical waveguides*, trans microwave Theory tech. 29, pag. 923-933. 1981.
- [40] J. YAMAUCHI, T. ANDO, H. NAKADO, *Propagating beam analysis of optical waveguides*, Electronics Letters, 27, pag 1663-1665, 1990.
- [41] HUNSPERGER, ROBERT G., *Integrated Optics: Theory and Technology*, 6th ed., Springer Verlag, 2009.
- [42] N. S. KAPANY AND J. J. BURKE, *Optical Waveguides*. New York: Academic, 1972.
- [43] J.G.AGUILAR SOTO. *Desarrollo de dispositivos Fotónicos optofluídicos*. Tesis de doctorado. INAOE. (2011).
- [44] X. ZHU, A. SCHÜLZGEN, H. LI, L. LI, L. HAN, J. V. MOLONEY, Y N. PEYGHAM-BARIAN, *Detailed investigation of self-imaging in largecore multimode optical fibers for application in fiber lasers and amplifiers*, Opt. Express, Vol. 16, No. 21 16632.
- [45] QIAN WANG, GERALD FARRELL, Y WEI YAN, *Investigation on Single Mode - Multimode-Single Mode Fiber Structure*, J. Lightwave Technol. 26, 512-519 (2008).
- [46] M. R. PAIAM AND R. I. McDONALD, *A 12-channel phased-array wavelength multiplexer with multimode interference couplers*, Photon. Technol. Lett. 10, pp. 241-243, 1998.
-

- 
- [47] K. HASSAN, C. SCIANCALEPORE, J. HARDUIN, T. FERROTTI, S. MENEZO Y B. B. BAKIR, *Toward athermal silicon on insulator (de) multiplexers in the O-band*, Optics letters, vol. 40, pag 2641-2644, 2015.
- [48] J. R. GUZMAN-SEPULVEDA, J. J. SANCHEZ-MONDRAGON, Y D. A. MAY-ARRIOJA, *Design and analysis of athermal multimode interference devices for wavelength stabilization*, in Frontiers in Optics (Optical Society of America, 2013), paper FW1B. 3.
- [49] B.-B. LI, Q.-Y. WANG, Y.-F. XIAO, X.-F. JIANG, Y. LI, L. XIAO, *On chip, high-sensitivity thermal sensor based on high-Q polydimethylsiloxane-coated microresonator*, Applied Physics Letters, vol. 96, p. 251109, 2010.
- [50] H. YANG, S. WANG, K. MAO, G. LI, AND J. WANG, *Numerical Calculation of Seawater Temperature Sensing Based on Polydimethylsiloxane-Coated Microfiber Knot Resonator*, Optics and Photonics Journal, vol. 2014, 2014.
- [51] Y. PARK, S.-T. LEE, Y C.-J. CHAE, *A novel wavelength stabilization scheme using a fiber grating for WDM transmission*, Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 10, pag. 1446-1448, 1998.
- [52] M. ICHIOKA, J. ICHIKAWA, Y. KINPARA, T. SAKAI, H. OGURI, Y K. KUBODERA, *Athermal wavelength lockers using fiber Bragg gratings*, in *Fibre and Optical Passive Components*, Proceedings of 2002 IEEE/LEOS Workshop on, 2002,pag. 208-212.
- [53] Y.-L. LO Y C.-P. KUO, *Packaging a fiber Bragg grating without preloading in a simple athermal bimaterial device*, Advanced Packaging, IEEE Transactions on, vol. 25, pag. 50-53, 2002.
- [54] V. RAGHUNATHAN, N. Y. WINNIE, J. HU, T. IZUHARA, J. MICHEL, Y L. KIMERLING, *Athermal operation of silicon waveguides: spectral, second order and footprint dependencies*, Optics express, vol. 18, pag. 17631-17639, 2010.
- [55] P. ALIPOUR, E. S. HOSSEINI, A. A. EFTEKHAR, B. MOMENI, Y A. ADIBI, *Athermal performance in high Q polymer-clad silicon microdisk resonators*, Optics letters, vol. 35, pag. 3462-3464, 2010.
- [56] J. BOVINGTON, S. SRINIVASAN, Y J. E. BOWERS, *Athermal laser design*, Optics express, vol. 22, pp. 19357-19364, 2014.
- [57] M. UENUMA Y T. MOTOOKA, *Temperature-independent silicon waveguide optical filter*, Optics letters, vol. 34, pp. 599-601, 2009.
- [58] W. S. MOHAMMED, A. MEHTA, AND E. G. JOHNSON, *Wavelength tunable fiber lens based on multimode interference*, J. Lightwave Technol. 22, 469-477, (2004).
- [59] H. HUANG, S. T. HO, D. HUANG, Y. TU Y W. LIU, *Diseño de guía de ondas con disposición independiente de la temperatura rejillas basadas en la combinación de múltiples tipos de guía de ondas*, Appl. Optar. 49 (16), 3025 - 3034 (2010).
-

- 
- [60] MM MILOŠEVIC, N. G. EMERSON, F. Y. GARDES, X. CHEN, A. A. ADIKAARI, Y G. Z. MASHANOVICH, *Athermal waveguides for optical communication wavelengths*, Opt. Lett. 36(23), 4659–4661 (2011).
- [61] J. H SCHMID, M. IBRAHIM, P. CHEBEN, J. LAPOINTE, S. JANZ, PJ BOCK, A. DENSMORE, B. LAMONTAGNE, R. MA, W. N. YE, Y DX XU, *Temperature-independent silicon subwavelength grating waveguides*, Opt. Letón. 36 (11), 2110-2112 (2011)
- [62] J. H SCHMID, M. IBRAHIM, P. CHEBEN, J. LAPOINTE, S. JANZ, PJ BOCK, A. DENSMORE, B. LAMONTAGNE, R. MA, W. N. YE, Y DX XU Y W.N. YE, *Athermal silicon waveguides with bridged subwavelength gratings for TE and TM polarizations*, Opt. Express 20 (16), 18356-18361 (2012).
- [63] V. RAGHUNATHAN, *Athermal photonic devices and circuits on a silicon platform*, (Massachusetts Institute of Technology, 2013).
- [64] KWANG TAEK KIM, IN SOO KIM, CHERL-HEE LEE Y JONGHUN LEE, *A Temperature-Insensitive Cladding-Etched Fiber Bragg Grating Using a Liquid Mixture with a Negative Thermo-Optic Coefficient* Sensors 2012, 12, 7886-7892
- [65] M. A. FUENTES-FUENTES, D. A. MAY-ARRIOJA, J. R. GUZMAN-SEPULVEDA, M. TORRES-CISNEROS, Y J. J. SÁNCHEZ- MONDRAGÓN, *Highly sensitive liquid core temperature sensor based on multimode interference effects*, Sensors (Basel) 15(10), 26929–26939 (2015).
- [66] HIDENOBU HIROTA, MIKITAKA ITOH, MANABU OGUMA, Y YOSHINORI HIBINO, *Athermal Arrayed-Waveguide Grating Multi/Demultiplexers Composed of TiO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub> Waveguides on Si*, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 17, NO. 2, FEBRUARY 2005.
- [67] HÉCTOR L. MANCINI, *LÁSERES, Aplicaciones y Optoelectrónica PRIMERA PARTE EL LÁSER: Conceptos Básicos*
- [68] EMMANUEL DESURVIRE AND JAY R. SIMPSON, *Amplification of Spontaneous Emission in Erbium Doped Single-Mode Fibers*, Journal of lightwave technology, vol. 7, no. 5, may 1989
- [69] WEN ZHU, LI QIAN, AMR S. HELMY, IMPLEMENTATION OF THREE FUNCTIONAL DEVICES USING ERBIUM-DOPED FIBERS: AN ADVANCED PHOTONICS LAB Department of Electrical and Computer Engineering, University of Toronto, Canada
-