



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE CHIAPAS
FACULTAD DE CIENCIAS EN FÍSICA Y
MATEMÁTICAS

**Medición del coeficiente
termo-óptico de líquidos mediante
fibra óptica.**

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
Maestro en Ciencias Físicas

PRESENTA:
Pedro Marcos Velasco Bolom

DIRECTOR DE TESIS
DR. VICTOR IVÁN RUIZ PÉREZ

CODIRECTOR DE TESIS
DR. ARIEL FLORES ROSAS

Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, Mayo de 2019





UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE CHIAPAS
FACULTAD DE CIENCIAS EN FÍSICA Y MATEMÁTICAS
DIRECCIÓN
CONTROL ESCOLAR POSGRADO



Tuxtla Gutiérrez, Chiapas
16 de mayo de 2019
Oficio No. FCFM/0224/19

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:

“MEDICIÓN DEL COEFICIENTE TERMO-ÓPTICO DE LÍQUIDOS MEDIANTE FIBRA ÓPTICA”.

Ha sido aceptado para sustentar el Examen de Grado de Maestro en Ciencias Física del Lic. **Pedro Marcos Velasco Bolom** con matrícula escolar: PS802.

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



**DIRECCIÓN
FCFM**

Director

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

*Dedicado a
toda mi familia,
especialmente a mi **madre**.*

AGRADECIMIENTOS.

Quiero agradecer a todos los que hicieron posible este logro que no es sólo mío y que hicieron permisible culminar este trabajo de investigación.

A mi asesor de tesis el Dr. Victor Iván Ruiz Pérez por aceptarme para realizar este trabajo bajo su dirección. Por su apoyo, confianza y conocimiento científico brindado para la culminación de este trabajo.

A mis padres y hermanos por todo el apoyo que me han brindado para mi formación personal y profesional.

A la Facultad de Ciencias en Física y Matemáticas por haberme aceptado ser parte de ella, a los diferentes profesores que me brindaron sus conocimientos necesarios para culminar esta etapa de mi formación académica. A mis compañeros del posgrado por su apoyo incondicional.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por fomentar el desarrollo científico y apoyar al desarrollo de grandes ideas.

RESUMEN.

La dependencia del índice de refracción con la temperatura, definido como el coeficiente termo-óptico (CTO), tiene aplicaciones importantes, principalmente en la caracterización de materiales ópticos. La constante aparición de materiales novedosos, hace requerir de métodos de medición del coeficiente termo-óptico, cuya operación sea simple, robusta y de alta eficiencia. La fibra óptica ha demostrado ser desde su creación un elemento eficiente para la detección y medición de variables físicas y químicas, además de transmitir información a grandes distancias con alta calidad, características que han sido explotadas en la creación de sensores ópticos exitosamente.

En este trabajo se presenta el desarrollo de un dispositivo de fibra óptica para la medición del coeficiente termo-óptico (CTO) de muestras líquidas. El principio óptico de operación se basa en el efecto de interferencia multimodal generado en una pequeña sección de fibra óptica multimodo alimentada por una señal óptica proveniente de una fibra monomodo. Las configuraciones basadas en fibras multimodo han demostrado ser altamente sensibles a variaciones en el índice de refracción del medio exterior debido a la fuerte interacción entre los modos de alto orden con el medio externo a través su campo evanescente. Como parte esencial del trabajo aquí presentado, se demuestra que es posible medir directamente el CTO de líquidos utilizando un dispositivo de fibra óptica auto-compensado termo-ópticamente. El método de compensación termo-óptica del dispositivo se logró mediante un recubrimiento polimérico cuyo valor de CTO fue opuesto al de la fibra óptica,

colocado sobre una sección de fibra multimodo sin revestimiento a lo largo de una longitud necesaria para una completa compensación. Una vez lograda la cancelación de los efectos termo-ópticos del dispositivo, el CTO de líquidos es obtenido colocando una pequeña muestra del líquido sobre el elemento sensible y midiendo el desplazamiento espectral por unidad de temperatura producido al variar la temperatura de manera controlada dentro de un rango pequeño. El valor obtenido es multiplicado por el inverso del desplazamiento espectral por unidad de índice de refracción, con lo que se determina el valor de CTO de la muestra.

La factibilidad del método propuesto se demuestra midiendo el CTO de muestras de diferentes líquidos: agua des-ionizada, etanol, etilenglicol y líquidos calibrados de la compañía Cargille[®], obteniéndose valores similares a los reportados en la literatura. Es digno de resaltar la gran facilidad de fabricación del dispositivo propuesto, requiriéndose únicamente dos empalmes simples de fibras típicas de bajo costo mediante una empalmadora de funciones básicas, con lo que se disminuye enormemente el costo del dispositivo final, sin sacrificar sensibilidad.

GLOSARIO.

Calibración: Es el proceso de comparar los valores obtenidos por un instrumento de medición con la medida correspondiente de un patrón de referencia (o estándar).

Densidad: Es una magnitud escalar referida a la cantidad de masa en un determinado volumen de una sustancia o un objeto sólido.

Empalme: Crean una unión permanente entre dos fibras. Son las uniones para fijar y lograr continuidad en la fibra.

Homogéneo: Que está formado por elementos con características comunes referidas a su clase o naturaleza, lo que permite establecer entre ellos una relación de semejanza y uniformidad.

Interferencia: Es un fenómeno en el que dos o más ondas se superponen para formar una onda resultante de mayor, menor o igual amplitud.

Interferómetro: Es un instrumento óptico que emplea la interferencia de las ondas de luz para medir con gran precisión longitudes de onda de la misma luz.

Isotrópico: Que tiene propiedades que son idénticas en todas las direcciones.

Modulación: Engloba el conjunto de técnicas que se usan para trans-

portar información sobre una onda portadora.

Permeabilidad: Es la capacidad que tiene un material de permitirle a un flujo que lo atraviese sin alterar su estructura interna.

Permitividad: Describe cómo un campo eléctrico afecta y es afectado por un medio.

Polarizabilidad: Es la capacidad de la materia de formar dipolos instantáneos en respuesta dinámica a campos externos; la polarización de un material proporciona información sobre la estructura interna de una molécula.

Polímero: Son macromoléculas (generalmente orgánicas) formadas por la unión mediante enlaces covalentes de una o más unidades simples llamadas monómeros.

Propagación: Conjunto de fenómenos físicos que conducen a las ondas del transmisor al receptor.

Pseudo-imagen: Indica un parecido a formación de imágenes.

Reflexión: Es el cambio de dirección de una onda, que, al entrar en contacto con la superficie de separación entre dos medios cambiantes, regresa al medio donde se originó.

Refracción: Es el cambio de dirección y velocidad que experimenta una onda al pasar de un medio a otro con distinto índice refractivo.

Resolución: Capacidad que tiene un instrumento en sí para poder mostrar o reproducir las imágenes de dos objetos que son o están próximos en el espacio o bien en el tiempo.

Sensor: Es un dispositivo que detecta un cambio en un estímulo físico y lo transforma en una señal que puede ser registrada o medida.

Sensibilidad: Es la capacidad de un sensor de detectar la presencia o medir una variación en una magnitud.

INTRODUCCIÓN.

Dentro del campo de la óptica y la optoelectrónica, es fundamental la medición de constantes ópticas de materiales empleados en el diseño de dispositivos, principalmente para la caracterización y optimización de éstos. El coeficiente termo-óptico (CTO), es una constante óptica de gran importancia debido a que mediante ésta se determina la respuesta de los dispositivos a variaciones térmicas ambientales, factor fundamental en la evaluación de su funcionalidad en ambientes no controlados, así como en aplicaciones de sensado, bien sea la temperatura la variable de interés o se busque reducir o eliminar su dependencia de ésta. Se han hecho importantes esfuerzos para la creación de nuevos métodos de determinación del CTO que operen particularmente en el rango espectral del infrarrojo, debido a que las grandes industrias tales las comunicaciones ópticas trabajan casi exclusivamente en este rango.

Por definición, el valor del CTO de un material está determinado por la variación en su índice de refracción n correspondiente a una variación en la temperatura T para una longitud de onda λ específica, cuya expresión más simple es $dn(\lambda)/dT$. Esta variación en el índice de refracción en función de la temperatura se traduce en efectos tales como desplazamientos espectrales y/o variaciones de potencia, por lo que conociendo el grado de variación de estos efectos, se puede conocer el valor del *CTO* de materiales [1].

Las mediciones del cambio en el índice de refracción como una función de

la temperatura de cristales y otros materiales ópticos fueron informadas por varios grupos [2-10]. Micheli [2] midió los coeficientes termo-ópticos del cristal Cuarzo para varias longitudes de onda desde 0.202 hasta 0.643 μ m. Hobden y Warner [5] midieron la dependencia de la temperatura de los índices de refracción de niobato de litio puro. En este caso, los índices de refracción se midieron mediante la técnica de desviación mínima a ocho temperaturas de 19 a 374 $^{\circ}$ C usando siete líneas prominentes de una lámpara de descarga de helio. Phillips [6] utilizó una mezcla de clorobenceno sólido y líquido, CO₂ sólido - alcohol etílico y un bromuro de metilo sólido y líquido para medir los índices de refracción de dihidrogenofosfato de amonio, dihidrogenofosfato de potasio, y dihidrogenofosfato de potasio deuterado.

Recientemente algunos equipos sofisticados se han utilizado para medir el CTO de materiales [9]. Pero el principio básico es la medición del ángulo de desviación mínima con la temperatura. Hoy en día, algunos láseres se utilizan adicionalmente como fuente de luz, y algunos detectores eficientes también se utilizan tanto en la región ultravioleta como en el infrarrojo. Además, se usan nitrógeno líquido y helio líquido como refrigerantes. La temperatura del horno está controlada por un controlador de temperatura. La temperatura de la muestra de medición se controla con precisión mediante termopares unidos arriba y debajo de la muestra.

Lipson y otros [11] han informado una técnica de interferometría láser para medir el coeficiente termo-óptico de algunos monocristales de flúor en un rango de temperatura de 20 a 80 $^{\circ}$ C. Simultáneamente, Harris y otros [12] utilizaron esta técnica para determinar los coeficientes termo-ópticos de algunos materiales ópticos en un rango de temperatura de 25 a 65 $^{\circ}$ C. Recientemente, un interferómetro de tipo Fabry-Perot es descrito por Jewell y otros [13] para medir simultáneamente el coeficiente de expansión térmica, α , y dn/dT para materiales ópticos transparentes.

En años recientes se ha popularizado el uso de fibra óptica como una alternativa para la medición de coeficiente termo-óptico de materiales usando configuraciones Fabry-Perot y Mach-Zender [14-15], así como el principio de interferencia multimodal (MMI, por sus siglas en inglés) [16].

A diferencia del método convencional de desviación mínima donde se usa un prisma óptico, los trabajos reportados basados en fibra óptica usan

detectores de potencia o un analizador espectral para medir desplazamientos espectrales y con ellos establecer el cálculo del coeficiente termo-óptico. Dentro de la configuración de sensores Fabry-Perot y Mach-Zender podemos remarcar que su fabricación no es tan simple puesto que se requiere de equipo complejo y de alto costo para realizar una cavidad Fabry-Perot o para el empalme de fibras especiales.

En el presente trabajo se muestra una alternativa en la propuesta de un sensor de fibra óptica basado en interferencia multimodal de fácil fabricación ya que no requiere de empalmadoras más sofisticadas, porque se usa fibra óptica comercial y con ello se reduce en el costo de fabricación del dispositivo final; sus mediciones se pueden realizar ya sea mediante desplazamiento espectral usando un analizador espectral o bien, por modulaciones de intensidad usando simplemente un detector de potencia.

La configuración final fue optimizada en función de la sensibilidad y el costo del dispositivo final, considerando el material empleado, equipo de fabricación y esquema de interrogación de la señal.

ÍNDICE GENERAL

Agradecimientos	II
Resumen	III
Glosario	V
Introducción	VII
1. Teoría general de fibras ópticas y sensores.	1
1.1. Conceptos generales de fibras ópticas.	1
1.1.1. Ecuaciones de Maxwell y modos de la fibra óptica.	4
1.2. Medición de coeficiente termo-óptico de líquidos mediante fi- bra óptica.	10
1.2.1. Sensor de fibra óptica.	10
1.2.2. Tipos de sensores de fibra óptica interferométricos.	11
1.2.3. Sensor interferométrico Fabry-Perot.	12
1.2.4. Sensor interferométrico Mach- Zender	14
1.2.5. Sensor basado en interferencia multimodal.	17
2. Interferencia multimodal en fibras ópticas.	18
2.1. Fundamentos de interferencia multimodal.	18
2.1.1. El principio de auto-imagen.	19
2.1.2. Interferencia multimodal en guías de onda.	19

2.1.3.	Constante de propagación.	20
2.1.4.	Análisis de propagación de modos guiados.	22
2.2.	Parámetros de diseño de un sensor de fibra óptica basado en interferencia multimodal.	26
2.2.1.	Efecto de auto-imagen.	28
2.3.	Simulación de la propagación del campo óptico en un dispositivo de MMI.	30
3.	Medición de Coeficiente Termo-Óptico mediante un dispositivo de MMI de fibra óptica.	32
3.1.	Índice de refracción.	32
3.2.	Coeficiente Termo-Óptico.	33
3.3.	Incorporación del CTO en la teoría de MMI.	36
3.4.	Método polimérico de cancelación del efecto termo-óptico en un dispositivo de MMI.	38
3.5.	Determinación del coeficiente termo-óptico de líquidos mediante un dispositivo de MMI de fibra óptica.	41
4.	Resultados experimentales.	42
4.1.	Fabricación de la estructura MMI.	42
4.2.	Caracterización del arreglo experimental.	46
4.3.	Prueba de temperatura del dispositivo MMI.	48
4.4.	Compensación térmica del dispositivo.	51
4.5.	Pruebas de temperatura del dispositivo MMI después de la compensación térmica.	54
4.6.	Calibración del dispositivo MMI.	57
4.7.	Medición experimental del factor $\frac{d\lambda}{dT}$	60
4.7.1.	Etilenglicol	60
4.7.2.	Agua des-ionizada.	62
4.7.3.	Etanol	64
4.7.4.	Cargille Liquid $n_D = 1,370$	66
4.7.5.	Cargille Liquid $n_D = 1,300$	68
4.8.	Cálculo del coeficiente termo-óptico de líquidos.	70
5.	Conclusiones y trabajos a futuro.	73
5.1.	Trabajos a futuro.	75

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1.	Diagrama de una sección transversal de una fibra de índice escalonado, que muestra el sistema de coordenadas, los índices de refracción y los radios del núcleo a_1 y el revestimiento a_2	2
1.2.	Componentes básicos de un sensor de fibra óptica	11
1.3.	(a) sensor extrínseco de FPI formando una cavidad de aire externa, y (b) sensor de FPI intrínseco formado por dos componentes reflectantes, R1 y R2, a lo largo de una fibra.	13
2.1.	Representación bidimensional de una guía de onda multimodal de índice escalonado; (efectivo) índice de perfil lateral (izquierda), y vista desde arriba de los límites de la cresta y el sistema de coordenadas (derecha).	20
2.2.	Ejemplo de perfiles de campo lateral de amplitud normalizada $\Phi_v(y)$, correspondiente a los primeros 9 modos guiados en una guía de onda multimodal de índice escalonado.	21
2.3.	Arreglo de un dispositivo MMI.	27
2.4.	(a) Propagación de la luz en un dispositivo de fibra MMI a 1550 nm usando solo MMF sólido y (b) respuesta espectral del dispositivo MMI.	30
4.1.	Esquema de arreglo para el corte de precisión de fibras.	43
4.2.	Estructura MMI, con fibra NCF de $L = 14,55 \text{ mm}$ en el centro.	44
4.3.	Arreglo experimental	45

4.4.	Espectro del láser superluminescente centrado en 1550 <i>nm</i> , con un ancho espectral de 200 <i>nm</i>	46
4.5.	Respuesta del filtro MMI, logrado a partir de una NCF de longitud $L = 12,55$ <i>mm</i> , se observa un mínimo pronunciado en 1511,6 <i>nm</i> y un máximo en 1547,6 <i>nm</i>	47
4.6.	Arreglo para aplicar temperatura al dispositivo MMI.	48
4.7.	Fotografía del arreglo para aplicar temperatura al dispositivo MMI.	49
4.8.	Desplazamiento espectral del dispositivo MMI al aplicar temperatura.	50
4.9.	Desplazamiento espectral del dispositivo MMI al aplicar temperatura.	51
4.10.	Unidad de compensación termo-óptica totalmente sólida que consiste en un NCF parcialmente cubierto con PDMS. La estabilización se logra contrarrestando el CTO de la sección recubierta y no recubierta.	52
4.11.	Proceso de curado del PDMS.	53
4.12.	Espectro de los dispositivos recubiertos con PDMS a diferentes longitudes.	53
4.13.	Desplazamiento espectral del dispositivo MMI de hasta 26 °C hasta 85 °C., se observa el desplazamiento espectral de aproximadamente 0,2 <i>nm</i>	55
4.14.	Sensibilidad del dispositivo MMI con PDMS de 0,00338 <i>nm/°C</i> comparado con el dispositivo MMI sin PDMS de 0,0189 <i>nm/°C</i>	56
4.15.	Resultado obtenido al calibrar el dispositivo MMI, con líquidos de diferente índice de refracción.	58
4.16.	Curva correspondiente a n vs λ	59
4.17.	Desplazamiento espectral al aplicar temperatura usando etilenglicol.	60
4.18.	Cambio de la longitud de onda con respecto de la temperatura usando etilenglicol.	61
4.19.	Desplazamiento espectral al aplicar temperatura usando agua des-ionizada.	62
4.20.	Cambio de la longitud de onda con respecto de la temperatura usando agua des-ionizada.	63
4.21.	Desplazamiento espectral al aplicar temperatura usando etanol.	64
4.22.	Cambio de la longitud de onda con respecto de la temperatura usando etanol.	65

4.23. Desplazamiento espectral al aplicar temperatura usando Cargille liquid $n_D = 1,370$	66
4.24. Cambio de la longitud de onda con respecto de la temperatura usando cargille liquid $n_D = 1,370$	67
4.25. Desplazamiento espectral al aplicar temperatura usando cargille liquid $n_D = 1,300$	68
4.26. Cambio de la longitud de onda con respecto de la temperatura usando Cargille liquid $n_D = 1,300$	69
4.27. Ejemplo para el calculo de CTO del Etanol, (a) se muestra el intervalo $\Delta\lambda$ obtenido para el ΔT empleado, (b) se muestra la curva de calibración de donde se obtiene el intervalo Δn asociado a un $\Delta\lambda$	71

CAPÍTULO 1

TEORÍA GENERAL DE FIBRAS ÓPTICAS Y SENSORES.

En este capítulo desarrollaremos los conceptos teóricos básicos que explican la propagación de campos ópticos dentro de una fibra óptica, desde la perspectiva de la teoría electromagnética. Esto nos servirá de base para que en el capítulo 2 se trate a profundidad el fenómeno de formación de auto-imágenes dentro de guías de onda como una consecuencia directa del efecto de interferencia multimodal. Describiremos además, el principio básico de operación de un sensor de fibra óptica y resumiremos los trabajos reportados en la literatura de configuraciones empleadas usando fibra óptica para la determinación del coeficiente termo-óptico de diversos materiales.

1.1. Conceptos generales de fibras ópticas.

Consideraremos una geometría de fibra de índice escalonado como se muestra en la figura 1.1, donde se observa la estructura básica, compuesta por un núcleo, un revestimiento y un recubrimiento con índices de refracción n_1 , n_2 y n_3 , respectivamente. De acuerdo con la teoría de guías de ondas, la siguiente condición $n_1 > n_2 > n_3$ debe cumplirse para permitir la propagación de ondas electromagnéticas por medio de la reflexión total interna [17-18]. Sin embargo, esta condición no es completamente necesaria en otras estructuras de fibra donde la forma física de propagar las ondas se basa en

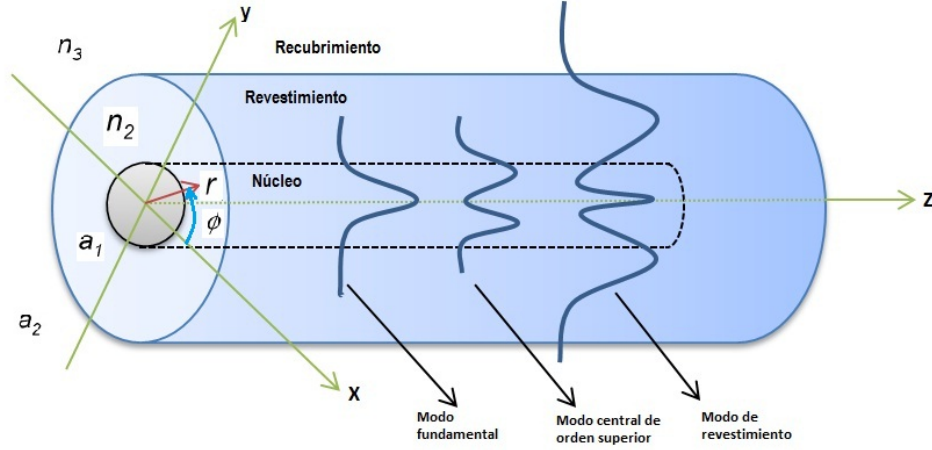


Figura 1.1: Diagrama de una sección transversal de una fibra de índice escalonado, que muestra el sistema de coordenadas, los índices de refracción y los radios del núcleo a_1 y el revestimiento a_2 .

bandgaps fotónicos [19]. Para los propósitos del presente trabajo, únicamente consideraremos el caso de propagación de ondas en fibras usando la reflexión total interna.

El esquema de fibra se da en coordenadas cartesianas (x, y, z) y polares (r, ϕ, z) . La dirección del eje z corre a lo largo de la fibra óptica. Las ondas electromagnéticas pueden propagarse a través de la fibra solo bajo ciertas condiciones impuestas por la guía de onda. Estas condiciones de guía de ondas pueden modificarse variando los parámetros estructurales de la fibra, es decir, el núcleo y el radio de revestimiento a_1 y a_2 , la longitud de onda λ de la onda electromagnética, y el valor del índice de refracción del núcleo, revestimiento y recubrimiento, respectivamente.

Estos parámetros generalmente se combinan para formar otro parámetro útil llamado frecuencia normalizada $V = \frac{2\pi a_1}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$. Como resultado, solo una cantidad específica de ondas llamadas modos guiados se puede propagar a través de la fibra. Estos modos viajan a diferentes velocidades $v = \frac{2\pi}{\beta\lambda}$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío, β es la constante de propagación efectiva definida como $\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$, y n_{eff} es el índice de refracción efectivo del modo [17, 18, 20].

De acuerdo con el valor del parámetro V , por el núcleo de la fibra óptica puede ser propagado el modo fundamental y otros modos de núcleo de orden superior. Específicamente, si $V \leq 2,405$ solo se propaga el modo fundamental, y por lo tanto la fibra se llama fibra monomodo. Los valores de n_{eff} y β para los modos del núcleo obedecen a las siguientes condiciones: $n_1 > n_{eff} > n_2$, y $\frac{2\pi n_1}{\lambda} > \beta > \frac{2\pi n_2}{\lambda}$.

Los valores de n_{eff} y β para los modos del núcleo de orden superior son inferiores a los del modo fundamental. Por otro lado, los modos de revestimiento obedecen a las siguientes condiciones: $n_2 > n_{eff} > n_3$, y $\frac{2\pi n_2}{\lambda} > \beta > \frac{2\pi n_3}{\lambda}$, y de manera similar a los modos del núcleo, los modos de revestimiento de orden superior tienen valores más bajos de n_{eff} y β que aquellos para el modo de revestimiento fundamental, respectivamente.

En los casos donde $n_{eff} < n_3$, y $\beta < \frac{2\pi n_3}{\lambda}$, existe una serie de modos que no se propagan a lo largo de la fibra y se disipan por completo en el entorno. Estos modos se llaman modos de radiación [18, 20].

En la figura 1.1 uno puede observar que los modos del núcleo están altamente confinados en el núcleo mientras que los modos del revestimiento están parcialmente confinados en el revestimiento con una porción de sus campos en el entorno. En consecuencia, un cierto valor de su energía se irradia al entorno. Esta es la razón por la que los modos de revestimiento tienen una mayor pérdida de transmisión que la de los modos del núcleo durante su propagación.

Por otro lado, la descripción física de los modos guiados en una fibra óptica se puede hacer de dos maneras, trazando rayos o resolviendo la ecuación de onda en la guía de ondas [18, 20]. Para describir la propagación de modos en este trabajo, elegimos la segunda opción.

Básicamente, la propagación de la onda electromagnética en la fibra se encuentra en el conjunto de las ecuaciones de Maxwell.

1.1.1. Ecuaciones de Maxwell y modos de la fibra óptica.

Como primera aproximación, se supone que la fibra óptica consiste en un material dieléctrico lineal, isotrópico, homogéneo, sin pérdida, sin fuentes tales como corrientes y cargas libres. Definiendo \vec{E} como el vector de campo eléctrico y $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$ como el vector de desplazamiento eléctrico (donde ϵ es la permitividad definida como $\epsilon = \epsilon_0 n^2$), así como \vec{H} el vector de campo magnético y $\vec{B} = \mu\vec{H}$ el vector de flujo magnético (siendo μ la permeabilidad con $\mu = \mu_0$), las ecuaciones de Maxwell aparecen de la siguiente manera [18, 20]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.1a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.1b)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0, \quad (1.1c)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.1d)$$

donde $\vec{E} = \vec{E}(r, \phi, z, t)$, y $\vec{H} = \vec{H}(r, \phi, z, t)$ respectivamente. Las ecuaciones de onda estándar se pueden derivar de las expresiones anteriores para estudiar los campos electromagnéticos en fibras ópticas. Particularmente, si el perfil de índice de refracción no varía con la distancia z a lo largo de la fibra, es decir, $n = n(r, \phi)$, y la onda electromagnética es una onda monocromática (con una frecuencia ω) que viaja en la dirección z , los campos \vec{E} y \vec{H} pueden escribirse en la forma:

$$\vec{E}(r, \phi, z, t) = \vec{E}(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (1.2)$$

$$\vec{H}(r, \phi, z, t) = \vec{H}(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (1.3)$$

En estas ecuaciones, los campos tienen componentes en los ejes r , ϕ y z , es decir, $\vec{E}(r, \phi) = E_r(r, \phi)\hat{r} + E_\phi(r, \phi)\hat{\phi} + E_z(r, \phi)\hat{z}$ y $\vec{H}(r, \phi) = H_r(r, \phi)\hat{r} + H_\phi(r, \phi)\hat{\phi} + H_z(r, \phi)\hat{z}$. Estas expresiones también son válidas si cambiamos las coordenadas (r, ϕ, z) a (x, y, z) . Además, si la fibra es axialmente simétrica (como suele ser el caso), entonces el índice de refracción es solo una función de la componente radial $n = n(r)$. Ahora, si tomamos el rotacional de la ecuación (1.1 a) y sustituimos la ecuación (1.1 b), obtenemos:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \epsilon\mu\omega^2 \vec{E} \quad (1.4)$$

De manera similar, si tomamos el rotacional de la ecuación (1.1 b) y sustituimos la ecuación (1.1 a), obtenemos:

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon(r)} \vec{\nabla} \times \vec{H} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H} \quad (1.5)$$

Ambas ecuaciones son muy importantes para analizar la propagación de ondas en fibras ópticas y otros tipos de guías de ondas. Dan un análisis completamente vectorial de las ondas electromagnéticas dentro de la fibra. Ambas ecuaciones tienen soluciones de campo (llamadas vectores propios de la ecuación) con ω como valor propio de las soluciones.

Es importante mencionar que la solución numérica de una de estas ecuaciones es suficiente para describir las soluciones modales de la guía de onda. El uso de cualquiera de las dos ecuaciones dependerá de los requisitos del análisis modal.

Generalmente, la mayoría de las investigaciones eligen la ecuación (1.5) debido a que el vector de campo magnético H no se modifica cuando hay altas discontinuidades en el perfil de permisividad de la guía de ondas. Es decir, en los límites de la guía de ondas, las componentes tangenciales de E y H son continuas aunque, para sus componentes normales, solo H es continua, mientras que para las componentes normales de E debe cumplirse la siguiente relación: $n_1 E_1^{normal} = n_2 E_2^{normal}$. Esta relación se deduce aplicando el teorema de divergencia a las ecuaciones (1.1 c) y (1.1 d) respectivamente [21].

Por lo tanto, E será discontinuo en los límites y, en consecuencia, la ecuación (1.4) podría ser más difícil de resolver en algunos casos [17]. Si usamos las siguientes identidades vectoriales $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E}$ y $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \epsilon_0 \nabla \cdot n^2 \vec{E} = \epsilon_0 [\vec{\nabla} n^2 \cdot \vec{E} + n^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{E}] = 0$, para la ecuación (1.4), y $\vec{\nabla} \times (n^{-2} \vec{\nabla} \cdot \vec{H}) = (\vec{\nabla} n^{-2}) \times \vec{H} + n^{-2} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H}$, y $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0$, para la ecuación (1.5), podemos obtener las siguientes expresiones:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} + \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \cdot \vec{E} \right) + k^2 \vec{E} = 0 \quad (1.6)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} + \frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) + k^2 \vec{H} = 0 \quad (1.7)$$

Estas ecuaciones son similares a las ecuaciones (1.4) y (1.5) pero expresadas de otra manera. Se puede ver que $\vec{\nabla}(\frac{\vec{\nabla}n^2}{n^2} \cdot \vec{E})$ y $\frac{\vec{\nabla}n^2}{n^2} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H})$ representan los términos vectoriales de estas ecuaciones. Si consideramos que el índice de refracción n cambia ligeramente entre el núcleo y el revestimiento, n puede considerarse constante y estos términos pueden despreciarse.

Entonces, todos los componentes de los campos E y H estarán gobernados por una misma ecuación y no se obtendrán diferencias de la composición vectorial de las soluciones, es decir, obtendremos la siguiente ecuación de onda escalar,

$$\vec{\nabla}^2\psi + k^2\psi = 0 \quad (1.8)$$

donde ψ puede ser E o H respectivamente. Esta ecuación generalmente se llama la ecuación de Helmholtz [10, 12]. En muchos casos, esta aproximación es adecuada para fibras que no presentan un alto contraste en su índice de refracción transversal. Por otro lado, si continuamos en el régimen vectorial, y

consideramos que $n(r)$ no depende de z , y escribimos, $\nabla = \nabla_t + \frac{\partial}{\partial z}$, $\vec{E} = \vec{E}_t + E_z\hat{z}$, y $\vec{H} = \vec{H}_t + H_z\hat{z}$, podemos obtener de las ecuaciones (1.6) y (1.7) las siguientes ecuaciones que rigen cada componente de los campos [20]:

$$\vec{\nabla}_t^2\vec{E}_t + \vec{\nabla}_t(\frac{\vec{\nabla}_t n^2}{n^2} \cdot \vec{E}_t) + k^2\vec{E}_t = \beta^2\vec{E}_t \quad (1.9)$$

$$\vec{\nabla}_t^2\vec{H}_t + \frac{\vec{\nabla}_t n^2}{n^2} \times (\vec{\nabla}_t \times \vec{H}_t) + k^2\vec{H}_t = \beta^2\vec{H}_t \quad (1.10)$$

$$\nabla_t^2 E_z + i\beta\vec{E}_t \cdot \frac{\vec{\nabla}_t n^2}{n^2} + k^2 E_z = \beta^2 E_z \quad (1.11)$$

$$\nabla_t^2 H_z - (\nabla_t H_z - i\beta\vec{H}_t) \cdot \frac{\vec{\nabla}_t n^2}{n^2} + k^2 H_z = \beta^2 H_z \quad (1.12)$$

donde $\vec{E}_t = E_r\hat{r} + E_\phi\hat{\phi}$ y $\vec{H}_t = H_r\hat{r} + H_\phi\hat{\phi}$. Si solo prestamos atención a las ecuaciones (1.9) y (1.10), podemos observar que las soluciones de estas ecuaciones (que corresponden a los vectores propios del sistema) tienen como valor propio la constante de propagación β . Además, la información del perfil de índice de refracción transversal se transfiere a estas ecuaciones mediante los términos vectoriales $\vec{\nabla}_t(\frac{\vec{\nabla}_t n^2}{n^2} \cdot \vec{E}_t)$ y $\frac{\vec{\nabla}_t n^2}{n^2} \times (\vec{\nabla}_t \times \vec{H}_t)$.

Para obtener todos los componentes de \vec{E} y \vec{H} no es necesario resolver cada una de las ecuaciones (1.9) - (1.12). Es suficiente resolver solo para E_z y H_z . Es debido al hecho de que a partir de las ecuaciones de Maxwell podemos expresar los campos transversales \vec{E}_t y \vec{H}_t en términos de E_z y H_z de la siguiente manera [20],

$$\vec{E}_t = \frac{i}{k^2 n^2 - \beta^2} (\beta \nabla_t E_z - \frac{\mu_0}{\epsilon_0})^{1/2} k \hat{z} \times \nabla_t H_z \quad (1.13)$$

$$\vec{H}_t = \frac{i}{k^2 n^2 - \beta^2} (\beta \nabla_t H_z - \frac{\mu_0}{\epsilon_0})^{1/2} k n^2 \hat{z} \times \nabla_t E_z \quad (1.14)$$

donde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Estas ecuaciones pueden expresarse en coordenadas (r, ϕ, z) o (x, y, z) utilizando $\vec{\nabla}_t = \hat{r} \frac{\partial}{\partial r} + \hat{\phi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi}$, y $\vec{\nabla}_t = \hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y}$ respectivamente.

En general, es difícil resolver analíticamente las ecuaciones (1.11) y (1.12) para E_z y H_z . Entonces, debemos considerar como primera aproximación que las variaciones de n son pequeñas y todos los términos con ∇n^2 son ignorados. Además, consideramos también que la fibra consta de dos capas: el núcleo y un revestimiento infinito. Entonces, solo podemos resolver las ecuaciones anteriores para los modos del núcleo.

Para los modos del revestimiento se requiere de otro análisis. Ahora, antes de resolver estas ecuaciones, es importante mencionar que los modos guiados también se pueden dividir según la siguiente clasificación [22]: modos eléctricos transversales (denominados modos TE) con $E_z = 0$, modos magnéticos transversales (denominados modos TM) con $H_z = 0$, y modos híbridos con $E_z \neq 0$ y $H_z \neq 0$ (denominados modos HE o EH dependiendo si $E_z > H_z$ o $H_z > E_z$ respectivamente).

Luego, usando las ecuaciones (1.13) y (1.14), podemos obtener que los modos TE tengan las componentes distintos de cero: (E_ϕ, H_r, H_z) , los modos TM tienen las componentes distintos de cero: (E_r, E_z, H_ϕ) y los modos híbridos tienen todas las componentes de E y H .

Entonces, si solo resolvemos la ecuación (1.12) para H_z , podemos obtener con la ayuda de las ecuaciones (1.13) y (1.14) los siguientes componentes de campo de los modos TE .

$$\begin{aligned}
& (0 \leq r \leq a_1) \\
E_\phi &= -jw\mu_0 \frac{a_1}{\mu} AJ_1\left(\frac{\mu}{a_1}r\right) \\
H_r &= j\beta \frac{a_1}{\mu} AJ_1\left(\frac{\mu}{a_1}r\right) \\
H_z &= AJ_0\left(\frac{\mu}{a_1}r\right) \\
& (r > a_1)
\end{aligned} \tag{1.15}$$

$$\begin{aligned}
E_\phi &= jw\mu_0 \frac{a_1}{w} \frac{J_0(\mu)}{K_0(w)} AK_1\left(\frac{w}{a_1}r\right) \\
H_r &= -j\beta \frac{a_1}{w} \frac{J_0(\mu)}{K_0(w)} AK_1\left(\frac{w}{a_1}r\right) \\
H_z &= \frac{J_0(\mu)}{K_0(w)} AK_0\left(\frac{w}{a_1}r\right)
\end{aligned}$$

donde $u = ck$, $u = a_1\sqrt{(k^2n_1^2 - \beta^2)}$, $w = a_1\sqrt{(\beta^2 - k^2n_2^2)}$ y A es una constante de normalización.

Estas soluciones cumplen las condiciones de frontera en $r = a_1$. En este caso, H_z y E_ϕ deben ser continuos. A partir de estas condiciones de contorno, podemos obtener la siguiente ecuación,

$$\frac{J_1(\mu)}{\mu J_0(\mu)} = -\frac{K_1(w)}{wK_0(w)} \tag{1.16}$$

De la misma manera, si resolvemos la ecuación (1.11) para E_z , podemos obtener los componentes de campo de los modos TM ,

$$\begin{aligned}
& (0 \leq r \leq a_1) \\
E_r &= -j\beta \frac{a_1}{\mu} A J_1\left(\frac{\mu}{a_1} r\right) \\
E_z &= A J_0\left(\frac{\mu}{a_1} r\right) \\
H_\phi &= jw\epsilon_0 n_1^2 A J_1\left(\frac{\mu}{a_1} r\right) \\
& (r > a_1)
\end{aligned} \tag{1.17}$$

$$\begin{aligned}
E_r &= -j\beta \frac{a_1}{\mu} \frac{J_0(\mu)}{K_0(w)} A K_1\left(\frac{w}{a_1} r\right) \\
E_z &= \frac{J_0(\mu)}{K_0(w)} A K_0\left(\frac{w}{a_1} r\right) \\
H_\phi &= -jw\epsilon_0 n_2^2 \frac{J_0(\mu)}{K_0(w)} A K_1\left(\frac{w}{a_1} r\right)
\end{aligned}$$

Estas soluciones también cumplen las condiciones de frontera en $r = a_1$. En este caso, E_z y H_ϕ son continuos. A partir de estas condiciones de frontera, podemos obtener,

$$\frac{J_1(\mu)}{\mu J_0(\mu)} = -\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \frac{K_1(w)}{w K_0(w)} \tag{1.18}$$

Si resolvemos las dos ecuaciones (1.11) y (1.12) para E_z y H_z y usamos de nuevo las ecuaciones (1.13) y (1.14), de igual manera obtenemos los modos híbridos.

$$\left[\frac{J'_n(\mu)}{\mu J_n(\mu)} + \frac{K'_n(w)}{w K_n(w)} \right] \left[\frac{J'_n(\mu)}{\mu J_n(\mu)} + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \frac{K'_n(w)}{w K_n(w)} \right] = n^2 \left(\frac{1}{\mu^2} + \frac{1}{w^2}\right) \left[\frac{1}{\mu^2} + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \frac{1}{w^2} \right] \tag{1.19}$$

Las ecuaciones (1.16) y (1.18) y (1.19) [23] son muy importantes porque rigen los valores propios de los modos guiados en una fibra. En otras palabras, con estas ecuaciones de valores propios, podemos obtener los valores de la constante de propagación β de los modos. Por tanto podemos decir que un modo óptico se refiere a una solución específica de la ecuación de onda, que satisface las condiciones de frontera apropiadas y tiene la propiedad de que su distribución espacial no cambia al propagarse.

1.2. Medición de coeficiente termo-óptico de líquidos mediante fibra óptica.

Durante las últimas décadas, las fibras ópticas se han utilizado ampliamente en la industria de las telecomunicaciones debido a sus características que le permiten ser la guía de luz más eficaz y con ella transmitir una gran cantidad de información [24].

Además, con el desarrollo de la tecnología optoelectrónica, las fibras ópticas se han investigado intensamente en varios campos de sensores para medir una amplia gama de parámetros, como la temperatura, la tensión, la presión, el índice de refracción, la torsión, polarización, etc., debido a sus características únicas como multiplexación, detección remota, alta flexibilidad, baja pérdida de propagación, alta sensibilidad, bajo costo de fabricación, alta precisión, capacidad de detección simultánea e inmunidad a la interferencia electromagnética [25-38].

Sus capacidades de detección se han mejorado considerablemente utilizando tecnologías innovadoras como las rejillas de fibra, interferómetros de fibra, dispersión Brillouin / Raman, resonancia plasmónica superficial (SPR), fibras microestructuradas, nanohilos, acopladores especiales de fibra, etc. [39-44].

Han sido utilizados para la monitorización de la deformación en tiempo real de aeronaves, barcos, puentes y construcciones [45]. Con el desarrollo de materiales amigables para los humanos, los sistemas de monitoreo de la salud que utilizan dispositivos de fibra han atraído un gran interés como tecnologías futuras.

Sin embargo, a pesar de sus crecientes resultados de investigación y la extensión de las áreas de aplicación, principalmente debido al costo relativamente alto de los dispositivos ópticos, solo unos pocos han sido comercializados.

1.2.1. Sensor de fibra óptica.

Un sensor es un dispositivo que detecta un cambio en un estímulo físico y lo transforma en una señal que puede ser registrada o medida. En la figura 1.2

se presentan los componentes básicos de un sensor de fibra óptica: fuente de luz, sensor y detector. El elemento sensor posee una zona de reconocimiento capaz de interactuar con el medio y generar un cambio en alguna propiedad del sistema; a menudo, está constituida por un material sensible. El detector es generalmente un elemento óptico que mide dichas señales. [46]



Figura 1.2: Componentes básicos de un sensor de fibra óptica

La variación de las propiedades ópticas es inducida por el cambio físico externo como temperatura, presión hidrostática, radiación, etc. Hay varios tipos de señales ópticas que pueden ser utilizadas como respuesta: cambios en el índice de refracción, propiedades de la polaridad de la luz, cambios en los espectros de vibración, intensidad de la luz emitida, intensidad de la luz absorbida y tiempo de decaimiento de intensidades.

Los sensores de fibra óptica se realizan en diversas configuraciones diferentes, formatos y tamaños. Cada diseño depende de la aplicación que se le da. Se clasifican en extrínsecos e intrínsecos [46]. En estos primeros, la fibra óptica actúa sólo como una línea de transmisión de datos. El sensor intrínseco o totalmente de fibra usa una fibra óptica para transportar el haz de luz, y un efecto físico añade información sobre el haz de luz mientras está en la fibra.

1.2.2. Tipos de sensores de fibra óptica interferométricos.

Existen cinco tipos representativos de interferómetros de fibra óptica, llamados Fabry Perot, Mach-Zehnder, Michelson, Multimodal y Sagnac. Pero no todos han sido usados como sensor para la medición de coeficiente termo-óptico de materiales, motivo del presente trabajo, así que solo mencionaremos

los que sí se han empleado para dicho propósito. Se presentan los principios operativos y los procesos de fabricación.

1.2.3. Sensor interferométrico Fabry-Perot.

Un interferómetro Fabry-Perot (FPI, por sus siglas en inglés) por lo general está compuesto por dos superficies reflectoras paralelas separadas por una cierta distancia [47-48]. La interferencia ocurre debido a las superposiciones múltiples de los haces reflejados y transmitidos en dos superficies paralelas [49]. Para el caso de fibra óptica, el FPI se puede formar simplemente mediante la construcción intencional de reflectores dentro o fuera de las fibras. Los sensores FPI se pueden clasificar en gran medida en dos categorías: uno es extrínseco y el otro es intrínseco [50-51].

El sensor FPI extrínseco utiliza los reflejos de una cavidad externa formada por la fibra [45]. La figura 1.3 (a) muestra un sensor de FPI extrínseco, en el que la cavidad de aire está formada por una estructura de soporte. Como puede utilizar espejos de alta reflexión, la estructura extrínseca es útil para obtener una señal de interferencia de finura elevada [52]. Sin embargo, los sensores FPI extrínsecos tienen desventajas de baja eficiencia de acoplamiento, alineamiento cuidadoso y problema de empaquetamiento [48].

Por otro lado, los sensores de fibra FPI intrínsecos tienen componentes reflectantes dentro de la misma fibra. Por ejemplo, cuando los reflectores se forman dentro de una fibra por cualquier medio, como en la figura 1.3 (b), podemos tener la interferencia de FP intrínseca. La cavidad local del FPI intrínseco puede estar formada por muchos métodos, como el micro-mecanizado [52-56], las rejillas de fibra de Bragg (FBG) [57-58], el grabado químico [59-60] y la deposición de película delgada [61-62]. Sin embargo, todavía tienen un problema de usar equipos de fabricación de alto costo para la formación de cavidades.

El espectro de reflexión o transmisión de un FPI puede describirse como la modulación de intensidad dependiente de la longitud de onda del espectro de luz de entrada, que es causada principalmente por la diferencia de fase óptica entre dos haces reflejados o transmitidos.

Los picos máximo y mínimo del espectro modulado significan que ambos



Figura 1.3: (a) sensor extrínseco de FPI formando una cavidad de aire externa, y (b) sensor de FPI intrínseco formado por dos componentes reflectantes, R1 y R2, a lo largo de una fibra.

haces, en esa longitud de onda particular, están en fase y fuera de fase, respectivamente, en el módulo de 2π . La diferencia de fase del FPI está dada por la ecuación: $\delta_{FPI} = \frac{2\pi}{\lambda} n 2L$, donde λ es la longitud de onda de la luz incidente, n es el índice de refracción (IR) del material de la cavidad o el modo de la cavidad, y L es la longitud física de la cavidad.

Cuando se introduce una perturbación en el sensor, la diferencia de fase se ve influida por la variación en la diferencia de longitud de trayectoria óptica (OPD, por sus siglas en inglés) del interferómetro. Por lo tanto, dependiendo de las aplicaciones, es importante diseñar el OPD del FPI para satisfacer tanto el rango dinámico como la resolución. Para medir el IR de líquidos, los sensores FPI extrínsecos son apropiados porque la cantidad de líquido puede acceder fácilmente a la cavidad [25].

Un interferómetro Fabry-Perot de fibra de microcavidad (MFFPI) que se basa en fibras de doble núcleo hueco (HCF) se desarrolló para medir los CTO de los líquidos [14]. El MFFPI propuesto se fabricó por empalme de fusión de un pequeño segmento del HCF principal con un diámetro D de $30 \mu m$ y otra sección de HCF de alimentación con un diámetro de $5 \mu m$. Luego, el HCF principal se llenó con líquido por acción capilar a través del HCF de alimentación sumergiendo el MFFPI en el líquido.

Los líquidos usados fueron: líquido de Cargille ($n_D = 1,3$), el agua desionizada y el etanol su CTO respectivo se determinaron a partir del desplazamiento de la longitud de onda de interferencia, que se debió a la variación de temperatura.

Una vez fabricado el sensor, se sumerge en muestras líquidas, cuyas tem-

peraturas se controlaron mediante un enfriador TE (resolución: $0,05 \text{ } ^\circ \text{C}$). Cuando una fuente de luz de banda ancha incide sobre el dispositivo, los dos haces reflectantes de las interfaces líquido / sílice de la microcavidad principal HCF_1 se combinan en el SMF, produciendo patrones de interferencia.

La Luz que se propaga a la sección HCF_2 en la cual $D = 5 \text{ } \mu\text{m}$ no puede causar interferencia FP. Solo puede excitar algunos modos con fugas, lo que aumenta la pérdida asociada con la reflexión. La principal interferencia FP que se obtiene por HCF_1 se puede observar, y los espectros de interferencia se analizan utilizando un analizador de espectro óptico (OSA).

Dentro de sus ventajas de usar este tipo de sensor en la medición del coeficiente termo-óptico podemos mencionar que se requiere de una cantidad muy pequeña de muestra del líquido, lo cual es muy importante al momento de trabajar con sustancias muy especializadas de costo elevado, además, el dispositivo muestra una alta sensibilidad. Sin embargo, entre las principales desventajas, podemos destacar el requerimiento de fibras ópticas especiales cuyo empalme requiere de equipo sofisticado con funciones avanzadas, lo cual incrementa el costo de fabricación y el del dispositivo final.

1.2.4. Sensor interferométrico Mach- Zender

Los interferómetros Mach-Zehnder (MZI) se han usado comúnmente en diversas aplicaciones de detección debido a sus configuraciones flexibles. Los primeros MZI tenían dos brazos independientes, que son el brazo de referencia y el brazo de detección. Una luz incidente se divide en dos brazos mediante un acoplador de fibra y luego se recombina mediante otro acoplador de fibra. La luz recombinada tiene el componente de interferencia según el OPD entre los dos brazos.

Para las aplicaciones de detección, el brazo de referencia se mantiene aislado de la variación externa y solo el brazo sensor está expuesto a la variación. Entonces, la variación en el brazo de detección inducida por la temperatura, la tensión y el IR cambia la OPD del MZI, que se puede detectar fácilmente mediante el análisis de la variación en la señal de interferencia [25].

Dentro de los trabajos reportados encontramos un sensor interferométrico de fibra óptica basado en una fibra de dos modos (TMF) para medir los

CTO de muestras líquidas. El sensor propuesto se puede fabricar fusionando una pieza corta de TMF con una fibra monomodo (SMF) con un pequeño desplazamiento lateral, que interfiere entre los modos LP01 y LP02.

El cambio de fase del espectro de reflexión se relacionó con la variación de temperatura y el cambio de intensidad fue con la variación de IR. El análisis de los datos se en el dominio de Fourier. Los CTO de varias muestras líquidas, incluyendo agua, etanol y acetona, se han obtenido con el método propuesto [15].

Básicamente, su principio de operación consiste en que la luz enviada hacia la fibra de plomo se acopla parcialmente a los dos modos guiados (LP01, LP02) de la TMF en la región de empalme. Estos dos modos se reflejan en la superficie final de la TMF y se acoplan nuevamente en el modo central del SMF. Aquí, la interferencia surge debido a la diferencia de longitud de camino óptico (OPD) acumulada entre los modos durante su viaje.

El TMF tiene un perfil de IR de tres capas, diseñado para compensar la dispersión cromática de la fibra en la banda de 1550 *nm* (DC-1429AA-1-2, Sumitomo Electric Industries). Dicha estructura de fibra tiene la propiedad única de transmitir el modo LP01 a través de la región de índice alto central, así como el modo LP02 a través del montículo en forma de anillo.

Para la medición de la temperatura, se colocó el sensor en un horno de calentamiento con temperatura controlada y se aumentó la temperatura para asegurar una distribución térmica uniforme. En este experimento, el medio circundante fue aire, que se supuso que tenía una unidad IR y para dar aproximadamente un 4% de la reflexión de Fresnel sobre las fibras.

Para la medición de IR, la sonda se sumergió en líquidos certificados de IR (Serie: AAA, Cargille Laboratories Inc.) con los valores de IR de 1.300 a 1.395 con un intervalo de 0.005. Como los datos de IR de los líquidos se proporcionaron a 589 *nm*, se utilizaron los datos de IR calibrados a 1550 *nm*. Las variaciones del espectro se registraron mediante un analizador de espectro óptico (OSA) (86142B, Agilent Inc.).

El sensor utilizado en los experimentos fue el que tenía una longitud de TMF de 14 *mm*. Se utilizó una fuente de emisión espontánea amplificada (ASE) (FLS-2300B, EXPO Inc., longitud de onda central de 1550 *nm*, ancho

de banda de 50 nm) como fuente de entrada. La resolución de la longitud de onda para las mediciones fue de 0,06 nm , que fue el rendimiento máximo de la OSA utilizada.

Los CTO se adquirieron sumergiendo el sensor fabricado en líquidos y luego midiendo los espectros de reflexión a varias temperaturas de líquidos. Se prepararon tres vasos que contenían agua des-ionizada, etanol y acetona y se colocaron en una placa caliente para aumentar la temperatura del líquido.

El termómetro digital tipo aguja se mantuvo cerca de la sonda TMF para controlar la temperatura. La temperatura del líquido aumentó hasta justo antes del punto de ebullición. Notaron que con el aumento de la temperatura, la longitud de onda máxima se desplazó y el nivel de intensidad se modificó debido a la dependencia térmica del IR de los líquidos.

Dado que la densidad de los líquidos es inversamente proporcional a la temperatura, como es bien sabido, los IR líquidos se redujeron al aumentar su temperatura. La acetona tenía la dependencia térmica más fuerte entre tres soluciones líquidas. Los puntos de datos obtenidos para agua des-ionizada y etanol se ajustaron bien con curvas polinómicas de segundo orden, pero la acetona mostró una tendencia lineal. Los valores calculados de CTO de agua des-ionizada y etanol se obtuvieron como una función lineal de la temperatura mientras que la acetona fue constante con la temperatura [15].

Esta alternativa de sensor usa fibra monomodo, pero también requiere de una fibra especial fabricada exclusivamente para que sea posible la propagación únicamente de dos modos, y para llevar acabo la estructura de Mach- Zender fue necesario realizar el empalme con un desalineamiento entre la fibra monomodo y la de dos modos, lo cual hace requerir el uso de una empalmadora de fibras especializada, significando esto una desventaja importante.

En el presente trabajo se mostrará una propuesta alternativa que consiste básicamente en un sensor basado en interferencia multimodal, cuyo atractivo principal radica en su enorme simplicidad de fabricación, siendo que solo son requeridos uno o dos empalmes de fibras ópticas comerciales, y esto significa un menor costo del dispositivo final. Además, presenta una gran sensibilidad a variaciones externas debido a que usa una fibra multimodal como elemento

sensible. Estas ventajas nos han llevado a elegir esta configuración para desarrollar un dispositivo óptico para la medición del CTO de muestras líquidas.

1.2.5. Sensor basado en interferencia multimodal.

La teoría de interferencia multimodal se abordará en el capítulo siguiente, puesto que es la base teórica del dispositivo que se desarrolló, pero es importante mencionar que existen trabajos reportados que basan su funcionamiento en este principio, como el hecho por Susana Novais y otros [16], que desarrollan un dispositivo capaz de medir el CTO de las mezclas de etanol y agua, a través del índice de refracción y las mediciones de temperatura.

El sensor propuesto se fabrica mediante el empalme por fusión de una sección de fibra sin núcleo de 5,2 *mm* de longitud en una fibra monomodo. Para reducir las dimensiones del sensor y mejorar su sensibilidad a las variaciones del medio externo, la punta de la fibra se somete a grabado químico en húmedo utilizando una solución de ácido fluorhídrico al 40 %, que presenta un diámetro final de 24,4 μm .

Entre las ventajas de usar dispositivos MMI podemos mencionar su fácil fabricación, puesto que no se requiere empalmadoras sofisticadas, porque se usa fibra óptica comercial, sus mediciones se pueden realizar ya sea mediante desplazamiento espectral o bien por modulaciones de intensidad. En el capítulo siguiente se hablará de la teoría MMI en fibra óptica.

CAPÍTULO 2

INTERFERENCIA MULTIMODAL EN FIBRAS ÓPTICAS.

En este capítulo se definirán conceptos teóricos que permitirán desarrollar un sensor de fibra óptica basada en MMI. Los dispositivos que basan su funcionamiento en MMI fueron propuestos e investigados en un principio para guías de ondas planas, siendo desarrollados para aplicaciones de procesamiento de señales ópticas [63-65] y para aplicaciones de biosensores ópticos [66].

2.1. Fundamentos de interferencia multimodal.

Los múltiples modos soportados por una guía de onda multimodal se propagarán dentro de ésta interfiriendo entre sí constructivamente en algunas zonas y destructivamente en otras, según el retardo de fase entre ellos. Una consecuencia directa de este fenómeno óptico, es la formación de réplicas de la distribución de intensidad del campo óptico a la entrada de la sección de guía multimodal a distancias periódicas a lo largo de la dirección de propagación, lo cual es conocido como el principio de formación de auto-imágenes que explicaremos de forma detallada a continuación.

2.1.1. El principio de auto-imagen.

La auto-imagen de objetos periódicos iluminados por luz coherente se describió por primera vez hace más de 150 años [67]. Las guías de onda de Selffocusing (índice graduado) también pueden producir imágenes reales periódicas de un objeto [68]. Sin embargo, Bryngdahl [69] sugirió por primera vez la posibilidad de lograr una auto-imagen en las guías de onda de plana de índice uniforme y Ulrich [70-71]. El principio puede establecerse de la siguiente manera: La auto-imagen es una propiedad de las guías de onda multimodales por las cuales un perfil de campo de entrada se reproduce en una o varias imágenes a intervalos periódicos a lo largo de la dirección de propagación de la guía.

La auto-imagen en una guía de onda plana se puede realizar utilizando el análisis de propagación modal (MPA, Model Propagation Analyzer) [72], el método híbrido [73], y el método de propagación de haz (BPM, Beam Propagation Method) [74]. El análisis MPA es una herramienta teórica 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).

2.1.2. Interferencia multimodal en guías de onda.

La estructura central de un dispositivo MMI es una guía de onda diseñada para soportar una gran cantidad de modos (típicamente mayor o igual a 3). Para enviar la luz y recuperar la luz de esa guía de onda multimodal, se colocan varias guías de onda de acceso (generalmente de modo único) al principio y al final.

Dichos dispositivos generalmente se conocen como acopladores MMI $N \times M$, donde N y M son el número de guías de onda de entrada y salida, respectivamente. Un análisis de propagación modal completo es probablemente la herramienta teórica más completa para describir fenómenos de auto-imagen en guías de onda multimodal. No solo proporciona la base para el modelado y diseño numérico, sino que también proporciona información sobre el mecanismo de la interferencia multimodal. Otros enfoques hacen uso de la óptica de rayos [75-76], métodos híbridos [77] o simulaciones de tipo BPM.

La auto-imagen puede existir en estructuras multimodo tridimensionales,

para las cuales el MPA combinado con los cálculos de sección transversal bidireccional (elemento finito o diferencia finita) puede proporcionar una herramienta de simulación útil [78].

Sin embargo, la tendencia actual del patrón de grabado produce guías de onda de índice escalonado, que, en general, son de modo único en la dirección transversal. Como las dimensiones laterales son mucho más grandes que las dimensiones transversales, se justifica suponer que los modos tienen el mismo comportamiento transversal en todas las guías de onda. Por lo tanto, el problema se puede analizar utilizando una estructura bidimensional (lateral y longitudinal), como la que se muestra en la fig. 2.1.

El análisis que sigue a continuación se basa en una representación 2D de la guía de onda multimodal, que puede obtenerse a partir de la guía de onda multimodal física real en 3-D mediante varias técnicas, como el método de índice efectivo (EIM) [79] o el Método de índice espectral (SIM) [80].

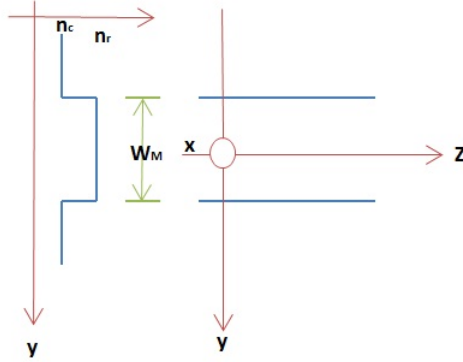


Figura 2.1: Representación bidimensional de una guía de onda multimodal de índice escalonado; (efectivo) índice de perfil lateral (izquierda), y vista desde arriba de los límites de la cresta y el sistema de coordenadas (derecha).

2.1.3. Constante de propagación.

La figura 2.1 muestra una guía de onda multimodal de índice escalonado de ancho W_M , índice de refracción de la cresta (efectivo) n_c , índice

de refracción del revestimiento (efectivo) n_c . La guía de ondas admite m modos laterales (como se muestra en la figura 2.2) con números de modo $v = 0, 1, \dots, (m - 1)$ en una longitud de onda de espacio libre λ_0 . El número de onda lateral k_{yv} , y la constante de propagación β_v , están relacionados con el índice de crestas n_r , por la ecuación de dispersión:

$$k_{yv}^2 + \beta_v^2 = k_0^2 n_r^2 \quad (2.1)$$

con

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (2.2)$$

$$k_{yv} = \frac{(v + 1)\pi}{W_{ev}} \quad (2.3)$$

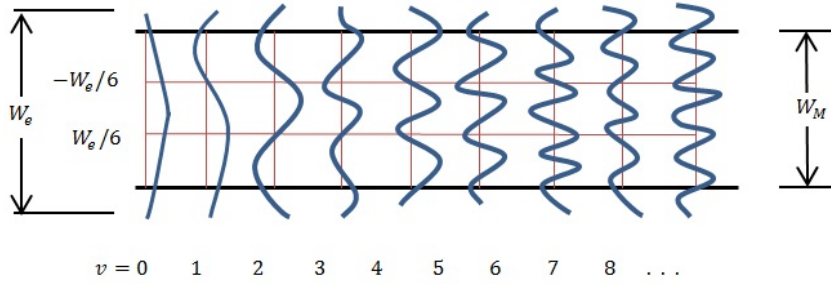


Figura 2.2: Ejemplo de perfiles de campo lateral de amplitud normalizada $\Phi_v(y)$, correspondiente a los primeros 9 modos guiados en una guía de onda multimodal de índice escalonado.

donde el ancho efectivo W_{ev} , toma en cuenta la profundidad de penetración lateral (dependiente de la polarización) de cada campo de modo, asociado con los cambios Goos-Hahnchen en los límites de la cresta. Para guías de onda de alto contraste, la profundidad de penetración es muy pequeña, de modo que $W_{ev} \simeq W_M$. En general, los anchos efectivos W_{ev} , pueden ser aproximados por el ancho efectivo W_{e0} , correspondiente al modo fundamental [81], (que debe tenerse en cuenta por simplicidad):

$$W_{ev} \simeq W_e = W_M + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \left(\frac{n_c}{n_r}\right)^{2\sigma} (n_r^2 - n_c^2)^{-(1/2)} \quad (2.4)$$

donde $\sigma = 0$ para TE y $\sigma = 1$ para TM . Al usar la expansión binomial con $k_{yv}^2 \ll k_0^2 n_r^2$, las constantes de propagación β_v , se pueden deducir de (2.1) y (2.3)

$$\beta_v \simeq k_0 n_r - \frac{(v+1)^2 \pi \lambda_0}{4 n_r W_e^2} \quad (2.5)$$

Por lo tanto, las constantes de propagación en una guía de onda multimodal de índice escalonado muestran una dependencia casi cuadrática con respecto al número de modo v . Al definir L_π como la longitud de tiempo de los dos modos de orden más bajo

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \simeq \frac{4 n_r W_e^2}{3 \lambda_0} \quad (2.6)$$

el espaciado de las constantes de propagación se puede escribir como

$$(\beta_0 - \beta_v) \simeq \frac{v(v+2)\pi}{3L_\pi} \quad (2.7)$$

2.1.4. Análisis de propagación de modos guiados.

Un perfil de campo de entrada $\Psi(y, 0)$ impuesto en $z = 0$ y totalmente contenido dentro de W_e , se descompondrá en las distribuciones de campo modal $\psi_v(y)$ de todos los modos:

$$\Psi(y, 0) = \sum_v c_v \psi_v(y) \quad (2.8)$$

donde debe entenderse que la suma incluye modos guiados y radiados. Los coeficientes de excitación de campo c_v pueden estimarse utilizando integrales de superposición.

$$c_v = \frac{\int \Psi(y, 0) \psi_v(y) dy}{\sqrt{\int \psi_v^2(y)}} \quad (2.9)$$

basado en las relaciones campo-ortogonalidad.

Si el espectro espacial del campo de entrada $\psi(y, 0)$ es lo suficientemente estrecho como para no excitar los modos no guiados (una condición que se cumple para todas las aplicaciones prácticas [75]), puede descomponerse solo en los modos guiados

$$\Psi(y, 0) = \sum_{v=0}^{m-1} c_v \psi_v(y) \quad (2.10)$$

El perfil de campo a una distancia z se puede escribir como una superposición de todas las distribuciones de campo de modo guiado

$$\Psi(y, z) = \sum_{v=0}^{m-1} c_v \psi_v(y) e^{j(\omega t - \beta_v z)} \quad (2.11)$$

Tomando la fase del modo fundamental como un factor común de la suma, y asumiendo la dependencia de tiempo $e^{j\omega t}$ implícita, el perfil de campo $\Psi(y, z)$ se convierte en

$$\Psi(y, z) = \sum_{v=0}^{m-1} c_v \psi_v(y) e^{j(\beta_0 - \beta_v)z} \quad (2.12)$$

una expresión de uso para el campo a una distancia $z = L$ se encuentra sustituyendo (2.7) en (2.12)

$$\Psi(y, z) = \sum_{v=0}^{m-1} c_v \psi_v(y) e^{j \frac{v(v+2)\pi}{3L\pi} L} \quad (2.13)$$

La forma de $\Psi(y, L)$, y por consiguiente, los tipos de imágenes formadas, se determinarán por la excitación modal c_v , y las propiedades del factor de fase modal.

$$e^{j \frac{v(v+2)\pi}{3L\pi} L} \quad (2.14)$$

Bajo ciertas circunstancias, el campo $\Psi(y, L)$ será una reproducción (auto-imagen) del campo de entrada $\Psi(y, 0)$. Llamamos Interferencia general a los mecanismos de auto-imagen que son independientes de la excitación modal; e Interferencia restringida a aquellos que se obtienen al excitar solo ciertos modos.

Las siguientes propiedades serán útiles en posteriores derivaciones:

$$v(v+2) = \begin{cases} \text{impar, para } v \text{ impar} \\ \text{par, para } v \text{ par} \end{cases} \quad (2.15)$$

y,

$$\psi_v(-y) = \left\{ \begin{array}{l} \psi_v(y), \text{ para } v \text{ par} \\ -\psi_v(y), \text{ para } v \text{ impar} \end{array} \right\} \quad (2.16)$$

siendo esta última una consecuencia de la simetría estructural con respecto al plano $y = 0$.

Entonces, la interferencia general impone dos condiciones para la formación de auto-imágenes. De la ecuación (2.13) se deduce que existen imágenes simples a una distancia dada por

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

donde p representa el número de imagen.

Por lo tanto, cuando p es par, todos los modos deben de experimentar un cambio de fase de 2π después de propagarse a lo largo de L , 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

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

sustituyendo en la ecuación (2.13) se obtiene el campo total para esa distancia.

$$\Psi(y, \frac{p}{2}(3L_\pi)) = \sum_{v=0}^{m-1} c_v \psi_v(y) e^{jv(v+2)p\frac{\pi}{2}} \quad (2.19)$$

Por otro lado, cuando p es impar, usamos las propiedades de la ecuaciones (2.15) y (2.16).

En la teoría de interferencia multimodal que se ha reportado hasta ahora, no se han impuesto restricciones en la excitación del campo de entrada. Si de alguna manera se puede excitar solo ciertos modos de forma selectiva en la guía de onda multimodal se obtendría múltiplos de $v(v + 2)$ los cuales permiten nuevos mecanismos de interferencia. Esto nos impone dos casos especiales conocidos como interferencia par e interferencia simétrica, explicados a continuación.

Interferencia simétrica restringida.

Se tiene cuando un campo de entrada $\Psi(y, 0)$ (modo fundamental) inicia exactamente en el centro del eje de simetría de la guía de onda multimodal, de manera que únicamente se excitan los modos pares (c_v para $v = 1, 3, 5, \dots$). Entonces, la formación de imágenes simples del campo de entrada 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 mas general para N imágenes está dada por [72]

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

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 $\frac{W_e}{N}$.

Interferencia par restringida.

La auto-imagen ocurre cuando los primeros dos de cada tres modos son excitados, es decir, los modos $v = 0, 1, 3, 4, 6, 7, \dots$. Por ejemplo, si un campo de entrada simétrico inicia en una posición $y = \pm \frac{W_e}{6}$, entonces los modos $v = 2, 5, 8, \dots$ presentan un cero con simetría impar con respecto a este punto. Entonces, la integral de traslape entre el campo y estos modos se desvanecerá. Como consecuencia 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 mas 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 de onda 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-imagen del campo de entrada sólo puede obtenerse en ciertas posiciones, donde los modos excitados están en fase [82].

2.2. Parámetros de diseño de un sensor de fibra óptica basado en interferencia multimodal.

Dado que la simetría de la fibra óptica es cilíndrica es posible hacer una aproximación tomando las mismas consideraciones que se usaron para el caso de una guía de onda multimodal integrada y así obtener las mismas ecuaciones. Basándose en la ecuación (2.4), podemos escribir

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

donde D_{effv} es el diámetro de la fibra, con el diámetro efectivo correspondiente al modo fundamental D_{eff} . Considerando $\sigma = 0$ para la componente Transversal Eléctrica TE y $\sigma = 1$ para la Transversal Magnética TM se tendrá un diámetro efectivo para cada término dado por

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

y

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

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

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

se obtiene:

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

Entonces la distancia necesaria para que interfieran los dos modos de orden más bajo, esta dado por:

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

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 2.3 siguiente:



Figura 2.3: Arreglo de un dispositivo MMI.

Ahora consideramos el plano z como el plano axial del dispositivo, entonces en el primer empalme que sucede entre la SMF de entrada y la MMF tenemos $z = 0$, la luz que se ha propagado a lo largo de la SMF en este punto se descompone en los múltiples modos soportados por la MMF, de forma que lo podemos representar con la ecuación siguiente:

$$E_{SM}(r, \phi, z = 0) = \sum_1^M C_v e_v(r, \phi, z = 0) \quad (2.29)$$

de donde $E_{SM}(r, \phi, z = 0)$ es el modo fundamental de la fibra SMF, v es el número de modos excitados dentro de la fibra MMF, $e_v(r, \phi, z = 0)$ es el m -ésimo modo guiado, C_v es el coeficiente de amplitud de excitación del campo que se propaga y viene dado por:

$$C_v = \frac{\int \int_S E_{SM}(r, \phi) \times e_v(r, \phi) ds}{\int \int_S |e_v(r, \phi)|^2 ds} \quad (2.30)$$

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

$$E_{MM}(r, \phi, z) = \sum_0^N C_v e_v(r, \phi, 0) e^{-i\beta_v z}$$

$$E_{MM}(r, \phi, z) = e^{-i\beta_v z} \sum_0^N C_v e_v(r, \phi, 0) e^{-i(\beta_v - \beta_1)z} \quad (2.31)$$

de donde β_1 y β_v 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 tenemos:

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

la relación anterior se cumple siempre y cuando tengamos que:

$$(\beta_v - \beta_1)z_{auto-imagen} = \Delta\beta_v z_{auto-imagen} = a_v 2\pi$$

donde a_v es un número entero. La ecuación anterior representa la diferencia de fase de cualquier modo con el modo fundamental tiene que ser múltiplo de 2π , esto quiere decir que todos los modos están en fase. Por lo tanto da lugar a la formación de auto-imágenes periódicas del campo de entrada.

2.2.1. Efecto de auto-imagen.

La solución 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 en específico. Bajo la formulación analítica y el uso de la sugerencia de la eficiencia de acoplamiento que se muestra en [84], la diferencia en las constantes de propagación longitudinal entre dos modos radiales, v_1 y v_2 , puede expresarse como sigue

$$(\beta_{v_1} - \beta_{v_2}) = \frac{u_{v_2}^2 - u_{v_1}^2}{2k_0 a^2 n_1} \quad (2.33)$$

Donde $u_{v_1}^2$ y $u_{v_2}^2$ 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 como:

$$u_v = (2v - \frac{1}{2}) \frac{\pi}{2} \quad (2.34)$$

Con el fin de tomar una auto-imagen, 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 2π . 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 v_p y v_{p-1} , la diferencia de fase entre estos dos modos, por lo tanto se puede expresar como se sigue:

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

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

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

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

Donde L_p corresponde a la ubicación en donde la diferencia de fase entre los dos modos es igual a 2π . La posición de la auto-imagen donde se reproduce el campo de entrada se obtiene de la ecuación (2.30). Como se observa en esta ecuación, el término de fase es obtenido factorizando el término característico de fase del modo radial que tiene un acoplamiento máximo asociado a ella, $e^{-i\beta v z}$. Al hacerlo, la distancia de auto-imagen se puede determinar observando el término de la diferencia de fase resultante $(\beta_v - \beta_{v_0})z$. La distancia de auto-imagen 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 2π . Por lo tanto, bajo la suposición asintótica para las constantes de propagación laterales, la distancia de auto-imagen puede calcularse mediante la formulación de una expresión para la diferencia de fase entre los modos v y v_0 como se realiza en la ecuación (2.35)

$$(\beta_v - \beta_{v_0})z = \frac{\pi^2(2(v^2 - v_0^2) + (v_0 - v))}{4ka^2 n_1} z = 2\pi p \quad (2.38)$$

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

$$z_{auto-imagen} = \frac{8n_1ka^2}{\pi} \quad (2.39)$$

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

$$z_{auto-imagen} = L = \frac{4n_1D^2}{\lambda} \quad (2.40)$$

2.3. Simulación de la propagación del campo óptico en un dispositivo de MMI.

Para la visualización del proceso detrás de la formación de tales auto-imágenes nos ayudamos del paquete de software de propagación de haz disponible comercialmente (BeamPROP de RSoft) como se muestra en la figura 2.4 (a). En esta simulación, la entrada consta de un SMF estándar (SMF-28) con un diámetro de núcleo de $9 \mu m$, con un índice de refracción del núcleo y del revestimiento de 1,4504 y 1,4447 a $1550 nm$, respectivamente. La MMF tiene un diámetro de núcleo de $125 \mu m$ y un índice de refracción de 1,4440 a $1550 nm$ con aire como revestimiento. La luz con una longitud de onda de $1550 nm$ también se utiliza en la simulación.

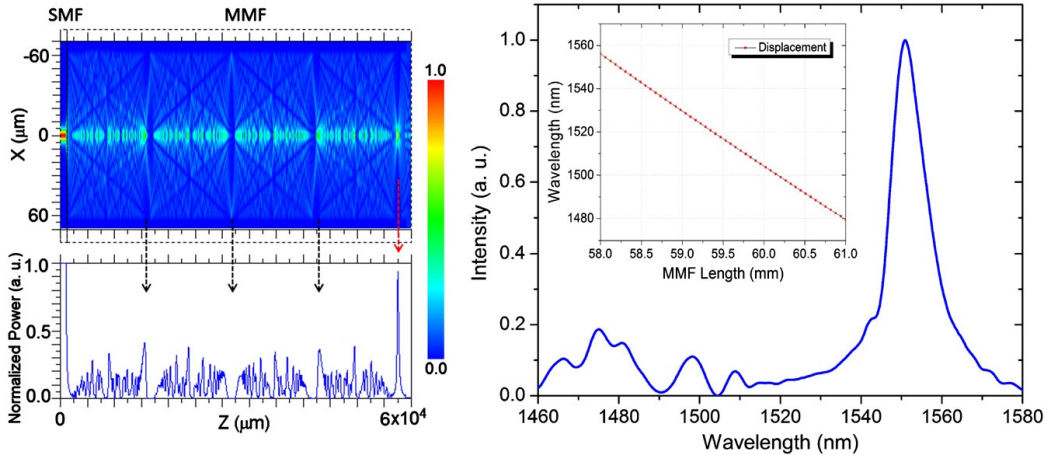


Figura 2.4: (a) Propagación de la luz en un dispositivo de fibra MMI a $1550 nm$ usando solo MMF sólido y (b) respuesta espectral del dispositivo MMI.

Las posiciones de las imágenes están marcadas con flechas y el número de imagen aumenta de izquierda a derecha. Como resultado del acoplamiento de luz simétrica, junto a la auto-imagen (marcada por la flecha roja), tenemos la formación de pseudo-imágenes (marcadas por las flechas negras). Si cortamos el MMF exactamente en la posición de la flecha roja y empalmamos un SMF de salida, solo se visualizará exactamente la luz con una longitud de onda de 1550 nm en esta interfaz de salida MMF-SMF.

Cualquier otra longitud de onda formará una imagen propia antes o después de esta interfaz, lo que reducirá significativamente la luz acoplada a la salida SMF. Por lo tanto, cuando se envía un espectro continuo a través de un dispositivo MMI de este tipo, se obtiene una respuesta de filtro pasa banda como se muestra en la figura 2.4 (b).

En el capítulo siguiente abordaremos los conceptos de índice de refracción y CTO que pueden ser medidos por un dispositivo MMI y su fabricación será expuesto en el capítulo 4.

CAPÍTULO 3

MEDICIÓN DE COEFICIENTE TERMO-ÓPTICO MEDIANTE UN DISPOSITIVO DE MMI DE FIBRA ÓPTICA.

En este capítulo se describirá el principio de funcionamiento del dispositivo de MMI propuesto para medición del CTO de líquidos. Se desarrollará la base teórica correspondiente.

3.1. Índice de refracción.

El índice de refracción es un parámetro fundamental de cualquier material óptico. Normalmente, las ecuaciones de onda de Maxwell son la fuente básica para la derivación de importantes propiedades ópticas, definiciones, fórmulas y conceptos básicos de los materiales. Pero para un material óptico transparente, el índice de refracción, n , se define simplemente como la relación de la velocidad, c , de la onda electromagnética en el vacío con la velocidad de fase, v , de la misma onda en el material, es decir, $n = c/v$.

Dado que el índice de refracción del aire es de solo 1.0003, n se mide convencionalmente con respecto al aire en lugar de al vacío, y normalmente

no se requiere corrección. En la práctica, los materiales ópticos son medios absorbentes, y con frecuencia es conveniente definir un índice de refracción complejo \vec{n} como $\vec{n} = n + ik$ donde k es el coeficiente de extinción o el índice de absorción (o parte imaginaria del índice de refracción complejo). Tanto n como k son dependientes de la longitud de onda.

Las partes real e imaginaria del cuadrado del índice de refracción complejo son las partes reales e imaginarias de la constante dieléctrica compleja del material, es decir, $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = n^2 = (n^2 - k^2) + i2nk$. Los significados de n y k son claros; n contribuye a los efectos de fase (retardo de tiempo o velocidad variable) y k contribuye a la atenuación por absorción.

Los tres procesos físicos básicos: las transiciones electrónicas, las vibraciones reticulares y los efectos de portadora libre se utilizan para definir las propiedades ópticas intrínsecas de un material. Entre estos procesos físicos, algunos son dominantes sobre los demás dependiendo del material y la región espectral de interés.

Todos los materiales tienen contribuciones al complejo índice de refracción de las transiciones electrónicas. La caracterización de las vibraciones (o fonones) de la red de longitudes de onda largas es necesaria para comprender completamente las propiedades ópticas de aisladores (vidrios y cristales) y semiconductores. La transparencia de los semiconductores, particularmente aquellos con espacios de banda pequeña, están influenciados adicionalmente por los efectos de portadora libre[83].

3.2. Coeficiente Termo-Óptico.

El índice de refracción y su variación con la temperatura, es decir, el coeficiente termo-óptico (CTO), son los parámetros ópticos básicos de los materiales ópticos (incluidos los vidrios) y son la columna vertebral de los dispositivos o sistemas lineales, no lineales, ópticos y optoelectrónicos.

El efecto termo-óptico (TO) se utiliza con frecuencia para el control dinámico del índice de refracción en los componentes activos de la guía de ondas. Por lo tanto, el control del coeficiente termo-óptico (gradiente de temperatura del índice de refracción, dn/dT) es un parámetro esencial para los materiales que componen las guías de onda.

Su variación se mide en grados Celsius o Kelvin. Normalmente, el valor de dn/dT es muy pequeño, del orden de 10^{-3} a $10^{-6}/^{\circ}C$. Aunque el valor es bastante pequeño, es posible medirlo con suficiente precisión. Los valores del CTO de materiales poliméricos son generalmente más grandes que aquellos para materiales de guías de ondas inorgánicas.

Los coeficientes termo-ópticos, se pueden estimar a partir de una derivación de la relación de Clausius-Mossotti:

$$\frac{(\epsilon - 1)}{(\epsilon + 2)} = \left(\frac{4\pi}{3}\right)\left(\frac{\alpha_m}{V}\right) \quad (3.1)$$

donde α_m es la polarizabilidad de una pequeña esfera macroscópica con un volumen, V . La polarizabilidad macroscópica, α_m , es proporcional al número de celdas unitarias en la esfera, pero puede ser una función complicada de las polarizabilidades de las partículas y la estructura del enrejado de los materiales. Diferenciando la ecuación (3.1) con respecto a la temperatura a presión constante, obtenemos:

$$\frac{1}{(\epsilon - 1)(\epsilon + 2)} \left(\frac{d\epsilon}{dT}\right) = -\alpha \left[1 - \frac{V}{\alpha_m} \left(\frac{d\alpha_m}{dV}\right)_T\right] + \frac{1}{3\alpha_m} \left(\frac{d\alpha_m}{dT}\right)_V \quad (3.2)$$

Los primeros dos términos de la derecha son los principales contribuyentes en los materiales iónicos: un coeficiente de expansión térmica positiva α se manifiesta en un coeficiente termo-óptico negativo. En materiales iónicos con un bajo punto de fusión, la expansión térmica es alta y el coeficiente termo-óptico es negativo; cuando la expansión térmica es pequeña para algunos cristales no lineales y tiene un alto punto de fusión, dureza y materiales ópticos de alto módulo elástico, el coeficiente termo-óptico es positivo, dominado por el cambio de volumen en polarizabilidad.

La expansión térmica no tiene frecuencia, es decir, no tiene dependencia de la longitud de onda pero la polarizabilidad tiene características dependientes. Al borde de la transparencia, la polarizabilidad aumenta, y dn/dT se vuelve más positiva o menos negativa dependiendo de los valores de α .

La ecuación anterior se utilizó para analizar los coeficientes termo-ópticos de algunos compuestos iónicos cúbicos. Pero esta formulación no es suficiente para explicar las características termo-ópticas de todos los materiales ópticos.

También es difícil medir el cambio de polarizabilidad macroscópica frente a la temperatura.

En 1960, Prod'homme sugirió un modelo para analizar los coeficientes termo-ópticos de los vidrios. Él representó los factores que afectan el índice de refracción. La variación térmica de polarizabilidad electrónica y el coeficiente de expansión térmica se utilizan para explicar dn/dT . El aumento en el volumen específico, V , hace que el índice de refracción disminuya como resultado de mayores espaciamentos interatómicos en el enrejado. Por otro lado, el aumento en la polarización electrónica, P , hace que el índice aumente gradualmente a medida que la estructura tiende a un estado más disociado, lo que implica una disminución en el tamaño de las agrupaciones atómicas responsables de la mayor polarizabilidad electrónica. Derivó la siguiente fórmula de la relación de Lorentz¹ y Lorenz²:

$$n^2 = \frac{V + 2S_r}{V - S_r} \quad (3.3)$$

donde V es el volumen específico del medio y S_r es una constante definida como la refractividad específica. Diferenciando la ecuación anterior tenemos:

$$2n(dn) = \frac{3V(dS_r) - 3S_r(dV)}{(V - S_r)^2} = \frac{3S_rV}{(V - S_r)^2} \left(\frac{dS_r}{S_r} - \frac{dV}{V} \right) \quad (3.4)$$

El primer factor se expresa en términos de n como

$$\frac{3S_rV}{(V - S_r)^2} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3} \quad (3.5)$$

Diferenciando con respecto a la temperatura, T , es posible incluir el coeficiente de expansión de volumen, β , que se define como:

$$\beta = \frac{dV}{V} \frac{1}{dT} \quad (3.6)$$

¹Físico holandés, compartió el Premio Nobel de Física con Pieter Zeeman para el descubrimiento y explicación teórica del efecto Zeeman. También derivó las ecuaciones de transformación que sustentan la teoría de la relatividad especial.

²Matemático y físico danés. Desarrolló distintas fórmulas matemáticas para describir fenómenos tales como la relación entre la refracción de la luz y la densidad de una sustancia transparente pura, y la relación entre la conductividad térmica y eléctrica de un metal y la temperatura (Ley de la conductividad de Wiedemann-Franz).

y un coeficiente similar, llamado polarizabilidad electrónica, ϕ , se define como

$$\phi = \frac{dS_r}{S_r} \frac{1}{dT} = \frac{dP}{P} \frac{1}{dT} \quad (3.7)$$

donde P es proporcional a S_r . Ahora la expresión del coeficiente termo-óptico está dada por

$$2n \frac{dn}{dT} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3} (\phi - \beta) \quad (3.8)$$

Esta ecuación muestra que el coeficiente termo-óptico está determinado por la diferencia entre el coeficiente de polarización, ϕ , y el coeficiente de expansión térmica, β . Como consecuencia podemos decir que la magnitud del CTO está determinada 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. La polarizabilidad de las especies individuales en un material, 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 el sílice, suele ser mucho más dominante que el cambio de densidad; por lo tanto, los CTO de estos materiales tienen valores positivos ($dn/dT > 0$). Sin embargo, en el caso de los polímeros, el coeficiente CTO se determina principalmente por el cambio de densidad. En consecuencia, la mayoría de los polímeros tienen coeficiente CTO negativos ($dn/dT < 0$) [83].

3.3. Incorporación del CTO en la teoría de MMI.

Partiendo de la ecuación (2.40) podemos inferir que la longitud de onda de operación del dispositivo MMI de fibra óptica está dado por:

$$\lambda = p \frac{nD^2}{L} \quad (3.9)$$

en donde p , es el número de auto-imagen, n el índice de refracción, D el diámetro de la fibra y L representa la longitud total del dispositivo.

De la ecuación (3.9) despejamos al parámetro n , que corresponde al índice de refracción obteniendo:

$$n = \frac{\lambda L}{pD^2} \quad (3.10)$$

Retomando el apartado anterior y de la definición del coeficiente termo-óptico a la ecuación (3.10) la hacemos variar con respecto de la temperatura, para ello la derivamos, obteniendo

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dT} &= \frac{1}{p} \left[\frac{L}{D^2} \frac{d\lambda}{dT} + \lambda \frac{d}{dT} \left(\frac{L}{D^2} \right) \right] \\ \frac{dn}{dT} &= \frac{1}{p} \left[\frac{L}{D^2} \frac{d\lambda}{dT} + \lambda \left[\frac{D^2 \frac{dL}{dT} - 2DL \frac{dD}{dT}}{D^4} \right] \right] \\ \frac{dn}{dT} &= \frac{1}{p} \left[\frac{L}{D^2} \frac{d\lambda}{dT} + \frac{\lambda}{D^2} \frac{dL}{dT} - \frac{2L\lambda}{D^3} \frac{dD}{dT} \right] \end{aligned} \quad (3.11)$$

En la ecuación 3.11, el coeficiente de dilatación lineal α y volumétrica β están definidas por dD/dT y dL/dT , respectivamente; mientras que $d\lambda/dT$, corresponde al desplazamiento espectral generado por unidad de temperatura. Los valores de α y β son generalmente valores bien determinados y se encuentran documentados para la gran mayoría de materiales, por lo que se pueden considerar constantes y por lo tanto, la determinación del CTO sería una función únicamente de $d\lambda/dT$, pudiendo reescribir la ecuación 3.11 como,

$$\frac{dn}{dT} = \frac{1}{pD^2} \frac{d\lambda}{dT} + \frac{1}{pD^2} \left[\alpha - \frac{2L\beta}{D} \right] \quad (3.12)$$

En el caso del sílice, el coeficiente de expansión térmica de $\approx 5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, a partir del cual se determina α y β , es de alrededor de dos órdenes de magnitud menor que su CTO, el cual es de $\approx 1 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, por lo que la contribución del segundo término de la ecuación 3.12 será mínima.

De la ecuación 3.12 podemos concluir que el CTO de la fibra puede ser determinado a partir de la magnitud del desplazamiento generado en la longitud de onda por unidad de temperatura, es decir, por medio del desplazamiento espectral con el que conserva una relación de proporcionalidad directa. Este hecho constituye la base del principio de operación del dispositivo propuesto

en este trabajo; sin embargo, estamos ignorando un hecho fundamental que debemos considerar antes de que un dispositivo de MMI pueda ser usado para medir el CTO de un medio externo.

Es importante resaltar el hecho de que la ecuación 3.12 parte de una aproximación (ecuación 3.9), en donde el índice de refracción n es el valor real del núcleo de la NCF; sin embargo, el índice de refracción del revestimiento juega un papel fundamental en la respuesta espectral del dispositivo. Esto puede verse a partir de la ecuación 2.6.

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \simeq \frac{4n_r W_e^2}{3\lambda_0},$$

en donde la longitud de batido L_π está en función del índice efectivo W_e y éste a su vez de los índices de refracción tanto del núcleo como del revestimiento, según la ecuación 2.4.

$$W_{ev} \simeq W_e = W_M + \left[\frac{\lambda_0}{\pi} \right] \left[\frac{n_c}{n_r} \right]^{2\sigma} (n_r^2 - n_c^2)^{-(1/2)}$$

Por lo tanto, el valor de n de la ecuación 3.12 es en realidad una función del diámetro efectivo, cuyo valor dependerá también del índice de refracción del revestimiento. Al sustituir el valor del diámetro de la NCF por el diámetro efectivo, el valor de n será entonces el índice de refracción efectivo.

No obstante, se ha demostrado que es posible cancelar la dependencia térmica de un dispositivo de MMI [85-86], por lo que, cualquier variación en la longitud de onda, es decir, el desplazamiento espectral será debida únicamente al CTO del medio en el que se encuentre inmerso el dispositivo de MMI. Usando este principio, el cual se explica detalladamente en la siguiente sección, se diseña un dispositivo que mide valores de CTO de líquidos.

3.4. Método polimérico de cancelación del efecto termo-óptico en un dispositivo de MMI.

Para efectos de medición del CTO de líquidos, será fundamental cancelar la dependencia térmica del dispositivo MMI, y que es inherente al material

del que la fibra óptica está constituida. De no hacerlo, el desplazamiento espectral obtenido sería la suma de la contribución del líquido más la de la fibra óptica, por lo que se requeriría realizar un ajuste a los datos obtenidos posterior a la realización de las pruebas.

La cancelación de la contribución al desplazamiento espectral debida al dispositivo MMI de fibra óptica fue lograda usando el método descrito en la referencia [85]. En el caso general, un dispositivo MMI puede estar constituido de N secciones de MMF dispuestas una después de la otra, y entonces la posición de la longitud de onda de intensidad máxima estaría determinada por la ecuación 3.13 [86],

$$\lambda_{peak} = p \sum_{i=1}^N \left[\frac{n_{eff,i} W_{eff,i}^2}{L_i} \right] \left[\frac{L_i}{L} \right] \text{ con } \frac{1}{L} \sum_{i=1}^N L_i = 1 \quad (3.13)$$

Donde L_i es la longitud de la i –ésima sección de fibra multimodo. El término fracción de L_i/L de esta sección de fibra multimodo con respecto a la longitud total de la fibra multimodo. El término $W_{eff,i}$, hace referencia al diámetro óptico efectivo que esta dado por la ecuación 3.14 [86],

$$W_{eff} = W + \left[\frac{\lambda_0}{\pi} \right] \left[\frac{n}{n_c} \right]^{2\sigma} (n_c^2 - n^2)^{-1/2} \quad (3.14)$$

Donde λ_0 es la longitud de onda del espacio libre, n_c y n son los índices de refracción del núcleo y el revestimiento de la MMF, respectivamente, y W es el diámetro nominal de la MMF, es decir, el diámetro físico. Los índices de refracción y el diámetro óptico son funciones implícitas de la longitud de onda. El parámetro σ se refiere al estado de polarización y se toma como $\sigma = 0$ para TE y $\sigma = 1$ para TM.

Si consideramos ahora la dependencia térmica, llegamos a la expresión

$$\lambda + \Delta\lambda = p \sum_{i=1}^N \left[\frac{(n_{eff,i} + \Delta n_i)(W_{eff,i} + \Delta W_i)^2}{L_i + \Delta L_i} \right] \left[\frac{L_i + \Delta L_i}{L + \Delta L} \right] \quad (3.15)$$

La ecuación anterior permite calcular el desplazamiento espectral, $\Delta\lambda$, con respecto a la longitud de onda de diseño, λ , que es equivalente a la ecuación 3.12, la suma indica las contribuciones de N secciones multimodo

arbitrarias en cascada. El cambio Δn puede ser positivo o negativo dependiendo del signo del CTO de la sección i^{th} MMF. Esta manipulación directa del signo de la contribución de cada sección de MMF, junto con el hecho de que en la mayoría de los casos prácticos los efectos termo-ópticos dominan y, por lo tanto, la expansión térmica puede despreciarse, permite lograr una compensación térmica.

En la referencia [85], la compensación térmica es lograda usando un polímero con CTO negativo para recubrir una sección de MMF (con CTO positivo) sin revestimiento con un núcleo de $125 \mu m$ de diámetro, considerándola como un caso de un dispositivo de MMI constituida por dos secciones de MMF: una de éstas con un revestimiento polimérico, mientras la otra está expuesta al medio externo.

La compensación térmica es obtenida variando la longitud de MMF recubierta con el polímero hasta lograr la completa cancelación del desplazamiento espectral producida por variaciones en la temperatura ambiente, lograda con una longitud recubierta de $5 mm$ de una longitud total de MMF de $56 mm$, correspondiente a la longitud de auto-imagen. Al ser aire el medio externo de la sección de MMF sin polímero, lo que se demuestran es la auto-compensación termo-óptica de un dispositivo de MMI propiamente, es decir, de un dispositivo insensible a variaciones de temperatura mediante un método pasivo, prescindiendo así de sistemas complejos de aislamiento térmico o del control térmico del ambiente en el que el dispositivo opere.

El método empleado en la referencia [85] puede ser aplicado para cualquier longitud de MMF, incluso si no corresponde a la longitud de auto-imagen sino cualquier otra, siempre que ésta corresponda a un máximo o un mínimo de intensidad bien definido a fin de que sea fácilmente rastreable para la medición de la magnitud de los desplazamientos espectrales generados.

Para esta longitud arbitraria de MMF, habrá que hallar la longitud correspondiente de MMF recubierta con el polímero para la cual los efectos térmicos sean completamente cancelados. Además, otra característica distinguible de la configuración presentada en la referencia [85], es que el medio en el que se encuentra inmersa la sección de MMF sin polímero puede ser cualquier material al que interese medir directamente su respuesta a variaciones térmicas, debido a que cualquier efecto producido en la respuesta del

dispositivo por variaciones térmicas, luego de su compensación térmica, será producida únicamente por el material externo.

3.5. Determinación del coeficiente termo-óptico de líquidos mediante un dispositivo de MMI de fibra óptica.

De acuerdo con la sección previa, un dispositivo de MMI compensado térmicamente, similar al empleado en la referencia [85], es capaz de medir el CTO de materiales con simplemente colocar la sección de MMF dentro de dicho material, es decir, ser recubierta con el material bajo estudio, y medir el desplazamiento espectral producido por unidad de temperatura. Si además se conoce el desplazamiento espectral por unidad de índice de refracción para un dispositivo de MMI, el CTO del material de interés puede ser hallado fácilmente mediante la ecuación,

$$\frac{dn}{dT} = \frac{dn}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dT} \quad (3.16)$$

Ambas derivadas son calculables experimentalmente: la primera derivada es el inverso del desplazamiento espectral por unidad de temperatura, mientras que la segunda derivada es el desplazamiento espectral obtenido por unidad de temperatura. Éstas derivadas ya han sido reportadas para dispositivos de MMI de fibra óptica por varios autores como sensores de índices de refracción y de temperatura para la primera y segunda derivada respectivamente [31-36].

La parte medular del método que se propone en el presente trabajo de tesis, consiste en la medición del CTO de líquidos mediante la compensación termo-óptica de un dispositivo de MMI de fibra óptica y la implementación experimental de la ecuación 3.16. El método polimérico de compensación termo-óptica se aplicó a un dispositivo de MMI para una longitud arbitraria de la MMF, menor a la longitud de auto-imagen, con lo que se logró reducir considerablemente la longitud del dispositivo final. Estos conceptos se demuestran experimentalmente a continuación.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS EXPERIMENTALES.

El contenido de este capítulo detallará el proceso de fabricación del dispositivo MMI de fibra óptica, así como su proceso de caracterización para la medición del coeficiente termo-óptico de los siguientes líquidos: Etanol, Etilenglicol, Agua Des-ionizada, líquidos de Cargille $n_D = 1,300$ y $n_D = 1,370$. Se muestran los resultados experimentales obtenidos y se comparan con los datos publicados.

4.1. Fabricación de la estructura MMI.

El elemento central del dispositivo de MMI de fibra óptica empleado, fue fabricado usando una MMF sin núcleo, conocida como *No-Core-Fiber* (NCF). Es también conocida como Coreless Fiber debido a que puede considerarse como una fibra sin revestimiento, por lo que el medio en el que ésta se encuentre inmersa haría la función de revestimiento, pudiendo ser polímeros, líquidos, e incluso el aire. Este hecho fue explotado en la fabricación de un dispositivo de MMI de fibra óptica para la medición del CTO de líquidos, como se explicará detalladamente en esta sección.

De acuerdo a lo expuesto en el capítulo 2 en donde se describió el principio de formación de auto-imágenes, la longitud de NCF estará determinada por los parámetros de la fibra óptica empleada, así como por la longitud de onda de la fuente utilizada. Entonces, despejando la longitud L de la ecuación 2.40

para $p = 1$, es decir, para ubicar la primera pseudo-imagen, tenemos

$$L = \frac{n_{MMF} D_{MMF}^2}{\lambda} \quad (4.1)$$

Los parámetros de las fibras ópticas empleadas están descritos en la tabla siguiente:

Tipo de fibra	IR del núcleo / Revestimiento	Radio del núcleo/Revestimiento(μm)
SMF-28	1.4504/1.4447	4.5 / 62.5
MMF-NO CORE	1.4575/ 1.4440	- / 62.5

Tabla 4.1: Características de las fibras ópticas de la estructura MMI.

Con los datos de la tabla podemos calcular la longitud L de corte de la sección de NCF.

$$L = \frac{n_{MMF} D_{MMF}^2}{\lambda} = \frac{(1,4440)(125\mu m)^2}{1550nm} = 14,55mm$$

Con este valor de longitud se procedió a cortar la NCF. En la figura 4.1, se describe esquemáticamente el arreglo empleado para la fabricación de la estructura MMI.

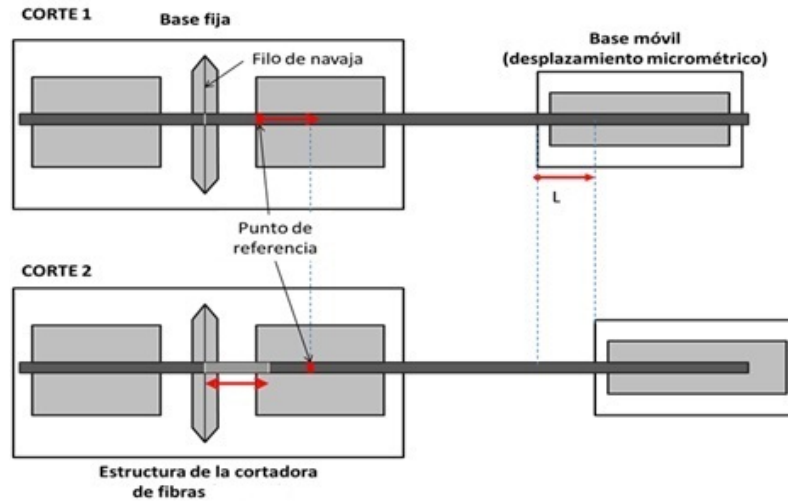


Figura 4.1: Esquema de arreglo para el corte de precisión de fibras.

Para mayor claridad, describimos los pasos seguidos:

1. La SMF es pegada temporalmente a una base móvil que permite desplazamientos micrométricos, para esto se usó un vernier. Se pinta una marca sobre la fibra, que se hace coincidir con alguna marca arbitraria sobre la cortadora de fibras (SUMIMOTO ELECTRIC FC-6S), y se realiza el corte transversal.

2. Una vez que se ha hecho el corte, se empalma la NCF a la SMF a 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.

3. Se regresa la fibra ya empalmada a su posición inicial, haciendo coincidir la marca sobre la fibra y la referencia elegida sobre la cortadora que se mantiene fija. Esto asegura que el filo de la navaja está justo en donde fue realizado el corte anterior.

4. Se inicia el desplazamiento micrométrico a la distancia deseada, que en nuestro caso fue primero aproximada mediante la ecuación 4.1, y posteriormente fue ajustada.

5. Se realiza el segundo corte ahora sobre la sección de NCF cuya longitud ahora es el del desplazamiento realizado.

6. Finalmente se empalma la segunda SMF al extremo libre de la NCF.

Antes de cada corte, se quita el recubrimiento exterior de las fibras y se limpia con acetona para no dañar el filo de la navaja de la cortadora. Obteniendo el dispositivo final esquematizado en la figura 4.2.

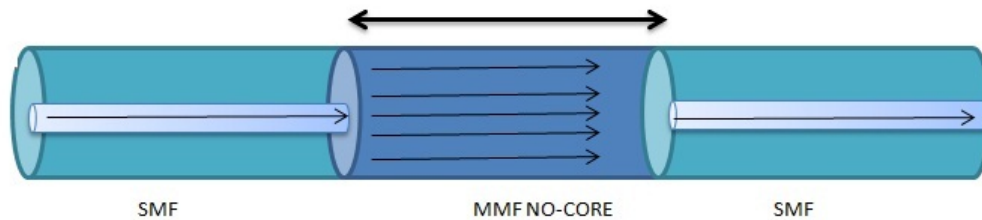


Figura 4.2: Estructura MMI, con fibra NCF de $L = 14,55 \text{ mm}$ en el centro.

A esta estructura fabricada SMF-NCF-SMF se empalma nuevamente a cada extremo libre de las SMFs conectores FC/PC. Un conector estará hacia la salida de la fuente y el otro a un analizador de espectros ópticos (Optical Spectrum Analyzer, OSA) (Anritsu MS9740A), teniendo como resultado el arreglo mostrado en la figura 4.3,

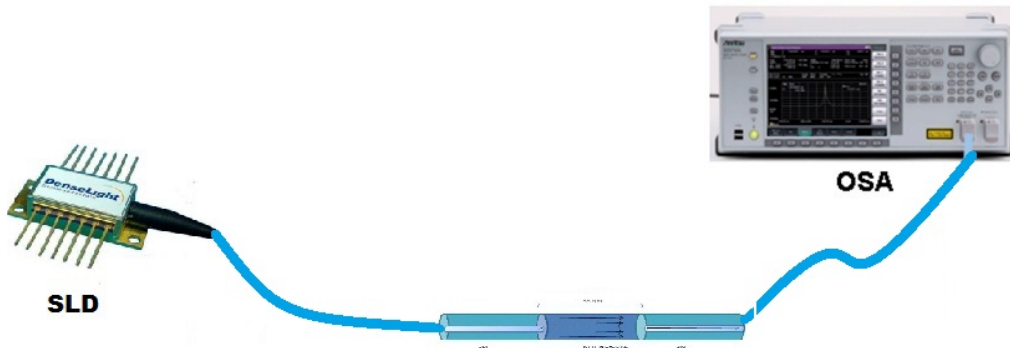


Figura 4.3: Arreglo experimental

4.2. Caracterización del arreglo experimental.

Como fuente de luz se usó un láser superluminiscente BOA1004 centrado en 1550 nm , cuyo espectro obtenido por el OSA fue graficado con el software ORIGIN y se puede visualizar en la figura 4.4.

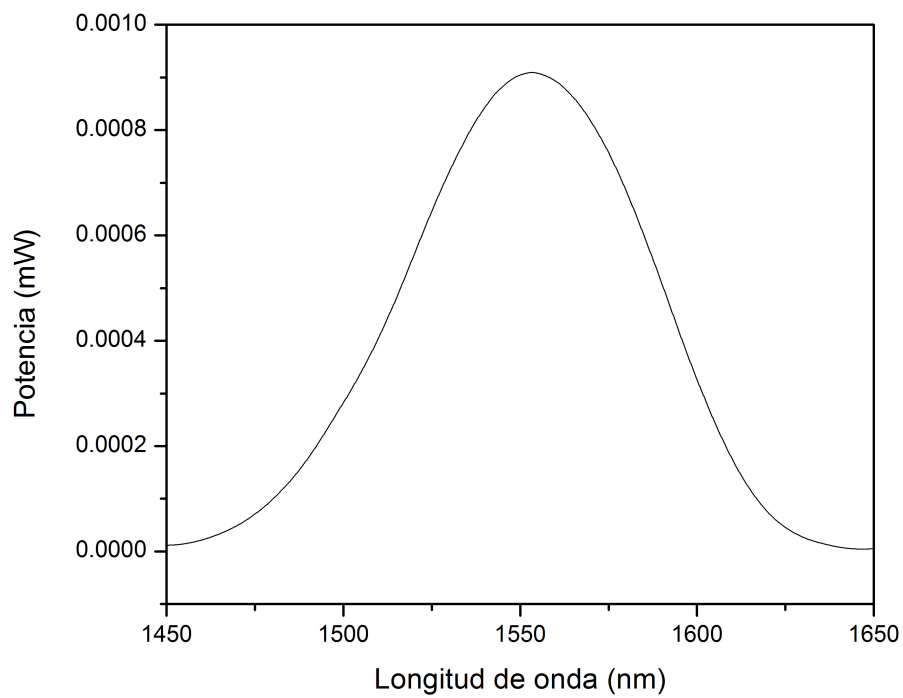


Figura 4.4: Espectro del láser superluminiscente centrado en 1550 nm , con un ancho espectral de 200 nm .

La respuesta espectral del dispositivo MMI que se visualiza en la figura 4.5, se obtuvo después de dividir la señal del dispositivo MMI entre la señal del láser superluminiscente. Se realizó con una resolución de $0,05 \text{ nm}$ en una ventana que va desde 1450 nm hasta 1650 nm . La respuesta espectral corresponde a una sección de NCF de $12,55 \text{ mm}$ de longitud, que fue obtenida después de un proceso de caracterización, en la que se buscó obtener un mínimo o un máximo de intensidad bien definido, que pudiera ser empleado como punto de referencia para la medición de los desplazamientos espectrales. Este punto de referencia deberá estar cercano a 1550 nm debido a que será en esta longitud de onda en la que se medirá el CTO de las muestras líquidas.

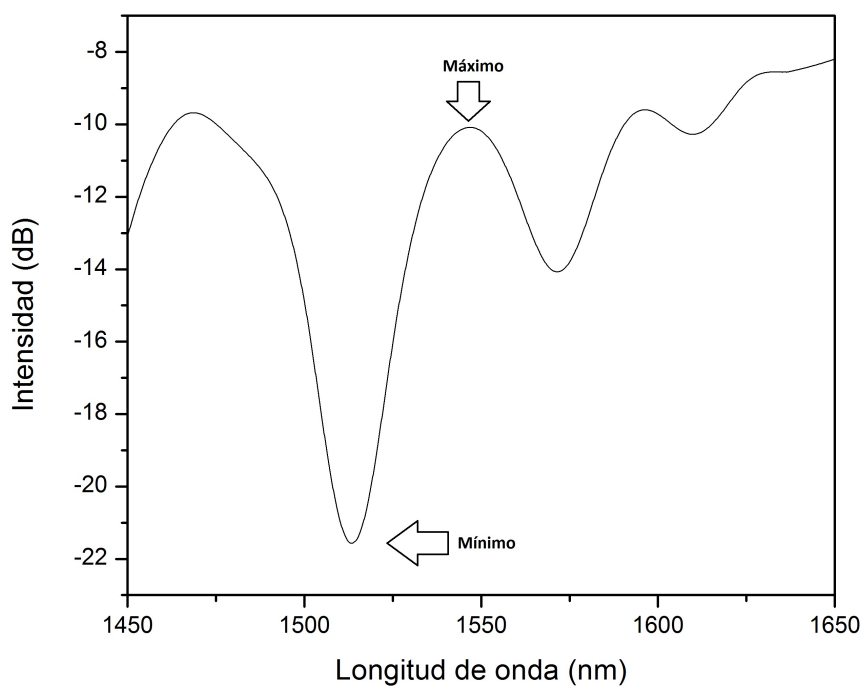


Figura 4.5: Respuesta del filtro MMI, logrado a partir de una NCF de longitud $L = 12,55 \text{ mm}$, se observa un mínimo pronunciado en $1511,6 \text{ nm}$ y un máximo en $1547,6 \text{ nm}$.

4.3. Prueba de temperatura del dispositivo MMI.

Una vez que se fabricó el dispositivo MMI, se procedió a realizar una prueba de temperatura para evaluar la dependencia térmica, propia del material con el que se elabora la fibra óptica (sílice), aplicando calor mediante un horno cuyo rango va desde $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ hasta $85\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Este horno tiene como característica encapsular el calor generado dentro de paredes de cristal, de esta forma se busca disminuir el gradiente de temperatura para lograr una mejor uniformidad de la temperatura y fue monitoreado por un sensor (waterproof DS18B20) y un termopar con una precisión de $\pm 0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $\pm 1\text{ }^{\circ}\text{C}$ respectivamente, controlado por un microcontrolador Raspberry Pi3, dando como resultado el esquema mostrado en las figuras 4.6 y 4.7.

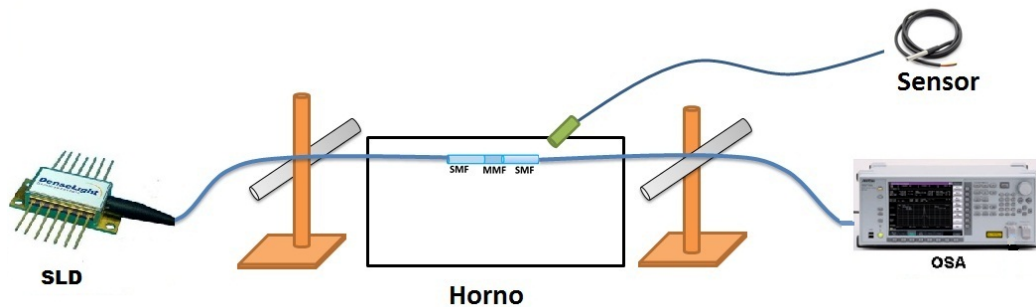


Figura 4.6: Arreglo para aplicar temperatura al dispositivo MMI.

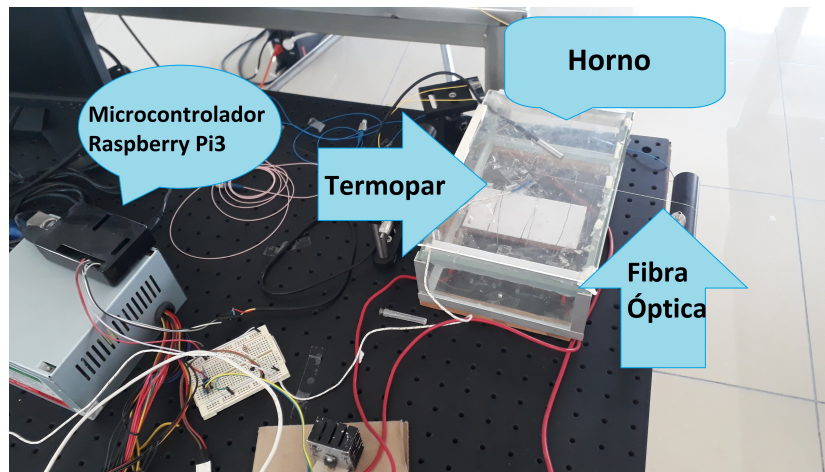


Figura 4.7: Fotografía del arreglo para aplicar temperatura al dispositivo MMI.

Hecho el arreglo se procedió a aumentar la temperatura del horno en pasos de $15\text{ }^{\circ}\text{C}$, comenzando desde la temperatura ambiente. Para lograr una estabilización de la temperatura fue necesario esperar 8 minutos, puesto que es el tiempo que le toma al horno en llegar a la temperatura por paso que se le dio; al cabo de esos 8 minutos, se registra el espectro, con ayuda del OSA. Los gráficos obtenidos se visualizan en la figura 4.8.

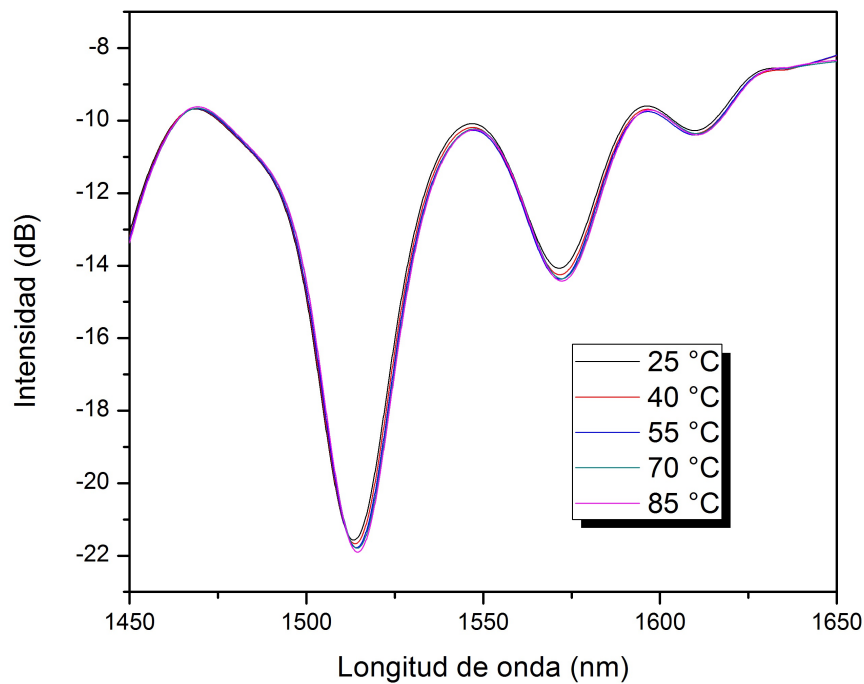


Figura 4.8: Desplazamiento espectral del dispositivo MMI al aplicar temperatura.

En la figura 4.9 se muestra el desplazamiento espectral correspondiente, tomando como punto de referencia el mínimo de intensidad obtenido en $1513,4 \text{ nm}$. Se gráfica la longitud de onda de referencia en función de la temperatura, obteniéndose un desplazamiento total de alrededor de 1 nm que corresponde a un incremento de temperatura de $60 \text{ }^\circ\text{C}$. La sensibilidad obtenida en este rango de temperatura fue de $0,0189 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. Con la compensación térmica lo que se busca es disminuir esta sensibilidad.

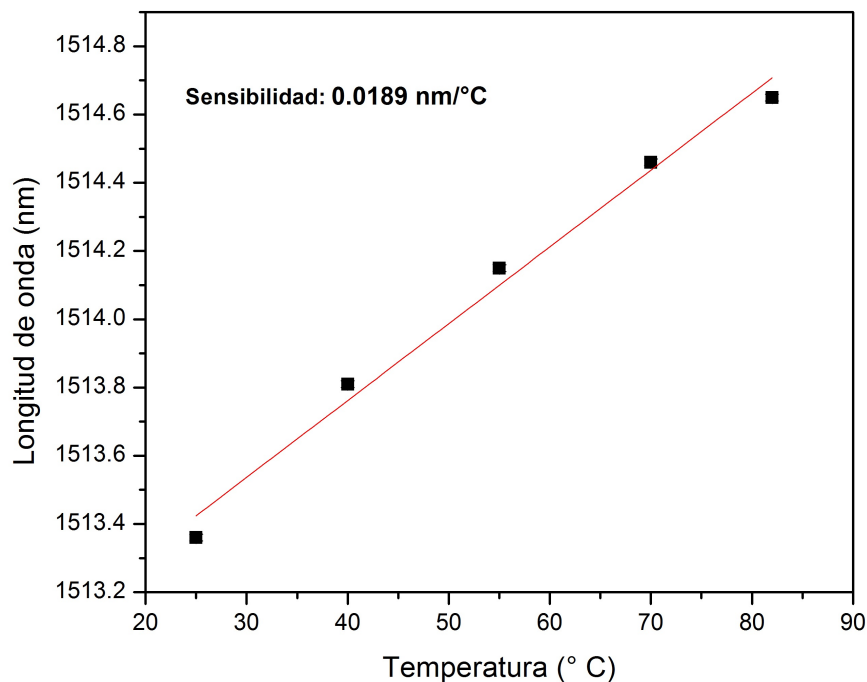


Figura 4.9: Desplazamiento espectral del dispositivo MMI al aplicar temperatura.

4.4. Compensación térmica del dispositivo.

La verificación experimental de la compensación térmica de la estructura SMF-NCF-SMF, se logra recubriendo parcialmente la sección NCF con PDMS (Polidimetilsiloxane) (Sylgard[®] 184 Silicone Elastomer, de Dow Corning), ver figura 4.10.

El proceso de recubrimiento con polímero se realizó cubriendo de manera controlable la parte deseada del NCF y curando el PDMS de acuerdo con las especificaciones del fabricante, que a continuación se explica.

El proceso de mezcla es de 10 : 1, de polímero y de agente de curado,

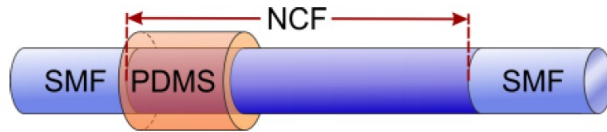


Figura 4.10: Unidad de compensación termo-óptica totalmente sólida que consiste en un NCF parcialmente cubierto con PDMS. La estabilización se logra contrarrestando el CTO de la sección recubierta y no recubierta.

respectivamente. Al combinar los componentes se forman pequeñas burbujas de aire, las cuales desaparecen después de dejarlo reposar alrededor de media hora.

Para cubrir la NCF con PDMS se usó una base rectangular plana de $5\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ de acrílico sobre la que se colocó el dispositivo de MMI a $0,5\text{ mm}$ de altura sin tocarla. El primer empalme SMF-NCF se colocó a una distancia del borde del acrílico igual a la que se requiere ser cubierta con el polímero, es decir, para cubrir 3 mm de NCF por ejemplo, el empalme se colocó a 3 mm de borde de la base del acrílico hacia adentro.

Una vez colocada la fibra, se dejó caer una pequeña porción de PDMS, sobre la base de acrílico, quedando sobre ésta un residuo de PDMS debido a la fuerza de tensión superficial. La altura del volumen de polímero que quedó sobre la base de acrílico fue de alrededor de 1 mm , con lo que se aseguró que la fibra óptica quedara completamente inmersa en PDMS (ver figura 4.11).

Se colocaron sobre la base de acrílico 5 dispositivos MMI con la misma longitud de MMF, cada una cubierta con PDMS a diferentes longitudes con el fin de hallar la longitud a la que los efectos térmicos son cancelados. En la figura 4.12 se muestra la respuesta espectral para tres longitudes de NCF recubierta con PDMS: $0,5\text{ mm}$, 1 mm y 2 mm .

Se observa que una mayor longitud de NCF recubierta corresponde a un mayor desplazamiento en la posición de la longitud de onda de referencia, lo cual debe ser considerado al momento de definir la longitud de la NCF para que el dispositivo final opere en la longitud de onda deseada.

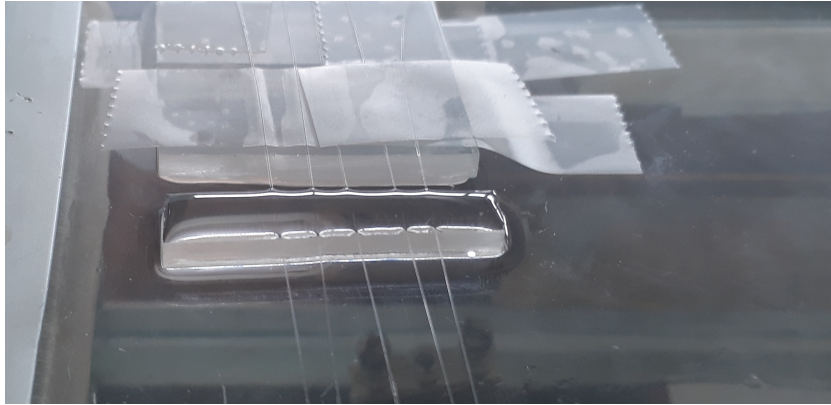


Figura 4.11: Proceso de curado del PDMS.

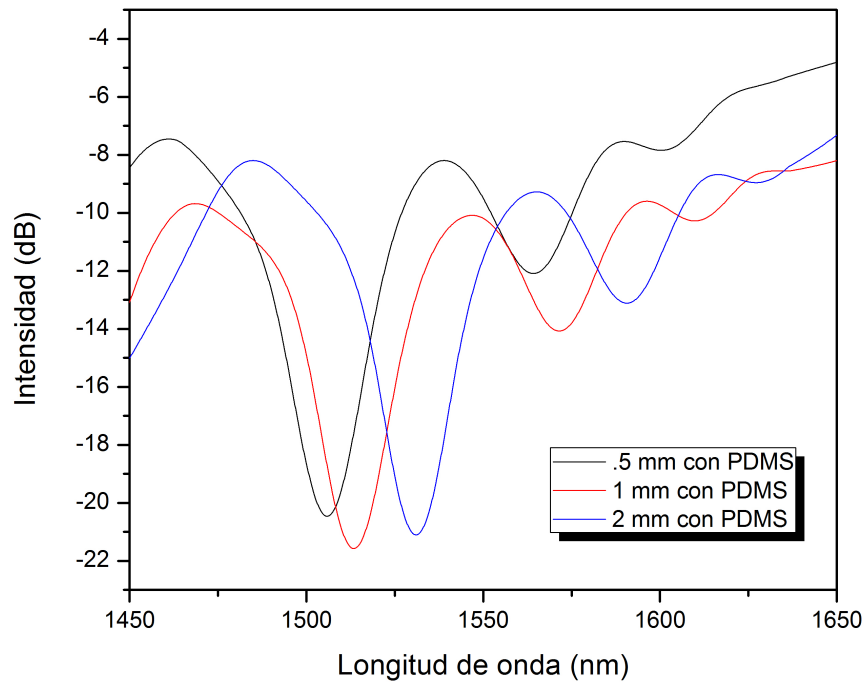


Figura 4.12: Espectro de los dispositivos recubiertos con PDMS a diferentes longitudes.

4.5. Pruebas de temperatura del dispositivo MMI después de la compensación térmica.

Después de tener el arreglo formado por los segmentos SMF-NCF-SMF y una sección de la misma cubierta con PDMS, se procedió a realizar pruebas de temperatura para demostrar la compensación térmica del dispositivo.

La longitud de NCF finalmente empleada fue de $12,55 \text{ mm}$, de la cual se recubrió 1 mm con PDMS. Este dispositivo fue elegido porque es el que presentó un máximo bien definido cercano a 1550 nm . Después de realizar la prueba de temperatura se obtiene como resultado la gráfica de la figura 4.13.

Al graficar el desplazamiento espectral con respecto de la temperatura, se obtiene una sensibilidad de $0,00338 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$, ver figura 4.14, que es mucho menor que cuando el dispositivo no se cubre con polímero.

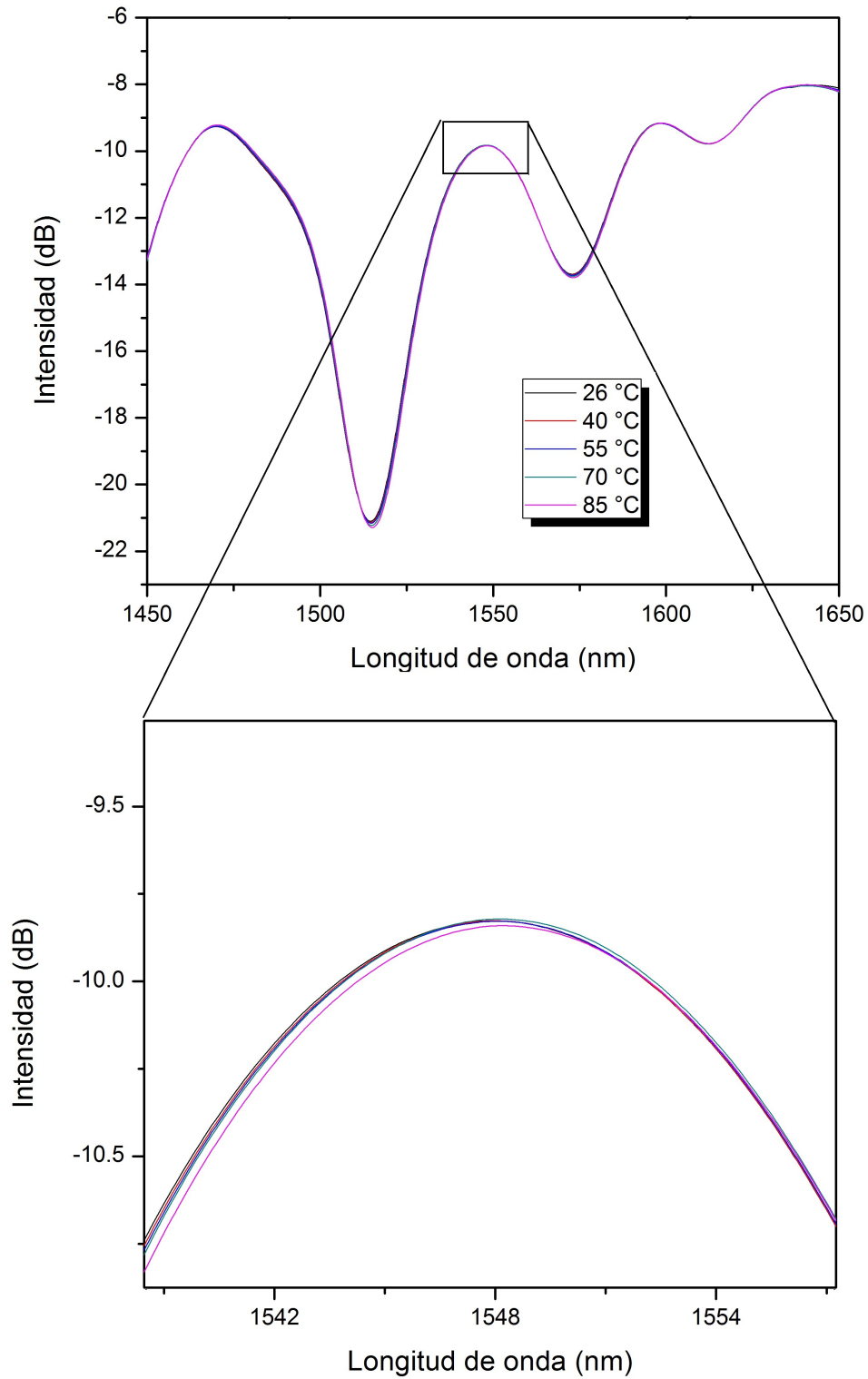


Figura 4.13: Desplazamiento espectral del dispositivo MMI de hasta $26\text{ }^{\circ}\text{C}$ hasta $85\text{ }^{\circ}\text{C}$., se observa el desplazamiento espectral de aproximadamente $0,2\text{ nm}$.

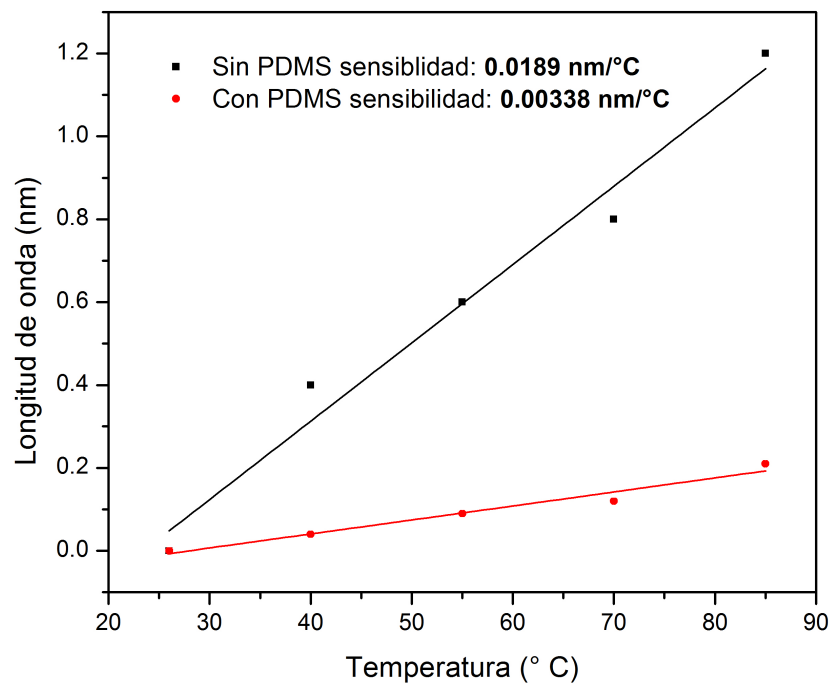


Figura 4.14: Sensibilidad del dispositivo MMI con PDMS de $0,00338 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ comparado con el dispositivo MMI sin PDMS de $0,0189 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$.

La compensación térmica se logra, puesto que se encontró que al variar la temperatura desde $26 \text{ }^{\circ}\text{C}$ hasta $85 \text{ }^{\circ}\text{C}$ el espectro se ha desplazado menos de $0,2 \text{ nm}$.

4.6. Calibración del dispositivo MMI.

Según lo expuesto en el capítulo anterior, la determinación de CTO de materiales bajo estudio, puede ser hallado mediante un dispositivo de MMI compensado térmicamente usando la ecuación 3.16,

$$\frac{dn}{dT} = \frac{dn}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dT}$$

El factor $\frac{dn}{d\lambda}$ es hallado mediante la evaluación experimental de la respuesta espectral del dispositivo de MMI a variaciones de índices de refracción. En otras palabras, la respuesta del dispositivo de MMI debe ser calibrado en función del índice de refracción, con lo que se hallaría la primera derivada de la ecuación 3.16.

La calibración del dispositivo de MMI (ya compensado térmicamente) fue realizada evaluando experimentalmente el desplazamiento espectral en función de las variaciones en el índice de refracción. Para tal fin se emplearon líquidos con índices de refracción calibrados de la compañía Cargille[®], cuya precisión es de $\pm 0,0002$.

En la gráfica de la figura 4.15 se muestra la curva obtenida para un rango de índices de refracción desde 1.316 hasta 1.43 a una longitud de onda de 1550 nm. Para rangos pequeños de variación de índices de refracción, esta curva es aproximadamente lineal con lo que podríamos obtener $\frac{d\lambda}{dn}$.

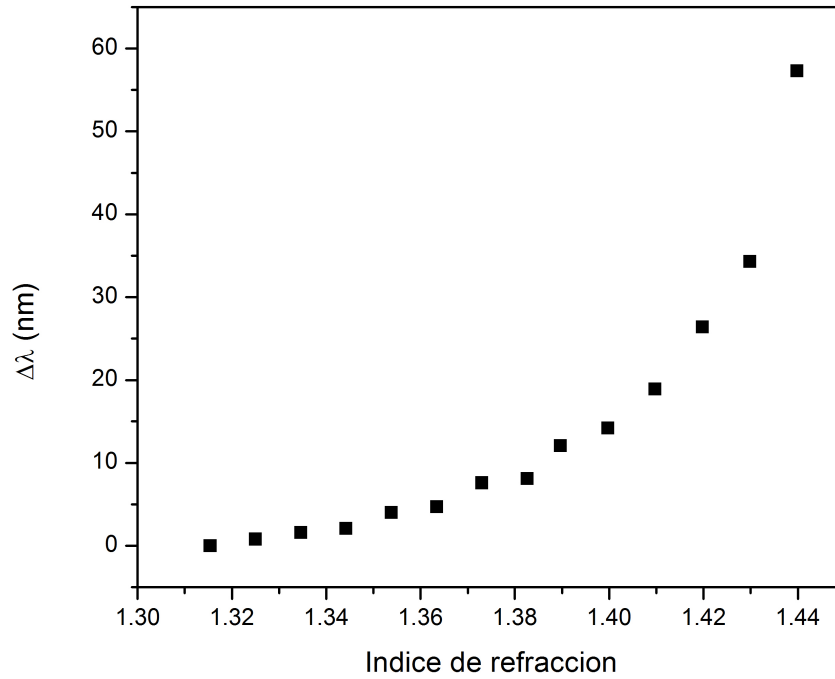


Figura 4.15: Resultado obtenido al calibrar el dispositivo MMI, con líquidos de diferente índice de refracción.

En la figura 4.16 se muestra la curva correspondiente a n vs λ , de donde calculamos el factor $\frac{dn}{d\lambda}$ para intervalos pequeños en donde la curva puede aproximarse a una línea recta.

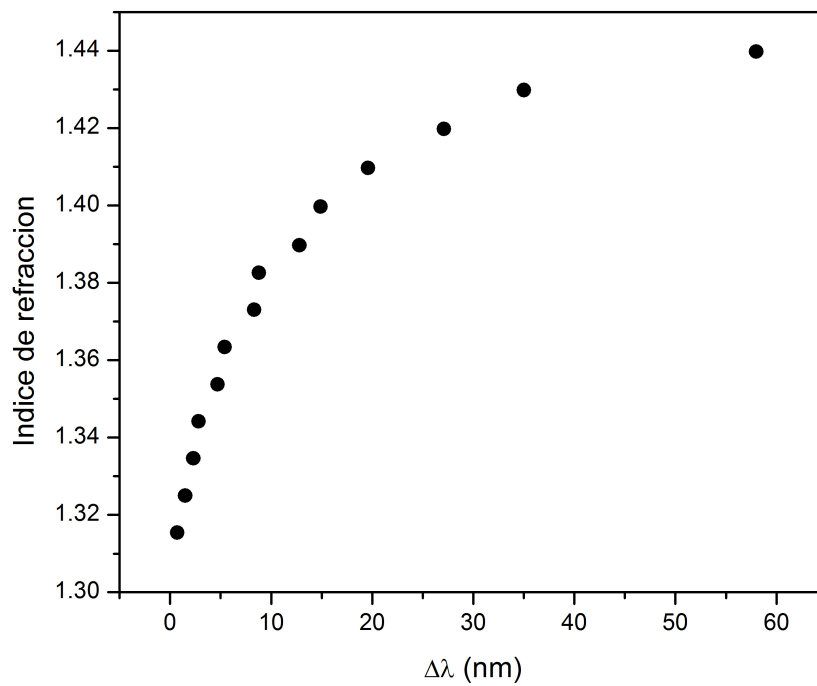


Figura 4.16: Curva correspondiente a n vs λ .

La obtención del segundo factor de la ecuación 3.16, se explica en la siguiente sección.

4.7. Medición experimental del factor $\frac{d\lambda}{dT}$

A continuación se presentan los resultados obtenidos al variar la temperatura y medir el desplazamiento espectral correspondiente a los diferentes líquidos analizados, es decir, el factor $\frac{d\lambda}{dT}$.

4.7.1. Etilenglicol

Se usó etilenglicol del fabricante Sigma Aldrich al 99,89%, el cual tiene un índice de refracción de $n = 1,4176$ en la longitud de onda de 1550 nm y un punto de ebullición de $T = 197 \text{ }^\circ\text{C}$, se hizo la variación de $27 \text{ }^\circ\text{C}$, en pasos de $15 \text{ }^\circ\text{C}$ hasta $70 \text{ }^\circ\text{C}$, obteniendo como resultado el siguiente gráfico, ver figura 4.17.

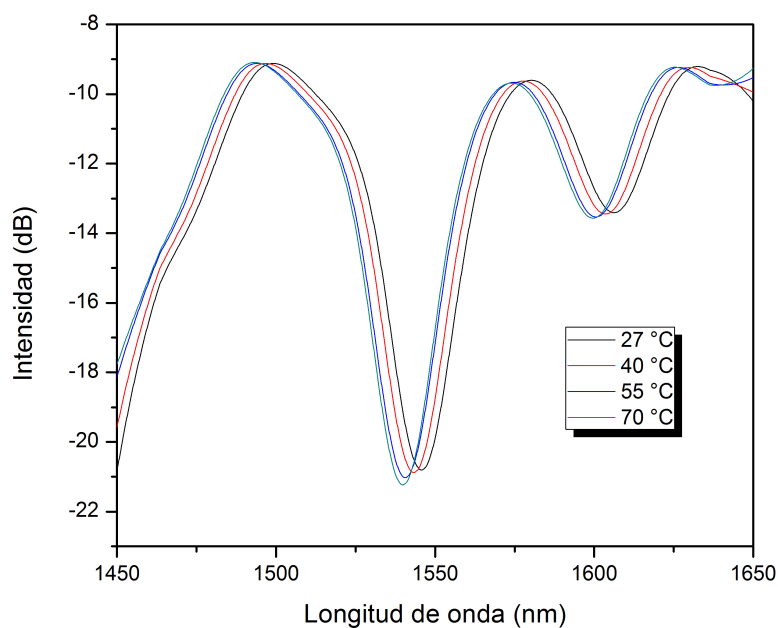


Figura 4.17: Desplazamiento espectral al aplicar temperatura usando etilenglicol.

Graficando la variación de la longitud de onda de referencia con respecto de la temperatura obtenemos la figura 4.18, en donde encontramos una pen-

diente de $-0,17794 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$, lo cual significa un desplazamiento espectral de $7,7 \text{ nm}$ para un rango de temperatura de $42 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

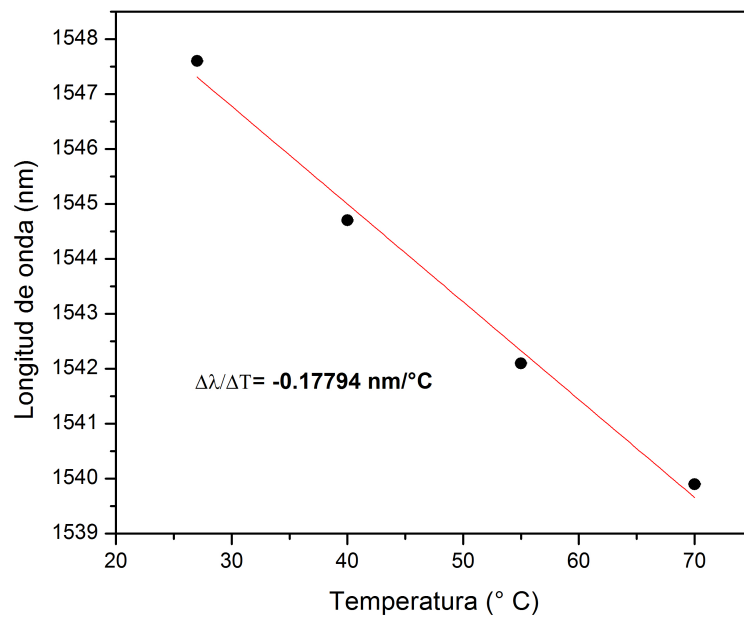


Figura 4.18: Cambio de la longitud de onda con respecto de la temperatura usando etilenglicol.

4.7.2. Agua des-ionizada.

Se uso agua des-ionizada, el cual tiene un índice de refracción de $n = 1,3164$ en la longitud de onda de 1550 nm y un punto de ebullición de $T = 97 \text{ }^\circ\text{C}$, y se hizo la variación desde $25 \text{ }^\circ\text{C}$, en pasos de $15 \text{ }^\circ\text{C}$ hasta $70 \text{ }^\circ\text{C}$, obteniendo como resultado el siguiente gráfico, ver figura 4.19.

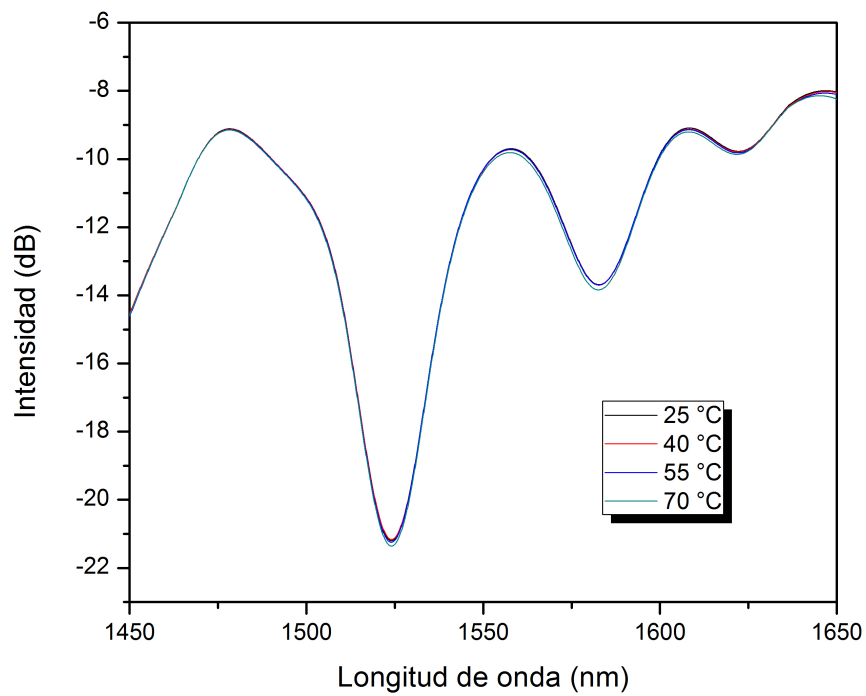


Figura 4.19: Desplazamiento espectral al aplicar temperatura usando agua des-ionizada.

Graficando la variación de la longitud de onda con respecto de la temperatura obtenemos la figura 4.20, en donde encontramos una pendiente de $-0,010 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, correspondiente a un desplazamiento espectral total de $0,5 \text{ nm}$ para el rango de temperaturas empleado.

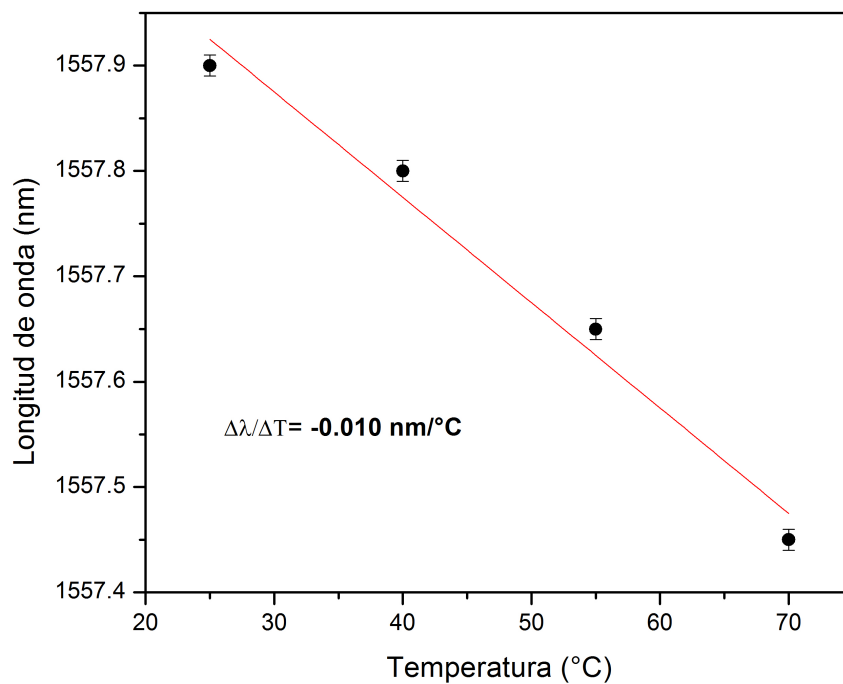


Figura 4.20: Cambio de la longitud de onda con respecto de la temperatura usando agua des-ionizada.

4.7.3. Etanol

Se uso Etanol del fabricante Sigma Aldrich al 96 %, el cual tiene un índice de refracción de $n = 1,3520$ en la longitud de onda de 1550 nm y un punto de ebullición de $T = 78 \text{ }^\circ\text{C}$, se hizo la variación desde $27 \text{ }^\circ\text{C}$, en pasos de $10 \text{ }^\circ\text{C}$ hasta $60 \text{ }^\circ\text{C}$, obteniendo como resultado el gráfico de la figura 4.21.

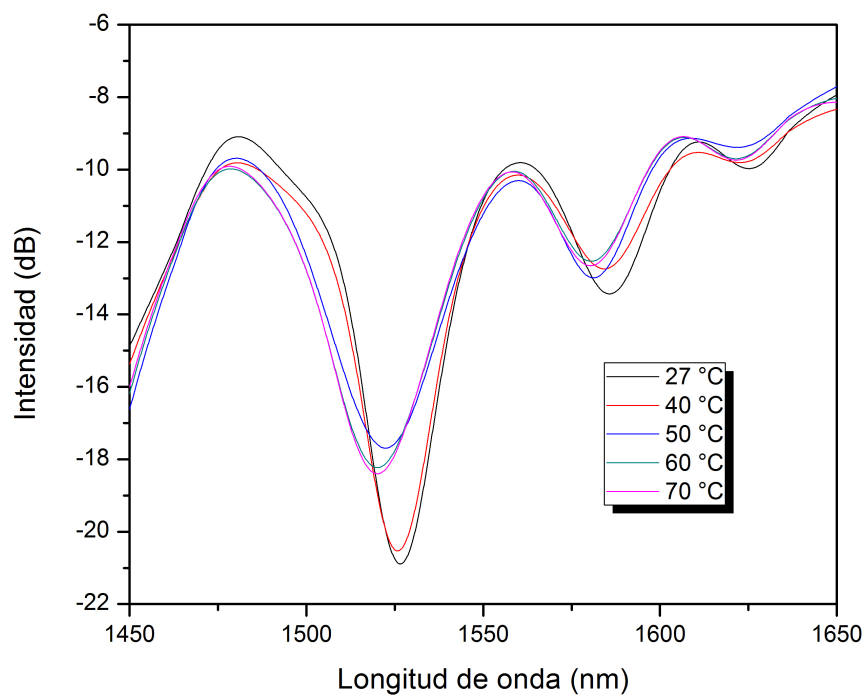


Figura 4.21: Desplazamiento espectral al aplicar temperatura usando etanol.

Graficando la variación de la longitud de onda con respecto de la temperatura obtenemos la figura 4.22, en donde encontramos una pendiente de $-0,05826 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, que corresponde a un desplazamiento espectral de $2,3 \text{ nm}$ dentro del rango de temperaturas evaluado.

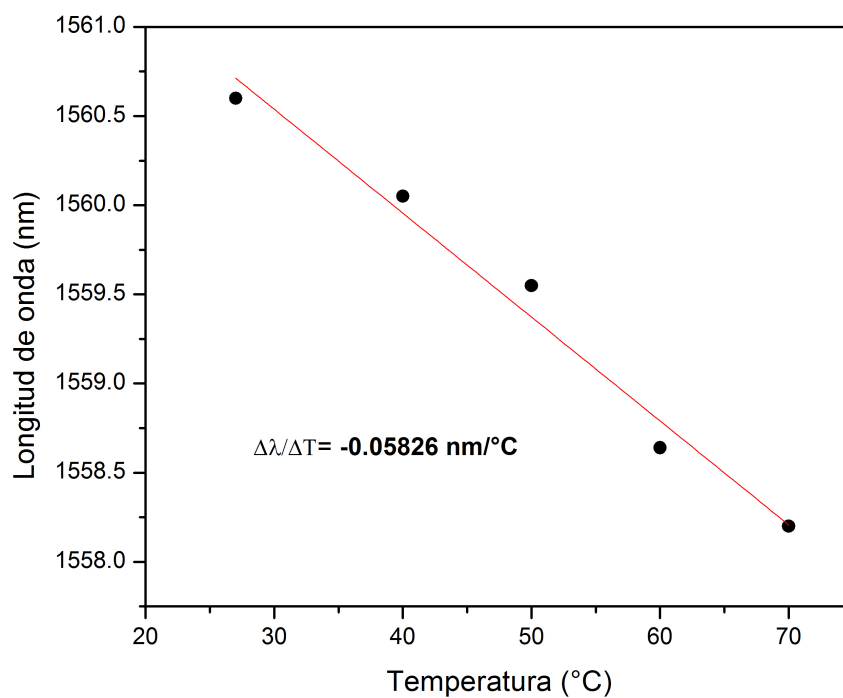


Figura 4.22: Cambio de la longitud de onda con respecto de la temperatura usando etanol.

4.7.4. Cargille Liquid $n_D = 1,370$

Se uso Cargille Liquid $n_D = 1,370$ fabricante Sigma Aldrich, el cual tiene un índice de refracción de $n = 1,3634$ en la longitud de onda de 1550 nm , se hizo la variación desde $28 \text{ }^\circ\text{C}$, en pasos de $15 \text{ }^\circ\text{C}$ hasta $70 \text{ }^\circ\text{C}$, obteniendo como resultado el gráfico de la figura 4.23.

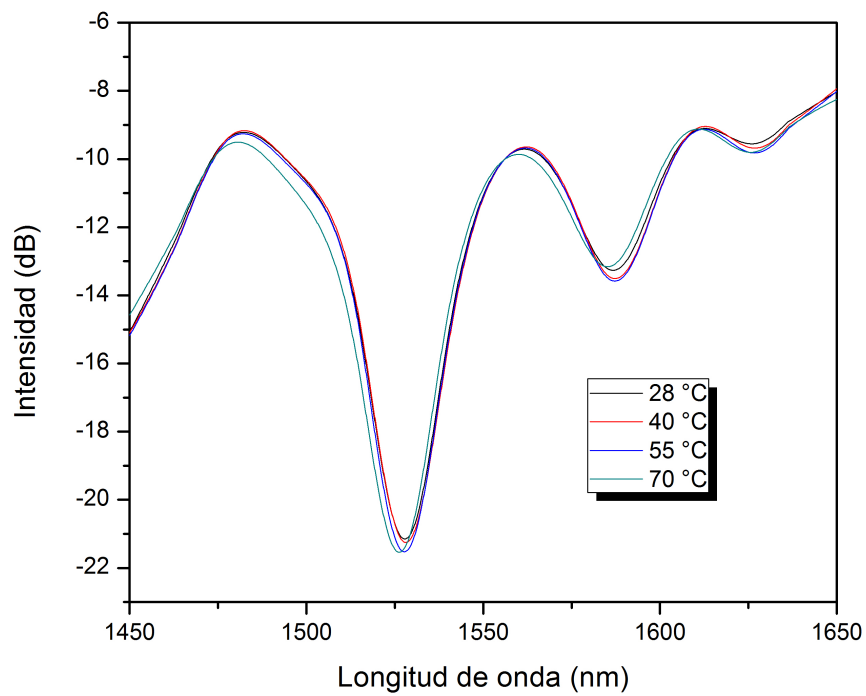


Figura 4.23: Desplazamiento espectral al aplicar temperatura usando Cargille liquid $n_D = 1,370$.

Graficando la variación de la longitud de onda con respecto de la temperatura obtenemos la figura 4.24, en donde encontramos una pendiente de $-0,03567 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$, que corresponde a un desplazamiento espectral total de $1,9 \text{ nm}$ en el rango de temperatura evaluado.

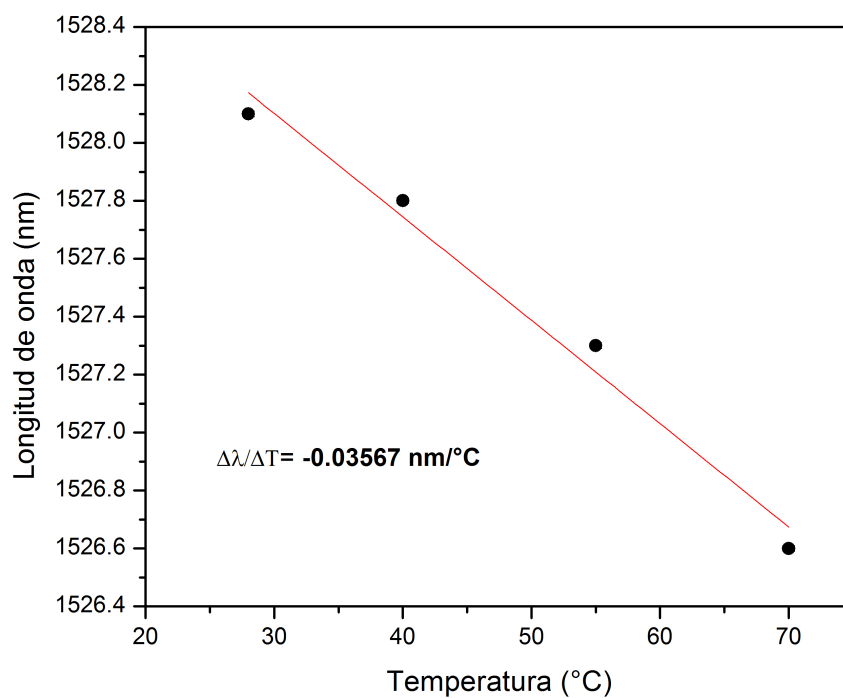


Figura 4.24: Cambio de la longitud de onda con respecto de la temperatura usando cargillo liquid $n_D = 1,370$.

4.7.5. Cargille Liquid $n_D = 1,300$

Se uso Cargille Liquid $n_D = 1,300$ fabricante Sigma Aldrich, el cual tiene un índice de refracción de $n = 1,2962$ en la longitud de onda de 1550 nm , se hizo la variación desde $30 \text{ }^\circ\text{C}$, en pasos de $15 \text{ }^\circ\text{C}$ hasta $70 \text{ }^\circ\text{C}$, obteniendo como resultado el gráfico de la figura 4.25.

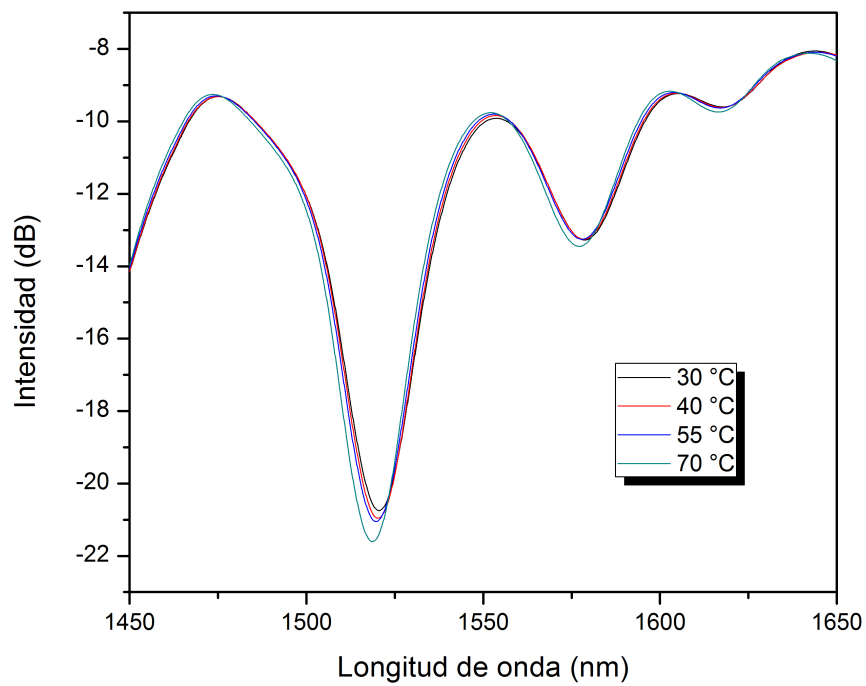


Figura 4.25: Desplazamiento espectral al aplicar temperatura usando cargille liquid $n_D = 1,300$.

Graficando la variación de la longitud de onda con respecto de la temperatura obtenemos la figura 4.26, en donde encontramos una pendiente de $-0,04531 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$, que corresponde a un desplazamiento espectral total de $1,6 \text{ nm}$ en el rango de temperatura evaluado.

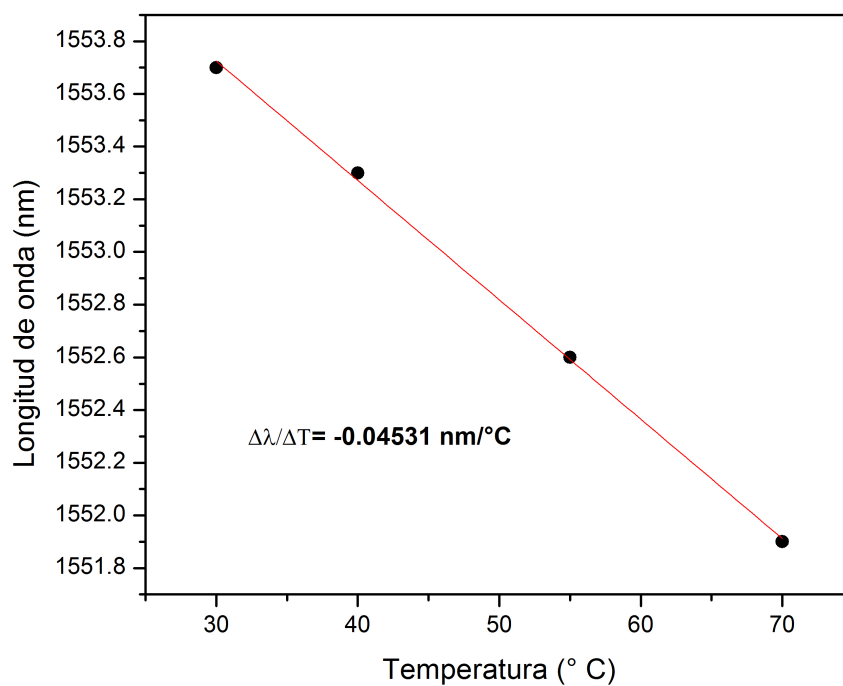


Figura 4.26: Cambio de la longitud de onda con respecto de la temperatura usando Cargille liquid $n_D = 1,300$.

4.8. Cálculo del coeficiente termo-óptico de líquidos.

Una vez que se han determinado ambas derivadas de la ecuación 3.16, el cálculo del coeficiente termo-óptico de líquidos es obtenido fácilmente. En esta sección se explica el procedimiento seguido.

El valor del índice de refracción para cada líquido, a temperatura ambiente, se ubica en la curva de calibración de la figura 4.16, y se toma como el punto inicial de un intervalo $\Delta\lambda$ igual al obtenido para cada líquido en las pruebas de temperatura de la sección previa. Debido a que se toma un intervalo pequeño, éste se aproxima a una línea recta y se calcula $dn/d\lambda$ (para éste intervalo). El valor calculado se multiplica por los valores encontrados en la sección previa y esto nos da el valor de coeficiente termo-óptico de cada uno de los líquidos estudiados, de acuerdo con la ecuación 3.16. En la figura 4.27, se ilustra el método empleado.

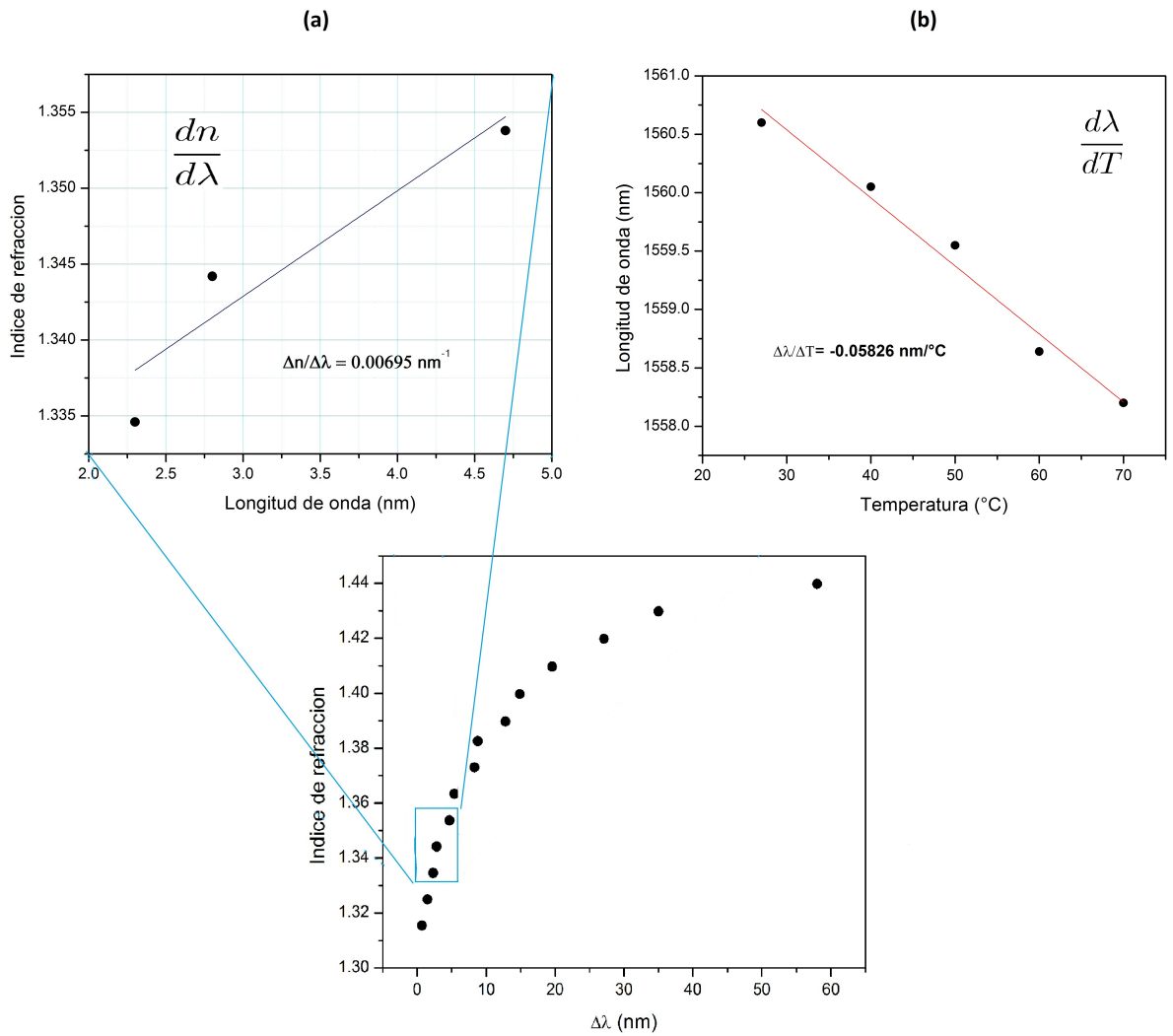


Figura 4.27: Ejemplo para el calculo de CTO del Etanol, (a) se muestra el intervalo $\Delta\lambda$ obtenido para el ΔT empleado, (b) se muestra la curva de calibración de donde se obtiene el intervalo Δn asociado a un $\Delta\lambda$.

En la figura 4.27 (a) se muestra el intervalo $\Delta\lambda$ obtenido para el ΔT empleado y de donde se obtiene $d\lambda/dT$, y este intervalo es el que se usa en la figura 4.27 (b) sobre la que se obtendrá $dn/d\lambda$. Posteriormente, multiplicamos ambas derivadas conduciéndonos a los resultados mostrados en la Tabla 4.2.

Muestra líquida	IR ($\lambda = 1550nm$)	CTO encontrado ($\lambda = 1550nm$)	CTO reportado ($\lambda = 1550nm$)
Etanol	1,3520	$-4,04x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$	$-3,68x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$ [14] $-3,99x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$ [15] $-3,11x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$ [16] $-4,0x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$ [87]
Etilenglicol	1,4176	$-2,88x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$	$-2,6x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$ [87]
Agua des-ionizada	1,3164	$-1,2x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$	$-7,65x10^{-5} \text{ } ^\circ C^{-1}$ [14] $-1,12x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$ [16] $-1,2x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$ [87]
Cargille liquid $n_D = 1,300$	1,2962	$-2,55x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$	$-2,94x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$ [14]
Cargille liquid $n_D = 1,370$	1,3634	$-2,46x10^{-4} \text{ } ^\circ C^{-1}$	- -

Tabla 4.2: Resumen de los resultados obtenidos en este estudio con los reportados en la literatura.

Los resultados obtenidos concuerdan con aquellos reportados en la literatura para este rango de longitud de onda, resumidos en la última columna, lo cual prueba la factibilidad del método que hemos propuesto. Teniendo en cuenta que no hay suficientes datos sobre el CTO de los líquidos a 1550 nm , nuestros resultados pueden ser propuestos como datos de referencia.

Es importante mencionar que el método propuesto se limita a líquidos cuyo índice de refracción no exceda el del núcleo de la NCF para no violar el principio de reflexión total interna, lo cual significa una importante limitante al método propuesto; sin embargo, una gran cantidad de líquidos caen dentro del rango de valores permitidos como son: metanol, acetona, propanol.

Se ha propuesto y demostrado un sensor de fibra óptica basado en MMI adecuado para las mediciones de CTO de muestras líquidas mediante la caracterización de las respuestas al índice de refracción y a la temperatura. El dispositivo, que involucra solo empalmes de fusión sin otros procesos complicados, hace que el sensor sea firme, estable y fácil de ponerlo en contacto con los líquidos de prueba.

CAPÍTULO 5

CONCLUSIONES Y TRABAJOS A FUTURO.

La medición del coeficiente termo-óptico de materiales es una necesidad que no ha sido del todo suplida en la actualidad, lo cual se hace evidente por la poca cantidad de trabajos reportados en el tema, además de ser complejos los existentes. Esto contrasta con el rápido avance presenciado en la ciencia de materiales, siendo común ver hoy en día la aparición de nuevos materiales que prometen optimizar la funcionalidad de los dispositivos existentes o crear nuevos para diversas aplicaciones. El trabajo desarrollado y descrito a lo largo de esta tesis, atiende a esta necesidad. Se ha propuesto un dispositivo de bajo costo, de fácil fabricación, y alta sensibilidad, verificando su eficiencia al comparar los resultados obtenidos con los reportados en la literatura.

La propuesta consistió en un dispositivo cuyo principio óptico de operación se basó en los efectos de interferencia multimodal generados al alimentar a una sección de fibra multimodo con la señal proveniente de una fibra monomodo, conectada a una fuente de banda ancha. Es sabido que estructuras basadas en fibras multimodales poseen mayor susceptibilidad a variaciones externas, por lo que se han utilizado en el diseño de sensores ópticos anticipando alta sensibilidad.

La estructura central consistió en una pequeña sección de 1,25 *cm* de fibra multimodo sin revestimiento, empalmada a fibras monomodo por am-

bos extremos. Previo a medir el CTO de materiales, la contribución debida al coeficiente de expansión térmica (CET) y al CTO del elemento sensible fue cancelado mediante la compensación termo-óptica empleando un recubrimiento de polímero con un valor de CTO negativo de $-1,35 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, para contrarrestar el CTO positivo de la fibra de $\approx 1 \times 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$. De esta forma, se obtuvo un dispositivo insensible a variaciones de temperatura ambientales, por lo que, al estar inmerso en algún material, cualquier variación espectral será debida únicamente a variaciones en el índice de refracción del material en contacto directo con el elemento sensible.

Básicamente, la determinación del CTO de muestras líquidas fue realizada mediante el producto de dos factores: la pendiente de la curva de variación del índice de refracción en función de la longitud de onda y la pendiente de la curva de variación de la longitud de onda en función de la temperatura. Ambos factores fueron obtenidos experimentalmente: la primera mediante la calibración de la respuesta del dispositivo a variaciones en el índice de refracción empleando líquidos con índices de refracción calibrados de la compañía Cargille[®] con una precisión de $\pm 0,0002$, mientras que la segunda fue obtenida midiendo el desplazamiento espectral dentro de un rango pequeño de temperatura estando el dispositivo de fibra óptica inmerso en la muestra líquida.

La curva correspondiente al primer factor, se ajusta a una función exponencial, sin embargo, para intervalos pequeños, ésta se aproxima con buena precisión a una línea recta, y es obtenida mediante el inverso del cociente de la variación de la longitud de onda entre el intervalo de índices de refracción considerado. Al multiplicar el inverso de este cociente por el cociente de la variación de la longitud de onda entre el rango de temperatura empleado, que también se aproxima a una línea recta para intervalos pequeños ($\sim 30 \text{ }^\circ\text{C}$), se obtiene el CTO de la muestra líquida.

Los resultados presentados del valor de coeficiente termo-óptico, de los cinco líquidos fueron comparados con los reportados en otros trabajos, ver tabla 4.2. En el caso del líquido de Cargille $n_D = 1,370$ el valor encontrado es una contribución puesto que no existe referencias con que compararlo. Los resultados experimentales demuestran que los valores medidos se desvían solo por 10^{-6} de los resultados publicados para los mismos líquidos.

5.1. Trabajos a futuro.

La configuración propuesta tiene ciertas limitaciones que no fueron consideradas en este trabajo pero que constituirían la base para trabajos futuros. Entre ellas podemos mencionar:

- **Caracterización el dispositivo en función del diámetro de la sección multimodal.**

Es sabido que a menor diámetro la porción de campo evanescente interactuando con el medio exterior es incrementado, con lo que se obtiene mayor sensibilidad. Se requeriría de un proceso de caracterización del desplazamiento espectral obtenido en función de la temperatura y del índice de refracción para cada uno de los diámetros estudiados. El diámetro puede ser disminuido mediante ataque químico mediante un proceso que debe ser caracterizado experimentalmente. Además, para cada diámetro deberá ser caracterizada la sección de fibra recubierta con el polímero para lograr la auto-compensación termo-óptica.

- **Uso de otros materiales con CTO negativo.**

El polímero empleado mostró cierta susceptibilidad a daños debido a la composición del líquido estudiado, siendo afectado por algunos: se observó que el etanol incrementaba el volumen del PDMS y además lo despegaba de la fibra. Por otro lado, con un material con un CTO mayor (es decir, más negativo), se requeriría de una menor longitud de MMF recubierta, lo cual favorecería a la miniaturización del dispositivo final. Además, existen otros materiales que permitirían operar en un rango mayor de temperaturas, con lo que se lograría la medición del CTO en otros rangos de temperaturas, incrementando así las posibles aplicaciones del dispositivo.

- **Extensión del rango de líquidos.**

La configuración propuesta se limita a la medición del CTO de líquidos cuyo valor máximo de índice de refracción a 1550 nm no exceda al de la fibra óptica para no violar el principio de reflexión total interna. Aun cuando una gran cantidad de materiales caen dentro de este rango, existen otros que quedan fuera de éste.

Una propuesta alternativa usando como base el principio empleado en la configuración que hemos propuesto, consiste en usar como elemento

sensible una fibra multimodal con revestimiento empalmada únicamente a una sección de fibra monomodo y dejando libre el otro extremo. Bajo esta configuración, la luz reflejada en la cara libre llevaría la información del CTO del líquido en contacto directo con la punta de la fibra. La compensación termo-óptica de esta estructura se lograría removiendo el revestimiento mediante ataque químico hasta una longitud que cancele cualquier variación espectral debida a cambios en el índice de refracción del medio exterior. Este esquema operaría con la reflexión de Fresnel en la interfaz vidrio-aire de la cara libre de la fibra, que es el 4 % de la luz incidente, sin embargo, es suficiente para detectar cambios de potencia en la luz reflejada, con la ventaja importante de no estar limitada a valores de índices de refracción menores al de la fibra óptica, siendo por cierto, mayor la variación mientras mayor sea el índice de refracción, con lo que la sensibilidad del dispositivo se incrementa.

Además, el CTO de la muestra estaría determinado por variaciones de potencia en vez de variaciones espectrales, con lo que el sistema de interrogación de la señal sería considerablemente simplificado debido a que bastaría un detector comercial para medir las variaciones de potencia y una fuente de luz monocromática, disminuyendo con esto el costo del dispositivo final.

REFERENCIAS.

- [1] Edward D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Capítulo 3.
- [2] F. J. Micheli, *Ann. Physik* 4,7 (1902).
- [3] W. S. Rodney and I. H. Malitson, *J. Opt. Soc. Am.* 11, 956 (1956).
- [4] I. H. Malitson, *Appl. Opt.* 2, 1103 (1963).
- [5] M. V. Hobden and J. Warner, *Phys. Lett.* 22,243 (1966).
- [6] R. A. Phillips, *J. Opt. Soc. Am.* 56, 629 (1966).
- [7] J. H. Wray and J. T. Neu, *J. Opt. Soc. Am.* 59, 774 (1969).
- [8] A. Feldman, D. Horowitz, R. M. Waxler, and M. J. Dodge, *Nat. Bur. Stand. (U.S.), Tech. Note* 993, (Feb.. 1979).
- [9] N. P. Barnes, D. J. Gettemy, and R. S. Adhav, *J. Opt. Soc. Am.* 72, 895 (1982).
- [10] G. E. Jellison, Jr. and F. A. Modine, *J. Appl. Phys.* 76, 3758 (1994).
- [11] H. H. Lipson, Y. F. Tsay, B. Bendow, and P. A. Ligor, *Appl. Opt.* 15,2352 (1976).
- [12] R. J. Harris, G. T. Johnston, G. A. Kepple, P. C. Krok, and H. Mukai, *Appl. Opt.* 16, 436 (1977).
- [13] J. M. Jewell, C. Askins, and I. D. Aggarwal, *Appl. Opt.* 30, 3656

(1991).

[14] Cheng-Ling Lee, Hsuan-Yu Ho, Jheng-Hong Gu, Tung-Yuan Yeh, and Chung-Hao Tseng. *Dual hollow core fiber-based Fabry–Perot interferometer for measuring the thermo-optic coefficients of liquids*. Optics Letters, Vol. 40, No. 4, (2015).

[15] Young Ho Kim, Seong Jun Park, Sie-Wook Jeon, Seongmin Ju, Chang-Soo Park, Won-Taek Han, and Byeong Ha Lee. *Thermo-optic coefficient measurement of liquids based on simultaneous temperature and refractive index sensing capability of a two-mode fiber interferometric probe*; Optics Express 23744, Vol. 20, No. 21, (2012).

[16] Susana Novais, Marta S. Ferreira, João L. Pinto, *Determination of thermo-optic coefficient of ethanol-water mixtures with optical fiber tip sensor*, Optical fiber Technology, Vol. 45, 276-279, (2018)

[17] Daniel Enrique Ceballos Herrera. *Novel properties and applications of mechanically-induced long-period fiber gratings in photonic crystal fibers*. (2009).

[18] A. Ghatak and K. Thyagarajan, *Introduction to fiber optics*, Cambridge University press, 1st ed,(1998).

[19] F. Poli, A. Cucinotta, and S. Selleri, *Photonic crystal fibers, properties and applications*, Springer, 1st ed, (2007).

[20] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical waveguide theory* Chapman and Hall, 2nd ed, (1983).

[21] R. K. Wangsness, *Campos electromagnéticos* Limusa, 12th ed, (1998).

[22] D. Kumar and P. K. Choudhury, *Introduction to modes and their designation in circular and elliptical fibers*, Am. J. Phys. 75, 546 (2007).

[23] Govind P. Agrawal. *Fiber-Optic Communications Systems*, Third Edition. (2002).

[24] Grattan, K.T.V.; Meggitt, B.T. *Optical Fiber Sensor Technology*, Chapman Hall: Orange, CA, USA, (1995).

[25] Byeong Ha Lee, Young Ho Kim 1, Kwan Seob Park, Joo Beom Eom, Myoung Jin Kim, Byung Sup Rho and Hae Young Choi. *Interferometric*

Fiber Optic Sensor; sensors, (2012).

[26] Ferreira, L.A.; Ribeiro, A.B.L.; Santos, J.L.; Farahi, F. *Simultaneous measurement of displacement and temperature using a low finesse cavity and a fiber Bragg grating*. IEEE Photon. Technol. Lett., 8, 1519-1521, (1996).

[27] Beard, P.C.; Perennes, F.; Draguioti, E.; Mills, T.N. *Optical fiber photoacoustic-photothermal probe*. Opt. Lett., 23, 1235-1237, (1998).

[28] Arun Kumar, Rajeev Jindal, Ravi K. Varshney, and Sangeet K. Sharma. *A Fiber-Optic Temperature Sensor Based on LP01 – LP02 Mode Interference*; Optical Fiber Technology 6, 83-90 ,(2000).

[29] Wang, A.; Xiao, H.; Wang, J.; Wang, Z.; Zhao, W.; May, R.G. *Self-calibrated interferometric-intensity-based optical fiber sensors*. J. Lightw. Technol., 19, 1495-1501, (2001).

[30] Cho, J.Y.; Lim, J.H.; Lee, K.H. *Optical fiber twist sensor with two orthogonally oriented mechanically induce long-period grating sections*. IEEE Photon. Technol. Lett., 17, 453-455, (2005).

[31] Kim, D.W.; Shen, F.; Chen, X.; Wang, A. *Simultaneous measurement of refractive index and temperature based on a reflection-mode long-period grating and an intrinsic Fabry-Perot interferometer sensor*. Opt. Lett., 30, 3000-3002, (2005).

[32] Wang, X.; Xu, J.; Zhu, Y.; Cooper, K.L.; Wang, A. *All-fused-silica miniature optical fiber tip pressure sensor*. Opt. Lett., 31, 885-887, (2006).

[33] Choi, W.S.; Jo, M.S. *Accurate evaluation of polarization characteristics in the integrated optic chip for interferometric fiber optic gyroscope based on path-matched interferometry*. J. Opt. Soc. Korea, 13, 439-444, (2009).

[34] Hae Young Choi, Gopinath Mudhana, Kwan Seob Park, Un-Chul Paek, and Byeong Ha Lee. *Cross-talk free and ultra-compact fiber optic sensor for simultaneous measurement of temperature and refractive index*; Optical Society of America, (060.2340), (2009).

[35] Ping Lu, Liqiu Men, Kevin Sooley, and Qiyang Chen. *Tapered fiber Mach-Zehnder interferometer for simultaneous measurement of refractive index and temperature*: APPLIED PHYSICS LETTERS 94, 131110, (2009).

[36] Prerana, P.; Varshney, R.K.; Pal, B.P.; Nagaraju, B. *High sensiti-*

via fiber optic temperature sensor based on a side-polished single-mode fiber coupled to a tapered multimode overlay waveguide. J. Opt. Soc. Korea, 14, 337-341, (2010).

[37] J. R. Zhao, X. G. Huang, W. X. He, and J. H. Chen, *High-resolution and temperature-insensitive fiber optic refractive index sensor base on Fresnel reflection modulated by Fabry-Perot interference*, J. Lightwave Technol. 28(19), 2799–2803 (2010).

[38] Daniel Alfredo Chamorro Enríquez, Alberto R. da Cruz, Maria The-reza M. Rocco Giraldi. *Hybrid FBG–LPG sensor for surrounding refractive index and temperature simultaneous discrimination: Optics Laser Techno-logy* 44, 981–986, (2012).

[39] Kim, Y.H.; Kim, M.J.; Rho, B.S.; Park, M.S.; Jang, J.-H.; Lee, B.H. *Ultra sensitive fiber-optic hydrogen sensor based on high order cladding mode.* IEEE Sens. J., 11, 1423-1426, (2011).

[40] Lanticq, V.; Quiertant, M.; Meriliot, E.; Delepine-Lesoille, S. Brillouin sensing cable: *Design and experimental validation.* IEEE Sens. J., 8, 1194-1201, (2008).

[41] Sharma, A.K.; Jha, R.; Gupta, B.D. *Fiber-optic sensors based on surface plasmon resonance: A comprehensive review.* IEEE Sens. J., 7, 1118-1129, (2007).

[42] Iadicicco, A.; Campopiano, S.; Cutolo, A.; Giordano, M.; Cusano, A. *Refractive index sensor based on microstructured fiber Bragg grating.* IEEE Photon. Technol. Lett., 17, 1250-1252,(2011).

[43] Zhang, L.; Lou J.; Tong, L. *Micro/nanofiber optical sensors.* Photon. Sen., 1, 31-42,(2011).

[44] Lee, B.H.; Eom, J.B.; Park, K.S.; Park, S.J.; Ju, M.J. *Specialty fi-ber coupler; Fabrications and applications.* J. Opt. Soc. Korea, 14, 326-332, (2010).

[45] Rao, Y.J. *Recent progress in fiber-optic extrinsic Fabry Perot inter-ferometric sensors.* Opt. Fiber Technol., 12, 227-237, (2006).

[46] Francis T. S. Yu, Shizhuo Yin. *Fiber Optic Sensors.* Marcel Dekker, (2002).

- [47] Fabry-Pérot Interferometer. Available online: <https://es.wikipedia.org/wiki/Interfer>
- [48] Sirkis, J.S.; Brennan, D.D.; Putman, M.A.; Berkoff, T.A.; Kersey, A.D.; Friebele, E.J. *In-line fiber etalon for strain measurement*. Opt. Lett., 18, 1973-1975, (1973).
- [49] Pedrotti, F.L.; Pedrotti, L.M.; Pedrotti, L.S. *Introduction to Optics*; Pearson International: Upper Saddle River, NJ, USA, (2007).
- [50] Tsai, W.H.; Lin, C.J. *A novel structure for the intrinsic Fabry-Perot fiber-optic temperature sensor*. J. Lightw. Technol., 19, 682-686, (2001).
- [51] Kim, S.H.; Lee, J.J., Lee, D.C., Kwon, I.B. *A study on the development of transmission-type extrinsic Fabry-Perot interferometric optical fiber sensor*. J. Lightw. Technol., 17, 1869-1874, (1999).
- [52] Hunger, D.; Steinmetz, T.; Colombe, Y.; Deutsch, C.; Hansch T.W.; Reichel, J. *A fiber Fabry-Perot cavity with high finesse*. New J. Phys., 12, doi:10.1088/1367-2630/12/6/065038,(2010).
- [53] Ran, J.; Rao, Y.; Zhang, J.; Liu, Z.; Xu, B. *A miniature fiber-optic refractive-index sensor based on laser-machined Fabry-Perot interferometer tip*. J. Lightw. Technol., 27, 5426-5429, (2009).
- [54] Rao, Y.J.; Deng, M.; Duan, D.W.; Yang, X.C.; Zhu, T.; Cheng, G.H. *Micro Fabry-Perot interferometers in silica fibers machined by femtosecond laser*. Opt. Express, 15, 14123-14128, (2007).
- [55] Ran, Z.L.; Rao, Y.J.; Liu, W.J.; Liao, X.; Chiang, K.S. *Laser-micromachined Fabry-Perot optical fiber tip sensor for high-resolution temperature-independent measurement of refractive index*. Opt. Express, 16, 2252-2263, (2008).
- [56] Wei, T.; Han, Y.; Tsai, H.L.; Xiao, H. *Miniaturized fiber inline Fabry-Perot interferometer fabricated with a femtosecond laser*. Opt. Lett., 33, 536-538,(2008).
- [57] Wan, X.; Taylor, H.F. *Intrinsic fiber Fabry-Perot temperature sensor with fiber Bragg grating mirrors*. Opt. Lett., 27, 1388-1390, (2002).
- [58] Wang, Z.; Shen, F.; Song, L.; Wang, X.; Wang, A. *Multiplexed fiber Fabry-Pérot interferometer sensors based on ultrashort Bragg gratings*. IEEE Photon. Technol. Lett., 19, 622-624, (2007).

- [59] Zhang, Y.; Chen, X.; Wang, Y.; Cooper, K.L.; Wang, A. *Microgap multicavity Fabry-Pérot biosensor*. J. Lightw. Technol., 25, 1797-1804, (2007).
- [60] Machavaram, V.R.; Badcock, R.A.; Fernando, G.F. *Fabrication of intrinsic fibre Fabry-Perot sensors in silica fiPero using hydrofluoric acid etching*. Sen. Actuat., 138, 248-260, (2007).
- [61] Zhao, J.R.; Huang, X.G.; He, W.X.; Chen, J.H. *High-resolution and temperature-insensitive fiber optic refractive index sensor based on fresnel reflection modulated by Fabry-Perot interference*. J. Lightw. Technol., 28, 2799-2803, (2010).
- [62] Morris, P.; Hurrell, A.; Shaw, A.; Zhang, E.; Beard, P. *A Fabry-Perot fiber-optic ultrasonic hydrophone for the simultaneous measurement of temperature and acoustic pressure*. J. Acoust. Soc. Am., 125, 3611-3622, (2009).
- [63] S. Nagai, G. Morishima, H. Inayoshi, and K. Utaka, *Multimode Interference Photonic Switches (MIPS)*, J. Lightw. Technol. 20, pp. 675-681, (2002).
- [64] M. R. Paiam and R. I. MacDonald, *A 12-channel phased-array wavelength multiplexer with multimode interference couplers*, Photon. Technol. Lett. 10, pp. 241-243, (1998).
- [65] A. Cleary, S. G. Blanco, A. Glidle, J. S. Aitchison, P. Laybourn, and J. M. Cooper, *An integrated fluorescence array as a platform for lab-on-a-chip technology using multimode interference splitters*, Sensors Journal. 5, pp. 1315-1320, (2005).
- [66] K. R. Kribich, R. Copperwhite, H. Barry, B. Kolodziejczyk, J.M. Sabattié, K. O'Dwyer, and B.D. MacCraith, *Novel chemical sensor/biosensor platform based on optical multimode interference (MMI) couplers*, Sensors and Actuators B: Chemical.107, pp. 188- 192, (2005).
- [67] H. F. Talbot, *Facts relating to optical science No. IV*, London, Edinburgh Philosophical Mag., J. Sci., vol. 9, pp. 401-407, Dec. (1836).
- [68] D. Marcuse, *Light Transmission Optics*. New York: Van Nostrand Reinhold, (1972).
- [69] O. Bryngdahl, *Image formation using self-imaging techniques*, J. Opt.

Soc. Amer., vol. 63, no. 4, pp. 41-19, (1973).

[70] R. Ulrich, *Image formation by phase coincidences in optical waveguides*, Optics Commun., vol. 13, no. 3, pp. 259-264, (1975).

[71] -, *Light-propagation and imaging in planar optical waveguides*, Nouv. Rev. Optique, vol. 6, no. 5, pp. 253-262, (1975).

[72] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, *Optical Multimode Interference Devices Based on Self-Imaging - Principles and Applications*, Journal of Lightwave Technology. 13, pp. 615-627, (1995).

[73] D. C. Chang and E. F. Kuester, *A hybrid method for paraxial beam propagation in multimode optical waveguides*, Trans. Microwave Theory Tech. 29, pp. 923-933, (1981).

[74] J. Yamauchi, T. Ando H. Nakano, *propagating Beam Analysis of Optical Waveguides*, Electronics Letters, 27, pp. 1663-1665, (1991).

[75] Lucas B. Soldano and Erik C. M. Pennings, *Optical Multi-Mode Interference Devices Based on Self-Imaging : Principles and Applications*. Journal of lightwave technology, Vol. 13, No. 4, (1995)

[76] R. Ulrich and G. Ankele, *Self-imaging in homogeneous planar optical waveguides*, Appl. Phys. Lett., vol. 27, no. 6, pp. 337-339, (1975).

[77] D. C. Chang and E. F. Kuester, *A hybrid method for paraxial beam propagation in multimode optical waveguides*, Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-29, no. 9, pp. 923-933, (1981).

[78] C. M. Weinert and N. Agrawal, *Three-dimensional simulation of multimode interference devices*, in Proc. Integr. Phot. Res. (IPRC), San Francisco, pp. 287-289, (1994).

[79] R. M. Knox and P. P. Toullos, *Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range*, in Proc. Symp. Submillimeter Waves, J. Fox, Ed., New York, pp. 497-516, (1970).

[80] P. N. Robson and P. C. Kendall, Eds., *Rib Waveguide Theory by the Spectral Index Method*, Optoelectronic Series, Research Studies Press Ltd. New York: Wiley, (1990).

[81] N. S. Kapany and J. J. Burke, *Optical Waveguides*. New York: Aca-

demic, (1972).

[82] J.G.Aguilar Soto. *Desarrollo de dispositivos Fotónicos optofluídicos*. Tesis de doctorado. INAOE. (2011).

[83] G. Ghosh, *Handbook of Thermo-Optic Coeficients of Optical Materials with Applications*. San Diego: Academic, (1998).

[84] 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).

[85] V. I. Ruiz-Perez, D. A. May-Arrijoja, y J. R. Guzman-Sepulveda, *An all-solid athermal multimode-interference cascaded device for wavelength-locking*, (2018).

[86] Victor I. Ruiz-Perez, Daniel A. May-Arrijoja, y Jose R. Guzman-Sepulveda, *Passive athermalization of multimode interference devices for wavelength-locking applications*. Optics Express, Vol. 25, No.5, (2017).

[87] Sindy K. Y. Tang, Brian T. Mayers, Dmitri V. Vezenov, y George M. Whitesides, *Optical waveguiding using thermal gradients across homogeneous liquids in microfluidic channels*, Applied physics letters 88, 061112 (2007).