



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

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA A. C.

División de Fotónica

**Interferómetro Mach Zehnder en fibra óptica utilizando rejillas de
periodo largo**

TESIS PRESENTADA COMO REQUISITO PARA LA OBTENCIÓN DE GRADO DE
LA MAESTRÍA EN CIENCIAS (ÓPTICA)

Presenta
Ing. Karla María Salas Alcántara

Asesor
Dr. Ismael Torres Gómez

León, Guanajuato, México Enero de 2010

AGRADECIMIENTOS

Agradezco en primer lugar a Dios, por permitirme llegar a esta etapa de mi vida en compañía de mis seres queridos.

A mi asesor de tesis, Dr. Ismael Torres por haberme brindado todo su apoyo, compartir sus conocimientos, su tiempo, por haber confiado y creído en mí.

A las personas que con sus aportaciones enriquecieron el desarrollo de este trabajo de tesis: Dr. David Monzón por el apoyo brindado en mi formación académica, por sus valiosos comentarios para la mejora de esta tesis y por brindarme su amistad, al Dr. Juan Hernández de la UNAM por sus aportaciones en la mejora de este trabajo.

Al CONACYT por brindarme el apoyo económico durante la realización de mis estudios de maestría con la beca número 212119 en el Centro de Investigaciones en Óptica A.C.

Al ingeniero Alberto Cortés del Instituto Tecnológico de Tehuacán por alentarme siempre para continuar con mis estudios.

A Luis armando García, Guillermo Cárdenas, Daniel Ceballos. Gracias por compartir conmigo sus conocimientos, su experiencia en el laboratorio y sobre todo por su amistad.

A mis amigos: Ray, RICR, Lore, Vero, Lucy, Myriam. A Laura por la confianza que ha tenido en mí, por su amistad y por ayudarme en todos los aspectos en esta etapa de mi vida. Gracias a todos ustedes por apoyarme, darme ánimos y creer en mí.

DEDICATORIA

Dedico este trabajo de tesis en especial a mis papás Natividad y Martíniano por el ejemplo de superación que me han dado y por la confianza que han depositado en mí.

A mis hermanas: Georgina, Ofelia, Maura y Janeth, porque siempre han creído en mí y me han hecho sentir que puedo llegar hasta donde me lo proponga.

A mi hermano Jacinto, porque es un ejemplo a seguir, siempre me ha apoyado, ha creído en mí y que sin su apoyo no estaría hoy aquí.

De manera especial dedico también este trabajo a la familia López Martínez por abrirme las puertas de su casa y confiar en mí: al Dr. Alfredo López por conducirme y guiarme en esta etapa de mi vida personal y profesional, a la Lic. Reyna Martínez por apoyarme y creer en mí, a Armandito por las cosas que me ha enseñado.

Índice

Capítulo 1 Antecedentes

1.1	Estado del arte de las rejillas en fibra óptica	1
1.2	Rejillas de periodo largo (RPL)	8
1.3	Técnicas de fabricación de rejillas en fibra óptica	11
1.4	Aplicaciones de las RPL	19
1.5	Motivación y objetivo	28
	Referencias	30

Capítulo 2 Teoría y modelado de rejillas de periodo largo

2.1	Introducción	33
2.2	Conceptos fundamentales en fibra óptica	34
2.3	Descripción analítica de los modos de propagación	35
2.4	Modos acoplados en fibras ópticas	48
2.4	Simulación y modelado de las RPL	56
	Referencias	63

Capítulo 3 Interferómetro Mach Zehnder en fibra óptica

3.1	IM-Z en fibra óptica	64
3.2	Configuraciones del IM-Z en fibra óptica	64
3.3	Principio de Operación del IM-Z con RPL	74
3.4	Características de transmisión del IM-Z con RPL	76
	Referencias	82

Capítulo 4 Fabricación y caracterización de interferómetros Mach-Zehnder

4.1	Diseño del IM-Z para operar en el rango de 1500-1600 nm	85
4.2	Método de fabricación del IM-Z con RPL por arco eléctrico	86
4.3	Respuesta del IM-Z a temperatura	95
4.4	Respuesta del IM-Z a tensión	100
4.5	Respuesta del M-Z a torsión	103

4.6 Respuesta del IM-Z a luz con polarización lineal	107
4.7 Análisis y discusión de resultados	108
Referencias	110

Capítulo 5

Conclusiones y trabajos a futuro	112
---	-----

Abreviaturas	114
---------------------	-----

Trabajos presentados en congresos	115
--	-----

Síntesis

En los últimos años, se han desarrollado diversas técnicas de fabricación de componentes o dispositivos pasivos en fibra óptica con funciones específicas. La importancia de cada una de estas radica en la forma de acceder a la onda guiada en el núcleo de la fibra óptica para interactuar sobre el campo electromagnético de manera eficiente y a conveniencia para generar dispositivos atractivos. Uno de estos dispositivos pasivos que ha ganado notoriedad es la rejilla de periodo largo (RPL). Existen diferentes técnicas de fabricación de RPL, que podemos dividir en dos tipos: permanentes o temporales. En el presente trabajo, se reportan RPL grabadas utilizando la técnica de arco eléctrico. Se seleccionó esta técnica porque con ella se pueden grabar RPL en todo tipo de fibras ópticas, es relativamente simple pues no requiere de sistemas de alineación sofisticados, permite una fácil sintonización de las bandas de atenuación y puede modificarse fácilmente para reconfigurar la respuesta de la RPL.

El objetivo fundamental de este trabajo es la fabricación, en fibra óptica convencional SMF-28-e, de interferómetros Mach-Zehnder (IM-Z) utilizando rejillas de periodo largo. La configuración del interferómetro consiste de dos RPL grabadas en serie sobre un trozo de fibra óptica y separadas por una distancia predeterminada. Se fabricaron interferómetros Mach-Zehnder para operar en el rango de longitudes de onda para comunicaciones entre 1500 y 1600 nm. Así mismo, buscando explotar las propiedades del IM-Z como sensor, se realizó la caracterización de su respuesta ante cambios de temperatura, tensión y torsión.

Lo relevante de éste trabajo radica en que los interferómetros, obtenidos con el sistema desarrollado en nuestros laboratorios, presentan algunas mejoras respecto a interferómetros reportados en la literatura, por ejemplo se ha logrado obtener una alta repetibilidad en el proceso de fabricación de los interferómetros Mach-Zehnder. De los estudios realizados en este trabajo de tesis, se puede concluir que el interferómetro tiene una gran posibilidad de implementarse como un sensor de temperatura.

Se concluye ésta síntesis comentando brevemente la estructura del trabajo aquí presentado. En el primer capítulo, se presenta una visión general del estado del arte de las RPL, en la que se incluye la descripción de algunas técnicas de fabricación y se mencionan aplicaciones concretas.

En el segundo capítulo se abordan algunos conceptos fundamentales en RPL. Se muestra el modelo teórico que describe el principio de operación y permite el análisis de las rejillas de periodo largo; además, se realizan simulaciones para estudiar la respuesta de las RPL en serie utilizando el software comercial OptiGrating de OptiWave.

En el tercer capítulo se muestran las diferentes configuraciones que existen para formar un interferómetro así como los resultados que se han obtenido mediante estas técnicas.

En el cuarto capítulo se detalla el proceso de fabricación del IM-Z así como la caracterización del interferómetro a temperatura, tensión y torsión. Finalmente en el quinto capítulo se presentan las conclusiones.

Capítulo 1

Antecedentes

Las rejillas en fibra óptica surgieron con el descubrimiento de la propiedad de fotosensibilidad que presentan algunos materiales con los que se fabrican las fibras [1], revolucionando las telecomunicaciones además de provocar un alto impacto en el campo de los sensores de fibra. En este capítulo se expone de manera general el estado del arte de las rejillas en fibra óptica. Se describe la técnica de fabricación más común de rejillas de Bragg y rejillas de periodo largo (RPL) en la que se inducen cambios en el índice de refracción del núcleo de una fibra óptica por la exposición a radiación ultravioleta. También se comentan algunas técnicas alternativas que presentan alguna ventaja para la fabricación de RPL. Se hace una descripción de algunos dispositivos basados en rejillas de periodo largo, los cuales se utilizan en sistemas de comunicación óptica y como elementos de sensado de diversas magnitudes físicas.

1.1 Estado del arte de las rejillas en fibra óptica

La forma más simple de una rejilla en fibra óptica es en la cual el valor del índice de refracción del núcleo de una fibra monomodo varía de manera periódica a lo largo del eje de la fibra, el periodo de la modulación se designa comúnmente con la letra griega Λ . De forma general es posible clasificar a las rejillas en fibra óptica en dos categorías: Rejillas de Bragg (RB) o Reflexión y rejillas de periodo largo (RPL) o de transmisión. Las rejillas de Bragg tienen un periodo de modulación de apenas unas micras, de manera que hay un acoplamiento entre modos del núcleo de la fibra que se propagan en direcciones opuestas como se puede observar en la figura 1.1. En contraste las rejillas de periodo largo tienen un periodo de modulación de centenas de micrómetros, lo que permite el acoplamiento entre modos del núcleo y modos del revestimiento de la fibra, pero con la misma dirección de propagación.

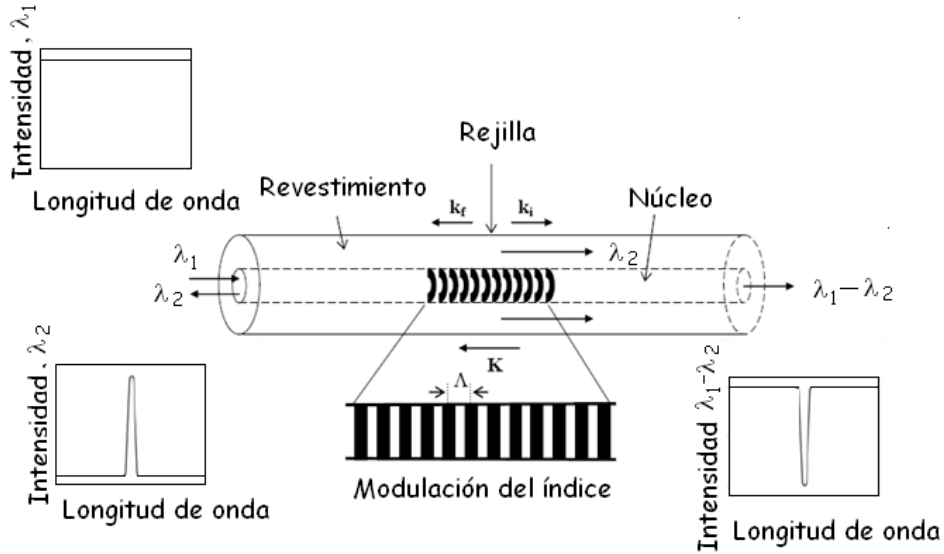


Figura 1.1 Rejilla en fibra óptica [3]

Condiciones para la reflexión

La luz que viaja por el núcleo de la fibra se esparce al encontrar cada uno de los planos de la rejilla. Si la longitud de onda de la luz reflejada no coincide con la longitud de onda de resonancia de Bragg, la luz experimentará una reflexión muy débil en cada uno de los planos de la rejilla debido al desajuste de fase. Sin embargo, si la condición de Bragg se satisface, las reflexiones en cada plano se sumaran constructivamente en la dirección contraria de la propagación original y formarán un pico de reflexión con una longitud de onda central, la cual está definida por los parámetros de la rejilla [2].

La condición de Bragg establece que debe haber conservación de la energía y el momento [2]. Para la conservación de la energía se requiere que la frecuencia de la onda incidente sea igual a la de la onda reflejada ($\hbar\omega_i = \hbar\omega_f$, donde \hbar es la constante de Planck). Mientras que para la conservación del momento se requiere que la suma del vector de onda incidente \mathbf{k}_i y el vector de la rejilla \mathbf{K} sea igual al vector de onda reflejada \mathbf{k}_f , es decir

$$\mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_f \quad (1.1)$$

Donde \mathbf{K} tiene una dirección normal a los planos de la rejilla y una magnitud de $2\pi/\Lambda$. El vector de la onda refractada es igual en magnitud, pero con dirección contraria al vector de onda incidente, de manera que se puede expresar la condición de momento como [2]:

$$2 \left(\frac{2\pi n_e}{\lambda_B} \right) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.2)$$

De la ecuación anterior se puede derivar una expresión para obtener la longitud de onda de Bragg (longitud de onda de resonancia), a la cual ocurre una mayor reflexión

$$\lambda_B = 2n_e\Lambda \quad (1.3)$$

Donde la longitud de onda de Bragg λ_B es la longitud de onda central en el espacio libre de la luz de entrada que es reflejada por la rejilla, n_e es el índice de refracción efectivo del modo del núcleo de la fibra a la longitud de onda central en el espacio libre [2].

Reflexión en rejillas de Bragg uniformes

El perfil de índice de refracción de una rejilla de Bragg uniforme, con un índice de refracción promedio n_0 esta dado por

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \quad (1.4)$$

Donde Δn es la amplitud de la modulación del índice de refracción y z es la distancia a lo largo del eje longitudinal de la fibra. De acuerdo a la ecuación (1.4), la modulación del índice de refracción es de forma sinusoidal, con un nivel promedio n_0 (nivel de “dc”), una amplitud Δn y un periodo Λ . El coeficiente de reflexión y la magnitud de reflexión (o simplemente reflexión) de este tipo de rejillas han sido calculados utilizando diversos métodos. Considerando el método seguido por Lam y Garside [4], el coeficiente de reflexión es:

$$\rho(\lambda) = \frac{-\kappa \sinh(\gamma L)}{\delta \sinh(\gamma L) + i\gamma \cosh(\gamma L)} \quad (1.5)$$

Y la reflexión está dada como:

$$r(\lambda) = \frac{\kappa^2 \sinh^2(\gamma L)}{\delta^2 \sinh^2(\gamma L) + \gamma^2 \cosh^2(\gamma L)} \quad (1.6)$$

Donde L es la longitud de la rejilla, κ es un coeficiente de acoplamiento, $\delta = \beta - \pi/\Lambda$ es el vector de desintonización, $\beta = 2\pi n_e/\lambda$ es la constante de propagación y $\gamma^2 = \kappa^2 - \delta^2$. En el caso de modulación sinusoidal, el coeficiente de acoplamiento está dado como

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \Gamma \quad (1.7)$$

Donde Γ es el factor de confinamiento en el núcleo de la fibra, es decir indica la fracción de la potencia de la señal óptica confinada en el núcleo de la fibra y es aproximadamente igual a $1 - V^2$, donde V es la frecuencia normalizada de la fibra. La figura 1.2 muestra el espectro de reflexión de una rejilla de Bragg, se observa que la rejilla refleja con intensidad considerable los modos incidentes cuya longitud de onda cae en $1.5 \mu\text{m}$, los lóbulos laterales se deben a múltiples reflexiones. Para el resto de las longitudes de onda, no habrá reflexión significativa y por lo tanto los modos seguirán su propagación directa por la rejilla, es decir serán transmitidos.

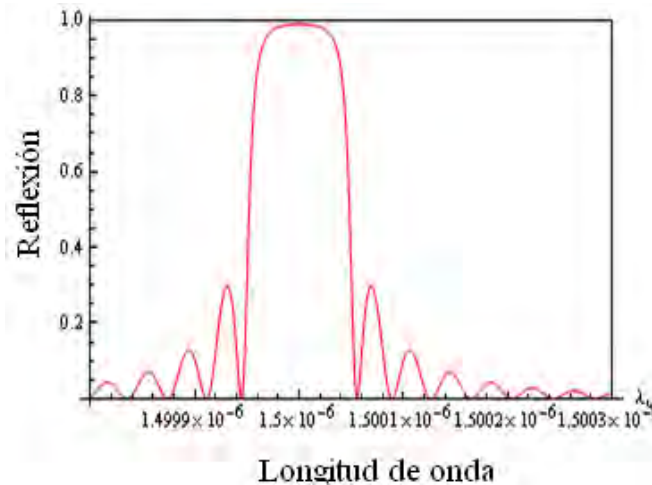


Figura 1.2. Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg

Apodización

Como se puede observar en la figura 1.2, el espectro de reflexión tiene lóbulos laterales para longitudes de onda adyacentes. La *apodización* se define como el proceso mediante el cual se disminuyen o se eliminan estos lóbulos de reflexión. En algunos casos es importante utilizar rejillas con apodización para tener una mayor selectividad de longitud de onda de la señal óptica. Por ejemplo, en los sistemas multicanal por división de longitud de onda (WDM) es indispensable tener un alto rechazo de las longitudes de onda que no corresponden a determinado canal de información, porque de esta manera se evita la diafonía entre canales adyacentes. En este caso las rejillas se utilizan como filtros de longitud de onda.

La apodización se logra cambiando la amplitud de la modulación del índice de refracción de manera gradual a lo largo de la rejilla, con lo cual se varía el coeficiente de acoplamiento κ . Sin embargo, el cambio de la modulación del índice de refracción también modifica la longitud de onda de Bragg de manera que para evitar esto, se mantiene constante el índice de refracción promedio en toda la longitud de la rejilla mientras se altera gradualmente la modulación del índice [5].

Existen varios tipos de rejillas de Bragg en fibra óptica, las cuales se distinguen por características tales como la separación entre los planos de la rejilla, la inclinación de estos planos y si se trata de una sola o múltiples rejillas inscritas en la misma posición. A continuación se describen los tipos más importantes de rejillas de Bragg.

Rejilla de Bragg uniforme

En este tipo de rejilla, los planos son perpendiculares al eje longitudinal de la fibra y tienen un periodo constante de magnitud Λ . Esta rejilla puede comportarse como un filtro de banda angosta o como un espejo de banda ancha dependiendo de la longitud y de la magnitud del cambio de índice introducido.

Las aplicaciones de las rejillas uniformes son variadas, pueden utilizarse como sensores de temperatura y tensión. En estos casos, la distancia entre los planos de la rejilla se incrementa o disminuye, provocando un cambio en la condición de Bragg, ecuación (1.3), y

por lo tanto el espectro de reflexión experimenta un desplazamiento en longitud de onda. Por otra parte, cuando se graban varias rejillas con diferente longitud de onda de Bragg en una misma fibra (con diferente periodo de modulación del índice) se forma una configuración que puede ser usada en sistemas WDM, para la separación de distintos canales. En los láseres semiconductores también tienen aplicación, ya que se puede hacer variar la resonancia de la señal de retroalimentación en la cavidad externa y de esta manera sintonizar la longitud de onda del láser [3], así como generar una mayor selectividad de la longitud de onda, disminuyendo el ancho espectral del dispositivo.

Rejilla de Bragg inclinada

Estas rejillas, se caracterizan porque sus planos tienen un ángulo de inclinación con respecto al eje longitudinal de la fibra. La inclinación de los planos provoca que los modos guiados en el núcleo de la fibra se acoplen con modos guiados en el revestimiento o con modos de radiación, ver figura 1.3. La eficiencia de acoplamiento depende del grado de inclinación y de la magnitud de la modulación del índice de refracción. En este caso la condición de conservación de energía y momento es ahora una expresión diferente para la longitud de onda de Bragg. Esta expresión indica que no solo los modos con diferente longitud de onda emergen a diferentes ángulos, sino que diferentes modos con la misma longitud de onda también emergen con ángulos ligeramente diferentes, esto debido a sus distintas constantes de propagación [2].

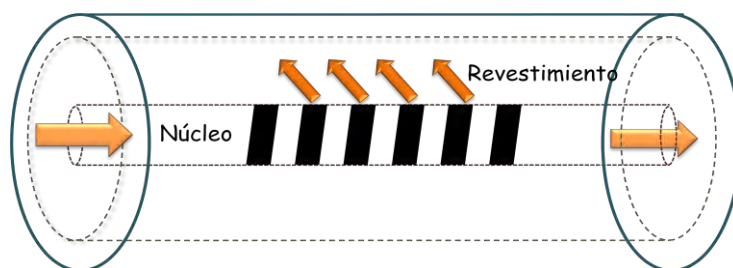


Figura 1.3 Rejilla de Bragg inclinada

Las rejillas de Bragg inclinadas se utilizan como espectrómetros o como discriminadores de modos. Por otra parte, la inscripción de varias rejillas inclinadas se utiliza para aplanar el espectro de ganancia en amplificadores de fibra dopados con erbio (EDFAs); esto es una

característica deseable en los sistemas de comunicaciones que transportan varias señales a longitudes de onda distintas [2].

Rejilla de Bragg no uniforme

En estas rejillas, el periodo de modulación del índice de refracción tiene una variación monótona (chirp). La perturbación del índice puede expresarse de forma general como:

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} + \varphi(z)\right) \quad (1.8)$$

Donde $\varphi(z)$ representa la variación del índice de refracción en función del eje longitudinal de la fibra. Este tipo de rejilla se puede obtener variando el periodo, el índice de refracción del núcleo o ambos. La expresión para calcular la longitud de onda de Bragg es ahora

$$\lambda_B(z) = 2n_e(z)\Lambda(z) \quad (1.9)$$

La rejilla más simple de este tipo es aquella cuya variación del periodo es lineal, esto es

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \Lambda_1 z \quad (1.10)$$

Λ_0 es el periodo de inicio y Λ_1 es el cambio lineal a lo largo de la longitud de la rejilla [2]

De acuerdo a la ecuación (1.9) la longitud de onda de resonancia de una rejilla de periodo variable está en función de la posición axial en la rejilla; de esta manera las diferentes componentes de frecuencia de un pulso óptico son reflejadas en diferentes puntos y por lo tanto sus tiempos de retardo son diferentes. Los amplificadores ópticos en fibra tienen la desventaja de emitir un bombeo residual, lo que disminuye el desempeño del receptor. Se ha demostrado que con el uso de las rejillas de Bragg de periodo variable y de banda ancha, el desempeño de estos dispositivos se puede mejorar ya que la rejilla provoca la retro-reflexión del bombeo residual si se coloca a la salida del amplificador [3].

Rejilla de Bragg múltiple sobrepuesta

Esta rejilla se forma por la inscripción de rejillas de Bragg en cascada, resultando este tipo de rejillas útiles para multiplexión y demultiplexión de señales ya que tienen un espectro de reflexión compuesto, es decir, se diseñan para reflejar varias señales con longitud de onda distinta. Cada vez que se inscribe una nueva rejilla en la fibra, la reflexión de las rejillas que se han grabado previamente disminuyen y su longitud de onda central se recorre a longitudes de onda mayores debido al cambio del índice de reflexión efectivo [2].

Rejilla de Bragg con corrimiento de fase

La rejilla con corrimiento de fase actúa como un filtro de transmisión de banda angosta en lugar de un filtro de reflexión. Para obtener una rejilla de este tipo, se introduce un corrimiento de fase a través de la misma, cuya magnitud y localización se pueden ajustar para diseñar un espectro de transmisión específico. Lo que sucede con este tipo de rejilla es que se producen dos rejillas que están fuera de fase entre sí, las cuales se comportan como un resonador Fabry-Perot de longitud de onda selectivo. La longitud de onda de resonancia depende del tamaño del cambio de fase [2].

1.2 Rejillas de periodo largo (RPL)

Las rejillas de periodo largo tienen un periodo de modulación de centenares de micras de manera que el periodo permite el acoplamiento de luz del modo fundamental hacia los modos de propagación directa del revestimiento de la fibra óptica. Debido a esta característica, las RPL se pueden utilizar como filtros de supresión de banda con baja reflexión.

Las rejillas en fibra satisfacen la condición de Bragg de ajuste de fase entre el modo del núcleo y los modos guiados del revestimiento o los modos de radiación. Esta condición es dependiente de la longitud de onda y está dada por

$$\beta_{01} - \beta = \Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.11)$$

Donde β_{01} y β son las constantes de propagación del modo fundamental y del modo con el cual ocurre el acoplamiento respectivamente. En una rejilla de periodo largo, el valor de $\Delta\beta$ es pequeño y por esta razón el periodo está en el rango de centenas de micrómetros, comparada con el periodo de las rejillas de Bragg cuyo periodo es del orden de 1 μm . Como $\Delta\beta$ es discreto y es una función de la longitud de onda el acoplamiento hacia los modos del revestimiento es altamente selectivo, lo que lleva a una pérdida dependiente de la longitud de onda. Por lo que, cualquier modulación de las propiedades del núcleo y el revestimiento modifica la respuesta espectral de la rejilla, lo que permite que sean utilizadas como dispositivos de sensado [2].

Tipos de RPL

Rejilla de periodo largo uniforme

La rejilla de periodo largo uniforme tiene sus planos perpendiculares al eje longitudinal de la fibra óptica y el periodo es constante. Esta rejilla puede comportarse como un filtro de rechazo de banda. Permite acoplar luz entre el modo fundamental del núcleo y modos del revestimiento de distinto orden, lo que resulta en un espectro de transmisión que consiste de varias bandas de atenuación, ver figura 1.4. La longitud de onda de resonancia de dichas bandas de atenuación está dada por

$$\lambda = (n_{co} - n_{cl})\Lambda = \Delta n_e \Lambda \quad (1.12)$$

Donde n_{co} es el índice efectivo del modo del núcleo, n_{cl} es el índice efectivo del modo del revestimiento, Λ es el periodo de modulación de la rejilla y $\Delta n_e = (n_{co} - n_{cl})$ es la diferencia entre los índices efectivos del núcleo y revestimiento respectivamente.

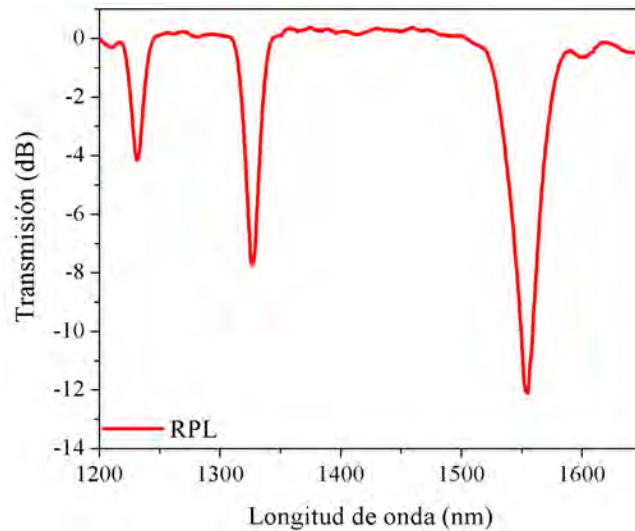


Figura 1.4 Espectro de transmisión de una rejilla de periodo largo [$\Lambda=400 \mu\text{m}$]

Rejilla de periodo largo no uniforme (de periodo variable)

En este tipo de rejillas el periodo de modulación del índice de refracción tiene una variación que puede expresarse también como en la ecuación (1.4), sin embargo, el periodo de la rejilla es mucho mayor que para una rejilla de Bragg. La longitud de resonancia ahora está en función del eje longitudinal y está dada como

$$\lambda(z) = \Delta n_e(z)\Lambda(z) \tag{1.13}$$

Es posible emplear estas rejillas para compensar la dispersión cromática en sistemas de largo alcance y alta velocidad de transmisión, ya que tienen características similares a las rejillas de Bragg de periodo variable [6].

Rejilla de periodo largo con corrimiento de fase

Al introducir un corrimiento de fase en una rejilla de periodo largo se puede crear una banda de paso muy angosta en el espectro de transmisión de la rejilla, el corrimiento de fase tiene una localización y magnitud que pueden ajustarse para tener un espectro de transmisión específico [7].

Rejilla de periodo largo inclinada

Estas rejillas tienen planos con un ángulo de inclinación respecto al eje longitudinal de la fibra, lo que hace más fuerte el acoplamiento entre el modo del núcleo y los modos guiados del revestimiento [3]

1.3 Técnicas de fabricación de rejillas en fibra óptica

Las técnicas más empleadas para la fabricación de rejillas en fibra óptica se basan en la propiedad de fotosensibilidad de algunos materiales que componen el núcleo de las fibras ópticas a la luz ultravioleta (UV), la cual permite modificar el índice de refracción del núcleo de las fibras. Sin embargo, en los últimos años se han desarrollado otras técnicas utilizadas principalmente en la fabricación de rejillas de periodo largo, las cuales presentan algunas ventajas respecto a los métodos anteriores. Para todas estas técnicas es importante investigar los fenómenos fisicoquímicos que provocan el cambio en el índice de refracción, pues esto permite mejorar los procesos de fabricación de rejillas para que tengan una alta eficiencia, así como conocer las limitaciones de estas técnicas y los alcances reales de las rejillas fabricadas con dichos métodos.

Fotosensibilidad

Al cambio permanente del índice de refracción en el núcleo de una fibra óptica, cuando ésta se expone a la luz con cierta longitud de onda e intensidad, que depende del material del núcleo se le llama *fotosensibilidad*. Este fenómeno se ha observado en una amplia variedad de fibras a diferentes longitudes de onda en el rango ultravioleta. Las fibras que contienen germanio como dopante han resultado las más adecuadas para la fabricación de dispositivos que hacen uso de la fotosensibilidad.

La fotosensibilidad de las fibras ópticas fue demostrada por primera vez por Hill et al [8]. Utilizando un láser de argón ionizado, irradiaron con alta intensidad una fibra dopada con germanio, ellos observaron un incremento en la intensidad de la luz reflejada, la cual aumentó hasta que casi toda la luz fue reflejada por la fibra. En los primeros experimentos

se utilizó radiación láser a 488nm. La luz que se propagaba interfería con una pequeña cantidad de luz reflejada por el extremo terminal de la fibra, produciendo un patrón de onda estacionaria que formó, por fotosensibilidad, una rejilla en el núcleo de la fibra [9].

Las rejillas fabricadas con este método funcionaban sólo a longitudes de onda en el rango visible, cercanas a la longitud de onda de la luz empleada para grabarlas. Sin embargo esta limitante fue superada con el uso de un proceso de un solo fotón a una longitud de onda de la mitad, es decir a 244nm. En este método llamado técnica holográfica transversal, la fibra es irradiada por un costado con dos haces de luz UV que interfieren entre sí, de manera que producen un patrón que graba una rejilla con una modulación periódica del índice de refracción en el núcleo de la fibra [9].

Se dice que el cambio en el índice de refracción es permanente ya que dura por décadas si la guía de onda es tratada adecuadamente después de la exposición a la radiación ultravioleta. La magnitud del cambio del índice de refracción Δn depende de ciertos factores, como son: longitud de onda, intensidad, radiación total, composición del material del núcleo de la fibra y el procesamiento de la fibra antes de su exposición a la luz UV.

A continuación se presentan las técnicas principales de fabricación de rejillas de Bragg y RPL en las que se utiliza la fotosensibilidad de las fibras ópticas a la luz ultravioleta.

Técnica de fabricación interferométrica

Esta técnica fue propuesta por Meltz et al. [10] es también conocida como holográfica transversal. Un *interferómetro*, es un dispositivo en el cual un haz se divide en dos utilizando un separador de haces, después estos haces se dirigen a un mismo punto con ayuda de dos espejos, y con un ángulo (θ) entre ellos. La longitud de onda de Bragg depende de varios factores de acuerdo a la siguiente expresión [5]

$$\lambda_B = \frac{n_e \lambda_{uv}}{n_{uv} \text{sen}(\theta/2)} \quad (1.14)$$

Donde λ_B es la longitud de onda de Bragg, n_e es el índice efectivo del haz en la fibra, n_{uv} es el índice de refracción de la sílice para luz UV, λ_{uv} es la longitud de onda de radiación.

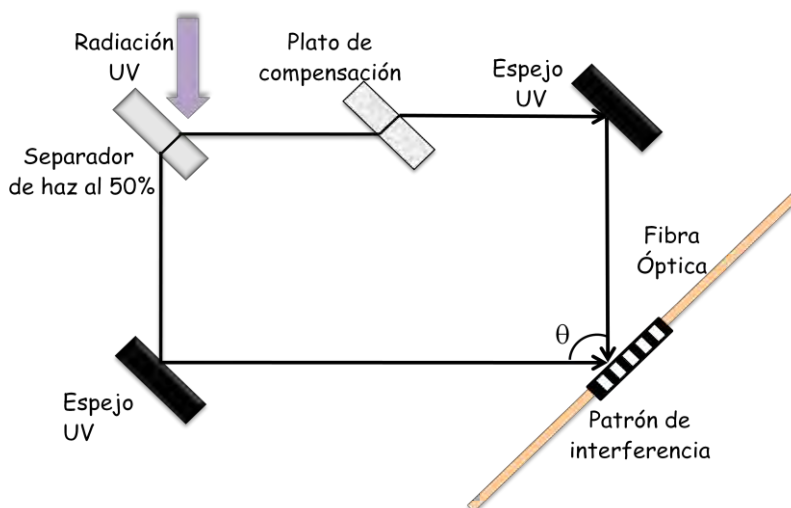


Figura 1.5 Esquema experimental de la fabricación interferométrica de una rejilla en fibra óptica

En la figura 1.5 se ilustra la forma en la que se lleva a cabo el grabado de la rejilla. La fibra es irradiada por un costado con los dos haces de luz ultravioleta que se intersectan justo donde es colocada la fibra, estos haces interfieren entre sí dando como resultado un patrón que graba una rejilla periodica en el núcleo de la fibra. Las vibraciones mecánicas y las largas trayectorias en el aire pueden causar que la calidad del interferograma cambie en un periodo de tiempo, lo que limita su aplicación a exposiciones cortas.

Técnica de máscara de fase

Una máscara de fase es una rejilla de difracción formada por surcos de relieve grabados en una pieza de sílice que es transparente a la luz UV. Cuando la luz ultravioleta incide en la máscara de fase se produce una difracción de varios órdenes, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Los órdenes de incidencia y difractados debe satisfacer la siguiente ecuación [5].

$$\Lambda_{pm} = \frac{m\lambda_{uv}}{\text{sen} \frac{\theta_m}{2} - \text{sen} \theta_i} \quad (1.15)$$

Λ_{pm} es el periodo de la máscara de fase, $\theta_m/2$ es el ángulo del orden difractado, λ_{uv} es la longitud de onda y θ_i el ángulo del haz UV incidente. Cuando el periodo de la rejilla está entre λ_{uv} y $\lambda_{uv}/2$, la onda incidente es refractada sólo un orden ($m=-1$) y el resto de la potencia permanece en la onda transmitida ($m=0$), ver figura 1.6. Si el ángulo de incidencia es cero, el haz se divide en los órdenes $m = 0, \pm 1$. Los órdenes ± 1 producen un patrón de interferencia en el núcleo de la fibra con periodo Δ_g que depende del ángulo de difracción, o pueden ser dirigidos con ayuda de dos espejos paralelos para producir un patrón de interferencia cuyo periodo depende del ángulo de difracción, de forma tal que [5]

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2 \operatorname{sen} \frac{\theta_m}{2}} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (1.16)$$

De manera que el periodo de la máscara se determina por la longitud de onda de Bragg de acuerdo con la siguiente expresión

$$\Lambda_g = \frac{N\lambda_B}{2 n_e} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (1.17)$$

Donde $N \geq 1$ es un entero que indica el orden del periodo de la rejilla.

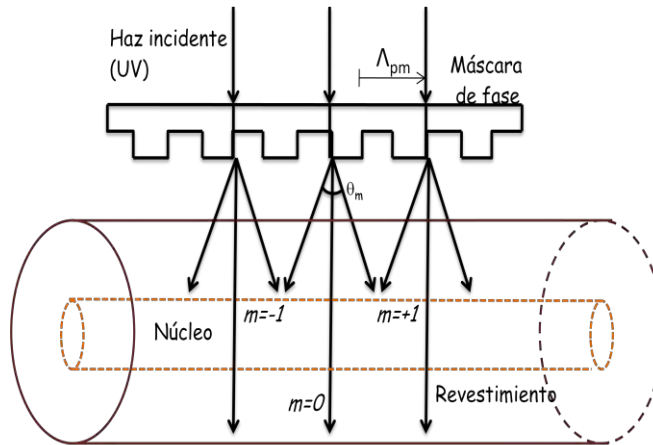


Figura 1.6 Esquema de la fabricación de una rejilla por la técnica de máscara de fase

Fabricación punto a punto

Esta técnica consiste en inducir cambios en el índice de refracción, correspondientes a los planos de la rejilla, uno tras otro, a lo largo del núcleo de la fibra. Un solo pulso de luz UV se hace pasar a través de una máscara que tiene una rendija, posteriormente se usa una lente para enfocar el pulso hacia el núcleo de la fibra desde un costado, ver figura 1.7. De esta manera, la sección que ha sido irradiada cambia su índice de refracción. Para continuar con el procedimiento la fibra debe trasladarse la distancia correspondiente al periodo de la rejilla, en dirección paralela al eje de la fibra. Este proceso se repite hasta formar una estructura completa de la rejilla. Es indispensable que el sistema de traslación sea estable y preciso.

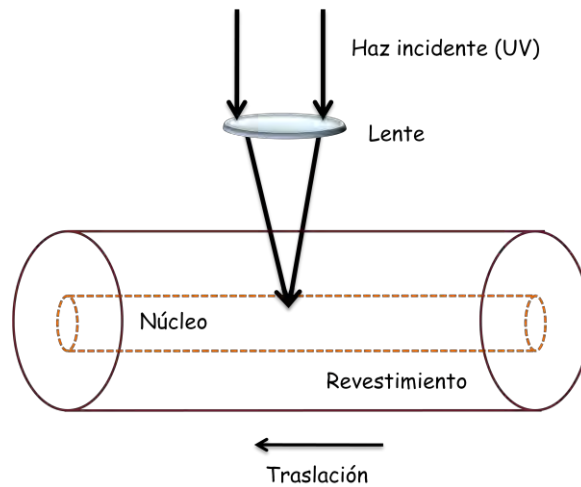


Figura 1.7 Esquemático de la fabricación de una rejilla mediante la técnica punto a punto

Una de las ventajas que presenta esta técnica es la flexibilidad para cambiar algunos parámetros de la rejilla, tales como: longitud, periodo y la respuesta espectral. Las rejillas de periodo variable se pueden implementar fácilmente con este método, si se logra un incremento en la traslación de la fibra cada vez que es irradiada. Se pueden formar rejillas con periodos que van desde micrómetros hasta el orden de milímetros. Además de que la energía de los pulsos UV se puede variar en cada punto donde se va a inducir un cambio del índice de refracción, de manera que es posible ajustar el perfil del índice de tal forma que se logre la apodización deseada. Sin embargo la desventaja que presenta este método es que el proceso es tardado, además de que pueden ocurrir errores de traslación de la fibra lo que provoca que el periodo de la rejilla no sea completamente uniforme.

Técnicas de fabricación alternativas de RPL

Las rejillas de periodo largo pueden fabricarse con los métodos antes mencionados usando luz UV para irradiar la fibra óptica. No obstante, existen otras técnicas empleadas para grabar este tipo de rejillas, en seguida se describen las más comunes.

Láser de dióxido de carbono

En este método, propuesto por Davis et al. [11], se emplea el procedimiento de grabado punto a punto, pero ahora la fibra se expone directamente a pulsos generados con un láser de CO₂, éstos tienen una longitud de onda en el espacio libre de alrededor de 10.6 μm . Aunque no se utiliza luz UV en este caso, también es posible aumentar la fotosensibilidad de la fibra si se realiza una hidrogenación previa. Pulsos láser con una potencia de aproximadamente 0.5 W y una duración de 300 ms se enfocan en una mancha de 140 μm de diámetro en la posición deseada a lo largo del eje de la fibra. El cambio en el índice de refracción aparentemente se debe a tensiones residuales y a las micro-deformaciones de la fibra, así como a la formación de enlaces OH cuando la fibra es tratada con Hidrogeno [12]. El valor mínimo del periodo de modulación del índice de refracción en la fibra está limitado por el diámetro de la mancha del láser de CO₂. No obstante, esta técnica tiene la ventaja de que los láseres de CO₂ tienen un costo menor que los láseres de UV.

Arco eléctrico

La técnica de arco eléctrico es uno de los métodos más simples para fabricar las RPL utilizando una máquina comercial de empalme por fusión. Además de que no es necesario que las fibras sean fotosensibles y puede implementarse casi en cualquier tipo de fibra.

La fibra se expone a la acción de un arco eléctrico emitido por un par de electrodos. El movimiento de la fibra y la corriente de entrada a los electrodos deben ser controlados de manera precisa. Existen tres tipos distintos de rejillas fabricadas mediante esta técnica [13].

Rejillas de deformación física: se forman por microcurvaturas que modifican el diámetro del núcleo y el revestimiento, se logra mediante una corriente de arco moderada (~ 7 mA) y se aplica una tensión física a la fibra. Este tipo de rejillas tienen una alta capacidad de acoplamiento de modos.

Rejillas de campo de modo modificado: La formación de la rejilla se debe a cambios en el núcleo y el revestimiento de la fibra por la difusión de dopantes. Estos cambios se generan con corrientes un poco más altas que las rejillas del caso anterior (10 a 16 mA) pero sin aplicar ninguna tensión. De manera que las rejillas resultantes realizan un acoplamiento débil pero tienen una alta resistencia mecánica.

Rejillas de índice modulado: Este tipo de rejillas se fabrican con corrientes de arco bajas (3 a 5 mA) con una tensión mínima aplicada a la fibra, la cual ha sido hidrogenada. La ventaja de estas rejillas es que tienen una alta capacidad de acoplamiento y alta resistencia mecánica.

Termo-difusión de un dopante

Esta técnica consiste en provocar térmicamente la difusión de algún dopante del núcleo al revestimiento de la fibra [14]. El nitrógeno tiene un peso atómico relativamente bajo y como dopante se difunde rápidamente en la sílice del revestimiento cuando se eleva la temperatura, produciendo incrementos en el índice de refracción. Para formar una RPL se debe emplear entonces un medio para elevar la temperatura de la fibra, de manera que ya sea un láser de CO₂ o un arco eléctrico son apropiados para este fin. La termo-difusión del nitrógeno se puede iniciar a temperaturas entre 1400 y 1600 °C, por tal motivo estas rejillas son mucho más resistentes a la variación de la temperatura que las rejillas fotoinducidas de forma convencional. Después se emplea el procedimiento de grabado punto por punto, para lograr el cambio de índice de refracción en la fibra. Este método se puede usar también con fibras cuyo núcleo contiene impurezas de fósforo en lugar de nitrógeno [15].

Grabado químico

Una rejilla a base de una estructura corrugada puede obtenerse mediante grabado químico del revestimiento de la fibra [16], ver figura 1.8. Esta estructura consiste en regiones del revestimiento con un diámetro menor que el diámetro original de la fibra, intercaladas periódicamente, es decir tienen una variación periódica del diámetro del revestimiento de la fibra. Esto se lleva a cabo usando una solución de ácido hidro-fluórico (HF). Al aplicar

cierta tensión a la fibra, la variación periódica del diámetro provoca una variación en la tensión también periódica a lo largo de la estructura, acompañada de un cambio de índice de refracción periódico debido a un efecto fotoelástico.

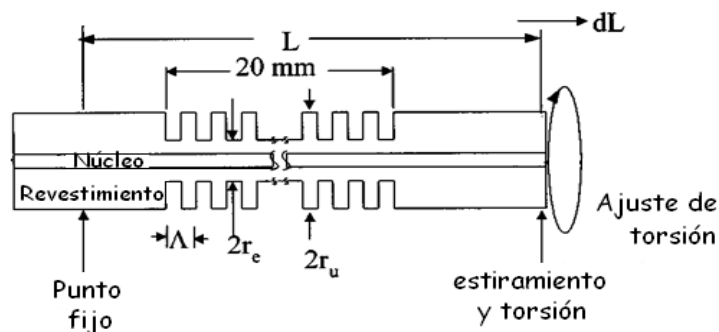


Figura. 1.8 Diagrama esquemático de fabricación de una rejilla a base de una estructura corrugada

[16]

Inducción mecánica

Por medio de la inducción mecánica es posible formar rejillas de periodo largo en cualquier tipo de fibra óptica. La RPL se graba en la fibra óptica al aplicar presión sobre un par de placas ranuradas que poseen cierta periodicidad. La fibra se coloca entre las placas las cuales oprimen a la misma y de esta manera se induce el grabado de la rejilla [17]. La presión ejercida sobre la fibra provoca una variación periódica del índice de refracción del núcleo y el revestimiento, acoplando los modos del revestimiento con el modo guiado del núcleo. La profundidad de las bandas de atenuación puede ser ajustada variando la presión ejercida sobre las placas, mientras mayor sea la presión ejercida sobre la placa superior mayor es la intensidad de acoplamiento. Cuando no se aplica presión, las microcurvaturas de la fibra desaparecen inmediatamente, desapareciendo también las bandas de atenuación del espectro de transmisión de la rejilla. La principal ventaja de esta técnica es el costo de fabricación.

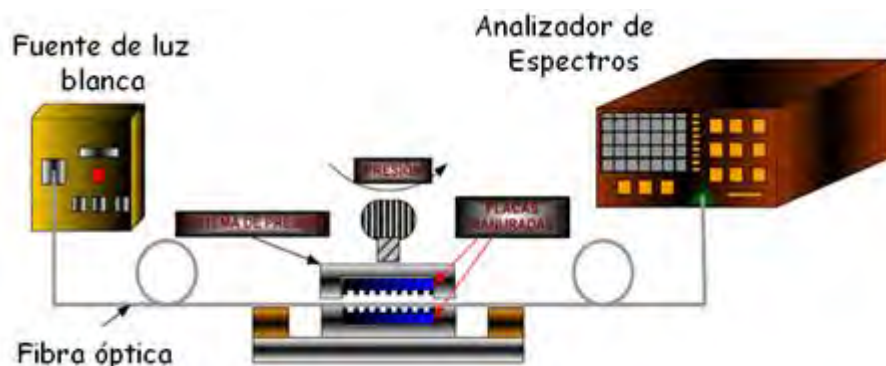


Figura 1.9 Esquemático de la fabricación de una rejilla mediante inducción mecánica ^[17]

1.4 Aplicaciones de las RPL

La descripción de los dispositivos que se pueden fabricar con el uso de rejillas en fibra óptica es muy extensa. A continuación se describen algunos dispositivos basados en rejillas de periodo largo en fibra óptica y que más se utilizan en sistemas de comunicación óptica y medición.

Filtros de rejilla de periodo largo

Debido al acoplamiento de modos que tiene lugar en una rejilla de periodo largo, estas resultan apropiadas para diseñar filtros de rechazo de banda que pueden ser empleados en láseres de fibra, láser Raman de alta potencia y como ecualizadores de ganancia en amplificadores de fibra óptica [1].

Filtro de rechazo de banda: Una RPL grabada en una fibra óptica monomodo acopla el modo fundamental del núcleo con modos del revestimiento de distinto orden. Estos modos sufren una fuerte atenuación debido al esparcimiento que experimentan en el revestimiento. Debido a que el acoplamiento ocurre para ciertas longitudes de onda, este dispositivo no permite la transmisión de señales con longitud de onda alrededor de las longitudes de onda de acoplamiento o resonancia, logrando de esta manera la función de un filtro de rechazo de banda [18].

Filtros sintonizables: Debido a que la longitud de onda de resonancia de una RPL depende directamente de los índices efectivos de los modos del núcleo y del revestimiento además del periodo de modulación, cualquier cambio en estos provoca un corrimiento en la longitud de onda de resonancia. De manera que esta propiedad se puede aprovechar para diseñar filtros sintonizables. Una técnica en particular para lograr la sintonización de estos filtros es mediante inducción mecánica, usando una placa con ranuras en forma radial. Esta técnica, permite obtener rangos de sintonización de hasta 500 nm y el control del ancho de banda esta en un rango de 10 a 40 nm, esto gracias a que al posicionar la fibra óptica en un radio (R) diferente, el periodo inducido sobre la fibra cambia, como consecuencia, la longitud de onda de resonancia se posiciona en valores diferentes de acuerdo al periodo seleccionado [19]

Multiplexores y Demultiplexores para WDM

Los sistemas de comunicación óptica que emplean la técnica de multicanalización por división de longitud de onda (WDM y DWDM) requieren dispositivos que introduzcan baja atenuación y que sean compactos, de tal manera que puedan ser usados como filtros para combinar o separa los distintos canales. Un acoplador basado en rejillas de periodo largo puede ser utilizado como multiplexor o demultiplexor para WDM [20].

Filtro WDM: Un par de RPL inscritas en serie, a lo largo de una fibra óptica, pueden formar un interferómetro Mach-Zehnder (IM-Z), éste actúa como un filtro en longitud de onda selectivo en sistemas WDM en fibra, con bajas pérdidas de inserción y buen aislamiento [21].

Sensores con rejillas de periodo largo

Las RPL pueden tener varias longitudes de resonancia dentro de un amplio rango de longitudes de onda. Estas longitudes de resonancia dependen en gran medida de la diferencia entre el índice de refracción del modo del núcleo y del modo del revestimiento. Por lo tanto, cualquier perturbación causada ya sea por tensión, temperatura o cambios en el índice de refracción externo provoca importantes corrimientos en las longitudes de onda de

resonancia. Generalmente las respuestas de las bandas de atenuación de una misma rejilla son diferentes en magnitud, además estas respuestas a los cambios de tensión y temperatura pueden ser positivas o negativas, dependiendo de la respuesta del núcleo y el revestimiento. Estas características permiten que una sola rejilla de periodo largo pueda utilizarse para medir temperatura y tensión al mismo tiempo [22-23].

Respuesta de la RPL a la temperatura

De la condición de ajuste de fase [22- 24] y haciendo uso de regla de la cadena, tenemos que

$$\frac{d\lambda_0}{dT} = \Lambda \left(\frac{dn_{eff,co}}{dT} - \frac{dn_{eff,cl}^{(m)}}{dT} \right) + (n_{eff,co} - n_{eff,cl}^{(m)}) \frac{d\Lambda}{dT} \quad (1.18)$$

Podemos expresar de manera general la dependencia de la temperatura como [25-27]

$$\frac{d\lambda_0}{dT} = \frac{d\lambda_0}{d(\delta n_{eff})} \left(\frac{dn_{eff,co}}{dT} - \frac{dn_{eff,cl}^{(m)}}{dT} \right) + \Lambda \frac{d\lambda_0}{d\Lambda} \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \quad (1.19)$$

Renombrando $\delta n_{eff} = n_{eff,co} - n_{eff,cl}^{(m)}$, el primer término del lado derecho de la ecuación 1.19 corresponde a la sensibilidad térmica debida a los cambios en la diferencia entre los índices de refracción, es decir representa el efecto termo-óptico (la contribución del material), y el segundo término denota el cambio en la periodicidad de la rejilla [25,27]. La contribución por guía de onda puede ser positiva o negativa dependiendo de los parámetros de la fibra así como del orden del modo del revestimiento con el cual ocurre el acoplamiento. Del mismo modo, la dirección del desplazamiento de la longitud de onda de resonancia atribuida a la contribución del material es proporcional a la diferencia del índice del modo efectivo para un modo del revestimiento en particular [27].

El comportamiento espectral a diferentes temperaturas se puede observar cuando se produce el acoplamiento con los modos de menor orden del revestimiento en oposición a los modos de orden superior [25-27]. Para una determinada longitud de onda de resonancia, se podrá acceder a los modos de menor orden en el revestimiento con una RPL (más de 100 μ m), y en este caso el efecto dominante se debe a la contribución del material. No obstante, el espectro es débilmente dependiente del periodo y la longitud de la rejilla (ya que la sílice tiene un coeficiente de expansión térmica pequeño, ($\alpha_T = 4.1 \times \frac{10^{-7}}{^\circ\text{C}} \approx 0.5 \frac{10^{-7}}{^\circ\text{C}}$ [23], [28]) y fuertemente dependiente de la constante de propagación $\Delta\beta$ [1, 27].

Una consideración importante en el análisis en temperatura de las RPL es la dependencia de la temperatura en los índices de refracción efectivos y, por lo tanto de las magnitudes de los coeficientes termo-ópticos del núcleo y el revestimiento respectivamente ($\xi_{co} = dn_{co}/dT$ y $\xi_{cl} = dn_{cl}/dT$ [29]). Aparte de la contribución del material a la temperatura, el efecto de estas magnitudes no tiene una tendencia lineal en los desplazamientos en longitud de onda al aumentar la temperatura [27, 30], de manera que se han implementado diversas técnicas para ajustar la respuesta de la rejilla a la temperatura, una de ellas es en la pre-fabricación en la composición de las fibras [26]. A una temperatura T determinada, los índices de refracción absolutos del material del núcleo y del revestimiento pueden ser determinados a partir de las siguientes expresiones (T_0 es la temperatura de referencia) [23].

$$n_{co}(T) = n_{co}(T_0) + \Delta T \xi_{co} \quad (1.20)$$

$$n_{cl}(T) = n_{cl}(T_0) + \Delta T \xi_{cl} \quad (1.21)$$

Los primeros estudios de los coeficientes termo-ópticos del silicio se realizaron para caracterizar sus efectos sobre la dispersión cromática de las fibras ópticas (por lo general con la ayuda de la ecuación Sellmeier) [29]. Para una longitud de onda específica, los coeficientes termo-ópticos se suponen independientes de la temperatura en el análisis que sigue a continuación [23, 30].

A fin de ampliar los términos de la ecuación (1.18) de modo que se pueda obtener una expresión más sencilla (se asume que la contribución material es dominante y la contribución de la guía de onda es despreciada), Ng y colaboradores consideraron la

dispersión por guía de onda para tomar en cuenta la dependencia de los índices de refracción efectivos en función de la longitud de onda, esto lleva a la siguiente expresión [23]:

$$\frac{d\lambda_0}{dT} \cong \Lambda \left\{ \left[\left(\frac{\partial n_{eff,co}}{\partial n_{co}} - \frac{\partial n_{eff,cl}^{(m)}}{\partial n_{co}} \right) \xi_{co} + \left(\frac{\partial n_{eff,co}}{\partial n_{cl}} - \frac{\partial n_{eff,cl}^{(m)}}{\partial n_{cl}} \right) \xi_{cl} \right] + \left[\frac{dn_{eff,co}}{d\lambda} - \frac{dn_{eff,cl}^{(m)}}{d\lambda} \right] \frac{d\lambda_0}{dT} \right\} \quad (1.22)$$

La ecuación anterior se puede simplificar porque algunos de los términos están relacionados con la cantidad de potencia presente en la fibra, de manera que: $dn_{eff,co}/dn_{co}$ es la potencia correspondiente al modo fundamental LP₀₁ del núcleo, $dn_{eff,cl}^{(m)}/dn_{cl}$ es el resto de la potencia y viaja en el revestimiento. De forma similar para los modos LP_{0m} con $dn_{eff,cl}^{(m)}/dn_{co}$ en el núcleo y $dn_{eff,cl}^{(m)}/dn_{cl}$ en el revestimiento [23]. La suma de las potencias fraccionarias en el núcleo y el revestimiento se normalizan para obtener la potencia total. De manera que la ecuación (1.22) puede escribirse ahora como la siguiente expresión (en la que η_{01} y η_{0m} son las potencias residuales del modo del núcleo y m_{th} el modo del revestimiento en el núcleo, respectivamente –indicación del confinamiento de campo modal - [23]).

$$\frac{d\lambda_0}{dT} \cong (\xi_{co} - \xi_{cl})(\eta_{01} - \eta_{0m})\Lambda\gamma \quad (1.23)$$

γ es el factor de dispersión modal (parecido al efecto de la dispersión de guía de onda), evaluado a la longitud de onda resonante, de manera que [27]

$$\gamma = \frac{1}{1 - \Lambda \left(\frac{dn_{eff,co}}{d\lambda} - \frac{dn_{eff,cl}^{(m)}}{d\lambda} \right)} \quad (1.24)$$

La ecuación (1.23) resalta la importancia de los coeficientes termo-ópticos para determinar la sensibilidad de la RPL en función de la longitud de onda a la temperatura. La dirección del desplazamiento de la banda de atenuación depende de la magnitud relativa de los coeficientes termo-ópticos del núcleo y revestimiento de la fibra, así como del factor de dispersión modal (el cual puede ser positivo o negativo, dependiendo del orden del modo del revestimiento) [23]. Shu et al, han reportado un resultado comparable a las ecuaciones (1.23) y (1.24) en diferentes publicaciones [31-33]. La principal diferencia entre este resultado y las expresiones de sensibilidad a la temperatura que se han mostrado aquí, es que incluye el confinamiento del campo modal en la ecuación (1.23). Sin embargo, el enfoque seguido por Ng et al (aquí detallada, a partir de [23]) y el de Shu et al (encontrado en [31-33]) son muy similares, de manera que aquí se concluye el análisis de la respuesta de una RPL a la temperatura.

Las intensidades máximas de las bandas de atenuación de la RPL, también se ven afectados por los cambios de temperatura. Cuando la transmisión de la rejilla a la longitud de onda de resonancia se diferencia con respecto a la temperatura, la sensibilidad de la rejilla es dada por

$$\frac{dP_0}{dT} = -\frac{\kappa_m L \sin(2\kappa_m L)}{I} \left[\frac{dI}{dT} - \left(\frac{1}{\lambda_0} \right) \frac{d\lambda_0}{dT} \right] \quad (1.25)$$

Por lo tanto

$$\frac{dP_0}{dT} = -\frac{\kappa_m L \sin(2\kappa_m L)}{I} \left[\left(\frac{\partial I}{\partial n_{co}} \xi_{co} + \frac{\partial I}{\partial n_{cl}} \xi_{cl} \right) - \left(\frac{\partial I}{\partial \lambda_{co}} - \frac{I}{\lambda_{co}} \right) \frac{d\lambda_0}{dT} \right] \quad (1.26)$$

L es la longitud de la rejilla, κ_m es el coeficiente de acoplamiento, I es la integral de traslape para el acoplamiento entre el modo guiado del núcleo y el modo del revestimiento m th. Las expresiones anteriores hacen hincapié en el hecho de que la respuesta a la temperatura se manifiesta en la profundidad de cada banda de absorción y depende de la sensibilidad tanto de la longitud de onda de resonancia como de la integral de traslape. Un incremento de la longitud de onda de resonancia, también tiene el efecto de disminuir la integral de traslape, porque el confinamiento de campo modal disminuye [23]. EL producto $\kappa_m L$ es importante

para determinar si la fuerza de la rejilla crece en función de la exposición a la temperatura, y es también un factor determinante de la magnitud de cambio en la intensidad debido a la temperatura. Un pequeño valor numérico de este producto implica una disminución de la sensibilidad a la temperatura y, en el caso extremo de que $\kappa_m L$ es un producto entero de $\pi/2$, la respuesta a la temperatura en la transmisión llega a ser cero para una banda de atenuación en particular [23].

Las RPL normalmente presentan una tendencia lineal de la sensibilidad a la temperatura de los modos de menor orden en el rango de operación normal [26]. Se han realizado varios estudios experimentales para investigar el uso de RPL como sensores de temperatura, y la sensibilidad obtenida en ellos varía considerablemente dependiendo del tipo de fibra utilizada. A continuación se presenta un breve resumen de estos resultados.

El cambio en la temperatura provoca cambios más pronunciados en los índices efectivos que en el periodo, y en muchas ocasiones los cambios en este último son despreciables. También es posible modificar el índice efectivo de los modos del revestimiento si se varía el índice de refracción del medio externo, debido a los efectos de guía de onda. Para rejillas grabadas en fibra óptica para telecomunicaciones la sensibilidad a la temperatura esta en el rango de los 0.03 nm/°C a 0.10 nm/°C [26]. En el mismo intervalo, Bhatia, obtuvo una pendiente máxima de 0.093 nm/°C correspondiente a la cuarta banda de atenuación de una rejilla con periodo de 280 μm [27], como se muestra en la figura 1.9. En fibras de dispersión desplazada (DSF), la sensibilidad de la rejilla es del orden de 0.04-0.05 nm/°C en los experimentos realizados por Vengsarkar et al [1]. Estos valores son aproximadamente un orden de magnitud mayor que los que se obtienen comúnmente con rejillas de Bragg, entre 0.011 y 0.014 nm / ° C [1, 25, 27].

Se ha encontrado una mejor respuesta a la temperatura en RPL que son grabadas en fibra fotosensible dopadas con algunas impurezas [23]. Estas rejillas han alcanzado sensibilidades de 0.32 nm /°C, mientras que para otro tipo de fibras, los cambios en longitud de onda son de hasta 0.95 nm/°C. Incluso se han obtenido sensibilidades más altas de RPL en fibras no- hidrogenizadas dopadas con boro y germanio. Shu et al reportaron una respuesta máxima de 1.854 nm/°C en fibras dopadas con B/Ge-co [31].

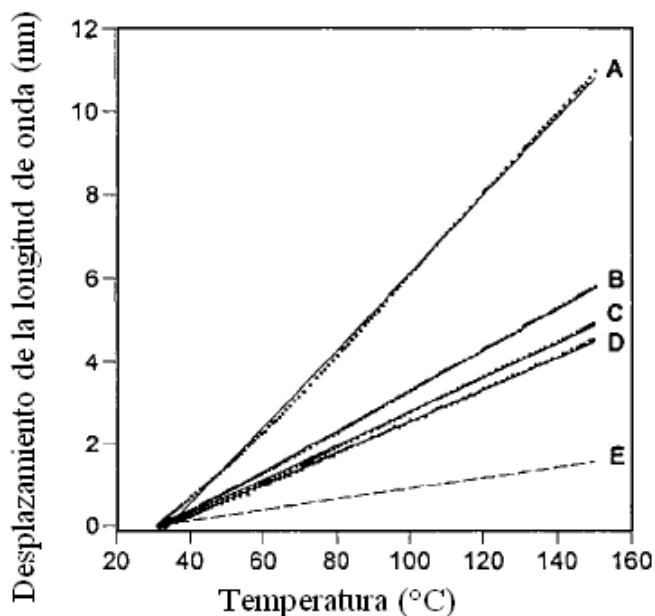


Figura 1.9 Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia de las primeras cuatro bandas de atenuación (A a D) de una RPL en temperatura, comparada a la respuesta de una RB con una sensibilidad de 13 pm/°C (E) ^[27]

Sensibilidad de las RPL a la tensión

Cuando la fibra óptica se somete a tensión ejercida en la dirección del eje longitudinal de la fibra, experimenta efectos similares a los que exhibe durante las fluctuaciones de la temperatura, estos cambios pueden observarse en el espectro de transmisión de la RPL. En consecuencia, los conceptos fundamentales de la sensibilidad de la RPL y la deformación axial son análogos a los correspondientes a la temperatura (ya examinadas en la sección 1.4), la principal diferencia es que los coeficientes termo-óptico son remplazados ahora por coeficientes elasto-ópticos [25-27, 31]. Por lo tanto, la diferencial de la condición de ajuste de fase con respecto a la deformación axial, ϵ , proporciona una ecuación similar para el cambio en la longitud de onda de resonancia (en comparación con la ecuación (1.19) para los efectos de la temperatura).

$$\frac{d\lambda_0}{d\varepsilon} = \frac{d\lambda_0}{d(\delta n_{eff})} \left(\frac{dn_{eff,co}}{d\varepsilon} - \frac{dn_{eff,cl}^{(m)}}{d\varepsilon} \right) + \Lambda \frac{d\lambda_0}{d\Lambda} \quad (1.27)$$

Una vez más, los términos se dividen en contribución debida a la periodicidad de la rejilla y contribución debida al material. Las contribuciones más importantes son las de la periodicidad de la rejilla, debidas al efecto de Poisson (cambios en magnitud transversal) y al efecto elasto-óptico (variaciones en el índice de refracción) en la fibra, mientras que los resultados de la contribución debida al material en términos de la dispersión para un modo del revestimiento específico es $d\lambda_0/d\Lambda$ [25-27]. En esencia, el cambio en la longitud de onda de resonancia del espectro de transmisión de la RPL depende del orden del modo del revestimiento que participa en el acoplamiento, así como el período de la rejilla.

El coeficiente de tensión es determinado por la contribución que proporciona el efecto dominante, ya sea la contribución del material o la contribución debida a la periodicidad de la rejilla. En general, en una RPL la contribución de la periodicidad de la rejilla es positiva, mientras que la contribución del material suele ser negativa [26]. Por lo tanto, la magnitud relativa de estas contribuciones determina si el espectro de transmisión de la RPL experimenta un desplazamiento de las bandas de atenuación hacia longitudes de onda larga o corta. En el caso en que los efectos de la contribución del material y de la periodicidad de la rejilla se anulan entre sí (sus magnitudes son iguales pero de signo contrario) las bandas de atenuación llegan a ser insensibles a la tensión axial.

Se han realizado experimentos para obtener los espectros de transmisión de RPL mientras que la rejilla es sometida a tensión axial. Vengsarkar et al [1] reportaron que los cambios correspondientes en la longitud de onda de resonancia varían mucho dependiendo del tipo de fibra utilizada (en los resultados iniciales se obtuvieron sensibilidades de $-0.7 \text{ pm}/\mu\epsilon$ y $1.5 \text{ pm}/\mu\epsilon$ para los mismos parámetros de la rejilla en diferentes fibras). La influencia del periodo de la rejilla a la respuesta espectral de la RPL y la deformación axial fue demostrada por Bhatia et al [25]: en una rejilla con un periodo de $40\mu\text{m}$ se obtuvo un coeficiente negativo de $2.14 \text{ pm}/\mu\epsilon$ (las contribuciones del material así como la contribución debida a la periodicidad de la rejilla son negativas para rejillas con un periodo menor a $100 \mu\text{m}$), mientras que en una RPL con un período de $340\mu\text{m}$ experimento un desplazamiento de la longitud de onda de $-0.04 \text{ pm}/\mu\epsilon$ (que es un orden de magnitud menor

que el de una rejilla de Bragg [1]. La progresión de la sensibilidad de la deformación axial de los modos del revestimiento de diferentes ordenes se muestra en la figura 1.10, la cual muestra que el acoplamiento a altos ordenes tiene una respuesta lineal de $1.94 \text{ pm}/\mu\epsilon$ y la sensibilidad para los ordenes más bajos en el modo del revestimiento presenta una sensibilidad de $0.03 \text{ pm}/\mu\epsilon$ para una rejilla con un periodo de $280 \text{ }\mu\text{m}$ inscrita en fibra óptica estándar [27].

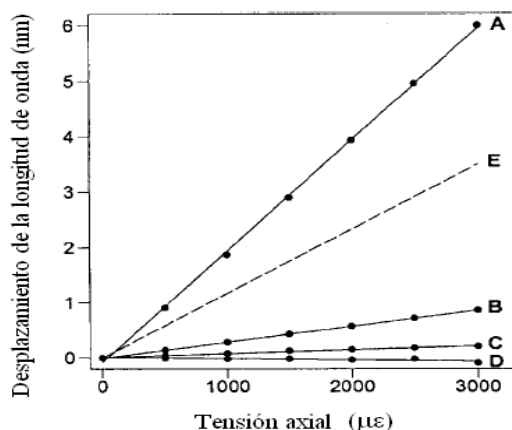


Figura 1.9 Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia de las primeras cuatro bandas de atenuación (A a D) de una RPL comparada a la respuesta de una RB a tensión axial (E) [27]

1.5 Motivación y objetivo

Actualmente existe un creciente interés por utilizar las RPL en fibra óptica en aplicaciones en telecomunicaciones o como transductor en una gran variedad de sensores. En el campo de las comunicaciones se requieren filtros de rechazo con un gran ancho de banda (en el orden de decenas de nanómetros para aplicaciones como ecualizadores en amplificadores de erbio) el cual es característico de las bandas de atenuación del espectro de transmisión de una RPL. Sin embargo en ocasiones es deseable contar con filtros de transmisión angostos para aplicaciones en sistemas multiplexados por división de longitud de onda (WDM) o en filtros multicanales para cavidades láser con múltiples longitudes de onda. En este sentido, se ha desarrollado el interferómetro Mach-Zehnder en fibra óptica, el cual consiste en dos RPL en serie y se caracteriza por un espectro de transmisión que esta formado por un determinado número de bandas angostas de transmisión. El interferómetro

tiene la flexibilidad de fácilmente ajustar el ancho de las bandas de transmisión mediante el control de la separación entre las RPL [21].

Un importante número de sensores en fibra óptica utilizan como elemento transductor una o varias bandas de atenuación de una rejilla de periodo largo (RPL). Sin embargo, estos esquemas presentan una limitada resolución debido a que el ancho medio de las bandas de atenuación va de 10 a 50 nm. Una alternativa para incrementar la resolución es utilizar interferómetros Mach-Zehnder (IM-Z) en fibra óptica los cuales permiten obtener bandas de atenuación menores a 1 nm. Por otro lado, se ha demostrado además que la sensibilidad a la tensión transversal es mejor en comparación a la obtenida con una sola RPL [27], asimismo, se ha observado una mayor sensibilidad para medir el índice de refracción. También, se ha propuesto el interferómetro Mach-Zehnder como sensor de torsión [24]. Tomando en cuenta estos antecedentes, surgió la motivación de fabricar interferómetros Mach-Zehnder (IM-Z) utilizando RPL.

El objetivo fundamental de este trabajo es la fabricación sistemática de interferómetros Mach-Zehnder utilizando RPL grabadas por arco eléctrico para operar en el rango de longitudes de onda para comunicaciones entre 1500 y 1600 nm. Así mismo, en esta primera etapa buscando explotar las propiedades del IM-Z como sensor, se realiza la caracterización de su respuesta ante cambios de temperatura, tensión y torsión. Las aportaciones de este trabajo radican en que es la primera vez que se ha logrado fabricar un dispositivo de estas características con una alta repetibilidad en el proceso de fabricación, además de que el interferómetro presenta una gran posibilidad de implementarse como un sensor de temperatura.

Referencias

- [1] Vengsarkar, A.N. Lemaire, P.J., Judkins, J.B., Bhatia V., Erdogan, T. & Sipe J.E., “Long-period fiber gratings as band-rejection filters”, *J. of Lightwave Technol.* **14(1)**58(1996).
- [2] A. Othonos and K. Kally, “Fiber Bragg Gratings Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing”, Artech House Noorwood (1999).
- [3] Ignacio Flores Llamas, “Síntesis de las rejillas de periodo largo en fibra óptica por medio de un algoritmo genético”, tesis UNAM (2007).
- [4] D. K. W. Lam and B. K Garside, “Characterizacion of single-mode optical fiber filters, *Appl. Opt.* **20**440(1987).
- [5] R. Kashyap, “Fiber Bragg Gratings”, Academic Press, San Diego (1999).
- [6] D. B Stegall and T. Erdogan, “Dispersion control with use of long period fiber gratings”, *J. Opt. Soc. Am.* **17**304(2000).
- [7] H. Ke, K.S. Chiang, and J.H. Peng, “Analysis of phase-shifted long-period fiber gratings”, *IEEE. Photon. Technol. Lett.* **10**1596(1998).
- [8] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, “Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication”, *Appl. Phys. Lett.* **32**647(1987).
- [9] K. O. Hill and G. Meltz, “Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview”, *J Lightwave Technol.* **15**1263(1997).
- [10] G. Meltz, W.W. Morey and W.H. Glenn, “Formation of Bragg Gratings in optical fibers by a transverse holographic method”, *Opt. Lett.* **14**823(1989).
- [11] D.D Davis, T.K. Gaylord, E.N. Glytsis, S.G. Kosinski, S.C. Mettler and A.M Vengsarkar, “Long-period fibre gratings fabrication with focused CO₂ laser pulses”, *Electron. Lett.* **34**302(1998).
- [12] L. Drozin, P.Y. Fonjollaz and L. Stensland, “Long-period fibre gratings written by CO₂ exposure of H₂-Loaded, standard fibres”, *Electron. Lett.* **36**742(2000).
- [13] S. G Kosinsky and A. M. Vengsarkar, “splicer-base long period fiber gratings”, in *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, Technical Digest* 278(1998).
- [14] E. M. Dianov, et al., “Thermo-induced long-period fibre gratings”, en *23rd European Conference on Optical Communications*, **253**(1997).

- [15] E. M. Dianov, V. I. Karpov, A. S. Kurkov and M. V. Grekov, “Long-period fiber gratings and mode-field converters fabricated by thermodiffusion in phosphosilicate fiber”, in 24th European Conference on Optical Communications 1395(1998).
- [16] C. Y. Lin and L. A. Wang, “A Wavelength- and loss-tunable band-rejection filter based on corrugated long-period fiber grating”, IEEE photon, Technol. Lett. **13**332(2001).
- [17] Guillermo Alejandro Cárdenas Sevilla, “Caracterización de rejillas de periodo largo inducidas mecánicamente en fibras ópticas adelgazadas”, tesis CIO (2008).
- [18] A. M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkings, P. J. Lemaire, N.S Bergano, and C. R. Davidson, “Long-period fiber-grating-based gain equalizers”, Opt. Lett. **21**336(1996).
- [19] Ceballos-Herrera D. E., Torres-Gómez I., Martínez-Ríos A., Anzueto-Sánchez G., Álvarez-Chávez J. A., Selvas-Aguilar R., Sánchez-Mondragón J. J., “Ultra-widely tunable long-period holey-fiber grating by the use of mechanical pressure”, Appl. Opt. **46**(3)307(2007).
- [20] Y. G. Han, S. B. Lee, C. S. Kim and M. Y. Jeong, “Tunable optical add-drop multiplexer based on long-period fiber gratings for coarse wavelength division multiplexing system”, Opt. Lett. **31**703(2006).
- [21] X. J. Gu, “Wavelength-division multiplexing isolation fiber filter and light source using cascaded long-period gratings”, Opt. Lett. **23**509(1998).
- [22] Humbert, G. & Malki, A. “Electric-arc-induced gratings in non-hydrogenated fibres: fabrication and high-temperature characterizations”. J. of Opt A. **4**(2)194(2002).
- [23] Ng, M.N. & Chiang, K.S., “Thermal effects on the transmission spectra of long-period fiber gratings”. Opt. Commun. **208**321(2002).
- [24] Han, Y.-G., Kim, C.-S., Oh, K., Paek, U.-C. & Chung, Y. (1999). “Performance enhancement of strain and temperature sensors using long period fiber grating”. *Proceedings of SPIE*. **374**658(1999)
- [25] Bhatia, V., Campbell, D.K., Sherr, D., D’Alberto, T.G., Zabaronick, N.A., Ten Eyck, G.A., Murphy, K.A. & Claus, R.O., “Temperature-insensitive and strain-insensitive long-period grating sensors for smart structures”. Optical Engineering **36**(7)1872(1997).
- [26] S.W. James and R.P. Tatam., “Optical fibre long-period grating sensor: characteristics and applications”, Means. Sci. Technol. **14**R49(2003).
- [27] Bhatia, V., “Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing”. Opt. Express. **4**(11)457(1999).

- [28] Shu, X., Allsop, T., Gwandu, B., Zhang, L. & Bennion, I., “High-temperature sensitivity of log-period gratings in B-Ge codoped fiber”. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13(8)**818(2001).
- [29] Ghosh G., Endo, M. & Iwasaki, T., “Temperature-dependent Sellmeier coefficients and chromatic dispersions for some optical fiber glasses”. *J. of Lightwave Technol.* **12(8)**1338(1994).
- [30] Kim, Y.-J., Eom, T.-J., Chung, Y., Han, W.-T., Paek, U.-C., & Lee, B.H., “Thermo-optic coefficient measurements using long-period fiber gratings”. *Proceedings of SPIE* **4185**834(2000).
- [31] Shu, X., Zhang, L. & Bennion, I. “Sensitivity characteristics of long-period fiber gratings”. *J. of Lightwave Technol.* **20(2)**255(2002).
- [32] Shu, X., Allsop, T., Gwandu, B., Zhang, L. & Bennion, I., “Room-temperature operation of widely tunable loss filter”. *Electron. Lett.* **37(4)**216(2001).
- [33] Shu, X., Allsop, T., Gwandu, B., Zhang, L. & Bennion, I., “High-temperature sensitivity of log-period gratings in B-Ge codoped fiber”. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13(8)**818(2001).
- [34] Lee, B.H. & Nishii, J. “Notch filters based on cascaded multiple long-period fibre gratings”. *Electron. Lett.* **34(19)**1872(1998).

Capítulo 2

Teoría y modelado de rejillas de periodo largo

Para conocer la respuesta espectral de una rejilla de periodo largo, es necesario realizar un análisis matemático que permita derivar expresiones analíticas que describan su comportamiento. En este capítulo se describen algunos conceptos fundamentales en fibra óptica, se presenta también la descripción analítica de los modos de propagación en el núcleo y el revestimiento en la fibra usando para ello la teoría de acoplamiento de modos. Finalmente, se muestra una simulación para obtener los espectros de transmisión de una rejilla de periodo largo y dos RPL en serie, utilizando el software comercial OptiGrating de OptiWave.

2.1 Introducción

Debido a la naturaleza de la luz como una onda electromagnética, es necesario resolver las ecuaciones de Maxwell para hacer una descripción analítica de su propagación a través de una fibra óptica, sujetas a las condiciones de frontera impuestas por la geometría de la fibra. Las guías de onda dieléctricas permiten un número finito de modos guiados además de un continuo infinito de modos de radiación que no son guiados por la estructura, sin embargo también son soluciones del mismo problema [1]. Aunque la teoría de fibras ópticas es conocida, la descripción completa de los modos guiados y los modos de radiación es complicada, y en algunos análisis se hacen simplificaciones para reducir el grado de complejidad de las ecuaciones que describen el comportamiento del campo electromagnético, de manera que es necesaria la comprensión del comportamiento del campo electromagnético en una fibra óptica, para derivar los métodos de análisis de rejillas en fibra óptica.

2.2 Conceptos fundamentales en fibra óptica

Una fibra óptica permite guiar la luz que incide en uno de sus extremos dentro de un determinado cono de aceptación. Consideremos que la fibra óptica tiene la geometría representada en la figura 2.1, todos los rayos que inciden sobre el núcleo en la cara frontal de la fibra con un ángulo menor que θ_i , quedaran confinados en el núcleo y serán guiados a lo largo de la fibra. Debido a la refracción en la interfaz fibra-aire, el rayo dobla hacia la normal, el ángulo del rayo refractado θ_r esta dado mediante la siguiente expresión [2]

$$n_3 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_r \quad (2.1)$$

Donde n_3 y n_1 son los índices de refracción del aire y del núcleo de la fibra respectivamente. El rayo refractado golpea la interfaz núcleo-revestimiento y se refracta otra vez. Sin embargo, la refracción es posible solamente para un ángulo de incidencia ϕ tal que $\sin \phi < n_2/n_1$. El rayo experimenta reflexión total interna en la interfaz del núcleo-revestimiento cuando ϕ es más grande que un ángulo crítico ϕ_c el cual se está definido por la ecuación (2.2)

$$\phi_c = \sin^{-1} n_2/n_1 \quad (2.2)$$

Donde n_2 es el índice del revestimiento, el rayo experimenta reflexión total interna en la interfaz del revestimiento con la normal. Puesto que tales reflexiones ocurren a través de la longitud de la fibra, todos los rayos con ángulo de incidencia $\phi > \phi_c$ son confinados en el núcleo de la fibra.

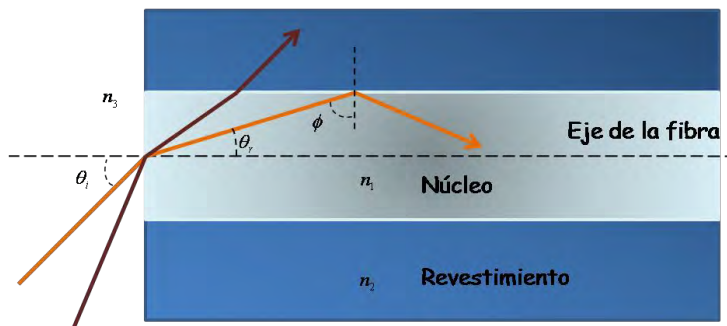


Figura 2.1 Representación esquemática de la propagación de un haz en una fibra óptica

Utilizando las ecuaciones (2.1) y (2.2) se puede encontrar el ángulo máximo que el rayo incidente debe hacer con el eje de la fibra para seguir confinado dentro del núcleo, ya que $\theta_r = \pi/2 - \phi_c$ y sustituyendo en la ecuación (2.1) se obtiene la ecuación (2.3):

$$n_3 \sin \theta_i = n_1 \sin \phi_c = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.3)$$

En analogía con las lentes $n_3 \sin \theta_i$, se conoce como la apertura numérica (NA) de la fibra, para $n_1 \approx n_2$, la apertura numérica puede aproximarse como

$$NA = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.4)$$

Donde $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$.

2.3 Descripción analítica de los modos de propagación en el núcleo

Se pueden distinguir dos tipos de fibra óptica con base a su geometría: las fibras simétricas axialmente y las fibras asimétricas axialmente. En las fibras simétricas el perfil del índice es simétrico axialmente con respecto al eje de la fibra en el plano transversal, dentro de esta clasificación se encuentran las de índice escalonado, de índice gradual y fibras con algún perfil distinto pero simétrico con respecto al eje de la fibra, ver figura 2. Mientras que en las fibras asimétricas axialmente el núcleo o el revestimiento no muestran simetría con respecto al eje de la fibra en el plano transversal, dentro de estas podemos encontrar las fibras birrefringentes de tensión inducida y las fibras birrefringentes geoméricamente [3].

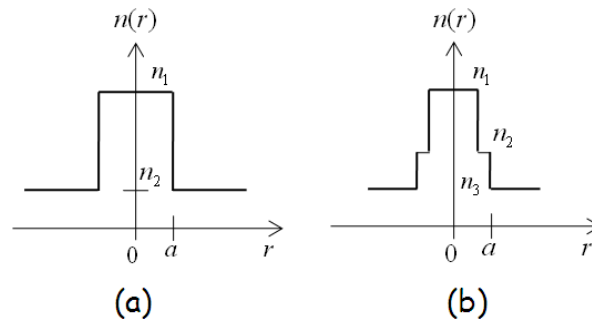


Figura 2.2 Perfil de índice de una fibra óptica simétrica axialmente de núcleo uniforme (a) y núcleo dual (b)

Para obtener la descripción analítica del campo electromagnético en la fibra óptica es necesario resolver la ecuación de onda obtenida a partir de las ecuaciones de Maxwell sujetas a condiciones de frontera apropiadas. Debido a la geometría de la fibra, es conveniente expresar las componentes del campo electromagnético en coordenadas cilíndricas. Por otra parte, las componentes laterales se pueden expresar en términos de las componentes longitudinales. Para evitar la complejidad de la derivación de las expresiones que describen la distribución del campo electromagnético, primero se obtienen las soluciones de la ecuación de onda para las componentes longitudinales y después se sustituyen en las expresiones de las componentes transversales. Las condiciones de frontera implican que las componentes tangenciales del campo electromagnético sean continuas en la interfaz núcleo-revestimiento de la fibra.

Ecuaciones de onda en fibras ópticas

Consideramos una fibra óptica con perfil de índice escalonado, como el de la figura 2.2 (a). Supóngase que la luz se propaga por la fibra a una frecuencia angular ω y una constante de fase β (propagación). Entonces, el campo eléctrico \mathbf{E} y magnético \mathbf{H} son:

$$\mathbf{E}(r, t) = \text{Re}\{\mathbf{E}(\mathbf{r}_t) \exp[j(\omega t - \beta z)]\} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{H}(r, t) = \text{Re}\{\mathbf{H}(\mathbf{r}_t) \exp[j(\omega t - \beta z)]\} \quad (2.6)$$

Donde \mathbf{r} es la posición, t es el tiempo y z la coordenada longitudinal, si ahora los representamos como \mathbf{E} y \mathbf{H} y como funciones de la posición transversal \mathbf{r}_t , entonces las ecuaciones quedan de la forma

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\epsilon_0\mathbf{H} \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\mu_0 n^2 \mathbf{E} \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} + \frac{\nabla_t n^2}{n^2} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.10)$$

Donde μ_0 y ε_0 son la permeabilidad y la permitividad del vacío respectivamente, n es el índice de refracción y ∇_t es un operador diferencial que en coordenadas rectangulares está definido como:

$$\nabla_t = \left[\frac{\partial}{\partial r} \quad \left(\frac{1}{r} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} \quad 0 \right]^T \quad (2.11)$$

Expresado en coordenadas cilíndricas, T indica la transpuesta del vector o matriz. Si el índice de refracción es constante, las ecuaciones de onda para las componentes longitudinales del campo electromagnético se obtienen de las ecuaciones (2.7) a (2.10). De manera que podemos escribir [3]:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + k_t^2 E_z = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + k_t^2 H_z = 0 \quad (2.13)$$

Donde k_t es la constante de fase y está dada por

$$k_t = \sqrt{k_0^2 n^2 - \beta^2} \quad (2.14)$$

k_0 es el número de onda en el espacio libre y está definido como:

$$k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \quad (2.15)$$

Modos en la fibra

Las ecuaciones (2.12) y (2.13) se resuelven mediante separación de variables, las soluciones en el núcleo $r < a_1$ son:

$$E_z = A_1 J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) \begin{cases} \cos l\theta \\ \sin l\theta \end{cases} \quad (2.16)$$

$$H_z = B_1 J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) \begin{cases} -\sin l\theta \\ \cos l\theta \end{cases} \quad (2.17)$$

Y en el revestimiento ($r > a_1$) son:

$$E_z = A_2 K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) \begin{cases} \cos l\theta \\ \sin l\theta \end{cases} \quad (2.18)$$

$$H_z = B_2 K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) \begin{cases} -\sin l\theta \\ \cos l\theta \end{cases} \quad (2.19)$$

Se emplean funciones seno y coseno, para obtener un conjunto de funciones ortogonales. Estas funciones son soluciones permitidas de las ecuaciones (2.12) y (2.13). Las componentes longitudinales quedan ahora de la siguiente forma:

$$E_r = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega \mu_0}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right) \quad (2.20)$$

$$E_\theta = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \omega \mu_0 \cdot \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (2.21)$$

$$H_r = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega \epsilon_0 n^2}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right) \quad (2.22)$$

$$H_\theta = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + \omega \epsilon_0 n^2 \cdot \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (2.23)$$

Sustituyendo las ecuaciones (2.16) y (2.17) en las ecuaciones (2.20) a (2.23), se obtienen las componentes transversales del campo electromagnético en el núcleo ($r < a_1$) [3].

$$E_r = j \left[-A_1 \frac{\beta a_1}{u} J_l' \left(\frac{ur}{a_1} \right) + B_1 \frac{l \omega \mu_0 a_1^2}{u^2 r} J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{cases} \cos l \theta \\ \sen l \theta \end{cases} \quad (2.24)$$

$$E_\theta = j \left[-A_1 \frac{l \beta a_1^2}{u^2 r} J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) + B_1 \frac{\omega \mu_0 a_1}{u} J_l' \left(\frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{cases} -\sen l \theta \\ \cos l \theta \end{cases} \quad (2.25)$$

$$H_r = j \left[A_1 \frac{l \omega \varepsilon_0 n_1^2 a_1^2}{u^2 r} J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) - B_1 \frac{\beta a_1}{u} J_l' \left(\frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{cases} -\sen l \theta \\ \cos l \theta \end{cases} \quad (2.26)$$

$$H_\theta = j \left[-A_1 \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 a_1}{u} J_l' \left(\frac{ur}{a_1} \right) + B_1 \frac{l \beta a_1^2}{u^2 r} J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{cases} \cos l \theta \\ \sen l \theta \end{cases} \quad (2.27)$$

De manera que sustituyendo (2.18) y (2.19) en las ecuaciones (2.20) a (2.23) se obtienen las expresiones para las componentes transversales del campo electromagnético en el revestimiento ($r > a_1$) [3].

$$E_r = j \left[A_2 \frac{\beta a_1}{w} K_l' \left(\frac{wr}{a_1} \right) - B_2 \frac{l \omega \mu_0 a_1^2}{w^2 r} K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{cases} \cos l \theta \\ \sen l \theta \end{cases} \quad (2.28)$$

$$E_\theta = j \left[A_2 \frac{l \beta a_1^2}{w^2 r} K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) - B_2 \frac{\omega \mu_0 a_1^2}{w} K_l' \left(\frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{cases} -\sen l \theta \\ \cos l \theta \end{cases} \quad (2.29)$$

$$H_r = j \left[-A_2 \frac{l \omega \varepsilon_0 n_2^2 a_1^2}{w^2 r} K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) + B_2 \frac{\beta a_1}{w} K_l' \left(\frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{cases} -\sen l \theta \\ \cos l \theta \end{cases} \quad (2.30)$$

$$H_\theta = j \left[A_2 \frac{\omega \varepsilon_0 n_2^2 a_1}{w} K_l' \left(\frac{wr}{a_1} \right) - B_2 \frac{l \beta a_1^2}{w^2 r} K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{cases} \cos l \theta \\ \sen l \theta \end{cases} \quad (2.31)$$

Donde A_1 , A_2 , B_1 y B_2 son constantes, J_l es la función Bessel del primer tipo de orden l , k_l es la función de Bessel modificada de segundo tipo de orden l , $J_l'(ur/a_1)$ es la derivada de

$J_l(ur/a_1)$ con respecto a (ur/a_1) , $K_l'(wr/a_1)$ es la derivada de $K_l(ur/a_1)$ con respecto a (wr/a_1) , u se conoce como la constante de fase normalizada y está dada como

$$u = k_{t1}a_1 = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2} a_1 \quad (2.32)$$

w es la constante de atenuación normalizada y se expresa como

$$w = |k_{t1}|a_1 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} a_1 \quad (2.33)$$

Y la frecuencia normalizada se obtiene por medio de

$$V = \sqrt{u^2 + w^2} = a_1 k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.34)$$

Para aplicar las condiciones de frontera se debe igualar cada una de las componentes del campo electromagnético en el núcleo con su correspondiente valor en el revestimiento y considerar que $r = a_1$, lo que nos lleva a un problema de valores propios expresado de la siguiente forma [3]

$$\left(\frac{J_l'(u)}{uJ_l(u)} + \frac{K_l'(w)}{wK_l(w)} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{J_l'(u)}{uJ_l(u)} + \frac{K_l'(w)}{wK_l(w)} \right) = l^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (2.35)$$

Para una l y una frecuencia ω dadas, se pueden encontrar un número finito de valores propios β que satisfagan la ecuación (2.35). Una vez que se han encontrado los valores propios, se determina el valor de las constantes A_l, A_2, B_l y B_2 empleando las condiciones de frontera.

De modo que las ecuaciones de valor propio para los modos TE y TM cuando $l=0$ son [3]:

$$\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{J_0'(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_0'(w)}{wK_0(w)} = 0 \quad (2.36)$$

$$(2.37)$$

$$\frac{J_0'(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_0'(w)}{wK_0(w)} = 0$$

Aproximación de guiado débil

El análisis matemático exacto de las seis componentes de los modos en fibras cilíndricas es complejo, sin embargo es posible simplificar este análisis usando la aproximación de guiado débil. Esta aproximación se introdujo en 1971 por Gloge et al [4] y supone que la diferencia del índice de refracción entre el núcleo y el revestimiento es muy pequeña, (generalmente del uno por ciento) como es el caso de las fibras de salto de índice por lo que $n_{cl}/n_{co} \cong 1$. De esta forma solo se consideran cuatro componentes de los modos y es posible usar coordenadas rectangulares en lugar de cilíndricas. En este caso la ecuación (2.35) se reduce a [3]

$$\left(\frac{J_l'(u)}{uJ_l(u)} + \frac{K_l'(w)}{wK_l(w)} \right) = \pm l \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (2.38)$$

La ecuación (2.35) tiene el doble de soluciones que la ecuación (2.38) porque la primera es cuadrática en $J_l'(u)/uJ_l(u)$, esto indica que en realidad cada solución de la ecuación (2.38) se descompone en dos.

Para los modos TE y TM, usando las identidades apropiadas para resolver las funciones de Bessel y la aproximación de guiado débil, las ecuaciones (2.36) y (2.37) se reducen a

$$\frac{uJ_0(u)}{J_1(u)} = -\frac{wK_0(w)}{K_1(w)} \quad (2.39)$$

El modo híbrido correspondiente a la ecuación de valor propio con signo positivo (ecuación (2.38)) es el modo EH y el modo híbrido correspondiente a la misma ecuación con signo negativo es el modo HE.

La ecuación de valor propio para el modo EH usando las identidades apropiadas para las funciones de Bessel es [3]

$$\frac{uJ_l(u)}{J_{l+1}(u)} = -\frac{wK_l(w)}{K_{l+1}(w)} \quad (2.40)$$

Y para el modo HE se obtiene como

$$\frac{uJ_{l-2}(u)}{J_{l-1}(u)} = -\frac{wK_{l-2}(w)}{K_{l-1}(w)} \quad (2.41)$$

Cuando $l=1$, y usando las identidades apropiadas para las funciones Bessel se puede obtener la ecuación de valor propio para el modo HE_{1i} a partir de la ecuación (2.41), la cual está dada por

$$\frac{uJ_1(u)}{J_0(u)} = -\frac{wK_1(w)}{K_0(w)} \quad (2.42)$$

Suponiendo que $\beta = k_0 n_2$, la frecuencia de corte normalizada se puede obtener de las ecuaciones (2.39) a la ecuación (2.42) de la siguiente forma [3]

$$V_{cte} = \begin{cases} j_{0,i} & \text{modo } TM_{0,i} \text{ y modo } TE_{0,i} \\ j_{l,i} & \text{modo } EH \ (l = 1,2,3, \dots) \\ 0 \text{ y } j_{1,i-1} & \text{modo } HE_{1i} \\ j_{l-2,i} & \text{modo } HE_{li} \ (l = 1,2,3, \dots) \end{cases} \quad (2.43)$$

Donde $j_{l,i}$ es el i -ésimo cero de la función Bessel del primer tipo de orden l , excepto 0. EL modo fundamental de una fibra óptica es el modo HE_{11} , cuya frecuencia de corte es 0. Para que la fibra óptica opere en un régimen monomodo se debe cumplir la siguiente condición

$$V = k_0 a_1 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} < j_{0,1} = 2.405 = V_c \quad (2.44)$$

A V_c se le conoce como frecuencia de corte normalizada para régimen monomodo. De manera que de la ecuación (2.44) se puede obtener la longitud de onda de corte como

$$\lambda_c = \frac{2\pi a_1 (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}}{V_c} \quad (2.45)$$

Sólo si la longitud de onda de la luz que se propaga por la fibra es mayor que λ_c , la fibra estará operando en régimen monomodo.

Al aplicar la aproximación de guiado débil, las componentes del campo eléctrico en el núcleo para el modo fundamental HE_{11} se puede expresar de la siguiente forma [3]

$$E_z = A_1 J_1 \left(\frac{ur}{a_1} \right) \begin{cases} \cos \theta \\ \text{sen } \theta \end{cases} \quad (2.46)$$

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -j \frac{\beta a_1}{u} A_1 J_0 \left(\frac{ur}{a_1} \right) \\ E_y &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.47)$$

$$\left. \begin{aligned} E_y &= j \frac{\beta a_1}{u} A_1 J_0 \left(\frac{ur}{a_1} \right) \\ E_x &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.48)$$

Las ecuaciones (2.47) y (2.48) describen polarización lineal con las componentes x e y del campo eléctrico respectivamente, y muestran que el modo HE_{11} se descompone en dos. Para diferenciar el estado de polarización, los modos HE_{11} dados por las ecuaciones (2.47) y (2.48) se distinguen uno del otro denotándolos por modos HE_{11}^x y HE_{11}^y [3].

Se define el parámetro p como

$$p = \begin{cases} 1 & \text{modos } TM \text{ o } TE \\ l + 1 & \text{modos } EH \\ l - 1 & \text{modo } HE \end{cases} \quad (2.49)$$

Los modos con el mismo parámetro p satisfacen la misma ecuación de valor propio

$$\frac{uJ_{p-1}(u)}{J_p(u)} = -\frac{wK_{p-1}(w)}{wK_p(w)} \quad (2.50)$$

A estos modos se les llama linealmente polarizados (LP). Si se hace una comparación entre los modos linealmente polarizados y los modos exactos, se puede ver que los primeros son una superposición de los modos $HE_{l+1,i}$ y $EH_{l+1,i}$.

Dos superposiciones lineales independientes llevan a modos polarizados en x y modos polarizados en y [5]. Los valores propios de la ecuación (2.50) se denotan por β_{li} donde $l=0, 1, 2, \dots$, i indica la i -ésima raíz de la ecuación (2.50), por lo tanto los modos se denotan LP_{li} . En este caso el modo de menor orden es el modo HE_{11} y tiene una constante de propagación β_{01} y se designa como LP_{01} .

La constante de propagación normalizada, se define mediante

$$b = \frac{n_{eff}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.51)$$

Donde n_e es el índice de refracción efectivo del modo y esta dado por

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.52)$$

El valor de V para el cual b es cero, es el valor de la frecuencia de corte para cada modo. La frecuencia de corte para el modo LP_{01} está muy cercana a cero y para el modo LP_{11} es 2.405.

Modos de propagación en el revestimiento

Para el análisis de la propagación de los modos en el revestimiento, Erdogan [6] propone un análisis de tres capas en la cual la interfaz núcleo-revestimiento no puede ser ignorada y por

lo tanto incorpora las relaciones de dispersión, para lo cual $n_3 < n_{\text{eff}} < n_2$ (ver figura 2.3), y es dada por [6];

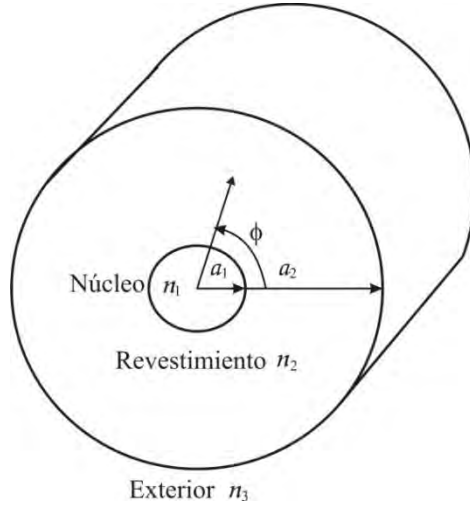


Figura 2.3 Diagrama de la sección transversal de una fibra óptica en el análisis de tres capas

$$\zeta_0 = \zeta'_0 \quad (2.53)$$

Donde

$$\zeta_0 = \frac{1}{\sigma_2} \frac{u_2 \left(JK + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{a_1 a_2 n_2^2} \right) p_l(a_2) - K q_l(a_2) + J r_l(a_2) - \frac{s_l(a_2)}{u_2}}{-u_2 \left[\left(\frac{u_{32}}{a_2 n_2^2} \right) J - \left(\frac{u_{21}}{a_1 n_1^2} \right) K \right] p_l(a_2) + \frac{u_{32} q_l(a_2)}{a_2 n_1^2} + \frac{u_{21} r_l(a_2)}{a_1 n_1^2}} \quad (2.54)$$

$$\zeta'_0 = \sigma_1 \frac{u_2 \left(\frac{u_{32}}{a_2} J - \frac{u_{21} n_3^2}{a_1 n_2^2} K \right) p_l(a_2) - \frac{u_{32}}{a_2} q_l a_2 - \frac{u_{21}}{a_1} r_l(a_2)}{u_2 \left(\frac{n_3^2}{n_2^2} JK + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{a_1 a_2 n_1^2} \right) p_l(a_2) - \frac{n_3^2}{n_1^2} K q_l a_2 + J r_l(a_2) - \frac{n_2^2}{u_2 n_2^2} s_l(a_2)} \quad (2.55)$$

Donde

$$\sigma_1 = j(vn_{eff,cl}/Z_0) \quad (2.56)$$

$$\sigma_2 = j(vn_{eff,cl}Z_0) \quad (2.57)$$

$$u_1 = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2(n_1^2 - n_{eff,2}^2)} \quad (2.58)$$

$$u_2 = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2(n_2^2 - n_{eff,2}^2)} \quad (2.59)$$

$$u_1 = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2(n_1^2 - n_{eff,1}^2)} \quad (2.60)$$

$$u_{21} = \frac{1}{u_2^2} - \frac{1}{u_1^2} \quad (2.61)$$

$$u_{32} = \frac{1}{w_3^2} + \frac{1}{u_2^2} \quad (2.62)$$

$$w_3 = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2(n_{eff,2}^2 - n_3^2)} \quad (2.63)$$

$$J = \frac{1}{2} \left(\frac{J_{\nu-1}(u_1 a_1) + J_{\nu+1}(u_1 a_1)}{u_1 J_\nu(u_1 a_1)} \right) \quad (2.64)$$

$$K = -\frac{1}{2} \left(\frac{K_{l-1}(w_3 a_2) - K_{l+1}(w_3 a_2)}{u_3 K_l(w_3 a_{cl})} \right) \quad (2.65)$$

$$p_l(r) = J_l(u_2 r)(N_l a_1) - J_l(u_2 a_1) N_\nu(u_2 r) \quad (2.66)$$

$$q_l(r) = \frac{1}{2} \{ J_l(u_2 r) [N_{l-1}(u_2 a_1) - N_{l+1}(u_2 a_1)] \\ - [J_{l-1}(u_2 a_1) - J_{l+1}(u_2 a_1)] N_l(u_2 r) \} \quad (2.67)$$

$$r_l(r) = \frac{1}{2} \{ [J_{l-1}(u_2 r) - J_{l+1}(u_2 r)] N_l(u_2 a_1) - [N_{l-1}(u_2 a_1) - N_{l+1}(u_2 a_1)] \\ - [J_{l-1}(u_2 a_1) - J_{l+1}(u_2 a_1)] N_l(u_2 r) \} \quad (2.68)$$

$$s_\nu(r) = \frac{1}{4} \{ [J_{l-1}(u_2 r) - J_{l+1}(u_2 r)] [N_{l-1}(u_2 a_1) - N_{l+1}(u_2 a_1)] \\ - [J_{l-1}(u_2 a_1) - J_{l+1}(u_2 a_1)] [N_{l-1}(u_2 r) - N_{l+1}(u_2 r)] \} \quad (2.69)$$

En las ecuaciones anteriores, $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \approx 377\Omega$ es la impedancia electromagnética en el vacío, N es la función de Bessel de segundo tipo o función de Neumann [8]. Las relaciones de dispersión dadas por las ecuaciones (2.53) a (2.69) son fáciles de resolver numéricamente, para un determinado número azimutal l . Esta descripción matemática de propagación de los modos en el núcleo y el revestimiento se describe para poder realizar una simulación del espectro de transmisión de las RPL.

A continuación se presenta el patrón de intensidad de algunos modos LP en una fibra óptica que se han obtenido mediante el software de optigrating con un modelo de tres capas.

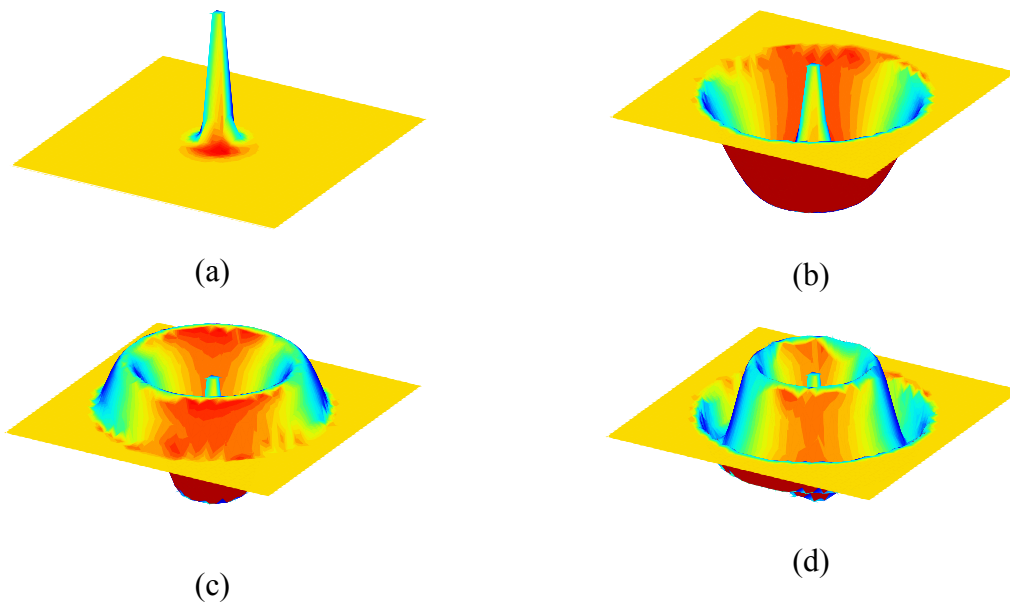


Figura 2.4. (a) Perfil de intensidad de los modos LP_{01} en el núcleo, (b) LP_{02} en el revestimiento, (c) LP_{03} en el revestimiento, (d) LP_{04} en el revestimiento.

2.4 Modos acoplados en fibras ópticas

La teoría de modos acoplados es un método de análisis que permite, entre otros, describir como es la interacción entre dos modos propagantes en una guía de onda. Esta herramienta se puede utilizar para describir dispositivos como las rejillas en fibra óptica. Este método parte de la suposición de que una combinación lineal de estos modos es una solución a las ecuaciones de Maxwell para estructuras acopladas, después de que estas ecuaciones de modos acoplados son derivadas, estas pueden ser resultas de manera analítica o mediante métodos numéricos y se pueden emplear para modelar rejillas en fibra óptica en las cuales hay acoplamiento co-direccional o contra-direccional.

Ecuaciones de acoplamiento modal

La teoría de modos acoplados se basa en la excitación de varios modos, debida a fuentes representadas por la amplitud compleja del correspondiente vector de polarización inducido \mathbf{P} [6]. Considerando la polarización inducida, las ecuaciones de Maxwell tienen la siguiente forma

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad (2.70)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon\mathbf{E} + j\omega\mathbf{P} \quad (2.71)$$

Donde μ y ε son la permeabilidad y permitividad del medio.

En una guía de onda dielectrica todos los modos son ortogonales entre sí, ya sean modos guiados o modos de radiación. Considerando dos polarizaciones inducidas \mathbf{P}_1 y \mathbf{P}_2 y los campos magnéticos excitados por ellas como soluciones a las ecuaciones de Maxwell en un medio con permeabilidad constante y sin perdidas, el producto punto del complejo conjugado del segundo campo magnetico aplicado a la ec. (2.70) se obtiene como

$$H_2^* \cdot (\nabla \times E_1) = -j\omega\mu H_1 \cdot H_2^* \quad (2.72)$$

El producto punto de E_1 con el complejo conjugado de la ecuación (2.71) es por lo tanto

$$E_1 \cdot (\nabla \times H_2^*) = -j\omega \varepsilon E_1 \cdot E_2^* - j\omega P_2^* \cdot E_1 \quad (2.73)$$

Restando la ecuación (2.73) de la ecuación (2.72) tenemos

$$H_2^* \cdot (\nabla \times E_1) - E_1 \cdot (\nabla \times H_2^*) = -j\omega \mu H_1 \cdot H_2^* + j\omega \varepsilon E_1 \cdot E_2^* + j\omega P_2^* \cdot E_1 \quad (2.74)$$

Utilizando la siguiente identidad

$$\nabla \cdot (\nabla \times b) = b \cdot (\nabla \times a) - a \cdot (\nabla \times b)$$

La ecuación (2.74) queda entonces de la forma

$$\nabla \cdot (E_1 \times H_2^*) = j\omega (\varepsilon E_1 \cdot E_2^* + P_2^* \cdot E_1 - \mu H_1 \cdot H_2^*) \quad (2.75)$$

Si ahora se intercambian los subíndices 1 y 2 en la ecuación (2.75) y se toma el complejo conjugado se obtiene

$$\nabla \cdot (E_2^* \times H_1) = -j\omega (\varepsilon E_2^* \cdot E_1 + P_1 \cdot E_2^* - \mu H_2^* \cdot H_1) \quad (2.76)$$

Y sumando el resultado a la ecuación (2.74) tenemos

$$\nabla \cdot (E_1 \times H_2^* + E_2^* \times H_1) = -j\omega P_1 \cdot E_2^* + j\omega P_2^* \cdot E_1 \quad (2.77)$$

Que es la relación de reciprocidad de Lorentz. Si ahora identificamos al campo 2 como un modo presente en la guía de onda, entonces $P_2=0$. Integrando la sección transversal de la guía y utilizando el teorema de la divergencia encontramos:

$$\iint_{-\infty}^{\infty} dx dy \frac{\partial}{\partial z} (E_1 \times H_2^* + E_2^* \times H_1)_z = -j\omega \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy P_1 \cdot E_2^* \quad (2.78)$$

Debido a la ortogonalidad de los modos un campo se puede considerar como una superposición de los modos de la guía de onda. Por lo tanto, el primer campo se puede expandir en términos de los modos que lo forman. La expansión de las componentes transversales del campo 1 se expresa como

$$E_{1t} = \sum [a_m(z) + b_m(z)] E_{tm} \quad (2.79)$$

$$H_{1t} = \sum [a_m(z) - b_m(z)]E_{tm} \quad (2.80)$$

Σ Representa una sumatoria del conjunto finito y discreto de los modos guiados, más una integración del espectro continuo de los modos de radiación. Los coeficientes $a_m(z)$ y $b_m(z)$ son funciones de z y coeficientes de los modos de propagación y co-propagación respectivamente. E_{tm} Representa la componente transversal del m-ésimo modo. Si ahora escogemos al campo 2 como un modo de propagación directa, entonces podemos representarlo de la siguiente forma

$$E_2 = E_n \exp(-j\beta_n z) \quad (2.81)$$

$$H_2 = H_n \exp(-j\beta_n z) \quad (2.82)$$

Cuando queremos describir los modos en función de la potencia, es conveniente hacer una normalización de tal manera que

$$P_i = 2 \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy E_i \times H_i^* = 1W \quad (2.83)$$

Sustituyendo las ecuaciones (2.81) y (2.82) en la ecuación (2.78) junto con la expansión de los modos y aplicando la normalización del modo, los coeficientes b_m se cancelan y se obtiene

$$\frac{da_n}{dz} + j\beta_n a_n = -j\omega \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy P \cdot E_n^* \quad (2.84)$$

De forma similar, ahora para el campo 2, con un modo en propagación inversa

$$E_2 = E_{-n} \exp(j\beta_n z) \quad (2.85)$$

$$H_2 = H_{-n} \exp(j\beta_n z) \quad (2.86)$$

Normalmente se definen las amplitudes los modos de la siguiente forma

$$A_n = a_n \exp(j\beta_n z) \quad (2.87)$$

$$B_n = b_n \exp(-j\beta_n z) \quad (2.88)$$

Por lo tanto, el cambio de estas amplitudes a lo largo de la coordenada z debido a la presencia de fuentes por la polarización inducida se puede expresar como

$$\frac{dA_n}{dz} = -j\omega \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy P \cdot E_n^* \exp(j\beta_n z) \quad (2.89)$$

$$\frac{dB_n}{dz} = j\omega \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy P \cdot E_{-n}^* \exp(-j\beta_n z) \quad (2.90)$$

Si no existen fuentes que exciten modos de propagación, no hay ningun cambio en las amplitudes de los modos de propagación. Las ecuaciones anteriores son generales, es decir, son aplicables para una polarización arbitraria, ya que no se ha hecho ninguna suposición en cuanto a la naturaleza de la polarización

Para una rejilla en fibra óptica existe una deformación escalar, la cual se modela por la diferencia de la constate dielectrica real del material $\Delta\epsilon(x, y, z)$, con respecto al valor nominal de la constante dielectrica dada por $\epsilon(x, y)$, la polarización inducida es entonces

$$P = \Delta\epsilon E \quad (2.91)$$

El índice de refracción del material se relaciona con la constante dieléctrica como se muestra a continuación. si consideramos que el material tiene un permeabilidad μ_0

$$n^2 = \epsilon/\epsilon_0 \quad (2.92)$$

La modulación del índice de refracción se puede representar por una modulación en la constante dieléctrica del material.

Solo las componentes transversales del campo son ortogonales y solo a estas se les puede aplicar la expansión de modos. Por lo tanto las componentes longitudinales se manejan de forma distinta. Considerando las ecuaciones (2.79), (2.80) y (2.91) obtenemos la siguiente expresión para la polarización inducida

$$P_t = \Delta\varepsilon E_t = \Delta\varepsilon \sum (a_m + b_m) E_{tm} \quad (2.93)$$

Considerando la ecuación (2.71), la componente longitudinal del campo eléctrico la podemos expresar de la siguiente manera

$$j\omega(\varepsilon + \Delta\varepsilon)E_z = \nabla_t \times H_t \quad (2.94)$$

Utilizando las ecuaciones (2.79) y (2.75) la expresión para P_z queda de la forma [6]

$$\begin{aligned} P_z &= \Delta\varepsilon E_{zm} \\ P_z &= \frac{1}{j\omega} \frac{\Delta\varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} \nabla_t \times H_t \\ P_z &= \frac{1}{j\omega} \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} \sum (a_m - b_m) \nabla_t \times H_t \\ P_z &= \frac{\Delta\varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} \sum (a_m - b_m) E_{zm} \end{aligned} \quad (2.95)$$

Sustituyendo las componentes de P en las ecuaciones (2.89) y (2.90). Haciendo uso de las relaciones de simetria se obtiene

$$\frac{dA_n}{dz} = -j\omega \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy \sum \left[(a_m + b_m) \Delta\varepsilon E_{tm} \cdot E_{tn}^* + (a_m - b_m) \frac{\Delta\varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} E_{zm} \cdot E_{zn}^* \right] \exp(j\beta_n z) \quad (2.96)$$

$$\frac{dB_n}{dz} = -j\omega \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy \sum \left[(a_m + b_m) \Delta\varepsilon E_{tm} \cdot E_{tn}^* - (a_m - b_m) \frac{\Delta\varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} E_{zm} \cdot E_{zn}^* \right] \exp(j\beta_n z) \quad (2.97)$$

Se definen los coeficientes de acoplamiento transversal y longitudinal de la siguiente forma

$$K_{mn}^t = \omega \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy \Delta\varepsilon E_{tm} \cdot E_{tn}^* \quad (2.98)$$

$$K_{mn}^z = \omega \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy \frac{\Delta\varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta\varepsilon} E_{zm} \cdot E_{zn}^* \quad (2.99)$$

Las ecuaciones (2.96) y (2.97) se simplifican usando estos coeficientes de acoplamiento

$$\frac{dA_n}{dz} = -j \sum \{A_m(K_{mn}^t + K_{mn}^z) \exp[-j(\beta_m - \beta_n)z] + B_m(K_{mn}^t - K_{mn}^z) \exp[j(\beta_m + \beta_n)z]\} \quad (2.100)$$

$$\frac{dB_n}{dz} = j \sum \{A_m(K_{mn}^t - K_{mn}^z) \exp[-j(\beta_m + \beta_n)z] + B_m(K_{mn}^t + K_{mn}^z) \exp[j(\beta_m - \beta_n)z]\} \quad (2.101)$$

Las dos expresiones anteriores forman la base de la solución de un número de problemas de modos acoplados y muestran el cambio en la amplitud de cada modo como función de la deformación $\Delta\epsilon$, además de la distribución de campo modal y las amplitudes de todos los otros modos presentes en la guía [6].

En el caso de las rejillas en fibra óptica pueden considerarse solamente dos modos que tienen sincronización suficiente para que haya intercambio de energía entre ellos, ver figura 2.5. La aproximación de sincronización significa que los términos en el lado derecho de las ecuaciones (2.100) y (2.101), que tienen una oscilación rápida con respecto de z , se pueden despreciar ya que casi no contribuyen al cambio de amplitudes, de manera que las ecuaciones de acoplamiento se simplifican. Estas soluciones se han escrito de diversas formas en la literatura.

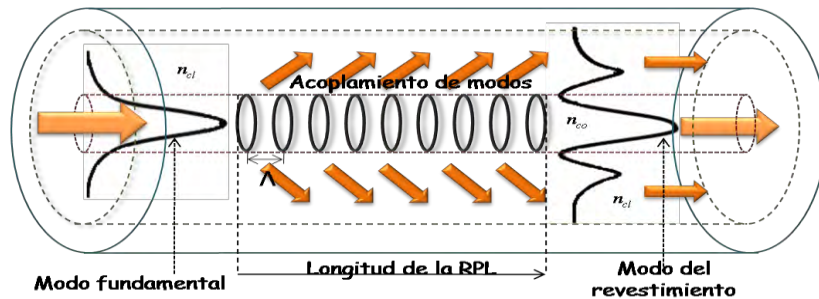


Figura 2.5 Acoplamiento de modos en una RPL

Acoplamiento co-direccional

El acoplamiento co-direccional significa que hay un intercambio de energía entre modos de propagación directa, es decir, entre los modos A_n y A_m (de la ecuación (2.100)). Llamamos a las amplitudes de estos A y B respectivamente, y de esta forma simplificamos la ecuación (2.100) en las siguientes ecuaciones de acoplamiento, las cuales describen los cambios en las amplitudes [6]

$$\frac{dA}{dz} = -j\kappa B \exp(-j2\delta z) \quad (2.102)$$

$$\frac{dB}{dz} = -j\kappa A \exp(j2\delta z) \quad (2.103)$$

Donde κ es el coeficiente de acoplamiento cruzado (entre los modos A y B), el cual depende de los coeficientes de acoplamiento transversal y longitudinal y es real y constante para una rejilla uniforme, δ es la desintonización de frecuencia que indica la desviación de sincronización y para una rejilla uniforme está dada como

$$\delta = \frac{1}{2}(\beta_A - \beta_B) - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (2.104)$$

Donde β_A y β_B son las constantes de propagación respectivos y Λ es el periodo de modulación del índice de refracción. Si se identifica al modo A como el modo fundamental y el modo B con el modo con el cual ocurre el acoplamiento, las amplitudes de los dos modos pueden expresarse como

$$A = R \cdot \exp(-j\delta z) \quad (2.105)$$

$$B = S \cdot \exp(j\delta z) \quad (2.106)$$

Por lo tanto las ecuaciones (2.102) y (2.103) pueden reescribirse como

$$\frac{dR}{dz} = j\delta R - j\kappa S \quad (2.107)$$

$$\frac{dS}{dz} = -j\delta S - j\kappa R \quad (2.108)$$

Las ecuaciones anteriores son ecuaciones diferenciales de primer orden, con coeficientes constantes. Si aplicamos condiciones de frontera $R(0) = 1$ y $S(0) = 0$, se obtienen las siguientes soluciones [6]

$$R(z) = \cos(\gamma z) + \frac{j\delta \text{sen}(\gamma z)}{\gamma} \quad (2.109)$$

$$S(z) = \frac{-j\kappa \text{sen}(\gamma z)}{\gamma} \quad (2.110)$$

Donde $\gamma = \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}$. La amplitud compleja del modo incidente al final de la rejilla se conoce como coeficiente de transmisión barra o simplemente coeficiente de transmisión y se determina de la siguiente manera

$$\tau = \frac{R(L)}{R(0)} \quad (2.111)$$

Donde L es la longitud de la rejilla. El coeficiente de potencia de transmisión está dado como

$$t = |\tau|^2 = \cos^2(\gamma L) + \frac{\delta^2 \text{sen}^2(\gamma L)}{\gamma^2} \quad (2.112)$$

La amplitud compleja del modo al cual se acopla el modo incidente al final de la rejilla se conoce como coeficiente de transmisión cruzada y está determinado por

$$\tau_x = \frac{S(L)}{R(0)} \quad (2.113)$$

Por lo tanto, el coeficiente de potencia de transmisión cruza es

$$t_x = |\tau_x|^2 = \frac{\kappa^2 \text{sen}^2(\gamma L)}{\gamma^2} \quad (2.114)$$

En una rejilla de periodo largo ocurre un acoplamiento co-direccional entre modos. La figura 2.6 muestra el espectro de transmisión de una rejilla de periodo largo en la cual se observa que el valor mínimo de la transmisión ($\delta=0$) depende del producto κL , es decir a

medida que disminuye κL el acoplamiento se vuelve más débil. Cuando $\kappa L = \pi/2$ se tiene un acoplamiento óptimo.

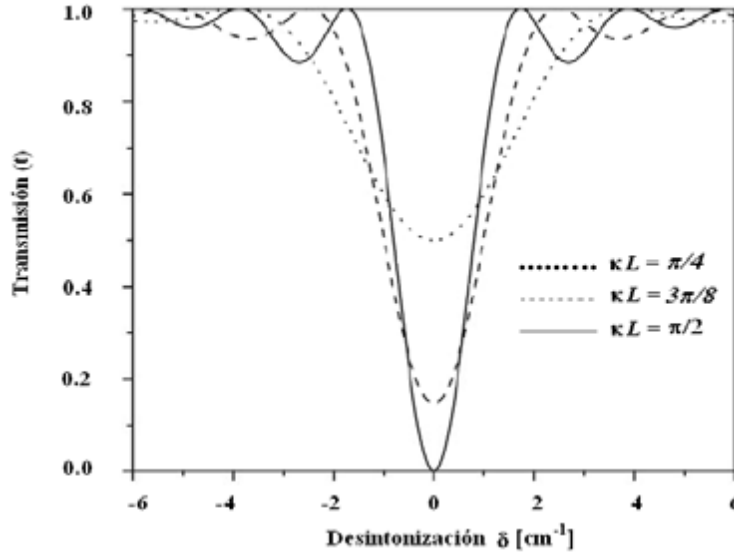


Figura 2.6 Espectro de transmisión de una rejilla de periodo largo [7]

2.5 Simulación y modelado de las RPL

Las rejillas de periodo largo, inducidas en fibra óptica monomodo, provocan un intercambio de energía entre el modo fundamental del núcleo HE_{11} y diversos modos del revestimiento, es decir hay un acoplamiento co-direccional entre el modo fundamental del núcleo y modos del revestimiento de distinto orden, el cual da como resultado un espectro de transmisión que consiste de varias bandas de atenuación. Es bien conocido que el acoplamiento de modos que ocurre en una RPL grabada mediante exposición a radiación UV es un acoplamiento de modos simétricos [8], mientras que en las rejillas de periodo largo por arco eléctrico el acoplamiento entre los modos del núcleo y el revestimiento es tanto simétrico como asimétrico [9]. Actualmente existen programas comerciales que permiten hacer un estudio de las rejillas, tanto de Bragg como de periodo largo, entre ellos se encuentran GratingMOD de RSoft, FOGS-LG de Apollo Photonics y OptiGrating de

OptiWave. Estos programas están basados en la teoría de modos acoplados y permiten simular rejillas de periodo largo con modulación sinusoidal del núcleo.

Simulación del espectro de transmisión de una RPL

En la literatura se ha reportado un análisis de dos y tres capas para obtener los espectros de transmisión de las RPL, los resultados que se presentan en este trabajo se obtuvieron mediante el análisis de tres capas en el cual la interfaz núcleo-revestimiento no puede ser ignorada. En seguida se muestran los espectros de transmisión de las RPL obtenidos mediante simulación, utilizando el software comercial OptiGrating de OptiWave. Este software permite definir ciertos parámetros de la fibra tales como: tamaño del núcleo y revestimiento, índices del núcleo y del revestimiento, así como una capa externa (ver tabla 2.1). Una vez que se definieron los parámetros de la fibra, el software calcula los modos de propagación en la fibra, de tal manera que se puede seleccionar que modo se propagará en la fibra y la cantidad de modos con los cuales habrá acoplamiento. Posteriormente se definieron los parámetros de la rejilla como: periodo, forma de la rejilla, longitud y número de segmentos. Estos parámetros se muestran en la tabla 2.2.

Tabla 2.1 Parámetros de la fibra SMF28-e

Región del núcleo = 4.1 μm	índice del núcleo (n_{co}) = 1.4677
Región del revestimiento = 62.5 μm	índice del revestimiento (n_{co}) = 1.4626
Región externa = 20 μm	Índice de la región externa (n)= 1

Tabla 2.2 Parámetros de la rejilla

Periodo (Λ): 440 μm	Número de segmentos: 41
Forma de la rejilla: Senoidal	Longitud: 16400 μm

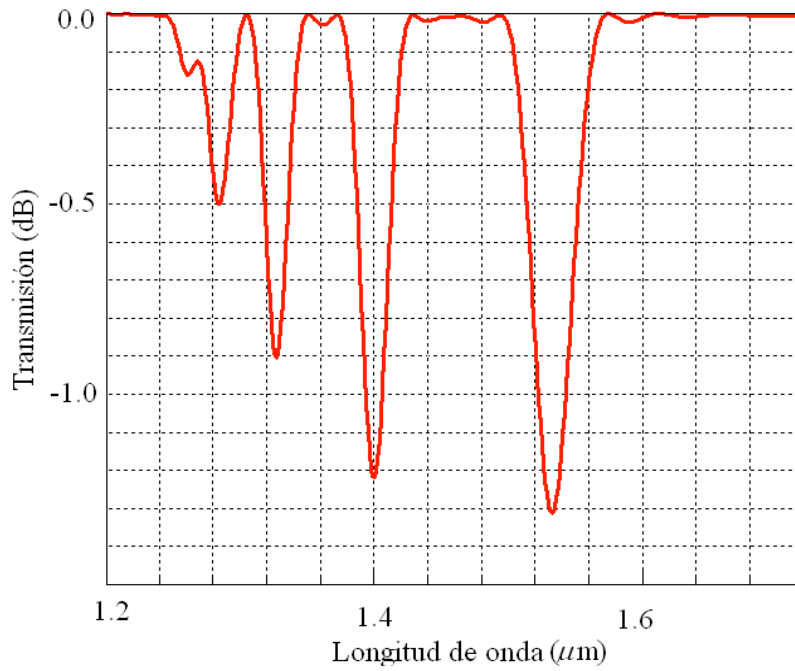


Figura 2.7 Espectro de transmisión de una RPL obtenido mediante simulaciones [$\Lambda=400 \mu\text{m}$]

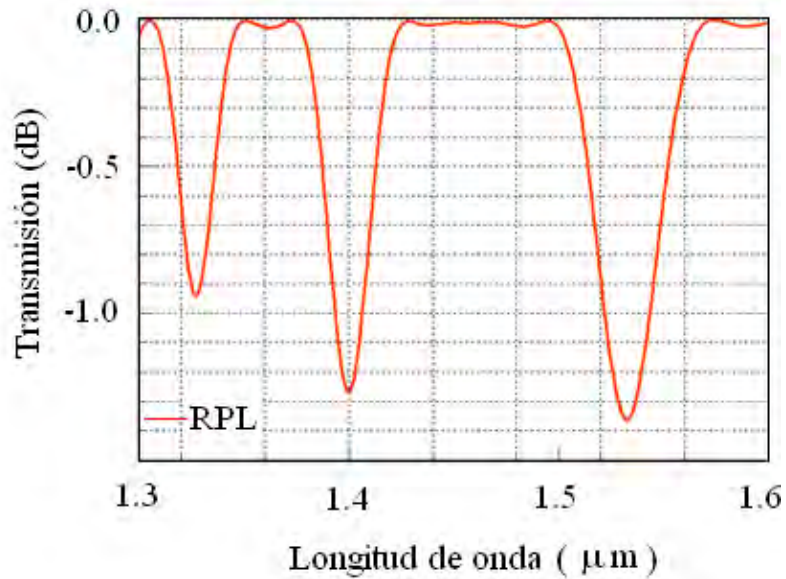


Figura 2.8 Simulación del espectro de transmisión de una RPL [$\Lambda=440 \mu\text{m}$]

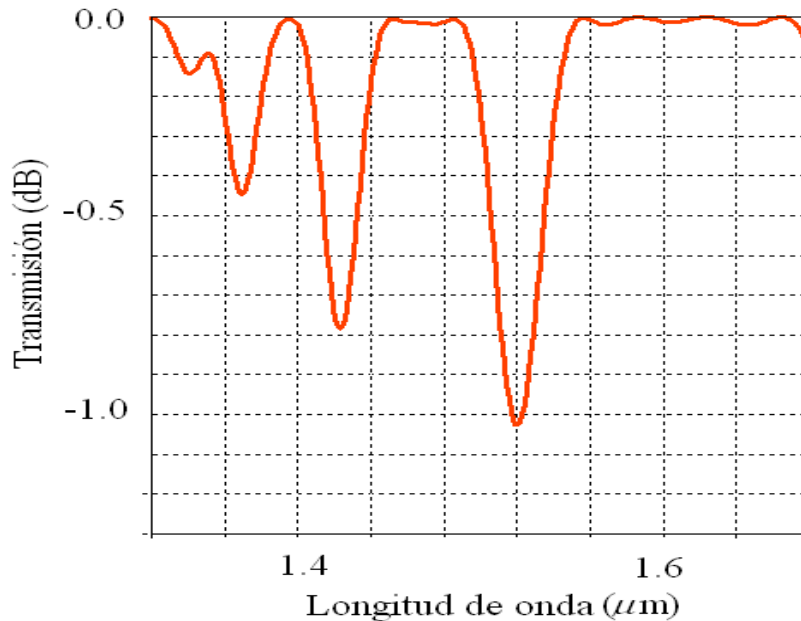


Figura 2.9 Simulación del espectro de transmisión de una RPL [$\Lambda=500 \mu\text{m}$]

Es de interés particular en este trabajo determinar un periodo de modulación de la rejilla que tuviera alguna banda de atenuación ubicada en 1550 nm, es por esta razón que se hicieron simulaciones con diferentes periodos de la rejilla tal como se muestra en las figuras 2.7 a 2.9. Los espectros obtenidos muestran que una rejilla con un periodo de 440 μm tiene una banda de resonancia ubicada a 1550 nm, por lo que se usará este periodo de modulación para el grabado de las RPL.

Simulación del espectro de transmisión de dos RPL en serie

El software OptiGrating permite simular rejillas en serie, usando esta herramienta se hicieron simulaciones con dos RPL en serie separadas una distancia predeterminada para diseñar y construir un interferómetro del tipo Mach-Zender. Primeramente se definieron la geometría de la fibra y la RPL con los parámetros que se mostraron en las tablas 2.1 y 2.2. En seguida se definió la distancia de separación entre las rejillas, posteriormente se definieron los parámetros de la segunda rejilla para finalmente obtener la respuesta

espectral de las RPL. Se realizó la simulación a diferentes distancias de separación entre rejillas. A continuación se muestran los espectros de transmisión de las dos RPL en serie, cabe mencionar que el espectro de transmisión de las dos RPL tienen el mismo número de bandas de atenuación que el de una RPL (ver figura 2.8), sin embargo los espectros de transmisión que se muestran son los correspondientes a la banda de atenuación localizada a 1550 nm.

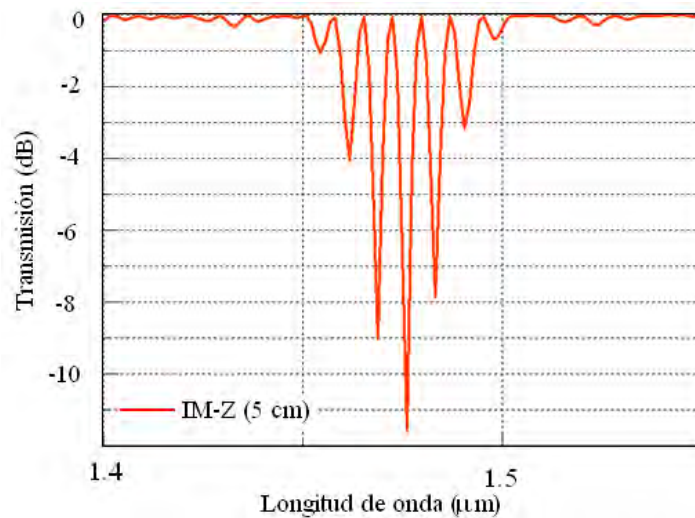


Figura 2.10 Espectro de transmisión de dos RPL en serie [$\Lambda = 420 \mu\text{m}$]

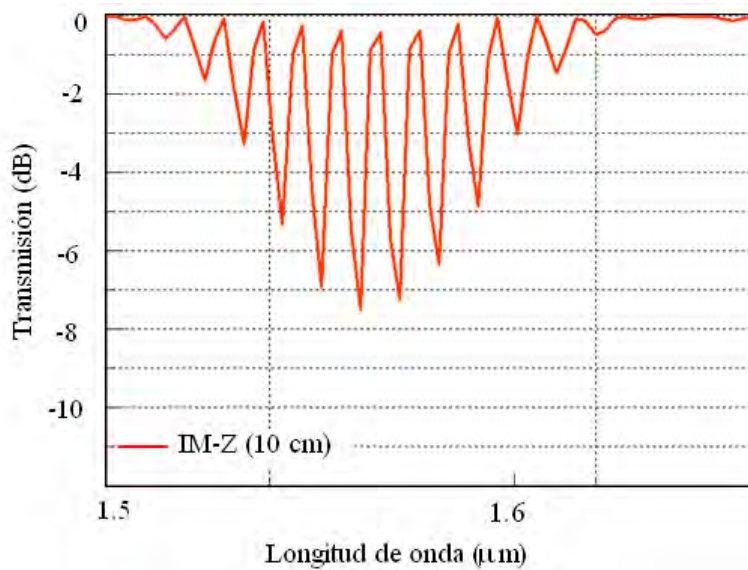


Figura 2.11 Espectro de transmisión de dos RPL en serie [$\Lambda = 440 \mu\text{m}$]

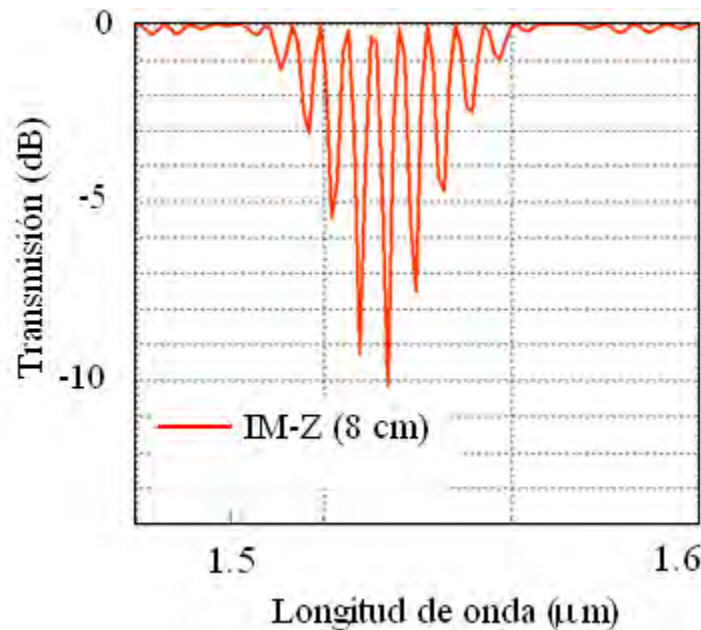


Figura 2.12 Espectro de transmisión de dos RPL en serie [$\Lambda=440 \mu\text{m}$]

Finalmente se realizaron simulaciones para observar el efecto de la temperatura en las RPL en serie. Como se puede ver en la figura 2.12, el espectro de transmisión experimenta un desplazamiento en longitud de onda de 2 nm en 20 °C hacia longitudes de onda más grandes. La figura 2.13 muestra el espectro de transmisión de las dos RPL en serie con una distancia de separación entre rejillas de 8 cm, se observa también un corrimiento del espectro de transmisión hacia longitudes de onda más grandes. El valor del coeficiente de expansión térmica y el coeficiente termo-óptico que se usaron en esta prueba fueron $5e^{-007}$ y $8.3 e^{-006}$ respectivamente.

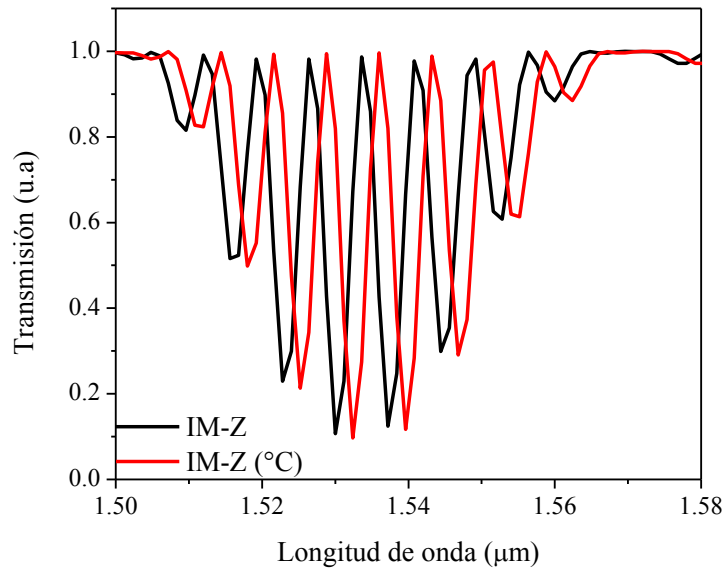


Figura 2.13 Espectro de transmisión de dos RPL en serie cuando se somete a temperatura [$\Lambda=440$ μm, $L=6$ cm]

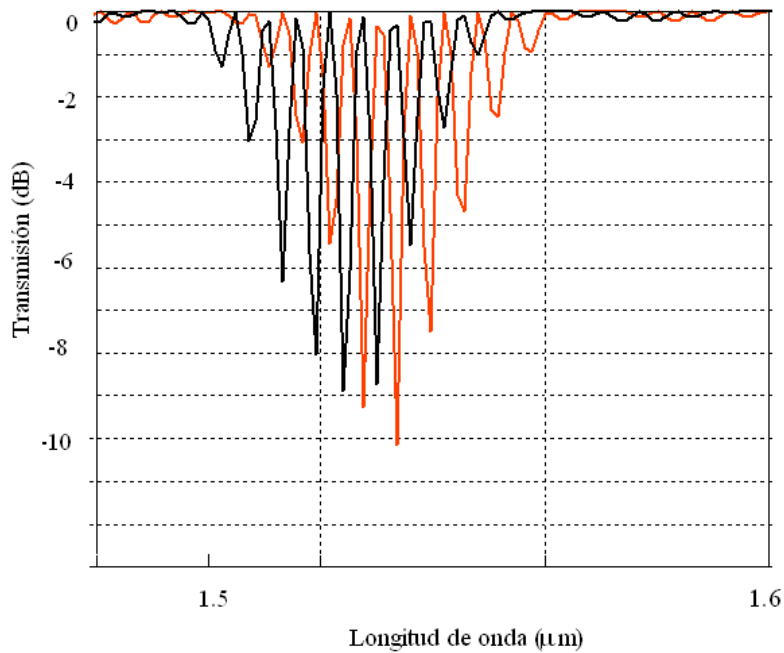


Figura 2.14 Espectro de transmisión de dos RPL en serie cuando se somete a temperatura [$\Lambda=440$ μm, $L=8$ cm]

Referencias

- [1] D. Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguides", Academic Press, London (1991).
- [2] Govind P. Agrawal, "Fiber-Optic Communications System", John Wiley & son (2002).
- [3] M Koshiba, "Optical Waveguide Analysis", McGraw-Hill (1992).
- [4] Gloge. D, "Weakly guiding fibers". Appl. Opt. **10(10)**2252(1971).
- [5] A. Yariv, "Optical Electronics in Modern Communications", Oxford Univerisity Press, New York (1997).
- [6] H. Kogelnik, "Theory of Optical Waveguides", in Guided-Wave OptoElectronics, T. Tamir, Springer-Verlag, New York (1990).
- [7] Ignacio Flores Llamas, "Síntesis de las rejillas de periodo largo en fibra óptica por medio de un algoritmo genético", Tesis UNAM (2007)
- [8] Erdogan, T. "Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filter". J. Opt. Soc. Am. A., **14(8)**1760(1997).
Erdogan, T. Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters: errata. J. Opt. Soc. Am. A., **17(11)**2113(2000)
- [9] Gaspar Rego, Oleg V. Ivanov, and P.V.S. Marques, "Demonstration of coupling to symmetric and antisymmetric cladding modes in arc-induced long-period fiber gratings", Opt. Express, **14(21)**9594(2006).

Capítulo 3

Interferómetros Mach-Zehnder en fibra óptica

En las últimas dos décadas uno de los campos de mayor desarrollo en la óptica ha sido el diseño de dispositivos interferométricos fabricados totalmente en fibra óptica, los cuales han dado pauta al nacimiento de una nueva generación de sensores ópticos. En este capítulo se muestran algunas de las configuraciones que han sido propuestas para la fabricación de interferómetros tipo Mach-Zehnder en la modalidad de un solo brazo en fibra óptica. Así como las ventajas y desventajas que presentan cada una de estas técnicas.

3.1 Configuraciones del IM-Z en fibra óptica

Los interferómetros Mach-Zehnder (IM-Z) en fibra óptica son dispositivos pasivos muy atractivos debido a que son simples de fabricar y presentan excelentes características para detectar cambios de índice de refracción, variaciones en temperatura y esfuerzo. Asimismo, estos dispositivos pueden utilizarse en moduladores, filtros multicanal y dispositivos de multiplexado por división de longitud de onda (WDM) [1-2]. Hasta ahora, se han propuestos diferentes configuraciones para la fabricación de estos interferómetros en la modalidad de un solo brazo, de las cuales se pueden destacar; dos rejillas de periodo largo en serie [4], combinación de una rejilla y un empalme con desalineación de ejes [5], un estrechamiento y una rejilla de periodo largo [6] y dos estrechamientos en serie entre otras [7].

Combinación un empalme con desalineación de ejes y una RPL

Se ha propuesto la combinación de un empalme con desalineación de ejes (EDE) en serie con una rejilla de periodo largo para formar un interferómetro del tipo Mach-Zehnder [8]. El empalme con desalineación de ejes funciona como un divisor de haz y acopla parte de la energía del modo fundamental a los modos del revestimiento. Por otra parte, la RPL

reacopla los modos del revestimiento al modo del núcleo, dando como resultado un patrón de interferencia generado por la diferencia de los índices efectivos entre los modos del núcleo y el revestimiento, así como a la diferencia de camino óptico resultante. Este dispositivo puede funcionar como un filtro de longitud de onda selectiva. La figura 3.1 (b) muestra el diagrama esquemático correspondiente a esta configuración.

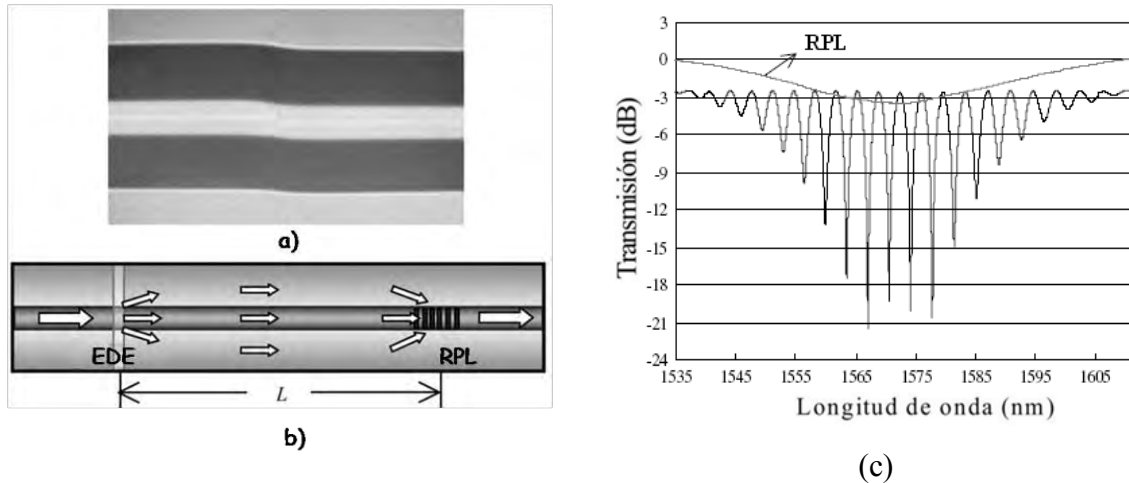


Figura 3.1 (a) Empalme de fibra con desalineación de ejes, (b) diagrama esquemático de IM-Z [combinación de un EDE y una RPL] y (c) espectro de transmisión del IM-Z ^[8]

Esta técnica es de bajo costo y eficiente ya que es fácil fabricar el EDE con una empalmadora de fusión comercial además de que se puede alcanzar una buena repetitividad en el proceso de fabricación. Sin embargo es deseable disponer de configuraciones alternativas sin discontinuidad en el núcleo ya que estas generan pérdidas por inserción de aproximadamente 2.7 dB y no se tiene un control en cuanto a la selectividad de la longitud de onda, además de que el ancho de banda está limitado alrededor de 40 nm debido al EDE.

Combinación de una fibra estrechada (*taper*) y una RPL

Un amplio número de sensores de fibra óptica basan su funcionamiento en la interacción de los modos guiados con el exterior, de forma directa o a través del acoplamiento con estructuras materiales (normalmente en forma de capas). Recientemente, se ha desarrollado un nuevo concepto para medir los ángulos de rotación empleando un interferómetro Mach-

Zehnder a base de un taper y una rejilla de periodo largo [9]. En esta modalidad del interferómetro, el taper acopla una porción de luz que viaja en el núcleo de la fibra a los modos de mayor orden del revestimiento, posteriormente la rejilla de periodo largo la cual se encuentra a una cierta distancia del taper reacopla la luz proveniente del revestimiento al núcleo de la fibra produciéndose entonces interferencia. La figura 3.2 (c) muestra el diagrama esquemático de esta configuración.

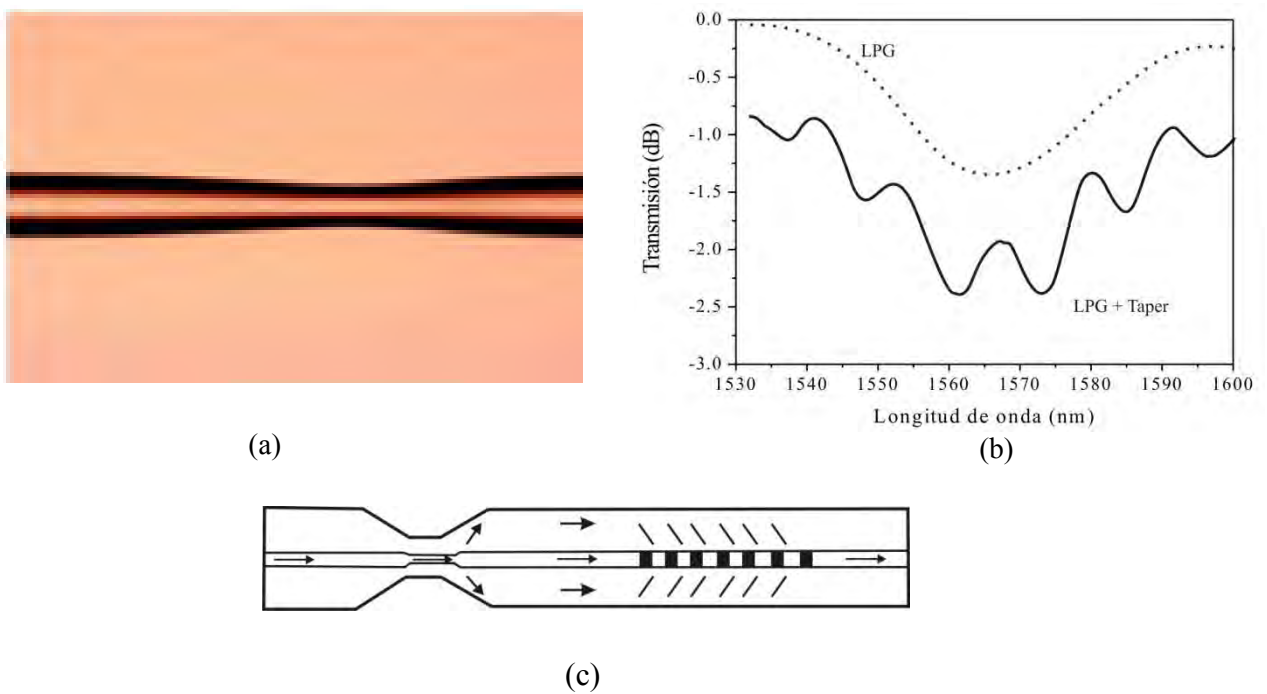


Figura 3.2 (a) Taper, (b) espectro de transmisión del interferómetro a base de un taper y una RPL y (c) diagrama esquemático del IM-Z ^[9]

El estrechamiento de una fibra óptica normalmente se realiza con la técnica conocida como fusión por calentamiento y estiramiento de la fibra. De forma común, el calentamiento de la fibra se realiza con una flama que puede estar en movimiento oscilante o fija y al mismo tiempo, la fibra se estira longitudinalmente hasta dejarla con un diámetro muy pequeño. El tiempo de calentamiento y el tamaño del radio final irán de acuerdo al diseño que se

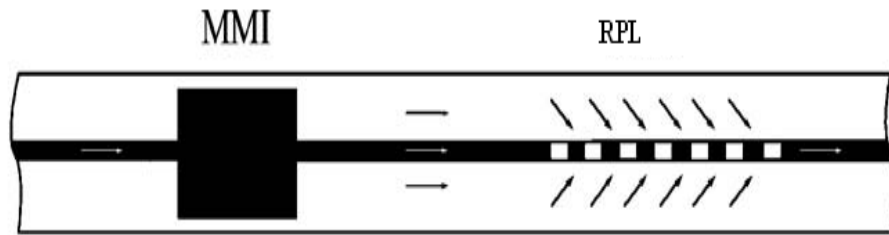
requiera. Existen diferentes técnicas para calentar y suavizar el vidrio de una fibra óptica, algunas utilizan radiación de un láser (CO₂ por ejemplo), el calor de un arco eléctrico generado por la corriente entre dos electrodos, los más sofisticados empleando el calor de un horno eléctrico miniatura [10].

Una de las desventajas de esta configuración es que está limitada por las pérdidas generadas debidas al taper, además de que no es posible lograr una buena profundidad de la banda de absorción (alrededor de 8 dB) y el ancho de banda tampoco es muy grande (50 nm).

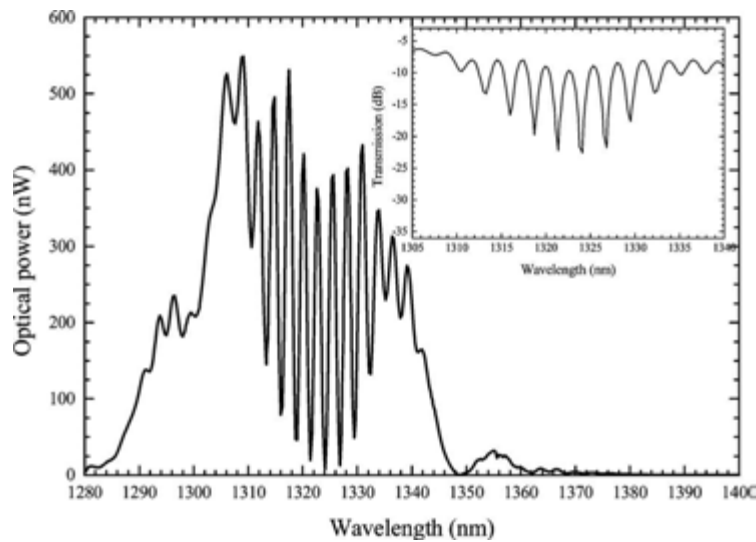
Combinación de una estructura de interferencia multimodal (MMI) y una RPL

Otra de configuraciones que ha sido propuesta para la fabricación de IM-Z consiste de una estructura de interferencia multimodal (MMI) empalmada entre fibras mono-modo combinado con una rejilla de periodo largo [11]. O. Frazão y colaboradores reportan que para esta configuración un acoplamiento de 0.5 entre los modos del núcleo y el revestimiento es aconsejable, de manera que es necesario determinar mediante simulaciones la longitud de la fibra multimodo. El interferómetro se compone de una estructura MMI (sección de fibra multimodal con una longitud de 32 mm) y una rejilla de periodo largo a una cierta distancia (300 mm) de la MMI, lo que da como resultado un patrón de modulación cosenoidal. La figura 3.3 muestra la geometría propuesta para el interferómetro Mach-Zehnder, usando una estructura MMI en serie con una RPL.

La fibra multimodal (estructura MMI) acopla a la entrada el modo del núcleo con los modos en co-propagación del revestimiento, de manera que la luz que se propaga por el revestimiento es acoplada al núcleo por la RPL. Después de la rejilla de periodo largo, dos ondas ópticas con diferente camino óptico se propagan en el núcleo de la fibra, dando como resultado un patrón de interferencia.



(a)



(b)

Fig. 3.3 (a) Diagrama esquemático del IM-Z a base de un MMI en serie con una RPL, (b) respuesta espectral del IM-Z ^[11]

La figura 3.3 (b) muestra el espectro de potencia del IM-Z obtenido con un diodo súper luminiscente como señal de entrada para la configuración descrita anteriormente, así como el espectro de transmisión del IM-Z. En esta configuración se tiene la desventaja de que para elegir la longitud de la fibra multimodo apropiada es necesario hacer una simulación para elegir la longitud de la fibra apropiada.

Se prevé que este tipo de estructura de detección tendrá aplicación en ingeniería civil e ingeniería mecánica donde mediciones con alta sensibilidad de curvaturas grandes a menudo es necesaria.

Interferómetros Mach-Zehnder en fibras de cristal Fotónico

Las fibras de cristal fotónico (FCF) han sido ampliamente estudiadas ya que presentan propiedades únicas y grandes potenciales de aplicación. Una FCF se compone generalmente de un solo material con una serie de agujeros de aire a lo largo de su longitud, en el cual, quitando el agujero de aire del centro, se forma el núcleo de la FCF. Debido a que la estructura de los agujeros de aire puede ser ajustable, es posible operar en la región mono modo en un amplio rango de longitudes de onda [12]. Tienen además otras características tales como una área modal grande [13], por lo que son buenas candidatas en varias aplicaciones.

Se han propuesto métodos sencillos y compactos para implementar interferómetros utilizando fibras de cristal fotónico, en los cuales el principio de funcionamiento se basa en la interferencia entre el modo del núcleo y los modos de revestimiento de una FCF. La excitación de los modos del revestimiento desde el modo fundamental de una FCF, se puede lograr mediante dos métodos: el primero de ellos es mediante un empalme de dos piezas de FCF con un pequeño desplazamiento lateral, y el otro haciendo un colapso parcial de los agujeros de aire de la fibra de cristal fotónico en una pequeña zona [14]; en ambos métodos una porción de la luz del modo fundamental es acoplada a uno o varios modos del revestimiento de la fibra de cristal fotónico. Los modos del revestimiento pueden ser reacoplados al núcleo colocando en serie un punto de acoplamiento o al colocar dos puntos de acoplamiento en serie. La distancia entre los puntos de acoplamiento corresponde a la longitud física del interferómetro.

Multiplicando la longitud del interferómetro con el índice efectivo de cada modo excitado se obtiene la longitud del camino óptico de cada brazo del interferómetro, cuando solo un modo del revestimiento es excitado se tienen los dos brazos del interferómetro, cuyas longitudes físicas son exactamente las mismas, pero las longitudes ópticas son diferentes entre sí debido a la diferencia en los índices efectivos. En un interferómetro con base en dos rejillas de periodo largo en serie [15], únicamente un modo del revestimiento está involucrado en una longitud de onda debido a la alta selectividad de longitud de onda de la

RPL. Sin embargo, en los interferómetros a base de fibras de cristal fotónico ya sea por un empalme o por el colapso la FCF, el fenómeno de interferencia es mucho más complicado debido a que existe la posibilidad de que más de dos brazos pueden aparecer si se excitan múltiples modos del revestimiento.

La figura 3.4 muestra los esquemas de las dos técnicas descritas [15]: con un empalme (a) y mediante el colapso parcial de los agujeros de aire de la FCF (b), así como la sección transversal de la fibra.

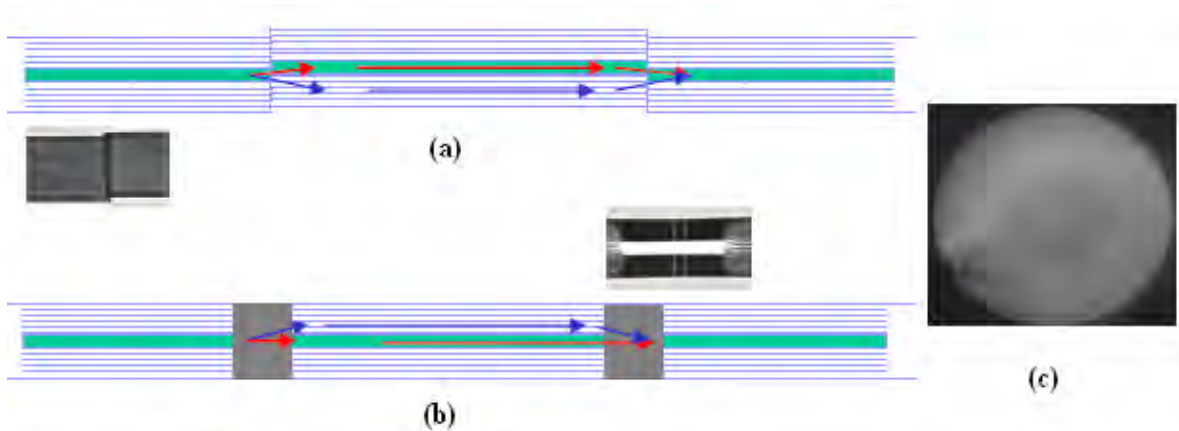


Fig. 3.4 (a) Diagrama esquemático de la configuración del IM-Z con un empalme, (b) mediante el colapso parcial de los agujeros de aire y (c) sección trasversal de la FCF ^[14].

La configuración del interferómetro mediante empalme, consiste en hacer un empalme por fusión con una pequeña desalineación de ejes al principio y final de la FCF, (ver figura 3.5 (a)), de manera que en el primer empalme parte de la luz que viaja en el núcleo se acople a los modos del revestimiento de la FCF y se reacople al modo del núcleo en el otro punto de empalme; cuando la luz es reacoplada al núcleo se produce interferencia con la luz que se está propagando en el núcleo sin ser afectada por el empalme [14-15].

En esta configuración los parámetros que afectan el funcionamiento y características del interferómetro son la longitud de la fibra en la que se realizan los empalmes, así como la desalineación de los ejes de la fibra en los empalmes. Las pérdidas por el empalme pueden

reducirse al disminuir la desalineación, pero esto podría reducir el contraste de franjas debido a la reducción del radio de acoplamiento, aunque el método de empalme es sencillo de implementar, la fibra puede ser más sensible lo cual es una limitante para ser empleada como sensor de esfuerzo. Para superar esta restricción se usa el método de colapso de los huecos de aire de la FCF.

La configuración del IM-Z mediante el colapso de agujeros de aire, consiste en colapsar dos pequeñas zonas a lo largo de la fibra (ver figura 3.4 (b)) mediante arco eléctrico. En la región donde los huecos de aire se colapsan (alrededor de 300 micras), la fibra no tiene parte del revestimiento por lo tanto no es mono modo. Por lo tanto, parte de la luz que viaja en el núcleo puede ser acoplada a los modos del revestimiento, en comparación con el método de empalme, este método es mucho más simple, además de que no necesita ningún proceso de alineación. Sin embargo las pérdidas obtenidas son alrededor de los 5 dB (± 0.5 dB), las cuales son mucho más grandes que las pérdidas que se han obtenido mediante el método de empalme (< 2 dB) [14].

Los espectros de transmisión del interferómetro reportados mediante estas dos técnicas se muestran en la figura 3.5. Las figuras 3.5 (a), 3.5 (b), 3.5 (c) corresponden al espectro de transmisión mediante la técnica de empalme de dos piezas de FCF con un pequeño desplazamiento lateral. Se observan mayor número de franjas conforme la longitud del interferómetro crece así como uniformidad de las franjas de interferencia.

Las figuras 3.5 (d), 3.5 (e), 3.5 (f) son los espectros de transmisión del interferómetro mediante la técnica de colapso de huecos de aire. Puede observarse en estas figuras que el contraste que se tiene es mejor que para el caso del interferómetro mediante la técnica de empalme, sin embargo las franjas no son uniformes.

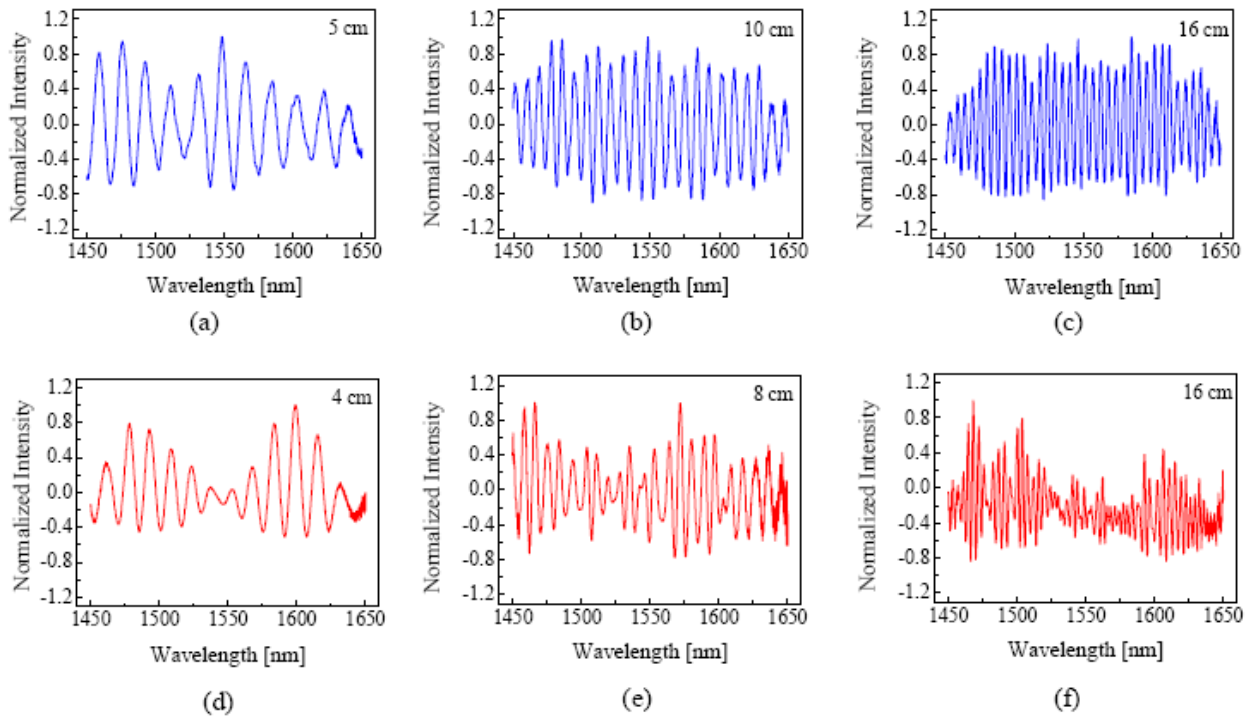
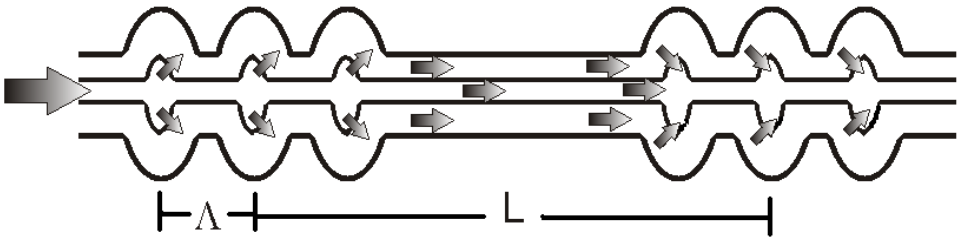


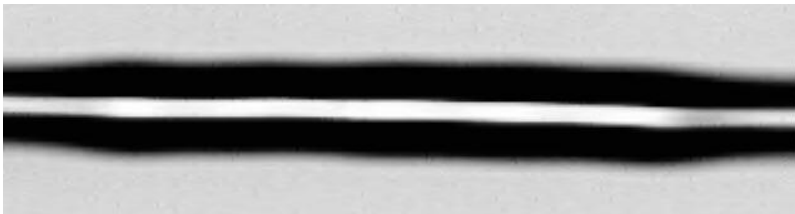
Fig. 3.5 (a), (b), (c) Espectro de transmisión del IM-Z con un empalme a diferente longitud del interferómetro y (d), (e), (f) espectro de transmisión del IM-Z mediante el colapso parcial de los agujeros de aire a diferente longitud del interferómetro ^[14]

Rejillas engrosadas en serie

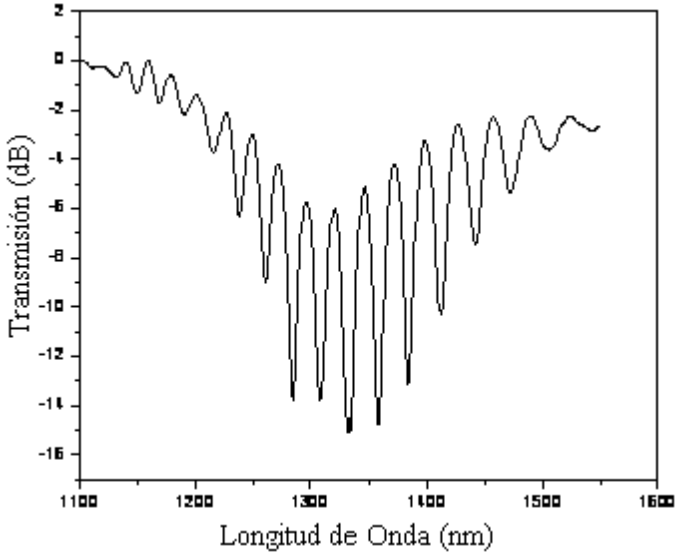
Se ha reportado también el diseño de interferómetros tipo Mach-Zehnder utilizando rejillas engrosadas en serie en una fibra de dispersión desplazada (DSF) [7]. Dos RPL en serie tienen efecto de que parte de la luz guiada que incide en la fibra viaja por el núcleo y se acopla al modo del revestimiento en la primera rejilla, mientras que en la segunda rejilla, el modo del revestimiento se vuelve a acoplar al modo del núcleo que no se había acoplado en la primera rejilla y es allí donde se da la interferencia. En las rejillas de fibra con este tipo de estructura (DSF), el acoplamiento se logra entre el modo fundamental del núcleo y los modos en el anillo. El patrón de franjas de interferencia que se obtiene se explica por la diferencia de trayecto óptico o la fase relativa de los dos haces que viajan por el núcleo y el revestimiento de la fibra. Estos dos trayectos ópticos forman los brazos del interferómetro Mach-Zehnder



(a)



(b)



(c)

Fig. 3.6 (a) Diagrama esquemático del IM-Z mediante dos RPL engrosadas, (b) fotografía de la rejilla engrosada y (c) espectro de trasmisión del IM-Z ^[7]

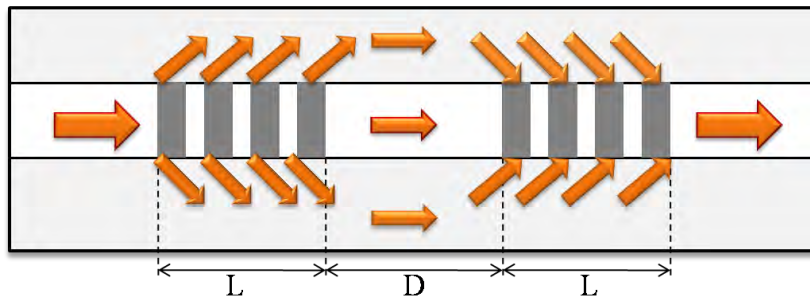
Interferómetro Mach-Zehnder mediante dos RPL en serie

Hay varias razones para estudiar el comportamiento de los dispositivos con configuraciones a base de rejillas, dependiendo de si la aplicación se encuentra en el ámbito de las telecomunicaciones o de sensores, las cuales no están limitadas a una sola rejilla. En el campo de las comunicaciones, se requiere un gran ancho de banda (del orden de decenas de nanómetros) que es característico de las bandas de resonancia del espectro de transmisión de una RPL, de manera que esto impide el uso de las rejillas como filtros finos en sistemas WDM (en los cuales solo uno o un pequeño número de canales con separación estrecha tienen que ser aislados) [16]. Sin embargo las franjas finas que se forman en el espectro de transmisión de un par de rejillas de periodo largo pueden ser empleadas como canales individuales DWDM y la facilidad con que el espacio entre las franjas puede ajustarse (a partir de un valor típico de 100 GHz) ofrece una ventaja adicional de estos filtros multicanal de banda estrecha [17]. Un par de RPL en serie también ha sido propuesta para su uso en moduladores de fibra [17], filtros de fibra [18], Interferómetros Mach-Zehnder [19], y filtros multicanal [20]. En el presente trabajo se desarrollaron interferómetros utilizando esta configuración, los cuales serán descritos en el capítulo 4.

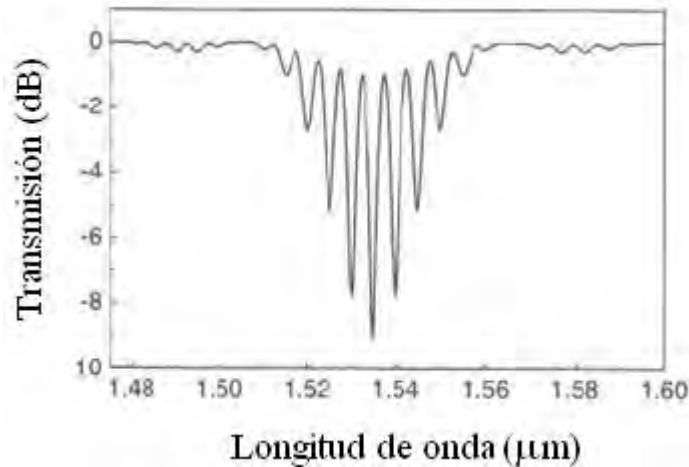
3.2 Principio de Operación del IM-Z

La resolución que se obtiene de los sensores formados por una sola rejilla puede verse afectada por el gran ancho de banda de las bandas de atenuación del espectro de transmisión de la rejilla. Este efecto se subsana si se colocan dos rejillas de periodo largo en serie ya que el ancho de banda del espectro resultante es mucho más estrecho [21], además de que la sensibilidad a tensión transversal y al doblamiento de la fibra aumenta en comparación a la respuesta obtenida de los sensores a base de una sola rejilla [21]. Duhem y et al., reportaron una mayor sensibilidad en la detección del índice de refracción cuando se usa un par de rejillas de periodo largo [22]. Nuevas aplicaciones de sensado han sido propuestas (como sensor de torsión [23], o un medio de evaluación de los cambios del índice de refracción en el núcleo inducidos por UV [24]), la mayoría de las cuales son posibles de realizar con estructuras a base de RPL.

Como se ha descrito, un par de RPL idénticas pueden inscribirse en la fibra una junto a otra, de tal manera que la cavidad del interferómetro de una cierta longitud se forma entre las dos rejillas tal como se muestra en la figura 3.8. Parte de la luz incidente que se propaga en el modo fundamental del núcleo de la fibra se acopla a un modo del revestimiento por la primera rejilla, mientras que la energía restante sigue viajando en el núcleo de la fibra hacia la segunda rejilla, la luz en el revestimiento viaja simultáneamente a la segunda rejilla. Cuando la energía del revestimiento es reacoplada al modo fundamental, se produce interferencia con la luz que aun se propaga en el núcleo (que no fue perturbada por la primera rejilla), creando así un patrón de franjas dentro de las bandas de absorción características de una rejilla [17], [18], [21].



(a)



(b)

Fig. 3.8 (a) Diagrama esquemático de los mecanismos de acoplamiento de los modos que ocurren para dos RPL escritas en serie, (b) espectro de transmisión del IM-Z ^[25].

La formación de franjas de interferencia se atribuye a la fase relativa que se introduce por la diferencia de camino óptico entre la luz que viajan en el núcleo y el revestimiento. Así, el espectro de transmisión del interferómetro consiste de una función que varía rápidamente (como resultando de esta diferencia de fase) que se encuentra envuelta en una curva de variación lenta que corresponde al espectro de las rejillas que lo forman [25]. Si, la distancia entre las rejillas se incrementa, las franjas son más estrechas y la separación entre ellas también decrece resultado un gran número de franjas dentro de cada banda de atenuación [26]. Por lo tanto, el rango espectral del interferómetro es inversamente proporcional a la longitud de la cavidad entre las dos rejillas [27].

3.3 Características de transmisión del IM-Z con RPL

Dianov et al., [19] fueron los primeros en descubrir que el cambio de fase introducido por un par de RPL es similar al que presenta un IM-Z, de manera que las rejillas son análogas a los dos brazos que forman el interferómetro y pueden ser comparadas con los dos caminos ópticos que existen entre las dos RPL's (la luz que viaja en el núcleo y el revestimiento). Con las rejillas actuando como divisores de haz o acopladores [22]. Después que el haz pasa a través de las dos rejillas, la diferencia de fase que experimentan los brazos del interferómetro, $\Delta\varphi$, se debe a la diferencia de fase del haz cuando viaja a través de las dos rejillas $\Delta\varphi_g$, así como a la cavidad interferométrica $\Delta\varphi_f$ de la fibra [17, 28].

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_g + \Delta\varphi_f \quad (3.1)$$

Donde

$$\Delta\varphi_f = (\beta_{co} - \beta_{cl}^m)D \quad (3.2)$$

$$\Delta\varphi_g = 2 \arg \left[\cos(L\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}) - j \left(\frac{\delta}{\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}} \right) \sin(L\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}) \right] \quad (3.3)$$

Tal que

$$\Delta\varphi = (\beta_{co} - \beta_{cl}^m)D - 2 \arctan \left[\left(\frac{\delta}{\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}} \right) \tan \left(L \sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2} \right) \right] \quad (3.4)$$

D es la longitud de la cavidad entre las rejillas, L es la longitud de cada rejilla y el parámetro de sintonización es definido como $\delta = [(\beta_{co} - \beta_{cl}^m) / 2] - (\pi / \Lambda)$. Para un coeficiente de acoplamiento pequeño κ_m , y una RPL en la cual $D \gg L$, la fase relativa puede aproximarse como [28]:

$$\Delta\varphi = (\beta_{co} - \beta_{cl}^m)D \quad (3.5)$$

Las constantes de propagación en la ecuación (3.5) son proporcionales a la longitud de onda. Se obtiene un patrón de franjas cosenoidal cuando la fase relativa es un múltiplo entero de 2π (lo que significa que toda la energía ha sido acoplada al revestimiento). Los valores de longitud de onda en los cuales hay modulación (denotado por λ_p) pueden determinarse mediante la aproximación de fase relativa en términos de la longitud de onda

$$\Delta\varphi \cong \left(\frac{2\pi}{\lambda_p} \right) \delta_{neff} D = 2\pi p \quad (3.6)$$

$p = 1, 2, 3, \dots$

$$\lambda_p = \left(\frac{\delta_{neff}}{p} \right) D$$

El índice diferencial efectivo se obtiene de la condición de resonancia de una sola rejilla $\delta n_{eff} = \lambda_0 / \Lambda$ [17]. La ecuación (3.7) es también una expresión para calcular la distancia entre las franjas de las bandas de atenuación (la separación entre franjas con respecto a la longitud de onda se obtiene cuando la diferencia de fase relativa es un múltiplo entero de

2π). Asumiendo que la profundidad de la rejilla no es muy grande (en el rango de 3 dB para cada banda de atenuación es decir, se asegura el 50% de eficiencia de acoplamiento [19]) e incorporando el índice de grupo, la distancia de separación entre franjas puede escribirse ahora como:

$$S_{fringe} = \frac{\lambda_p^2}{\delta m_g D} \quad (3.7)$$

La distancia de separación entre franjas S_{fringe} es inversamente proporcional a la longitud de la cavidad del interferómetro entre las dos rejillas. Sin embargo, esta expresión no puede emplearse para RPL's con bandas de atenuación cuya profundidad es muy grande o en el caso donde la longitud de la rejilla es igual a la de la cavidad [29], en este caso la distancia real entre las franjas de las bandas de atenuación se desvía de la tendencia lineal que hay de la distancia entre franjas contra la longitud de la cavidad $D \gg L$.

Byeong y colaboradores [29] usaron la teoría de modos acoplados para derivar la matriz de transferencia de las amplitudes de los modos del revestimiento y el núcleo, las cuales se usan para describir el espectro de transmisión del interferómetro Mach-Zehnder.

Para este análisis se definen las amplitudes del núcleo y el revestimiento respectivamente

$$R(z) = A^{co}(z) \text{ y } S(z) = A^{cl}(z).$$

$$\begin{bmatrix} A^{co}(L) \\ A^{cl}(L) \end{bmatrix} = U(Z) \begin{bmatrix} \exp(j\Delta\varphi) & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} U(Z) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

Donde

$$U(z) = \begin{bmatrix} U_1(z) & U_2(z) \\ U_3(z) & U_4(z) \end{bmatrix}$$

$$U_1(z) = \cos\left(z\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}\right) - j\left(\frac{\delta}{\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}}\right)\sin\left(z\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}\right) \quad (3.9)$$

$$U_2(z) = U_3(z) = j\left(\frac{\kappa_m}{\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}}\right)\sin\left(z\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}\right) \quad (3.10)$$

$$U_4(z) = \cos\left(z\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}\right) + j\left(\frac{\delta}{\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}}\right)\sin\left(z\sqrt{\kappa_m^2 + \delta^2}\right) \quad (3.11)$$

La transmisión del interferómetro cuando $\delta=0$ (el parámetro de desintonización es 0) está dado por:

$$|A^{co}(L)|^2 = 1 - \frac{\sin^2(2\kappa_m L)}{2} [1 + \cos(\Delta\phi)] \quad (3.12)$$

Y $\kappa_m = \frac{\pi}{2L}$

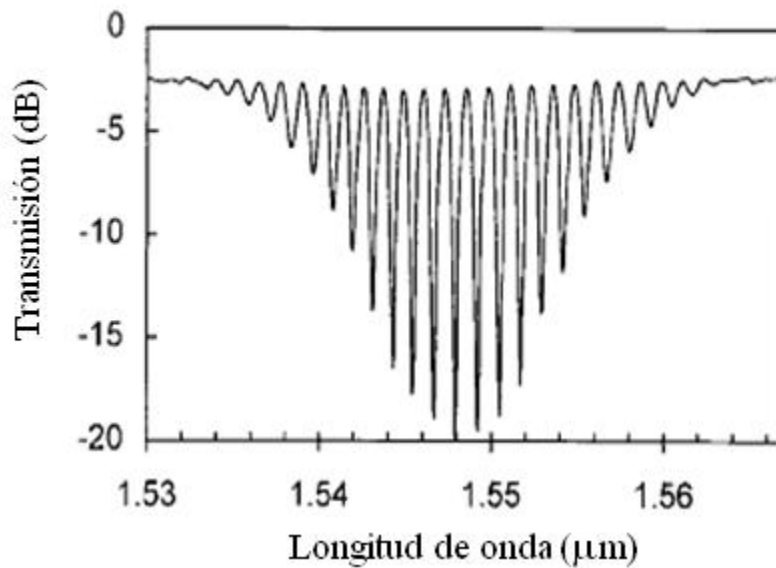


Fig. 3.9 Espectro de transmisión del interferómetro Mach-Zehnder ^[17].

A continuación se muestra una tabla de comparación entre las configuraciones hasta ahora mencionadas. Es de suma importancia resaltar que cada una de estas configuraciones tienen un elemento en común, la **RPL**, de ahí la importancia de hacer un estudio amplio de las RPL.

Tabla 3.1 Comparación entre configuraciones propuestas para la implementación de Interferómetro Mach-Zehnder.

Configuración	Ventajas	Desventajas	Selectividad de la λ	Profundidad de modulación
EDE + RPL	Bajo costo y alta repetibilidad	Grandes pérdidas por inserción, debidas al empalme con desalineación de ejes (EDE)	La selectividad no es muy buena, debido al empalme con desalineación de ejes	Buena profundidad, alrededor de 20 dB
Taper + RPL	Bajo costo	Presenta grandes pérdidas debidas al Taper, están limitados en cuanto a la distancia de separación entre la RPL y el <i>Taper</i>	La selectividad es muy baja	Poca profundidad, alrededor de 9 dB
MMI + RPL		Se requiere de simulaciones para determinar la longitud	Limitada al periodo de la RPL	Profundidad de aprox. 15 dB

		de la estructura de interferencia multimodal. Presenta grandes pérdidas.		
Rejillas Engrosadas	Bajo costo. Ancho de banda (90 nm)	Pérdidas de <3 dB	No hay un control en la selectividad	Profundidad de 12 dB
RPL + RPL	Costo dependiente de la técnica de fabricación de la RPL. Alta Repetibilidad	Dependientes de la técnica de fabricación de las RPL (UV, arco eléctrico, mecánicas)	Control en la selectividad de la longitud de onda	Profundidades de hasta 25 dB

Referencias

- [1] R.P. Murphy, S. W. James, and R. P. Tatam. “Multiplexing of Fiber-Optic Long-Period Grating-Based Interferometric Sensors”, *J. Lightwave Technol.* **25**(2007).
- [2] M. Vensarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, and P. J. Lemaire, “Long-period fiber-grating based gain equalizers”, *Opt. Lett.* **21**(1996).
- [3] Urbina, F. Alejandra, “Fabricación de rejillas de periodo largo por la técnica de arco eléctrico”, Tesis CIO (2006).
- [4] Dianov, E.M., Vasiliev, S.A., Kurkov, A.S., Medvedkov, O.I. & Protopopov, V.N. “In-fiber Mach-Zehnder interferometer based on a pair of long-period gratings”. Technical Digest of ECOC 1.65(1996)
- [5] Zhaobing Tian, and Scott S.-H. Yam, “In line Abrupt Taper Optical Fiber Mach-Zehnder Interferometric Strain Sensor”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21**(3)161(2009).
- [6] Tao Wei, Xinwei Lan, and Hai Xiao, “Fiber Inline Core–Cladding-Mode Mach–Zehnder Interferometer Fabricated by Two-Point CO₂ Laser Irradiations”. *Photon. Technol. Lett.* **21**(10)6692009.
- [7] Ruth I. Mata Chavez, Alejandro Martinez-Rios, Ismael Torres-Gomez, Romeo Selvas-Aguilar and Julian M. Estudillo-Ayala, “Mach–Zehnder All-Fiber Interferometer Using TwoIn-Series Fattened Fiber Gratings” , *Opt. Rev.* **15**(5)230(2008).
- [8] Xinyong Dong, Lei Su, P. Shum, Y. Chung b, C.C. Chan, “Wavelength-selective all-fiber filter based on a single long-period fiber grating and a misaligned splicing point”, *Opt. Commun.* **258**159(2006).
- [9] O. Frazão, R. Falate, J.L. Fabris, J.L. Santos, “Optical inclinometer based on a single long-period fiber grating combined with a fused taper”, *Opt. Lett.* **31**(2006).
- [10] Monzón Hernández D., Minkovich P. Vladimir, “Fibras ópticas microestructuradas estrechadas para fabricar sensores”, *Gaceta Ideas Concyteg* **2**(24)(2007).
- [11] O. Frazão, J. Viegas, P. Caldas, J. L. Santos, F. M. Araújo, L. A. Ferreira, and F. Farahi, “All-fiber Mach–Zehnder curvature sensor based on multimode interference combined with a long-period grating ”, *Opt. Lett.* **32**(21)961(2007).

- [12] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.* **22**, 961-963 (1997).
- [13] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. St. J. Russell, and J. -P. de Sandro, “Large mode area photonic crystal fibre,” *Electron. Lett.* **34**1347(1998).
- [14] Hae Young Choi, Myoung Jin Kim, and Byeong Ha Lee, “All-fiber Mach-Zehnder type interferometers formed in photonic crystal fiber”, *Optics Express*. **15**(9)(2007)
- [15] J. H. Lim, H. S. Jang, K. S. Lee, J. C. Kim, and B. H. Lee, “Mach-Zehnder interferometer formed in a photonic crystal fiber based on a pair of long-period fiber gratings,” *Opt. Lett.* **29**346(2004).
- [16] Lee, B.H. & Nishii, J. Notch filters based on cascaded multiple long-period fibre gratings”. *Electron. Lett.* **34**(19)1872(1998).
- [17] B. H. Lee, and J. Nishii, “Dependence of fringe spacing on the grating separation in a long-period fiber grating pair,” *Appl. Opt.* **38**3450(1999).
- [18] Gu, X.J. “Wavelength-division multiplexing isolation fiber filter and light source using cascaded long-period fiber gratings”. *Opt. Lett.* **23**(7)509(1998).
- [19] Dianov, E.M., Vasiliev, S.A., Kurkov, A.S., Medvedkov, O.I. & Protopopov, V.N. (1996). “In-fiber Mach-Zehnder interferometer based on a pair of long-period gratings”, *Technical Digest of ECOC* 1.65(1996).
- [20] Lee, Y.W., Jung, J. & Lee, B. “Polarization-sensitive interference spectrum of long-period fiber grating pair separated by erbium-doped fiber”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**(9)1312(2002).
- [21] Han, Y.-G., Lee, B.H., Han, W.-T., Paek, U.-C. & Chung, Y. “Fibre-optic sensing applications of a pair of long-period fibre gratings”. *Measurement Science and Technology* **12**(7)778(2001).
- [22] Duhem, O., Henninot, J.F. & Douay, M. “Study of in fiber Mach-Zehnder interferometer based on two spaced 3-dB long period gratings surrounded by a refractive index higher than that of silica”. *Opt. Commun.* **180**255(2000).

- [23] Ahn, T.-J., Kim, B.-H., Lee, B.H., Chung, Y., Paek, U.-C. & Han, W.-T. “Torsion sensing characteristics of optical fibre with a long-period grating pair”. Proceedings of SPIE **457932**(2001).
- [24] Ahn, T.-J., Kim, N.-H., Lee, B.H., Chung, Y.J., Paek, U.C. & Han, W. T. “Measurement of refractive index change upon UV radiation of optical fibre using a LPG pair”. Technical Digest of OECC **276**(2000).
- [25] Kim, Y.-J., Eom, T.-J., Chung, Y., Han, W.-T., Paek, U.-C., & Lee, B.H. “Thermo-optic coefficient measurements using long-period fiber gratings”. Proceedings of SPIE **4185834**(2000).
- [26] Liu, Y., Williams, J.A.R., Zhang, L. & Bennion, I. “Phase shifted and cascaded long-period fiber gratings”. Opt. Commun. **16427**(1999).
- [27] Zhang, L., Liu, Y., Everall, L., Williams, J.A.R. & Bennion, I., “Design and realization of long-period grating devices in conventional and high birefringence fibers and their novel applications as fiber-optic load sensors”. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **5(5)**1373(1999).
- [28] Lee, B.H., Kim, Y.-J., Chung, Y., Han, W.-T. & Paek, U.-C., “Fiber modal index measurements based on fiber gratings”. Fiber and Integrated Optics **20(5)**443(2001)..
- [29] Lee, B.H., Kim, Y.-J., Chung, Y., Han, W.-T. & Paek, U.-C. “Analytic solution for cascaded long-period fiber gratings”. IEICE Transactions on Communications **E84-B(5)**1247(2001).

Capítulo 4

Fabricación y caracterización del interferómetro Mach-Zehnder

En este capítulo se presentan los resultados experimentales de la fabricación y caracterización de interferómetros Mach-Zehnder en fibra óptica convencional (SMF 28e). La configuración del interferómetro consiste en dos RPL en serie separadas por una distancia predeterminada. Para el grabado de las RPL se utilizó la técnica de arco eléctrico punto por punto, se fabricaron varios interferómetros Mach-Zehnder para operar en la región de comunicaciones entre 1500 y 1600 nm. Buscando su funcionalidad como sensor, se realizó la caracterización de la respuesta a la temperatura, tensión y torsión.

4.1 Diseño del IM-Z para operar en el rango de 1500-1600 nm

Cuando se trabaja en comunicaciones ópticas, hay dos longitudes de bandas de operación principales: 1300 nm (segunda ventana de comunicaciones) y 1550 nm (tercera ventana). En 1330 nm la dispersión es muy baja, pero sí es notable la atenuación. Mientras que en 1550 nm el ancho de banda es mayor y la atenuación es baja. En la actualidad, la tecnología existente en 1550 nm permite utilizar amplificadores ópticos, que consisten en tramos de fibra dopada con erbio (EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier), lo cual elimina todos los sistemas de regeneración y reduce así la acumulación de distorsión. Otra de las aplicaciones importantes es utilizar la tecnología de transmisión óptica por multiplexado en longitud de onda densa (DWDM: Dense Wavelength Division Multiplexing) en la ventana 1550 nm, que minimiza el uso grandes cantidades de fibras a lo largo de los enlaces ópticos.

Tomando en cuenta estos antecedentes se buscó que el interferómetro operara en esta región, para lo cual fue necesario realizar simulaciones para determinar el periodo de modulación de la rejilla. De esta manera se determinó que con un periodo de 440 μm se obtendría una banda de absorción ubicada a 1550 nm (ver figura 4.1). Sin embargo, cuando se fabricó la RPL mediante la técnica de arco eléctrico con este periodo de modulación de la rejilla, la banda de absorción no estaba ubicada en esta longitud de onda ya que el

software que se utilizó en estas simulaciones está diseñado para modelar rejillas fabricadas mediante exposición a radiación UV y en este trabajo se utilizó la técnica de arco eléctrico para grabar las RPL, de manera que se realizaron varias pruebas para determinar el periodo de la RPL. Finalmente se encontró que una RPL con un periodo de 400 μm tiene una banda de absorción ubicada en esta longitud de onda (1550 nm).

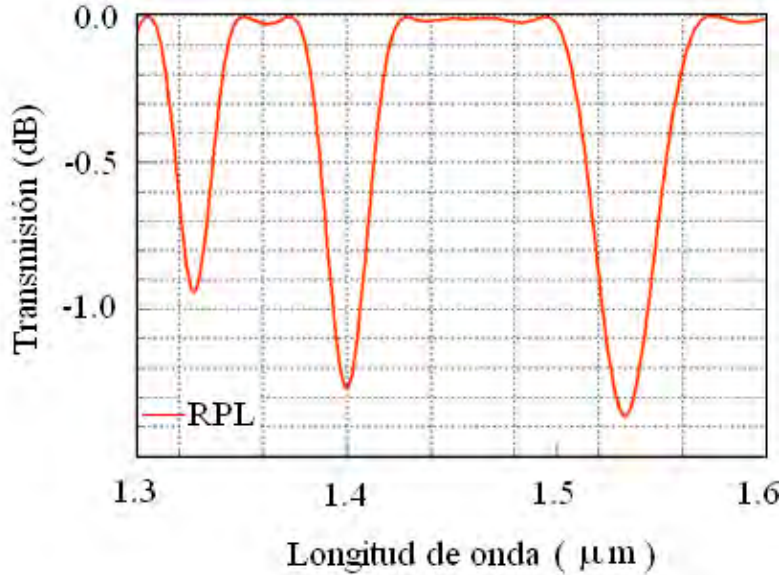


Figura 4.1 Espectro de transmisión de una RPL mediante simulación.

[$\Lambda=440 \mu\text{m}$, $n_{\text{co}} = 1.4677 \mu\text{m}$, $n_{\text{cl}} = 1.4626 \mu\text{m}$, $n_{\text{ext}} = 1$, numero de segmentos: 41, longitud: 1.6 cm]

4.2 Método de fabricación del IM-Z utilizando RPL por arco eléctrico

Como ya se mencionó, existen diversas configuraciones para la fabricación de interferómetros tipo Mach-Zehnder, la más común de ellas consiste en un par de rejillas de periodo largo en serie separadas por una distancia predeterminada [1-4]. Esta configuración se distingue porque exhibe un espectro de transmisión que consiste en varias bandas de atenuación similares a las que presenta una rejilla de periodo largo pero moduladas en longitud de onda en forma cosenoidal [5]. En este trabajo se utilizó la configuración de dos rejillas de periodo largo en serie (RPL) para implementar el interferómetro Mach-Zehnder. Estas RPL fueron grabadas punto por punto mediante la técnica de arco eléctrico debido a la simplicidad de este método para el grabado, además de las bajas pérdidas que se pueden

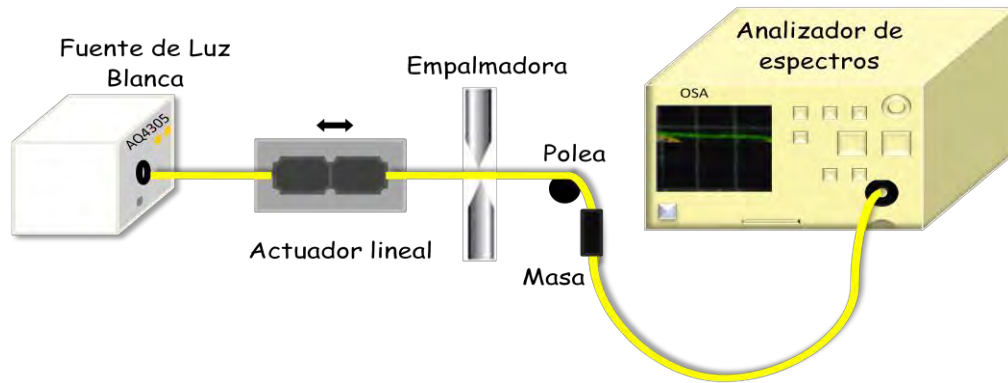
alcanzar con esta técnica. A continuación se describe el proceso para fabricar una RPL así como el interferómetro.

Proceso de fabricación de RPL por arco eléctrico.

El equipo empleado para la fabricación de rejillas de periodo largo punto por punto mediante la técnica de arco eléctrico consiste de una fuente de luz blanca con un rango espectral de 400 a 1700 nm, una empalmadora de fibra óptica por fusión (Fitel S175), así como un motor de desplazamiento en un eje y un analizador de espectros (OSA) por sus siglas en inglés Optical Spectrum Analyzer.

El primer paso para grabar una RPL consiste en preparar la fibra; aquí se determina la longitud de la fibra que se utilizara en este proceso (150 cm), posteriormente se retira el polímero en una sección predeterminada (4 cm) de la fibra en la cual se grabara la rejilla. Para ello, se sumerge esta sección de la fibra en cloruro de metileno (CH_2Cl_2) aproximadamente 30 segundos, este químico ataca el polímero que cubre la fibra haciendo que se desprenda fácilmente. Una vez que se ha retirado el polímero es conveniente limpiar esta sección de la fibra con acetona y alcohol isopropílico, para remover los restos del polímero que quedaron adheridos a la fibra debido a que la limpieza es un factor crítico que determina la calidad de la rejilla, en seguida se hacen cortes transversales en los extremos finales de la fibra.

Una vez que se ha preparado la fibra, el siguiente paso es fijarla en la estación de grabado como se muestra en la figura 4.2 (a). Para ello se coloca la sección de la fibra sin polímero entre los electrodos de la máquina de empalme por fusión y se fija a ella mediante un sujetador de fibra, en seguida se fija a un extremo de la fibra una masa (14 gr). El objetivo de esta masa es ocasionar un estrechamiento periódico (adelgazar el diámetro de la fibra) en donde se han aplicado descargas eléctricas [6]. Finalmente este extremo de la fibra se conecta al analizador de espectros para observar la evolución del espectro de transmisión de la rejilla durante el proceso de fabricación y de esta manera determinar la calidad de la rejilla.



(a)



(b)

Figura 4.2 (a) Esquema experimental de la estación de impresión de RPL mediante la técnica de arco eléctrico y (b) fotografía de la estación de grabado de las RPL.

Un extremo de la fibra se coloca en un sistema de traslación controlado por un motor de desplazamiento en un eje, que permite que la fibra se desplace entre los electrodos de la máquina de empalme, el desplazamiento de la fibra se realiza en intervalos predeterminados, de esta manera se determina el periodo de la rejilla. Una descarga de arco eléctrico se aplica a la fibra entre los electrodos de la máquina de empalme (figura 4.3). Los

parámetros tales como la potencia de arco eléctrico así como el tiempo de exposición son definidos previamente por el usuario [7], ver tabla 4.1. La escritura de la rejilla punto-a-punto ocurre al desplazar la fibra después de cada descarga aplicada hasta alcanzar los niveles de profundidad requeridos, el cambio en el índice de refracción en la fibra ocurre por el rápido calentamiento y enfriamiento en cada descarga.

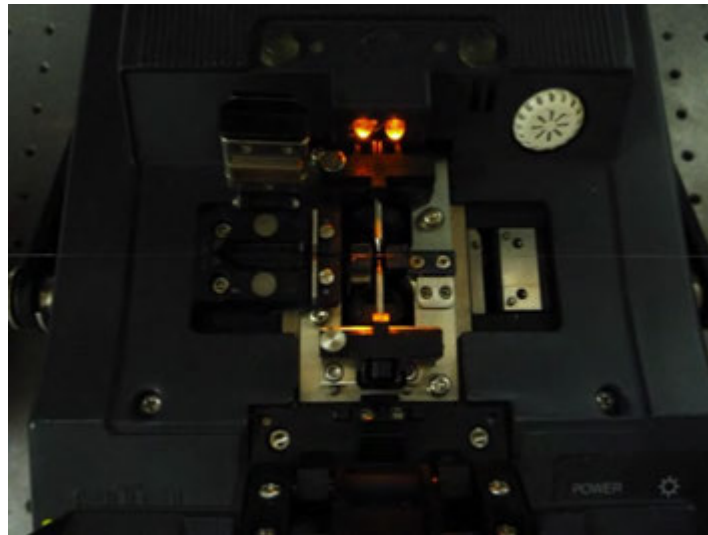


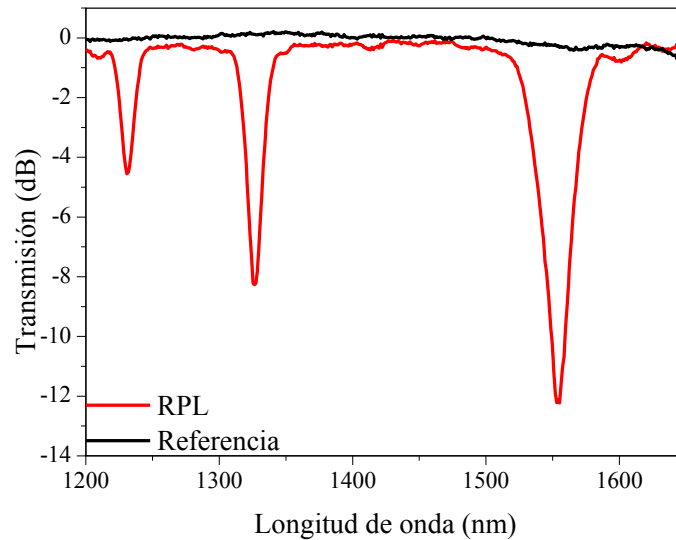
Figura 4.3 Maquina comercial de empalme por fusión.

Tabla 4.1. Parámetros de impresión de la empalmadora

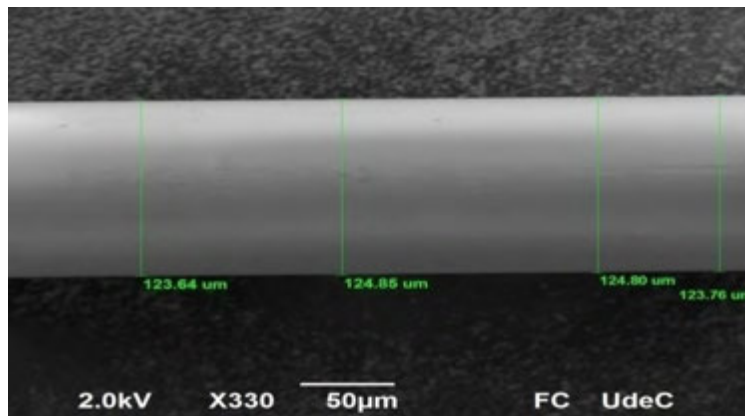
Potencia de Arco (Watts)	14
Tiempo de Prefusión	150
Duración de arco (ms)	250
Z Push distancia (μm)	1
Atenuación (dB)	2

La figura 4.4 muestra el espectro de transmisión de una rejilla de periodo largo grabada mediante la técnica de arco eléctrico con un periodo de $\Lambda = 400 \mu\text{m}$, el espectro de transmisión de la rejilla lo forman tres bandas de absorción, la primera de ellas ubicada a una longitud de onda de 1231.35 nm y una profundidad de 3.77 dB, la segunda banda se

localiza en 1326.5 nm y tiene una profundidad de 8.26 dB, finalmente la tercera banda de absorción tiene una profundidad de 12.16 dB y esta localiza a una longitud de onda de 1556.3 nm.



(a)



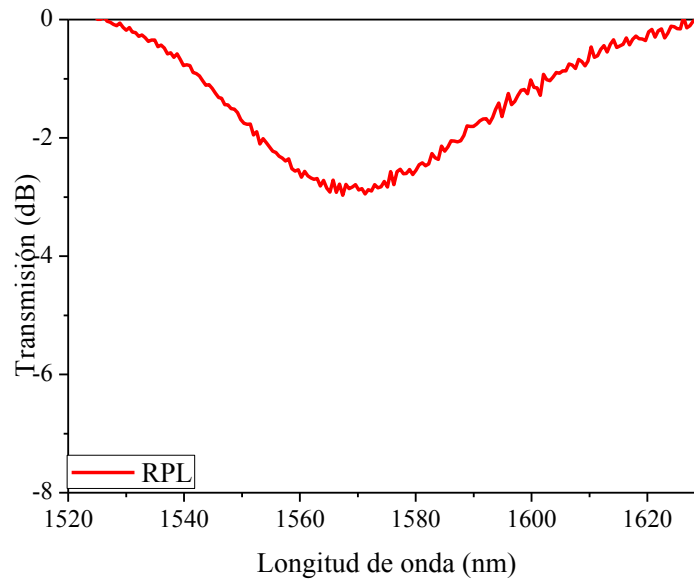
(b)

Figura 4.4 (a) Espectro de Transmisión de una RPL ($\Lambda = 400 \mu\text{m}$) grabada mediante la técnica de arco eléctrico, (b) fotografía de la RPL.

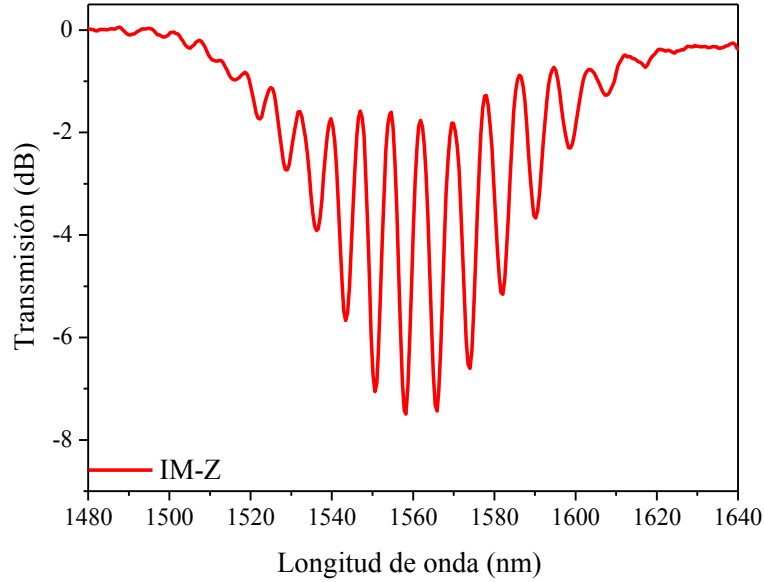
El proceso de fabricación de las RPL mediante la técnica de arco eléctrico es afectado de manera crítica por la humedad y la temperatura del ambiente circundante, estos parámetros se mantuvieron constantes en el laboratorio a 21% y 22 °C respectivamente.

Proceso de fabricación del interferómetro Mach-Zehnder.

Los interferómetros Mach-Zehnder en fibra óptica convencional (SMF-28e) se fabricaron utilizando rejillas de periodo largo grabadas mediante la técnica de arco eléctrico. Esta técnica ha sido descrita previamente en la sección 4.2.1. El proceso de fabricación del IM-Z consiste en grabar la primera RPL con una profundidad de modulación de 3 dB para asegurar el 50% de eficiencia de acoplamiento. Una vez que se ha grabado la primera rejilla, la fibra es desplazada mediante un motor de desplazamiento en un eje una distancia (L) predetermina, en seguida se graba la segunda rejilla con características idénticas a la primera rejilla. Es decir, con el mismo periodo y mismo número de descargas. En la figura 4.5(a) se muestra una de las bandas de absorción correspondiente al espectro de transmisión de la rejilla de entrada. Al grabar en la fibra la segunda rejilla, la banda de absorción presenta un patrón de modulación cosenoidal como el que se muestra en la figura 4.5 (b).



(a)



(b)

Figura 4.5 (a) Espectro de Transmisión de una RPL y (b) IM-Z [par RPL]

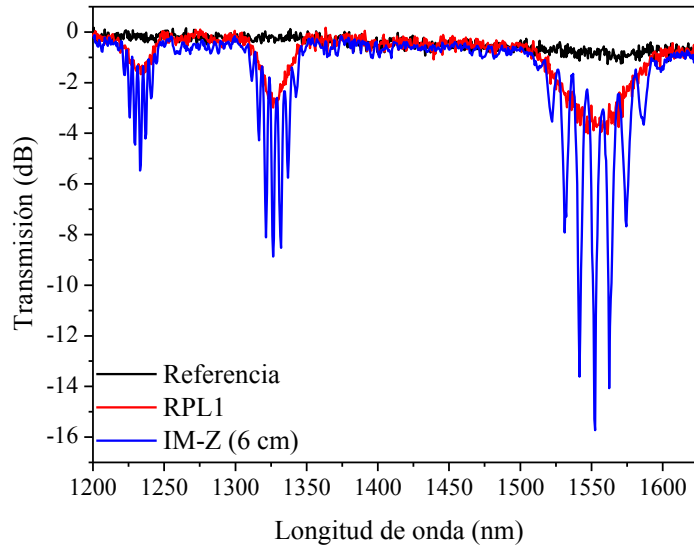
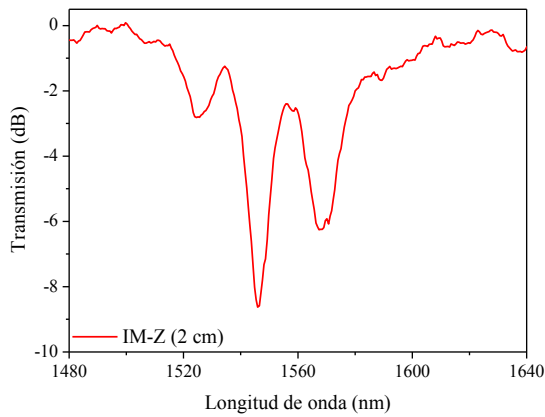


Figura 4.6 Espectro de transmisión de un interferómetro Mach-Zehnder basado en fibra óptica con RPL ($\Lambda = 400 \mu\text{m}$, $L = 6 \text{ cm}$).

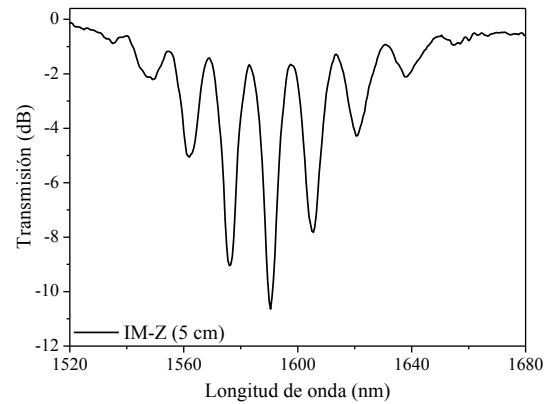
En la figura 4.6 la línea en negro corresponde a la señal de entrada en la fibra proveniente de la fuente de luz blanca, la curva en rojo es el espectro de transmisión de la RPL de

entrada con una profundidad de 3 dB y la curva en azul es el espectro de transmisión del IM-Z. El ancho de banda en la tercera banda de atenuación es de 99.2 nm y tiene una profundidad de modulación de 14 dB.

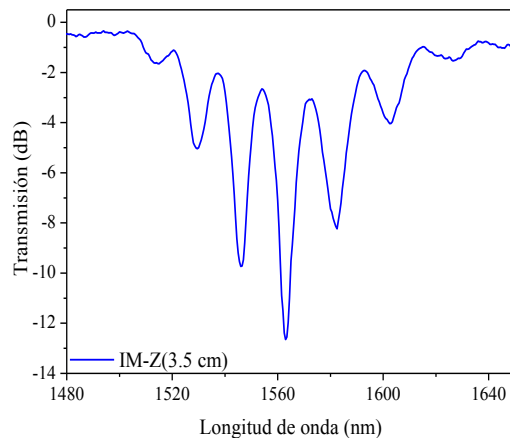
Se hicieron IM-Z de longitud de la cavidad del interferómetro de 2 a 15 cm, el periodo de modulación de las rejillas fue de 400 μm . En seguida se muestran los espectros de transmisión del interferómetro a diferente longitud de la cavidad, ver figura 4.7. El espectro de transmisión del interferómetro se obtuvo con el analizador de espectros a una resolución de 2 nm.



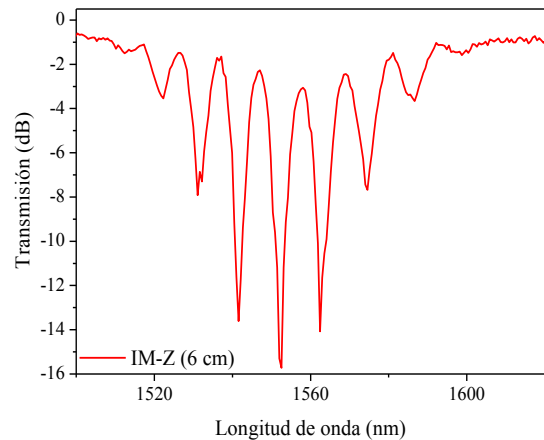
(a)



(c)



(b)



(d)

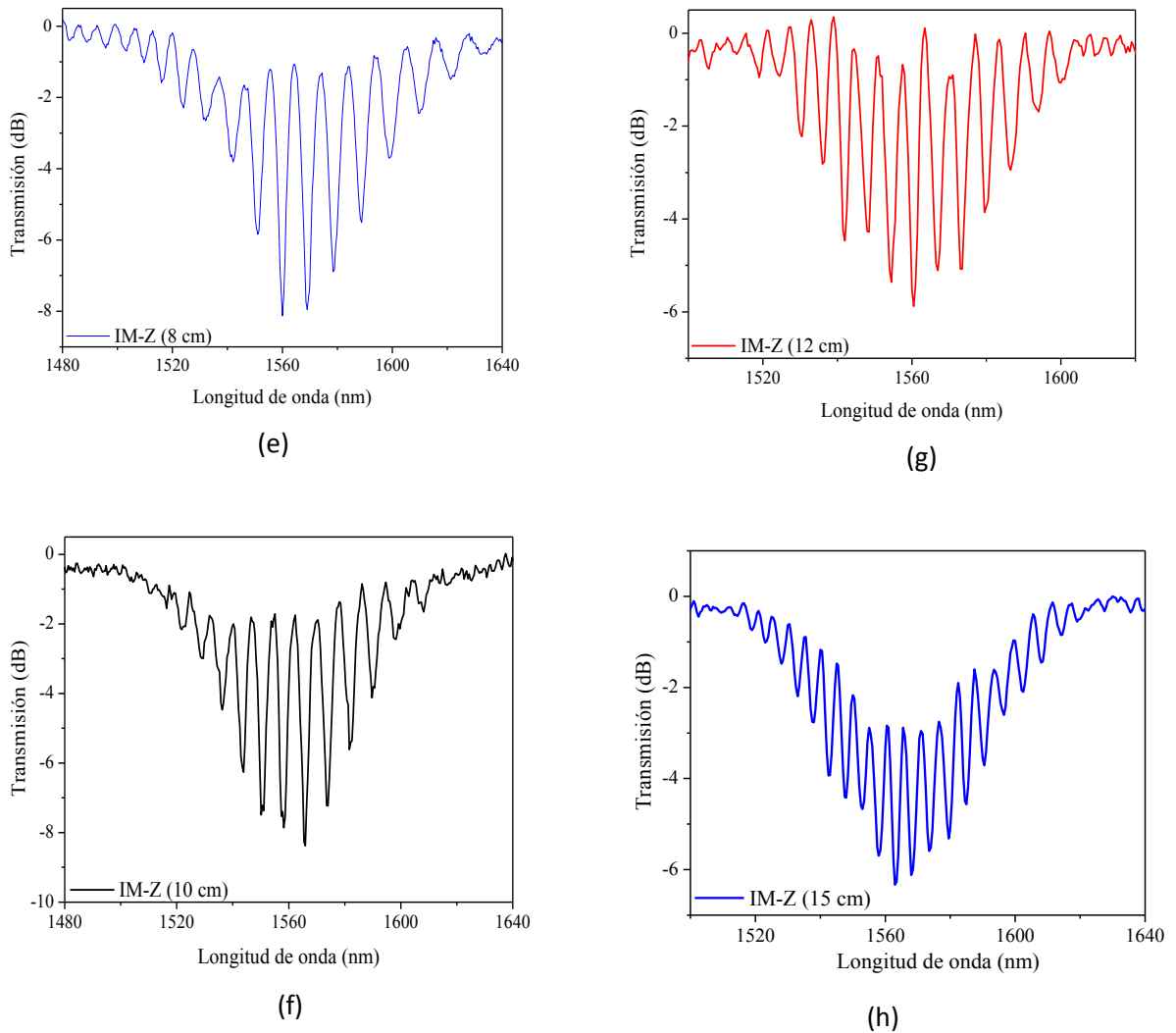


Figura 4.7 Espectro de transmisión de los IM-Z con longitud de cavidad de (a) 2, (b) 3.5, (c) 5, (d) 6, (e) 8, (f) 10, (g) 12, (h) 15 cm.

La distancia de separación entre rejillas determina el número de franjas que se forman en cada banda de atenuación del interferómetro. A mayor distancia de separación entre rejillas se forma un mayor número de franjas, al mismo tiempo que el ancho medio de cada franja decrece en forma significativa hasta tener un periodo de modulación menor a 1 nm. En la figura 4.8 se muestra el espacio entre franjas respecto al inverso de la separación entre rejillas, la curva en negro presenta los datos experimentales y la línea en rojo es la curva de ajuste, puede verse en esta figura que cuando la distancia de separación entre rejillas crece, el ancho de banda de las franjas disminuye.

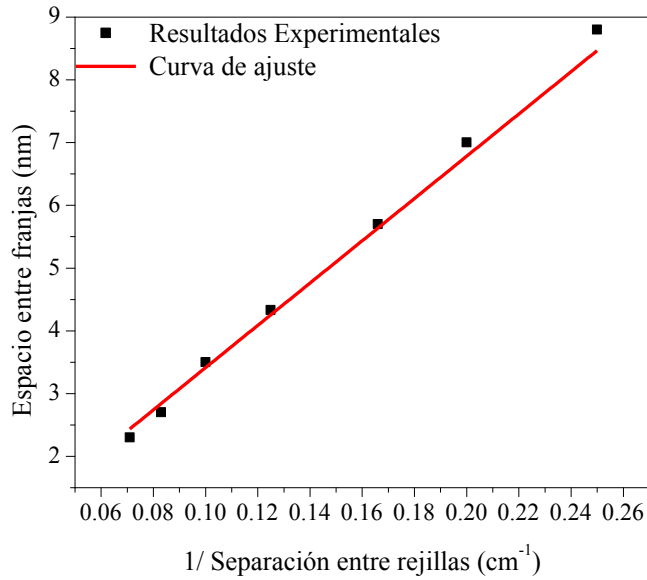


Fig. 4.8 Variación de la separación entre franjas con respecto al inverso de la separación entre rejillas.

4.3 Respuesta del IM-Z en temperatura

En la búsqueda de sensores con una mayor sensibilidad y alta resolución, las nuevas investigaciones conducen al desarrollo de dispositivos a base de rejillas en serie. Análogos a los sensores formados por una sola rejilla, estas inducen un desplazamiento a nuevas longitudes de onda resonantes en las bandas de absorción de la rejilla. Es por lo tanto importante caracterizar completamente las variaciones en los espectros de transmisión de las RPL (desplazamientos en las longitudes de onda centrales de la banda de atenuación, acompañadas posiblemente por cambios de intensidad) que son causados por temperatura [8].

El equipo empleado en la caracterización en temperatura del IM-Z consiste de una fuente de luz blanca (AQ4305), una placa peltier con temperatura controlada en un rango de 0-100 °C control en temperatura (ECHO THERM), una montura de traslación, un elevador, un termómetro digital y el espectro del IM-Z se capturo con un analizador de espectros con

una resolución de 0.2 nm. A continuación se describe de manera detallada el arreglo que se utilizó en esta caracterización.

Se colocó el IM-Z sobre la placa peltier y sobre estos, esta una placa rectangular de aluminio, cuyas dimensiones son 14 cm de largo, 2 cm de ancho y 2 cm de alto. Esta placa se diseñó con un canal de 500 micras en el centro (ver figura 4.9), de manera que al ponerla sobre el IM-Z este quedara sobre la placa peltier y a la vez estuviera dentro de este canal, ya que la temperatura en la placa peltier es la misma solo en su superficie. De esta manera se logró que la distribución de la temperatura en el interferómetro fuera uniforme. Para medir la temperatura en el interferómetro se utilizó un termómetro digital, cuya punta de prueba se colocó sobre la placa peltier.

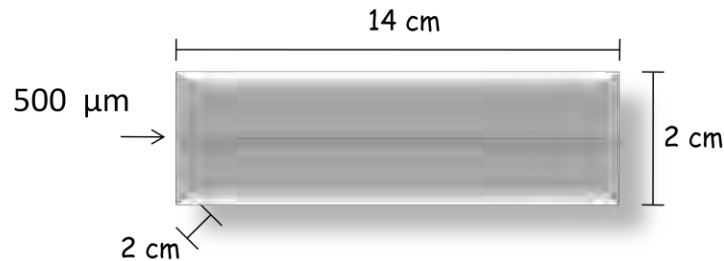
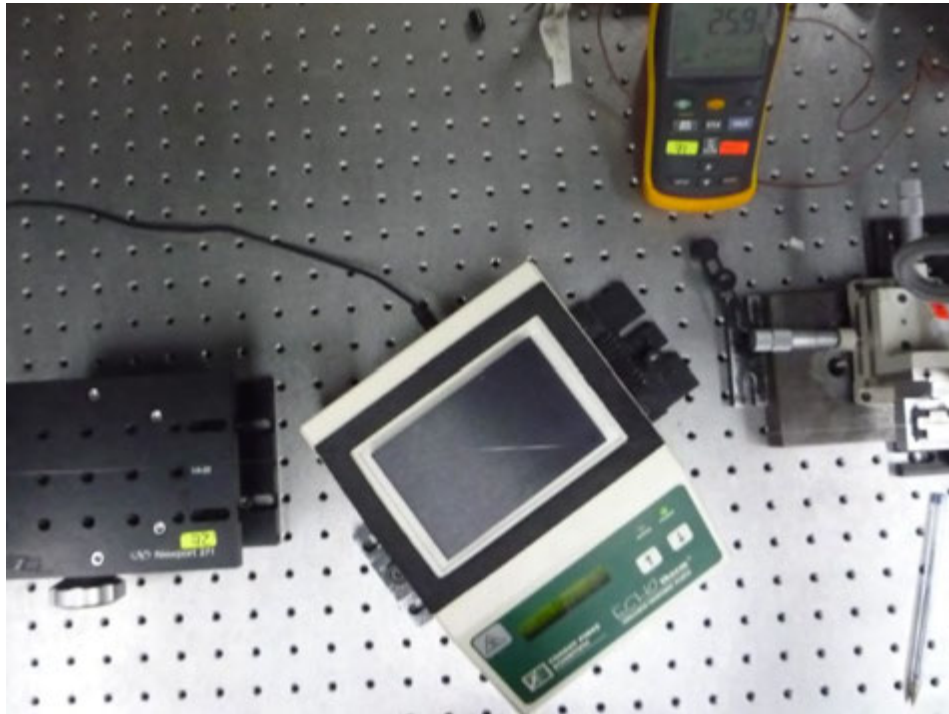
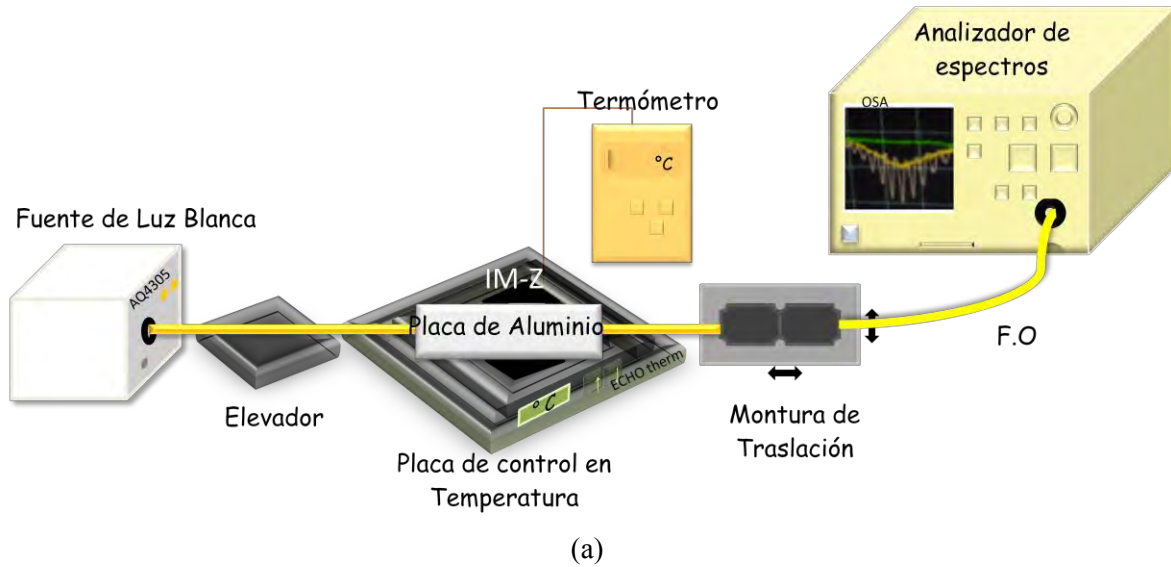


Figura 4.9 Esquema de la Placa de aluminio que se usó en la caracterización del IM-Z en temperatura.

Para terminar de implementar el arreglo, el extremo de la fibra que sale de la placa peltier se situó sobre un elevador, para que cuando la fibra se calentara debido a los incrementos en temperatura esta estuviera totalmente libre y así evitar posibles curvaturas o torsión en la fibra. La parte final de este extremo de la fibra se conectó a la fuente de luz blanca. Por otra parte el otro extremo de la fibra se colocó en una montura de traslación para sujetar y alinear la fibra, finalmente este extremo se conectó al analizador de espectros para registrar el espectro de transmisión correspondiente a esta caracterización, en la figura 4.8 se muestra el diagrama esquemático correspondiente a este arreglo.



(b)

Figura 4.10 (a) Esquema del arreglo experimental utilizado en la caracterización del IM-Z en Temperatura y fotografía del arreglo.

Se caracterizaron IM-Z con 4, 6 y 8 cm de longitud de la cavidad del interferómetro, en un rango de temperatura de 10 a 90 °C en intervalos de 10 °C, En las figuras 4.11 a 4.13 se muestran los espectros de transmisión a 20 y 90 °C, así como la respuesta en temperatura en la banda central de estos IM-Z. De los resultados podemos observar que el espectro

completo de transmisión se desplaza hacia longitudes de onda mayor conforme aumenta la temperatura. En la figura 4(d) se ilustra el comportamiento de la longitud resonante de la banda central de cada uno de los IM-Z en el rango de temperatura mencionado. Como se puede observar las longitudes de onda de las bandas centrales de los IM-Z muestran un comportamiento muy similar. La tabla 4.2 muestra el mayor desplazamiento medido en cada interferómetro tomando como referencia la longitud de onda resonante de la banda central en los IM-Z a 90°C.

Tabla 4.2 Desplazamiento en longitud de onda del IM-Z de 4, 6 y 8 cm.

IM-Z	Desplazamiento (nm)
4 cm (1566.8 nm)	6.54
6 cm (1552.5 nm)	6.34
8 cm (1577.3 nm)	6.08

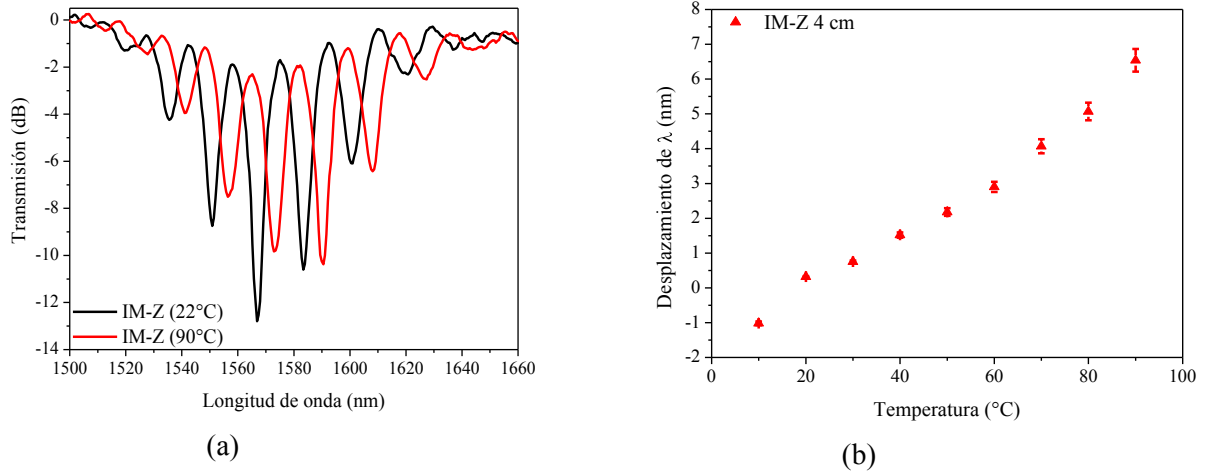


Figura 4.11 (a) Cambio en el espectro de transmisión del IM-Z cuando se somete a temperatura y (b) respuesta en temperatura del IM-Z a una longitud de onda de 1552.5 nm, (L= 4 cm)

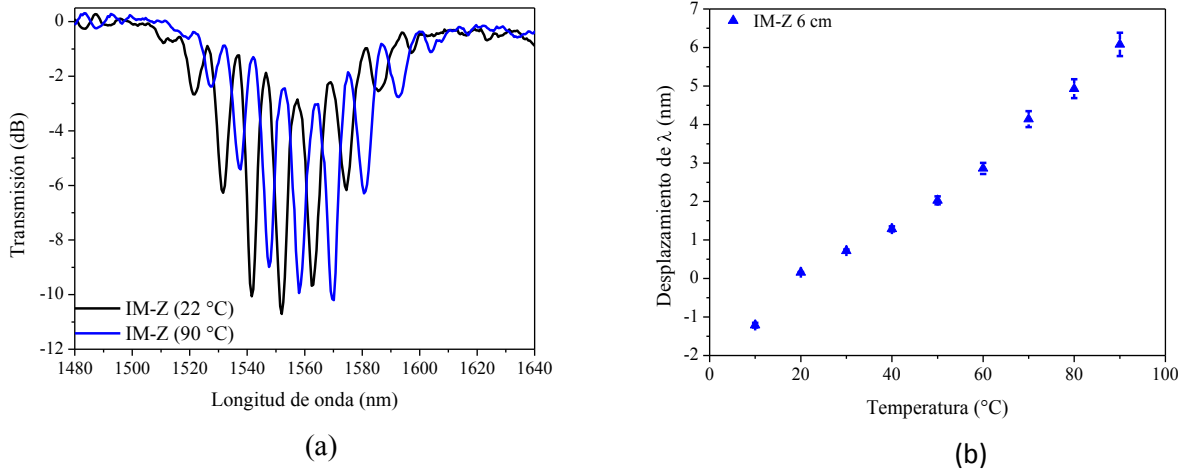


Figura 4.12 (a) Cambio en el espectro de transmisión del IM-Z cuando se somete a temperatura y (b) respuesta en temperatura del IM-Z a una longitud de onda de 1552.5 nm, (L= 6 cm)

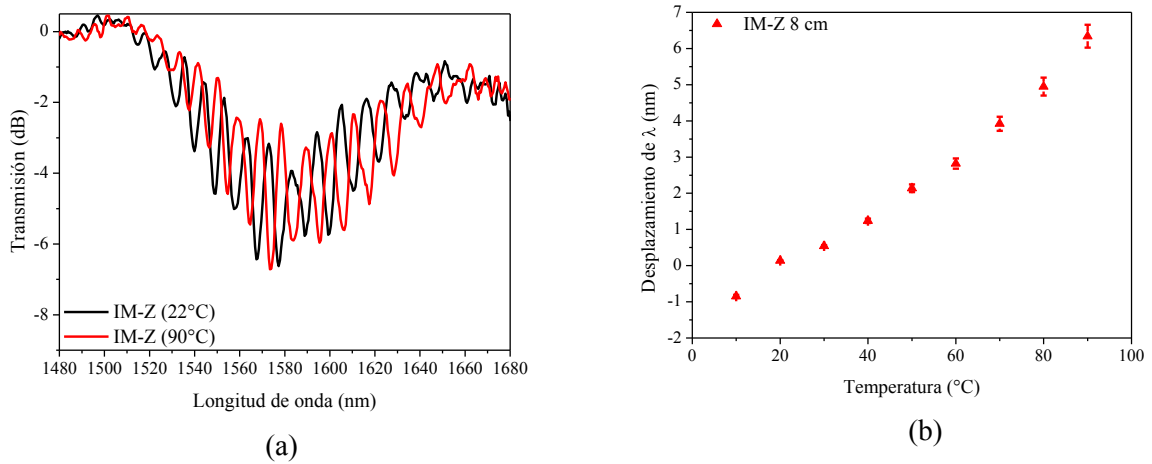


Figura 4.13 (a) Cambio en el espectro de transmisión del IM-Z cuando se somete a temperatura y (b) respuesta en temperatura del IM-Z a una longitud de onda de 1552.5 nm, (L=8 cm)

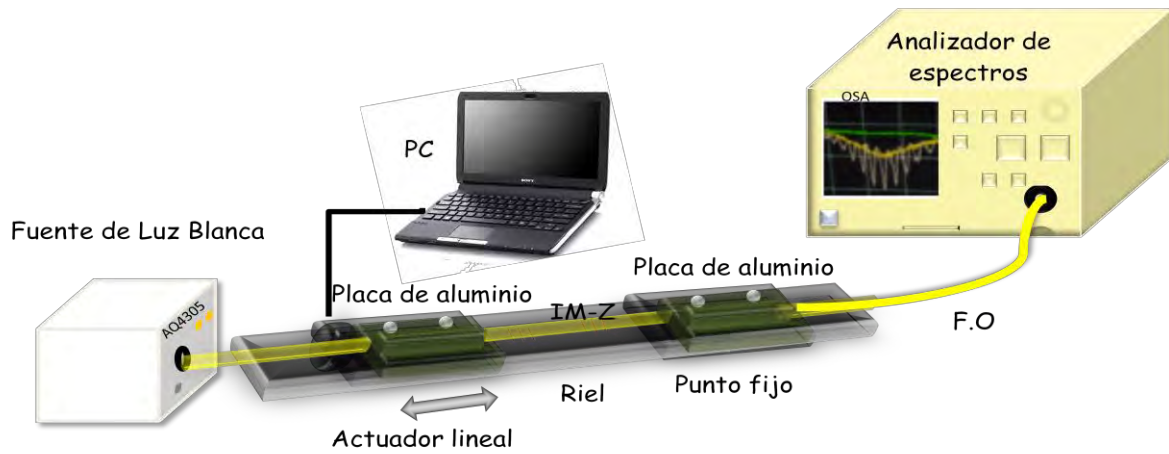
Se ha calculado el error experimental en estas mediciones usando el método de mínimos cuadrados resultando de 0.4 nm en cada uno de los IM-Z. El tiempo entre cada medición fue de 20 minutos para asegurar que el interferómetro estuviera a la temperatura de la placa, esto fue corroborado con un termómetro digital.

El patrón de franjas del interferómetro experimenta un desplazamiento en las longitudes de onda de resonancia. Los mecanismos físicos responsables de estos cambios son los mismos que en el caso de una sola rejilla es decir, se deben al cambio de tamaño por la expansión del material y a los cambios inducidos por temperatura en los índices efectivos de los modos del núcleo y el revestimiento, donde los efectos de este último son los que predominan [9-10]. Los resultados reportados en la literatura muestran que la respuesta del IM-Z a la temperatura tiene una sensibilidad de $0.0817 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ [13] y $0.06 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ [10] mientras que los resultados obtenidos en este trabajo muestran una sensibilidad de $0.07 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. De manera que podemos decir que los interferómetros que aquí mostramos son comparables con lo hasta ahora reportado.

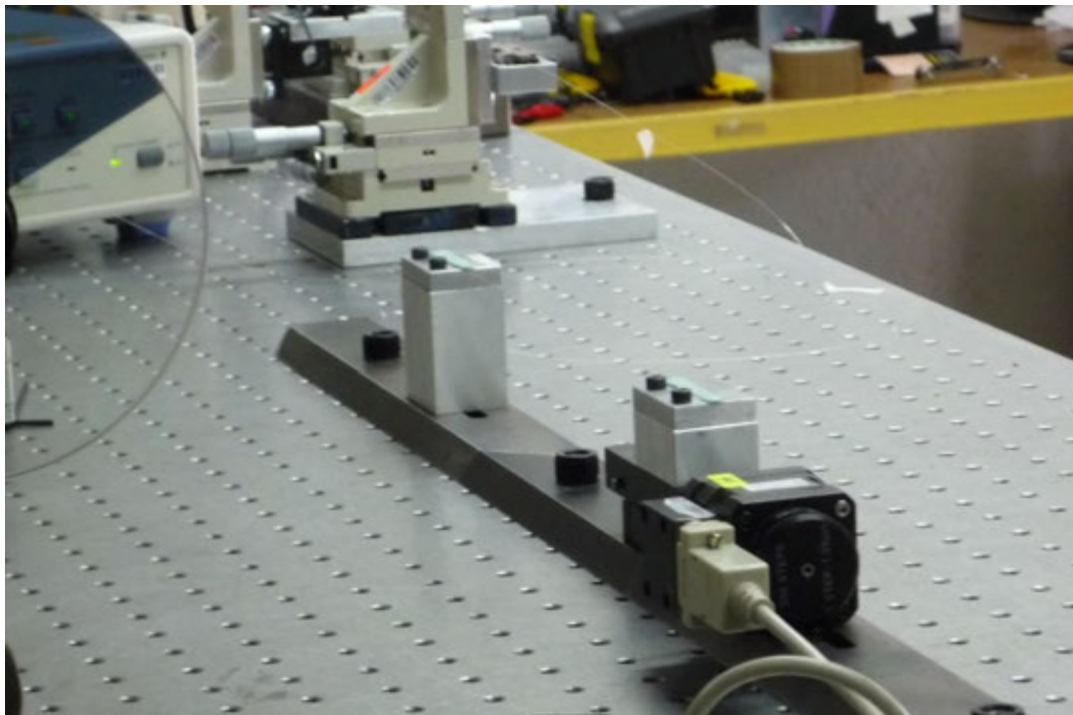
4.4 Respuesta del IM-Z en Tensión

Cuando se somete a tensión una rejilla de periodo largo (la fibra generalmente se somete a tensión) en dirección del eje de la fibra, los efectos que se generan en el espectro de transmisión son similares a los que esta exhibe cuando hay variaciones en temperatura. Según lo observado por Vengsarkar y otros [11]. Esencialmente, el cambio en longitud de onda resonante del espectro de la transmisión de la RPL es dependiente del orden de los modos del revestimiento que participan en el acoplamiento, así como al período de rejilla. Estos desplazamientos de la longitud de onda de resonancia varían grandemente dependiendo del tipo de fibra que se usa.

Para observar la respuesta espectral del IM-Z en tensión se implementó una estación de tensión axial controlada mediante una montura fija y una montura de micro- traslación motorizada controlada por una PC. Para fijar el IM-Z en la estación, se diseñaron un par de placas de aluminio a las cuales se pegaron los extremos del interferómetro. Una vez pegada la fibra en las placas estas se pueden montar en la estación de tensión axial para su caracterización, ver figura 4.14. Para monitorear el comportamiento del espectro de transmisión de los IM-Z a tensión axial, se utilizó una fuente de luz blanca de amplio rango como señal de entrada y un analizador de espectros con una resolución de 0.5 nm a la salida.



(a)



(b)

Figura 4.14 (a) Esquema experimental empleado en la caracterización en tensión del IM-Z, (b) fotografía del arreglo.

Se realizó una prueba previa para determinar la tensión máxima de ruptura en los IM-Z. La prueba dio como resultado una tensión de ruptura de aproximadamente 3000 $\mu\epsilon$ con un rango de incertidumbre de 300 $\mu\epsilon$. La caracterización en tensión se realizó en IM-Z de longitud de la cavidad de 8 cm, los parámetros de fabricación de estos interferómetros fueron: potencia de arco 14 Watts, $\Lambda = 470 \mu\text{m}$ y longitud de las rejillas de 11 mm. Se observaron desplazamientos del espectro de transmisión del interferómetro hacia longitudes de onda menores, ver figura 4.15 (a). El mayor desplazamiento medido fue de 3.4 nm a una longitud de onda de 1522 nm. Se observa también que el espectro de transmisión del IM-Z experimenta además de un desplazamiento un cambio en profundidad de modulación. La figura 4.15 (b) muestra el comportamiento de la longitud resonante de la banda central de este interferómetro sometido a una tensión en rango de 260- 3800 $\mu\epsilon$.

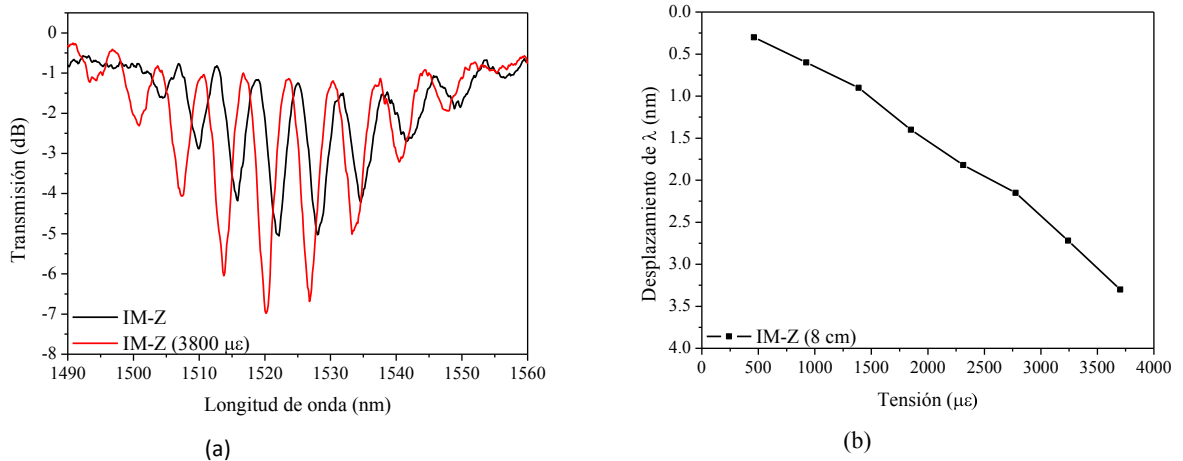


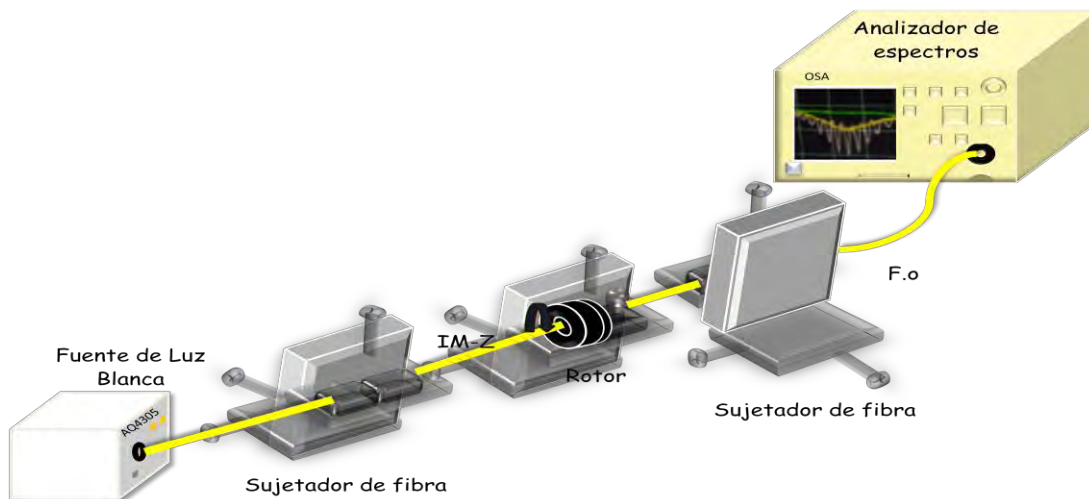
Figura 4.15 Espectro de transmisión del IM-Z en tensión (a), comportamiento de la banda central a una tensión de 260-3800 $\mu\epsilon$ (b)

El efecto que se genera en el espectro de transmisión del IM-Z en tensión es similar al que exhibe cuando hay variaciones en temperatura sin embargo el desplazamiento del espectro de transmisión es hacia longitudes de onda corta [12]. De acuerdo a las pruebas realizadas, encontramos que la banda de transmisión sufre un desplazamiento hacia longitudes de onda menores con una sensibilidad de 0.98 pm/ $\mu\epsilon$. Este desplazamiento del espectro de transmisión se produce debido a la diferencia de fase y al cambio en los índices efectivos entre el modo del núcleo y los modos de orden mayor que participan en el acoplamiento [11].

4. 5 Respuesta del IM-Z a Torsión

En la actualidad han surgido nuevas aplicaciones de sensado a base de RPL en serie, una de estas aplicaciones consiste en medir la torsión que se aplica a la fibra entre el par de rejillas [12]. El resultado del efecto del ángulo de giro sobre el espectro de transmisión del IM-Z se presenta como un cambio en profundidad de las bandas de atenuación, así como un desplazamiento de la longitud de onda de resonancia. La razón de cambio en el contraste de las franjas con el ángulo de giro depende de la longitud de la cavidad del IM-Z (Las franjas varían en amplitud de acuerdo a la torsión que se le aplica al interferómetro). El cambio en el espectro de transmisión debido a la torsión puede estar relacionado con el estado de polarización a la entrada de la fibra

Para caracterizar la respuesta espectral del interferómetro a la torsión, se sujeto el IM-Z entre dos monturas. Una de ellas permaneció fija mientras que en la otra se colocó un rotor de manera que el ángulo de giro se controlaba con precisión. La distancia entre el rotor y el sujetador de fibra fue de 38 cm. La figura 4.16 muestra el diagrama del arreglo que se usó en esta caracterización.



(a)



(b)

Figura 4.16 (a) Esquema del arreglo experimental que se uso en la caracterización en torsión del IM-Z, (b) fotografía del arreglo.

El mecanismo responsable de los cambios espectrales observados corresponde a la torsión aplicada en la fibra y está relacionada con la polarización de la fuente, cualquier torsión en la fibra altera el acoplamiento entre los modos del núcleo y el revestimiento, esto sucede porque el estado de polarización cambia debido al giro entre las rejillas (IM-Z) [12].

Se hicieron pruebas de torsión en el IM-Z de longitud de la cavidad de 10 cm. La torsión se efectuó tanto en sentido dextrógiro como levógiro, se observó una mayor sensibilidad del Interferómetro a la torsión en sentido dextrógiro, esto se debe principalmente a que el IM-Z se grabó mediante la técnica de arco eléctrico y por lo tanto la deformación ocurre solo en una cara de la fibra y en este caso coincidió con la dirección en que se aplicó la torsión. La figura 4.17 (a) muestra el espectro de transmisión del IM-Z cuando se somete a torsión en 0° , 360° y 1080° en sentido dextrógiro. En la segunda banda de atenuación (1330 nm), el desplazamiento que se midió fue de 1.8 nm hacia longitudes de onda mayores para cada una de las franjas del interferómetro, mientras que en 1080° el desplazamiento que se registró fue de 0.9 nm. Este desplazamiento fue hacia longitudes de onda menores.

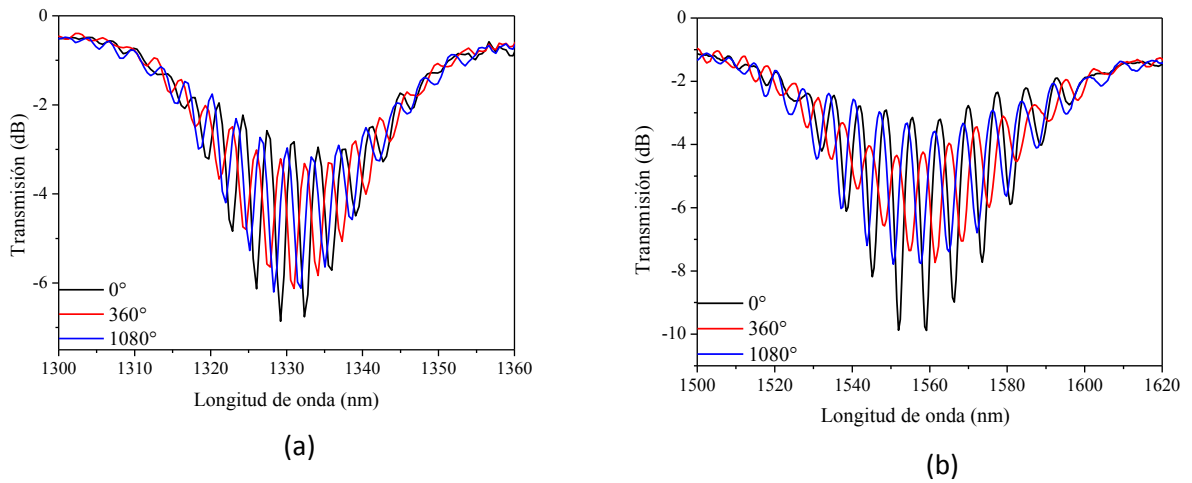


Figura 4.17 Respuesta del IM-Z a la torsión (en sentido dextrógiro, $L= 10$)

La respuesta en transmisión de la longitud de onda central a 1560 nm del IM-Z se muestra en la figura 4.18. Se puede ver de esta grafica que el IM-Z experimenta cambios en la profundidad de las franjas de acuerdo al grado de torsión que se aplica al interferómetro.

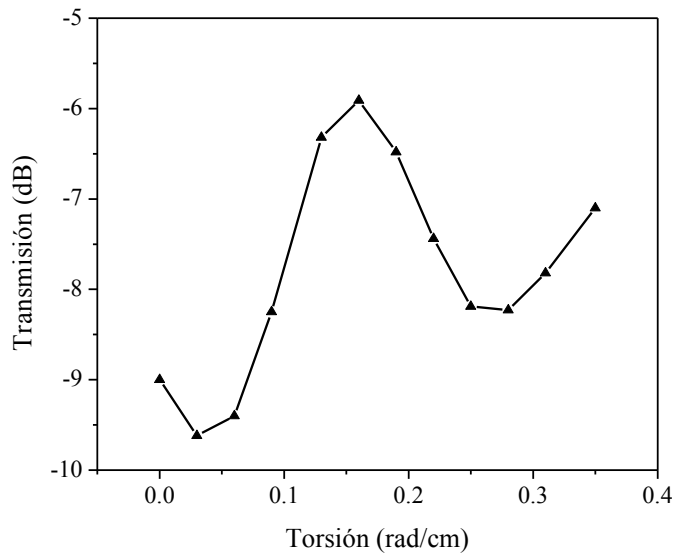


Figura 4.18 Respuesta del IM-Z a la torsión (en sentido dextrógiro, $L= 10$)

En la tercera banda de atenuación se experimento también un desplazamiento de cada franja del IM-Z, este desplazamiento fue de 2.7 nm hacia longitudes de onda mayores para

una torsión de 360° , mientras que cuando se aplico un giro de 1080° el desplazamiento que se registro fue de 1.35 nm hacia longitudes de onda corta, ver figura 4.17 (b). La relación de desplazamiento de las franjas en las bandas de atenuación del IM-Z se produce en un factor de dos y el mayor desplazamiento se dio en la primera banda de atenuación. El espectro de transmisión del IM-Z de la figura 4.19 (a) se midió variando el ángulo de torsión en sentido levógiro. El interferómetro experimento menor sensibilidad debido a que al grabar las rejillas mediante arco eléctrico, las descargas se hacen solo en cara de la fibra, la cual no coincidió con el sentido de torsión. El desplazamiento que experimentaron las franjas de interferencia en la segunda banda de atenuación a un ángulo de 360° fue de 0.14 nm también hacia longitudes de onda menores. Cuando se aplico un ángulo de torsión de 1080° se observo un desplazamiento de 1.8 nm hacia longitudes de onda mayores en cada franja de interferencia del IM-Z.

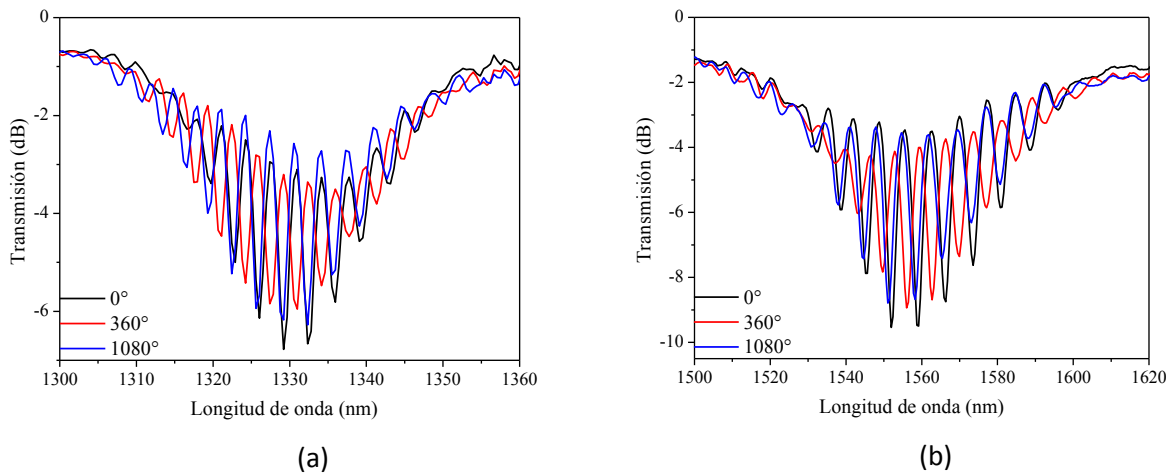


Figura 4.19 Respuesta del IM-Z a la torsión (en sentido levógiro, $L= 10$ cm)

La respuesta en de la longitud de onda central en la tercera banda de atenuación (1560 nm) del IM-Z se muestra en la figura 4.18.

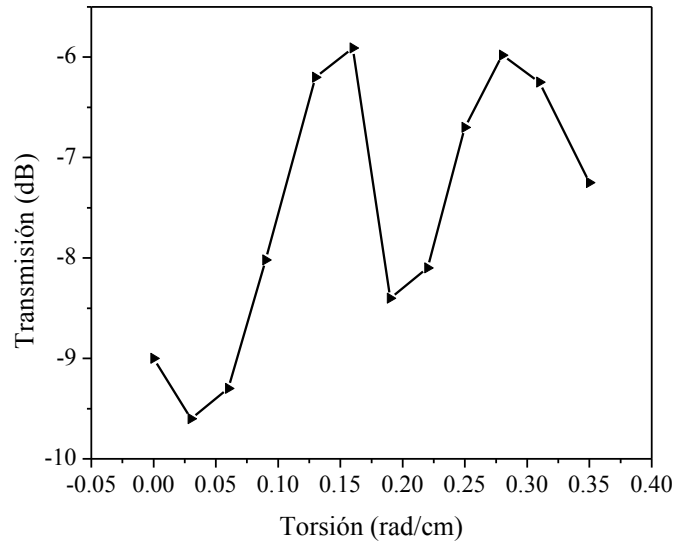


Figura 4.18 Respuesta del IM-Z a la torsión (en sentido dextrógiro, $L=10$)

El espectro de transmisión del IM-Z en la tercera banda de atenuación se muestra en la figura 4.17 (b), se puede ver que el desplazamiento de las franjas en el IM-Z a un ángulo de torsión de 360° tienen un desplazamiento de 4.5 nm hacia longitudes de onda mayores y para un ángulo de 1080° el IM-Z experimenta un desplazamiento de 0.45 nm hacia longitudes de onda corta. El efecto elasto-óptico es responsable de la actividad óptica, la cual es proporcional a la razón de torsión $\alpha=g\tau$, donde g es el coeficiente foto-elástico y es ~ 0.16 para el sílice [12]. El estado de polarización cambia por la torsión que se aplica a la fibra, por lo que el estado de polarización también cambia debido al efecto elasto-óptico.

4.6 Respuesta del IMZ a luz con polarización lineal

En particular, los modos LP tienen únicamente componentes transversales (tienen componentes en x o y), lo que permite que los modos LP viajen a través de la fibra con componentes transversales del campo \mathbf{E} o \mathbf{H} formando siempre un vector transversal durante su propagación. La dirección del vector de campo es llamada polarización del campo. Específicamente, para los modos LP, la polarización es lineal durante su propagación en una fibra óptica con núcleo circular.

Los resultados que se han presentado hasta ahora, han sido con una fuente de luz no polarizada como señal de entrada. Sin embargo, con la finalidad de estudiar el efecto que causa la polarización lineal como señal de entrada en el interferómetro se utilizó un diodo laser súper luminiscente (polarímetro sintetizador) con un rango espectral de 1530 nm a 1580 nm como señal de entrada, se usó un programa con el cual se define el vector de polarización a la entrada de la fibra. El espectro de transmisión se tomó a la salida de la fibra mediante un analizador de espectros a una resolución de 0.1 nm.

El cambio en el espectro de transmisión al cambiar la polarización de entrada de horizontal (PH) a vertical (PV) se muestra en la figura 4.19. Se observa en esta figura que hay un desplazamiento muy pequeño en el espectro de transmisión del IM-Z.

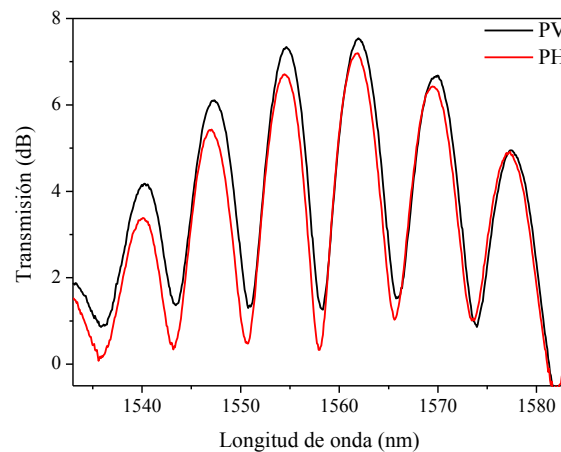


Figura 4.24 Espectro de transmisión del IM-Z con respecto a la polarización de entrada (L= 10 cm)

4. 7 Análisis y discusiones de resultados

Los resultados presentados en este capítulo muestran que la técnica de arco eléctrico es un método atractivo para la fabricación de IM-Z a base de rejillas de periodo largo. Esto se debe a que es posible grabar RPL en fibra convencional con bandas de atenuación sintonizables entre 1300 a 1700 nm, las cuales pueden alcanzar profundidades de modulación mayores a 12 dB y pérdidas de inserción menores a 0.5 dB. En particular en este trabajo se desarrollaron interferómetros Mach-Zehnder para operar en la región de

1500 a 1600 nm. Para ello, se realizó la simulación de diferentes rejillas de periodo largo utilizando el software OptiGrating de Optiwave con el objeto de determinar sus características de fabricación tales como periodo de grabado y la ubicación de las bandas de atenuación. Asimismo se realizó la simulación de dos RPL en serie (IM-Z).

Se obtuvieron IM-Z en la región de 1500-1600 nm con bandas de atenuación sintonizables de 2-10 nm, profundidades de 6-16 dB y pérdidas de inserción menores a 3 dB. Al comparar los resultados experimentales con los obtenidos en la simulación para un IM-Z a 1550 nm con una cavidad de 5 cm, se observó que hay una buena correspondencia entre sus espectros de transmisión, en cuanto al número de franjas, ancho de las bandas y a la profundidad del interferómetro tal como se puede apreciar en las figuras 2.10 y 4.7 (c). Respecto a la ubicación de las bandas de atenuación se aprecia una diferencia. Esta diferencia se debe principalmente a que el acoplamiento de modos que se produce en una rejilla fabricada mediante arco eléctrico incluye tanto modos simétricos como asimétricos según lo reportado por Rego y colaboradores [14], mientras que en la simulación realizada solo se consideren modos simétricos.

Los resultados obtenidos en la caracterización de los espectros de transmisión de los IM-Z en temperatura, tensión, y luz polarizada son muy similares a los hasta ahora reportados en la literatura [10, 13]. La sensibilidad medida de 0.07 nm/°C y 0.98 pm/με a temperatura y tensión respectivamente son un orden mayor a los reportados en RPL. Por otro lado, los resultados de la caracterización de los IM-Z en torsión tanto en desplazamiento de las bandas y modulación de profundidad de las bandas difieren con otros trabajos reportados [12]. Aun no tenemos identificado el origen de esta diferencia pero se planea estudiar más a detalle la respuesta del IM-Z a torsión en trabajos posteriores. Los resultados aquí presentados a este respecto son todavía preliminares.

Referencias

- [1] Dianov, E.M., Vasiliev, S.A., Kurkov, A.S., Medvedkov, O.I. & Protopopov, V.N. “In-fiber Mach-Zehnder interferometer based on a pair of long-period gratings”. Technical Digest of ECOC. 1.65 (1996).
- [2] Zhaobing Tian, and Scott S.-H. Yam, “In line Abrupt Taper Optical Fiber Mach-Zehnder Interferometric Strain Sensor”, IEEE Photon. Technol Lett. **21(3)**161(2009).
- [3] Tao Wei, Xinwei Lan, and Hai Xiao, “Fiber Inline Core–Cladding-Mode Mach–Zehnder Interferometer Fabricated by Two-Point CO₂ Laser Irradiations”. Photon. Technol. Lett. **21(10)**669(2009).
- [4] Ruth I. Mata Chavez, Alejandro Martinez-Rios, Ismael Torres-Gomez, Romeo Selvas-Aguilar and Julian M. Estudillo-Ayala., “Mach–Zehnder All-Fiber Interferometer Using Two In-Series Fattened Fiber Gratings”, Opt. Rev. **15(5)**230(2008).
- [5] Byeong Ha Lee and Junji Nishii, “Dependence of fringe spacing on the grating separation in a long-period fiber grating pair”, App. Opt. **38(16)**3450(1999).
- [6] Rego, G. Okhotnikov, O., Dianov, E., and Sulimov, V., “High-Temperature Stability of Long-Period Fiber Gratings Produced Using an Electric Arc”, J. of Lightwave Technol. **19(10)**1547(2001).
- [7] Urbina, F. Alejandra, “Fabricación de rejillas de periodo largo por la técnica de arco eléctrico”, Tesis CIO (2006).
- [8] Rego, G, R. Falate, I. Oleg and J. L. Santos “Simultaneous temperature and strain measurements performed by a step-Changed arc-induced long period fiber grating”, Appl. Opt. **46(9)**1392(2007).
- [9] Georges Humbert, Abdelrafik Malki, “Temperature characterization of long period fiber gratings fabricated with electric arc discharge”, Proceedings of SPIE **4579**176(2001)
- [10] V. Bhatia and A. Vengsarkar, “Optical fiber long-period grating sensors,” Opt. Lett. **21**692(1996).
- [11] M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, and P. J. Lemaire, “Long-period fiber-grating based gain equalizers”, Opt. Lett. **21**336(1996).
- [12] Ahn, T.-J., Kim, B.-H., Lee, B.H., Chung, Y., Paek, U.-C. & Han, W. T., ”Torsion sensing characteristics of optical fibre with a long-period grating pair”. Proceedings of SPIE **4579**32(2001).

[13] Tao Wei, Xinwei Lan, and Hai Xiao, “Fiber inline Core–Cladding-Mode Mach–Zehnder Interferometer Fabricated by Two-Point CO₂ Laser Irradiations”, IEEE Photon. Technol. Lett. **21(10)**669(2009).

[14] Gaspar Rego, Oleg V. Ivanov, and P.V.S. Marques, “Demonstration of coupling to symmetric and antisymmetric cladding modes in arc-induced long-period fiber gratings”, Opt. Express, **14(21)**9594(2006).

Capítulo 5

Conclusiones y trabajo a futuro

Se fabricaron interferómetros Mach-Zehnder en fibra óptica convencional (SMF-28-e) utilizando rejillas de periodo largo grabadas mediante la técnica de arco eléctrico. En principio se determinaron los parámetros óptimos del proceso de descarga para el grabado de las rejillas de periodo largo, alcanzando bandas de atenuación de 12 dB con pérdidas de inserción menores a 0.5 dB. Asimismo, mediante la simulación del interferómetro logramos predecir el comportamiento del IM-Z a ciertos parámetros tales como el cambio en la distancia de separación entre rejillas, la longitud de la rejilla y la ubicación de las bandas de transmisión entre otros. Con base en estas estimaciones, fabricamos interferómetros con cavidades de 2, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 15 cm para operar en la región de comunicaciones de 1500 a 1600nm. Estos Interferómetros muestran bandas de transmisión alrededor de 100 nm con modulaciones en longitud de onda de 1.2 a 10 nm, razón de extinción de 6 a 16 dB y pérdidas de inserción de 2 a 3 dB en el proceso de fabricación de las rejillas y por ende el interferómetro se obtuvo una buena repetibilidad.

En cuanto a la caracterización que se realizó de los interferómetros se concluye que este dispositivo presenta excelentes características para emplearse como transductor en sensores de temperatura y tensión ya que los IM-Z presentan sensibilidades superiores a las que presenta una sola rejilla de periodo largo. La caracterización en temperatura se realizó en un rango de 10 a 100 °C en varios interferómetros, encontrándose que cada interferómetro muestra un desplazamiento del espectro de transmisión hacia longitudes de onda mayor conforme la temperatura se incrementa y que la sensibilidad no depende del número de franjas. Las bandas de transmisión presentan una sensibilidad de 0.074 nm/ °C. En la prueba de tensión, encontramos que las bandas de transmisión sufren un desplazamiento hacia longitudes de onda menores con una sensibilidad de 0.98 pm/ $\mu\epsilon$, esta prueba se realizó sometiendo al interferómetro a una tensión máxima de 3800 $\mu\epsilon$. También encontramos que la respuesta de las bandas de atenuación de los interferómetros a luz polarizada es muy similar a lo que se observa en una rejilla de periodo largo grabada en

forma asimétrica. Respecto a la caracterización en torsión los resultados mostrados, son resultados preliminares, los cuales se buscará mejorar en trabajos posteriores.

Trabajo a futuro

- 1) Fabricar interferómetros Mach-Zehnder en otros tipos de fibra tales como fibras de cristal fotónico.

- 2) Realizar el análisis teórico y la simulación numérica de los modos simétricos y asimétricos acoplados que ocurren en una rejilla de periodo largo inducida mediante arco eléctrico

- 3) Mejorar el arreglo para realizar la caracterización en torsión y hacer un análisis detallado en esta caracterización

- 5) Por último empaquetar IM-Z para usarse como transductor de temperatura en aplicaciones industriales.

Abreviaturas

dB	Decibeles
DWDM	Multiplexado en longitud de onda densa
EDE	Empalme con desalineación de ejes
EDFA	Amplificadores dopados con erbio
FCF	Fibra de cristal fotónico
IM-Z	Interferómetro Mach-Zehnder
MMI	Estructura de interferencia modal
OSA	Analizador de espectros
PV	Polarización vertical
PH	Polarización horizontal
RPL	Rejilla de periodo largo
UV	Luz ultravioleta

Trabajos presentados en congresos

- [1] K. M. Salas-Alcántara, I Torres-Gómez, D. Monzón Hernández, A. Martínez Ríos, “Interferómetros Mach-Zehnder basados en fibra óptica utilizando rejillas de periodo largo”, VI encuentro participación de la Mujer en la Ciencia, León Gto. 2009.
- [2] K. M. Salas-Alcántara, I Torres-Gómez, D. Monzón Hernández, A. Martínez Ríos, “Interferómetros Mach-Zehnder en fibra óptica utilizando rejillas de periodo largo y su caracterización en temperatura y tensión”, VII Simposio la Óptica en la Industria. Guadalajara Jalisco. 2009.
- [3] K. M. Salas-Alcántara, I Torres-Gómez, D. Monzón Hernández, A. Martínez Ríos, “Caracterización en temperatura y tensión de Interferómetros Mach-Zehnder en fibra óptica utilizando rejillas de periodo largo”. LII Congreso Nacional de Física, Acapulco Guerrero. 2009.