



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

# **REJILLAS DE PERIODO LARGO EN FIBRA ÓPTICA: FABRICACIÓN Y CARACTERIZACIÓN**

**TESIS**

que como requisito parcial para obtener el grado de

**DOCTOR EN CIENCIAS (ÓPTICA)**

**Presenta:**

**LUIS ARMANDO GARCÍA DE LA ROSA**

**Asesor:** Dr. Ismael Torres Gómez

León, Guanajuato, México

**Sinodales:**

**Dr. Ismael Torres Gómez (CIO)**

**Dr. Julián Moisés Estudillo Ayala (Universidad de Guanajuato)**

**Dr. Alejandro Martínez Ríos (CIO)**

**Revisor:**

**Dr. David Monzón Hernández (CIO)**

## Resumen

En este trabajo de tesis, se presenta un estudio experimental sobre la fabricación y caracterización de rejillas de periodo largo (RPL) en fibra óptica estándar. La inscripción de las rejillas se realizó utilizando la técnica de arco eléctrico e inducidas mediante presión mecánica. Respecto a la técnica de arco eléctrico, se presenta el proceso de inscripción punto por punto y la optimización de los parámetros de inscripción (Potencia, tiempo de exposición y tensión). La optimización de estos parámetros se llevo a cabo con el objeto de obtener RPL con una alta repetibilidad en cuanto a su espectro de transmisión y un mínimo de pérdidas de inserción. Para la optimización de los parámetros del proceso de grabado utilizamos el método de Taguchi. El cual, a través de un número reducido de pruebas nos permitió determinar la relevancia de cada uno de los parámetros de trabajo.

De esta manera, inscribimos RPL con bandas de rechazo centradas en la cuarta ventana de comunicaciones. Estas RPL muestran bandas de rechazo superiores a 12 dB, pérdidas de inserción menores a 0.2 dB, y una desviación en la longitud de onda resonante de  $\pm 1.5$  nm. Asimismo, estas rejillas se caracterizaron a una temperatura de operación de 0 a 100 °C, en las cuales encontramos una sensibilidad de 136 pm/°C. También, se estudio la respuesta a tensión axial en el rango de 0 a 500 g, y la sensibilidad fue de -21 pm/g. Igualmente se investigó la torsión de 0 hasta 1.5 rad/cm (que es el límite que permitió la fibra), la sensibilidad en este caso fue de 6 nm/[rad/cm]. Por último se caracterizó las pérdidas dependientes por el modo de polarización

Por otro lado, se presenta la implementación de rejillas de periodo largo inducidas por carga mecánica. Se fabricaron rejillas centradas en la cuarta ventana de comunicaciones con bandas de rechazo mayores a 12 dB y pérdidas de inserción menores a 0.2 dB. Igualmente, estas rejillas se caracterizaron a los mismos parámetros que las rejillas por arco eléctrico. Para la tensión axial se trabajó de 0 a 1000 g y se encontró una sensibilidad de 11.8 pm/g. En lo referente a la torsión se alcanzó un rango de 0 a 5 rad/cm y la sensibilidad fue de 12 nm/[rad/cm]. Para su respuesta a luz polarizada se realizó la misma prueba y se encontró una mayor dependencia de las pérdidas por el modo de polarización.

Esto como consecuencia de la birrefringencia inducida por la carga aplicada a la fibra. En lo referente a la prueba de temperatura, esta se vario en un rango de 0 a 100 °C y la sensibilidad encontrada fue de 180 nm/°C. De las caracterizaciones realizadas, se destaca la fuerte dependencia del espectro de transmisión a la temperatura ambiente pues se registra una fuerte pérdida de contraste de las bandas de -0.233 dB/°C.

## Abstract

In this work, we present an experimental study, about fabrication and characterization of long period gratings inscribed in standard fiber (LPFG), through electric arc technique and induced by mechanical pressure. With respect to the electric arc technique, we present the point to point fabrication technique and the optimization of the inscription parameters (arc-power, exposure time and axial strain). The optimization of these parameters was making in order to obtain LPFG with high repeatability in the transmission spectrum and minimal background loss. To the optimization we used the Taguchi's method, because in few experiments, we can determinate the relevance of each individual parameter.

In this way, we inscribe LPFG with rejection bands localized in the fourth window of telecommunications. With rejection bands greater than 12 dB, background loss less than 0.2 dB and  $\pm 1.5$  nm of deviation in the resonant wavelength. These gratings were characterized to temperature, where the work range was of 0 to 100 °C and the sensitivity found was of 136 pm/°C. Also to axial tension in the range of 0 to 500 g with a sensitivity of -21 pm/g. likewise, the response to torsion was investigated from 0 to 1.5 rad/cm (the limit allowed by the grating before breaking), the sensitivity in this case was of 6 nm/[rad/cm]. At last, we characterize the polarization dependant loss.

In other way, we present the implementation of mechanically induced long period fiber gratings. We fabricate gratings, centered in the fourth window of telecommunications, with rejection bands greater than 12 dB and background loss less than 0.2 dB. These gratings were characterized to the same parameters that the electric arc gratings. To the axial tension, we work from 0 to 1000 g and we found a sensitivity of 12 pm/g. In respect to torsion, we used a range of 0 to 5 rad/cm and the sensitivity was of 12 nm/[rad/cm]. To polarized light, we perform the same measures (that in electric arc gratings) and we found larger dependence to the polarization state like consequence of the birefringence induced by the inscription method. In the referent to temperature was changed in the range of 0 to 100 °C and the senditivity found was of 180 pm/°C From the characterizations made, is relevant

the strong dependence of the transmission spectrum to the temperature, because a decrease of  $-0.233 \text{ dB}/^{\circ}\text{C}$  in the contrast of the attenuations bands is observed.

*Para mi familia  
El soporte de toda mi vida*





## Agradecimientos

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

- ❖ Primeramente quisiera agradecer a mi asesor de tesis, el Dr. Ismael Torres Gómez, por el tiempo que me brindo, también por sus conocimientos que me compartió y sobre todo por la guía que me brindo durante el trayecto de mi trabajo.
- ❖ Al Dr. Alejandro Martínez Ríos y al Dr. David Monzón Hernández por compartir su experiencia en forma incondicional. Asimismo, por sus valiosos comentarios sobre este trabajo, así como, sus exhaustivas revisiones sobre los artículos publicados.
- ❖ Al Dr. Julián M. Estudillo Ayala, por los comentarios vertidos sobre mi tesis y por su participación en el comité sinodal.
- ❖ Al Dr. Yury Barmenkov, por facilitarnos el uso de los equipos de laboratorio, a su cargo.
- ❖ Al Dr. Juan Reyes Martínez, por permitirnos el uso del SEM.
- ❖ A la Ing. Myriam C. Jiménez Mares, por su apoyo en el laboratorio y su amistad.
- ❖ A mis amigos (Panchito, Karla, Dies, Laura, Blanca, Manuel, Victor, Orlando, Issac, Guillermo, Daniel). En especial a mis compañeros de generación (Carlos, Silvino y Nohemi), porque sin su amistad esta etapa de mi vida hubiera sido muy aburrida.
- ❖ A mi familia por el gran soporte que han significado toda mi vida.
- ❖ A Yadira por su cariño, comprensión y apoyo que me ha brindado. Te amo.
- ❖ Al Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., por haberme brindado la oportunidad de estudiar en su programa de doctorado. Asimismo, al personal del centro, quienes en forma directa o indirecta, me apoyaron o se involucraron con mi trabajo.
- ❖ Al CONACyT por otorgarme la beca No. 169722, la cual me permitió la realización de esta investigación y mi titulación doctoral.



# Rejillas de periodo largo en fibra óptica: fabricación y caracterización

Resumen/Abstract

Dedicatoria

Agradecimientos

<b>Tabla de Contenidos.....</b>	<b>i</b>
<b>Lista de Acrónimos.....</b>	<b>v</b>
<b>Lista de Figuras.....</b>	<b>ix</b>
<b>Lista de Tablas.....</b>	<b>xiii</b>
<b>Introducción.....</b>	<b>xv</b>
<b>1 Estado del arte en rejillas de periodo largo</b>	<b>1</b>
<b>1.1 Antecedentes.....</b>	<b>3</b>
1.1.1 Rejillas en fibra óptica.....	3
1.1.2 Perspectiva histórica.....	5
<b>1.2 Métodos más comunes de fabricación de RPL.....</b>	<b>9</b>
1.2.1 Fabricación por radiación UV.....	9
1.2.2 Inscripción por CO <sub>2</sub> .....	10
1.2.3 Técnica de grabado por arco eléctrico.....	11
1.2.4 Grabado por medios mecánicos.....	12
<b>1.3 Postprocesamiento de rejillas de periodo largo.....</b>	<b>13</b>
1.3.1 Sintonización de las bandas de rechazo.....	14
1.3.2 Mejora en la sensibilidad al índice de refracción del entorno.....	16
<b>1.4 Aplicaciones de las Rejillas de periodo largo.....</b>	<b>17</b>
1.4.1 Aplicaciones en comunicaciones y láseres.....	17
1.4.2 Aplicaciones en sensado.....	19
<b>1.5 Estado del arte en rejillas de periodo largo.....</b>	<b>20</b>
1.5.1 Técnicas alternativas para el grabado de RPL.....	20
1.5.2 Nuevas áreas de aplicación.....	22
<b>Bibliografía.....</b>	
<b>2 Modos y su interacción en rejillas de periodo largo</b>	<b>33</b>
<b>2.1 Modos en el núcleo de la fibra óptica.....</b>	<b>35</b>
2.1.1 Solución de la ecuación de eigenvalores.....	37
2.1.2 Patrones de intensidad.....	38
2.1.3 Curvas de dispersión.....	40
<b>2.2 Modos en el revestimiento de la fibra óptica.....</b>	<b>41</b>
2.2.1 Solución de la ecuación de eigenvalores.....	41
2.2.2 Patrones de intensidad para los modos de bajo orden en el revestimiento.....	44
2.2.3 Curvas de dispersión.....	45

<b>2.3 Interacción entre modos en una fibra óptica.....</b>	<b>47</b>
2.3.1. Métodos para generar interacción de modos.....	47
2.3.2 Condición de ajuste de fase.....	48
2.3.3. Interacción entre modos en contrapropagación.....	48
2.3.4. Interacción entre modos en copropagación.....	49
<b>2.4 Acoplamiento modal en rejillas de periodo largo.....</b>	<b>51</b>
<b>Bibliografía.....</b>	<b>54</b>
<b>3 Rejillas de periodo largo y sus propiedades</b>	<b>57</b>
<b>3.1 Conceptos fundamentales en rejillas de periodo largo.....</b>	<b>59</b>
3.1.1 Estructura de las rejillas de periodo largo.....	59
3.1.2 Perfil de la modulación del índice de refracción.....	60
<b>3.2 Mecanismos que originan modulación del índice de refracción.....</b>	<b>61</b>
3.2.1 Modulación por fotosensibilidad.....	61
3.2.2 Modulación por el efecto foto-elástico.....	62
3.2.3 Modulación por medios térmicos.....	65
3.2.4 Modulación geométrica.....	67
<b>3.3 Propiedades espectrales de las rejillas de periodo largo.....</b>	<b>68</b>
3.3.1 Reflexión en una RPL.....	68
3.3.2 Ancho espectral de las bandas.....	69
3.3.3 Bandas de atenuación en una RPL.....	
<b>3.4 Sensibilidad de las rejillas de periodo largo.....</b>	<b>72</b>
3.4.1 Sensibilidad a cambios de temperatura.....	72
3.4.2 Sensibilidad a tensión axial aplicada a la fibra.....	76
3.4.3 Sensitividad a torsión.....	77
3.4.4 Respuesta a luz polarizada.....	80
<b>Bibliografía.....</b>	<b>82</b>
<b>4 Rejillas de periodo largo inscritas por arco eléctrico</b>	<b>87</b>
<b>4.1 Modulación por arco eléctrico.....</b>	<b>89</b>
4.1.1 Modulación pura del índice de refracción.....	90
4.1.2 Modulación por microestrechamientos.....	91
4.1.3 Modulación por microdoblamientos.....	93
<b>4.2 Fabricación de rejillas de periodo largo por la técnica de arco eléctrico.....</b>	<b>95</b>
4.2.1 Arreglo experimental.....	95
4.2.2 Parámetros de la técnica.....	96
4.2.3 Alineación del arreglo.....	97
<b>4.3 Optimización de las pérdidas de inserción.....</b>	<b>100</b>
4.3.1 Definición de pérdidas por inserción.....	100
4.3.2 Proceso de optimización.....	102
4.3.4 Resultados experimentales del proceso de optimización.....	103
<b>4.4 Caracterización de las RPLAE.....</b>	<b>106</b>
4.4.1 Respuesta a temperatura.....	106
4.4.2 Comportamiento de la RPLAE a tensión axial.....	108
4.4.3 Evolución espectral de la RPLAE a torsión.....	110
4.4.5 Operación con luz polarizada.....	113

<b>4.5 Resultados de las RPLAE.....</b>	115
<b>Bibliografía.....</b>	116
<b>5 Rejillas de periodo largo inducidas en forma mecánica</b>	119
<b>5.1 Inducción de RPL por microdoblamiento y esfuerzo periódico.....</b>	121
5.1.1 Esfuerzos mecánicos.....	121
5.1.2 Microdoblamientos periódicos.....	122
<b>5.2 RPL inducidas utilizando placas acanaladas.....</b>	125
5.2.1 Descripción de la técnica.....	125
5.2.2 Microdoblamientos y esfuerzos inducidos con placas acanaladas.....	125
<b>5.3 Optimización del arreglo.....</b>	126
<b>5.4 Caracterización de la RPLM implementada.....</b>	129
5.4.1 Respuesta a cambios en la temperatura ambiente.....	129
5.4.2 Comportamiento a tensión axial.....	137
5.4.3 Evolución espectral a la torsión.....	140
5.4.4 Operación con luz polarizada.....	143
<b>5.5 Resultados de las RPLM.....</b>	144
<b>Bibliografía.....</b>	146
<b>Conclusiones y trabajo a futuro.....</b>	149
<b>Apéndice A “Cálculo de modos en el núcleo” .....</b>	A1
<b>Apéndice B “Relación de Erdogan para modos en el revestimiento” .....</b>	B1
<b>Apéndice C “Optimización por el método de Taguchi” .....</b>	C1
<b>Apéndice D “Código en Matlab” .....</b>	D1
<b>Apéndice E “Trabajos publicados durante esta investigación” .....</b>	E1



## Acrónimos

**ac** *alternating current*, corriente alterna. Señal eléctrica que oscila con el tiempo. En el contexto de rejillas de fibra se refiere a la componente de la modulación del índice de refracción que varía con la distancia.

**AEO** *Analizador de Espectros Ópticos*, equipo que permite monitorizar y registrar los espectros de transmisión de la fibra óptica tanto en potencia como en atenuación y típicamente operan en un rango de 400 a 1800 nm.

**CA** *Carga Axial*, peso que se cuelga sobre la fibra para garantizar una tensión axial constante sobre la misma.

**CAV** *Carga Axial Variable*, peso variable que se cuelga sobre la fibra para garantizar una tensión axial sobre la misma.

**CEC** *Calentador electrónicamente controlado*, placa Peltier con control electrónico que permite calentar o enfriar la placa.

**CO<sub>2</sub>** Fórmula química, que identifica al dióxido de carbono. En el contexto de este trabajo se refiere a un medio activo que puede ser usado para una cavidad láser.

**CP** *Controlador de Polarización*, Polarizador de fibra que permite modificar el estado de polarización de la señal de entrada de la RPLM.

**dc** *direct current*, corriente directa, señal eléctrica que se mantiene constante con el tiempo. En el contexto de rejillas de fibra se refiere al promedio de la variación, el cual es constante con la distancia.

**EH** Modo híbrido de fibra, en el cual, existe la componente longitudinal (en la dirección de  $z$ ) del campo eléctrico.

**FCF** *Fibra de Cristal Fotónico*, Tipo de fibra óptica especial cuya característica principal es que en el revestimiento presenta huecos de aire

**FLB** *Fuente de Luz Blanca*, fuente de bombeo de gran ancho espectral, típicamente de 400 a 1800 nm, la cual provee la señal de entrada para la fibra óptica.

**FO** *Fibra Óptica*, guía de onda, con la capacidad de transportar luz dentro de ella.

**HE** Modo híbrido de fibra, en el cual, existe la componente longitudinal (en la dirección de  $z$ ) del campo magnético.

**LP** *Lineal Polarized*, designación de un tipo específico de modo de fibra que está polarizado según los ejes cartesianos.

**LS** *Láser Sintonizable*, fuente láser con capacidad de ajustar la longitud de onda central que emite.

**MIR** *Modulación del índice de refracción*, cambio periódico solo en el índice de refracción, el cual produce un rejilla de periodo largo.

**PAA** *Placas Acanaladas de Aluminio*, placas de aluminio con canales o surcos que sirven para inscribir las RPLM.

**PDMP** *Pérdidas Dependientes del Modo de Polarización*, diferencia entre la atenuación en la potencia transmitida por dos estados de polarización distintos como consecuencia de asimetrías en la fibra.

**PF** *Punto Fijo*, Compuesto por un sujetador de fibra sirve como punto pivote para torcer la fibra.



**PM** *Prensa Mecánica*, prensa que sirve para aplicar presión a las placas acanaladas e inscribir una RPLM.

**RB** *Rejilla de Bragg*, dispositivo de fibra formado por una modulación del índice de refracción del núcleo que permite el acople con el mismo modo propagante pero en dirección contraria (reflexión).

**RPL** *Rejilla(s) de Periodo Largo*, dispositivo de fibra que acopla luz guiada en el núcleo hacia el revestimiento.

**RPLAE** *Rejilla(s) de Periodo Largo inscrita(s) por Arco Eléctrico*, rejilla cuya modulación del índice de refracción es consecuencia de una descarga de arco eléctrico. Ver capítulo 4.

**RPLCO<sub>2</sub>** *Rejilla(s) de Periodo Largo inscrita(s) por CO<sub>2</sub>*, rejilla cuya modulación del índice de refracción es consecuencia de radiación proveniente de un láser de CO<sub>2</sub>.

**RPLM** *Rejilla(s) de Periodo Largo inducida(s) Mecánicamente*, rejilla cuya modulación del índice de refracción es consecuencia de una fuerza mecánica.

**RPLUV** *Rejilla(s) de Periodo Largo inscrita(s) por Arco Eléctrico*, rejilla cuya modulación del índice de refracción es consecuencia de una descarga de arco eléctrico.

**SEM** *Scanning Electronic Microscope*, microscopio electrónico de barrido, es tipo de microscopio que permite obtener imágenes, con gran detalle, de objetos en el orden micrométrico.

**SF** *Soporte de Fibra*, montura para fibra que sirve para sujetar y fijar la fibra.

**SG** *Soporte giratorio*, montura para fibra con la capacidad de girar sobre si misma para inducir torsión a la fibra.

**SL** *Soporte lateral*, montura de fibra colocada a cada lado de las placas acanaladas para alinear la fibra y evitar que se mueva durante la operación de la RPLM.

**TE** modo de fibra, cuyo campo eléctrico solo consiste de la componente transversal.

**TM** modo de fibra, cuyo campo magnético solo consiste de la componente transversal.

**UV** *Ultra Violeta*, radiación electromagnética situada entre los 10 a 40 nm en longitud de onda e invisible al ojo humano.

## Lista de figuras

Figura 1.1 (a) Rejilla de fibra óptica, (b) Rejilla de periodo largo, adaptada.....	4
Figura 1.2 Grabado de RB con arreglo interferométrico por a) división de amplitud, b) división de frente de onda.....	6
Figura 1.3. Grabado de rejillas de Bragg utilizando la técnica de máscara de fase.....	7
Figura 1.4. Esquema experimental para el grabado de RPLUV punto a punto.....	9
Figura 1.5. Arreglo experimental para RPLCO <sub>2</sub> punto a punto.....	10
Figura 1.6 Arreglo experimental para la fabricación de RPLAE punto a punto.....	11
Figura 1.7 Arreglo experimental para el grabado de RPLM.....	13
Figura 1.8. Sintonización de la longitud de onda por medios térmicos. (a) Calentamiento con horno, (b) calentamiento local por flama.....	15
Figura 1.9. Sintonización de la longitud de onda por medio de adelgazamiento. (a) Estrechamiento de fibra, (b) devastado químico.....	16
Figura 1.10 Mejora de la sensibilidad al índice de refracción externo. (a) Adelgazamiento químico, (b) Deposición de películas delgadas.....	17
Figura 1.11. Espectro de transmisión de una RPL fabricada con pulsos ultracortos a 400 nm.....	21
Figura 1.12. RPL como sensores bioquímicos: (a) índice de refracción medido con al RPL asociado a diferentes bioanálitos [78], (b) Cambio en longitud de onda para diferentes bioanálitos [79].....	23
Figura 1.13. Espectro de supercontinuo aplanado por medio de una RPL [80].....	23
Figura 2.1 Geometría de la fibra de índice escalonado	36
Figura 2.2. Curvas que representan la relación de dispersión para modos en el núcleo de una fibra óptica de índice escalonado (3% de germanio) y un radio de 4.1 $\mu\text{m}$ .	38
Figura 2.3. Patrones de intensidad para los modos del núcleo: (a) LP <sub>01</sub> , (b) LP <sub>11</sub> , (c) LP <sub>21</sub> , (d) LP <sub>02</sub> .....	40
Figura 2.4. Curvas de dispersión para los modos LP <sub>01</sub> y LP <sub>11</sub> del núcleo.....	41
Figura 2.5. Geometría de tres capas para una fibra de índice escalonado.....	42
Figura 2.6. Relaciones de dispersión propuestas por Erdogan, para los modos en el revestimiento de una fibra óptica tipo SMF-28.....	44
Figura 2.7. Patrones de intensidad de los modos en el revestimiento para una para una fibra de perfil escalonado: (a) LP <sub>01</sub> , (b) LP <sub>02</sub> (c) LP <sub>03</sub> , (d) LP <sub>11</sub> , (e) LP <sub>12</sub> , (f) LP <sub>13</sub> .	45
Figura 2.8. Curvas de dispersión para modos de bajo orden en el revestimiento. (a) Modos LP <sub>0m</sub> , (b) modos LP <sub>1m</sub> .	46
Figura 2.9. Esquema que representa la interacción modal, tanto contrapropagante como copropagantemente	47
Figura 2.10. Diagrama que demuestra el cumplimiento de la condición de fase entre el modo fundamental LP <sub>01</sub> y los modos de fibra contrapropagantes.	49
Figura 2.11 Diagrama que demuestra el cumplimiento de la condición de fase, entre el modo fundamental LP <sub>01</sub> y los modos de fibra copropagantes	50
Figura 2.12. Perfil de distribución de la componente radial para varios modos del revestimiento.	53
Figura 2.13. Coeficiente de acoplamiento para modos pares e impares en el revestimiento.	53

Figura 3.1. Estructura básica de una rejilla de periodo largo en fibra óptica.	59
Figura 3.3. Diferentes tipos de modulación del índice de refracción: (a) sinusoidal, (b) cuadrado, (c) Gaussiano, (d) Lorentziano.	60
Figura 3.3. Amplitud de la MIR en fibras tipo I y II, producidas por radiación UV	62
Figura 3.4. (a) deformación de la FO por compresión y estiramiento. (b) Grafica radial de los esfuerzos inducidos en la FO, en las direcciones de “x” y “y”	63
Figura 3.5 Índices de refracción en la dirección de “x” y “y”, como función de la presión aplicada a la fibra.	64
Figura 3.6. Zonas de estrés en una fibra óptica sujeta a microdoblamiento	65
Figura 3.7. (a) Índice de refracción como función de la temperatura efectiva, (b) volumen como función de la temperatura.....	66
Figura 3.8. (a) Modulación longitudinal del índice de refracción en el núcleo y en el revestimiento, (b) sección transversal de la bajo modulación del índice, (c) modulación del radio del núcleo y del revestimiento, (d) sección transversal de la zona con modulación radial.	67
Figura 3.9 (a) distribución 2D [11].y (b) 3D del calor producido por una descarga de arco eléctrico entre los electrodos de una empalmadora de fusión	68
Figura 3.10. Reflectividad de una rejilla de periodo largo	69
Figura 3.11. Ancho espectral de una banda de atenuación de una RPL.	70
Figura 3.12. Arriba, relación de la longitud de onda contra el periodo. Abajo espectro de transmisión de una RPL con acoplamiento a modos pares.	71
Figura 3.13. Arriba, relación de la longitud de onda contra el periodo. Abajo espectro de transmisión de una RPL con acoplamiento a modos impares.	71
Figura 3.14. Cambio térmico en longitud de onda para: (a) RPLUV, (b) RPLCO <sub>2</sub> , (c) RPLAE, (d) RPLM.	74
Figura 3.15 Respuesta a la tensión axial para: (a) RPLUV, (b) RPLAE, (c) RPLCO <sub>2</sub> y (d) RPLM	77
Figura 3.16. Cambio en la longitud de onda producida al aplicar torsión a la fibra. (a) RPLUV, (b) RPLM, (c) RPLAE, (d) RPLCO <sub>2</sub> .....	79
Figura 3.17 División de la banda de atenuación al aplicar alta torsión	80
Figura 3.18. Pérdidas dependientes por el modo de polarización para. (a) RPLUV, (b) RPLAE, (c) RPLCO <sub>2</sub> , (d) RPLM.....	81
Figura 4.1 Espectro de transmisión de una RPL con modulación pura del índice de refracción	90
Figura 4.2. Espectros de transmisión de RPLAE acoplando a: modos (a) par, (b) impar.	91
Figura 4.3. Microestrechamiento como producto de una descarga de arco eléctrico	92
Figura 4.4. Dos tipos de taper: (a) simétrico, (b) asimétrico	93
Figura 4.5. Esquema para inducir microdoblamientos por arco eléctrico	94
Figura 4.6. Deformación asimétrica de una RPLAE. Tomada de	94
Figura 4.7. RPLAE por engrosamiento	95
Figura 4.8. Arreglo experimental implementado	96
Figura 4.9. (a) Empalmadora, (b) microposicionador, (c) montura con sujetador de fibra	96
Figura 4.10. Espectro de una RPLAE con alineación burda	97
Figura 4.11. Espectro de una rejilla inducida por arco eléctrico con alineación fina.	98
Figura 4.12. Diagramas que representan la alineación ideal, (a) vista superior, (b)	98

vista frontal, (c) vista lateral.	
Figura 4.13. Histogramas de la repetibilidad de la longitud de onda central de 25 RPLAE, (a) alineación burda (Gaussiano), (b) alineación fina (Lorentziano).	99
Figura 4.14. Pérdidas de inserción a una cierta longitud de onda	101
Figura 4.15. Crecimiento del contraste de las bandas de atenuación de una RPLAE	101
Figura 4.16. Pérdidas de inserción a 1475 nm, como función del número de descargas.	102
Figura 4.17. Impacto en las pérdidas por inserción de los parámetros de mayor porcentaje de importancia	103
Figura 4.18 Espectro de una RPL inscrita con los parámetros óptimos	104
Figura 4.19. Pérdidas de inserción dependientes del porcentaje de deformación	104
Figura 4.20. Imágenes SEM centradas en la deformación producida por una descarga de arco eléctrico y una carga de: (a) 15 g y (b) 23 g.	105
Figura 4.21. Arreglo experimental para la caracterización a temperatura de rejillas inscritas por arco eléctrico.	106
Figura 4.22. Evolución espectral de una RPLAE a cambios de la temperatura ambiente.	107
Figura 4.23. Comportamiento del cambio de la longitud de onda cuando varía la temperatura ambiente.	107
Figura 4.24. Arreglo experimental para la caracterización a tensión aplicada en rejillas de arco eléctrico	108
Figura 4.25. Espectros de transmisión de una RPLAE sujeta a tensión	109
Figura 4.26. Cambio en la longitud de rejillas de arco eléctrico con cambios de la tensión aplicada	109
Figura 4.27. Arreglo experimental para la caracterizar rejillas inscritas por arco eléctrico sujetas a torsión.	110
Figura 4.28. Evolución espectral de una rejilla de periodo largo bajo torsión, (a) sentido levógiro, (b) sentido dextrógiro	111
Figura 4.29. Cambio en la longitud de onda central de los tres picos de una RPLAE cuando esta sujeta torsión en ambos sentidos. (a) Primera, (b) segunda y (c) tercera banda de atenuación	112
Figura 4.30. Arreglo experimental para caracterizar la respuesta de la RPL por arco, a luz polarizada.	113
Figura 4.31. Espectro del tercer pico de atenuación de la RPL por arco bajo dos estados de polarización ortogonales.	114
Figura 4.32. Pérdidas dependientes por el modo de polarización en una RPLAE	115
Figura 5.1. Dos esquemas distintos para inducir RPLM por esfuerzos mecánicos (a) obtenida de [1], (b) obtenida de [2] y (c) obtenida de [3].	122
Figura 5.2. Esquema de cómo el microdoblamiento induce compresión y estiramiento.....	123
Figura 5.3. Esquemas experimentales para inducir microdoblamientos en una fibra óptica (a) cilindros y placa plana [5], (b) cilindros arriba y abajo [6].	124
Figura 5.4 Esquema del principio de operación de RPLM inscrita por microdoblamientos a través de la diferencia de coeficientes de expansión	124
Figura 5.5. Distintos esquemas para la inscripción por placas metálicas	125
Figura 5.6. Micro-doblamientos y esfuerzos inducidos por placas metálicas	126
Figura 5.7. Sistema de prensa mecánica con placas acanaladas y sujetadores de fibra	127

(a), (b) y (c) detalles del sujetador	
Figura 5.8. Ángulo entre la fibra y las placas que permite sintonizar diferentes periodos, (a) foto, (b) esquema	127
Figura 5.9. Profundidad de atenuación como función de la presión aplicada en una RPLM usando el dispositivo mencionado	128
Figura 5.10. Arreglo experimental usado para la caracterización de RPLM a cambios de temperatura ambiente.	129
Figura 5.11. RPL inducidas mecánicamente en fibra (a) estándar y (b) cristal fotónico, bajo cambios de temperatura ambiente. Ambas fibras con el polímero de recubrimiento	131
Figura 5.12. Imagen de la sección transversal de la fibra FSM10	132
Figura 5.13. Respuesta a cambios de temperatura ambiente en RPL mecánicas, (a) con fibra estándar y (b) fibra de cristal fotónico; ambas con polímero	133
Figura 5.14. Espectros de transmisión para RPLM inscrita en (a) fibra estándar y (b) fibra de cristal fotónico; ambas sin recubrimiento	135
Figura 5.15. Respuesta a cambios de temperatura ambiente en RPL mecánicas, (a) con fibra estándar y (b) fibra de cristal fotónico; ambas sin polímero	136
Figura 5.16. Esquema del arreglo experimental para la caracterización a tensión de RPLM.	137
Figura 5.17. Espectros de RPL mecánicas a diferentes tensiones	138
Figura 5.18. Cambio en la longitud de onda como respuesta a tensión	139
Figura 5.19. Respuesta combinada de tensión y temperatura, (a) cambio en la longitud de onda y (b) cambio en la amplitud de atenuación	140
Figura 5.20. Arreglo experimental para la caracterización a torsión de RPL mecánicas	141
Figura 5.21. Respuesta de una RPL mecánica a torsión (a) sentido levógiro, (b) dextrógiro.	142
Figura 5.22. Cambio de la longitud de onda central como respuesta a la razón de giro.	143
Figura 5.23. Arreglo experimental para la caracterización de la respuesta de RPL mecánicas a luz polarizada.	144
Figura 5.24. Respuesta de la RPLM implementada a la luz polarizada	144
Figura 5.25. PDMP de la RPLM como función de la longitud de onda.	145

## Lista de tablas

Tabla 1.1. Aplicaciones de las RPL en telecomunicaciones ópticas y láseres de fibra...	18
Tabla 1.2. Aplicaciones de las RPL en el sensado de parámetros externos.....	20
Tabla 2.1 Modos degenerados que conforman los modos LP.....	39
Tabla 3.1.Sensibilidad de cada tecnología de RPL a la temperatura (de 0 a 100 °C).....	74
Tabla 3.2. Sensibilidad de cada tecnología de RPL a la tensión axial.....	77
Tabla 3.3.Sensibilidad de cada tecnología de RPL a la torsión.....	79
Tabla 3.4.Pérdidas por el modo de polarización en cada tecnología de RPL.....	81
Tabla 4.1. Parámetros de la técnica de grabado de RPLAE y los tres primeros niveles de cada uno.....	102
Tabla 4.2 Sensibilidades encontradas en este trabajo para las RPLAE implementadas..	115
Tabla 5.1. Ventajas y desventajas de inducir RPL con microdoblamiento y esfuerzo mecánico.....	124
Tabla 5.2. Características relevantes de la FCF usada.....	132
Tabla 5.3. Sensibilidades de la RPLM implementada, encontradas en este trabajo.....	145
Tabla 5.4 Ventajas y desventajas entre las RPLAE y las RPLM	145





## Introducción

En las últimas dos décadas, la tecnología de fibras ópticas ha tomado un papel relevante tanto en el ámbito científico como en la vida cotidiana. Por ello la investigación y desarrollo de dispositivos de fibra es un tema de actualidad. Uno de estos dispositivos de fibra más importantes, son las rejillas de periodo largo. Las cuales han ganado notoriedad por sus características únicas, como baja reflectividad, pocas pérdidas de inserción. También por su gran ancho espectral y sintonización en un amplio rango de longitudes de onda. Otro aspecto fundamental ha sido sus aplicaciones, que abarcan campos como las telecomunicaciones ópticas o la medición de parámetros. Por lo cual, son una tecnología sumamente interesante y de gran futuro.

En este sentido, desde hace algunos años una de las líneas de investigación estratégicas del grupo de láseres y dispositivos de fibra óptica del CIO, es el desarrollo de dispositivos basados en rejillas de periodo largo (RPL). Actualmente, cuentan con la facilidad de fabricar RPL por la técnica de arco eléctrico. También en forma mecánica, ambas en distintos tipos de fibra. Próximamente por radiación UV en fibra fotosensible. Del trabajo realizado a la fecha, se han reportado más de 12 publicaciones indexadas.

Asimismo, 2 tesis de doctorado, 2 de maestría, 3 de licenciatura, y están en proceso otras 2 tesis doctorales, donde se emplea este componente. En particular, uno de los retos en las RPL fabricadas por arco eléctrico, ha sido la repetibilidad en el grabado. Mientras que en la técnica mecánica, la caracterización y respuesta al medio ambiente ha sido un tema pendiente. Lo anterior expuesto motiva la realización de este trabajo. Planteándose los siguientes objetivos:

- Fabricar rejillas de periodo largo inscritas por la técnica de arco eléctrico en fibra estándar. Asimismo, optimizar el proceso de grabado de estas rejillas, para la mejora de su repetibilidad y su sistematización.
- Inducir temporalmente rejillas de periodo largo en forma mecánica en fibra estándar.
- Caracterizar experimentalmente la respuesta espectral de estos dos tipos de rejillas a variaciones de: la temperatura ambiente, tensión axial, torsión y luz polarizada.

A continuación se presenta la estructura del presente trabajo de tesis, el cual esta dividido en 5 capítulos de la siguiente forma:

- En el capítulo 1 se abordarán los antecedentes históricos de esta tecnología, así como, las formas más comunes para su grabado. Sus técnicas de postprocesamiento, también las aplicaciones que les han dado auge y la actualidad en este tipo de rejillas de fibra.
- En el capítulo 2, se estudiará lo referente a modos en el núcleo y en el revestimiento de la fibra. Asimismo, la interacción entre el modo fundamental con modos del mismo núcleo y también con los modos del revestimiento. Por último el acople modal en rejillas de periodo largo.
- Para el capítulo 3, se revisará los conceptos fundamentales de las rejillas de periodo largo. Así como el origen del cambio de índice de refracción en cada uno de los métodos de grabado de rejillas. También se comentará sobre las propiedades espectrales de este tipo de rejillas y las sensibilidades de cada tecnología a parámetros físicos.
- El capítulo 4, estará dedicado a las rejillas de periodo largo grabadas por la técnica de arco eléctrico. Donde se examinará a detalle la modulación con arco eléctrico y la técnica de grabado en sí. También se verá los resultados del proceso de optimización, Igualmente se examinará la optimización de este tipo particular de rejilla junto con las caracterizaciones hechas a parámetros físicos.
- Finalmente en el capítulo 5, se abarcará a fondo el tema de las rejillas de periodo largo mecánicamente inducidas. En donde se revisará las formas de grabar rejillas mecánicas. Específicamente se verá la técnica de placas metálicas y el arreglo experimental. Y de igual forma, se presentarán las respuestas espectrales de estas rejillas a los mismos parámetros físicos.

Las contribuciones importantes de esta tesis son: la mejora del arreglo experimental para el grabado de las rejillas de periodo largo por arco eléctrico. Asimismo, se optimizo el proceso en si, al obtener los parámetros más adecuados para la inscripción por descarga de arco eléctrico. Con lo cual se aumenta significativamente la repetibilidad. En lo que

respecta a las rejillas inducidas mecánicamente. Se encontró que el dispositivo de fabricación presenta una fuerte dependencia a la temperatura. Esto provoca que en 10 °C, exista una variación significativa en la longitud de onda y la profundidad de las bandas de atenuación. Por lo que es conveniente compensar este efecto, o al menos tomarlo en cuenta en cualquier aplicación. Dado que dicho cambio de temperatura, fácilmente se da a lo largo de un día promedio.



# **Capítulo 1**

**“Desarrollo y auge de las rejillas de  
periodo largo”**



En éste capítulo se presenta una visión general sobre desarrollo y el estado del arte conseguido por las rejillas de periodo largo. Primeramente se abordan los antecedentes, donde se presentan los dos tipos de rejillas en fibra óptica; las rejillas de Bragg y rejillas de periodo largo. Así como el antecedente histórico del desarrollo de estas dos tecnologías. Enseguida se describen los métodos más comúnmente empleados en el grabado de las rejillas de periodo largo. Además, se discuten algunas técnicas de pos-procesamiento de las rejillas de periodo largo utilizados para modificar su transmitancia u optimizar su sensibilidad a un parámetro predeterminado. Por último se presenta un compendio de las aplicaciones de las rejillas de periodo largo en telecomunicaciones y sensores, así como el estado del arte alcanzado por esta tecnología.

## 1.1 Antecedentes

### 1.1.1 Rejillas en fibra óptica.

Las rejillas en fibra óptica, son un tipo especial de filtro selectivo en longitud de onda que operan en reflexión o transmisión con los principios fundamentales de la reflexión, refracción y difracción de la luz en estructuras periódicas adimensionales. Estos componentes básicamente se forman cuando se modula en forma periódica el índice de refracción del núcleo de un tramo de la fibra. De acuerdo a su funcionamiento, existen dos tipos de rejillas en fibra óptica; las rejillas de Bragg y las rejillas de periodo largo.

Las rejillas de Bragg (RB), son llamadas así, pues su funcionamiento se basa en la ley de reflexión de Bragg [1,2]. Fueron las primeras rejillas grabadas en fibra óptica, gracias al descubrimiento de la fotosensibilidad de las mismas. La característica principal de este tipo de rejillas, es que puede reflejar o rechazar en transmisión una estrecha banda de longitudes de onda (precisamente las que cumplen con la condición de Bragg). Para ello, es necesario que el periodo de la modulación ( $\Lambda$ ) sea relativamente pequeño ( $\leq 1 \mu\text{m}$ ). Todas las RB se graban con radiación ultravioleta (UV) [1,2], a través de arreglos interferométricos o utilizando mascarar de fase.

En la figura 1.1(a), se muestra un esquema que ejemplifica la operación de una RB. Cuando la señal de intensidad  $I_1$  (fuente de luz de banda ancha) se propaga a lo largo de la RG en la fibra óptica, una señal  $I_2$ , centrada a la longitud de Bragg y de banda angosta ( $\leq 1\text{nm}$ ) se ve reflejada. Por otro lado, la señal transmitida  $I_3$  muestra una banda de rechazo a

longitud de Bragg, la cual es complementaria a  $I_2$ . Las RB son muy eficientes y pueden alcanzar más del 99% de eficiencia en reflexión.

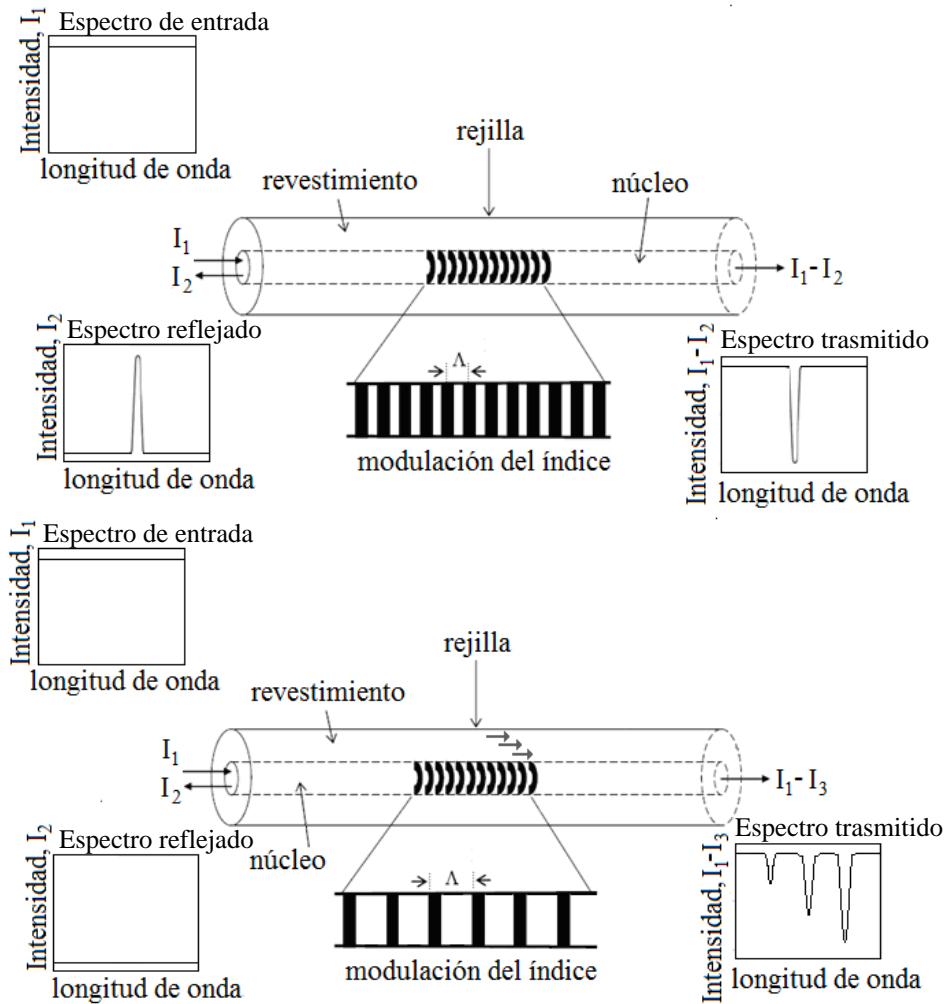


Figura 1.1 (a) Rejilla de fibra óptica [3], (b) Rejilla de periodo largo, adaptada [3].

Por otro lado, las rejillas de periodo largo (RPL), en cierta medida son una extensión de las RB y de hecho al principio eran nombradas a como rejillas de Bragg de periodo largo. Su característica distintiva es que trabaja solo en transmisión a diferencia de las RB y requieren de un periodo de modulación mucho más grande ( $\geq 100 \mu\text{m}$ ) [3,4]. En la figura 1.1(b) se ilustra su principio de funcionamiento, donde, la luz guiada  $I_1$  dentro del núcleo a lo largo de la RPL no se ve reflejada, sino más bien, ciertas bandas (que cumple con la condición de igualamiento de fase) acoplan energía a modos  $I_{3m}$  en el revestimiento que se propagan en la misma dirección [3,4]. En la figura 1.1(b) se puede observar que la señal  $I_3$  a



la salida de la fibra, después de pasar por la RPL presenta una serie de “bandas de atenuación”, justo a las longitudes de resonancia. Como el revestimiento es multimodo, es decir soporta o permite el guiado parcial de varios modos; cada banda de atenuación, corresponderá a un modo del revestimiento [3,4]. Sus propiedades espectrales son: baja reflectividad, relativamente bajas pérdidas, el ancho de banda es mayor al de las RB (>10 nm) y tienen más sensibilidad a parámetros externos.

### 1.1.2 Perspectiva histórica.

A finales de la década de los 70' Ken O. Hill y sus colaboradores descubrieron de manera fortuita el fenómeno de la fotosensibilidad en las fibras ópticas de silicio dopadas con germanio [5]. Utilizando este fenómeno, Hill y colaboradores fueron los primeros en demostrar el grabado de rejillas de Bragg en fibra óptica empleando, la técnica de grabado interno [6]. Esta técnica es relativamente simple, solo requiere de un láser de Argón a 488 o 514.5 nm, y consiste en propagar la luz láser en la fibra. Donde, debido a la reflectividad en las caras de la fibra se genera una onda estacionario, la cual a través del proceso de absorción dos fotones modula el índice de la fibra y graba las rejillas de Bragg en la fibra. Sin embargo, estas rejillas esta limitadas en operación debido a que responden únicamente a la longitud de grabado. (Un dato curioso, casi nunca mencionado, es que el Dr. Kenneth O. Hill, nació en México, específicamente en Guadalajara, Jalisco. Ahí mismo, estudio hasta la preparatoria para después, mudarse a Canadá y ahí continuar con sus estudios [7]).

Posteriormente en 1989 Meltz y colaboradores fueron los primeros en proponer la técnica interferométrica de grabado externa de RB utilizando luz ultravioleta a 244 nm [8]. Esta técnica permite el grabado de rejilla de Bragg a cualquier longitud de onda. Así se desarrollaron las técnicas interferométricas por división de amplitud y frente de onda. En la figura 1.2(a) se muestra un interferómetro con división de amplitud [1,2]. El arreglo consiste en divisor de haz que divide el haz incidente y un par de espejos que permiten generar un interferograma en forma longitudinal sobre el núcleo de la fibra. Sobre la fibra se genera un patrón de franjas lineales oscuras y brillantes de tal forma que después de un tiempo de exposición, las zonas de alta densidad de potencia producen la modulación periódica del índice debido al fenómeno de la fotosensibilidad del germanio que contiene la fibra en el núcleo a la luz ultravioleta.

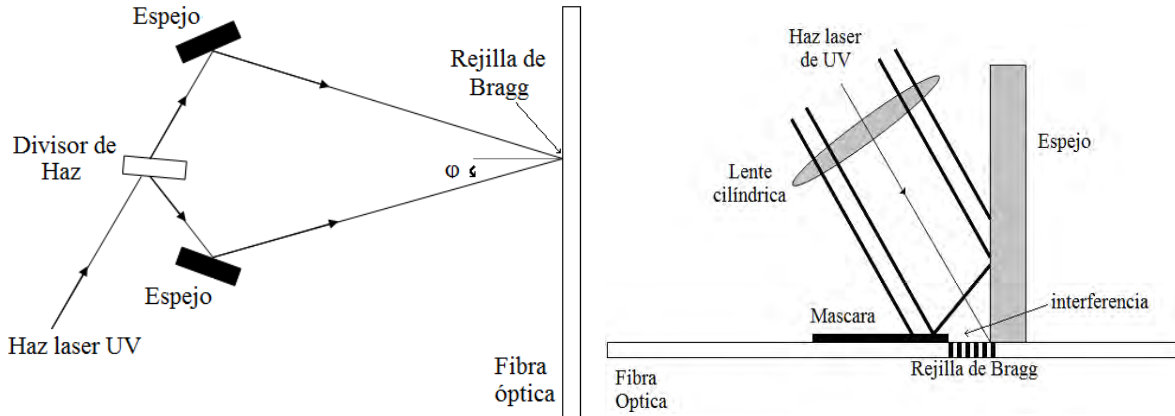


Figura 1.2 Grabado de RB con arreglo interferométrico por a) división de amplitud [1], b) división de frente de onda [1].

Por su parte, los arreglos de interferómetros por división de frente de onda no son tan populares que los de división de amplitud. En la figura 1.2(b) se muestra un arreglo convencional de un interferómetro con división de frente de onda [1]. En él se aprecia que consiste en una lente cilíndrica y un espejo. Al pasar el haz por la lente una parte llega directamente en la fibra y otra parte del haz se refleja en el espejo e incide sobre la fibra. El traslape de los dos haces genera un interferograma sobre la fibra. Y como ya se explicó en el arreglo anterior el interferograma genera la modulación del índice en el núcleo de la fibra.

Posteriormente, se fueron desarrollando otras técnicas de grabado, sin embargo, una de las técnicas más efectivas para el grabado de RB es la técnica de máscara de fase [9]. Esta técnica utiliza un elemento óptico difractivo para modular espacialmente el haz de luz UV, tal como se puede apreciar en la figura 1.3. En este caso, la luz UV al pasar por la máscara de fase, se difracta en varios órdenes. Los haces difractados interfieren y generan en campo cercano un patrón de franjas (zonas oscuras y brillantes) sobre la fibra. De la misma forma que se explicó anteriormente el patrón de franjas forma una modulación del índice en el núcleo de la fibra después de un determinado tiempo de exposición.

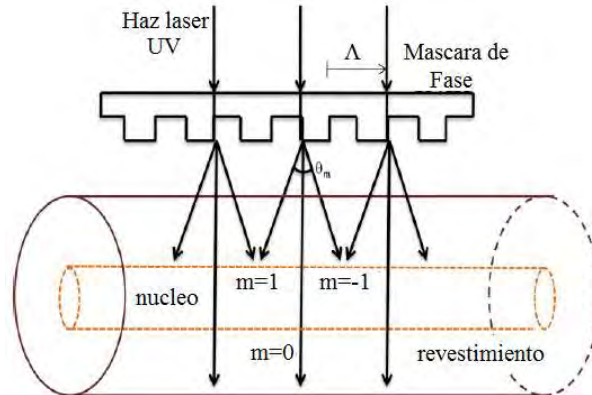


Figura 1.3 Grabado de rejillas de Bragg utilizando la técnica de máscara de fase

El grabado de las RB se extendió a fibras no dopadas con germanio utilizando otras longitudes de onda tales como 157, 193 y 330 nm [1,2,6]. Tal es el caso de las fibras con núcleo de solo sílice o sílice dopadas con fósforo o con tierras raras (Itrbio y Erblio). Para el grabado de RB en fibras de sílice con bajas concentraciones de germanio y algunos de los casos anteriores se desarrollo el proceso de hidrogenación [1,2,6]. Este proceso tiene la intención de fotosensibilizar la fibra y consiste en colocar la fibra en un ambiente con hidrogeno, donde dependiendo de temperatura y presión y el tiempo de exposición es posible obtener una fibra fotosensible a la luz ultravioleta. En forma paralela, se desarrollaron los modelos teóricos y numéricos que explicaban o permitían predecir el funcionamiento de las RB [1,2,6]. Esto ayudo a mejorar los procesos de grabado y permitió diseñar los perfiles de reflexión de las RB mucho más complejos tales como RB con; periodo variable (chirp), con armónicos atenuados (apodización), amplio o angosto ancho medio espectral y desplazamiento de fase [1,2,6].

El advenimiento de las RB revoluciono las telecomunicaciones de alta velocidad. Siendo una pieza clave en el desarrollo de filtros selectivos, multiplexores y demultiplexores en longitud de onda y compensadores de dispersión entre otros [6]. Asimismo, las RB han tenido un impacto determinante en otros campos como láseres y sensores basados en fibra óptica [6]. Los expertos coinciden que las RB son el invento en fibra óptica más importante después del amplificador de Erblio.

Dos décadas más tarde del advenimiento de las RB, en 1996 Ashish M. Vengsarkar y colaboradores proponen las primeras rejillas de periodo largo [10]. Para su fabricación Vengsarkar y sus colegas utilizaron la técnica de máscara de amplitud con luz UV a una

longitud de onda de 248 nm (La máscara de amplitud no se basa en fenómenos difractivos, sino simplemente en bloquear la luz). A diferencia de las RB, las RPL requieren de un periodo de modulación de índice de refracción superior a 100  $\mu\text{m}$ , esto facilitó, el desarrollo de la técnica de grabado de UV punto por punto. Esta técnica es mucho más simple dado que no requiere de arreglos interferométricos o máscaras de fase. Al mismo tiempo, se fueron desarrollando otras técnicas alternativas al grabado a UV punto por punto, tales como; técnica térmica, la técnica de carga mecánica, la técnica de desbaste químico y la técnica de absorción de dos fotones entre otras.

En la técnica térmica puede ser utilizada una fuente de  $\text{CO}_2$  o arco eléctrico. La diferencia fundamental entre estas técnicas está en el costo del sistema. En cuanto a la técnica por carga mecánica, esta es muy simple y flexible por lo que la modulación de índice puede ser en formas muy variadas desde placas corrugadas, resortes, tornillos etc. Por su parte la técnica de desbaste químico es poco atractiva debido a su baja repetibilidad. Esto se debe al difícil control de la modulación del índice efectivo en forma geométrica, al reducir el diámetro del revestimiento. El auge de estas técnicas alternativas a UV se debe en gran medida en que las RPL pueden inscribirse prácticamente en cualquier tipo de fibra, no únicamente en fibras fotosensibles a una longitud de onda de UV en particular, así como a los costos implícitos del sistema de grabado.

En general, las propiedades ópticas y la sensibilidad de las RPL a parámetros físicos del entorno (temperatura, tensión, torsión, doblamiento, presión, índice efectivo etc.) puede variar dependiendo de la técnica de fabricación y del tipo de fibra utilizado. Las RPL grabadas con luz UV se distinguen por tener bandas de atenuación muy profundas y bajas pérdidas de inserción. Las RPL por grabado térmico se destacan por soportar temperaturas de trabajo superiores a 900°C. Las RPL por carga mecánica son las únicas que son temporales (borrables), tienen algunas ventajas como; simple sintonización en amplio rango de operación, profundidad de atenuación y ancho de banda ajustable. A continuación se describen algunos de los métodos más populares en la inscripción de rejillas de periodo largo en fibra óptica.

## 1.2 Métodos más comunes para grabar rejillas de periodo largo punto por punto

### 1.2.1 Fabricación por radiación UV

La producción de rejillas de periodo largo por medio de radiación UV (RPLUV), es el primer método, históricamente hablando, de inscripción de RPL en fibra [10]. Es el método más empleado, por lo que esta bien conocido y estudiado. Como ya se comentó, la primera forma de producción fue auxiliándose de una máscara de amplitud [10]. Pero a finales de los 90's, Zhang y colaboradores [11], propusieron inscribir la rejilla punto a punto, de la misma forma en que se inscriben la RB punto a punto. En la figura 1.4 se muestra el arreglo propuesto donde se aprecia que el haz láser es bloqueado con un obturador, mientras que la fibra se mueve por medio de un posicionador.

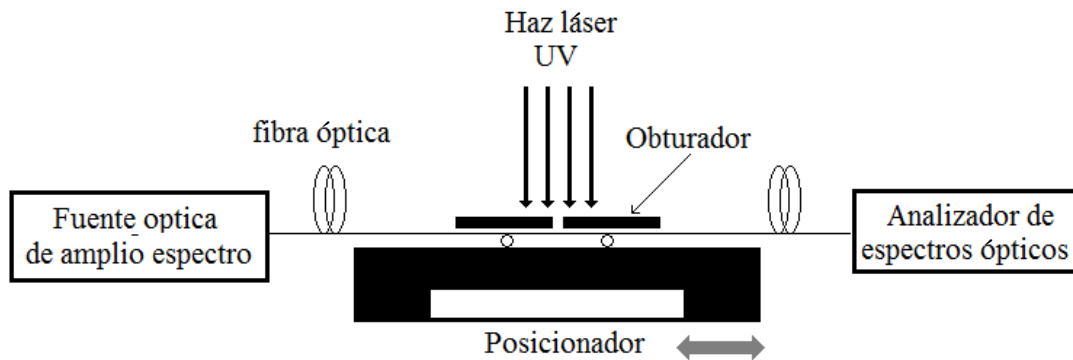


Figura 1.4. Esquema experimental para el grabado de RPLUV punto a punto.

Esta técnica tiene la ventaja de: flexibilidad en el periodo de la modulación, así como, en la longitud de la rejilla. También se puede controlar el tiempo de exposición a la radiación (y con ello las propiedades espectrales) por medio del obturador y si este es electrónico se puede automatizar para que funcione en conjunto con el posicionador. Esta técnica es menos costosa que usar la máscara de amplitud. Técnicamente hablando la técnica de máscara es más simple pues la alineación es menos crítica. Sin embargo, se requiere más tiempo para grabar una rejilla. En contra parte, con la técnica de máscara, la producción en serie de RPLUV es más simple y con alta repetibilidad.

La longitud mínima del periodo en la técnica punto a punto esta determinada por el tamaño del haz láser. Por lo que se puede mejorar el arreglo base, colocando entre el

obturador y la fibra una rendija ajustable, y así limitar espacialmente el haz láser de UV. Tradicionalmente el grabado de RPLUV se limita a fibras con materiales fotosensibles, por lo que las fibras de cristal fotónico (FCF) más comunes están exentas. Pero se han desarrollado FCF con núcleos fotosensibles y con ello la oportunidad de grabar rejillas por medio de UV.

### 1.2.2 Inscripción por CO<sub>2</sub>

La inscripción de rejillas de periodo largo por ablación de un láser de CO<sub>2</sub> (RPLCO<sub>2</sub>) fue propuesta por Davis y colaboradores [12] y también por Karpov y colaboradores [13] en 1998. El arreglo experimental implementado se muestra en la figura 1.5, como se aprecia es muy parecido al de grabado por UV. De la misma forma, la lente cilíndrica enfoca el haz (láser de CO<sub>2</sub>), sobre la fibra, la cual se mueve perpendicularmente. El láser es controlado por computadora, así que no es necesario usar un obturador, pues el movimiento de la fibra esta automatizado junto con el láser. La longitud de onda en el espacio libre es de alrededor de 10.6  $\mu\text{m}$ , y una potencia de aproximadamente 0.5 W, con una duración de 300 ms, enfocados en una mancha de alrededor de 140  $\mu\text{m}$  de diámetro.

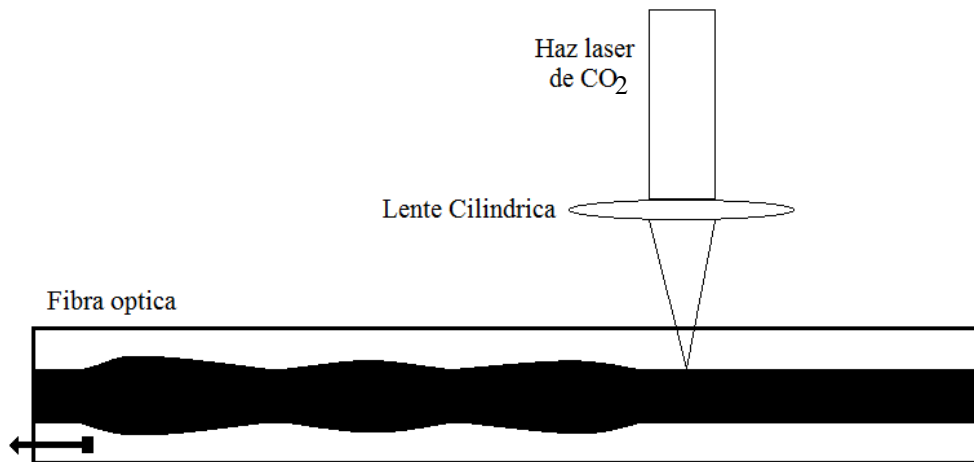


Figura 1.5. Arreglo experimental para el grabado de RPLCO<sub>2</sub> punto a punto.

Así, se consigue abrasar la zona expuesta, y de este modo cambiar el índice de refracción, tanto del núcleo como del revestimiento. Además en ocasiones el daño es tal que también se produce modulación geométrica, es decir, se provocan estrechamientos en la fibra. El valor mínimo del periodo de modulación está limitado por el diámetro de la

mancha del láser, así como, la resolución con al que se puede mover la fibra. A diferencia de las RPLUV, aquí no se puede usar una máscara de amplitud, pues la radiación  $\text{CO}_2$  es muy intensa y produce daño sobre casi cualquier material.

Se puede tener mayor profundidad en las bandas que el obtenido en la técnica de UV con los mismos parámetros. Pero, en comparación, este tipo de rejillas tienen más pérdidas, producto de la modulación geométrica. Sin embargo, han demostrado tener una sorprendente estabilidad a temperaturas superiores a los  $1000\text{ }^\circ\text{C}$ , y también propiedades muy específicas. Técnicamente hablando, este método de grabado es uno de los de mayor complejidad, pues el láser por si solo es difícil de operar, además la alineación es muy importante. Debido a esto, la repetibilidad va de alta a media y la producción en masa esta restringida. Aún así, se ha reportado la fabricación de RPL $\text{CO}_2$  en casi todo tipo de fibra, incluyendo FCF.

### 1.2.3 Técnica de grabado por arco eléctrico

El grabado de rejillas de periodo largo por arco eléctrico (RPLAE), fue propuesto casi a la par de las RPL $\text{CO}_2$ , en 1998, al parecer Kosinki y colaboradores [14] fueron los primeros en proponer el grabado por arco eléctrico en fibra estándar. En la figura 1.6, se muestra el arreglo experimental que usaron para el grabado de RPLAE. Como se aprecia es en cierta forma similar a de  $\text{CO}_2$ , pues la fibra se coloca bien alineada para que al moverse por medio de la montura de traslación, este siempre perpendicular a los electrodos. Estos electrodos en realidad, son una empalmadora de fusión comercial para fibra óptica. El sistema esta automatizado por computadora, así que el periodo siempre será el mismo.

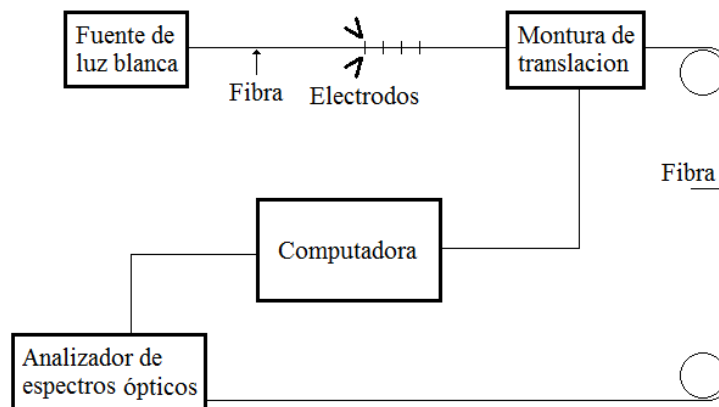


Figura 1.6 Arreglo experimental para la fabricación de RPLAE punto a punto.

Los mecanismos asociados al cambio de índice de refracción prácticamente son los mismos que los relacionados con la RPLCO<sub>2</sub>, por lo que básicamente ambos tipos de rejillas comparten todas las características. Por otro lado, como la temperatura que se alcanza al momento de la descarga de arco eléctrico es muy alta, normalmente se llega a fundir a la fibra, por lo que es importante controlar el estiramiento de la misma. Esto último produce deformaciones geométricas, que a la postre produce pérdidas y el mayor inconveniente de este método. En la parte técnica, este método es de los más simples, pues la empalmadora es un equipo común en un laboratorio de fibras ópticas y no requiere de adiciones especiales para poder grabar rejillas. Controlar el estiramiento de la fibra se puede hacer con simplemente atar un peso a un extremo de la fibra y colgarlo. Así, este método es muy económico.

La repetibilidad de las RPLAE es muy variable, pues hay una fuerte dependencia de las características de la descarga de arco eléctrico (potencia de arco y tiempo de exposición) y debido su naturaleza aleatoria es difícil tener dos iguales. La longitud mínima del periodo esta restringida a unos 300  $\mu\text{m}$ , pues la descarga de arco eléctrico afecta más o menos a zona de este tamaño. A pesar de esto, esta técnica ha demostrado gran versatilidad, pues se puede sintonizar las rejillas en un gran rango y con características muy específicas, también se han podido grabar en casi cualquier tipo de fibra. En el capítulo 4 de este trabajo, se abordará más a fondo este método de grabado.

#### **1.2.4 Grabado por métodos mecánicos**

Las rejillas de periodo largo inducidas mecánicamente (RPLM) son otra de las formas de fabricar RPL en fibra óptica. Aquí la modulación del índice de refracción, se hace por medios mecánicos, básicamente presión y doblamiento. El principio de operación es conocido desde los 80's, cuando se hacían sensores de fibra multimodo basados en microdoblamientos. Los esquemas experimentales propuestos no difieren mucho entre si. En la figura 1.7 se muestra un arreglo típico [15], consistente en una placa plana y otra acanalado. La fibra es colocada en medio de estas dos placas y se aplica presión. Todos los diferentes esquemas para grabar por medios mecánicos tienen en común que no es necesario retirar el recubrimiento de polímero para poder grabar la rejilla.



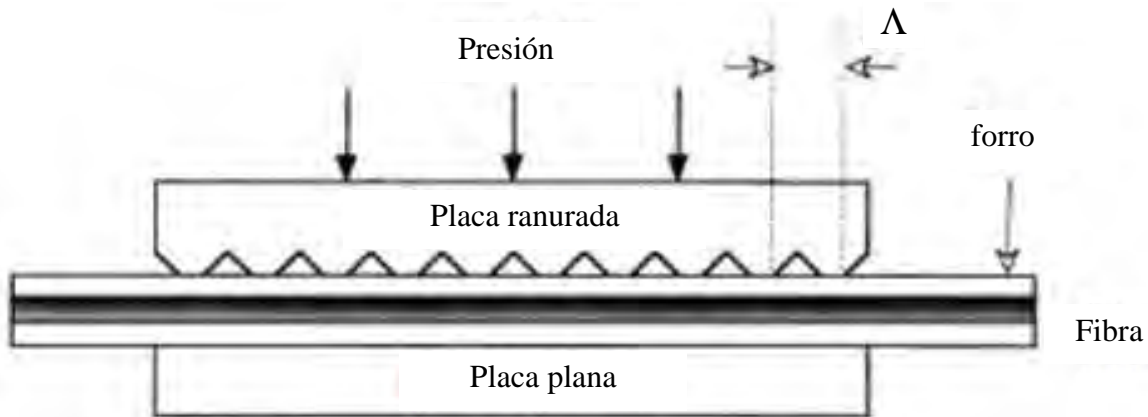


Figura 1.7 Arreglo experimental para el grabado de RPLM.

Técnicamente, este método es muy simple, además es muy barato. La longitud mínima del periodo está determinada por las placas, así que la calidad de las mismas determinará también la calidad de la rejilla. Las RPLM tienen la cualidad de ser temporales, cuando se libera la presión sobre las placas el efecto de la rejilla se desvanece. Los niveles de atenuación los establece la cantidad de presión aplicada, pero un exceso de esta, provoca grandes niveles de pérdidas, porque el núcleo se deforma. Las propiedades de sensado tienen fuerte dependencia de las propiedades mecánicas de las placas. Esto puede ayudar a conseguir respuestas específicas a parámetros externos.

Otra gran cualidad es que se puede grabar en casi cualquier tipo de fibra usando el mismo arreglo experimental. La repetibilidad es muy grande, pues el periodo siempre es fijo, también presentan gran estabilidad temporal. Sus desventajas son como ya se mencionó la dependencia a las propiedades físicas de las placas y la rigidez del arreglo para poder cambiar el periodo, pues puede llegar a ser complicado (depende del arreglo implementado), sin embargo se ha demostrado, sintonización en todo el espectro de comunicaciones. El proceso de fabricación de RPLM, sus características y su respuesta espectral a diferentes parámetros se estudiarán a fondo en el capítulo 5.

### 1.3 Postprocesamiento de rejillas de periodo largo

El postprocesamiento de RPL se refiere al proceso por el cual se modifican las propiedades espectrales de las rejillas. Específicamente, se logra cambiar o sintonizar las longitudes de

onda de las bandas de atenuación o se altera de alguna forma la sensibilidad a parámetros externos. Básicamente existen tres técnicas de postprocesamiento: el tratamiento térmico, el estrechamiento térmico y el adelgazamiento o desbaste químico.

### **1.3.1 Sintonización de las bandas de rechazo.**

A veces es importante poder ajustar la longitud de onda resonante de las bandas de una RPL. Pues en el proceso de grabado no se pudo ubicar las bandas justo en las longitudes de onda deseadas. Para ello se hace uso de un método de postprocesamiento como el tratamiento térmico. En esta técnica hay dos posibilidades: usar un horno con una atmosfera de gas inerte para evitar que la humedad del ambiente vuelva frágil a la fibra [16]. La otra posibilidad es calentar la fibra localmente por medio de una flama de gas butano, de forma similar al estrechamiento térmico de fibra, pero sin la parte de estirado [17].

Tratando la RPL con calentamiento a altas temperaturas (1000 °C), se puede liberar el estrés residual del estiramiento y del proceso de inscripción. Con lo que se logra sintonización hacia longitud de onda menores. Esta técnica funciona bastante bien en RPLAE y RPLCO<sub>2</sub> [16]. Por otra parte, al calentar con flama, se ha encontrado que las RPLAE responden según la cantidad de veces (vueltas) que la flama calentó toda la longitud de la rejilla. Con esto se encuentra que primeramente hay un cambio negativo de la longitud de onda, con más vueltas, el cambio empieza ser hacia longitudes de onda mayores, hasta alcanzar el nivel original y seguir cambiando si se aplican mas vueltas de la flama [17].

En ocasiones el ancho espectral de las bandas se ve afectado al aplicar el tratamiento térmico, lo que acarrea más problemas que soluciones. Se sabe que las RPLUV, expuestas a temperaturas superiores a los 400 °C, normalmente se borran o en el mejor de los casos se altera enormemente sus características, por lo que no es recomendable aplicar algún tratamiento térmico [18]. Para las RPLM no hay reportes de su comportamiento a alta temperatura. Sin embargo los trabajos existentes a temperatura ambiente indican grandes cambios en el espectro de transmisión de estas rejillas [19]. Las RPLAE y RPLCO<sub>2</sub>, son las que mejor soportan el tratamiento térmico, pues sus propiedades espectrales se alteran muy poco.

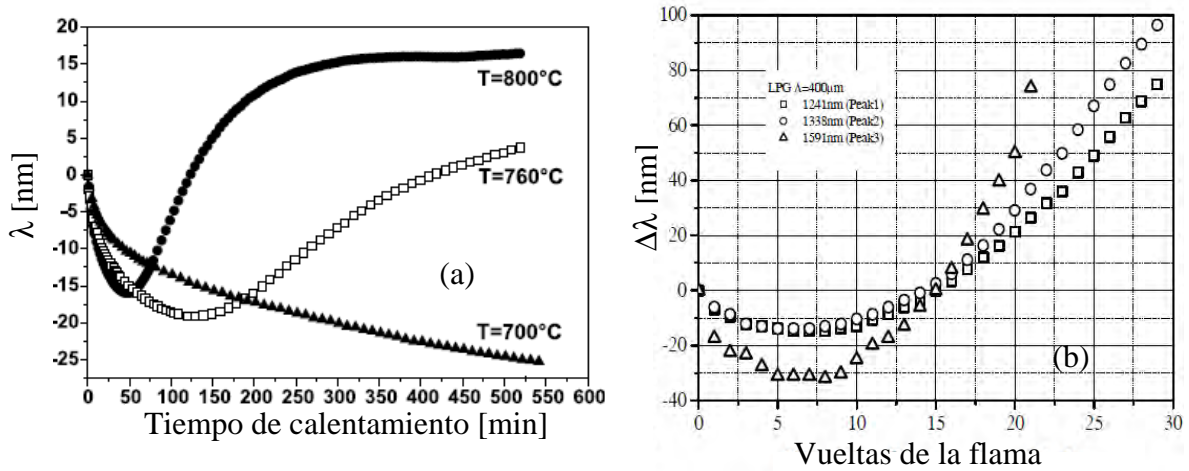


Figura 1.8. Sintonización de la longitud de onda por medios térmicos. (a) Calentamiento con horno [16], (b) calentamiento local por flama [17].

También se puede sintonizar la longitud de onda a través un adelgazamiento de fibra. El estrechamiento térmico (por medio de flama), puede mover las bandas hacia longitudes de onda menores. Inclusive se ha encontrado una relación casi lineal en el cambio en longitud de onda producto del diámetro de estrechamiento con lo que se puede sintonizar más de 500 nm [20]. En la figura 1.9(a) se muestra los espectros de transmisión de una RPLM con fibra adelgazada a diferentes diámetros. Igualmente el desgaste químico puede modificar las propiedades espectrales, aunque aquí se ha encontrado que el cambio es hacia longitudes de onda mayores y que se puede sintonizar cerca de 200 nm. Sin embargo el espectro de transmisión se ve severamente afectado [21]. Tal como se aprecia en la figura 1.9(b).

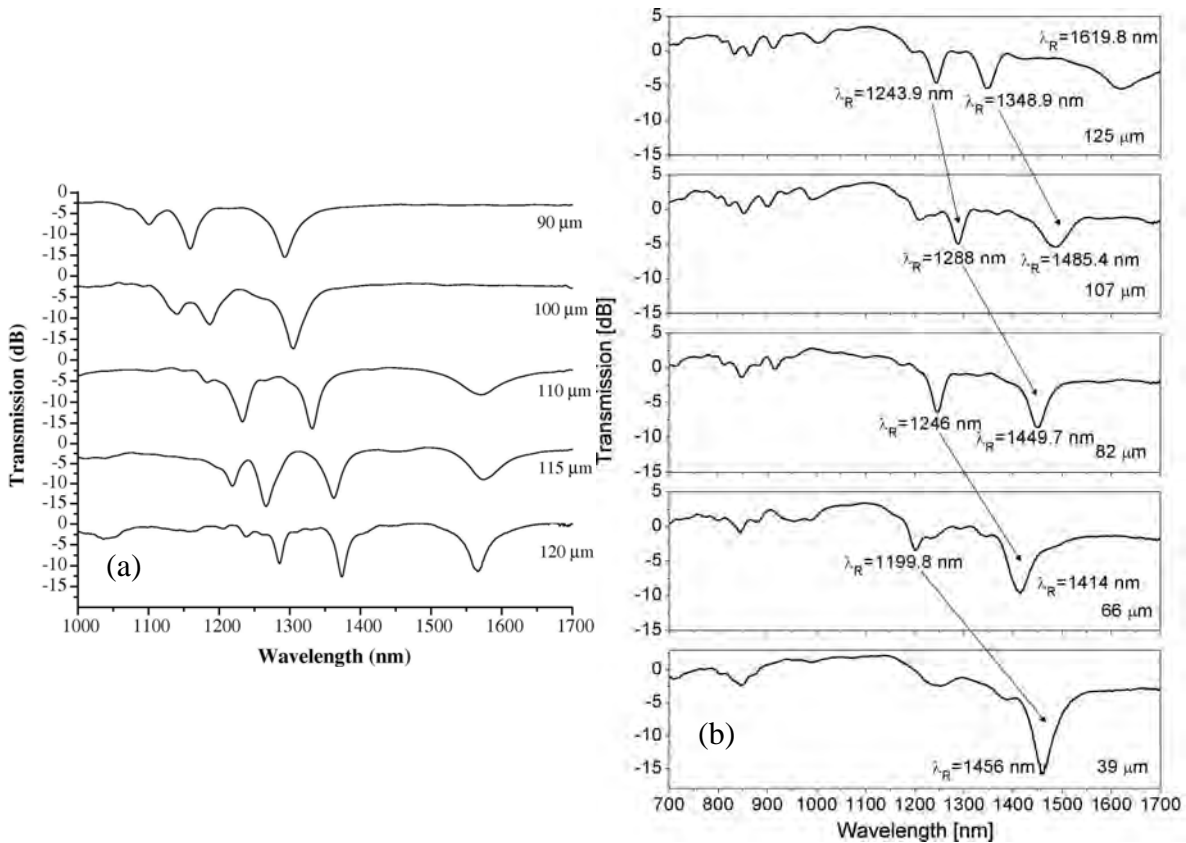


Figura 1.9. Sintonización de la longitud de onda por medio de adelgazamiento. (a) Estrechamiento de fibra [20], (b) devastado químico [21].

### 1.3.2 Mejora en la sensibilidad al índice de refracción del entorno.

Cuando el índice de refracción externo es muy parecido al del revestimiento, normalmente la sensibilidad de una RPL llega a un nivel de “saturación”, donde no se mide cambio alguno. Pasando esta zona de saturación, la sensibilidad regresa pero en una pendiente distinta. En ocasiones, la aplicación de la RPL, exige medir alrededor de la zona de saturación. Por lo que es deseable cambiar la sensibilidad para poder medir índices de refracción en esta zona. Una alternativa es por medio del adelgazamiento (devaste) químico de la fibra, con lo que se logra aumentar la sensibilidad, como se aprecia en la figura 1.10 [21].

También se puede de aumentar la sensibilidad al hacer un estrechamiento de fibra, con lo que se promueve que el campo evanescente pueda interactuar con el medio externo [20]. Otra forma es a través de la deposición de películas delgadas. Aquí se busca que la película depositada sea sensitiva al parámetro a medir. Esta técnica tiene la ventaja de que se puede medir con fibra óptica parámetros a los cuales no se tiene sensibilidad [22-24]. La

desventaja radica en que las características espectrales de las RPL se verán afectadas por el índice de refracción y el grosor de la capa externa. En la figura 1.10(b), se muestra una aplicación de este tipo donde la sensibilidad al índice de refracción externo se ve mejorada. Esta técnica es muy usada en los sensores químico-biológicos, pues es muy difícil detectar analitos con la fibra sola. Una buena opción es combinar el adelgazamiento con el depósito de películas delgadas. Esta combinación, puede implementarse de tal forma que las ventajas de ambas técnicas se pueden complementar.

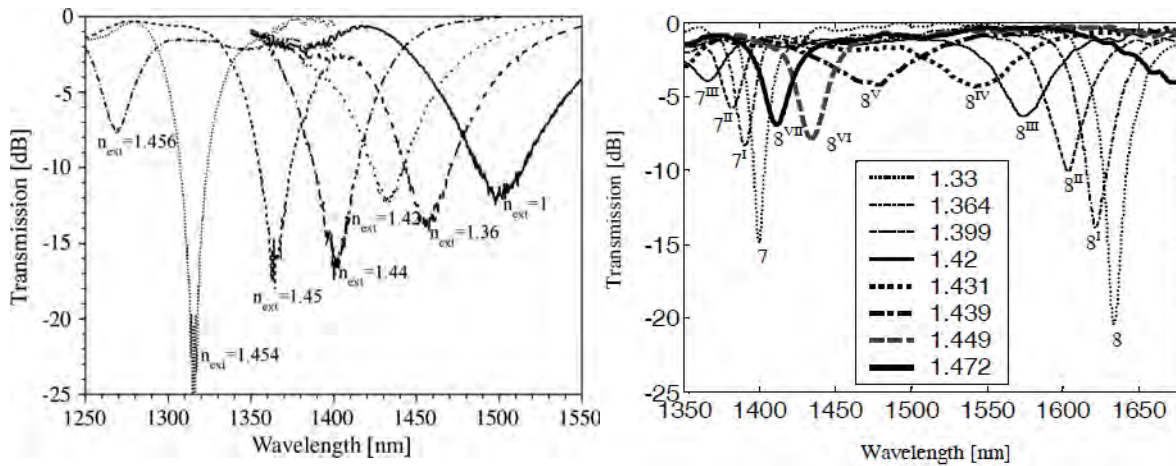


Figura 1.10 Mejora de la sensibilidad al índice de refracción externo. (a) Adelgazamiento químico [21], (b) Deposición de películas delgadas [22].

## 1.4 Aplicaciones de las Rejillas de periodo largo

### 1.4.1 Aplicaciones en comunicaciones y láseres

Las RPL encontraron su primera aplicación real en el área de comunicaciones ópticas, pues fueron empleadas por Vengsarkar y colaboradores [8,25-27], como filtros de rechazo de banda. Desde entonces han sido usadas como filtros pasa bandas, filtros de banda estrecha y filtros de múltiples longitudes de onda sintonizables [28-31]. Todos con la capacidad de ajustar la longitud de onda y también de modificar el porcentaje de filtrado. Otra interesante aplicación en sistemas de comunicación es la de acopladores para añadir/sustraer (add/drop) canales [32-35]. Este tipo de acopladores tienen como característica, que con solo cambiar la distancia del acoplador, se puede conmutar (la salida) entre los canal de entrada con lo cual se puede producir multiplexores de fibra.

Es más común encontrar a las RPL como filtros ecualizadores de ganancia [36], ya que sus características atenuantes son ideales para este aplanar la ganancia de los amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA) [37,38]. También han sido usados como filtros reconfiguradores de ganancia [39], para selectivamente ajustar la ganancia de cada longitud de onda. Igualmente las RPL tienen aplicaciones como convertidores modales y del estado de polarización (rocking filtros). Donde se busca poder conmutar entre el modo fundamental a algún otro modo de alto orden, para así controlar o compensar la dispersión [40-43].

Mención especial merece el empleo de las RPL en sistemas láser de fibra óptica. Donde hay importantes aplicaciones como la sintonización fina de la longitud de onda de emisión láser [44-47]. También existen trabajos donde por medio de una RPL, pueden conseguir múltiples longitudes de onda a la salida del láser [46-49]. En este mismo sentido, hay trabajos donde además de lo anterior, se puede conmutar para tener una, dos o más longitudes de onda a la salida [46,48,50,51]. Las aplicaciones de RPL en sistemas láseres de fibra, resulta atractiva, pues se puede inducir la rejilla directamente en la fibra láser, evitando así las pérdidas por empalme. Aunque en ocasiones la estabilidad de la RPL decrece y con ello el desempeño del sistema completo, debido a la fuerte dependencia de las rejillas a la temperatura. En la tabla 1.1, se resumen las aplicaciones de las RPL a comunicaciones y láseres

Aplicación	Referencias
Filtros de rechazo de banda	[8][25][26][27]
Dispositivos de selección de longitud de onda	[28][29][30][31]
Multiplexores (add/drop)	[32][33][34][35]
Filtros aplanadores de ganancia y ecualizadores para EDFA	[36][37][38][39]
Convertidores modales y de polarización	[40][41][42][43]
Sintonización fina de láser	[44][45][46][47]
Sintonización de múltiples longitud de onda láser	[46][47][48][49]
Conmutación de longitud de onda	[46][48][50][51]

Tabla 1.1. Aplicaciones de las RPL en telecomunicaciones ópticas y láseres de fibra

### 1.4.2 Aplicaciones en sensado

La mayor área de aplicación de las RPL es como sensores de parámetros físicos y químicos [52]. Pues sus características espectrales se afectan al verse expuestas a dichos parámetros. Todos los tipos de RPL son sensitivas a: la temperatura ambiente (T) [52-54], la tensión axial ( $\epsilon$ ) [52,55,56], la presión (P) [52,57,58], la torsión ( $\phi$ ) [52,55,59], al ángulo de doblamiento (bending) [52,55,60] y al índice de refracción externo [52,61,62]]. Según la técnica para inducir la modulación del índice de refracción, la sensibilidad a estos parámetros variará. Más aún, algunas tecnologías son insensitivas a ciertos elementos, o presentan un comportamiento diametralmente opuesto al de otras tecnologías.

La sensibilidad de las RPL realmente es combinada, pues responden a cualquier cambio en los parámetros anteriormente mencionados. Por lo que se deberán de fijar (los parámetros) antes de hacer una medición y así evitar errores en el sensado. La principal respuesta es un cambio en longitud de onda, el cual puede ser positivo (hacia longitudes de onda mayores) o negativo (hacia menores). Pero también, se puede registrar un cambio en la fase de la onda electromagnético, o una variación en el estado de polarización o en la profundidad de las bandas de atenuación, es decir en la intensidad de la señal. Esto último es lo más deseable, pues las mediciones en intensidad son más simples y baratas instrumentalmente.

Por otra parte, una de las aplicaciones de las RPL, relativamente más recientes es la medición de analitos químicos y biológicos por medio de las RPL [63-68]. La mayoría de este tipo de sensores, están basados en medir el índice de refracción externo. Aunque en ocasiones para promover un cambio en el medio que rodea a la rejilla, se aplica una película delgada. Así, se suscita que el analito migre a la vecindad de la fibra y el índice de refracción cambie [63-65]. El principal problema es que medir índices de refracción superiores al del revestimiento involucra poca sensibilidad o en algunos casos saturación en la medición [63-68]. Pero en soluciones acuosas, las RPL han comprobado grandes propiedades de sensado [63,65,66].

Las mediciones de analitos biológicos, normalmente son bajo condiciones de temperatura controlado. Por lo que requiere de una caracterización completa de la respuesta a temperatura del sensor compuesto. Las características inherentes de los sensores basados en RPL, las hacen ideales para su aplicación en el sensado en ambientes altamente

explosivos y corrosivos. Con lo cual se ha logrado medir gases como etano y la gasolina [65]. O también analitos altamente tóxicos como el cromo de valencia 6 (Cr VI). Aunque nuevamente todos estos sensores se basan en medir el índice de refracción externo. Otra aplicación interesante es la medición de corriente o voltaje [69]. Donde normalmente se aplica una película, con la capacidad de modificar sus propiedades ópticas en presencia de una corriente eléctrica [69]. Esto produce un cambio en el espectro de transmisión de la RPL, el cual se asocia a la corriente o voltaje [69-70]. Este tipo de sensores están libres de interferencia electromagnética, y pueden soportar temperaturas muy elevadas

Aplicación	Referencias
Temperatura	[52][53][54]
Tensión axial	[52][55][56]
Presión puntual	[52][57][58]
Torsión	[52][55][59]
Doblamiento	[52][55][60]
Índice de refracción externo	[52][61][62]
Analitos químicos	[63][64][65]
Analitos biológicos	[66][67][68]
Corriente/Voltaje	[69][70][71]

Tabla 1.2. Aplicaciones de las RPL en el sensado de parámetros externos

## 1.5 Estado del arte en rejillas de periodo largo

En la actualidad, las RPL se han ganado un lugar destacable entre los dispositivos de fibra óptica. Por lo que hay gran investigación sobre técnicas alternativas para su grabado. Con lo que se busca mejorar el desempeño de este dispositivo. También, recientemente debido a sus cualidades únicas, se han estudiado nuevas y prometedoras aplicaciones, como biosensores dirigidos al área médica e interacción con pulsos ultracortos.

### 1.5.1 Técnicas alternativas para el grabado de RPL

Entre las técnicas alternativas para inscripción de RPL, hay la del uso de pulsos ultrarrápidos (en el orden de femtosegundos o fs). Aquí, se emplea un láser de  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  el cual emite a 800 nm (infrarrojo) y un ancho temporal de 120 fs con fibra estándar de telecomunicaciones [72]. El espectro de transmisión que obtuvieron es complejo y los



autores lo atribuyen a irregularidades en la modulación del índice de refracción. Además las pérdidas son realmente muy grandes ( $> 4\text{dB}$ ). Sin embargo la estabilidad de esta rejilla es muy grande, pues por debajo de los  $600\text{ }^\circ\text{C}$ , no presenta cambios en la longitud de onda y muy pocos cambios en la profundidad de atenuación. Los autores atribuyen que el proceso de formación de esta rejilla se debe a la absorción de tres fotones.

Otra técnica es igualmente con la absorción de tres fotones, pero esta vez se emplea un láser de Ti:Zafiro y el segundo armónico de la radiación láser, es decir a  $400\text{ nm}$  [73]. Además la fibra empleada era estándar para telecomunicaciones, pero hidrogenada. El resultado de este experimento, se muestra en la figura 1.11, como se aprecia, el espectro tiene significativamente menores pérdidas aunque la complejidad sigue presente pues hay división de picos. Hay otras técnicas estudiadas recientemente donde se involucra la adsorción de 5 fotones, donde igualmente usan pulsos ultracortos a  $800\text{ nm}$ , la única diferencia con las anteriores es que el enfocamiento de los pulsos es aún más estrecho [74].

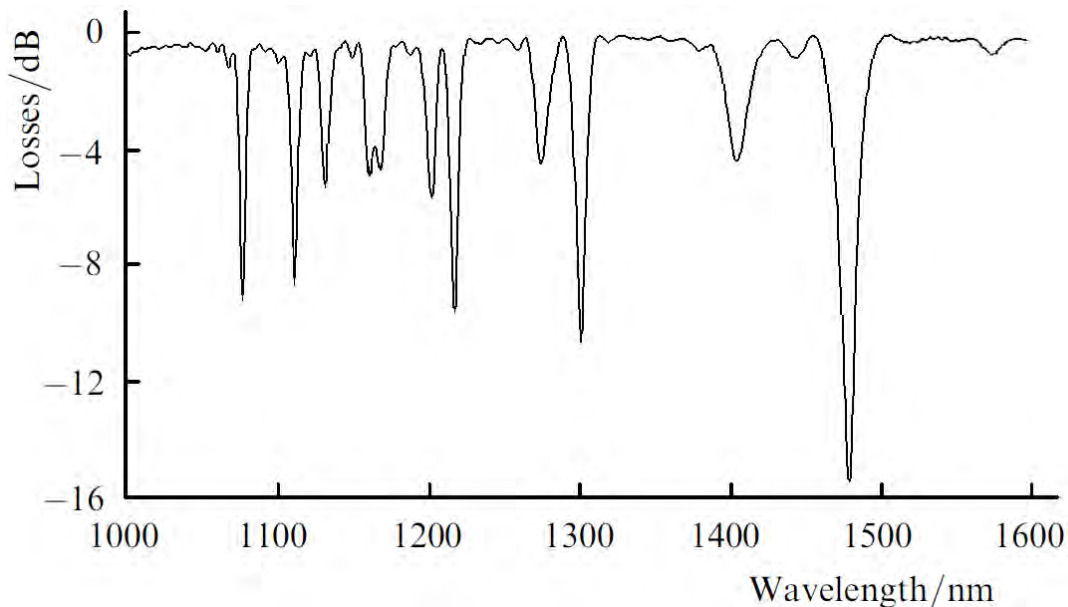


Figura 1.11. Espectro de transmisión de una RPL fabricada con pulsos ultracortos a  $400\text{ nm}$ . Tomada de [74].

También existe una técnica donde por medio de ácido fluorhídrico, devastan periódicamente segmentos de la fibra, a manera de modular geoméricamente el diámetro [75]. Es posible sintonizar este tipo de rejilla al aplicar tensión o torsión. El principal

problema de este tipo de técnica es que trabajar con ácido fluorhídrico, puede llegar a ser peligroso. Además se requiere emplear una técnica litográfica para tener buen control sobre el área a devastar. Otra técnica alternativa consiste en depositar películas metálicas [76]. Aquí el metal genera zonas de estrés con lo que se modula el índice de refracción. Este tipo de rejillas tienen gran estabilidad mecánica y a la temperatura.

### **1.5.2 Nuevas áreas de aplicación.**

Una relativamente nueva área de aplicación de las RPL, son los biosensores. Donde se busca la medición de analitos biológicos o bioanalitos. Tal como el ADN o ciertas proteínas resultantes de procesos celulares [77-79]. El tiempo de vida promedio de estos bioanalitos, es de unos cuantos nanosegundos, por lo que la aplicación de mediciones ópticas resulta muy atractiva. Además de que se pueden desarrollar sensores con límites de detección muy bajos y con ello una gran resolución. Resolución, prácticamente imposible de alcanzar por medios electrónicos. La mayoría de los sensores reportados hace uso de depositar una o más películas sensitivas al bioanalito. Y nuevamente, la sensibilidad se basa en medir el índice de refracción externo alrededor a la fibra, como se aprecia en la figura 1.12(a), pero también se puede medir el cambio en la longitud de onda, tal como se muestra en la figura 1.12(b) [77,78].

Al bombear con pulsos ultra cortos a una fibra, se producen (entre otros), efectos no lineales, los que ha permitido el desarrollo de aplicaciones de muy diversa índole. Una de estas aplicaciones es la generación de supercontinuo, el cual es el ensanchamiento espectral de un pulso propagante. Debido a los muchos efectos que provocan el ensanchamiento, este no es plano, es decir, tiene varios picos. En este contexto el uso de RPL, permite suavizar espectro final ensanchado [80]. También se puede usar la RPL para sintonizar el ensanchamiento del supercontinuo al sintonizar a través de temperatura, las longitudes de onda resonantes de la RPL, como se muestra en la figura 1.13 [80]. Otra aplicación interesante relacionada con pulsos ultracortos, es la compresión de estos pulsos, donde la RPL actúa como un filtro remodelador, el cual permite para moldear el espectro al propagarse y atenuar posibles ensanchamientos indeseados [81].

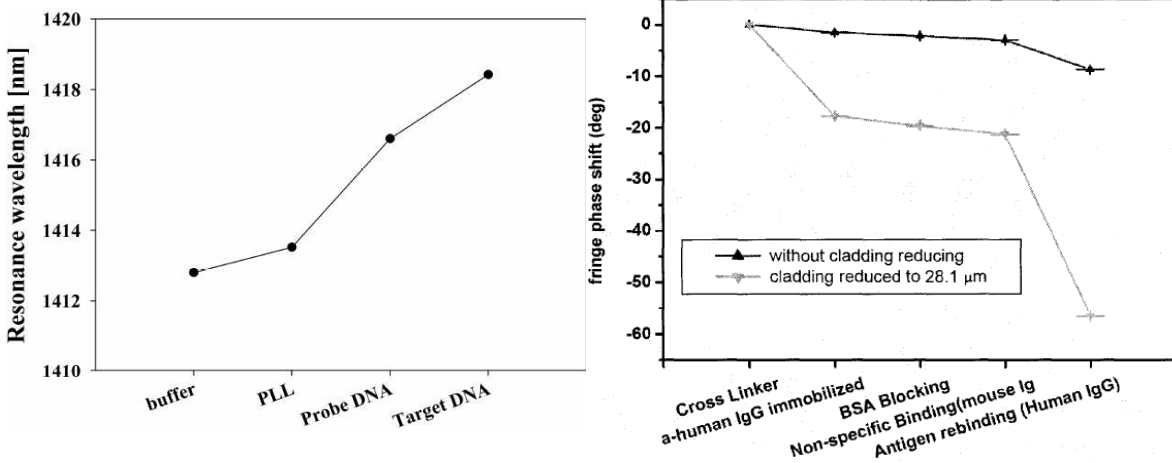


Figura 1.12. RPL como sensores bioquímicos: (a) índice de refracción medido con al RPL asociado a diferentes bioanilitos [76], (b) Cambio en longitud de onda para diferentes bioanalitos [79].

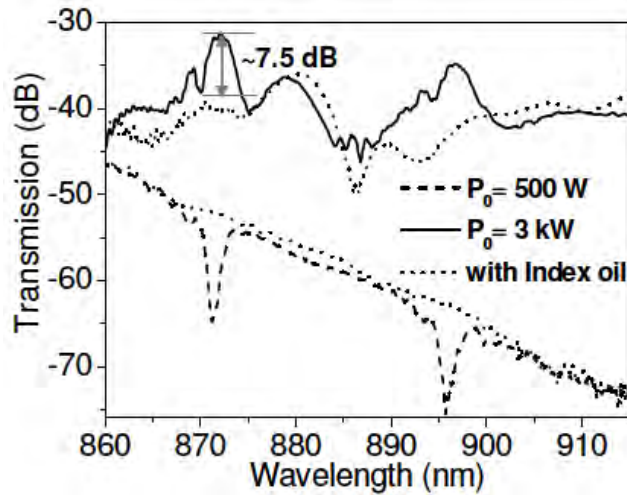


Figura 1.13. Espectro de supercontinuo aplanado por medio de una RPL [80].

## Bibliografía

1. A. Othonos, K. Kalli, *Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing*, Artech House, 1999, USA.
2. R. Kashyap, *Fiber Bragg gratings*, Academic Press, 1999, USA.
3. S. A. Vasiliev, O. I. Medvedkov, *Long-period refractive index fiber gratings: properties, applications, and fabrication techniques*, SPIE proceedings Vol. 4083, 212-223, 2000.
4. O. V. Ivanov, S. A. Nikitov, Y. V. Gulyaev, *Cladding modes of optical fibers: properties and applications*, Physics Uspekhi, **49**(2), 167-191, 2006.
5. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki. *Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication*, Applied Physics Letters. **32**(647), 647-649, 1978.
6. K. O. Hill, G. Meltz, *Fiber bragg grating technology fundamentals and overview*, Journal of Lightwave Technology, **15**(8), ,1997.
7. Kenneth O. Hill en Wikipedia: [http://en.wikipedia.org/wiki/Kenneth\\_O.\\_Hill](http://en.wikipedia.org/wiki/Kenneth_O._Hill)
8. G. Meltz, W. W. Morey, W. H. Glenn, *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method*. Optics Letters, **14**(15):823-825, 1989.
9. K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, J. Albert, *Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask*, Applied Physics Letters. **62**(10), 1035-1037, 1993.
10. A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatina, T. Erdogan, J. E. Sipe, *Long-period fiber gratings as band-rejection filters*, Journal of Lightwave Technology, **14**(1), 58-63, 1996.
11. L. Zhang, Y. Liu, L. Overall, J. A. R. Williams, and I. Bennion, *Design and realization of long period grating devices in conventional and high birefringence fibre and their novel applications as fibre-optic load sensor*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **5**(5), 1373-1378, 1999.
12. D. D. Davis, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis, S. G. Kosinski, S. C. Mettler, A. M. Vengsarkar, *Long-period fibre gratings fabrication with focused CO2 laser pulses*, Electronics Letters. **34**(3), 302-303, 1998.

13. V. I. Karpov, M. V. Grekov, E. M. Dianov, K. M. Golant, S. A. Vasilie, O. I. Medvedkov, R. Khrapko, *Mode-field converters and long-period gratings fabricated by thermo-diffusion in nitrogen-doped silica-core fibre*, Proceedings of Optical Fiber Conference (OFC) 98, San Diego, **2**, 279-280, 1998.
14. S. G. Kosinski, A. M. Vengsarkar, *Splice-based long-period fiber gratings*. Proceedings of Optical Fiber Conference (OFC) 98, San Diego, **2**, 278, 1998.
15. S. Savin, M. Digonnet, G. Kino and H. Shaw, *Tunable mechanically induced long-period fiber gratings*. Optics Letters, **25**(10), 710-712, 2000.
16. G. Humbert, A. Malki, *Electric-arc-induced gratings in non-hydrogenated fibres: fabrication and high-temperature characterizations*, Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, **4**(2), 194-198, 2002.
17. D. Monzón-Hernández, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Ríos, K. Salas-Alcántara, *Fine-tuning of the transmission characteristics of an arc-induced long-period fiber grating by local heating*, Proceedings of SPIE, 7503. 75033Q-1, 2009.
18. S. Kannan, J. Z. Y. Guo, P. J. Lemaire, *Thermal stability analysis of UV induced fiber Bragg gratings*, Journal of Lightwave Technology, **15**(8):1478-1483, 1997.
19. L. A. Garcia-de-la-Rosa, I. Torres-Gomez, A. Martinez-Rios, D. Monzon-Hernandez, *Temperature impact on mechanically induced long-period fiber gratings*, Optics and Lasers in Engineering, **49**(6), 714-717, 2011.
20. G. A. Cárdenas-Sevilla, D. Monzón-Hernández, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Ríos, *Mechanically induced long-period fiber gratings on tapered fibers*, Optics Communication, **282**(14), 2823-2826, 2009.
21. A. Martínez-Ríos, I. Torres-Gómez, D. Monzón-Hernández, *Highly sensitive cladding-etched arc-induced long-period fiber gratings for refractive index sensing*, Optics Communications, **283**(6), 958-962, 2010.
22. Z. Wang, J. Heflin, R. Stolen, S. Ramachandran, *Analysis of optical response of long period fiber gratings to nm-thick thin-film coating*, Optics Express, **13**(8), 2808-2813, 2005.
23. A. Cusano, A. Iadicicco, P. Pilla, L. Contessa, S. Campopiano, A. Cutolo, *Mode transition in high refractive index coated long period gratings*, Optics Express, **14**(1), 19-34, 2006.

24. M Smietana, M L Korwin-Pawlowski, W J Bock, G R Pickrell, J Szmidt, *Refractive index sensing of fiber optic long-period grating structures coated with a plasma deposited diamond-like carbon thin film*, Measurement and Science Technology, **19**(8), 085301, 2008.
25. F. E. Seraji, S. Farsinezhad, L. C. Anzabi, *Optimization of long-period grating inscribed in large mode area photonic crystal fiber for design of bandstop filter*, Optik, **122**(1), 58-62, 2011.
26. M. J. Kim, Y. M. Jung, B. H. Kim, W.-T. Han, B. H. Lee, *Ultra-wide bandpass filter based on long-period fiber gratings and the evanescent field coupling between two fibers*, Optics Express, 15(17), 10855-10862, 2007.
27. A. A. Abramov, A. Hale, R. S. Windeler, T. A. Strasser, *Widely tunable long-period fibre gratings*, Electronics Letters, **35**(1), 81-82, 1999.
28. Y.-G. Han, S.-M. Choi, S. H. Kim, S. B. Lee, *Voltage-controllable wavelength-selective optical switching based on multiply cascaded long-period fiber gratings*, Optics Letters, **28**(21), 2034-2036, 2003.
29. M. I. Braiwish, B. L. Bachim, T. K. Gaylord, *Prototype CO<sub>2</sub> laser-induced long-period fiber grating variable optical attenuators and optical tunable filters*, Applied Optics, 43(9), 1789-1793, 2004.
30. J. Na, J. Kim, E. Choi, S. Young-Ryu, J. Ho-Baek, B. Ha-Lee, *Spectral filtering in OCT system implemented by mechanically induced long-period fiber grating*, Optical Quantum Electronics **37**(13-15), 1251–1261, 2005.
31. H. Sakata, K. Nishio, M. Ichikawa, *Tunable bandpass filter based on force-induced long-period fiber grating in a double cladding fiber*, Optics Letters, **35**(), 1061-1063, 2010.
32. X. Dong, S. Feng, O. Xu, S. Lu, L. Pei, *Add/drop channel filter based on two parallel long-period fiber gratings coupler*, Optik, **120**(16), 855–859, 2009.
33. V. Grubsky, D. S. Starodubov, and J. Feinberg, *Wavelength-selective coupler and add-drop multiplexer using long-period fibre gratings*, Proceeding of Optical Fiber Conference (OFC'2000), Baltimore, 2000.
34. K. S. Chiang, Y. Liu, M. N. Ng, and S. Li, *Coupling between two parallel long-period fibre gratings*, Electronics Letters, **36**(16), 1408-1409, 2000.

35. Y. G. Han, S. B. Lee, C. S. Kim, M. Y. Jeong, *Tunable optical add-drop multiplexer based on long-period fiber gratings for coarse wavelength division multiplexing systems*, Optics Letters, **31**(6), 703-705, 2006
36. I.-B. Song and J.-W. Song. *Gain flattened and improved double-pass two-stage EDFA using microbending long-period fiber gratings*. Optics Communications **236**(1-3): 141-144, 2004.
37. H. Kim, J. Bae, J. Chun, *Synthesis method based on genetic algorithm for designing EDFA gain flattening LPFGs having phase-shifted effect*, Optical Fiber Technology, **15**(3), 320-323, 2009.
38. N. Ni, C.C. Chan, K. M. Tan, S. C. Tjin, X. Y. Dong, *Broad-band EDFA gain flattening by using an embedded long-period fiber grating filter*, Optics Communications, **271**(2), 377-381, 2007.
39. H. R. Chen, K. H. Lin, J. H. Lin, W. F. Hsieh, *Stress-Induced Versatile Tunable Long-Period Gratings in Photonic Crystal Fibers*, IEEE Photonics Technology Letters, **20**(17-20), 1503-1505, 2008.
40. A. Roy, P. Sharan, H. N. Acharya, *Optimal design of broadband long period grating-based LP01  $\leftrightarrow$  LP02 mode converters for dispersion compensation*, **36**(6), 651-66, 2003.
41. M. Skorobogatiy, *Quantitative characterization of higher-order mode converters in weakly multimoded fibers*, Optics express, **11**(22), 2838-2847, 2003.
42. K. S. Lee, *Coupling Analysis of spiral fiber gratings*, Optics Communications, **19**(4-6), 317-324, 2001.
43. Convertidores modales y po K. S. Lee, T. Erdogan, *Fiber mode conversion with tilted gratings in an optical fiber*, Journal of Optical Society of America A, **18**(5), 1176-1185, 2001.
44. M. Harumoto, M. Shigehara, M. Kakui, H. Kanamori, M. Nishimura, *Compact long-period grating module with multi-attenuation peaks*, Electronics Letters, **36**(6), 512-514, 2000.
45. A. Martínez-Rios, I. Torres-Gómez, R. Selvas-Aguilar, D. E. Ceballos-Herrera, Ruth Mata-Sánchez, G. Anzueto-Sánchez, *Linear cavity fiber Laser with 100 nm wavelength tuning range*, Laser Physics, **19**(5), , 2009.

46. G. Anzueto-Sanchez, A. Martínez-Rios, I. Torres-Gómez, D. E. Ceballos-Herrera, R. Selvas-Aguilar, V. Durán-Ramirez, *Tunable ytterbium doped fiber laser based on a mechanically induced long period fiber grating*, *Optical Review*, **14**(2), 75-77, 2007.
47. H. Sakata, H. Yoshimi, Y. Otake, *Wavelength tunability of L-band fiber ring lasers using mechanically induced long-period fiber gratings*, *Optics Communications*, **282**(6), 1179-1182, 2009.
48. D. E. Ceballos-Herrera, I. Torres-Gomez, A. Martinez-Rios, G. Anzueto-Sanchez, Y. Barmenkov, *Single- to three-wavelength switchable ytterbium-doped fiber laser based on intracavity induced loss by a long-period holey fiber grating*, *Optics & Laser Technology*, **43**(4), 825-829, 2011.
49. M. Yan, S. Luo, L. Zhan, Z. Zhang, Y. Xia, *Triple-wavelength switchable Erbium doped fiber laser with cascaded asymmetric exposure long-period fiber gratings*, *Optics Express*, **15**(7), 3685-91, 2007.
50. S. Fu, L. Si, Z. Guo, S. Yuan, Y. Zhao, X. Dong, *Switchable multiwavelength ytterbium-doped double-clad fiber laser based on a multimode fiber grating*, *Applied Optics*, **46**(17), 3579-3582, 2007.
51. Y. W. Lee, B. Lee, *Wavelength-switchable erbium-doped fiber ring laser using spectral polarization-dependent loss element*, *Photonics Technology Letters*, **15**(6), 795-797, 2003
52. S. W. James and R. P. Tatam *Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application*, *Measurement Science. and Technology* **14**(5), 49-61, 2003.
53. M. Kim, D. Lee, B. I. Hong, H. Chung, *Performance characteristics of long-period fiber-gratings made from periodic tapers induced by electric-arc discharge*, *Journal of Korean Physical Society*, **40**(2), 369-373, 2002.
54. A. Malki, G. Humbert, Y. Ouerdane, A. Boukhenter, A. Boudrioua, *Investigation of the writing mechanism of electric-arc-induced long-period fiber gratings*, *Applied Optics*, **42**(19), 3776-3779, 2003.
55. C.-Y. Lin, L. A. Wang, G.-W. Chern, *Corrugated long-period fiber gratings as strain, torsion, and bending sensors*, *Journal of Lighthwave Technology*, **18**(8), 1159-1167, 2001.



56. V. Bhatia, *Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing*, Optics Express, **4**(11), 457-466, 1999.
57. W. J. Bock, J. Chen, P. Mikulic, T. Eftimov, *A novel fiber-optic tapered long-period grating sensor for pressure monitoring*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, **56**(4), 1176-1180, 2007.
58. Y. Jiang, J. Zhao, D. Yang, D. Tang, *High-sensitivity pressure sensors based on mechanically induced long-period fiber gratings and fiber loop ring-down*, Optics Communications, **283**(20), 3945-3948, 2010.
59. D. E. Ceballos-Herrera, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Ríos, L. A. García-de-la-Rosa, J. J. Sánchez-Mondragón, *Torsion sensing characteristics of mechanically induced long-period holey fiber gratings*, IEEE Sensors Journal, **10**(7), 1200-1205, 2009.
60. C. C. Ye, S. W. James, R. P. Tatam, *Simultaneous temperature and bend sensing with long-period fiber gratings*, Optics Letters, **25**(14), 1007-1009, 2000.
61. Y. X. Jin, C. C. Chan, Y. F. Zhang, X. Y. Dong, *Mechanically induced long-period fiber grating in side-hole single-mode fiber for temperature and refractive sensing*, Optics Communications, **283**(7), 1303-1306, 2010.
62. H. J. Patrick, A. D. Kersey, F. Bucholtz, *Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction*, Journal of Lightwave Technology, **16**(9), 1606-1612, 1998.
63. J.-L. Tang, J.-N. Wang, *Chemical sensing sensitivity of long-period grating sensor enhanced by colloidal gold nanoparticles*, Sensors, **8**(1), 171-184, 2008.
64. I. Peshko, O. Cherry, T. Rutkevich, B. Hockley, V. Rubtsov, *Long-period gratings in optical fibres for chemical sensor applications*, Measurement and Science Technology, **16**(11), 221-2228, 2005.
65. J. Linesh, T. M. Libish, M. C. Bobby, P. Radhakrishnan, V. P. N. Nampoori, *Periodically tapered LPFG for ethanol concentration detection in ethanol-gasoline blend*. Sensors & Transducers, **125**(2), 205-212, 2011.
66. D. W. Kim, Y. Zhang, K. L. Cooper, A. Wang, *Fibre-optic interferometric immunosensor using long period grating*, Electronics Letters, **42**(6), 324-325, 2006.

67. M. P. DeLisa, Z. Zhang, M. Shiloach, S. Pilevar, C. C. Davis, J. S. Sirkis, W. E. Bentley, *Evanescence wave long-period fiber Bragg grating as an immobilized antibody biosensor*, *Analytical Chemistry*, **72** (13), 2895–2900, 2000.
68. O. L'Hénaf, A. Zohrabyan, T. Galstian, *Development of fiber long period gratings for biological sensor applications*, *SPIE Proceedings*, 7099, 70990P, 2008.
69. Y. W. Lee, I. Yoon, B. Lee, *A simple fiber-optic current sensor using a long-period fiber grating inscribed on a polarization-maintaining fiber as a sensor demodulator*, *Sensors and Actuators A:Physical*, **112**(2-3), 308-312, 2004.
70. W.-H. Bi, Z.-G. Chen, H.-B. Wang, *Long period fiber grating voltage sensing system*, *CNKI Journal: Piezoelectrics & Acoustooptics*, 5, TP212.1, 2009. DOI: CNKI:SUN:YDSG.0.2009-05-011
71. C.-H. Cheng, M.-H. Chen, W.-F. Liu, *Measurement of AC current using a superstructure fiber grating*, *Microwave and Optical Technology Letters*, **50**(5), 1168-1171, 2008.
72. Y. Kondo, K. Nouchi, T. Mitsuyu, M. Watanabe, P. G. Kazansky, K. Hirao, *Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses*, *Optics Letters*, **24**(10), 646-648, 1999.
73. K. A. Zagorulko, P. G. Kryukov, Y. V. Larionov, A. A. Rybaltovskii, E. M. Dianov, N. S. Vorobiev, A. V. Smirnov, M. Y. Shchelev, A. M. Prokhorov, *Recording of a long-period grating formation in a fibre by second harmonic radiation from a femtosecond Ti:sapphire laser*, *Quantum Electronics*, **31**(2-4), 999–1002, 2001.
74. D. N. Nikogosyan, *Multi-photon high-excitation-energy approach to fibre grating inscription*, *Measurement Science and Technology*, **18** (1), R1–R29, 2007.
75. H. S. Jang, K. N. Park, J. P. Kim, S. J. Sim, O. J. Kwon, Y.-G. Han, K. S. Lee, *Sensitive DNA biosensor based on a long-period grating formed on the side-polished fiber surface*, *Optics Express*, **17**(5), 3855-3860, 2009.
76. L. Rindorf, J. B. Jensen, M. Dufva, L. H. Pedersen, P. E. Højby, O. Bang, *Photonic crystal fiber long-period gratings for biochemical sensing*, *Optics Express*, **14**(18), 8224-8231, 2006.

77. P. Pilla, V. Malachovská, A. Borriello, A. Buosciolo, M. Giordano, L. Ambrosio, A. Cutolo, A. Cusano, *Transition mode long period grating biosensor with functional multilayer coatings*, Optics Express, **19**(2), 512-526, 2011.
78. R. Slavik, Y. Park, T.-J. Ahn, J. Azaña, *Synthesis of picosecond parabolic pulses formed by a long period fiber grating structure and its application for flat-top supercontinuum generation*, OFC/NFOEC 2008, VOLS 1-8, 2185-2187, 2008.
79. D.-I. Yeom, J. A. Bolger, G. D. Marshall, D. R. Austin, B. T. Kuhlmeier, M. J. Withford, C. M. de Sterke, B. J. Eggleton, *Tunable spectral enhancement of fiber supercontinuum*, Optics Express, **32**(12), 1644-1646, 2007.
80. D. Krcmarik, R Slavik, Y. Park, J. Azaña, *Nonlinear pulse compression of picosecond parabolic-like pulses synthesized with a long period fiber grating filter*, Optics Express, **17**(9), 7074-7087, 2009



# **Capítulo 2**

**“Modos y su interacción en rejillas de periodo largo”**



En este capítulo se hará una revisión general de los modos en fibra óptica. Tanto en el núcleo como en el revestimiento de la fibra óptica. Se abordarán los conceptos de índice de refracción efectivo o modal. Además de las relaciones de dispersión que permiten calcular dichos índices efectivos. También se verán las interacciones que se dan entre los modos de la fibra, al estar presente una modulación del índice de refracción. Por último se tratará al acoplamiento modal que tiene lugar en las rejillas de periodo largo, el cual es el tema principal de este trabajo de tesis.

## 2.1 Modos en el núcleo de la fibra óptica

Un modo es la distribución espacial transversal de la intensidad producida por la luz que puede viajar dentro de la fibra óptica (FO) [1]. En una FO de índice escalonado, pueden viajar uno o más modos dentro del núcleo en forma simultánea. La cantidad de modos soportados por una FO, depende de varios factores. Por un lado, de la estructura de la fibra como, el radio del núcleo y los índices de refracción materiales del núcleo y del revestimiento. Y por otro lado, también depende de la longitud de onda de la luz que viaja dentro de la FO. Cada modo dentro de la FO viaja a una velocidad característica, es decir, experimenta un índice de refracción propio del modo, conocido como índice modal o efectivo [1,2].

En una FO, hay tres tipos de modos: los guiados, los radiados y los fugados. Los modos guiados, son aquellos que están confinados en el núcleo y además pueden ser transmitidos por la FO. Los modos radiados no están confinados en el núcleo, pero si en el revestimiento y dadas sus características de propagación, se atenuarán rápidamente al salir del núcleo. Los modos fugados (o en fuga) son aquellos que igualmente no están confinados en el núcleo, pero tampoco por el revestimiento. Sus características de propagación permiten que estos modos se “filtren” fuera de la FO y no se transmiten. En el contexto de este trabajo se revisará lo concerniente a modos guiados y en forma particular al modo fundamental del núcleo.

Dentro de los modos guiados, existen modos transversales eléctricos (TE) y transversales magnéticos (TM). En estos, la componente longitudinal  $z$  del campo eléctrico (o magnético) no existe y solo están definidos por las componentes transversales. Cuando la componente longitudinal existe se denominan modos híbridos. Dividiéndose en dos tipos:

EH y HE, que denotan si la componente longitudinal es del campo eléctrico o magnético, respectivamente. Una forma más simple de entender a los modos en FO, es por medio de los modos LP o linealmente polarizados. Los cuales se ven en intensidad y surgen de la sobreposición (y combinación) de todos los modos anteriormente mencionados.

Para calcular el índice de refracción efectivo de cada modo en el núcleo de la fibra, primero es necesario definir la geometría de la fibra. En la figura 2.1, se muestra dicha geometría, para una fibra de índice escalonado. En base a esta figura, podemos observar las dos zonas constitutivas de la FO, el núcleo y el revestimiento. Estas zonas, presentan simetría axial con respecto al eje de la fibra. Además el núcleo cumple con el principio de reflexión total interna, ya que  $n_{co} > n_{cl}$ . Hay que resaltar que para definir esta geometría se ha asumido, que tanto en la región del núcleo como en el revestimiento, el índice de refracción es uniforme.

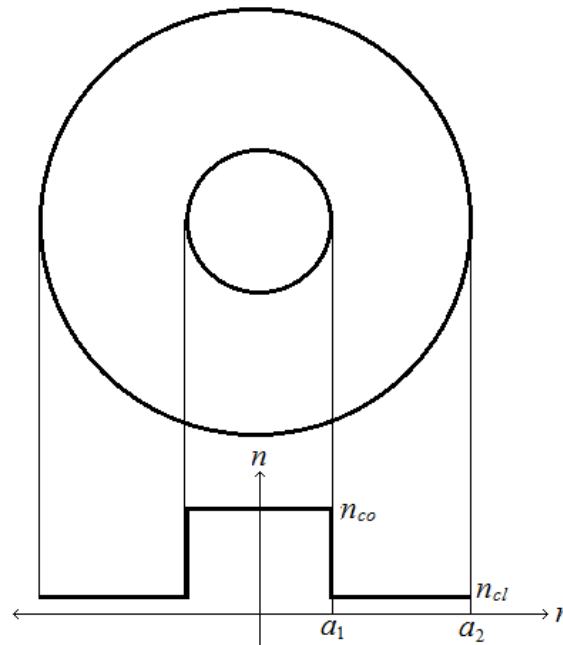


Figura 2.1 Geometría de la fibra de índice escalonado.

Para hacer los cálculos más simples, se considera que el revestimiento es infinito. Esto se puede justificar debido al decaimiento exponencial de los modos guiados en el núcleo al viajar fuera de esta región [1-3]. Otra importante consideración, es que la diferencia entre índices de refracción es muy pequeña, por lo tanto  $n_{co}/n_{cl} \approx 1$ . Debido a esto último, podemos simplificar los cálculos usando la aproximación de guiado débil con la



cual podemos calcular modos linealmente polarizados o LP [1,3]. Los modos linealmente polarizados son aquellos donde las componentes eléctricas y magnéticas están orientadas para coincidir con los ejes cartesianos. La justificación de que el guiado débil, produce modos LP, es que como casi no existe una guía de onda, la luz polarizada linealmente, tiende a mantenerse en su estado de polarización [1,3].

### 2.1.1 Solución de la ecuación de eigenvalores.

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell en coordenadas cilíndricas, pues la FO tiene este tipo de geometría, podemos encontrar las relaciones que guardan entre si, las componentes longitudinales y transversales de los campos eléctricos y magnéticos guiados en la fibra [1]. En el apéndice A, se muestra la metodología completa para obtener las soluciones modales escalares o de eigenvalores. Aquí solo mencionaremos la llamada relación de dispersión para los modos  $HE_{\ell m}$  (o  $LP_{\ell m}$ ) bajo la aproximación de guiado débil [1,3]:

$$\frac{J_{\ell-1}(u)}{J_{\ell}(u)} = -\frac{w}{u} \frac{K_{\ell-1}(w)}{K_{\ell}(w)} \quad (2.1)$$

donde  $J_{\ell}$  es la función de Bessel de primer tipo de orden  $\ell$  y  $K_{\ell}$  es la función de Bessel modificada de segundo tipo y de orden  $\ell$ ;  $u$  y  $w$  se conocen como la constante de fase lateral normalizada y constante de atenuación lateral normalizada respectivamente, y están dadas de la siguiente forma:

$$u = a_1 k_0 \sqrt{n_{co}^2 - n_{eff,co}^2} \quad (2.2)$$

$$w = a_1 k_0 \sqrt{n_{eff,co}^2 - n_{cl}^2} \quad (2.3)$$

donde  $a_1$  es el radio del núcleo,  $k_0$  es el numero de onda ( $k_0 = 2\pi/\lambda$ ),  $n_{co}$  y  $n_{cl}$  son los índices de refracción materiales del núcleo y del revestimiento (dependientes de  $\lambda$ ) y  $n_{eff,co}$  es el índice efectivo buscado. Los índices de refracción materiales se obtienen de la ecuación de Sellmeier [1,4], escogiendo los coeficientes adecuadamente, pues el recubrimiento se considera que esta compuesto por oxido de silicio o sílice ( $SiO_2$ ) puro, mientras que el núcleo es sílice dopada con oxido de germanio ( $GeO_2$ ) en un porcentaje que varia dependiendo del fabricante [4,5].

No es posible resolver analíticamente la ecuación 2.1, por lo cual es necesario recurrir a un método numérico que pueda encontrar dicha solución. La metodología es relativamente sencilla, primeramente hay que fijar el valor para  $\ell$ . Luego valiéndose de la ecuación 2.1, hay que encontrar el valor de  $n_{eff,co}$  donde el lado izquierdo de la ecuación (LIE), sea igual al lado derecho de la ecuación (LDE). Todo valor donde la igualdad se cumple y que además satisfaga que  $n_{co} > n_{eff,co} > n_{cl}$ , es solución a la ecuación 2.1 y corresponderá al valor de índice efectivo para el  $m$ -ésimo modo LP. En la figura 2.2, se muestra un ejemplo de la solución grafica para el problema de índice modal en el núcleo. El intervalo graficado es de  $n_{cl}$  a la izquierda y  $n_{co}$  a la derecha, y la primera solución de derecha a izquierda corresponde al modo fundamental de la fibra, el LP<sub>01</sub>.

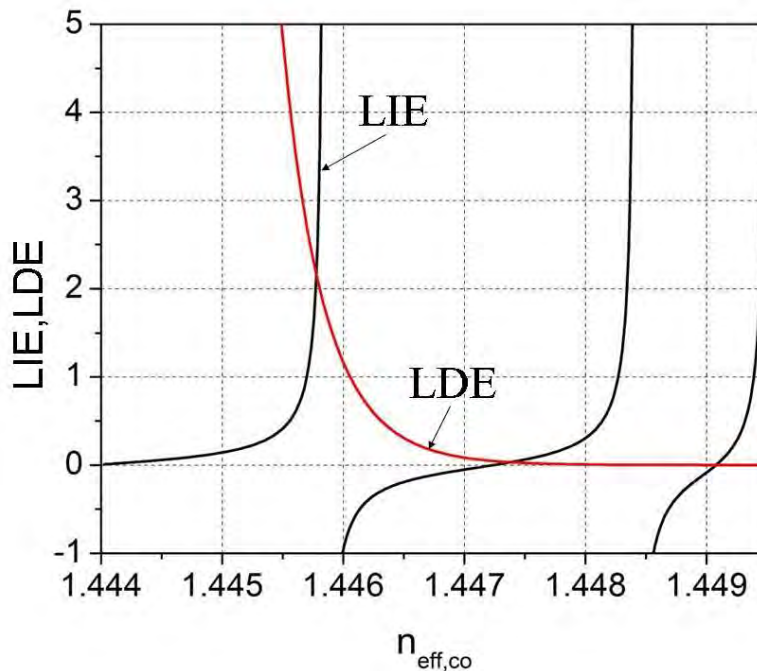


Figura 2.2. Curvas que representan la relación de dispersión para modos en el núcleo de una fibra óptica de índice escalonado (3% de germanio) y un radio de 4.1  $\mu\text{m}$ .

### 2.1.2 Patrones de intensidad de los modos en el núcleo.

Experimentalmente, los modos LP se observan como patrones de intensidad [1]. Analíticamente se puede encontrar la intensidad producida por los modos al aplicar las siguientes relaciones:

$$I_{lm} = I_0 J_l^2 \left( \frac{ur}{a_1} \right) \cos^2(l\phi) \quad r \leq a_1 \quad (2.4)$$

$$I_{lm} = I_0 \left( \frac{J_l(u)}{K_l(w)} \right)^2 K_l^2 \left( \frac{wr}{a_1} \right) \cos^2(l\phi) \quad r \geq a_1 \quad (2.5)$$

donde  $I_0 = (1/2\eta)|E_0|^2$  y  $\eta = 370/n$ ,  $l$  y  $m$  denotan el orden del modo. Por ejemplo, para el modo fundamental  $l = 0$  y  $m = 1$ . Aplicando las ecuaciones 2.4 y 2.5, se obtuvieron los perfiles de intensidad para los primeros 4 modos LP, los cuales se observan en la figura 2.3. Los índices de refracción efectivos, se calcularon de la ecuación 2.1, en donde se consideraron los valores específicos para simular una fibra monomodo estándar de telecomunicaciones, SMF-28 [5]. Es decir, núcleo compuesto por sílice dopada con 3.3 % de dióxido de germanio y un radio de 4.1  $\mu\text{m}$ . El revestimiento de sílice fundida y un radio de 62.5  $\mu\text{m}$ .

En la tabla 2.1, se muestran los modos degenerados que conforman estos modos LP<sup>1</sup>. Es importante señalar que para los modos LP, se colocaron los campos eléctricos y magnéticos sobre los ejes cartesianos, pero dicha orientación pudo haber ocurrido a la inversa, es decir que sobre el eje  $x$ , se pudo colocar el campo eléctrico, pero también el magnético. Por ejemplo, esto origina que realmente existan dos polarizaciones distintas y perpendiculares entre si el modo LP<sub>01</sub>. Esta última aseveración implica que de hecho para cada modo existan dos polarizaciones distintas la par y la impar. Duplicando la cantidad de modos presentes en una fibra [1].

Designación de modos LP <sub>lm</sub>	Componentes degenerados
LP <sub>01</sub>	HE <sub>11</sub>
LP <sub>11</sub>	TE <sub>01</sub> , TM <sub>01</sub> , HE <sub>21</sub>
LP <sub>21</sub>	EH <sub>11</sub> , HE <sub>31</sub>
LP <sub>02</sub>	HE <sub>12</sub>

Tabla 2.1 Modos degenerados que conforman los modos LP [1].

<sup>1</sup> Ver anexo A, para saber más sobre modos degenerados.

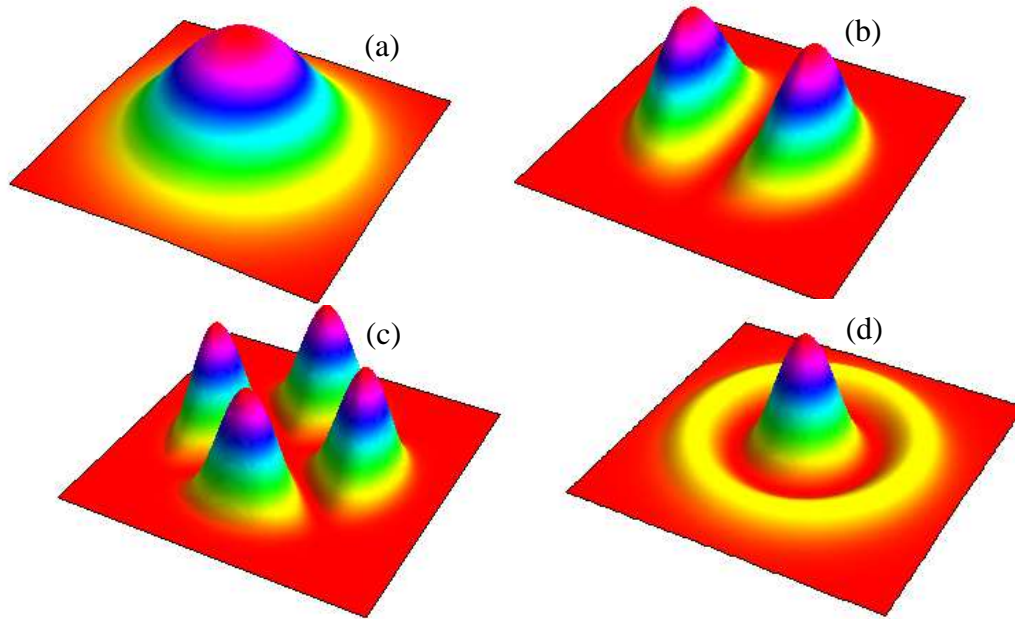


Figura 2.3. Patrones de intensidad para los modos del núcleo: (a)  $LP_{01}$ , (b)  $LP_{11}$ , (c)  $LP_{21}$ , (d)  $LP_{02}$ .

### 2.1.3 Curvas de dispersión.

Si calculamos el índice efectivo de cada modo como función de la longitud de onda, valiéndose de las ecuaciones 2.1 a 2.3. Y a su vez los graficamos estos índices modales, se obtiene una grafica, llamada curvas de dispersión modal. Donde podremos notar que cada modo guiado en el núcleo de la fibra, cumple con la condición:  $n_{co} > n_{eff,co} > n_{cl}$  [1-3]. En la figura 2.4 se presentan las curvas de dispersión de los modos  $LP_{01}$  y  $LP_{11}$ , para una fibra SMF-28. En esta figura se aprecia que hasta 1250 nm, la fibra soporta al menos estos dos modos. Después de 1250 nm, el índice efectivo del modo  $LP_{11}$  ya no cumple con la condición de guiado y solo se soporta un modo. Esta grafica, esta en concordancia con el comportamiento monomodo de esta fibra, pues su longitud de onda de corte esta a 1260 nm. Conocer la curva de dispersión del modo fundamental ( $LP_{01}$ ) es importante en el contexto de rejillas de periodo largo, como se verá adelante en este mismo capítulo.

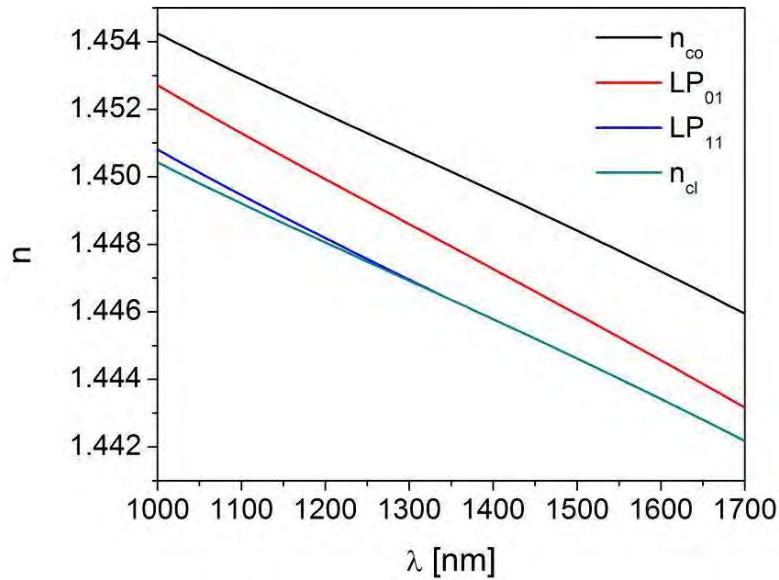


Figura 2.4. Curvas de dispersión para los modos  $LP_{01}$  y  $LP_{11}$  del núcleo.

## 2.2 Modos en el revestimiento de la fibra óptica

Es importante señalar que a diferencia del núcleo, el revestimiento siempre presenta comportamiento multimodo. Debido a que el radio es muy grande (es una norma que sea de  $62.5 \mu\text{m}$  para fibra de telecomunicaciones [5,6]). De esta forma habrá muchos modos que pueden ser soportados en el revestimiento de la fibra. Cada uno con su propio índice de refracción modal. En el revestimiento pueden existir modos guiados y modos en fuga [7]. Los primeros están confinados al revestimiento, pero altamente atenuados; mientras que los segundos no están confinados y tenderán a salirse de la fibra. Además hay que considerar, que para el caso del revestimiento, el medio externo puede afectar de forma importante a la propagación de los modos (en el mismo revestimiento). Ya que estos están más en contacto con el índice de refracción externo.

### 2.2.1 Solución de la ecuación de eigenvalores

El análisis de los campos electromagnéticos propagándose en el revestimiento es más complejo que el antes analizado. Porque estrictamente hablando existen tres medios, el núcleo, el revestimiento y el medio externo cada uno con su propio índice de refracción. Existen dos aproximaciones para encontrar las relaciones que guardan entre si las componentes de los campos. Aunque en ambas aproximaciones, la forma para calcular los

índices de refracción efectivos, de cada modo en el revestimiento, es muy parecida a la empleada para el núcleo.

El primer acercamiento a este problema (históricamente hablando), fue propuesta por Vengsarkar y colaboradores [8], y consiste en simplemente ignorar el efecto del núcleo (se puede justificar, puesto que en comparación con el revestimiento, el tamaño del núcleo es muy pequeño). Y nuevamente valiéndose de la geometría del perfil de índice escalonado, pero considerando que ahora el revestimiento toma el lugar del núcleo y el revestimiento infinito en esta nueva geometría es el medio ambiente externo. Se calcula los índices de la misma forma que se hizo para el núcleo. Es decir, usando la relación de dispersión de la ecuación 2.1 (pero con los valores para esta nueva geometría), se encuentra cada punto donde la parte izquierda de la ecuación es igual a la derecha. Como ya se mencionó, debido a las grandes dimensiones con las que se trabaja numerosos puntos de intersección son posibles. Cada cual corresponde a un modo del revestimiento específico.

La aproximación Vengsarkar tiene limitantes, por ejemplo, cuando el índice de refracción externo es mayor al del revestimiento, los índices de refracción tenderán a ser imprecisos [9]. Por lo cual, Erdogan [10] propuso una descripción más exacta de los modos propagantes en el revestimiento al tomar todas las interfases en una geometría de tres capas. Esto significa, que no se puede ignorar la interfase núcleo-revestimiento y es necesario encontrar una relación de dispersión adecuada que incorpore la información de la estructura de la fibra pero ahora en tres capas. La figura 2.5 muestra la nueva geometría de tres capas.

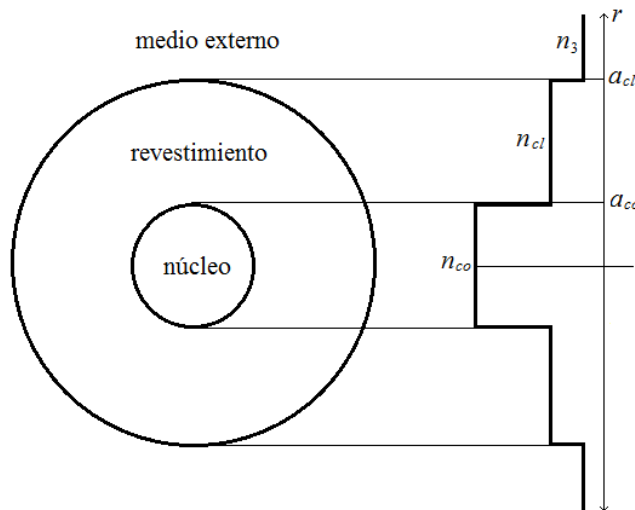


Figura 2.5. Geometría de tres capas para una fibra de índice escalonado.

Para dicha geometría, Erdogan encontró la siguiente relación de dispersión:

$$\zeta_0 = \zeta_0' \quad (2.6)$$

donde:

$$\zeta_0 = \frac{1}{\sigma_2} \left\{ \left[ J K + \left( \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{a_{co} a_{cl} n_{cl}^2} \right) \right] u_2 p_v(a_{cl}) - K q_v(a_{cl}) + J r_v(a_{cl}) - \frac{s_v(a_{cl})}{u_2} \right\} \\ - \left[ J \left( \frac{u_{32}}{a_{cl} n_{cl}^2} \right) - \left( \frac{u_{21}}{a_{co} n_{co}^2} \right) K \right] u_2 p_v(a_{cl}) + \frac{u_{32} q_v(a_{cl})}{a_{cl} n_{co}^2} + \frac{u_{21} r_v(a_{cl})}{a_{co} n_{co}^2} \quad (2.7)$$

$$\zeta_0' = \frac{\sigma_1 \left[ \left( J \frac{u_{32}}{a_{cl}} - \frac{u_{21} n_3^2}{a_{co} n_{cl}^2} K \right) u_2 p_v(a_{cl}) - \frac{u_{32} q_v(a_{cl})}{a_{cl}} - \frac{u_{21} r_v(a_{cl})}{a_{co}} \right]}{\left( J K \frac{n_3^2}{n_{cl}^2} + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{a_{co} a_{cl} n_{co}^2} \right) u_2 p_v(a_{cl}) - \left[ q_v(a_{cl}) \frac{n_3^2}{n_{co}^2} \right] K + J r_v(a_{cl}) - s_v(a_{cl}) \frac{n_{cl}^2}{u_2 n_{co}^2}} \quad (2.8)$$

En el apéndice B, se muestra las definiciones de las variables mostradas en estas relaciones. La metodología es similar que para el núcleo, se encuentra los puntos donde la parte izquierda de la ecuación 2.6 es igual a la derecha. La diferencia cualitativa, entre este método y el de Vengsarkar es que como aquí, si se considera el efecto del núcleo, los cálculos son más precisos; esto origina que en promedio la quinta cifra significativa cambie. Pudiera parecer que la diferencia es ínfima, y en efecto lo es, pero cuando la precisión en índice de refracción tiene relevancia, esta diferencia es un problema. Por ejemplo en el análisis teórico de rejillas de periodo largo, la modulación en el índice de refracción ronda en un rango de  $10^{-5}$ , por lo en este caso, saber con gran grado de precisión el índice efectivo de los modos en el revestimiento es prioritario. En la figura 2.6, se muestra gráficamente estas relaciones.

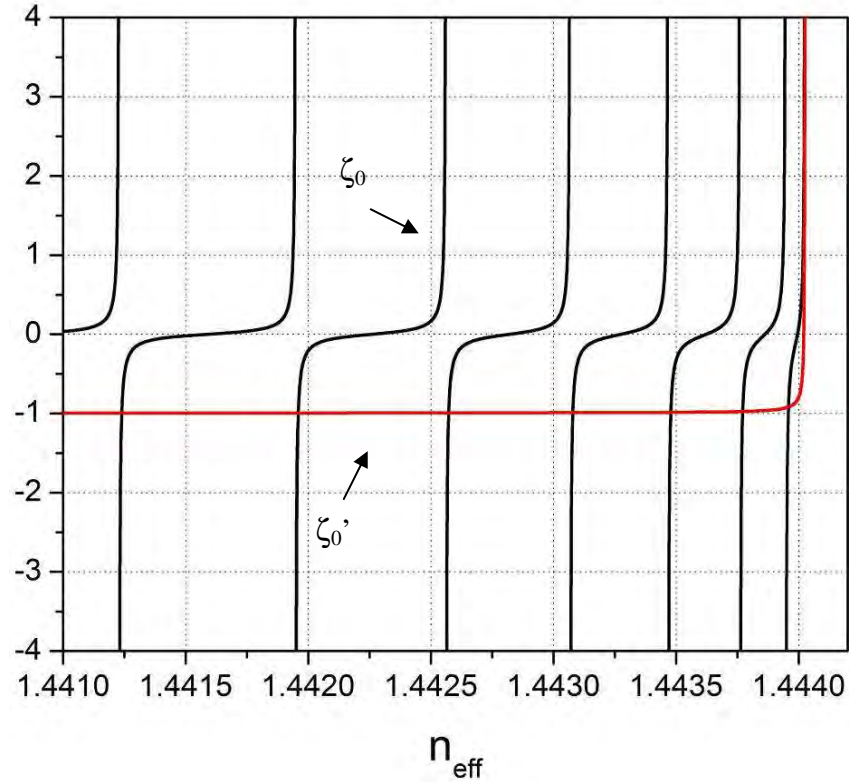


Figura 2.6. Relaciones de dispersión propuestas por Erdogan, para los modos en el revestimiento de una fibra óptica tipo SMF-28.

### 2.2.2 Patrones de intensidad para los modos de bajo orden en el revestimiento

Los perfiles de intensidad de los modos de revestimiento se calculan dependiendo del procedimiento empleado para encontrar los índices modales. Si se utilizó el método de Vengsarkar, es decir que se asumió una geometría de dos capas, se puede recurrir a las mismas ecuaciones 2.4 y 2.5 usadas para el núcleo. Obviamente, hay que tomar en cuenta que las variables  $u$  y  $w$ , deben de tomar la misma forma de las consideradas en el cálculo de los índices efectivos. Además de que el radio  $a_1$  es el del revestimiento.

Por otra parte, si se asumió la geometría de tres capas, es necesario emplear las relaciones que el mismo Erdogan propone [10]. En este caso el cálculo es mucho más laborioso. Sin embargo, son más precisos pues los perfiles de intensidad incluirán la información de la energía que viaja al tanto en el núcleo como en el revestimiento. En la figura 2.7, se muestra los perfiles de intensidad para 6 modos del revestimiento. Estos perfiles se calcularon con base de una geometría de tres capas y los datos de una fibra de índice escalonado. En el Apéndice D se muestra el código en Matlab, implementado para



calcular tanto los índices de refracción modales del núcleo y del revestimiento, así como, el empleado para el cálculo de los perfiles de intensidad.

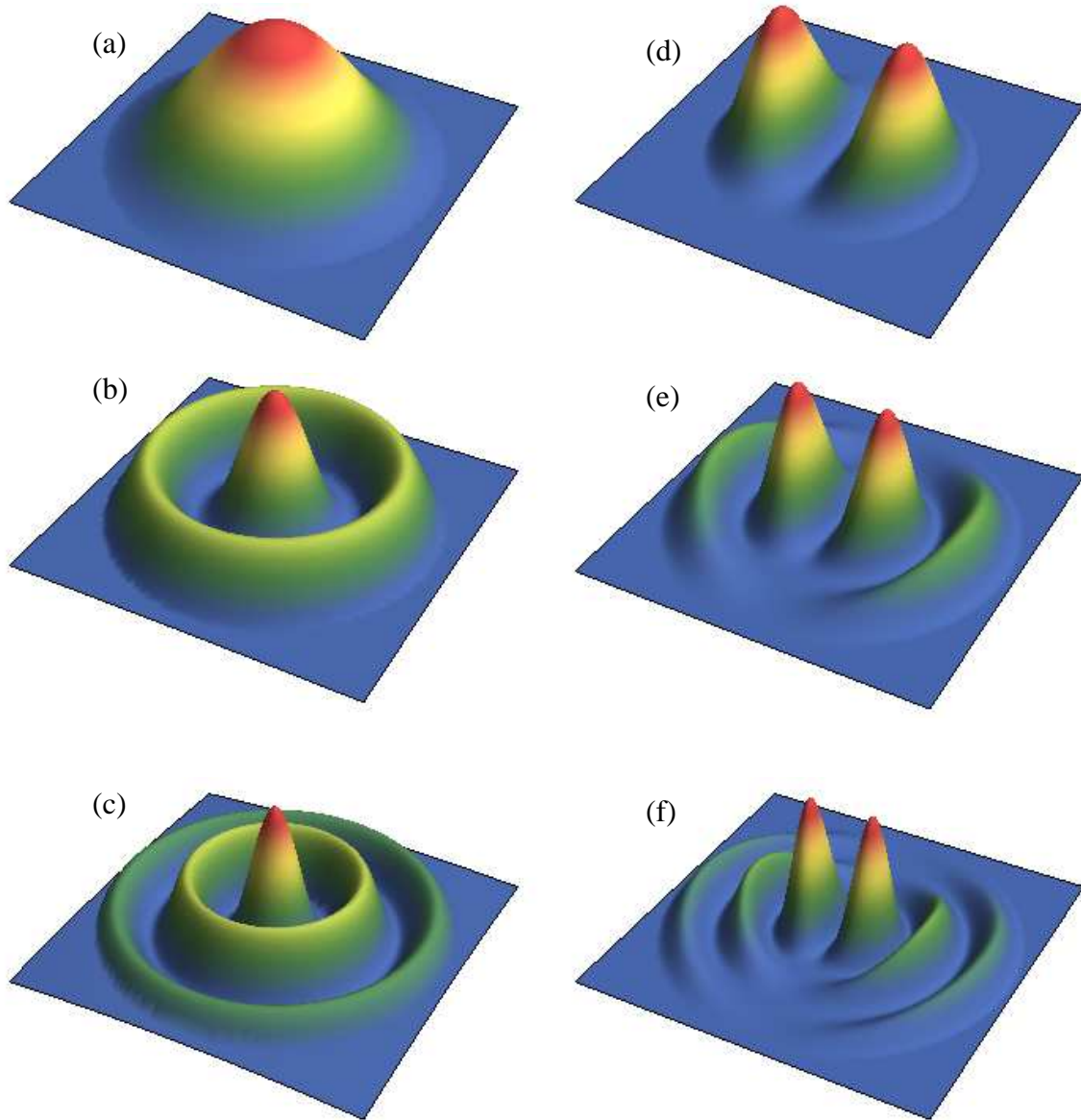


Figura 2.7. Patrones de intensidad de los modos en el revestimiento para una fibra de perfil escalonado: (a) LP<sub>01</sub>, (b) LP<sub>02</sub> (c) LP<sub>03</sub>, (d) LP<sub>11</sub>, (e) LP<sub>12</sub>, (f) LP<sub>13</sub>.

### 2.2.3 Curvas de dispersión

Los índices efectivos de modos propagantes en el revestimiento como función de la longitud de onda, se calculan por las intersecciones de las ecuaciones 2.7 y 2.8. Estos índices efectivos, deberán cumplir la siguiente condición de guiado:  $n_{cl} > n_{eff}^i > n_{ext}$ .

Aunado a esto, existen modos cuya su constante de propagación modal ( $\beta$ ), es compleja (imaginaria), pero la parte real cumple con la condición de guiado. Estos modos tenderán a “fugarse” del revestimiento, con una velocidad determinada por la parte imaginaria de  $\beta$  [11]. Por lo que otro requisito es que la  $\beta$  de cada modo sea real. Así, al igual que en el caso del núcleo, se pueden encontrar curvas de dispersión para los modos del revestimiento. Estas curvas, se presentan en la figura 2.8(a) para modos  $LP_{0m}$  y 2.8(b) para modos  $LP_{1m}$ . Todas los índices modales que se presentan, respetan la condición de guiado y además tienen constantes de propagación reales.

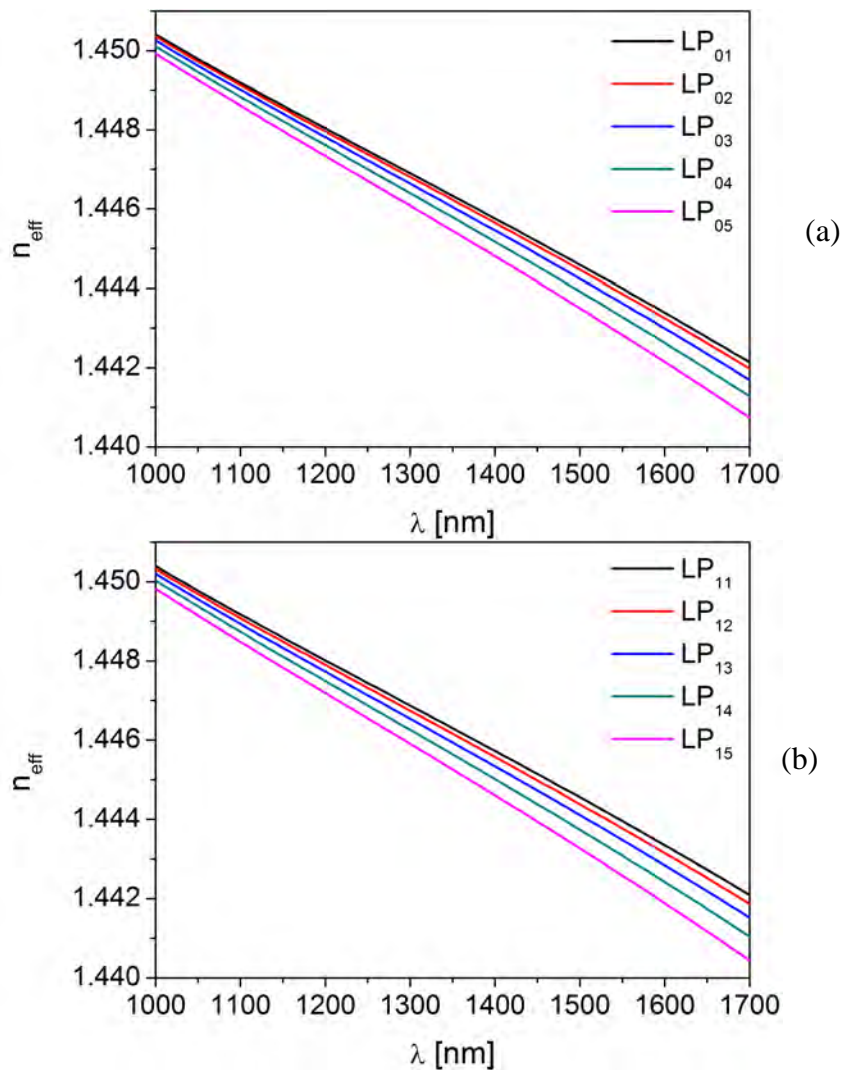


Figura 2.8. Curvas de dispersión para modos de bajo orden en el revestimiento. (a) Modos  $LP_{0m}$ , (b) modos  $LP_{1m}$ .

### 2.3 Interacción entre modos en una fibra óptica

#### 2.3.1. Formas para generar interacción de modos.

Dos modos en FO interactúan cuando uno le cede o dona energía al otro. En una FO, los modos tienen poca o ninguna interacción natural entre ellos. Aún más, las fibras ópticas están diseñadas para que si las condiciones son idóneas, se puedan propagar varios modos sin interacción alguna. Así, para que ocurra una interacción, se requiere que exista alguna perturbación en la fibra. En este sentido, existen varias formas para producir interacción intramodal. Por ejemplo, es bien sabido que en los acopladotes, los estrechamientos y las rejillas en fibra óptica, se producen acoplamientos entre distintos modos [11-13]. En el caso particular de las rejillas de fibra, se puede controlar con gran precisión las características de la interacción, como son, los modos que van a interactuar o la energía intramodal.

En las rejillas de FO, primordialmente se dan interacciones copropagantes (que van en la misma dirección en el que viaja el modo fundamental) o contrapropagantes (que van en sentido contrario a la propagación) con modos del núcleo y el revestimiento. En la figura 2.9, se presenta un esquema de estos dos tipos de interacción intramodal en rejillas de FO. Como ilustra la figura, el modo de “entrada” es el  $LP_{01}$ . La interacción contrapropagante en el mismo núcleo se da, solo en las rejillas de Bragg (RB), y el otro modo en interacción es el propio modo  $LP_{01}$ . Las rejillas de periodo largo (RPL), permiten la interacción copropagante y se puede dar con modos de alto orden del mismo núcleo e inclusive el mismo modo  $LP_{01}$  pero con diferente polarización. También se da esta interacción con modos de alto orden en el revestimiento. Para conocer que modos participaran en la interacción y hacia que dirección se dará esta, es necesario evaluar la condición de fase.

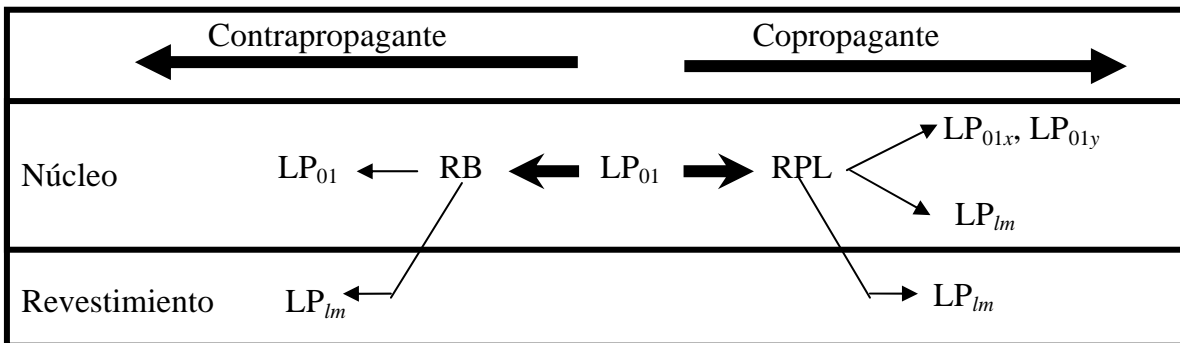


Figura 2.9. Esquema que representa la interacción modal, tanto contrapropagante como copropagantemente

### 2.3.2 Condición de ajuste de fase.

La estructura de las rejillas de FO, es fabricada para promover la interacción resonante requerida entre modos específicos de la fibra. La interacción entre modos es usualmente descrita por la teoría de acoplamiento de modos, la cual asume que solo dos modos cumplen la condición de ajuste de fase a una determinada longitud de onda y por lo tanto son los únicos que pueden transferirse energía en forma eficiente. Además, se asume que los campos modales en presencia de perturbaciones débiles en la fibra, permanecen iguales. Es decir, la modulación de índice de refracción de la rejilla no cambia a los campos eléctricos y magnéticos confinados en la fibra.

Dos modos interactúan en una fibra homogénea (cuyo período es siempre el mismo), si la condición de ajuste de fase [12]:

$$\beta_2 - \beta_1 = \frac{2\pi N}{\Lambda} \quad (2.8)$$

se satisface, donde  $\beta_1$  y  $\beta_2$  son las constantes de propagación de los modos bajo estudio;  $N$  es un entero que caracteriza el orden en el cual ocurre la interacción intramodal. La constante de propagación modal está descrita por la relación:  $\beta_i = 2\pi n_{eff}^i / \lambda$ , donde  $n_{eff}^i$  es el índice de refracción efectivo del  $i$ -ésimo modo; y  $\lambda$  es la longitud de onda en el vacío

### 2.3.3. Interacción entre modos en contrapropagación

Consideremos la interacción entre el modo fundamental  $LP_{01}$  de una fibra con otros modos guiados pero contrapropagantes. La figura 2.10 muestra diferentes tipos de acoplamiento intramodal para este caso. El eje vertical corresponde al índice de refracción efectivo de los modos de la fibra. La dirección negativa de este eje, caracteriza el sentido de los modos contrapropagantes, con respecto al modo  $LP_{01}$ . Las líneas punteadas  $-n_{co}$  y  $-n_{cl}$  corresponden a los índices de refracción material del núcleo y del revestimiento de la fibra, mientras que  $-n_{ext}$  es el índice de refracción del medio externo. En esta figura, se presentan las curvas de dispersión de los modos en el núcleo ( $-n_{co} < -n_{eff} < -n_{cl}$ ). La curva en guiones (1), denota los valores de  $n_{eff}^{co} - \lambda / \Lambda$ , para valores de período pequeños ( $\leq 1 \mu\text{m}$ ). Donde  $n_{eff}^{co}$  es el índice de refracción efectivo del modo fundamental en el núcleo.

En el diagrama (figura 2.10), se muestra que en presencia de una rejilla de fibra, el modo fundamental del núcleo, puede interactuar con modos contrapropagantes tanto del núcleo como en el revestimiento. Tal es el caso los puntos *a*, los cuales corresponden a modos contraproganantes del revestimiento. Mientras que el punto *b*, corresponde a el mismo modo LP<sub>01</sub> pero en dirección contraria. El punto *c*, es un modo de alto orden contrapropagante en el núcleo. Para que la interacción se produzca con estos modos contrapropagantes, es necesario que el periodo de la rejilla sea pequeño. Esto ocurre en las rejillas de Bragg [13, 14], cuyas principales características es que su ancho de banda es muy angosto y la reflectancia esta en función del largo de la rejilla.

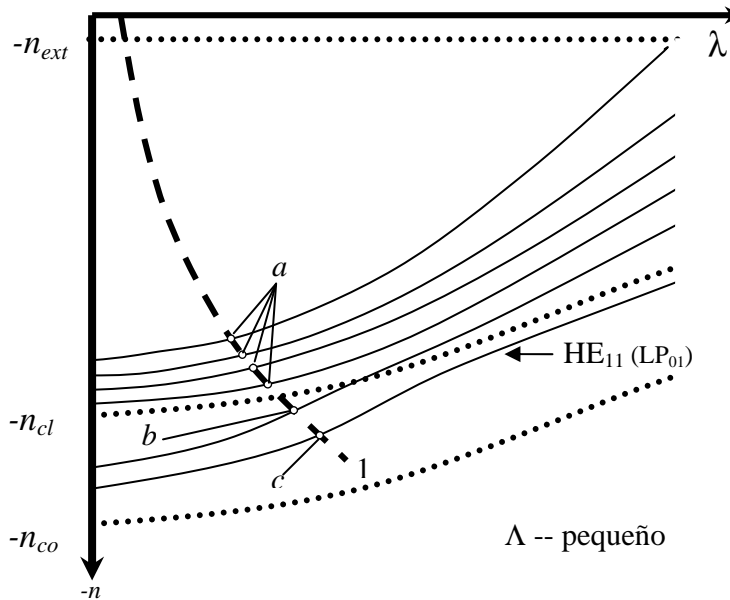


Figura 2.10. Diagrama que demuestra el cumplimiento de la condición de fase entre el modo fundamental LP<sub>01</sub> y los modos de fibra contraprogantes. Adaptada de [12].

#### 2.3.4. Interacción entre modos en copropagación.

El diagrama de la figura 2.11, muestra los modos copropagantes que se pueden interactuar con el modo fundamental del núcleo. Básicamente este diagrama es igual al de la figura 2.9. Pero con la diferencia de que la dirección positiva del eje vertical, indica acoplamiento copropagante. Así que las líneas, *n<sub>co</sub>*, *n<sub>cl</sub>*. y *n<sub>ext</sub>* corresponden a los mismos índices materiales que en el diagrama anterior. La curva en guiones (2), denota los valores de

$n_{eff}^{co} = \lambda / \Lambda$ , para cuando el periodo es largo ( $\geq 100 \mu\text{m}$ ). E igualmente,  $n_{eff}^{co}$  es el índice de refracción efectivo del modo fundamental en el núcleo.

Todas las interacciones que muestra el diagrama se dan en rejillas de periodo largo (RPL) y son copropagantes. El punto  $d$  del diagrama, indica interacción con modos de alto orden del mismo núcleo. Esto se da en un tipo de RPL que se conoce como convertidor modal, y sirven para compensar la dispersión, también como atenuadores variables y para mejorar las propiedades de transmisión [15,16]. Los puntos  $e$  denotan la interacción más común de las RPL, al acoplar el modo fundamental del núcleo con altos ordenes en el revestimiento. Esta interacción es de sumo interés en el contexto de este trabajo. En los capítulos 4 y 5 se mostraran muchos ejemplos de los espectros de transmisión producidos por este tipo de interacción. El punto  $e'$  es una doble resonancia de uno de los modos del revestimiento. Esta interacción (doble resonancia), se da tipo en un tipo de rejillas que requieren longitudes de periodo muy largas. Pues a partir de  $m = 10$ , se empieza a ver este fenómeno.

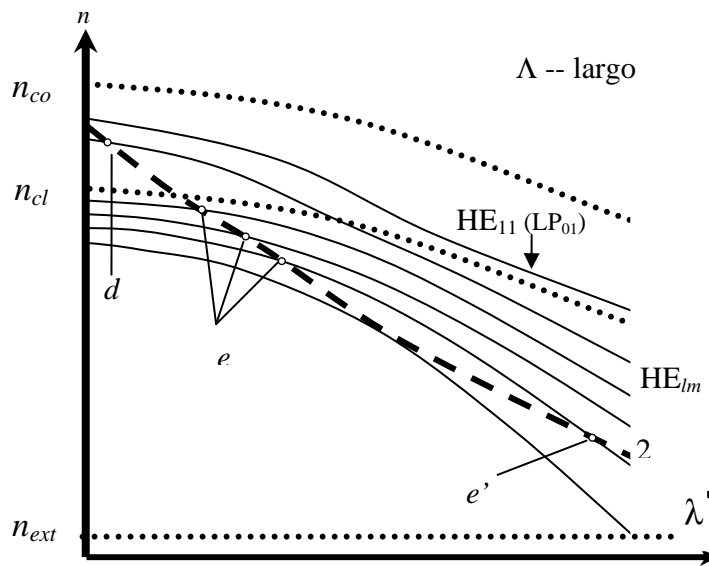


Figura 2.11 Diagrama que demuestra el cumplimiento de la condición de fase, entre el modo fundamental  $LP_{01}$  y los modos de fibra copropagantes. Adaptada de [12].

## 2.4 Acoplamiento modal en rejillas de periodo largo

Como ya se mencionó, la interacción entre modos en una RPL, se estudia con la teoría de acoplamiento de modos. También se comentó, que dos modos interaccionan deben cumplir con la condición de ajuste de fase (sección 2.2.1) Ahora analizaremos los campos electromagnéticos de dichos modos interactuando ambos en sentido copropagantes. Primeramente, asumiremos que la modulación del índice de refracción se da solo en el núcleo, además de ser Radialmente simétrica (caso de las RPLUV) y esta definida por la siguiente relación:

$$n(z) = n_{co} \left\{ 1 + \sigma(z) \left[ 1 + M \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \right] \right\} \quad 2.9$$

donde  $n(z)$  define al índice de refracción del núcleo, a lo largo de la rejilla.  $\sigma(z)$  es una función envolvente de variación lenta sobre la modulación.  $M$  es la amplitud de la modulación del índice de refracción inducida por la rejilla.  $\Lambda$  es el periodo de la modulación y  $z$  es la variable longitudinal.

Así, el modo en el núcleo tiene acoplamientos con modos  $HE_{1m}$  y  $EH_{1m}$ . en el revestimiento. Otra consideración importante, es negar las interacciones entre modos del revestimiento y solo considerar el autoacople modal. Con todas las consideraciones mencionadas, se puede obtener las siguientes ecuaciones acopladas, en base a la teoría de acoplamiento modal estándar.

$$\frac{dA^{co}}{dz} = i\kappa^{co-co} A^{co} + i \sum_n \frac{M}{2} \kappa_n^{co-co} A_n^{cl} \exp(-i2\delta_n^{co-cl} z) \quad 2.10$$

$$\frac{dA_m^{cl}}{dz} = i\kappa_m^{cl-cl} A_m^{cl} + i \frac{M}{2} A_n^{cl} \kappa_m^{cl-co} A^{co} \exp(i2\delta_m^{co-cl} z) \quad 2.11$$

donde  $A^{co}$  y  $A^{cl}$ , son las amplitudes de los modos en el núcleo y en el revestimiento.  $\delta_m^{co-cl} = (\beta^{co} - \beta_m^{cl} - 2\pi/\Lambda)/2$  es el parámetro de desintonización y se puede representar solo con  $\delta$ . Los coeficientes de autoacoplamiento son:  $\kappa^{co-co} = \Delta\beta^{co}$ ,  $\kappa_m^{cl-cl} = \Delta\beta^{cl}$ , las cuales salen de la condición de resonancia:  $\beta^{co} + \Delta\beta^{co} - \beta^{cl} - \Delta\beta_m^{cl} = \frac{2\pi}{\Lambda}$ . Nótese que en la sumatoria de la ecuación 2.10, se usa un subíndice ( $n$ ) diferente al de la ecuación 2.11 ( $m$ ).

Para una rejilla que permite el acoplamiento ente dos modos de fibra y que tenga una distribución uniforme de la modulación del índice de refracción ( $\sigma(z)$  es constante). En este caso  $\Delta\beta^{co}$  y  $\Delta\beta^{cl}$  son iguales a cero. Por lo que la solución de 2.10 y 2.11 es:

$$\begin{pmatrix} A^{co}(L) \\ A_m^{cl}(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp(-i\delta z) & 0 \\ 0 & \exp(i\delta z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\eta L) + i\frac{\delta}{\eta} \sin(\eta L) & i\frac{\kappa}{\eta} \sin(\eta L) \\ i\frac{\kappa^*}{\eta} \sin(\eta L) & \cos(\eta L) - i\frac{\delta}{\eta} \sin(\eta L) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} A^{co}(0) \\ A_m^{cl}(0) \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

donde  $i$  es el número imaginario,  $\eta = \sqrt{\delta^2 + |\kappa|^2}$ ,  $\kappa = \kappa_n^{co-cl}(M/2)$  es el coeficiente de acoplamiento cruzado entre el modo del núcleo y del revestimiento.  $L$  es el largo de la rejilla.

El coeficiente de acoplamiento cruzado ( $\kappa$ ), en forma general esta definido de la siguiente forma [9]:

$$\kappa = \frac{\omega \epsilon_0}{2} n_{co}^2 \sigma(z) \int_0^{r_{co}} \mathbf{E}_p^*(r, \varphi) \mathbf{E}_q(r, \varphi) dS \quad 2.13$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular,  $\epsilon_0$  representa la permitividad del vacío. La integral, se le conoce como integral de traslape y define cuanta energía trasfiere el campo eléctrico ( $E$ ) del modo  $p$  hacia el campo eléctrico del modo  $q$ . Algunos autores prefieren expresar la integral de traslape como:

$$I = \frac{\int_0^{a_{cl}} E_{co} E_{cl} r dr}{\int_0^\infty |E_{co}|^2 r dr \int_0^\infty |E_{cl}|^2 r dr} \quad 2.14$$

así, el coeficiente de acoplamiento puede reescribirse como  $\kappa = \pi \Delta n_{co} I / \lambda$ , aquí, solo cambiamos la frecuencia angular  $\omega$ , por la longitud de onda  $\lambda$ , y  $\Delta n_{co} = n_{co} \sigma(z)$  [18].

El coeficiente de acoplamiento cruzado, define las características espectrales de una RPL. Así vez la integral de traslape juega un papel importante en el valor de dicho coeficiente. En la figura 2.12, se presenta el perfil de distribución de la componente radial del campo eléctrico para varios modos del revestimiento. Donde podemos apreciar que hay modos con mayor traslape que otros. Por otro lado, el coeficiente de acoplamiento varía según el orden del modo y también es distinto sí el modo es par ( $HE_{1m}$ ) o impar ( $EH_{1m}$ ),



como lo muestra la figura 2.13. Esta grafica fue calculada considerando una modulación radialmente simétrica ( $\sigma(z)$  es constante), y como se aprecia, los modos pares tienen mayores coeficientes de acoplamiento. Lo que confirma que una modulación simétrica favorece al acoplamiento a modos pares.

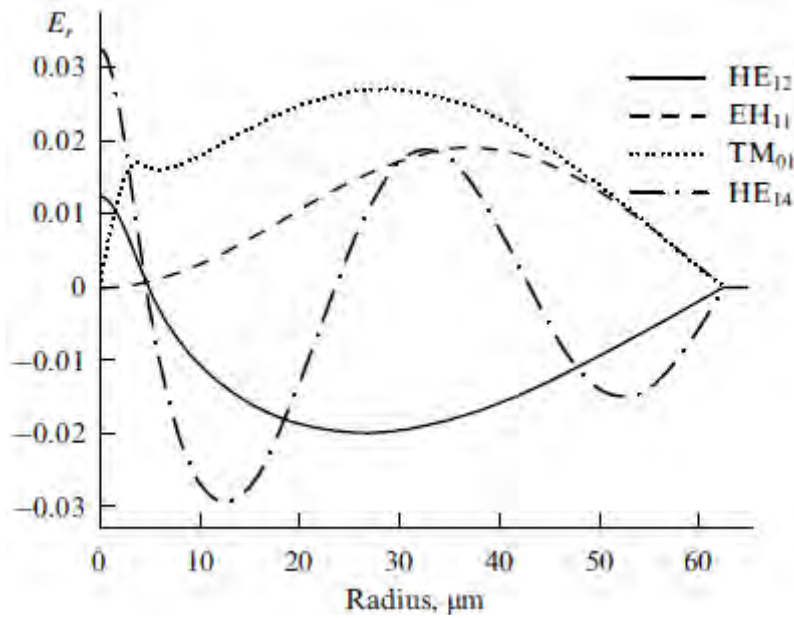


Figura 2.12. Perfil de distribución de la componente radial para varios modos del revestimiento.

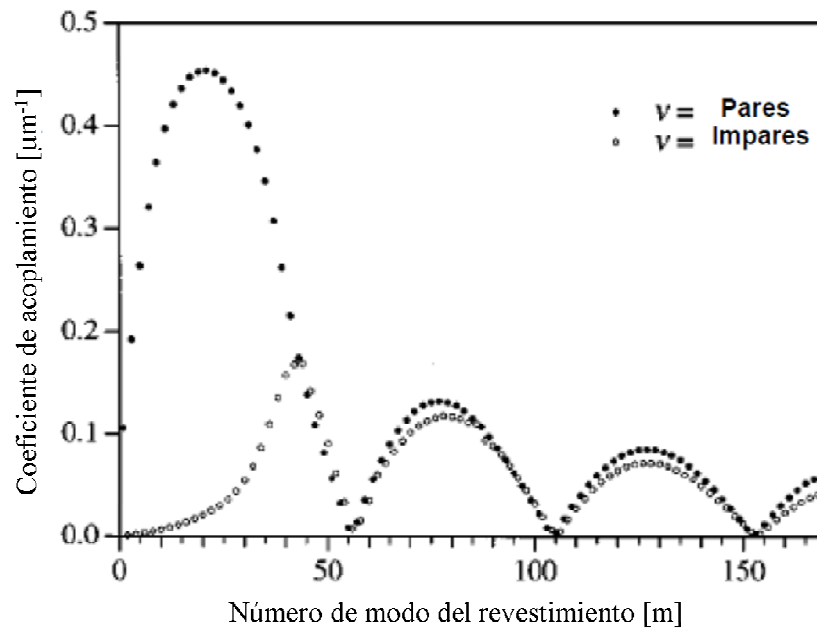


Figura 2.13. Coeficiente de acoplamiento para modos pares e impares en el revestimiento.

## Bibliografía.

1. J. A. Buck, *Fundamentals of optical fibers*, Wiley Inter-science, USA, 2004.
2. A. Ghatak, K. Thyagarajan, “Chapter 8: Propagation characteristics of a step index fiber” in *Introduction to fiber optics*, Cambridge University Press, 132-172, USA, 1998.
3. D. Marcuse, “Chapter 2: Weakly guiding optical fibers” in *Theory of dielectric optical waveguides*. New York: Academic Press, 60-96, 1974. USA.
4. G. Ghosh, M. Endo, T. Iwasalu, *Temperature-dependent Sellmeier coefficients and chromatic dispersions for some optical fiber glasses*, Journal of Lightwave Technology, **12**(8), 1338-1342, 1994.
5. Coning SMF-28 data sheet:  
<http://www.photonics.byu.edu/FiberOpticConnectors.parts/images/smf28.pdf>
6. P. Wang, Q. Wang, G. Farrel, T. Freir, J. Cassidy, *Investigation of macrobending losses of standard single mode fiber with small bend radii*, Microwave and optical technology letters, **49**(9), 2133-2138, 2007.
7. I. Flores-Llamas, V. Svyryd, S. N. Khotiaintsev, *Design of Long-Period Fiber Grating Refractometric Sensors With Linear Response by a Genetic Algorithm*, IEEE Sensors journal, **8**(7), 1130-1137, 2008.
8. A. N. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, J. E. Sipe, *Long-period fiber gratings as band-rejection filters*, Journal of Lightwave Technology, **14**(1), 58-65, 1996.
9. I. Flores-Llamas, *Síntesis de las rejillas de periodo largo en fibra óptica por medio de un algoritmo genético*, tesis UNAM, 2007.
10. T. Erdogan, *Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters*. Journal of the Optical Society of America A, **14**(8): 1760-1773, 1997. Errata, *ibid*, **17**(11), 2113.
11. O. V. Ivanov, S. A. Nikitov, Y. V. Gulyaev, *Cladding modes of optical fibers: properties and applications*, Physics Uspekhi, **49**(2), 167-191, 2006.
12. S. A. Vasil'ev, O. I. Medvedkov, I. G. Korolev, A. S. Bozhkov, A. S. Kurkov, E. M. Dianov, *Fibre gratings and their applications*, Quantum Electronics, **35** (12) , 1085-1103, 2005.

13. A. Othonos, K. Kalli, *Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing*, Artech House, 1999, USA.
14. R. Kashyap, *Fiber Bragg gratings*, Academic Press, 1999, USA.
15. M. Skorobogatiy, *Quantitative characterization of higher-order mode converters in weakly multimoded fibers*, Optics express, **11**(22), 2838-2847, 2003.
16. K. S. Lee, *Coupling Analysis of spiral fiber gratings*, Optics Communications, **19**(4-6), 317-324, 2001
17. M. N. Ng, K. S. Chiang, *Thermal effects on the transmission spectra of long-period fiber gratings*, Optical Communications. **208**(4-6), 321-327, 2002.



# **Capítulo 3**

**“Rejillas de periodo largo y sus propiedades”**



En este capítulo se abordarán los aspectos fundamentales de las rejillas de periodo largo (RPL), tales como, su estructura física y la modulación del índice de refracción. También se revisará los tipos de modulaciones más comunes. De la misma forma, se revisarán el origen del cambio de índice de refracción en las técnicas de fabricación, más frecuentes. En este mismo capítulo veremos las sensibilidades de las diferentes tecnologías de rejillas de periodo largo, a distintos parámetros externos.

### 3.1 Conceptos fundamentales en rejillas de periodo largo

#### 3.1.1 Estructura de las rejillas de periodo largo

Como ya se mencionó, una RPL en fibra óptica, no es más que una modulación periódica del índice de refracción del núcleo [1-3]. Teniendo en cuenta esto, en la figura 3.1, podemos observar la estructura básica de una RPL. Donde el índice de refracción del núcleo,  $n_{co}$  cambia (o se modula) a un valor  $\Delta n$  con una periodicidad denotada por  $\Lambda$ . Esta modulación del índice de refracción (MIR) esta definida en las ecuaciones 2.9 y 2.13 como  $\sigma(z)$ . Como se aprecia en estas ecuaciones, la MIR determina las características espectrales de la rejilla. Además, dependiendo del método de grabado esta modulación puede tomar diferente tipo de perfil longitudinal.

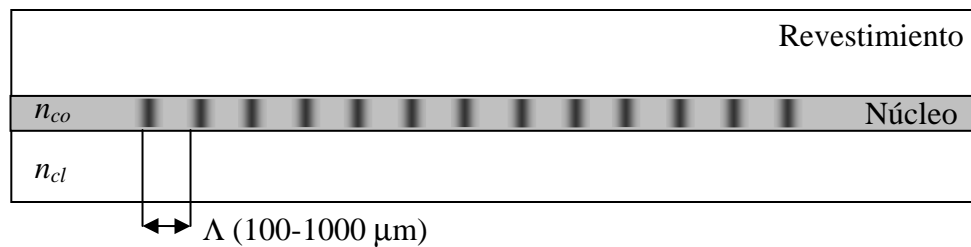


Figura 3.1. Estructura básica de una rejilla de periodo largo en fibra óptica.

La frecuencia espacial del perfil longitudinal de la MIR, puede influir en las características de la RPL. Así se crea un tipo especial de RPL llamada no uniforme o “chirped”, con la que se puede conseguir comportamientos muy específicos. Por ejemplo, respuesta lineal al índice de refracción externo. También se puede presentar una inclinación en el perfil longitudinal de la MIR. Con esto se promueve el acoplamiento a modos contrapropagantes en el revestimiento. Así como, a modos asimétricos

### 3.1.2 Perfil de la modulación del índice de refracción.

En la figura 3.2, se muestran diferentes perfiles longitudinales para la MIR: la figura 3.2(a) es una modulación sinusoidal como la esperada que se produzca en el grabado por UV más una máscara de amplitud. El grabado por CO<sub>2</sub> produce una modulación cuadrada, como la mostrada en la figura 3.2(b), pues la distribución de energía es uniforme. En la figura 3.2(c), se observa una modulación Gaussiana, la cual es atribuida a la modulación por medios mecánicos. Por último, una descarga de arco eléctrico se espera que produzca una modulación con perfil Lorentziano, como el mostrado en la figura 3.2(d). Pues el calor que se genera en la descarga esta muy bien confinado espacialmente.

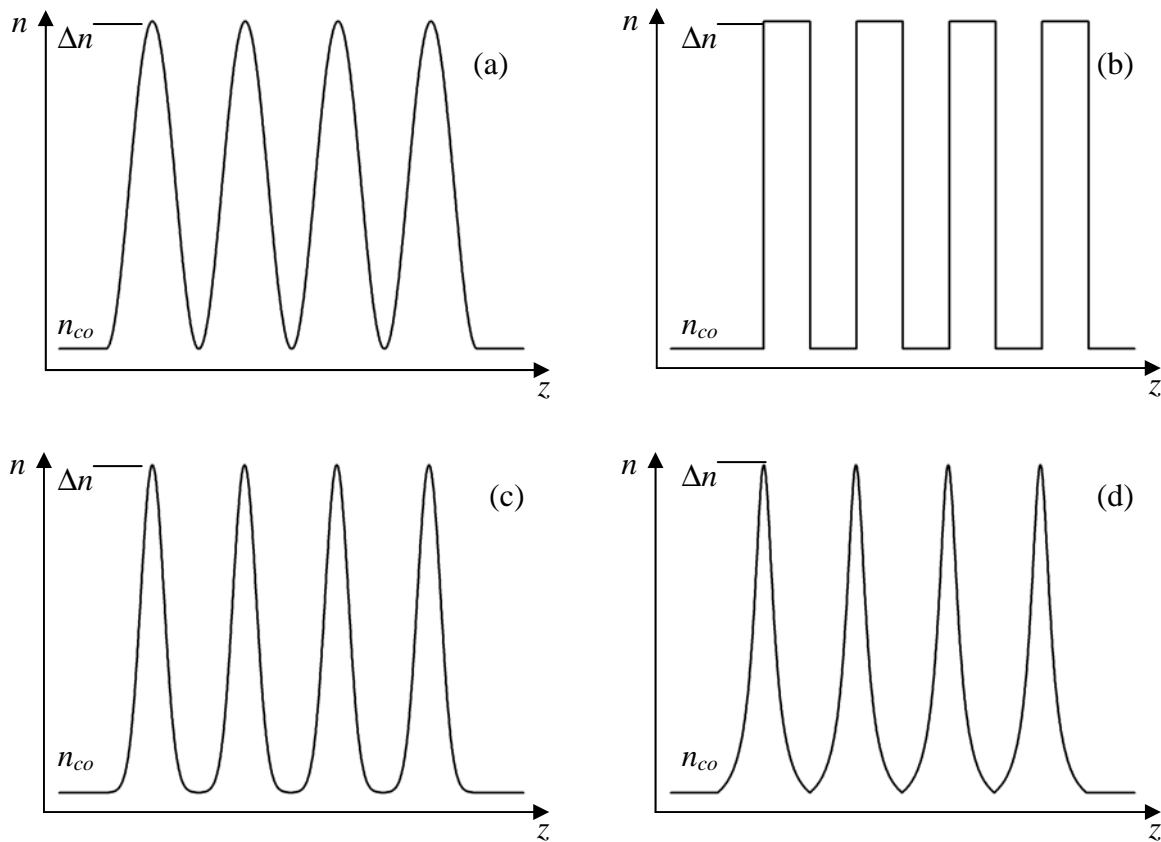


Figura 3.3. Diferentes tipos de modulación del índice de refracción: (a) sinusoidal, (b) cuadrado, (c) Gaussiano, (d) Lorentziano.

Además del perfil longitudinal, la MIR presenta simetría o asimetría radial, dependiendo de la técnica usada en el grabado de la RPL. Por ejemplo al inscribir por radiación UV se produce una MIR simétrica. Mientras tanto, la MIR producida por técnicas



mecánicas, radiación CO<sub>2</sub> y arco eléctrico son asimétricas. Es bien sabido que el tipo de simetría determinará que tipo de modos participarán en el acoplamiento. Una MIR simétrica, permite el acoplamiento a modos pares (LP<sub>0m</sub>). Mientras que una MIR asimétrica, promueve el acoplamiento a modos impares (LP<sub>1m</sub>). Las diferencias en la MIR se dan principalmente porque cada método de grabado esta asociado a diferentes mecanismos en el origen de la propia MIR. A continuación revisaremos los más importantes para este trabajo.

## 3.2 Mecanismos que originan la modulación del índice de refracción

### 3.2.1 Modulación por fotosensibilidad.

La fotosensibilidad es fenómeno con el cual un material cambia permanentemente su índice de refracción al ser expuesto a luz con características muy específicas, como longitud de onda y potencia. En fibras ópticas esta fotosensibilidad se da a través del bióxido de germanio que forma el dopante del núcleo de la fibra. El cual es fotosensible en dos bandas principalmente a los 480 y a los 240 nm. Para la banda de los 480 nm se considera que el cambio es producido por absorción de dos fotones [4]. Mientras que en la banda de los 240 nm se atribuye a la formación de defectos en la estructura cristalina [4].

Existen formas de aumentar la fotosensibilidad de una fibra. Una es por medio de altas concentraciones de germanio, lo que acarrea que la diferencia entre índices crezca provocando pérdidas. Para evitar este gran cambio de índices, normalmente se busca un codopante como el boro. Sin embargo, se tienen desventajas como el gran estrés que guarda y la menor resistencia a la temperatura [4,5]. Otra forma de mejorar la fotosensibilidad, es por medio de hidrogenación, en donde se someta a la fibra a altas presiones (normalmente 150 atmósferas), rodeada de gas hidrogeno. Con la hidrogenación, se consigue un aumento de la fotosensibilidad de alrededor de 2 ordenes de magnitud [4].

Como ya se mencionó en la sección 1.2.1, el grabado punto a punto de rejillas de periodo largo por radiación UV (RPLUV), permite controlar la amplitud de modulación, el periodo de la modulación y el largo de la rejilla. La amplitud de la MIR, esta en función de la potencia de la radiación UV. Como se muestra en la figura 3.3, existen dos tipos de fibras, la I la II, que dan lugar a dos tipos de rejillas [6]. Las rejillas tipo I, están fabricadas

en fibra con menos del 20% de germanio dopando el núcleo. Mientras que las rejillas tipo II, están grabadas en fibras con más de 20% de dopante.

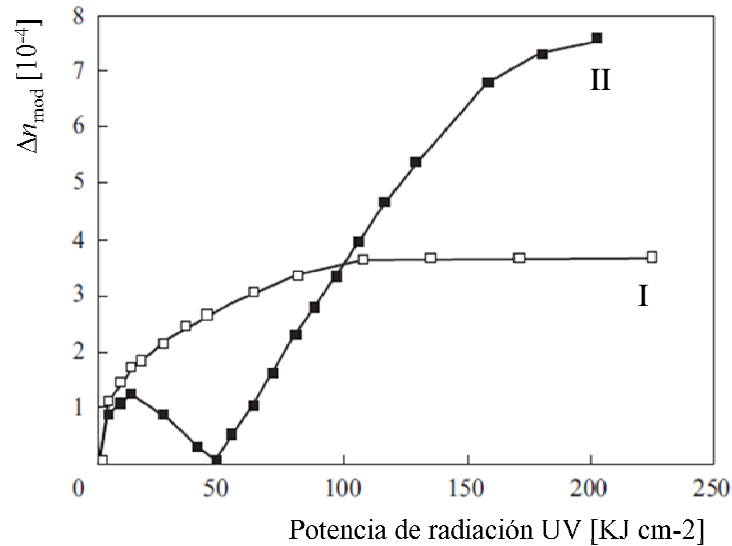


Figura 3.3. Amplitud de la MIR en fibras tipo I y II, producidas por radiación UV [6].

Un detalle importante de las RPLUV, es que la fibra no deja de ser fotosensible, por lo que se puede volver a grabar una rejilla sobre la que ya se grabó. También la radiación UV constante puede hacer que todo el índice de refracción cambie y se borre la rejilla. Además, las altas temperaturas provocan que la rejilla se borre pues la difusión de dopantes y la densificación de los materiales, provocan que el defecto en la red cristalina se destruya. Los fenómenos asociados al cambio de índice de refracción han sido bien estudiados por casi 30 años y hay bastante bibliografía especializada al respecto.

### 3.2.2 Modulación por el efecto foto-elástico

Cuando un material se somete a esfuerzo mecánico cambia su índice de refracción, debido al efecto foto-elástico [7]. El cambio en el índice de refracción es proporcional a la fuerza aplicada y en el caso de los materiales elásticos, este cambio solo es temporal. Debido a la propiedad de la foto-elasticidad, se puede modular el índice de refracción de una FO para grabar una RPL. Solo con aplicar presión periódica longitudinalmente. Además, como los vidrios de sílice son materiales elásticos, esta modulación es temporal [7]. Por lo que las RPL grabadas con este efecto, también son temporales [8]. Un detalle de suma importancia

es que en realidad, la presión, no solo cambia el índice de refracción del núcleo, sino también el del revestimiento.

Como se muestra en la figura 3.4(a), cuando una fibra óptica esta sujeta a presión, hay compresión (en dirección de la misma), mientras que en la dirección perpendicular se presenta estiramiento [8]. La compresión y estiramiento inducen esfuerzos mecánicos, en la figura 3.4(b), se observa a distribución de esfuerzos en los ejes “x” y “y”. Como se aprecia este esfuerzo inducido es mayor en dirección de “y”. Esto indica que la compresión es mayor al estiramiento. Además en el núcleo hay más concentración de esfuerzos que en el revestimiento.

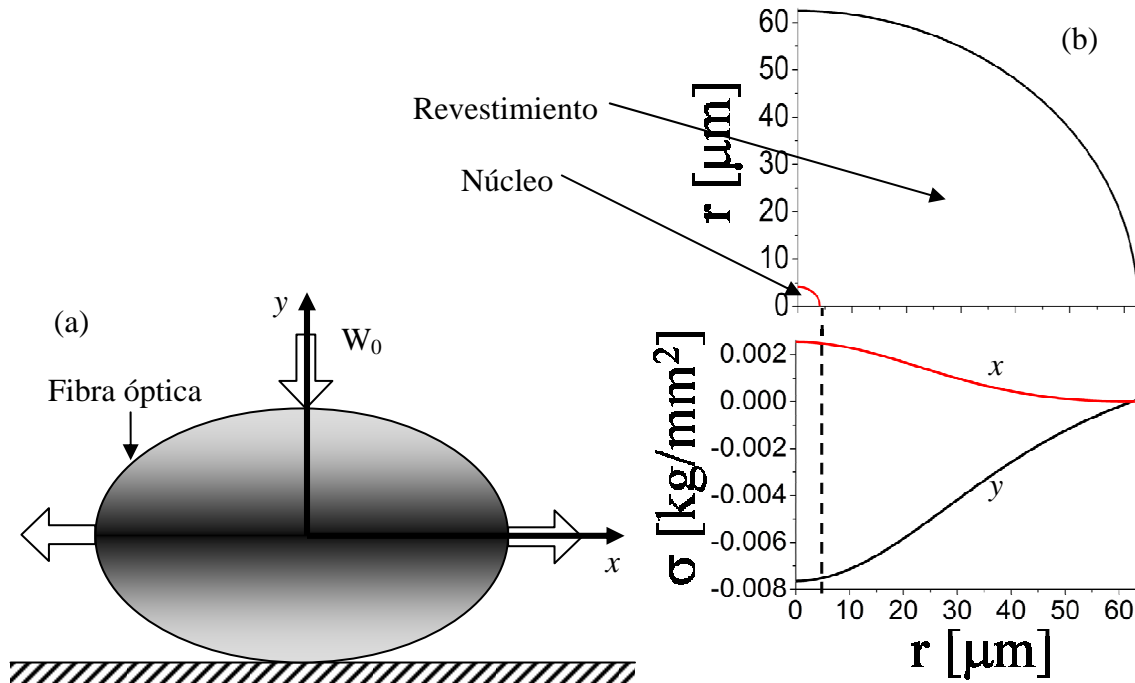


Figura 3.4. (a) deformación de la FO por compresión y estiramiento. (b) Grafica radial de los esfuerzos inducidos en la FO, en las direcciones de “x” y “y”, Adaptada de [8].

Como los esfuerzos inducidos son diferentes en las direcciones de “x” y “y”, el cambio en el índice de refracción también es distinto. Además como ya se comento la variación en el índice de refracción depende de la presión (carga) aplicada, tal como se aprecia en la figura 3.5. Esto origina que las constantes de propagación en estas direcciones sean distintas, es decir  $\beta_x \neq \beta_y$ . Por lo que en consecuencia, se induce birrefringencia. Esto trae como consecuencia que las RPL inscritas por medios mecánicos tengan gran

dependencia a la estado de polarización [9]. De hecho las pérdidas dependientes por el modo de polarización (PDMP) de esta tecnología, son las mayores de los demás tipos de RPL [9].

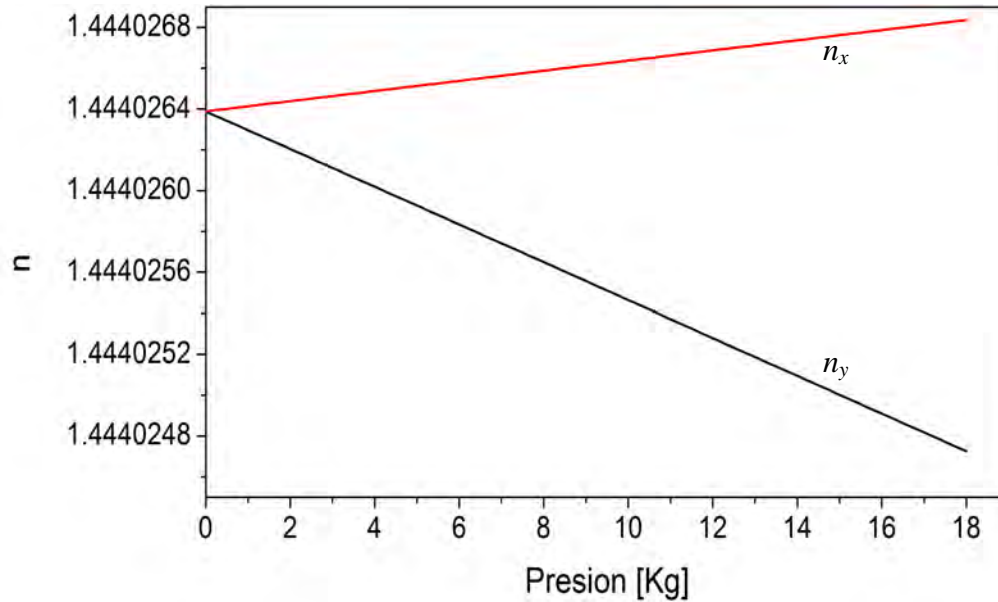


Figura 3.5 Índices de refracción en la dirección de “x” y “y”, como función de la presión aplicada a la fibra. Adaptada de [9]

Otra forma de provocar una modulación del índice de refracción en fibra, por medio del efecto foto-elástico, es con el microdoblamiento de la fibra [9]. Pues igualmente, se genera compresión y estiramiento (expansión) en la zona donde se da dicho microdoblamiento, lo cual es equivalente al efecto de la presión. En la figura 3.6, se pueden apreciar estas zonas de esfuerzo cuando la fibra sofre presión entre dos placas acanaladas. La diferencia con solo aplicar presión, es que se puede conseguir cuantitativamente el mismo cambio de índice, pero induciendo menor birrefringencia [9,10]. En la práctica ambas formas (presión y doblamiento), producen el mismo efecto.

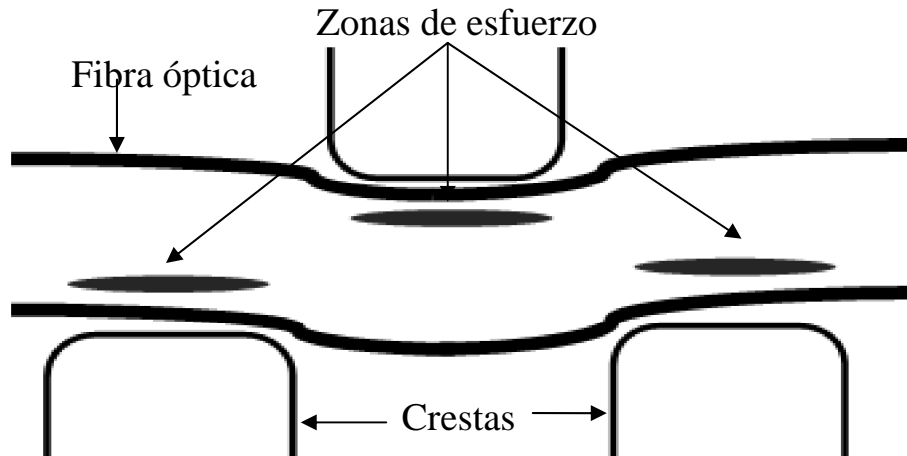


Figura 3.6. Zonas de estrés en una fibra óptica sujeta a microdoblamiento.

### 3.2.3 Modulación por medios térmicos

Todo material óptico, al calentarse cambia temporalmente su índice de refracción. Si la temperatura es suficiente, pueden ocurrir varios fenómenos que al final producirán un cambio permanente del índice de refracción. Los materiales de una FO, no son la excepción, y pueden variar su índice de refracción permanentemente, al aplicarles altas temperaturas, como las logradas en una descarga de arco eléctrico o por ablación de un láser de  $\text{CO}_2$ . Así, se puede modular el índice de refracción para poder grabar una RPL. Los fenómenos que pueden originar este cambio permanente en el índice de refracción son: difusión de dopantes, cambios estructurales y relajación de estrés [10-12].

La difusión de dopantes en fibra óptica, se refiere a un fenómeno donde el dopante de la fibra tiende a esparcirse en el material huésped (sílice) [11]. La cantidad de dopante difundido esta en función de la temperatura aplicada. Y para que este fenómeno sea significativo, se requieren grandes temperaturas, alrededor de  $1200\text{ }^\circ\text{C}$ . Estas temperaturas se alcanzan fácilmente, en una descarga de arco eléctrico o en la ablación por láser de  $\text{CO}_2$ . Una vez que se logra difundir los dopantes, los índices de refracción cambian en forma permanente. Además limitando espacialmente la fuente de calor se puede cambiar el índice de refracción, en una zona muy pequeña [10,11].

Por otra parte, los cambios estructurales ocurren cuando una fibra óptica es calentada a muy altas temperaturas y enfriada bruscamente, como consecuencia de la densificación o el cambio en la temperatura ficticia de los materiales de la fibra [10]. La

densificación, básicamente es el cambio en el volumen de un material. En el caso de una fibra óptica, se sabe que un incremento en volumen puede originar un aumento del índice de refracción [10]. La temperatura ficticia (de un vidrio), es la temperatura a la cual el material se vuelve a vitrificar después de fundirse [10].

El incremento en la temperatura ficticia acarrea el aumento en el índice de refracción [10]. Tal como se muestra en la figura 3.7(a). La temperatura ficticia, se puede modificar con alterar la razón de enfriamiento, es decir el tiempo en que se regresa a la temperatura inicial después de llegar al punto de fusión. Durante el proceso de fabricación de la fibra óptica, se puede modificar la temperatura ficticia, pero también en la abrasión láser con  $\text{CO}_2$  o al aplicar una descarga de arco eléctrico.

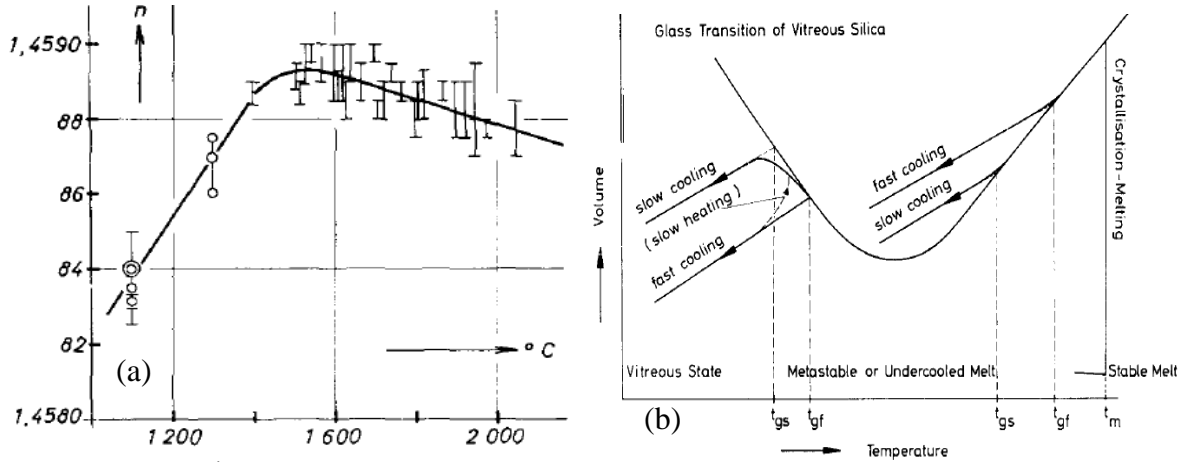


Figura 3.7. (a) Índice de refracción como función de la temperatura efectiva, (b) volumen como función de la temperatura. Tomada de [10].

Normalmente el revestimiento de una fibra óptica consiste en sílice pura, mientras que su núcleo es de sílice dopada con germanio. Las propiedades térmicas de ambos materiales son distintas [13]. El núcleo tiene una expansión térmica mayor al revestimiento, mientras que el revestimiento tiene mayor viscosidad. Esto origina que en el proceso de estirado de la fibra, el revestimiento se enfríe más rápido y que el núcleo tienda a expandirse más sobre el revestimiento [12]. El resultado final es que el núcleo contendrá mayor estrés residual (contando también el estrés causado por el estiramiento) y un ligero cambio del índice de refracción. Este estrés contenido, se puede liberar en toda la fibra con un proceso de calentamiento y enfriamiento gradual o *annealing* [10,12]. Debido a las altas temperaturas logradas en la descarga de arco eléctrico o en la abrasión por  $\text{CO}_2$ , se puede

liberar en forma muy localizada el estrés residual de la fibra, permitiendo modular el índice de refracción.

### 3.2.4 Modulación geométrica

Cualquiera de las fuentes térmicas para la modulación del índice de refracción (arco eléctrico o abrasión por láser de CO<sub>2</sub>), modifican tanto el índice de refracción del núcleo, como el del revestimiento, y adicionalmente pueden provocar cambios geométricos de la fibra. Lo que trae como consecuencia que la constante de acoplamiento aumente [14]. En las figuras 3.8(a) y (b), se muestran las modulaciones del índice de refracción y del radio respectivamente. Por otro lado en las figuras 3.8(c) y (d) se observan los cortes transversales de una zona bajo modulación del índice de refracción y radial respectivamente.

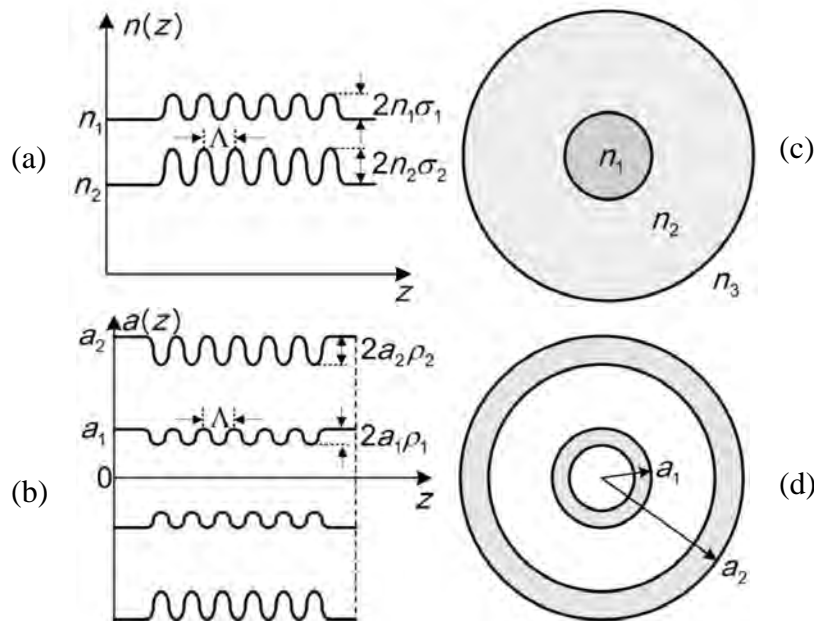


Figura 3.8. (a) Modulación longitudinal del índice de refracción en el núcleo y en el revestimiento, (b) sección transversal de la bajo modulación del índice, (c) modulación del radio del núcleo y del revestimiento, (d) sección transversal de la zona con modulación radial. Adaptada de [14]

Normalmente la modulación geométrica no es simétrica radialmente, esto se debe a varias razones. Por ejemplo, una descarga de arco eléctrico es de naturaleza asimétrica, como se puede observar en las figuras 3.9(a) y (b), presenta un perfil más bien elíptico, por lo que producirá deformaciones asimétricas. Por otra parte, en la técnica de grabado por CO<sub>2</sub>, el pulso láser calienta más la zona de contacto, por lo que normalmente lo que se

obtiene surcos o estrechamientos asimétricos [12]. Esto origina que la deformación se asimétrica y se promueve el acoplamiento a modos asimétricos (pues los modos simétricos tenderán a fugarse [15]).

También, se genera una fuerte dependencia al modo de polarización, ya que se induce birrefringencia y algunos estados de polarización tenderán a tener menos pérdidas. Esto último toma relevancia cuando la RPL se opera en condiciones tales que el modo de polarización es crítico para el desempeño del sistema óptico [9].

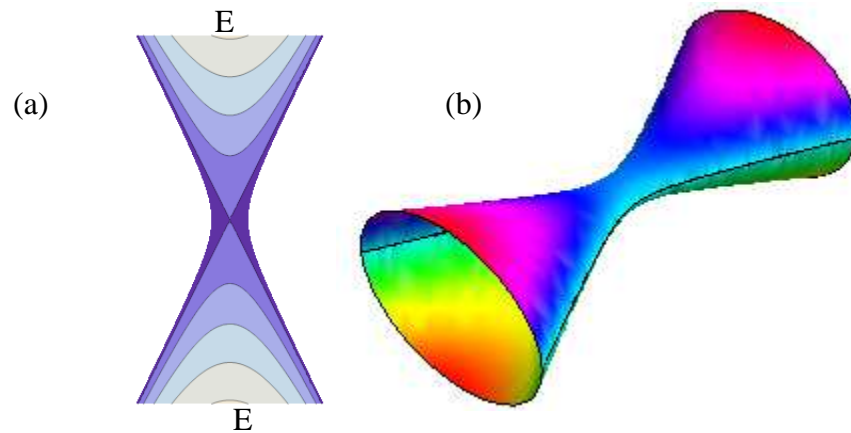


Figura 3.9 (a) distribución 2D [11], y (b) 3D del calor producido por una descarga de arco eléctrico entre los electrodos de una empalmadora de fusión.

### 3.3 Propiedades espectrales de las rejillas de periodo largo

#### 3.3.1 Reflexión en una RPL

Una de las características espectrales más destacables de las RPL, son su baja reflectividad. En la figura 3.10, se muestra la reflectividad de una RPLUV, y como podemos apreciar, esta ronda los -90 dB, es decir muy baja. Solo se pudo medir con el uso de un altamente sensible OCDR (Optical Coherent Domain Reflectometer) [1]. Esta reflectividad se atribuye a las pequeñas reflexiones de Fresnel que ocurren en la región de la rejilla. Al igual que una rejilla de Bragg, la reflectividad es función de la longitud de la rejilla. Por lo que se espera que sea más grande para rejillas largas. Sin embargo no será mayor a -80 dB, que es el valor promedio [1-6].



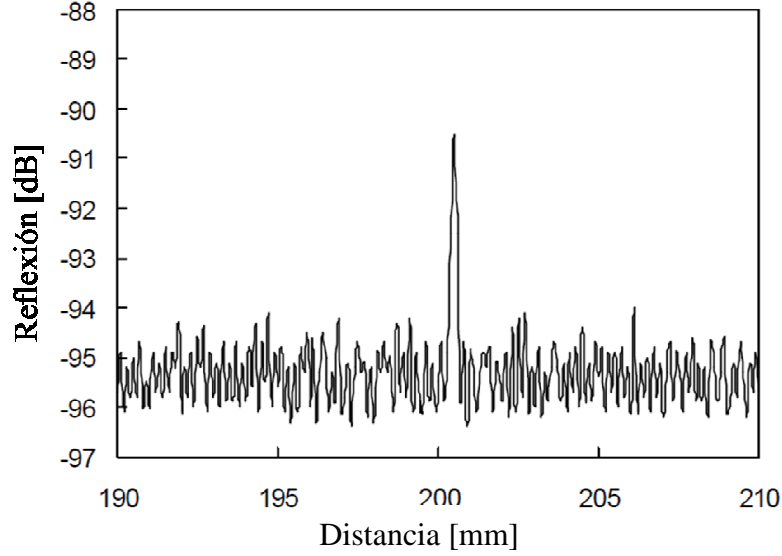


Figura 3.10. Reflectividad de una rejilla de periodo largo. Tomada de [1].

### 3.3.2 Ancho espectral de las bandas

El ancho espectral  $\Delta\lambda_0$  de cada banda de atenuación se describe con [1]:

$$\Delta\lambda_0 \cong \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{eff} L} \sqrt{1 + \frac{4\kappa L}{\pi}} \approx \frac{0.8\lambda_0^2}{\Delta n_{eff} L} \quad (3.4)$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda central de la banda,  $\Delta n_{eff}$  es la diferencia entre los índices efectivos del fundamental del núcleo y el modo del revestimiento,  $\kappa$  es el coeficiente de acoplamiento cruzado y  $L$  es la longitud de la rejilla. La diferencia entre índices modales esta determinada por la propia fibra, lo cual es relativamente fijo. La magnitud del coeficiente de acoplamiento esta determinado por la amplitud de modulación y queda fijo al momento del grabado. Por otra parte, la longitud de la rejilla también se fija en el momento del grabado, pero es manipulable con gran libertad. De la ecuación 3.1, es fácilmente deducible que valores grandes tanto de coeficientes de acoplamiento, provocaran anchos espectrales angostos.

En la figura 3.11 se observa la relación entre el ancho espectral y la longitud de la rejilla. Donde se aprecia que a mayor longitud de rejilla menor ancho espectral en la banda. En al practica hay varios criterios de medir el ancho espectral, como por ejemplo el FWHM (Full Width at Half Maximum), que como su nombre lo indica es medir todo el ancho a la mitad del máximo, lo cual es equivalente a medir cuando la potencia baja a 3dB. También

esta el criterio de medir el ancho cuando la potencia cae a un valor de  $1/e$  [16]. Experimentalmente ambos criterios dan casi el mismo resultado. La diferencia real la define la resolución con la que se captura el espectro de transmisión. El cual debe hacerse con gran resolución, y así garantizar que la banda de atenuación, realmente forma un pico y no una campana.

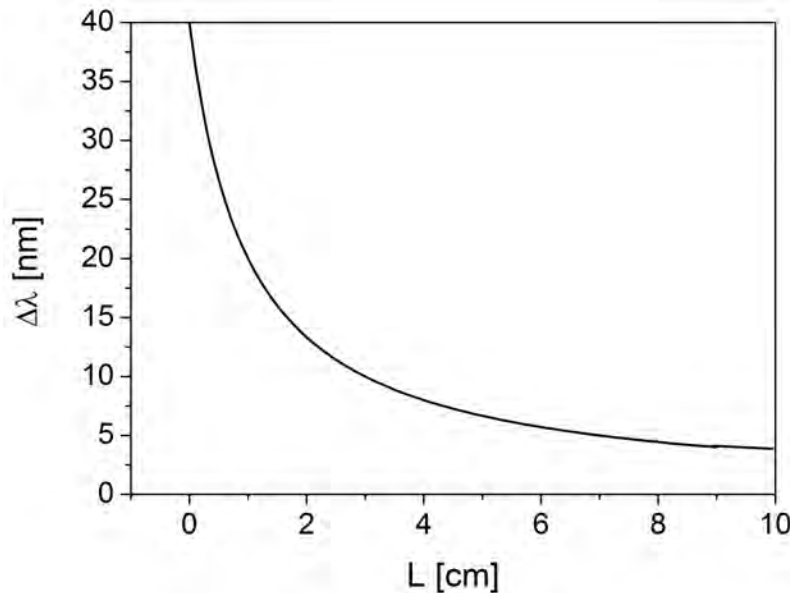


Figura 3.11. Ancho espectral de una banda de atenuación de una RPL.

### 3.3.3 Bandas de atenuación en una RPL

La localización de las bandas espectrales, esta expresada por la siguiente ecuación [1-3,5,6,8]:

$$\lambda = (n_{co} - n_{cl}^i) \Lambda \quad (3.1)$$

donde,  $\lambda$  es la longitud de onda resonante,  $n_{co}$  y  $n_{cl}^i$ , son los índices de refracción efectivos del modo fundamental del núcleo y el  $i$ -ésimo modo del revestimiento, respectivamente  $\Lambda$ . Y como ya se señaló en la sección 2.2, el revestimiento es multimodo, por lo que la relación 3.1, se cumple para más de una longitud de onda. Lo anterior dicho, queda evidenciado en la parte superior de las figuras 3.12 y 3.13. En las cuales, se muestran la relación entre la longitud de onda contra el periodo para los modos pares e impares, respectivamente. Mientras que en la parte inferior de las misma figuras, se pueden observar los espectro de transmisión de una RPL con acoplamiento par e impar respectivamente.

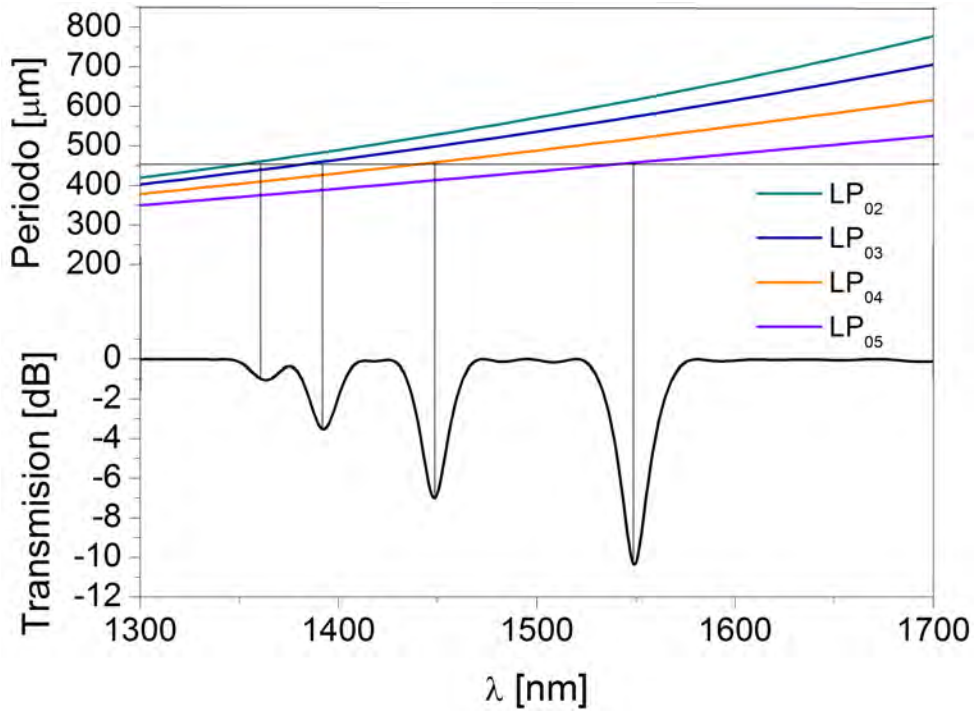


Figura 3.12. Arriba, relación de la longitud de onda contra el periodo. Abajo espectro de transmisión de una RPL con acoplamiento a modos pares.

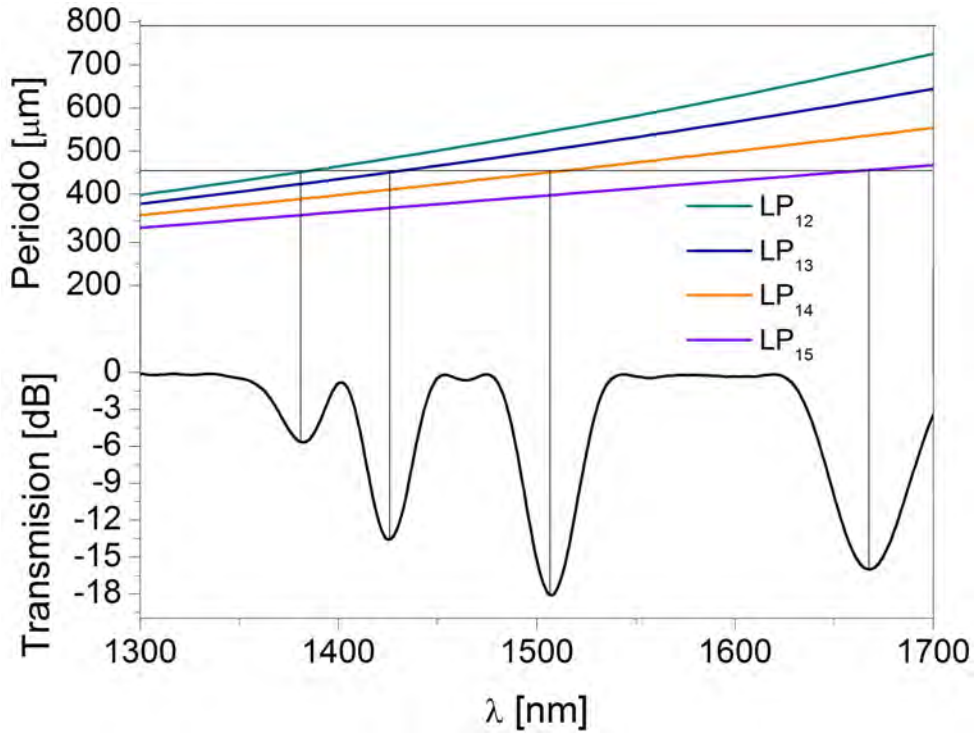


Figura 3.13. Arriba, relación de la longitud de onda contra el periodo. Abajo espectro de transmisión de una RPL con acoplamiento a modos impares.

Se puede modificar la posición de las bandas de atenuación con: cambiar el periodo o los índices de refracción efectivos. El periodo se puede modificar en el momento del grabado. Mientras que los índices de refracción efectivos, dependen de las propiedades de guiado de la FO. Para alterar estas propiedades de guiado, basta con modificar el índice de refracción externo. También con variar el diámetro de la FO, por ejemplo por medio de estrechamientos o adelgazamiento. Otra forma es, modificar los materiales constitutivos de la FO. Esto último, se puede lograr simplemente usando otro tipo de fibra. Por otra parte, aun cuando se ha grabado la rejilla en la fibra, se puede cambiar las posiciones de las bandas, con elementos externos como la temperatura, la tensión o la torsión. En la siguiente sección, se revisará más a fondo la sensibilidad de las RPL a estos elementos externos.

### 3.4 Sensibilidad de las rejillas de periodo largo

Se pueden cambiar las características espectrales de las RPL a través de cambiar parámetros físicos externos a los cuales, las RPL son sensitivas. Estos cambios son bien empleados para relacionarlos en una curva que demuestre la respuesta espectral a un parámetro externo específico, en otras palabras para producir un sensor. En esta sección, se revisará con detalle la sensibilidad de las diferentes tecnologías de inscripción de RPL a temperatura ambiente, tensión axial, torsión de la fibra y la operación con luz polarizada. Es importante puntualizar que aunque en la realidad no se puede medir ningún parámetro sin que la temperatura ambiente influya en las mediciones, aquí consideraremos que no hay tal dependencia a favor de un análisis más simple.

#### 3.4.1 Sensibilidad a cambios de temperatura

La sensibilidad de una RPL a la temperatura ambiente se expresa al derivar la condición de ajuste de fase (ecuación 2.12) con respecto a la temperatura [17]:

$$\frac{d\lambda_0}{dT} = \Lambda \left( \frac{dn_{co}}{dT} - \frac{dn_{cl}^m}{dT} \right) + (n_{co} - n_{cl}^m) \frac{d\Lambda}{dT} \quad (3.5)$$

donde  $\lambda_0$  denota la longitud de onda central,  $\Lambda$  es el periodo de la rejilla,  $n_{co}$  y  $n_{cl}^m$  con los índices efectivos del modo fundamental del núcleo y del  $m$ -ésimo modo del revestimiento y  $T$  es la temperatura ambiente. De esta expresión podemos concluir que el cambio en la

longitud de onda producto de la temperatura esta en función del efecto termo-óptico en los materiales de la fibra (primer término a la derecha) y la expansión térmica del periodo de la rejilla (segundo término a la derecha). Cuando la RPL es expuesta a bajas temperaturas (menor a 300 °C), la expansión térmica del periodo puede despreciarse, pues es muy pequeña y la mayor contribución proviene del efecto termo-óptico [17].

El efecto termo-óptico depende de la concentración de dopantes [18], así, el coeficiente termo-óptico del núcleo de una fibra estándar, es mayor en comparación al del revestimiento y para baja temperatura se tiene un cambio hacia longitudes de onda mayores (o hacia el rojo del espectro). Pero en fibra codopada con boro, es al revés, pues el coeficiente termo-óptico del núcleo es menor [19]. En fibras de cristal fotónico (FCF), ocurre algo similar y es que como el revestimiento está formado por huecos de aire, el coeficiente termo-óptico de este, tiende a ser mayor del núcleo de pura sílice [20].

La técnica de inscripción de la RPL juega un papel fundamental en la sensibilidad a la temperatura ambiente. Normalmente la MIR hecha con UV no soporta más de 300 °C, después de esta temperatura se borran. Aunque hay reportes de RPLUV como la mostrada en la figura 3.14(a), la cual fue inscrita con pulsos láser a 266 nm [21] y puede alcanzar fácilmente los 1000 °C, sin perder sus propiedades. Por otra parte, para las RPLAE y las RPLCO<sub>2</sub>, la respuesta espectral a la temperatura es básicamente la misma: a baja temperatura la respuesta es casi lineal, mientras que entre los 300 y 800 °C (alta temperatura), cambia la pendiente. Como se aprecia en las figuras 3.14(b) y (c). Entre los 800 y 900 °C hay una zona “plana” de insensibilidad, donde no se registra variación de la longitud de onda. Pasando los 900 °C, se vuelve a cambiar la pendiente. Finalmente más allá de los 1100 °C, la pendiente vuelve a ser plana. Lo interesante es que demuestran tener estabilidad a muy altas temperaturas, pues después de regresar a temperatura ambiente su espectro de transmisión se conserva [22,23].

Por último, la respuesta a temperatura de las RPLM, depende enormemente del material con que se inscribe la rejilla [24-27]. Por ejemplo si el material tiene un coeficiente de expansión grande, la respuesta espectral cambiara drásticamente a baja temperatura. Como el caso de RPLM hechas a base de resinas. En cambio si se usa un material como el aluminio se obtiene una respuesta muy distinta. En el caso del cambio térmico de longitud de onda mostrado en la figura 3.14(d), se usó un resorte de acero, por lo que la respuesta es

puramente de los materiales de la fibra y por ello lineal. La tabla 3.1 resume las sensibilidad de estas 4 tecnologías a la temperatura, pero solo en un rango de 0 a 100 °C.

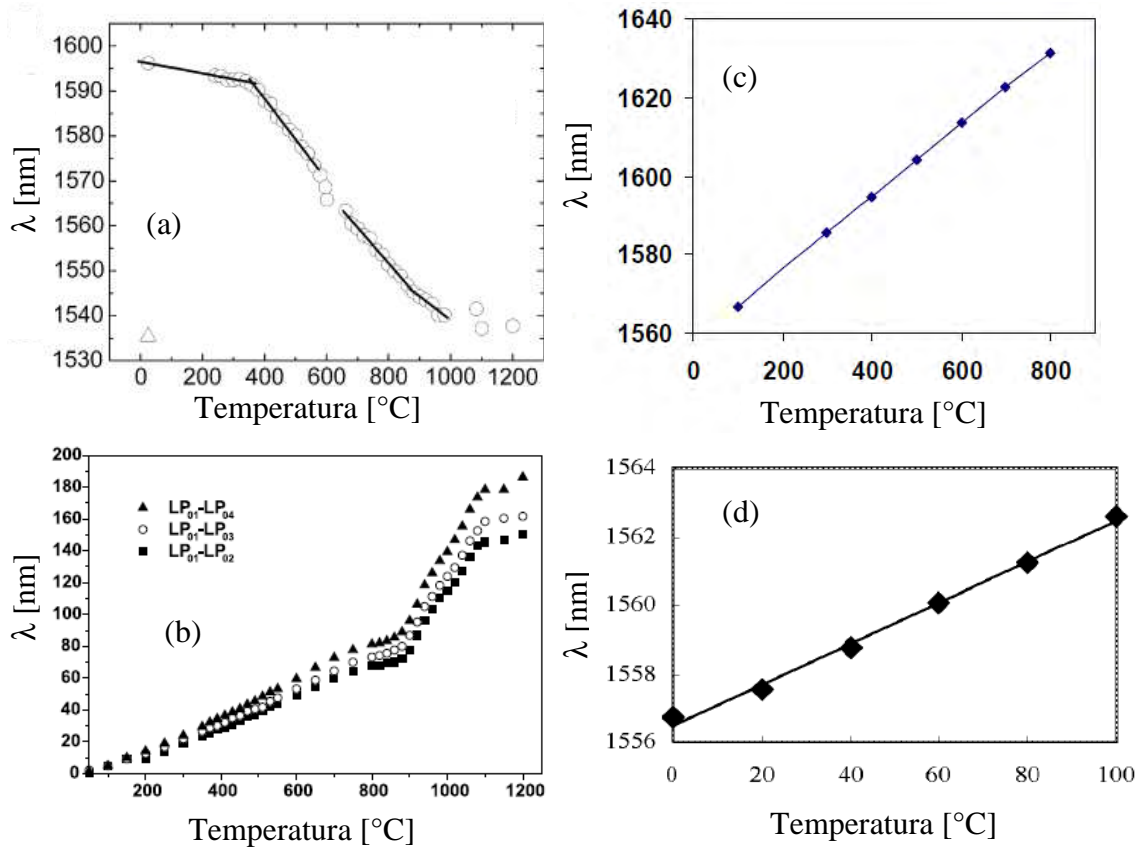


Figura 3.14. Cambio térmico en longitud de onda para: (a) RPLUV [21], (b) RPLAE [22], (c) RPL CO<sub>2</sub> [23], (d) RPLM [24].

Tecnología	Cambio en longitud de onda	Cambio en el contraste
UV	-44 pm/°C	No hay
Mecánicas	60 pm/°C	No reportado
Arco eléctrico	70 pm/°C	No reportado
CO <sub>2</sub>	10 pm/°C	No reportado

Tabla 3.1.Sensibilidad de cada tecnología de RPL a la temperatura (de 0 a 100 °C).

Como resultado del cambio de la temperatura ambiente en una RPL, no solo la longitud de onda varia, sino también el contraste de las bandas de atenuación se ve alterado, ya que está en función de la temperatura ambiente, tal como se muestra la siguiente relación [17]:

$$\frac{dP_0}{dT} = \frac{\kappa L \sin(2\kappa L)}{I} \left( \frac{dI}{dT} - \frac{I}{\lambda_0} \frac{d\lambda_0}{dT} \right) \quad (3.6)$$

donde  $P_0$  es la potencia a la longitud de onda central  $\lambda_0$  de la banda,  $\kappa$  es el coeficiente de acoplamiento cruzado,  $L$  es la longitud de la rejilla,  $I$  es la integral de acople<sup>1</sup> y  $T$  es la temperatura ambiente. En general  $dI/dT$  y  $d\lambda_0/dT$  son de signo opuesto. Cuando  $\lambda_0$  decrece, la integral de traslape incrementa, porque el confinamiento del modo LP<sub>01</sub> en el núcleo se incrementa con el decrecimiento de  $\lambda_0$  y viceversa [17]. También hay que considerar que el cambio en potencia esta en función del producto  $\kappa L$ , y que cuando su valor es múltiplo de  $\pi/2$  el contraste de la rejilla desaparece [17].

El cambio térmico en longitud de onda (termino izquierdo dentro de paréntesis), esta descrito por la ecuación 3.5, y como ya se comentó, dependerá de los materiales de la fibra y de la técnica de inscripción. La integral de traslape depende de los campos eléctricos transversales de los modos acoplados los cuales a su vez dependen de los índices de refracción efectivos y materiales, los cuales tiene dependencia térmica [20]. De la ecuación 3.6 se deduce que al cambiar la temperatura podrá haber aumento o disminución de la potencia, y que según el tipo de rejilla será el comportamiento.

Para RPLUV en fibra estándar, al elevar la temperatura se disminuye la potencia. Hay trabajos donde se alcanza el nivel cero (de referencia) alrededor de los 300 °C. En cambio para las RPLAE y RPLCO<sub>2</sub> en fibra estándar, los cambios en potencia a temperaturas bajas y medias son casi nulos. Solo se ven cambios a muy altas temperaturas, superiores a los 1200 °C [22,23]. Por último para RPLM en fibra estándar el comportamiento depende enormemente del material con que se induce la rejilla. Para materiales tipo resina, hay trabajos donde se disminuye el contraste al aumentar la temperatura [25], sin embargo en otros trabajos sucede lo inverso [26]. Materiales metálicos como el aluminio, el cambio en el contraste, puede ser importante a temperatura ambiente [27], por el contrario para cuando se induce la rejilla con un resorte de acero, el cambio a baja temperatura, es muy poco (despreciable de hecho) [24].

---

<sup>1</sup> Ver en la sección 2.4.1

### 3.4.2 Sensibilidad a tensión axial aplicada a la fibra.

Al igual que en el caso de la temperatura, la sensibilidad de una RPL a la tensión axial, se puede calcular derivando la condición de ajuste de fase con respecto a la tensión [28]:

$$\frac{d\lambda_0}{d\varepsilon} = \Lambda \left( \frac{dn_{co}}{d\varepsilon} - \frac{dn_{cl}^m}{d\varepsilon} \right) + (n_{co} - n_{cl}^m) \frac{d\Lambda}{d\varepsilon} \quad (3.7)$$

donde  $\varepsilon$  es la fuerza de tensión y los demás variables se han definido previamente. Aquí podemos observar que el cambio de longitud de onda debido a la tensión está en función del cambio en los índices efectivos como consecuencia de la tensión (primer término de la derecha) y la elongación en el periodo al estirar la fibra con la tensión (segundo término de la derecha).

La tensión es un parámetro bien estudiado, sin embargo, lo más usual es medir el estiramiento que sufre la fibra como producto de la tensión axial. Se sabe que dependiendo de los dopantes de la fibra el cambio en longitud de onda puede ser negativo o positivo [29]. Además al igual que en el caso de la temperatura, hay cambios en el contraste de las bandas de atenuación. Sin embargo estos se dan a muy altas tensiones. De hecho son tan altas que pueden provocar que la fibra se estire tanto que sobrepase su límite elástico y se deforme permanentemente o inclusive se rompa. Estos casos extremos son difíciles de manejar pues las RPL son más usadas para medir bajas tensiones axiales. Para grandes tensiones, es mejor un sensor mecánico.

Aunado a todo esto, la tensión produce en la fibra estándares cambios en la longitud de onda que también dependen de la tecnología con que se inscribió la rejilla. Las RPLUV tienen una respuesta lineal y positiva a la tensión, tal como se muestra en la figura 3.15(a). Por otra parte para las RPLAE y RPLCO<sub>2</sub> normalmente el estiramiento produce cambios hacia longitudes de onda menores, como se aprecia en las figuras 3.15(b) y (c). Por último para las RPLM el cambio en longitud de onda originado por la tensión axial (estiramiento), es casi lineal, como se ve en la figura 3.15(d). Todas estas sensibilidades se resumen en la tabla 3.2.



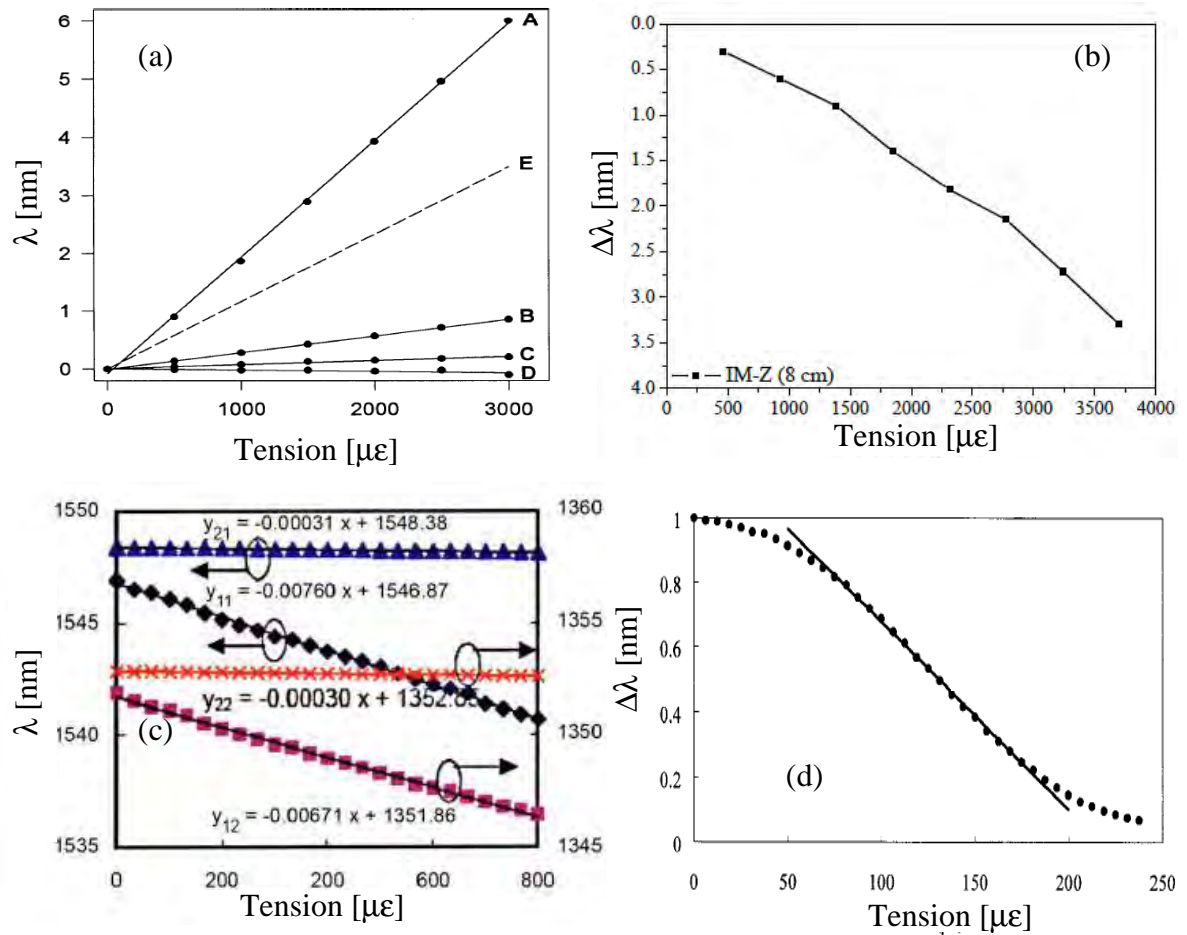


Figura 3.15 Respuesta a la tensión axial para: (a) RPLUV [29], (b) RPLAE [30], (c) RPLCO<sub>2</sub> [31] y (d) RPLM [32].

Tecnología	Cambio en longitud de onda	Cambio en el contraste
UV	2 pm/με	No reportado
Mecánicas	5 pm/με	No reportado
Arco eléctrico	98 pm/με	No reportado
CO <sub>2</sub>	-7 pm/με	No reportado

Tabla 3.2. Sensibilidad de cada tecnología de RPL a la tensión axial.

### 3.4.3 Sensibilidad a torsión

La torsión de la RPL trae como consecuencia, cambios en las longitudes de onda de las bandas de atenuación. Dicho cambio se puede expresar de la misma forma que la temperatura y tensión, es decir, derivando la condición de empate de fase, con respecto al ángulo de torsión [33]:

$$\frac{d\lambda_0}{d\phi} = \Lambda \left( \frac{dn_{co}}{d\phi} - \frac{dn_{cl}^m}{d\phi} \right) + (n_{co} - n_{cl}^m) \frac{d\Lambda}{d\phi} \quad (3.7)$$

donde  $\phi$  es el ángulo de torsión y las demás variables han sido definidas previamente. En fibra estándar el cambio del índice modal del  $m$ -ésimo modo del revestimiento es mucho mayor al del núcleo, por lo que la aportación del núcleo se puede despreciar. Por otro lado, en las RPLM como el periodo es independiente a la fibra, es decir que hay un dispositivo externo que induce la rejilla, la alteración del periodo por torsión no existe y el segundo término a la derecha se puede despreciar.

Tanto las RPLUV como las RPLM son insensitivas al sentido de la torsión, siempre cambian hacia longitudes de onda menores [33-35], como se aprecia en las figura 3.26(a) y (b). Tal vez, porque el cambio de índice producto de la torsión es el mismo no importa el sentido. Además como ya se menciona en RPLM el segundo término de la derecha se desprecia, mientras tanto para una RPLUV se podría despreciar este término, porque la modulación es radialmente simétrica y el cambio que sufra el periodo bajo torsión en cualquier sentido, es igual. En contraste, para las RPLAE y RPLCO<sub>2</sub>, la respuesta a torsión depende del sentido de esta [36,37], como se muestra en las figuras 3.16(c) y (d). Ya que la modulación es asimétrica y al someterla a torsión, la variación en el periodo será diferente según el sentido de la torsión. La tabla 3.3, resume las sensstividades a la tensión para las diferentes tecnologías de RPL.

Otro efecto interesante que ocurre al aplicar torsión extrema a una RPL, es que las bandas de atenuación se separan en sus componentes de polarización. Pues, mucha torsión deforma la guía de onda induciendo alta birrefringencia [38]. La figura 3.17, muestra este caso para una RPLM en fibra de cristal fotónico. Podemos apreciar que la separación es muy significativa (alrededor de 50 nanómetros) y que el contraste de la banda se ve relativamente poco afectado. La división de las bandas es usada en este caso para generar un filtro de rechazo de bandas sintonizable. Pero en muchos casos también se puede emplear para controlar las perdidas dependientes del modo de polarización (PDMP).

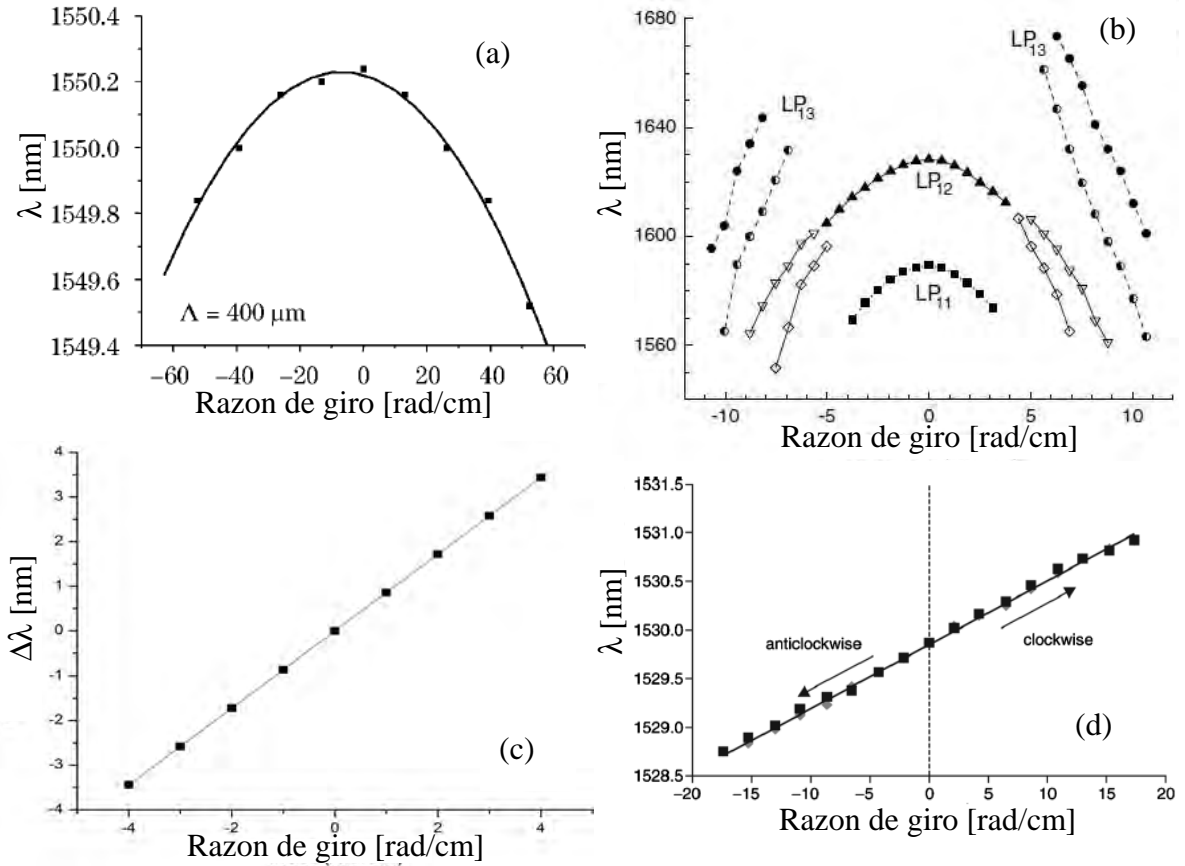


Figura 3.16 Cambio en la longitud de onda producida al aplicar torsión a la fibra. (a) RPLUV [33], (b) RPLM [35], (c) RPLAE [36], (d) RPLCO<sub>2</sub> [37].

Tecnología	Cambio en longitud de onda	Cambio en el contraste
UV	-116 pm/[rad/cm]	No reportado
Mecánicas	-7 pm/[rad/cm]	No reportado
Arco eléctrico	860 pm/[rad/cm]	No reportado
CO <sub>2</sub>	78 pm/[rad/cm]	No reportado

Tabla 3.3.Sensibilidad de cada tecnología de RPL a la torsión.

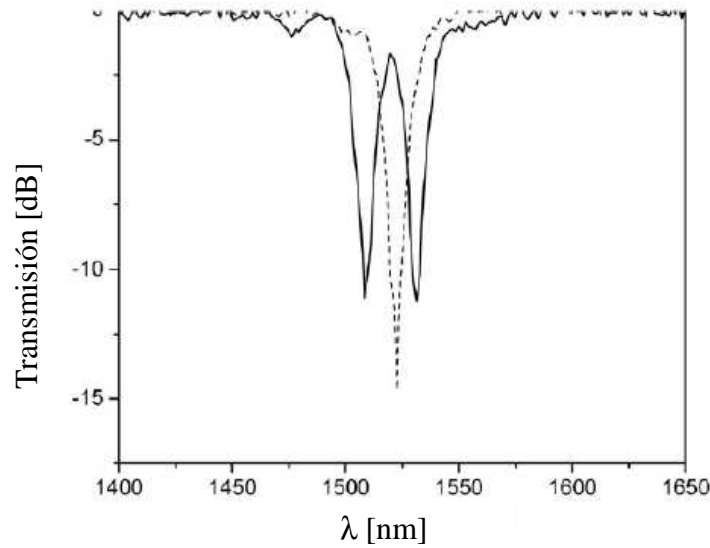


Figura 3.17. División de la banda de atenuación al aplicar alta torsión [38].

#### 3.4.4 Respuesta a luz polarizada

Cuando en una fibra óptica se induce birrefringencia, cada estado de polarización tiene su propia constante de propagación, y su propio índice de refracción. Si en esta fibra, se graba una RPL, la condición de empate de fase será distinta para cada estado de polarización, por lo que también las longitudes de onda resonantes serán diferentes. La mayoría de las técnicas de modulación del índice de refracción, inducen birrefringencia. Por esta razón las RPL sufren de pérdidas dependientes al modo de polarización (PDMP). Cuando la técnica de grabado produce también modulación geométrica, estas PDMP son aún más significativas.

Se sabe que para las RPLUV presentan muy poca dependencia a la polarización, tal como se aprecia en la figura 3.18(a). Sin embargo, si la modulación se hace con un ángulo de inclinación, se induce birrefringencia y con ello PDMP. Asimismo, para las RPLAE y las RPLCO<sub>2</sub>, las PDMP dependen de varios factores, como la asimetría en la modulación o los cambios geométricos, con lo que se puede inducir pocas o muchas PDMP. En la figura 3.18(b), se muestra como varían las PDMP, si se cambia el peso que genera la tensión axial al momento del grabado de una RPLAE. Por otra parte, las PDMP para una RPLCO<sub>2</sub>, se muestran en la figura 3.18(c). Por otra parte, como las RPLM deforman geoméricamente a la fibra, siempre inducen birrefringencia, trayendo como consecuencia muchas PDMP, como se aprecia en la figura 3.18(d). De hecho esta tecnología es la que comparativamente

hablando presenta más efectos por la polarización. En la tabla 3.4 se resumen la información de las figuras.

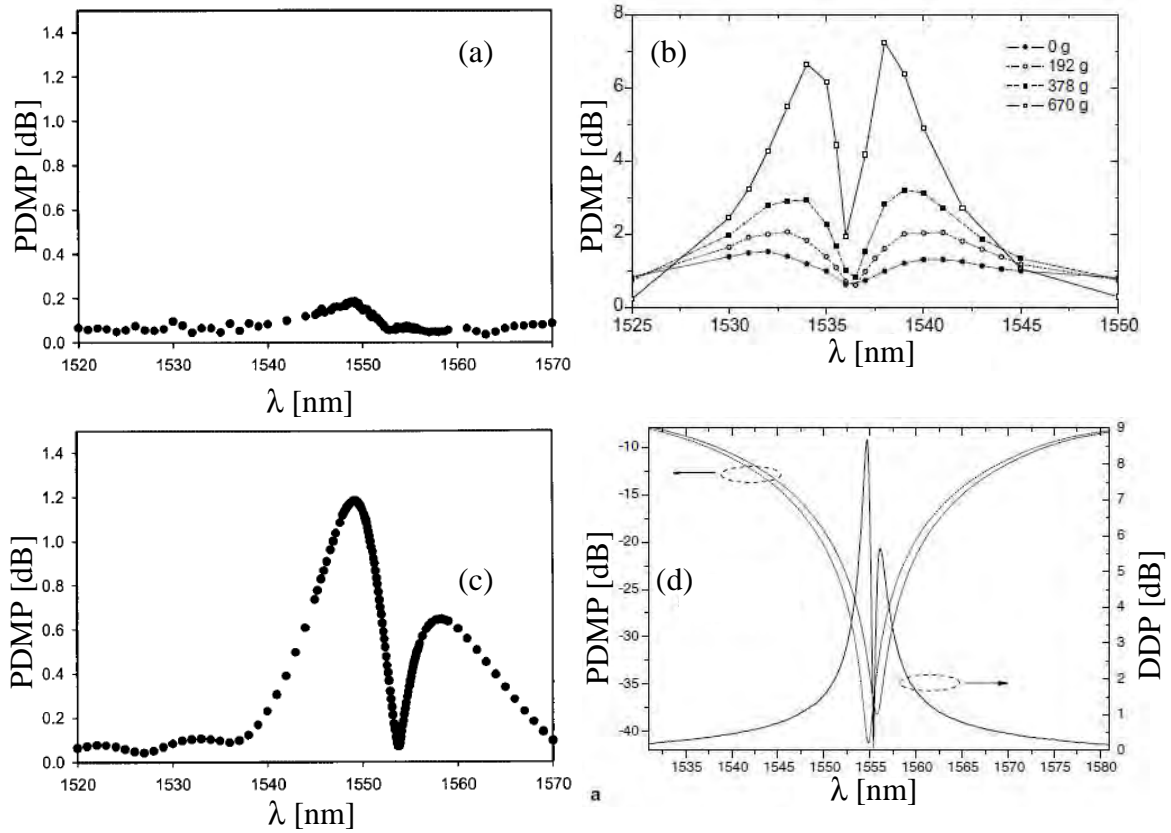


Figura 3.18. Pérdidas dependientes por el modo de polarización para. (a) RPLUV [39], (b) RPLAE [40], (c) RPLCO<sub>2</sub> [39], (d) RPLM [41].

Tecnología	Pedidas dependientes por el modo de polarización
UV	Pocas o ninguna
Mecánicas	Muchas
Arco eléctrico	Moderas-Altas
CO <sub>2</sub>	Moderas-Altas

Tabla 3.4. Pérdidas por el modo de polarización en cada tecnología de RPL.

## Bibliografía

1. A. N. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, J. E. Sipe, *Long-period fiber gratings as band-rejection filters*, Journal of Lightwave Technology, **14**(1), 58-65, 1996.
2. I. Flores-Llamas, *Síntesis de las rejillas de periodo largo en fibra óptica por medio de un algoritmo genético*, tesis UNAM, 2007.
3. T. Erdogan, *Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters*. Journal of the Optical Society of America A, **14**(8): 1760-1773, 1997. Errata, ibid, **17**(11), 2113.
4. A. Othonos, K. Kalli, *Fiber Bragg gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing*, Artech House, 1999, USA.
5. J. M. López-Higuera (editor), *Handbook of optical fibre sensing technology*, Wiley. UK, 2002.
6. S. A. Vasiliev, O. I. Medvedkov, *Long-period refractive index fiber gratings: properties, applications, and fabrication techniques*, SPIE proceedings Vol. 4083, 212-223, 2000.
7. K. Okamoto, T. Hosaka, T. Eda, *Stress analysis of optical by a finite element method*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **17**(10), 2123-2129, 1981.
8. E. G. Rodríguez-Dahmlo, *Rejillas de periodo largo en fibra óptica grabadas por la técnica de carga mecánica*, Tesis de licenciatura, Instituto Tecnológico de León, México, 2008.
9. G. Rego, *Polarization dependent loss of mechanically induced long-period fibre gratings*, Optics Communications, **281**(2) 255–259, 2008.
10. G. Rego, *Arc-induced long-period fibre gratings: fabrication and their applications in optical communications and sensing*, Doctor degree thesis, University of Porto, 2006.
11. A. D. Yablon, “Capítulo 3: Mechanics of fusion splicing” en *Optical Fiber Fusion Splicing*. Springer series in optical science, 27-29, Alemania, 2005.
12. Y. Wang, *Review of long period fiber gratings written by CO<sub>2</sub> laser*, Journal of Applied Physics, **108**, 081101, 2010.

13. B. H. Lee, Y. Chung, W.-T. Han, U.-C. Paek, *Temperature sensor based on self-interference of a single long-period fiber grating*. IEICE Transactions on Electronics E83-C(3), 287-292, 2000.
14. Palma-Quiroz, I. Flores-Llamas, R. Osorio-Comparan, S. Khotiaintsev, V. Svyryd, *Modeling of long-period fiber gratings with both refractive index and diameter*, International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, Odessa Ukraine, 2008.
15. D. B. Stegall, T. Erdogan, *Leaky cladding mode propagation in long-period fiber grating devices*, IEEE Photonics Technology Letters, **11**(3), 343-345, 1999.
16. G. P. Agrawal, *Fiber-optics comunicación systems*, Wiley, USA 2002
17. M. N. Ng, K. S. Chiang, *Thermal effects on the transmission spectra of long-period fiber gratings*, Optical Communications. **208**(4-6), 321-327, 2002.
18. Y.-J. Kim, T.-J. Eom, Y. Chung, W.-T. Han, U.-C. Paek, B. H. Lee, *Thermo-optic coefficient measurements using long-period fiber gratings*, Proceedings of SPIE 4185(2000):834-837, 2000.
19. X. Shu, T. Allsop, B. Gwandu, L Zhang, I. Bennion, *High-temperature sensitivity of long-period in B-Ge codoped fiber*, IEEE Photon. Technol. Lett., 13(8), 818-820, 2001.
20. L. A. García-de-la-Rosa, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Ríos, D. Monzón-Hernández, K. Salas-Alcántara, F. Arteaga-Sierra, *Temperature response of mechanically induced long-period gratings in photonic crystal fiber*, Proc. SPIE 7839, 783924, 2010.
21. R. Z. V. Costa, R. C. Kamikawachi, M. Muller, J. L. Fabris, *Thermal characteristics of long-period gratings 266 nm UV-point-by-point induced*, Optics Communications, **282**(5), 816-823, 2009.
22. G. Humbert, A. Malki, *Characterizations at very high temperature of electric arc-induced long-period fiber gratings*, Optics Communications, **208**(4-6), 329-335, 2002.
23. T. Wei, J. Montoya, J. Zhang, J. Dong, H. Xiao, *Fabrication of long-period fiber gratings by CO<sub>2</sub> laser irradiations for high temperature applications*, Proceeding of SPIE , **6757**, 675708-1 – 675708-5, 2007.

24. T. Yokouchi, Y. Suzaki, K. Nakagawa, M. Yamauchi, M. Kimura, Y. Mizutani, S. Kimura, S. Ejima, *Thermal tuning of mechanically induced long-period fiber grating*, Applied Optics, **44**(24), 5024-5028, 2005.
25. E. Wu, R.-C. Yang, K.-C. San, C.-H. Lin, F. Alhassen, H. P. Lee, *A highly efficient thermally controlled loss-tunable long-period fiber grating on corrugated metal substrate*, IEEE Photonics Technology Letters, **17**(3), 612-614, 2005.
26. Y. Jiang, Q. Li, C.-H. Lin, E. Lyons, I. Tomov, H. P. Lee, *A novel strain-induced thermally tuned long-period fiber grating fabricated on a periodic corrugated silicon fixture*, IEEE Photonics Technology Letters, **14**(7), 941-943, 2002.
27. L. A. Garcia-de-la-Rosa, I. Torres-Gomez, A. Martinez-Rios, D. Monzon-Hernandez, *Temperature impact on mechanically induced long-period fiber gratings*, Optics and Lasers in Engineering, **49**(6), 714-717, 2011.
28. A. Van-Brakel, *Sensing Characteristics of an optical fibre long-period grating Michelson refractometer*, Doctor degree thesis, Rand Afrikaans University, South Africa, 2004.
29. V. Bhatia, *Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing*, Optics Express, **4**(11), 457-466, 1999.
30. K. M. Salas-Alcántara, *Interferómetro Mach-Zehnder en fibra óptica utilizando rejillas de periodo largo*, Tesis de Maestría, Centro de Investigaciones en Óptica, México, 2010.
31. Y.-P. Wang, L. Xiao, D. N. Wang, W. Jin, *Highly sensitive long-period fiber-grating strain sensor with low temperature sensitivity*, Optics Letters, **31**(23), 3414-3416, 2006.
32. C.-Y. Lin, L. A. Wang, G.-W. Chern, *Corrugated long-period fiber gratings as strain, torsion, and bending sensors*, Journal of Lightwave Technology, **19**(8), 1159-1168, 2001
33. B. U. Nair, V. P. S. Kumar, V.P. M. Pillai, V. U. Nayar, *Wavelength shift of cladding mode resonances in a mechanically induced LPFG by twisting the fiber*, Fiber and Integrated Optics, **26**(3), 159-172, 2007.
34. Z. Zhang, W. Shi, K. Gao, Z. Fang, *Twist characteristics of the ultraviolet written long-period fiber gratings*, Chinese Optics Letters, **2** (10), 565-567, 2004



35. O. V. Ivanov, *Wavelength shift and split of cladding mode resonances in microbend long-period fiber gratings under torsion*, *Optical Communications*, **232**(1-6), 159-166, 2004.
36. S. In, Ch. Chung and H. Lee, *The resonance wavelength-tuning characteristic of the arc-induced LPFGs by diameter modulation*, 15<sup>TH</sup> Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, **1**, 131- 134, 2002.
37. Y.-P. Wang and J.-P. Chen, Y.-J. Rao, *Torsion characteristics of long-period fiber gratings induced by high-frequency CO2 laser pulses*, *Journal of Optical Society of America B*, **22**(6), 1167-1172, 2005.
38. D. E. Ceballos-Herrera, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Rios, G. Anzueto-Sanchez, J. A. Álvarez-Chávez, R. Selvas-Aguilar and J. J. Sánchez-Mondragón, *A simple, widely tunable band rejection holey fiber filter*, 18th International Conference on Optical Fiber, Sensor, 2006
39. B. Bachim, T. Gaylord, *Polarization-dependent loss and birefringence in long-period fiber gratings*, *Applied Optics*, **42**(34), 6816-6823, 2003.
40. G. M. Rego, J. L. Santos, H. M. Salgado, *Polarization dependent loss of arc-induced long-period fibre gratings*, *Optics Communications*, **262**(2), 152–156, 2006.
41. G. Rego, *Polarization dependent loss of mechanically induced long-period fibre gratings*, *Optics Communications*, **281**(2) 255–259, 2008.



# **Capítulo 4**

**“Rejillas de periodo largo inscritas por arco eléctrico”**



En este capítulo se describirá la técnica de grabado de rejillas de periodo largo en fibra óptica por arco eléctrico (RPLAE), así como los tipos de modulaciones que se pueden lograr, el perfil del cambio del índice de refracción y como afecta todo esto al espectro de transmisión de la rejilla. Se revisará también, que son y cómo se inducen las pérdidas por inserción y los parámetros más importantes que influyen en dichas pérdidas. Asimismo, se abordará la optimización de estos parámetros para minimizar las pérdidas. Por último, se presentará la caracterización de las RPLAE (ya optimizadas), a parámetros físicos tales como, temperatura ambiente, torsión, tensión y luz polarizada.

#### 4.1 Modulación por arco eléctrico

Las RPLAE han sido ampliamente usadas como filtros en redes de telecomunicaciones, y además, como el elemento sensor para diversos parámetros físicos y químicos. Todo esto debido a sus características relevantes, como son: grandes niveles de atenuación y anchos de banda angostos. Además, el periodo es fácilmente ajustable, lo que permite que se pueda sintonizar, la longitud de onda, en un amplio rango (prácticamente de 1300 a 1700 nm). Sin embargo, tienen puntos negativos como baja repetibilidad en la longitud de onda de las bandas de atenuación y mayor nivel de pérdidas en comparación a otras tecnologías (técnicas de grabado). Los aspectos negativos se deben en gran medida a dos cuestiones: primero, a la naturaleza aleatoria del arco eléctrico, y segundo, a la deformación física que se produce en la fibra.

En la sección 3.2.3, se describió como se produce la modulación del índice de refracción (MIR) cuando se aplica una descarga de arco eléctrico. Se detalló que existen diferentes mecanismos que originan el cambio de índice de refracción, tales como, difusión de dopantes, cambios en la estructura cristalina y relajación de esfuerzos. De igual forma se comentó que el arco eléctrico puede producir deformación geométrica, la cual puede aumentar el acoplamiento de modos, pero también en muchos casos induce pérdidas. Existen tres tipos principales de modulación: modulación sólo del índice de refracción, microestrechamientos y microdoblamiento.

#### 4.1.1 Modulación sólo del índice de refracción.

La mejor forma para inscribir una rejilla de periodo largo (RPL), es cambiar sólo el índice de refracción del núcleo, sin afectar la geometría de la fibra. En este caso, las bandas de atenuación serán bien definidas y afuera de estas (bandas), no habrá pérdidas. En la figura 4.1 se muestra el espectro de transmisión de una rejilla de periodo largo inscrita por radiación ultra-violeta (RPLUV), donde se cumple estas condiciones. En las RPLAE se puede conseguir este tipo de modulación, pero a diferencia de las RPLUV, aquí siempre se modula adicionalmente el índice de refracción del revestimiento y se producen cambios geométricos. Modular ambos índices de refracción acarrea primeramente pérdidas, pues la condición monomodo cambia. Pero, en cambio, la constante de acoplamiento es más grande [1]. Esto último provoca que en general, las RPLAE sean de menor longitud que las RPLUV y que fácilmente, se logren niveles de atenuación mayor. Mientras que las RPLUV típicamente requieren una longitud de rejilla de 1 pulgada (2,54 cm) para lograr un nivel de rechazo de 18 dB, las RPLAE requieren de aproximadamente 2 cm.

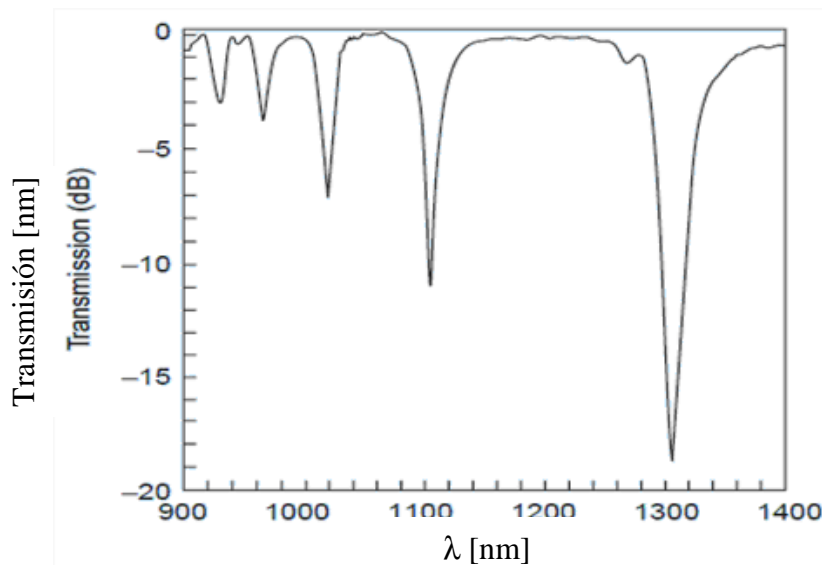


Figura 4.1 Espectro de transmisión de una RPL con modulación sólo del índice de refracción (caso de RPLUV). Tomada de [2]

Otro detalle importante a considerar, es la simetría radial de la MIR, pues como se mencionó en la sección 2.4.3, esto promoverá acoplamiento a modos pares o impares. En la figura 4.2(a) se muestra el espectro de transmisión de una RPLAE con  $\Lambda = 540 \mu\text{m}$ , la cual tiene acoplamiento a modos pares pues se busca hacer MIR pura. Podemos notar que este

espectro es parecido al de la figura 4.1. Por otro lado, en la figura 4.2(b), se presenta el espectro de transmisión de una RPLAE con  $\Lambda = 540 \mu\text{m}$ , acoplando a modos impares, al modular ligeramente el radio de la fibra. Aquí se observa que las bandas se colocan en diferentes longitudes de onda y las pérdidas son distintas. La MIR pura, en la técnica de arco eléctrico, es bastante difícil de lograr, pues por lo regular, se hace uso de tensión axial para lograr mayor cambio de índice de refracción, lo que produce microestrechamientos o microdoblamiento.

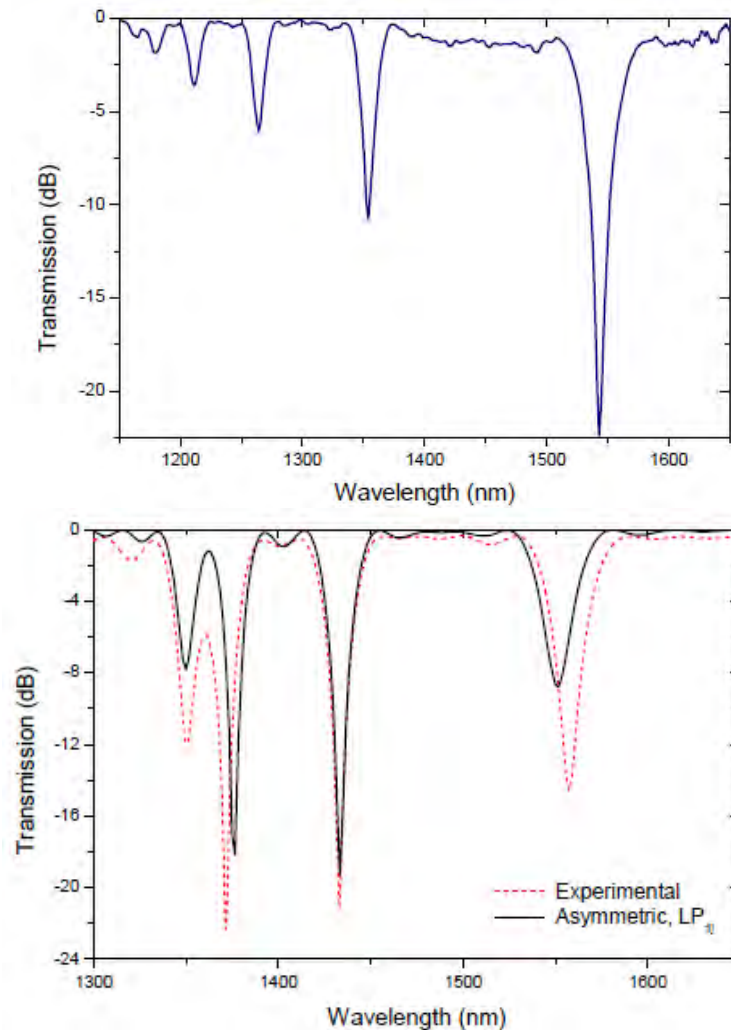


Figura 4.2. Espectros de transmisión de RPLAE acoplando a: modos (a) par, (b) impar. Tomados de [3].

#### 4.1.2 Modulación por microestrechamientos.

Durante una descarga de arco eléctrico, se puede alcanzar temperaturas superiores a los  $1350 \text{ }^\circ\text{C}$  [3]. Esta temperatura es suficiente para ablandar a la sílice ( $\text{SiO}_2$ ) y volverla dúctil.

Este es el principio empleado en la fabricación de estrechamientos (“tapers”) de fibra óptica y en la manufactura de acopladores de fibra. Este estrechamiento se puede promover en la inscripción de RPLAE, si al momento de la descarga, se aplica tensión axial a la fibra. Puesto que la tensión normalmente es muy baja (menor a los 200 g) y que la descarga dura muy poco (cientos de milisegundos), la longitud estrechada esta en el orden de los micrómetros. Por lo que en realidad, lo que se consigue es un microestrechamiento, tal como se muestra en la figura 4.3.



Figura 4.3. Microestrechamiento como producto de una descarga de arco eléctrico. [4].

En los macro estrechamientos de fibra, el mejor caso es reducir en forma simétrica la fibra, con lo que se logra un escalamiento del diámetro del núcleo y el revestimiento. La figura 4.4(a), muestra este tipo de estrechamiento. Desafortunadamente debido a factores como: mala alineación, torsión accidental o que la tensión no es exactamente axial se puede obtener un estrechamiento asimétrico, como se muestra en la figura 4.4(b). Esto último acarrea pérdidas, pues los campos electromagnéticos no se pueden guiar adecuadamente. Además de que se induce birrefringencia, pues el núcleo se deforma asimétricamente. Estas características están presentes en los microestrechamientos. En el contexto de RPLAE, producir microestrechamientos simétricos permite que las rejillas tengan mayor contraste en menor longitud. Pues el coeficiente de acoplamiento es mayor al caso de MIR pura, por el aporte de la modulación radial<sup>1</sup>. Además, si se controla adecuadamente, es decir que el estrechamiento sea mínimo se puede conseguir RPLAE con niveles de pérdidas semejantes a los que se obtienen en otras técnicas de grabado. Ya que la asimetría y el porcentaje de estrechamiento, son las principales fuentes de pérdidas en la técnica de inscripción por arco eléctrico. La primera (asimetría), se puede reducir con alineación, mientras que para la segunda es necesario escoger adecuadamente los parámetros de la técnica para alcanzar un microestrechamiento óptimo.

<sup>1</sup> Ver secciones 3.2.3. y 3.2.4.



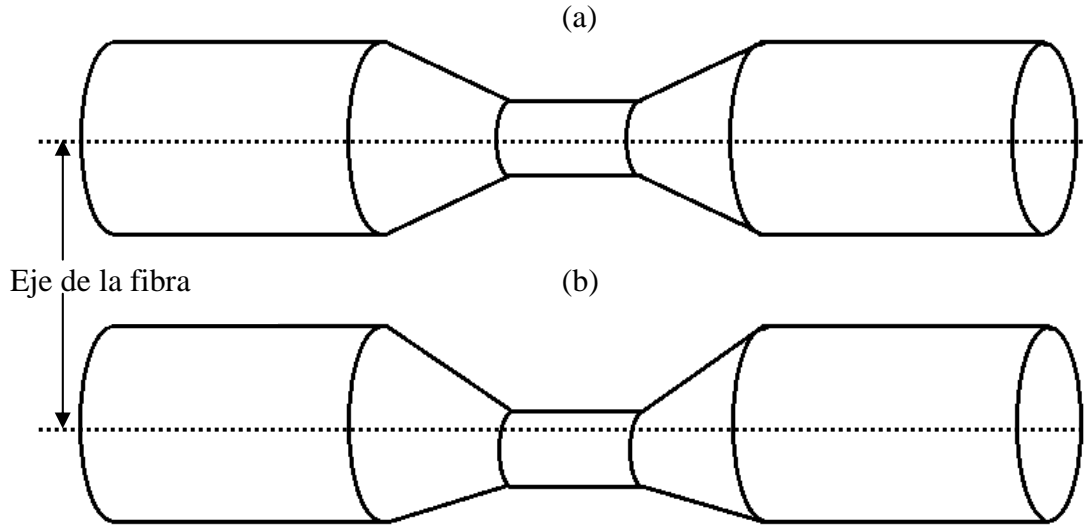


Figura 4.4. Dos tipos de taper: (a) simétrico, (b) asimétrico.

#### 4.1.3 Modulación por microdoblamientos.

Los microdoblamientos<sup>2</sup>, son otra de las formas para inscribir RPLAE, estos se pueden inducir al someter intencionalmente una tensión lateral sobre la fibra. En la figura 4.5, se muestra un esquema donde la fibra se coloca entre dos sujetadores y uno de ellos es desplazado  $\sim 100 \mu\text{m}$ , en forma lateral. El arco eléctrico es entonces aplicado en forma periódica para inscribir la RPLAE. Los microdoblamientos también pueden ser inducidos debido a la naturaleza asimétrica del arco eléctrico, pues se deforma más un lado de la fibra. La deformación resultante es básicamente un microdoblamiento. En la figura 4.6, se puede observar que la modulación es mayor del lado derecho, siendo un ejemplo de un microestrechamiento asimétrico.

<sup>2</sup> En el capítulo 5 se habla a más detalle de los microdoblamientos de fibra

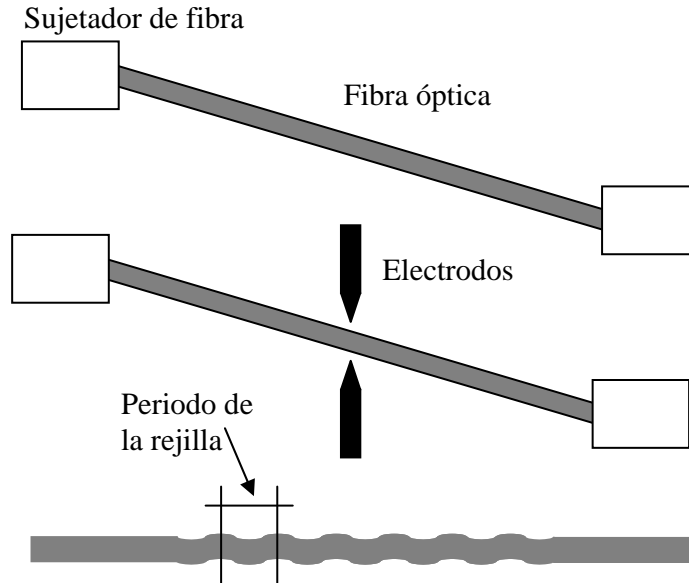


Figura 4.5. Esquema para inducir microdoblamientos por arco eléctrico. Tomada de [5]

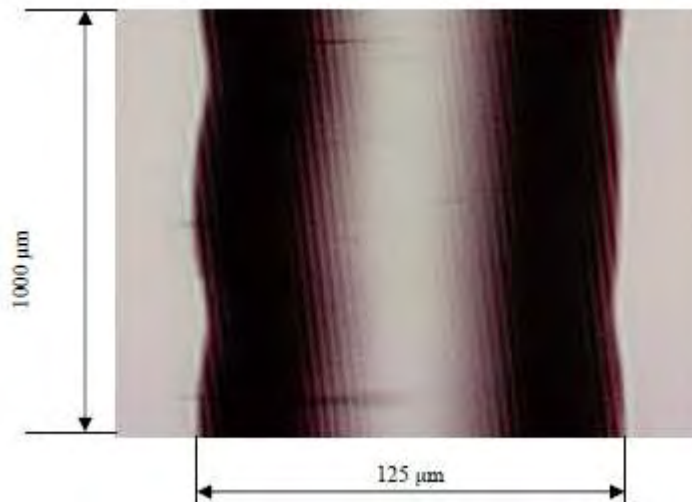


Figura 4.6. Deformación asimétrica de una RPLAE. Tomada de [3].

Otra forma de inducir microdoblamientos es, aplicando muchas descargas en el mismo punto y al contrario de los microestrechamientos, aquí al aplicar la descarga se comprime axialmente a la fibra. Este traerá como consecuencia un engrosamiento de la zona bajo la descarga de arco eléctrico. En la figura 4.7 se observa una rejilla hecha con este tipo de técnica. Estas RPLAE engrosadas tienen características muy específicas: el número de descargas es muy poco, con 8 engrosamientos se alcanzan casi 20 dB. Al mismo tiempo, el largo de la rejilla es muy corto (alrededor de 0.5 cm). Pero de que el nivel de pérdidas que pueden generar por lo regular ronda de 1 a 2 dB.

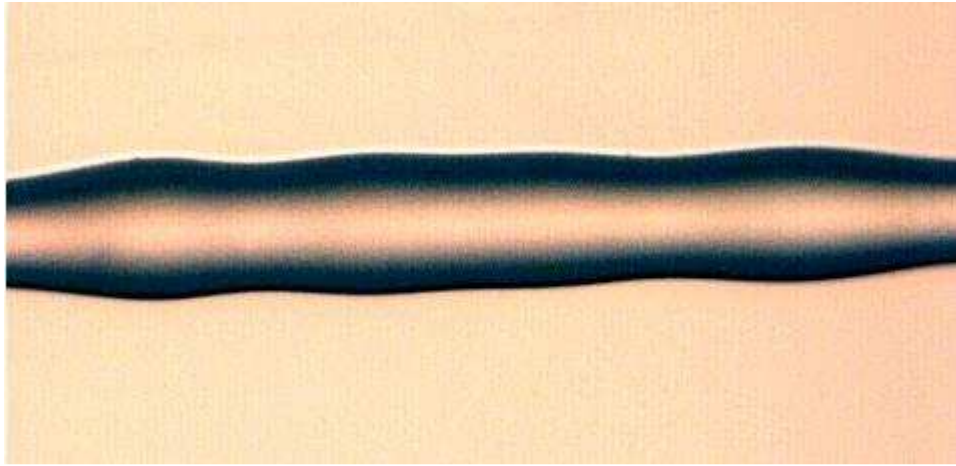


Figura 4.7. RPLAE por engrosamiento. Tomada de [6].

## 4.2 Fabricación de rejillas de periodo largo por la técnica de arco eléctrico

### 4.1 Arreglo experimental

Como ya se mencionó, las RPLAE son atractivas pues presentan características que las hacen más ventajosas sobre otro tipo de RPL. Es fácil sintonizar la longitud de onda y el ancho de las bandas, además de que son relativamente económicas de inscribir, pues el arreglo experimental para su fabricación es muy simple. La figura 4.8 muestra un esquema experimental planteado para el grabado de RPLAE. Podemos identificar elementos básicos, como el dispositivo posicionador (comúnmente un actuador lineal), y el dispositivo generador del arco eléctrico (normalmente una empalmadora de fibra óptica).

En este trabajo de tesis, se empleó para la inscripción de RPLAE el esquema experimental presentado en la figura 4.8. Con los siguientes componentes: una empalmadora comercial Fitel S175, la cual se muestra en la figura 4.9(a), con la que se generó la descarga de arco eléctrico. Como actuador lineal, un microposicionador Standa 8MT173, el cual se observa en la figura 4.9(b). Para poder mover la fibra junto con el microposicionador, se utilizó el sujetador de fibra mostrado en la figura 4.9(c). Por último, una fuente de luz blanca (FLB) se empleó como señal de entrada y un analizador de espectros ópticos (AEO), ANDO 115, para monitorear los espectros de transmisión a la salida de la fibra.

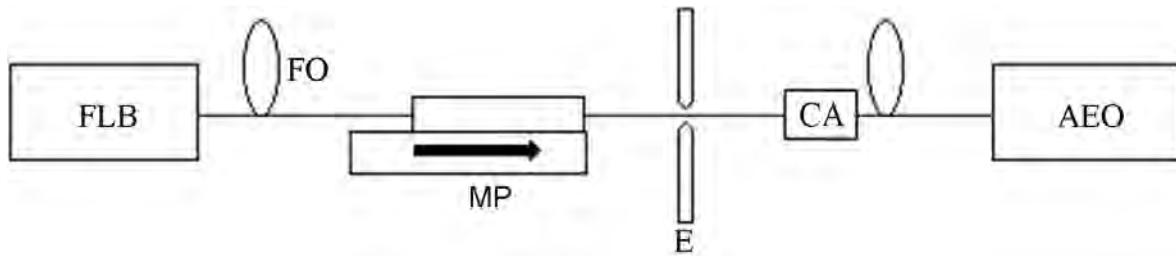


Figura 4.8. Arreglo experimental implementado.

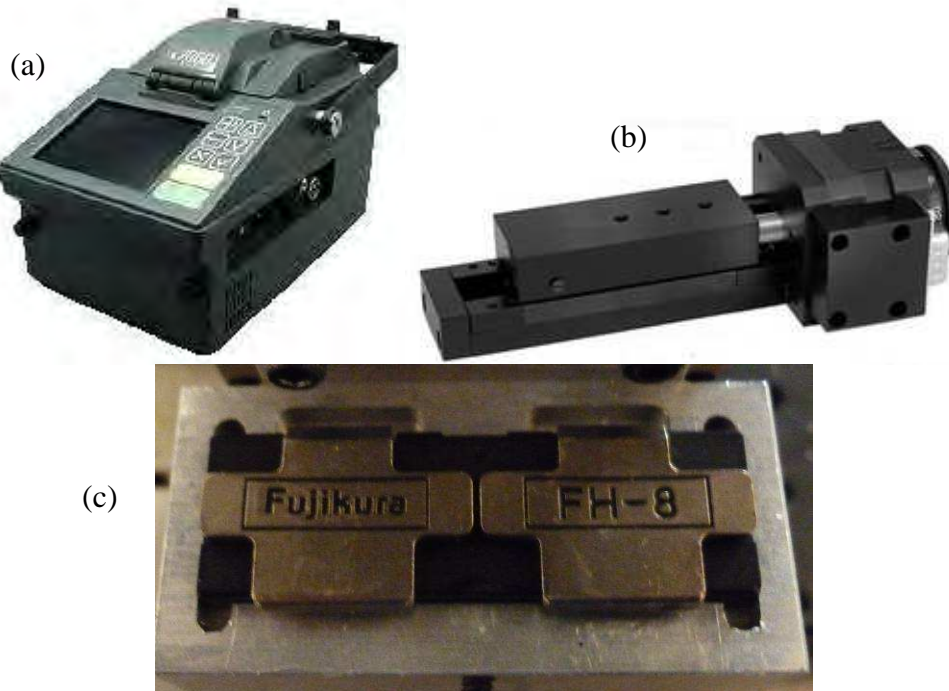


Figura 4.9. (a) Empalmadora, (b) microposicionador, (c) montura con sujetador de fibra.

#### 4.2.2 Parámetros de la técnica

El procedimiento para inscripción es bastante sencillo. Primeramente se coloca la fibra entre los dos electrodos, de un extremo se sujeta del dispositivo posicionador y del otro lado se sujeta una masa de tal forma que aplique tensión axial a la fibra. En seguida, se suministra una descarga de arco eléctrico con una potencia y duración específicas. Después de esto, se mueve la fibra una distancia igual al periodo de la rejilla. Así sucesivamente hasta alcanzar el nivel de atenuación requerido o un ancho de banda adecuado. Para este esquema, se pueden identificar tres parámetros básicos: potencia del arco eléctrico, duración del arco eléctrico (tiempo de exposición) y tensión axial inducida a la fibra.

Un aspecto trascendental, es que en la inscripción de RPLAE se requiere retirar el polímero que recubre a la fibra. El motivo principal para quitar el polímero es porque debido a las altas temperaturas producidas por el arco eléctrico, este se puede dañar. Además de que el polímero impide que la distribución de calor, producto de la descarga, sea uniforme [7]. Sin embargo, las características mecánicas de la fibra se afectan al retirar el polímero. Por ejemplo, el estiramiento máximo que soporta antes de romperse disminuye, y también el mínimo radio de curvatura antes de romperse crece. Además la fibra es más frágil y hay que manejarla con precaución para no romperla accidentalmente.

### 4.2.3 Alineación del arreglo

La alineación juega un papel crítico en la calidad de los resultados que se obtienen al implementar la técnica de arco eléctrico. La figura 4.10 muestra el espectro de transmisión de una RPLAE con una alineación “burda”. Aquí se aprecia que las pérdidas a 1500nm, son muy grandes, alrededor de 2 dB. Mientras que en la figura 4.11, se presenta el espectro de transmisión de una RPLAE con alineación “fina”. Donde observamos que las pérdidas se han disminuido a casi 1 dB. Esto demuestra que es muy importante que la fibra siempre este equidistante de los electrodos. Para conseguir la llamada alineación fina, es indispensable que las distancias marcadas como “ $\Delta 1$ ”, “h” de al figura 4.12(a) y (b), se mantengan igual durante todo el proceso de grabado y además, el ángulo  $\theta$  de la figura 4.12(c), entre el eje de la fibra y el eje de los electrodos se mantenga siempre a  $90^\circ$ .

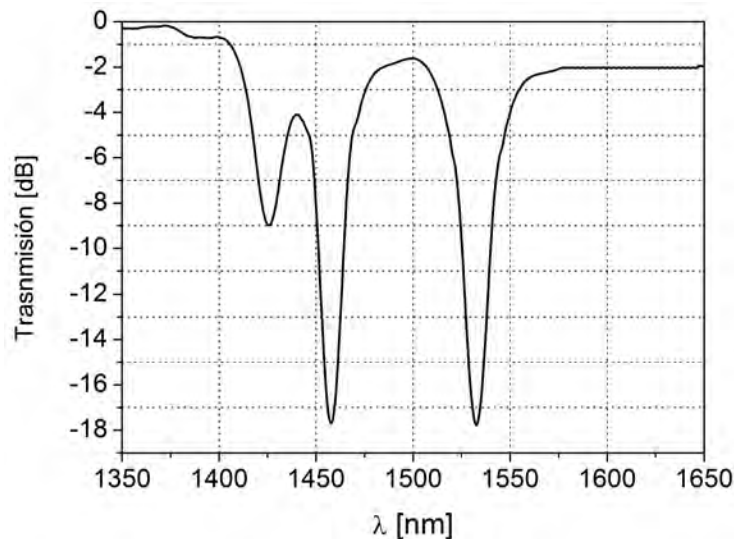


Figura 4.10. Espectro de una RPLAE con alineación burda.

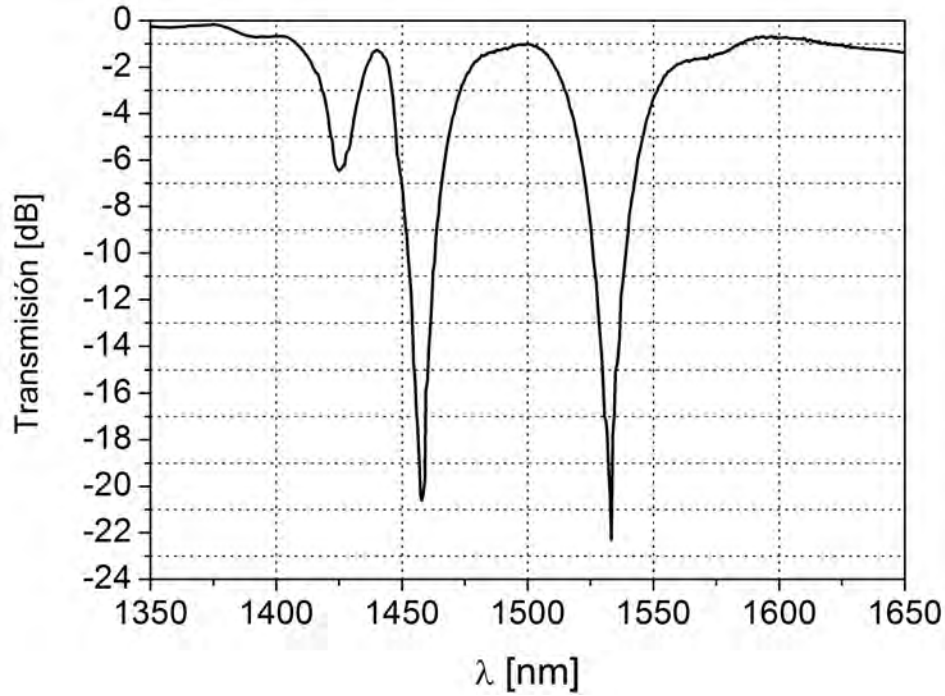


Figura 4.11. Espectro de una rejilla inducida por arco eléctrico con alineación fina.

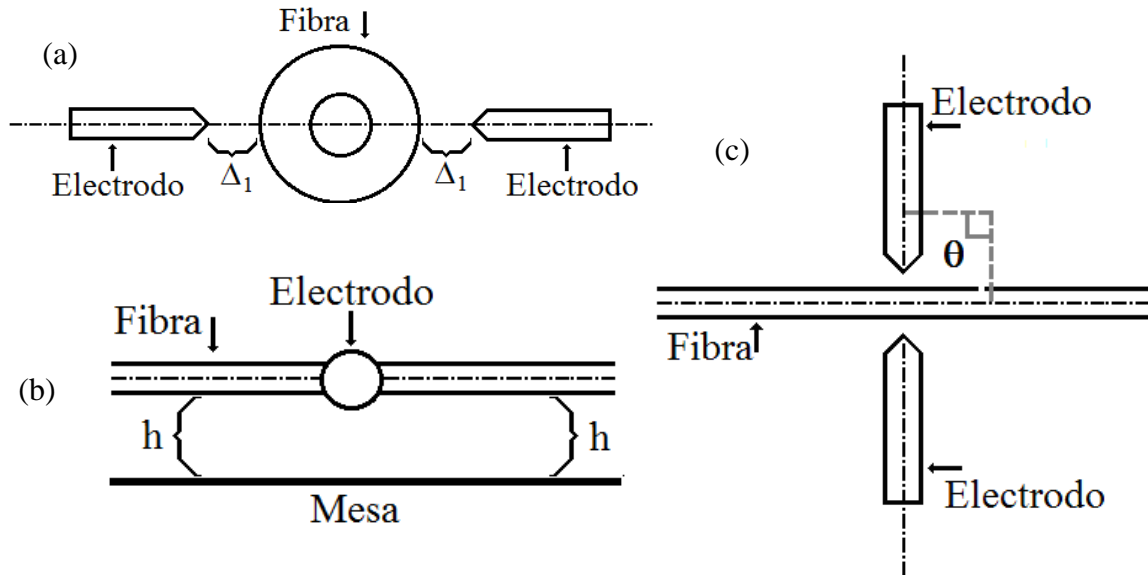


Figura 4.12. Diagramas que representan la alineación ideal, (a) vista superior, (b) vista frontal, (c) vista lateral.

La alineación es un factor clave que también afecta el proceso de repetibilidad de una RPLAE. En la figura 4.13(a) se muestra el histograma de la posición de la longitud de onda central de la tercera banda de atenuación para 25 RPLAE fabricadas con los mismos parámetros y una alineación “burda”. Se puede notar que el rango de incertidumbre para

esta banda es de 7 nm, centrado en 1534 nm y es muy ancho, teniendo un perfil Gaussiano. Por otro lado, en la figura 4.13(b), se presenta igualmente el histograma de 25 RPLAE, fabricadas con los mismos parámetros y una alineación “fina”. Aquí el rango de incertidumbre de longitud de onda es de 3 nm y esta centrado en 1534.5 nm, siendo más angosto, pues su perfil es más bien Lorentziano.

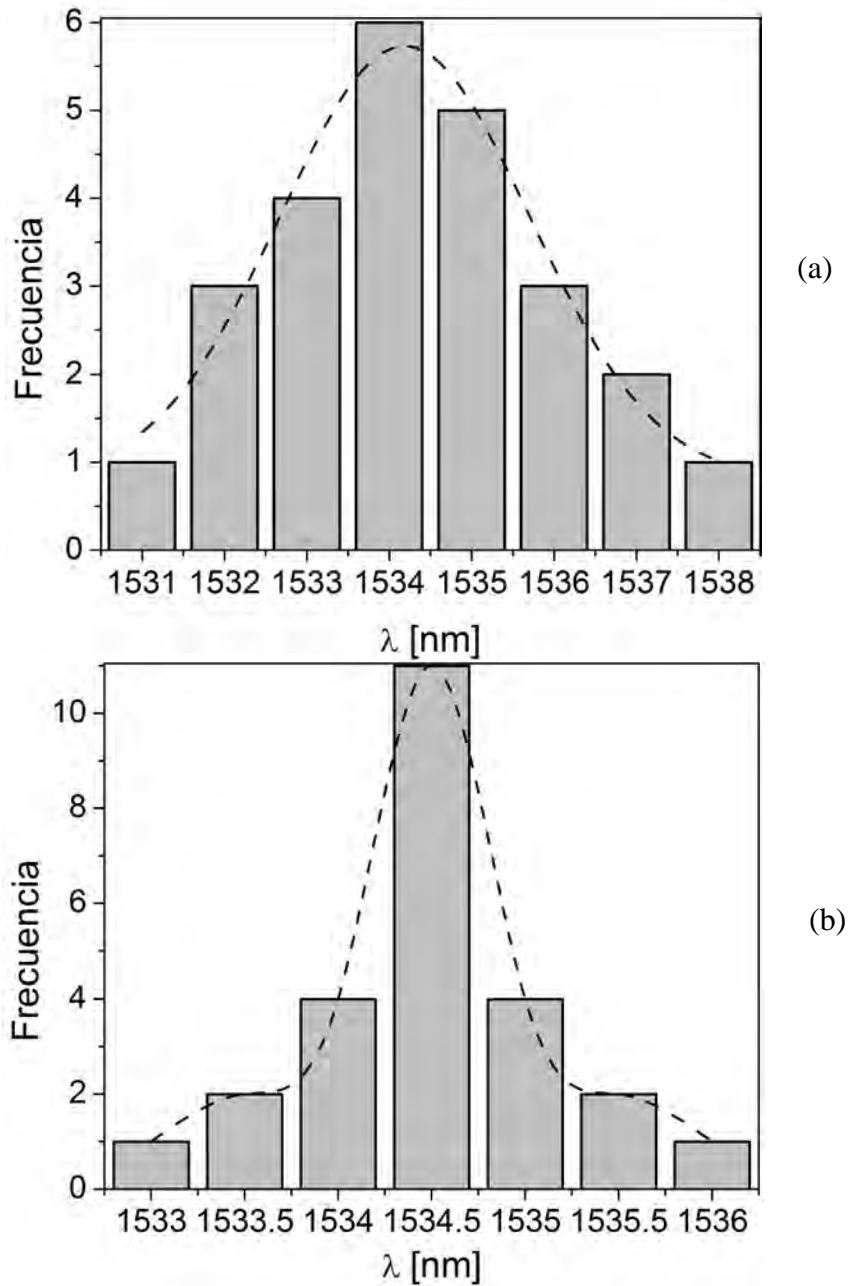


Figura 4.13. Histogramas de la repetibilidad de la longitud de onda central de 25 RPLAE, (a) alineación burda (Gaussiano), (b) alineación fina (Lorentziano).

Como ya se comentó, la mejor forma para inscribir una RPLAE es mediante la MIR pura y realmente no importa si el acoplamiento es a un modo par o impar. Sin embargo, en la realidad este caso es ideal y difícilmente realizable. Por lo que a nivel práctico, a lo mejor que se puede hacer, es un microestrechamiento “simétrico”, donde casi no se cambie el radio de la fibra. Hay que evitar, en lo posible, los microdoblamiento porque generan muchas pérdidas. Así que, es indispensable buscar una combinación de parámetros que permita evitar la deformación geométrica de la fibra y además produzcan las menores pérdidas posibles. Igualmente, estos parámetros deberán permitir inscribir RPLAE con altos niveles de atenuación en las bandas, para poder conseguir rejillas de alto desempeño.

### 4.3 Optimización de las pérdidas de inserción

#### 4.3.1 Definición de pérdidas por inserción

Las pérdidas por inserción (PI) son las pérdidas de potencia de la señal transmitida en una fibra óptica debido a la adición de un dispositivo a la misma [8]. Este concepto puede extenderse al ámbito de las RPL. En este caso, las PI son las pérdidas que sufre la señal en los extremos de las bandas de atenuación propios de la RPL, donde el nivel de transmisión no regresa al nivel de referencia [9]. La figura 4.14 describe el concepto de PI. Podemos notar que las PI dependen de la longitud de onda. En la figura se observa que  $\alpha_1 < \alpha_2 > \alpha_3$ . La optimización de las PI en la técnica de grabado por arco eléctrico, es un tema relevante, pues como ya se menciona, uno de los aspectos limitantes de las RPLAE son las pérdidas intrínsecas a la inscripción.

El número de descargas determina las características espectrales de la RPLAE. En la figura 4.15, se muestra la evolución espectral de una RPLAE al inscribirla, es decir, aumentando el número de descargas. Pero, además, la técnica de grabado, en si, puede generar pérdidas, ya que se modifica la geometría de la fibra. Así pues, al incrementar el número de descargas en una RPLAE, se generan pérdidas. En la figura 4.16, se presenta las pérdidas medidas a 1475, para la misma RPLAE, mostrada en la figura 4.15. Esta es la longitud de onda intermedia entre la segunda y tercer banda. Se aprecia que al incrementar el número de descargas, las PI también crecen. Esta es otra prueba de que el mejor caso posible es una MIR pura, sin afectar el radio de la fibra. En este sentido, es importante



encontrar la combinación de los parámetros que puedan producir la menor deformación geométrica, y que a su vez disminuya las PI intrínsecas a la inscripción de RPLAE.

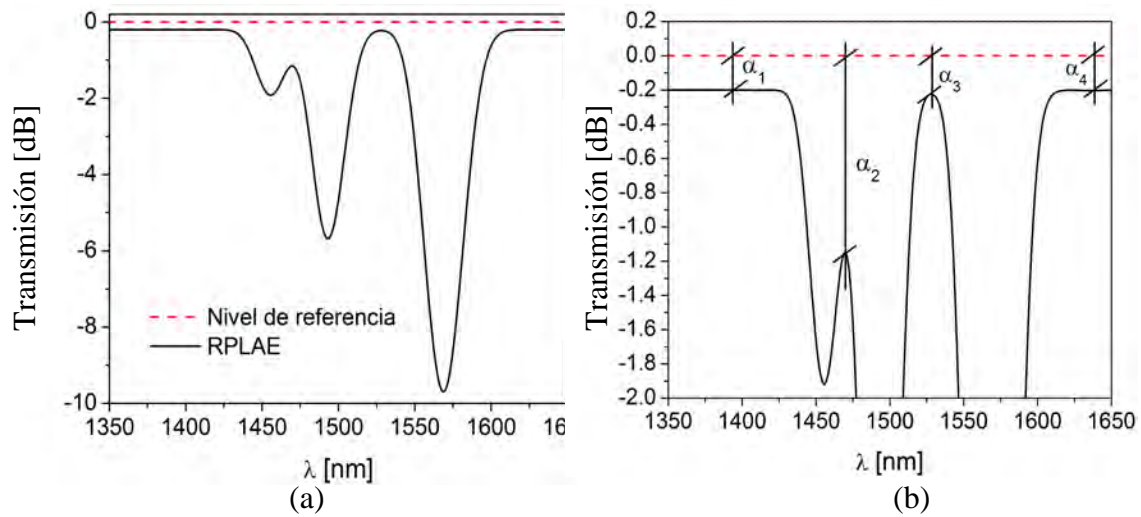


Figura 4.14. Perdidas de inserción a una cierta longitud de onda.

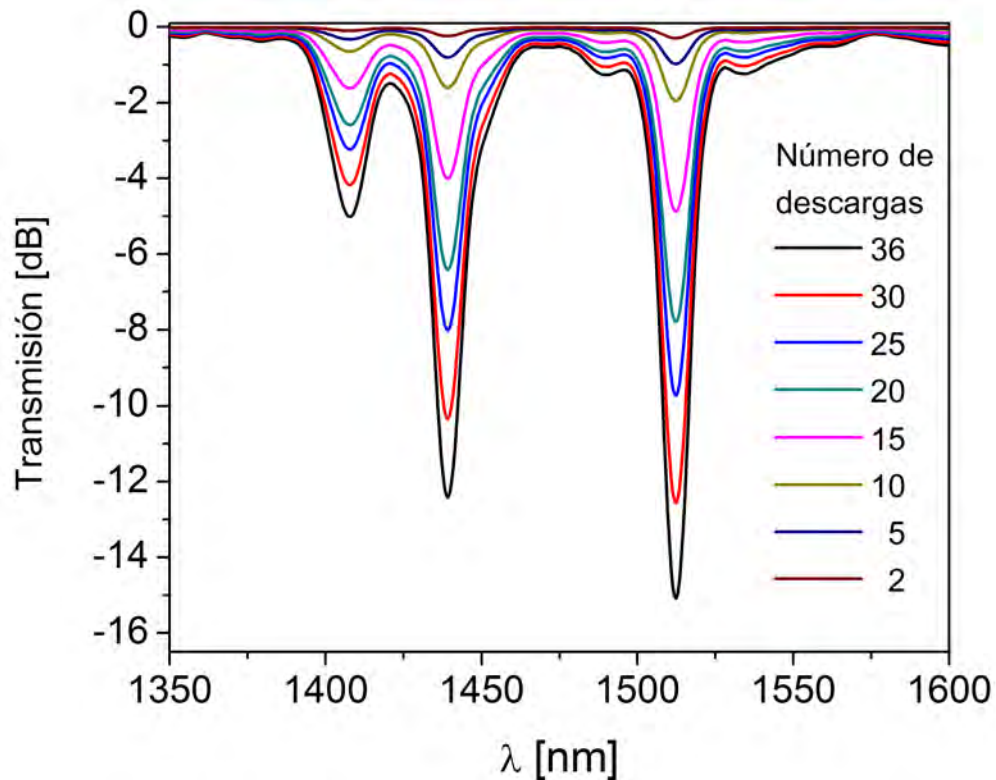


Figura 4.15. Crecimiento del contraste de las bandas de atenuación de una RPLAE.

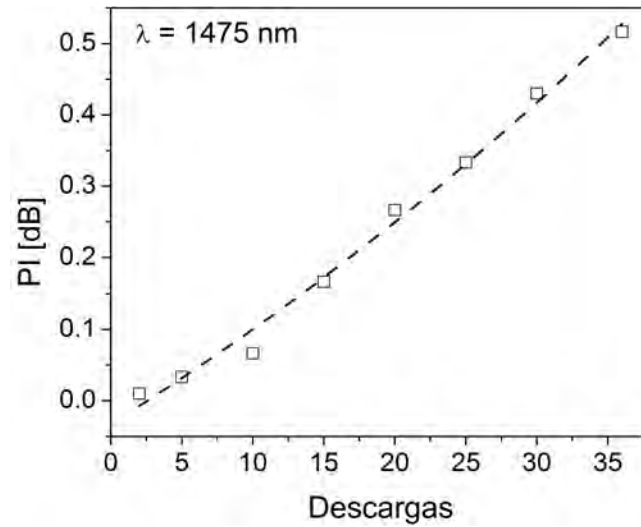


Figura 4.16. Perdidas de inserción a 1475 nm, como función del numero de descargas.

#### 4.3.2 Proceso de optimización.

Para poder reducir las PI, generadas durante el proceso de inscripción de RPLAE, aplicamos el método de optimización de Taguchi. En el anexo 2 se muestra a detalle el proceso de optimización. Baste decir que se empleó un arreglo ortogonal L9, con tres parámetros de entrada. La tabla 4.1 muestra estos tres parámetros con sus respectivos niveles. El peso que produce la tensión axial, se fija a 15 gramos (g), pues es el valor mínimo que podemos manejar con certeza, y limitar la optimización a solo dos variables. Por otra parte, la potencia y duración de arco, se pueden ajustar con valores discretos y sus niveles, están determinados por la empalmadora empleada. Esto limita en cierta forma los resultados que se pueden lograr, pues no hay libertad para ajustar dichos parámetros a niveles que puedan generar menor PI.

Parámetros	Niveles
Peso (g)	15
Potencia del arco (mW)	4
	9
	14
Tiempo de exposición (ms)	150
	250
	300

Tabla 4.1. Parámetros de la técnica de grabado de RPLAE y sus tres primeros niveles de cada uno

En cada iteración del proceso de optimización se obtiene la importancia estadística de cada parámetro sobre las PI. La figura 4.8, muestra en forma grafica el impacto sobre las PI de cada parámetro. Podemos observar de la figura 4.17(a) que la potencia de arco tiene una mayor relevancia, es decir, produce mayores PI. Por ultimo, el tiempo de exposición en la figura 4.17(b), es el parámetro con menor relevancia para las PI.

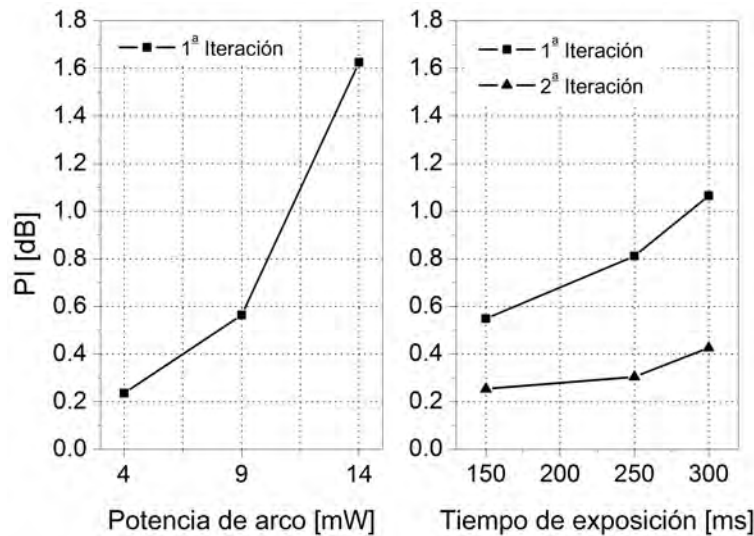


Figura 4.17. Impacto en las pérdidas por inserción de los parámetros de mayor porcentaje de importancia [10].

#### 4.3.4 Resultados experimentales del proceso de optimización.

El proceso de optimización nos da como resultado, el nivel de cada parámetro que permite obtener menores PI. En este caso son: para la potencia de arco, 4 mW y tiempo de exposición, 150 ms. En la figura 4.18 se muestra el espectro de transmisión de una RPLAE inscrita con esta combinación de parámetros. Podemos observar que en efecto las PI alrededor de 1500 nm se han minimizado a casi 0.2 dB, en comparación con las figuras 4.10 y 4.11. Además como característica adicional, las perdidas por el número de descargas han disminuido. La rejilla fue inscrita con 40 descargas y las perdidas casi no se incrementan.

Como ya se menciona en la sección 4.1.2, las perdidas de una RPLAE con microestrechamientos, están determinadas por cuanto se deforma el radio de la fibra, Así, en la figura 4.19 se presentan las PI como función del porcentaje de deformación que produce 5 diferentes pesos usando los parámetros óptimos. Los puntos etiquetados corresponden a: (a) 15 g, (b) 17 g, (c) 19 g, (d) 21 g, y (e) 23 g. En las figuras 4.20(a) y

4.20(b) se observan imágenes obtenidas por SEM (*Scanning Electronic Microscope*) de los microestrechamientos logrados con 15 y 23 g, respectivamente. De este último par de imágenes se puede entender porque las mayores PI se consiguen con 23 g, mientras que las menores PI, se alcanzan con 15 g (pues la deformación radial es mucho menor).

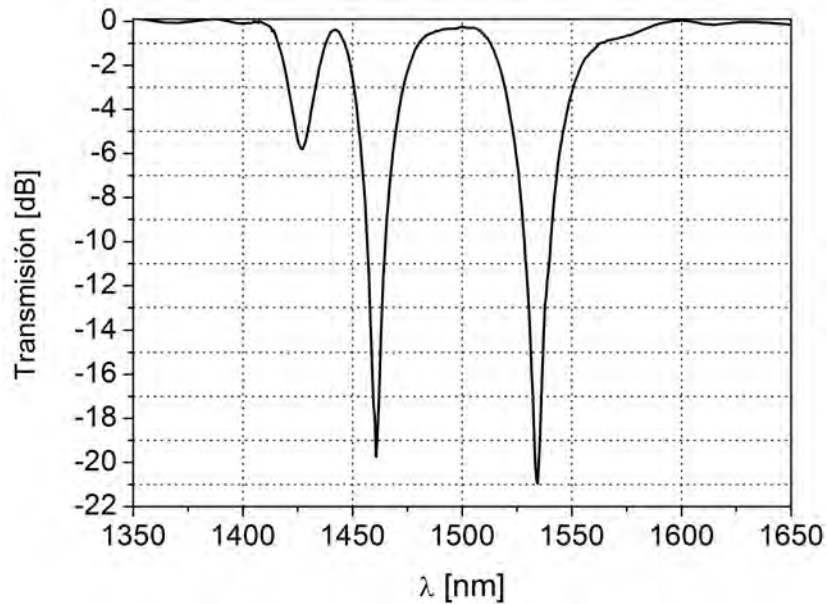


Figura 4.18 Espectro de una RPL inscrita con los parámetros óptimos [10].

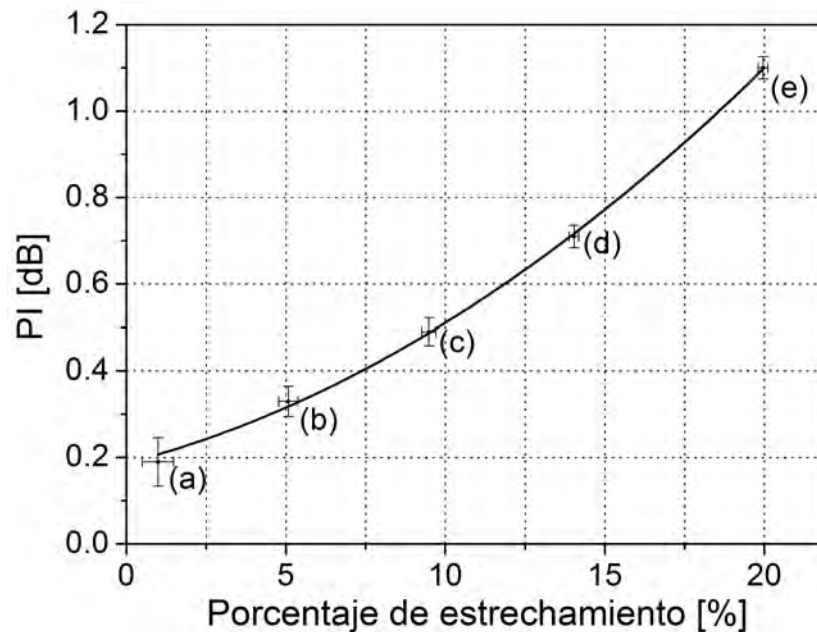
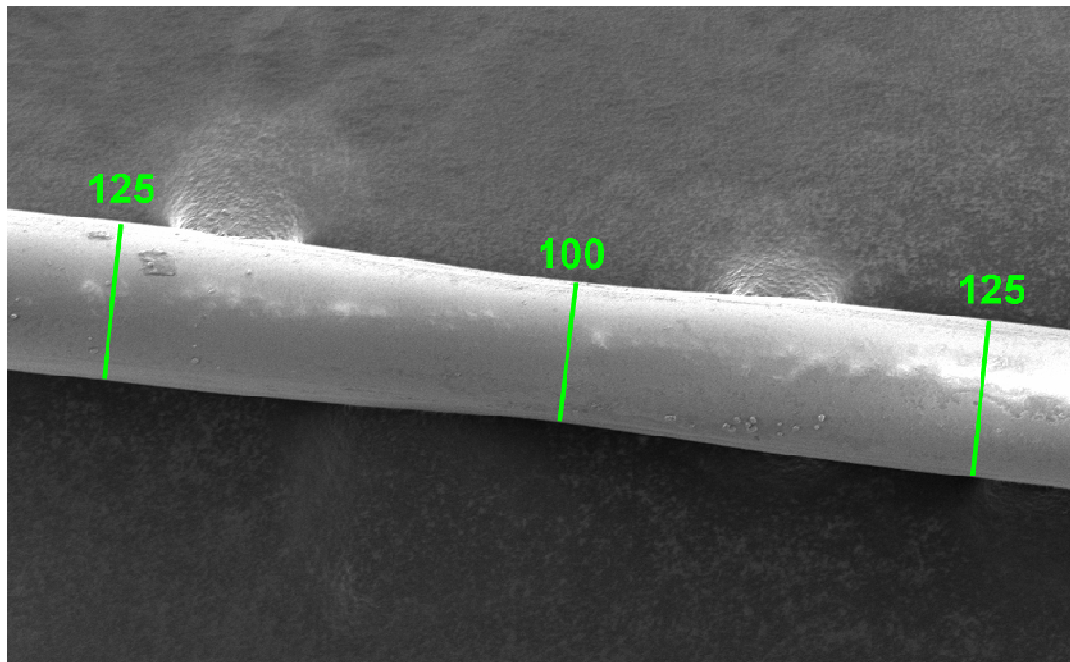
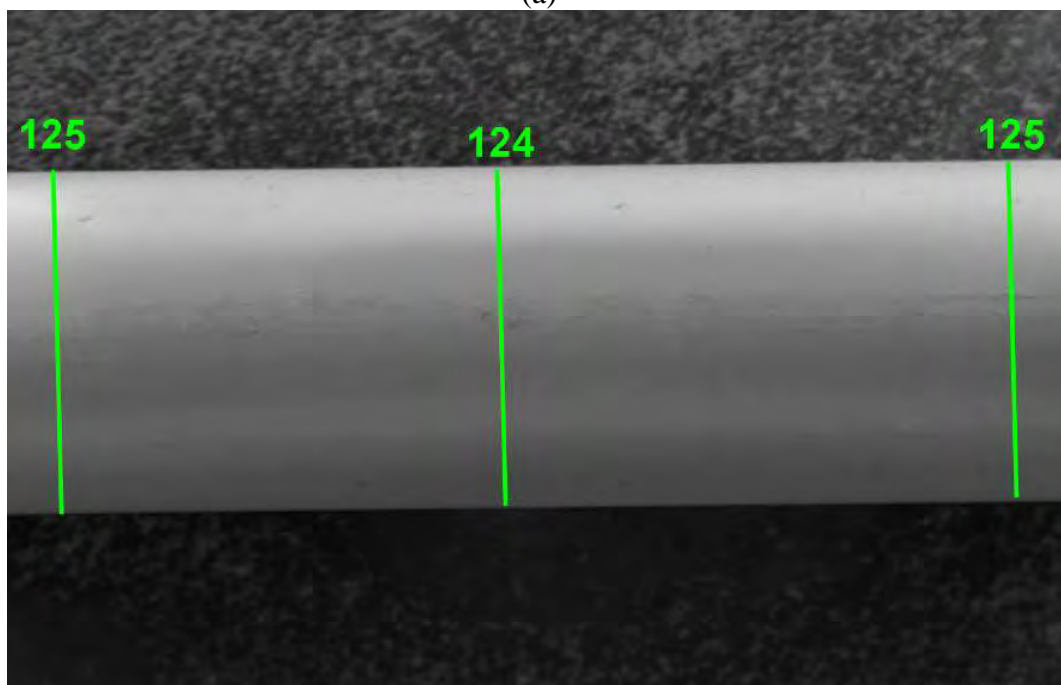


Figura 4.19. Perdidas de inserción dependientes del porcentaje de deformación [10].



(a)



(b)

Figura 4.20. Imágenes SEM centradas en la deformación producida por una descarga de arco eléctrico, usando una carga axial de: (a) 23 g y (b) 15 g [10]

#### 4.4 Caracterización de las RPLAE

Las RPLAE empleadas para la caracterización fueron inscritas con los parámetros óptimos. Además de las siguientes características: periodo de 550 m, longitud de onda central y el contraste de la tercera banda en 1534 nm ( $\pm 2$  nm) y 20 dB, respectivamente. En la mayoría de las caracterizaciones se empleó como señal de entrada una fuente de luz blanca (FLB) y un analizador de espectros ópticos (AEO), Ando 115. Es importante señalar que para cada parámetro, se presenta los espectros de transmisión de 1300 a 1700 nm, donde aparecen 3 bandas. También se muestra el comportamiento a cada parámetro, pero solo de la banda tres, pues al ser más profunda se espera que presente mayor respuesta.

##### 4.4.1 Respuesta a temperatura

En la literatura [10], han reportado dos rangos de temperatura donde pueden operar las RPLAE: a temperatura ambiente y a alta temperatura. Temperatura ambiente cubre el rango de 0 a 100 °C. Mientras que a temperaturas superiores a los 100 °C, se considera alta temperatura. Debido a los requerimientos instrumentales es muy complicado poder variar la temperatura desde 0 hasta 1000 °C, con una precisión aceptable. Por lo que en este trabajo solo se realizaron mediciones a temperatura ambiente.

Para medir la respuesta de la RPLAE a temperatura ambiente, se montó el arreglo experimental que se muestra en la figura 4.21. Para controlar la temperatura se empleó un calentador electrónicamente controlado (CEC). El cual en nuestro caso es una placa peltier Torrey-Pines Scientific, con un rango de -10 a 100 °C con una resolución de 1 °C. Como ya se menciono la señal de entrada provino de la FLB y la evolución espectral de la RPLAE fue monitoreada con el AEO.

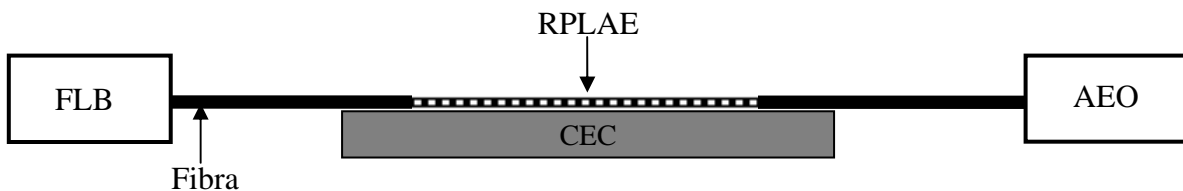


Figura 4.21. Arreglo experimental para la caracterización a temperatura de rejillas inscritas por arco eléctrico.

El procedimiento experimental fue el siguiente: Primeramente la RPLAE se fijó sobre el CEC. Para garantizar que la temperatura fuera constante lo largo de la rejilla, se

cubrió con una pieza de aluminio acanalada. Enseguida se estableció la temperatura a inicial a 20 °C y se tomó el espectro de referencia. Después de esto, se varía la temperatura de 20 a 100 °C, en intervalos de 10 °C, con un tiempo de estabilización de 10 minutos.

En la figura 4.22, se muestra la evolución espectral de la RPLAE sujeta a este procedimiento. Podemos observar como el espectro de transmisión, empieza a cambiar hacia longitudes de onda mayores (rojo del espectro electromagnético). En la figura 4.23 se presenta el comportamiento del cambio de la longitud de onda central para la tercera banda de la RPLAE. Aquí se aprecia que el comportamiento es cuasi lineal.

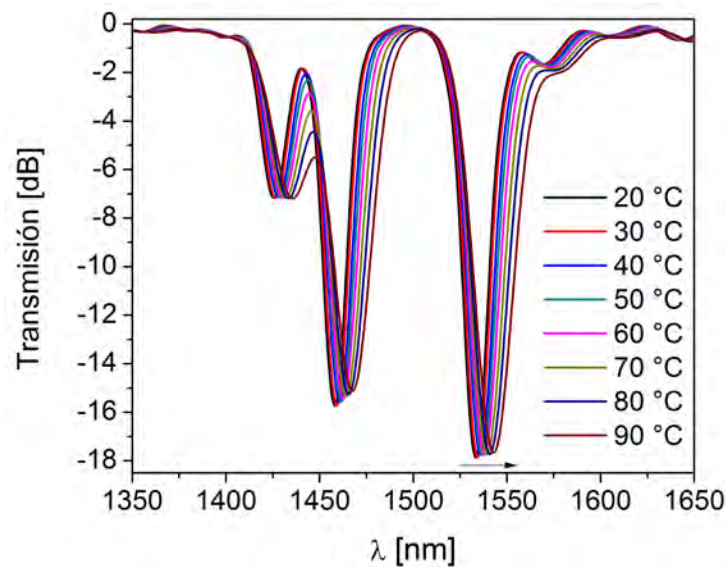


Figura 4.22. Evolución espectral de una RPLAE a cambios de la temperatura ambiente.

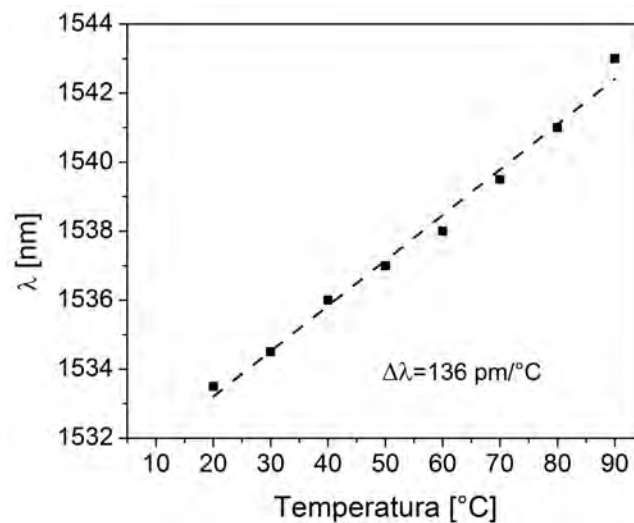


Figura 4.23. Comportamiento del cambio de la longitud de onda cuando varía la temperatura ambiente.

El comportamiento a temperatura observado, está determinado básicamente por la respuesta térmica de los materiales de la fibra. La aportación por la expansión térmica del periodo (segundo término a la derecha en la ecuación 3.5), no existe, pues para provocar cambios en el periodo se requiere temperaturas cercanas a los 1000 °C [10,11]. Aun así, como se aprecia en la figura 4.23, el cambio en longitud de onda es de 136 pm/°C. Lo cual está en el orden de lo reportado en la literatura para RPLAE, en este mismo rango de temperaturas. Cabe señalar que no se realizó una caracterización a temperaturas mayores a los 100 °C, porque no se cuenta con los medios adecuados para este fin.

#### 4.4.2 Comportamiento de la RPLAE a tensión axial.

También se caracterizó la respuesta espectral de las RPLAE a la tensión axial. Para lo cual se montó el esquema experimental que se muestra en la figura 4.24. Se colocó la RPLAE de tal forma que descansará entre un punto fijo (PF) y una polea. Se aplicó una carga axial variable (CAV), la cual colgaba. Que no es otra cosa más que un peso variable que permite cambiar la tensión axial aplicada a la fibra. Como señal de entrada a la fibra se usó la FLB y para monitorear la salida se empleó el AEO, antes descritos.

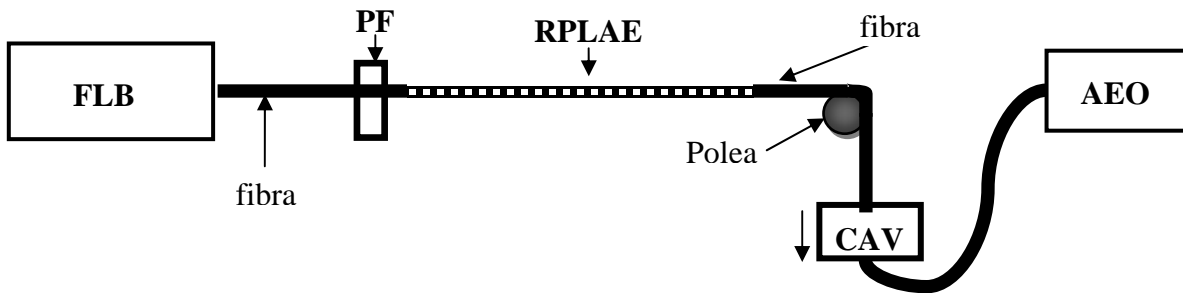


Figura 4.24. Arreglo experimental para la caracterización a tensión aplicada en rejillas de arco eléctrico.

El experimento se realizó como sigue: Una vez que se colocó la fibra entre el punto fijo y la polea. Se empezó con un peso de 0 gramos (g), y se tomó el espectro de referencia. Después se varió el peso desde 0 a 1000 g en intervalos de 100 g. La evolución espectral de este procedimiento se muestra en la figura 4.25, aquí se aprecia que la longitud de onda central de las tres bandas se desplaza hacia el azul del espectro. Se puede observar que para una tensión de 300 g, empieza a haber cambios en el contraste. Esto se puede deber a que la esta carga empieza a deformar geoméricamente a la fibra. Por otra parte, el



comportamiento del cambio de longitud de onda central de la tercera banda se presenta en la figura 4.26, donde se puede preciar que el comportamiento es cuasi-lineal.

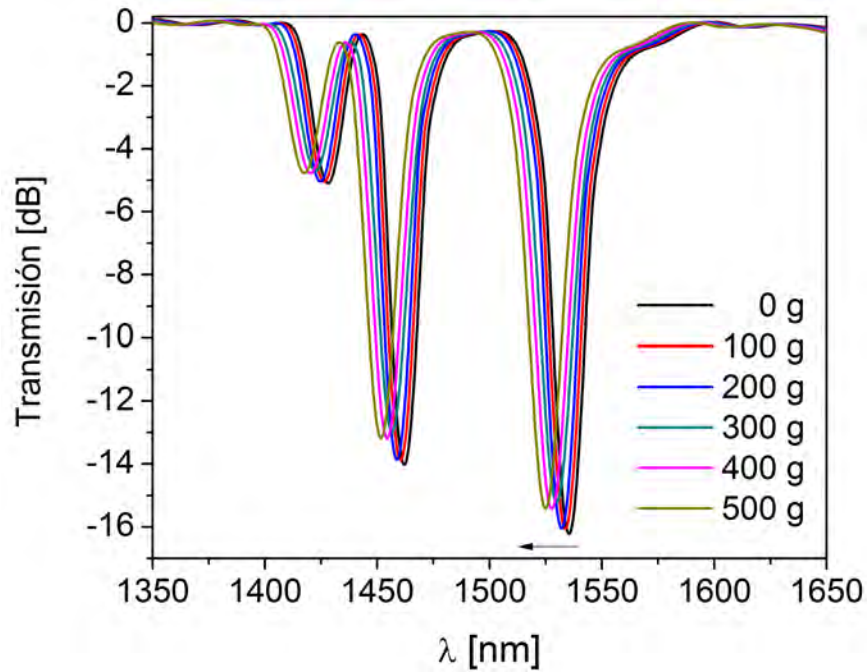


Figura 4.25. Espectros de transmisión de una RPLAE sujeta a tensión.

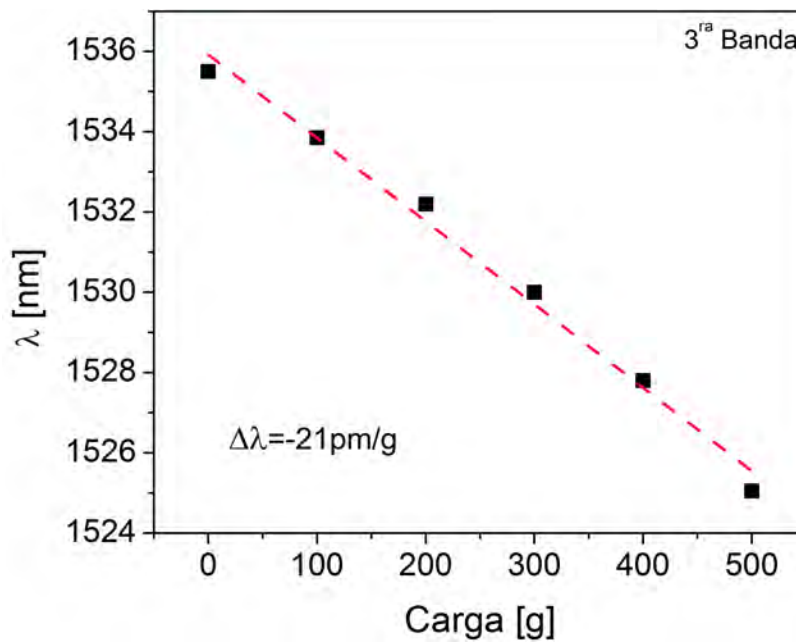


Figura 4.26. Cambio en la longitud de rejillas de arco eléctrico con cambios de la tensión aplicada.

Es importante señalar que la sección de fibra donde esta la RPLAE, no tiene polímero y no soporta grandes tensiones axiales. De hecho en la experimentación, al intentar superar los 500 g de carga, la fibra se rompió. Por lo que no se pudo caracterizar a mayores tensiones axiales. Sin embargo, el comportamiento espectral a la tensión encontrado en estos experimentos, esta de acuerdo al descrito teóricamente en la sección 3.4.2. Donde no se espera que la elongación mecánica del periodo producto de la tensión axial aplicada (segundo término a la derecha, en la ecuación 3.7), afecte al cambio en longitud de onda

#### 4.4.3 Evolución espectral de la RPLAE a torsión

También se investigó experimentalmente la respuesta de las RPLAE a torsión. Para ello se usó el arreglo que se muestra en la figura 4.27. Aquí se puso la rejilla entre una montura con un sujetador giratorio (SG) y un sujetador de fibra (SF) que sirve como punto fijo. Al igual que las anteriores caracterizaciones, se empleó la FLB como señal de entrada y el AEO a la salida de la fibra para registrar la respuesta espectral de la RPLAE.

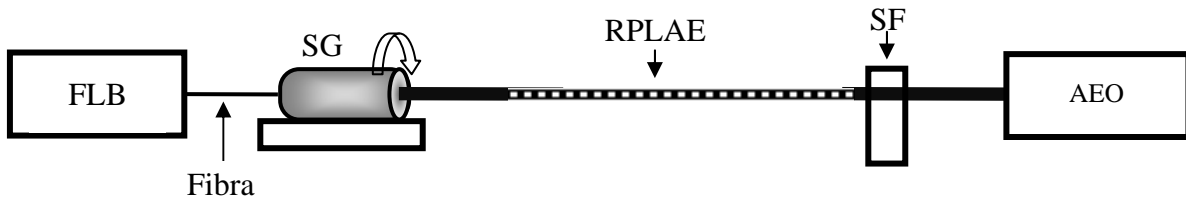


Figura 4.27. Arreglo experimental para la caracterizar rejillas inscritas por arco eléctrico sujetas a torsión.

Primeramente, se procedió a tomar el espectro de referencia, correspondiente al caso sin torsión, después, se giró la fibra en sentido levógiro 5 vueltas. Con más vueltas se rompe la fibra. Posteriormente se regreso a la posición sin torsión y en seguida se torció la fibra en sentido dextrógiro 5 vueltas. El resultado de estos dos procedimientos se muestran en las figuras 4.28(a) y 4.28(b). Podemos apreciar que para la primera y la tercera banda de atenuación el comportamiento es asimétrico, es decir, hay sensibilidad al sentido del giro. Mientras que en la segunda banda el comportamiento es simétrico pues da lo mismo el sentido de torsión, siempre cambia hacia longitud de onda mas cortas y por lo tanto, no hay sensibilidad al sentido del giro.

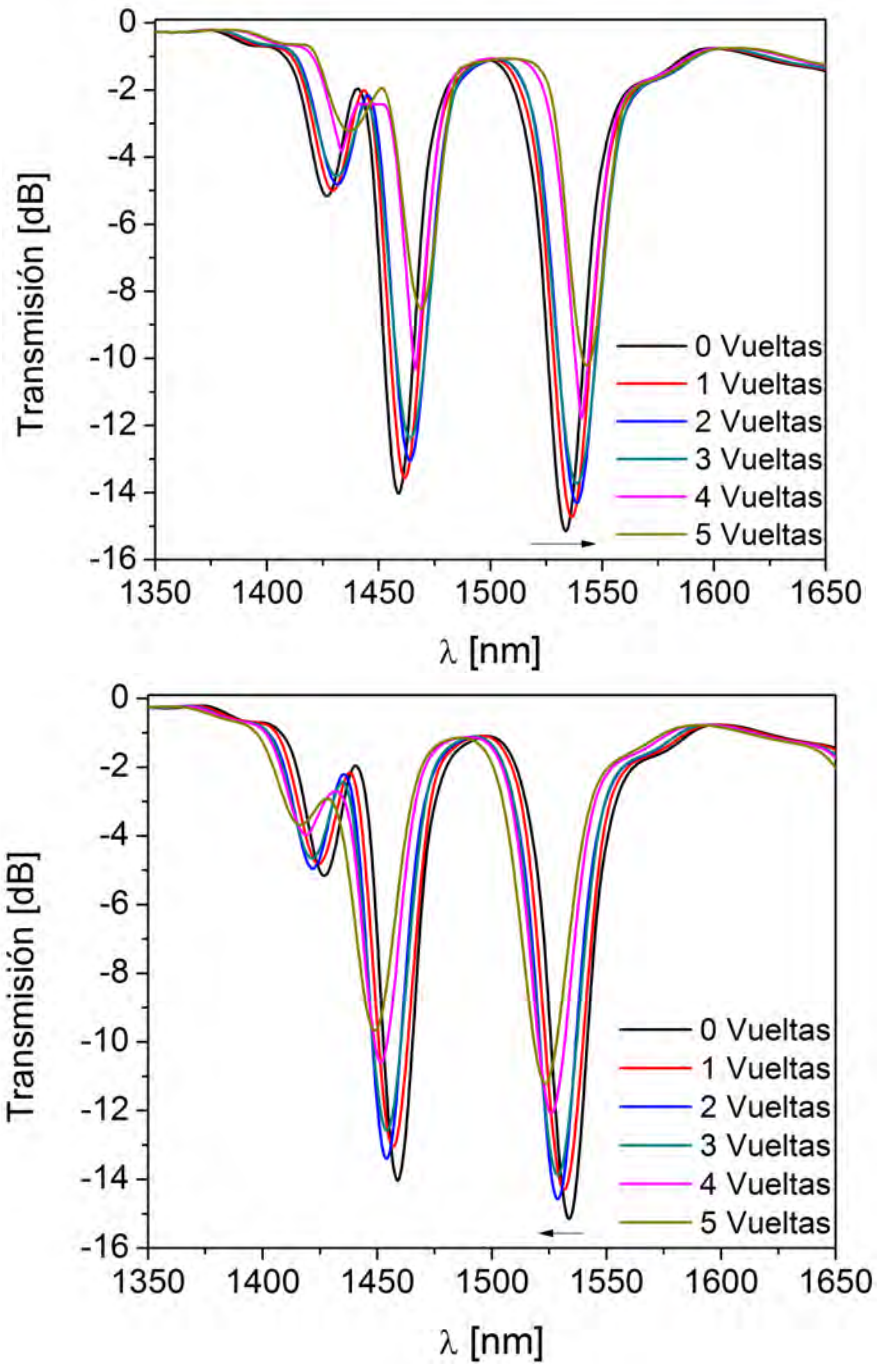


Figura 4.28. Evolución espectral de una rejilla de periodo largo bajo torsión, (a) sentido levógiro, (b) sentido dextrógiro.

En la figura 4.29, se presenta el comportamiento de la tercera banda cuando la RPLAE se somete a torsión. Como podemos apreciar, la respuesta no es completamente. Esto se puede deber a varios factores. Primeramente hay que recordar que en este caso no podemos despreciar la contribución del cambio en el periodo por torsión (segundo término

a la derecha en la ecuación 3.7). Pues es casi seguro que la torsión provoca deformaciones en el periodo. En este sentido también puede ocurrir que al torcer se afecte la geometría de la guía de onda y las condiciones de guiado cambien. Otro factor es el hecho de que al torcer la fibra, se induce birrefringencia lo que provocará que la polarización de entrada cambie y se aprecie un cambio en longitud de onda. Para conocer más a detalle cual es la causa real del cambio observado es necesario hacer más experimentación. Sin embargo el cambio en longitud de onda registrado fue de 6 nm/[rad/cm], lo cual esta en el rango de otros trabajos publicados [12,13].

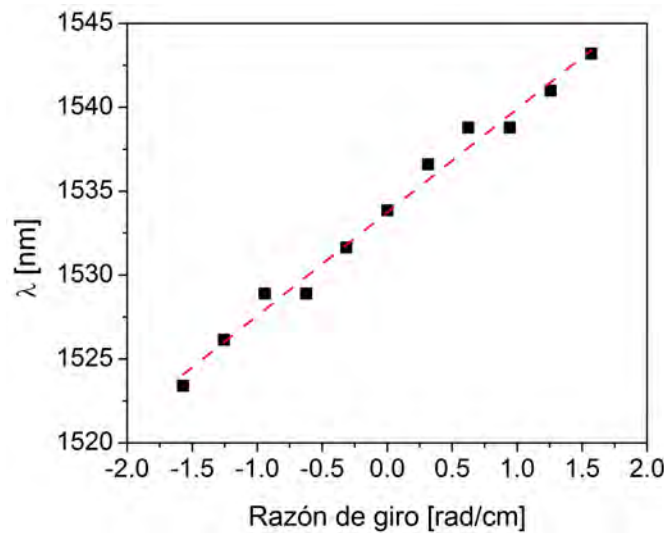


Figura 4.29. Cambio en la longitud de onda central del tercer pico de una RPLAE cuando esta sujeta torsión en ambos sentidos.

#### 4.4.5 Operación con luz polarizada.

Se ha reportado en la literatura que una RPLUV responde prácticamente igual a cualquier estado de polarización. Esto se debe a que en el momento de su grabado de este tipo de rejillas no se producen deformaciones geométricas ni se induce birrefringencia. En cambio, el proceso de grabado de las RPLAE si induce birrefringencia. Por lo cual se tiene dependencia al estado de polarización incidente. En otras palabras, las características espectrales de una RPLAE al operar con luz polarizada, cambian con respecto a la luz blanca o luz con polarización aleatoria. Por lo que es importante caracterizar la RPLAE cuando la fuente de bombeo presenta polarización. Para estudiar la respuesta de las RPLAE a luz polarizada, se montó el arreglo esquematizado en la figura 4.30. Donde la salida de la

RPLAE se conectó al AEO. La entrada provino de un láser sintonizable, LS (*tunics plus SC*), con un rango de 1490 a 1590 nm y polarización lineal a través de un controlador de polarización de fibra, CP. Este controlador, permitió ajustar entre los distintos estados de polarización.

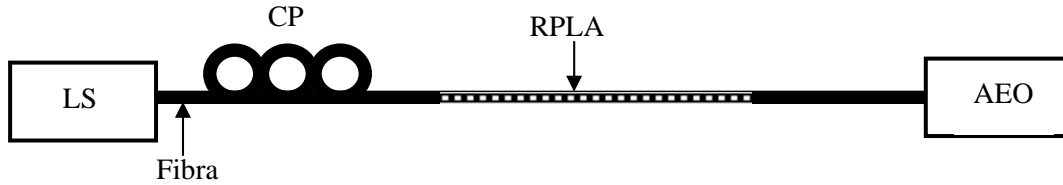


Figura 4.30. Arreglo experimental para caracterizar la respuesta de la RPLAE a luz polarizada.

Para esta caracterización, se empleó la técnica de escaneo de polarización [13]. En la cual se hizo un barrido de longitudes de onda (en el rango de la fuente), con pasos de 1 nm. Donde, para cada longitud de onda se ajustó el controlador de polarización, de tal manera que se encontró el máximo y el mínimo de potencia transmitida (en esa  $\lambda$  específica). Estas dos mediciones (máxima y mínima), son ortogonales entre sí, y corresponden con el eje rápido y lento del sistema completo. Las mediciones, máxima y mínima, se presentan en la figura 4.31. Donde podemos notar que existe un desplazamiento de la longitud de onda central de la rejilla en cada caso. Dicho desplazamiento se puede explicar en función de que cada estado de polarización viaja con una constante de propagación distinta y la condición de ajuste de fase será diferente para cada estado de polarización [13].

Los dos estados de polarización asociados con las mediciones, fueron marcados arbitrariamente como  $P_x$  y  $P_y$ , con el único propósito de indicar que son ortogonales entre sí. Ahora bien, un parámetro importante para conocer el desempeño de un dispositivo óptico bajo condiciones de polarización, es las pérdidas dependientes del modo de polarización o PDMP. Las PDMP, se originan cuando dos estados de polarización tienen diferentes atenuaciones o pérdidas. Para la RPLAE, se calculó este parámetro como el absoluto de la diferencia entre el espectro de generado con la polarización  $P_x$  menos el espectro de  $P_y$ .

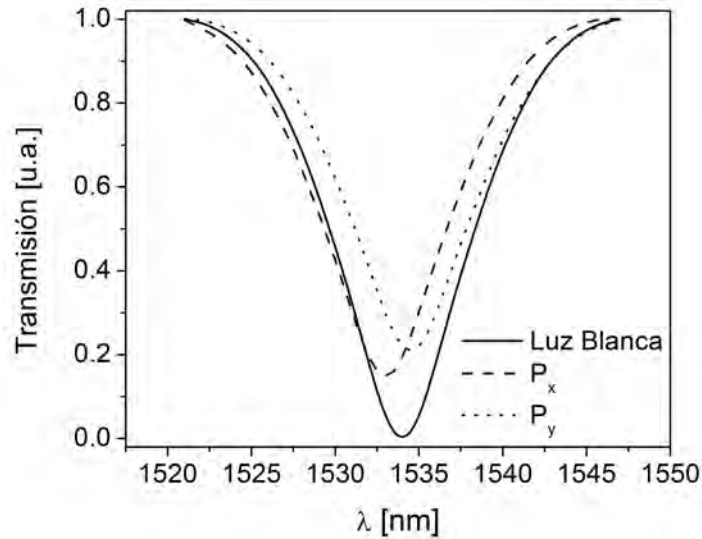


Figura 4.31. Espectro del tercer pico de atenuación de la RPL por arco bajo dos estados de polarización ortogonales,  $P_x$  y  $P_y$ .

En la figura 4.32, se muestran las PDMP de la RPLAE. Como se aprecia en la figura existe dos máximos de pérdidas alrededor de 1531 y 1536 nm y un mínimo a los 1534 nm. Este mínimo de pérdidas corresponde con la longitud de onda donde ambos espectros se cruzan. La asimetría en la PDMP se explica porque la modulación inducida en el índice de refracción es diferente para las dos polarizaciones. Es decir, depende del estado de polarización, lo que conduce a constantes de acoplamiento distintas y por lo tanto, a las pérdidas desiguales [14].

Es de relevancia señalar, que las PDMP en una RPLAE pueden variar, si se producen microestrechamientos o microdoblamientos. Si los microestrechamientos, provoca poca asimetría en la geometría de la fibra, la birrefringencia que inducen será también poca. En cambio, los microdoblamientos por naturaleza provocan más asimetría que los microestrechamientos y por consiguiente producirán mayores PDMP [15]. Aún así, las PDMP en RPLAE pueden menores que las obtenidas en rejillas por  $\text{CO}_2$  y mecánicas., debido a que la birrefringencia que inducen es menor en comparación a dichas técnicas.

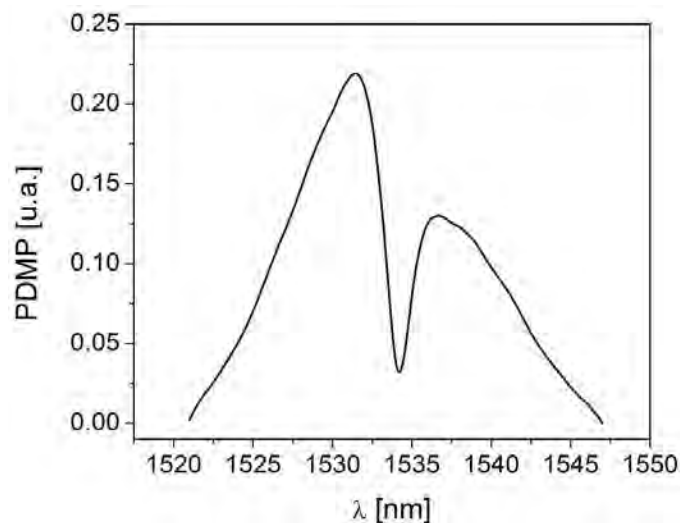


Figura 4.32. Pérdidas dependientes por el modo de polarización (PDMP) en una RPLAE.

#### 4.5 Resultados de las RPLAE

Se logró abatir las pérdidas por inserción, pues ahora se logra conseguir rejillas con pérdidas de 0.2 dB o menos. La sistematización de este tipo de rejillas se mejoró lo que al final se refleja en la mejora sustancial en la repetibilidad. Pues ahora se pueden grabar RPLAE con una desviación en la localización de la tercera banda de  $\pm 4$  nm. Por último en la tabla 4.2 se presentan las sensibilidades encontradas para la RPLAE a los parámetros caracterizados. En la torsión, la longitud de fibra a torcer fue de 20 cm. Para los datos de luz polarizada se refieren a la separación entre el pico con luz blanca y los ya mencionados estados de polarización  $P_x$  y  $P_y$ . Las sensibilidades encontradas, están en el rango de las reportadas en la literatura para RPLAE con características similares a las empleadas en este trabajo.

Parámetro	Rango medido	Sensibilidad
Temperatura	0-100 °C	136 pm/°C
Tensión	0-1000 g	-21 pm/g
Torsión	Levógiro	5.95 nm/[rd/cm]
	Dextrógiro	-6.63 nm/[rd/cm]
Luz polarizada	Máxima	1.5 nm
	Mínima	2.1 nm

Tabla 4.2 Sensibilidades encontradas en este trabajo para las RPLAE implementadas.

## Bibliografía

1. Palma-Quiroz, I. Flores-Llamas, R. Osorio-Comparan, S. Khotiaintsev, V. Svyryd, *Modeling of long-period fiber gratings with both refractive index and diameter*, International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, Odessa Ucrania, 2008.
2. A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatina, T. Erdogan, J. E. Sipe, *Long-period fiber gratings as band-rejection filters*, Journal of Lightwave Technology **14(1)** 58-63, 1996.
3. G. Rego, “Chapter 3: Mechanisms of formation of arc-induced long-period fibre gratings” in *Arc-induced long-period fibre gratings: fabrication and their applications in optical communications and sensing*, University of Porto, 2006.
4. M. Kim, D. Lee, B.-I. Hong, H. Chung, *Performance characteristics of long-period fiber-gratings made from periodic tapers induced by electric-arc discharge*, Journal of the Korean Physical Society, **40(2)**, 369-373, 2002.
5. I. Hwang, S. Yun, and B. Kim. *Long-period fiber gratings based on periodic microbends*. Optics Letters **24(18)**, 1263-1265, 1999.
6. R. I. Mata-Chávez, *Rejillas engrosadas en fibra óptica*, Tesis de doctorado, Centro de Investigaciones en Óptica. México, 2008.
7. A. D. Yablon, “Capitulo 2: Fiber Preparation and Alignment” en *Optical Fiber Fusion Splicing*. Springer series in optical science, 27-29, Alemania, 2005.
8. V. Finazzi, M. N. Zervas, *Effect of periodic background loss on grating spectra*, Applied Optics, **41(12)**, 2240-2250, 2002.
9. X. Daxhelet, M. Kulishov, *Theory and practice of long-period gratings: when a loss becomes a gain*, Optics Letters, **28(9)**, 686-688, 2003.
10. L. A. García-de-la-Rosa, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Ríos, D. Monzón-Hernández, J. Reyes-Gómez, *Background loss minimization in arc-induced long-period fiber gratings*, Optical Engineering, **49(6)**, 065001, 2010.
11. G. Humbert, A. Malki, *Characterizations at very high temperature of electric arc-induced long-period fiber gratings*, Optical Communication, **208(4-6)**, 329-335, 2002.



12. G. Rego, O. Okhotnikov, E. Dianov, V. Sulimov, *High-temperature stability of long-period fiber gratings produced using an electric arc*, Journal of lightwave technology, **19**(10), 1574-1579, 2001.
13. K. M. Salas-Alcántara, *Interferómetro Mach-Zehnder en fibra óptica utilizando rejillas de periodo largo*, Tesis de Maestría, Centro de Investigaciones en Óptica, México, 2010.
14. S. In, Ch. Chung and H. Lee, *The resonance wavelength-tuning characteristic of the arc-induced LPFGs by diameter modulation*, 15<sup>TH</sup> Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, **1**, 131- 134, 2002.
15. G. Rego, *Polarization dependent loss of mechanically induced long-period fibre gratings*, Optics Communications, **281**(2), 255–259, 2008.
16. G. Rego, *Polarization dependent loss of arc-induced long-period fibre gratings*, Optics Communications, **262**(2), 152–156, 2006.



# **Capítulo 5**

**“Rejillas de periodo largo inducidas en  
forma mecánica”**



En este capítulo se abordará experimentalmente la inscripción de rejillas de periodo largo inducidas mecánicamente (RPLM) en fibra óptica. Primeramente, se verán las diferentes formas que existen para inducir la modulación del índice de refracción, es decir microdoblamiento y esfuerzos mecánicos. Enseguida, se revisará la técnica empleada durante la experimentación, así como, las características específicas del dispositivo usado. Por último se mostrarán las caracterizaciones hechas sobre las respuestas de las RPLM a diversos parámetros físicos, tales como, temperatura, tensión, torsión y luz polarizada.

## 5.1 Inducción de RPL por microdoblamiento y esfuerzo periódico

Las RPLM, como cualquier otra rejilla en fibra óptica, están formadas por la modulación periódica del índice de refracción del núcleo. Pero con la particularidad de que presentan gran versatilidad en la técnica de inscripción. Además cuentan con grandes ventajas, tales como, que se pueden implementar en todo (o casi todo) tipo de fibra. El bajo costo de producción, pues no son necesarios equipos especiales para su producción. También, no es necesario retirar el recubrimiento de polímero para inscribir la rejilla. Estas características hacen que las RPLM sean atractivas para una gran cantidad de aplicaciones desde el área de comunicaciones hasta los sensores. Las formas más comunes para la modulación antes mencionada, son la inducción de esfuerzos mecánicos periódicos y los microdoblamiento periódico de la fibra.

### 5.1.1 Esfuerzos mecánicos.

En la sección 3.2.2 se vio que el esfuerzo mecánico sobre una fibra óptica, produce cambio del índice de refracción como consecuencia del efecto foto-elástico. Diferentes esquemas para producir este tipo de RPLM se muestran en la figura 5.1. Podemos ver que basta con usar algún dispositivo que cuente con la periodicidad requerida. En el caso de la figura 5.1(a) usa dos placas, una con ranuras y la otra plana. La fibra se coloca entre ambas placas y solo se requiere aplicar presión. En la figura 5.1(b) se aprecia que usan un resorte (metálico), y que la fibra es colocada en una base con forma de “U” (para que el resorte se quede fijo sobre la fibra). Para aplicar presión usan un peso plano sobre el resorte y al extender el resorte hacia los lados se cambia el periodo. Rego y colaboradores [3], propusieron una forma interesante de inducir los esfuerzos mecánicos, el esquema

experimental se muestra en la figura 5.5.1(c). Primeramente colocaron la fibra sobre un tubo con ranuras laterales en forma de “v”. Después enrollaron sobre el tubo (y la fibra) un hilo de nailon para inducir presión. El periodo lo controlaron con la separación de las vueltas y el contraste de las bandas de atenuación con el número de vueltas.

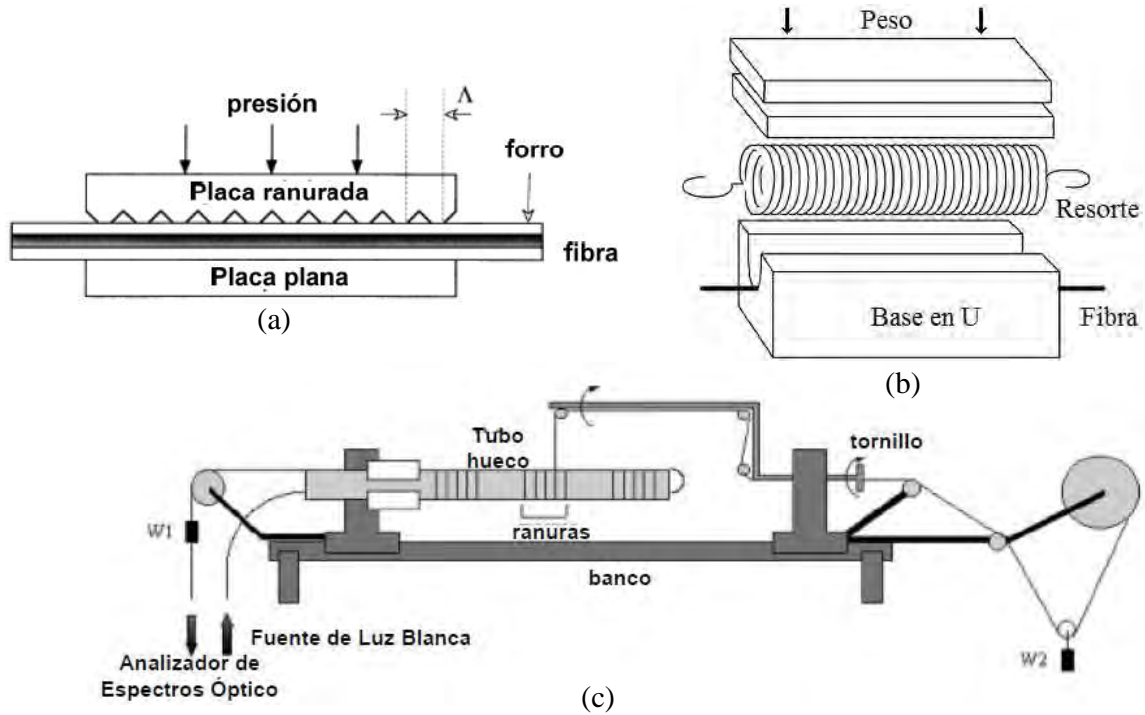


Figura 5.1. Dos esquemas distintos para inducir RPLM por esfuerzos mecánicos (a) obtenida de [1], (b) obtenida de [2] y (c) obtenida de [3].

### 5.1.2 Microdoblamiento periódico.

Una fibra óptica puede sufrir, como resultado de su fabricación, manejo e instalación, dobleces que afectaran a su rendimiento como medio de comunicación. Pues se inducen pérdidas, las cuales pueden ser tan grandes que prácticamente impedirán el guiado de la luz. Sin embargo cuando estos doblamientos son muy pequeños (en el orden de micrómetros) y además se hacen periódicamente (también en el orden de los micrómetros), a lo largo del eje de la fibra; se obtienen bandas de atenuación o una rejilla de periodo largo.

El microdoblamiento de la fibra como el que se muestra en la figura 5.2, provoca una compresión y estiramiento de la misma pero en una zona muy localizada, lo que produce un cambio del índice de refracción en dicha zona, vía efecto foto-elástico. Esta técnica induce además estrés pues la compresión de la fibra es equivalente a aplicar un esfuerzo mecánico. El acople de modos que se logra con solo aplicar esfuerzos mecánicos

se ve reforzado con los microdoblamiento. Esto permite que la presión requerida para lograr un determinado nivel de profundidad (en la banda de atenuación), sea menor a la empleada en puramente esfuerzos mecánicos.

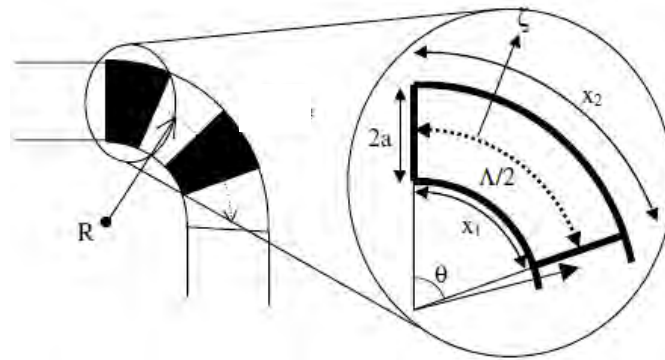


Figura 5.2. Esquema de cómo el microdoblamiento induce compresión y estiramiento [4].

Diversas configuraciones para inducir RPLM por microdoblamientos han sido propuestas. En la figura 5.3 se presenta una de estas configuraciones donde podemos apreciar que el periodo se define del centro de un cilindro al otro. Todos los arreglos experimentales hacen uso de cilindros ya que es más fácil asegurarse que la fibra sufrirá los microdoblamiento. Existen otras configuraciones, para inducir estos microdoblamientos, un poco más complicadas que la mostrada en la figura 5.3. Por ejemplo, Lin y colaboradores [5] pegaron (con polimida) una fibra a un sustrato corrugado de sílice, al calentar todo el arreglo producen microdoblamientos debido a que coeficientes de expansión de la sílice y el pegamento son distintos, el pegamento se expande más y dobla a la fibra. El esquema del principio de funcionamiento se muestra en la figura 5.4, primeramente colocan la fibra sobre la base de sílice acanalada y la pegan, cuando se calienta o enfría los materiales se expanden o se contraen en forma diferente y se logra inducir microdoblamientos.

Tanto los microdoblamientos como los esfuerzos mecánicos producen cambios en el índice de refracción del núcleo y del revestimiento, pues no hay forma de que el núcleo sea el único afectado. Además ambas técnicas producen cambios en los diámetros del núcleo y del revestimiento. Esto podría parecer perjudicial pues al cambiar el radio del núcleo se cambia la condición monomodo y se inducen pérdidas (pues habrá algunas longitudes de onda que se acoplaran al revestimiento). Pero si la modulación geométrica se controla para ser mínima se conseguirá un acople más fuerte en menos longitud de rejilla o que el

esfuerzo necesario para alcanzar un nivel determinado sea menor, es decir que la amplitud de modulación de índice sea menor.

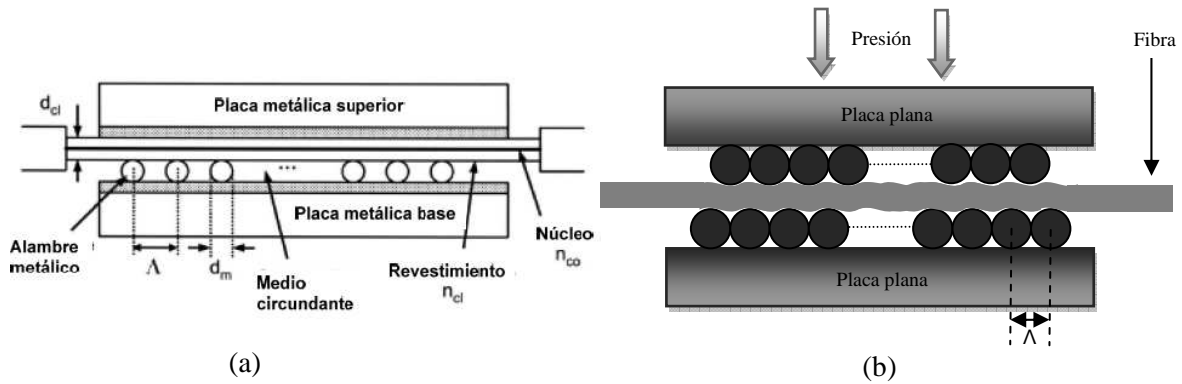


Figura 5.3. Esquemas experimentales para inducir microdoblamiento en una fibra óptica (a) cilindros y placa plana [5], (b) cilindros arriba y abajo [6].

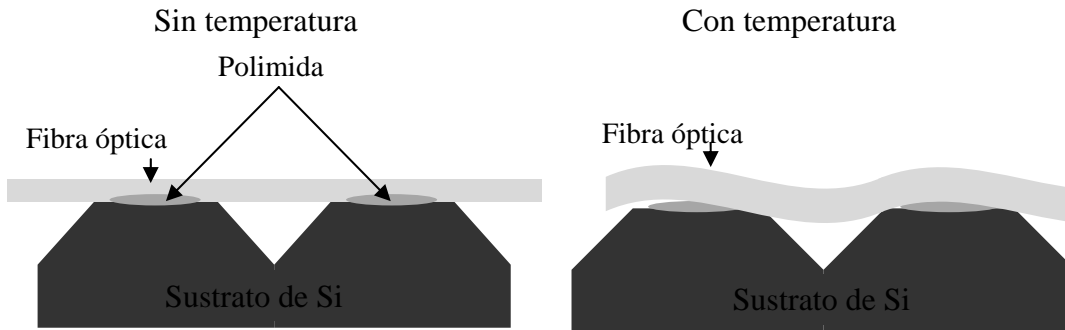


Figura 5.4 Esquema del principio de operación de RPLM inscrita por microdoblamiento a través de la diferencia de coeficientes de expansión [7].

Característica	Esfuerzos mecánicos	Microdoblamientos
Fácil de inducir	✓	✓
Grandes niveles de atenuación	✓	✓
Sintonización del periodo	✗	✗
Bajas pérdidas de inserción	✓	✓
Robustez	✓	✓

Tabla 5.1. Ventajas y desventajas de inducir RPL con microdoblamiento y esfuerzo mecánico.



## 5.2 RPL inducidas utilizando placas acanaladas

### 5.2.1 Descripción de la técnica.

Las placas acanaladas son una de las formas más simples para inscribir RPLM. El esquema más simple mostrado en la figura 5.5(a), usa una placa acanalada sobre una placa plana. Existen otros esquemas, como el mostrado en la figura 5.5(b), que emplea una placa cuyos canales están en forma radial, lo que le da la ventaja de modificar el periodo con solo colocar la fibra en distintas partes de la placa. Otro tipo de arreglo usa dos placas acanaladas, una contra la otra. Esta última técnica puede combinar tanto microdoblamiento como esfuerzos mecánicos, lo cual la vuelve más eficaz, pues la presión requerida para alcanzar 10 dB por ejemplo, es mucho mayor al usar solo una placa acanalada.

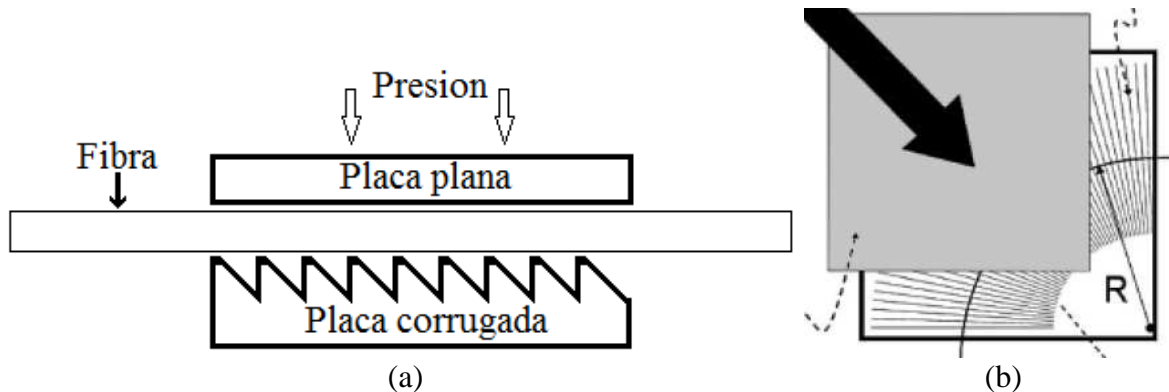


Figura 5.5. Distintos esquemas para la inscripción por placas metálicas [8] [9].

### 5.2.2 Microdoblamiento y esfuerzos inducidos con placas acanaladas.

Cuando se colocan las placas para hacer coincidir cresta con cresta, tal como, se muestra en la figura 5.6(a), se logra aplicar solo esfuerzos mecánicos. Ahora bien, al colocarlas cresta con valle se logra inducir microdoblamiento, como se ve en la figura 5.6(b). Es muy difícil aislar solo microdoblamiento de los esfuerzos mecánicos, pues ambos efectos están ligados. Pero esto último no es una desventaja, hay trabajos donde reportan que el inducir microdoblamiento se producen rejillas con grandes niveles de aislamiento y anchos de las bandas estrechos [3, 6, 7]. Aquí juega un papel fundamental la calidad del grabado en las placas, ya que si existe uniformidad es más sencillo inducir microdoblamiento. Otro factor importante es la estabilidad mecánica, es decir, que las

placas no se muevan entre si al inscribir la rejilla. Porque se agrega al espectro de transmisión, perdidas o algún defecto indeseado.

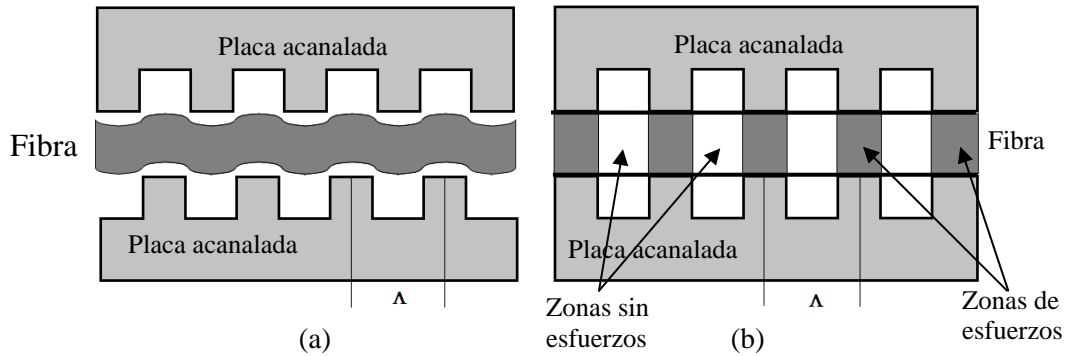


Figura 5.6. Diagramas que muestran la posición de las placas acanaladas para inducir (a) micro-doblamientos y (b) esfuerzos inducidos.

Normalmente el material de las placas es algún metal, pues es más fácil de maquinar. Al mismo tiempo, le da ventajas como resistencia a parámetros físicos, tales como temperatura ambiente o presión atmosférica. Este aspecto puede llegar a ser muy significativo, pues la respuesta espectral de la RPLM a cualquier parámetro será dependiente (completamente) del material constitutivo de las placas.

### 5.3 Optimización del arreglo

En el centro de investigaciones en óptica, se cuenta con un dispositivo para inscripción de RPLM por medio de la técnica de dos placas acanaladas [10]. Este dispositivo, que se muestra en la figura 5.7(a), implementa varias mejoras sobre el esquema base. Para empezar, es importante que tanto las placas como la fibra mantengan una correcta alineación. Para ello el dispositivo cuenta con unos tornillos opresores, los cuales garantizan que las placas no se muevan. Además se cuenta con sujetadores de fibra, figuras 5.7(b) y 5.7(c), que alinean la fibra perpendicularmente al acanalado. El sistema de pistón empujado por un tornillo ayuda a controlar con gran precisión, la presión sobre la fibra. Por otra parte, se le ha añadido un sistema que permite ajustar el periodo al fijar el ángulo  $\theta$  que se aprecia en la figura 5.8. El periodo (en micrómetros), se relaciona con el ángulo de la siguiente forma:  $\Lambda = (470) \cos \theta$ .

Con este dispositivo, el desempeño de la RPLM se ha incrementado. Pues se pueden grabar rejillas con prácticamente muy pocas (o ningunas) pérdidas por inserción. Ya que el sistema de pistón es una excelente forma de controlar la presión sobre las placas. En la figura 5.9, se muestra la evolución espectral de la rejilla al variar la presión. Aquí hay que hacer mención que se acomodaron las placas cresta con valle. Si se acomoda las placas en la configuración para inducir esfuerzo mecánico, es decir, cresta con cresta, se requerirá más presión para alcanzar 13 dB, y se tendrán más pérdidas por inserción.

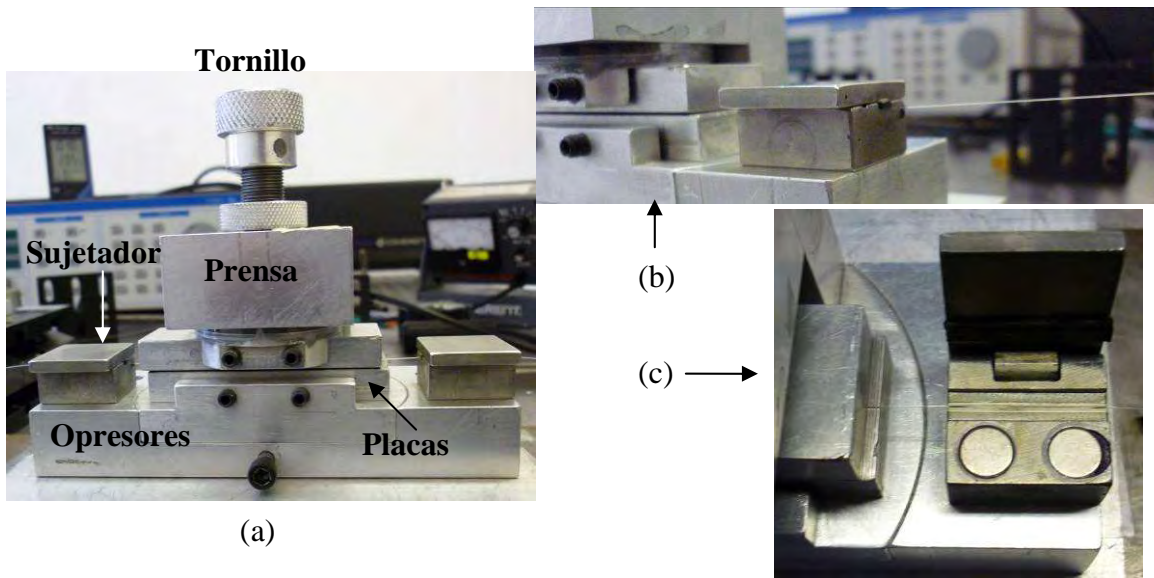


Figura 5.7. Sistema de prensa mecánica con placas acanaladas y sujetadores de fibra (a), (b) y (c) detalles del sujetador.

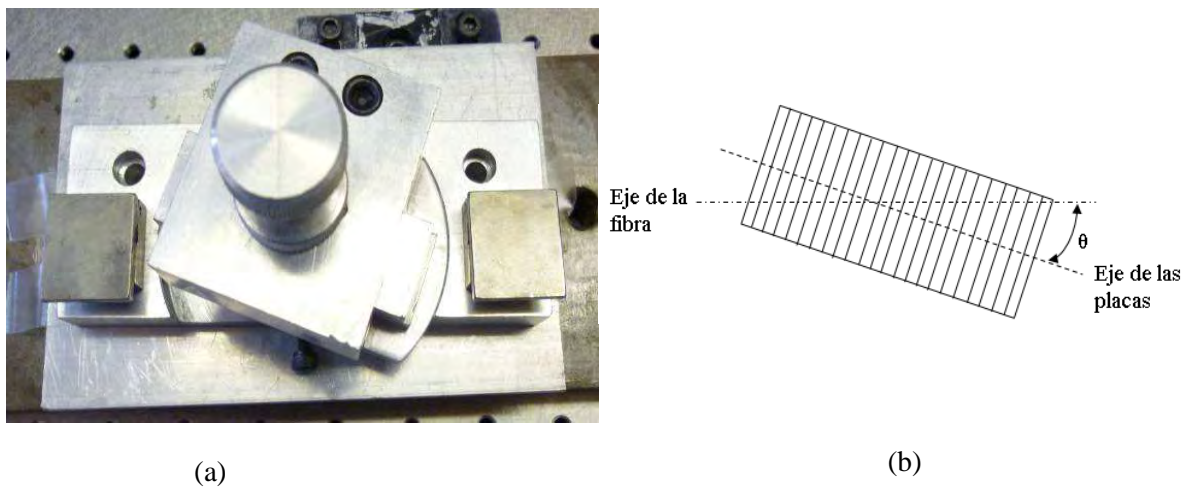


Figura 5.8. Ángulo entre la fibra y las placas que permite sintonizar diferentes periodos, (a) foto, (b) esquema.

(b)

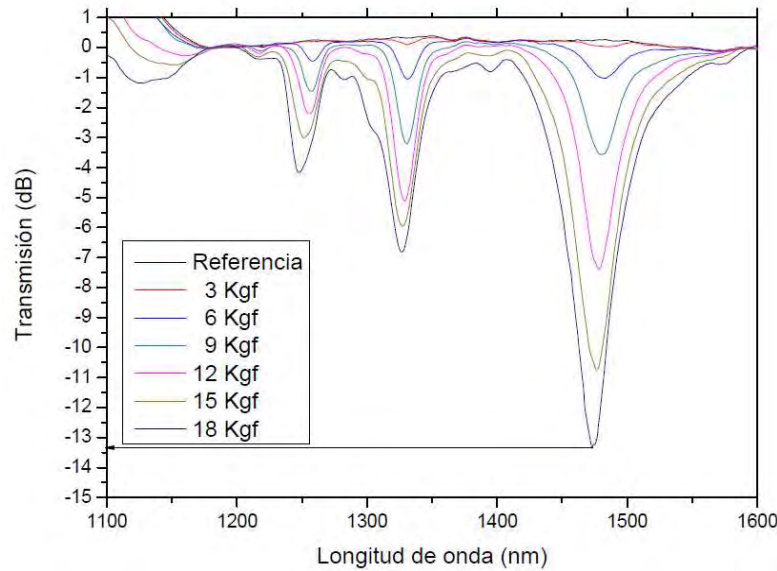


Figura 5.9. Profundidad de atenuación como función de la presión aplicada en una RPLM usando el dispositivo mencionado. Tomada de [11].

## 5.4 Caracterización de la RPLM implementada

### 5.4.1 Respuesta a cambios en la temperatura ambiente.

A pesar de que las RPLM son una tecnología ampliamente estudiada y con un gran número de aplicaciones en el área de telecomunicaciones y sensado, la respuesta a temperatura ambiente no ha sido suficientemente estudiada. Debido a esto, en el presente trabajo se hizo un estudio experimental de la respuesta espectral de RPLM inscritas por la técnica de placas metálicas. Para este estudio experimental se usó el arreglo esquematizado en la figura 5.10. La parte principal del arreglo es la prensa mecánica (PM en el esquema), la cual junto con las placas acanaladas de aluminio (PAA) de  $\Lambda \cong 470 \mu\text{m}$ , permiten inscribir las rejillas. Para variar la temperatura de la RPLM se colocó la PM sobre un calentador electrónicamente controlado (CEC), que permite operar en un rango de  $-10$  a  $100 \text{ }^\circ\text{C}$ . Por último, un extremo de la fibra se conectó a una fuente de luz blanca (FLB) para proveer una señal de entrada y el otro extremo se conectó a un analizador de espectros ópticos (AEO), ANDO 6315, para registrar el espectro de transmisión de la RPLM.

Como se menciona en la sección 3.4.2, la tensión afecta al espectro de transmisión de una RPLM, por eso es primordial controlar dicha tensión sobre la fibra para poder aislar las contribuciones de temperatura a las de tensión. En este sentido los experimentos fueron

hechos usando una carga axial constante (CA en la figura 5.10), la cual se indujo al colocar una masa al extremo de la fibra que va hacia el AEO y dejarla colgar, por lo que la fuerza aplicada será proporcional al peso de la masa. Los sujetadores de fibra a los lados de las PR aseguran que efectivamente la CA sea constante. Todo esto se hace antes de inscribir la rejilla.

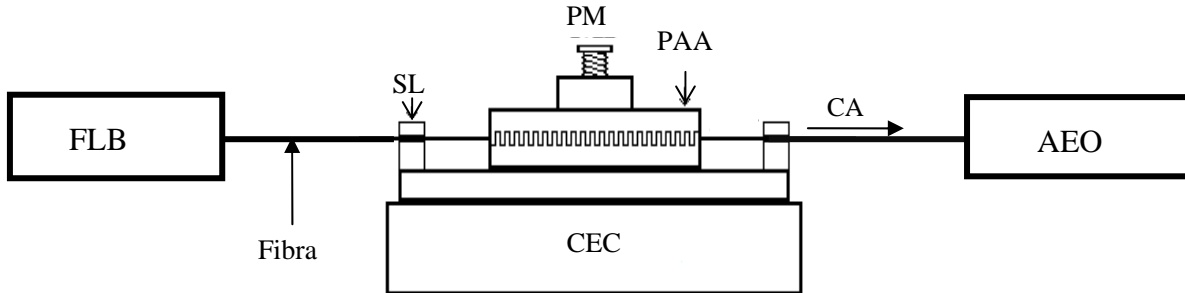


Figura 5.10. Arreglo experimental usado para la caracterización de RPLM a cambios de temperatura ambiente.

El procedimiento experimental fue el siguiente: primeramente se fijaron la CA con 30 gramos (g) y la temperatura en el CEC a 20 °C, y se inscribió la RPLM en fibra estándar (SMF-28), de forma similar a la descrita en la referencia [8]. El periodo se ajustó para que la longitud de onda central de la tercera banda de atenuación estuviera alrededor de 1550 nm y se controló la presión con la PM para que el contraste (profundidad de atenuación) fuera de 12 dB. En seguida se varió la temperatura desde -10 hasta 100 °C, en intervalos de 10 °C y con un tiempo de estabilización (entre intervalos) de 10 minutos. La evolución espectral de este procedimiento se observa en la figura 5.11(a), donde se aprecia el corrimiento de la bandas de atenuación hacia longitudes de onda mayores y la crítica disminución en el contraste de la rejilla.

Para investigar que sucedía con otro tipo de fibra óptica, se cambio la fibra estándar por una fibra de cristal fotónico (FCF) infinitamente monomodo, manufacturada por Newport y conocida comercialmente como FSM10. Su sección transversal se muestra en la figura 5.12 y sus características relevantes se resumen en la tabla 5.2. Se repitió el mismo procedimiento experimental descrito arriba, pero se ajusto el periodo de la RPLM para que la longitud de onda central fuera de 1064 nm, mientras que el contraste se fijó a 12 dB. En la figura 5.11(b) se muestra la evolución espectral de esta RPLM bajo cambios de

temperatura. Existen diferencias entre la fibra estándar y la FCF. Primeramente la FCF es monomodo tanto en el núcleo como en el revestimiento, así que solo se ve un pico de atenuación. Por otra parte, la FCF es más sensible a la presión pues para lograr el nivel de 12 dB, se ocupa casi la mitad de la presión requerida para una fibra estándar (alrededor de 6 Kgf).

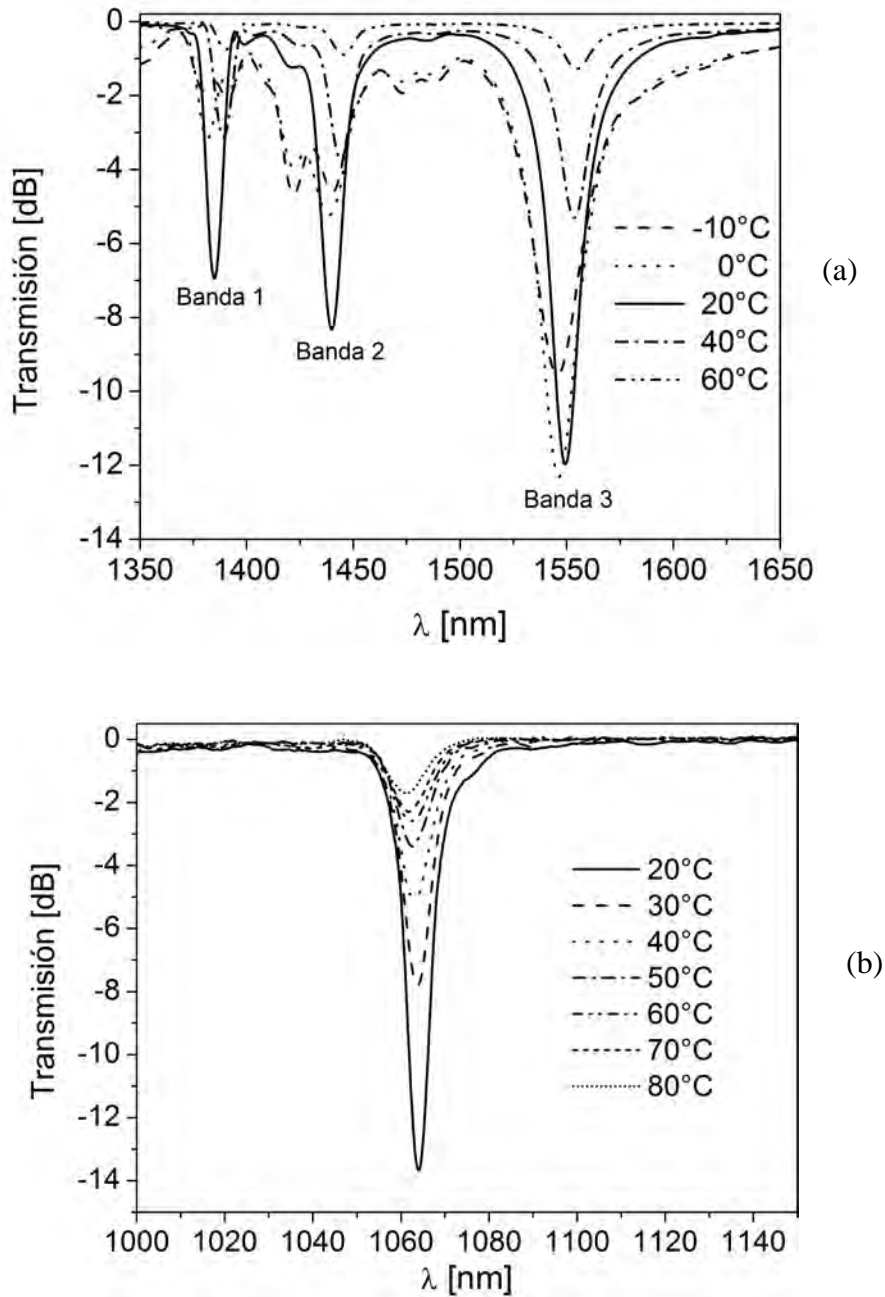


Figura 5.11. RPL inducidas mecánicamente en fibra (a) estándar y (b) cristal fotónico, bajo cambios de temperatura ambiente. Ambas fibras con el polímero de recubrimiento

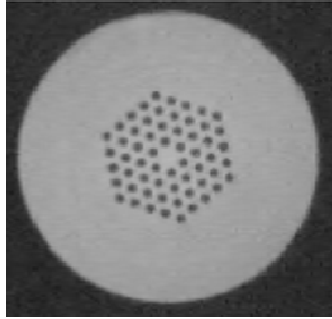


Figura 5.12. Imagen de la sección transversal de la fibra FSM10.

Material	Sílice pura
Diámetro del revestimiento	$125 \pm 2 \mu\text{m}$
Diámetro del recubrimiento	$240 \pm 5 \mu\text{m}$
Diámetro del núcleo	$10 \pm 1 \mu\text{m}$
Apertura numérica a 980 nm	$0.10 \pm 0.01 \mu\text{m}$
Periodicidad (distancia entre huecos en el revestimiento)	$3 \mu\text{m}$
Diámetro de la región con huecos	$3.5 \mu\text{m}$

Tabla 5.2. Características relevantes de la FCF usada.

En la figura 5.13(a) se muestra el cambio en la longitud de onda central de los tres picos en fibra estándar, así como, el cambio en el contraste de la rejilla, como resultado del cambio en temperatura ambiente; mientras que en la figura 5.13(b) se presenta el cambio en la longitud de onda central y en el contraste para el único pico en FCF. Aquí es interesante, que mientras ambas RPLM sufren una dramática disminución en el contraste, en la RPLM en fibra estándar el cambio en  $\lambda$  se da hacia longitudes de onda más grandes (hacia el rojo del espectro). Con una sensibilidad de  $136 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  en la zona lineal (0 a  $40^\circ\text{C}$ ). Por otro lado, en FCF se observa un cambio hacia el azul (o longitudes de onda más cortas), con una sensibilidad de  $54 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ . El cambio hacia el azul, se puede explicar por el hecho de que en la FCF, el coeficiente termo-óptico en el revestimiento es mayor al del núcleo<sup>1</sup>.

Para investigar si el revestimiento tenía alguna influencia en el comportamiento del contraste y de la longitud de onda, se realizaron otros dos experimentos adicionales, uno usando fibra estándar y otro con FCF pero esta vez, se removió el polímero exterior de la fibra en una zona de aproximadamente 10 cm (la zona en contacto con las PR). Los

<sup>1</sup> Ver sección 3.4.1 para ver a mayor detalle el cómo afecta el coeficiente termo-óptico de los materiales a la sensibilidad de las RPLM-

espectros de transmisión de estos experimentos, se muestran en las figuras 14 (a) y (b) para cada caso. Podemos ver que si bien los espectros en fibra estándar sin polímero son muy parecidos a los de la figura 5.11(a), las pérdidas por inserción son más grandes, esto se debe a que sin polímero el esfuerzo inducido provoca mayor deformación en la fibra. Para la FCF sin polímero, aparecen lóbulos laterales, a diferencia del caso con polímero de la figura 5.11(b), se deben a que la modulación del índice de refracción tiende a ser más uniforme, lo que provoca que aparezcan lóbulos a los lados de las bandas de atenuación.

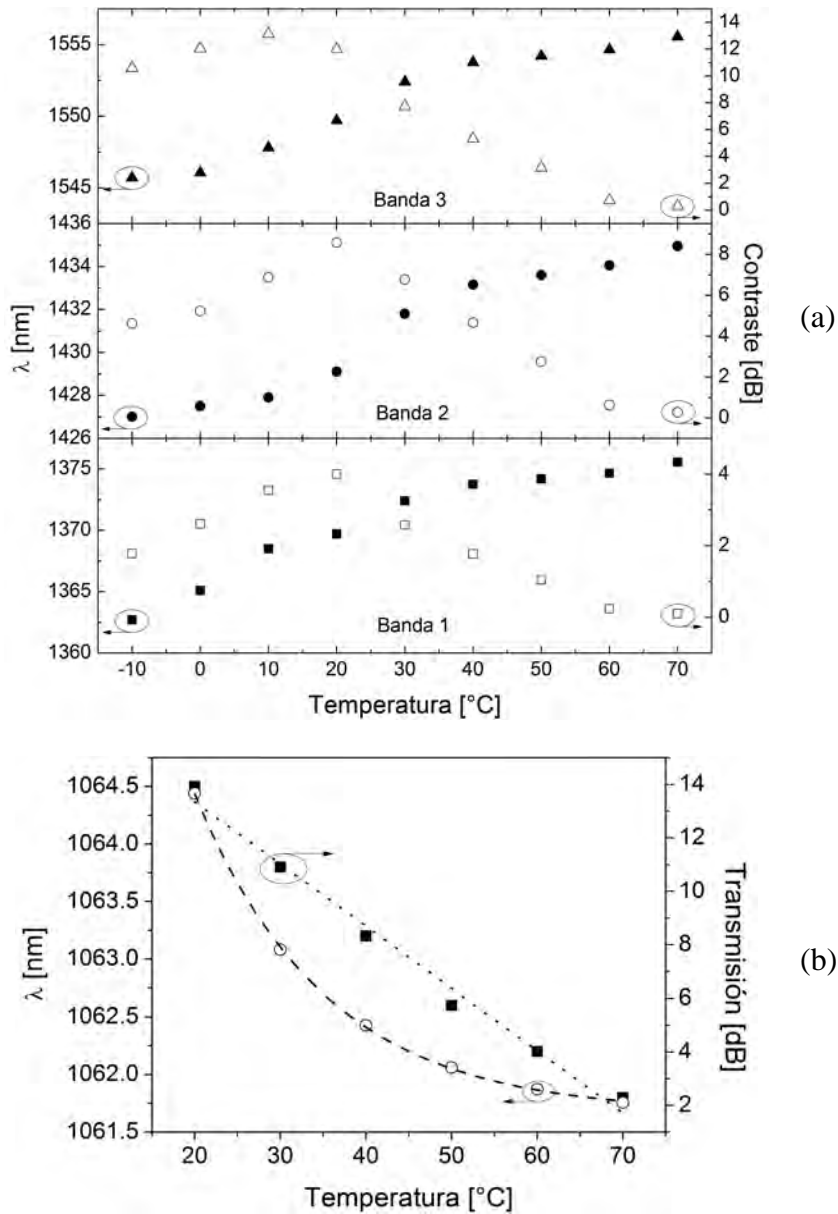


Figura 5.13. Respuesta a cambios de temperatura ambiente en RPL mecánicas, (a) con fibra estándar y (b) fibra de cristal fotónico; ambas con polímero.



Ahora bien los comportamientos de la longitud de onda y del contraste para los casos sin polímero en ambas fibra se muestran en la figura 5.15. Como se aprecia en la figura 5.15(a), el cambio en longitud de onda es hacia el rojo, al igual que en la figura 5.13(a). Pero con una mayor sensibilidad pues sin polímero los modos en el revestimiento son más sensibles al medio externo. Por otra parte, el comportamiento en longitud de onda, de la FCF sin polímero, el cual se ve en la figura 5.15(b). También es muy parecido al de la figura 5.13(b), e igualmente hay mayor sensibilidad por las mismas razones antes señaladas. Para ambas fibras, se observa una rápida reducción en el contraste y aún más marcado que en los casos con polímero.

De acuerdo a los resultados experimentales, la respuesta a variaciones en la temperatura ambiente, para RPLM inscritas en fibra estándar (con o sin polímero) es un cambio en la longitud de onda central de las bandas de atenuación, hacia el rojo del espectro electromagnético; mientras que en el caso de FCF (igualmente con o sin polímero), el cambio es lineal y se da hacia el azul del espectro. Estos comportamientos están bien descritos por la ecuación 3.5. Solo que como en la FCF el revestimiento tiene huecos de aire, es más sensible a la temperatura, pues su coeficiente termo-óptico es mayor que el de la sílice pura. Por otra parte, para fibra estándar se observa una zona de “saturación” en la sensibilidad, es decir que aunque cambie la temperatura, el cambio en longitud de onda es muy poco o no hay cambio. Esta zona se presenta alrededor de los 50 °C.

En otras tecnologías de RPL, la zona de saturación se presenta a muy distintas temperaturas. Por ejemplo, en RPL inscritas por UV, se da aproximadamente a los 250 °C [12]. Mientras que en RPL inscritas por arco eléctrico y CO<sub>2</sub>, la saturación se manifiesta cerca de los 800 °C. Aquí es importante destacar, que aproximadamente a los 900 °C, la sensibilidad regresa, con una pendiente distinta, pero, a los 1100 °C, vuelve a haber una zona de saturación, es decir casi no se registra cambio alguno en la longitud de onda [13]. El comportamiento observado en el cambio de longitud de onda de las RPLM inscritas en fibra estándar, es muy interesante, pues la zona plana o de saturación se da muy baja temperatura (en comparación con otros tipos de RPL). Esto debe de ser tomado en cuenta cuando la RPLM se use en condiciones de trabajo con temperaturas mayores a 50 °C

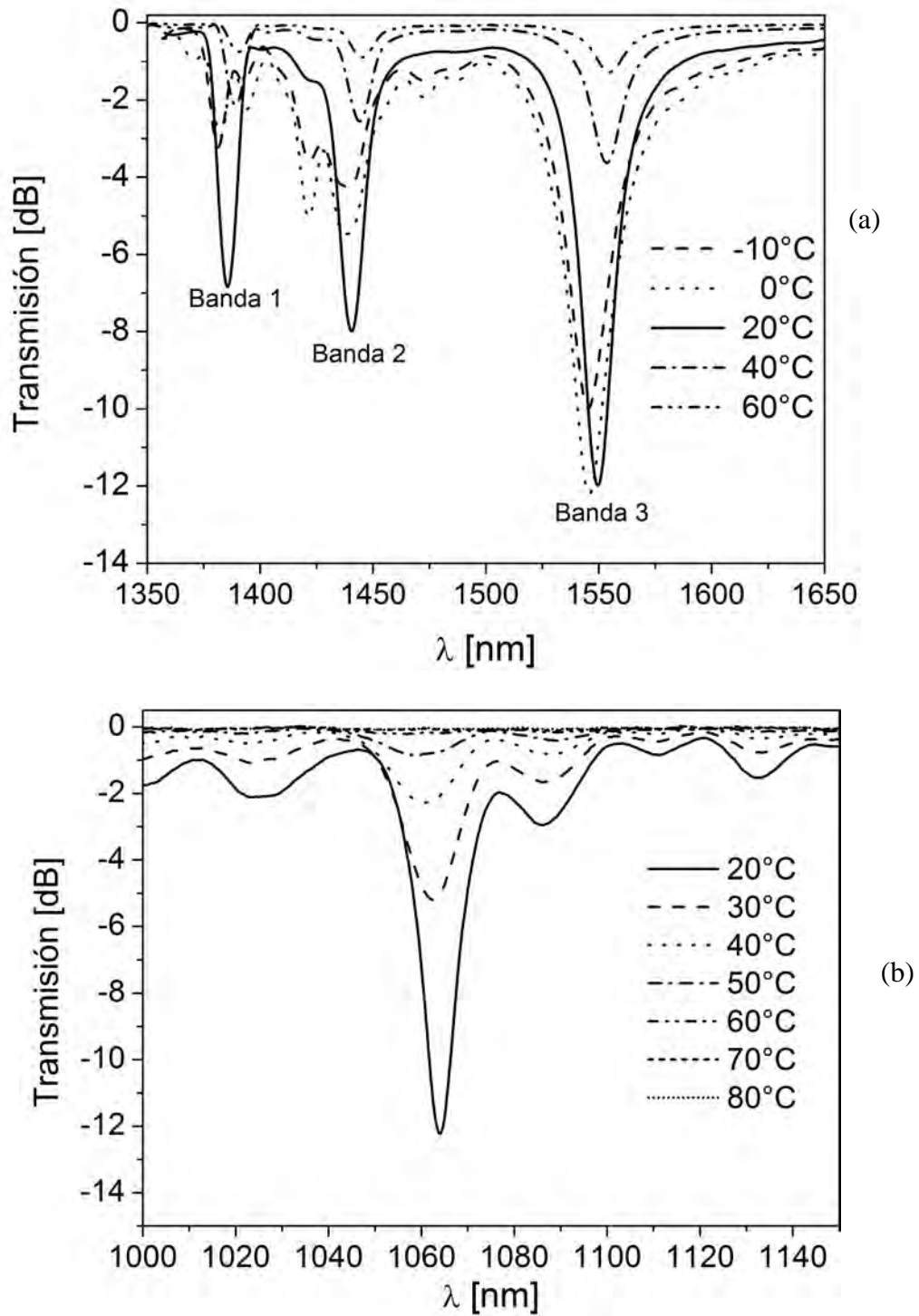


Figura 5.14. Espectros de transmisión para RPLM inscrita en (a) fibra estándar y (b) fibra de cristal fotónico; ambas sin recubrimiento.

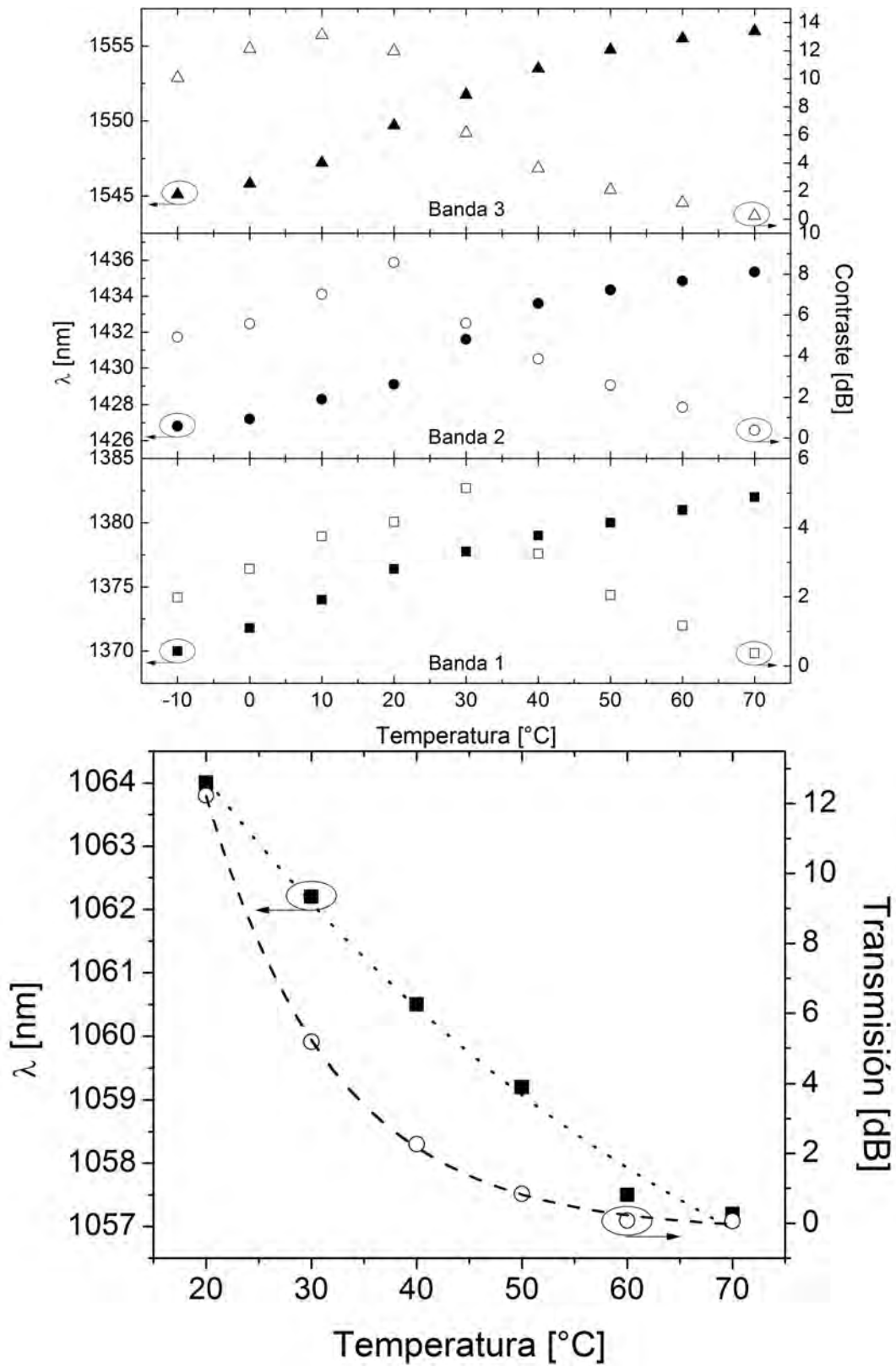


Figura 5.15. Respuesta a cambios de temperatura ambiente en RPL mecánicas, (a) con fibra estándar y (b) fibra de cristal fotónico; ambas sin polímero.

Por otra parte, el contraste de las bandas de atenuación muestra un comportamiento cuasi-cosenoidal, predicho por la ecuación 3.6. Es interesante que para el caso de fibra estándar (figuras 13(a) y 15(a)), cuando hay un máximo en contraste existe un punto de inflexión en el cambio de la longitud de onda, lo cual nos indica de que el fenómeno que produce el cambio en contraste también afecta a la longitud de onda. Nosotros creemos que la viscosidad de los materiales de la fibra juega un papel importante en este comportamiento. Pues la viscosidad cambia en función de la temperatura y puede producir cambios en la presión sobre la fibra. También la expansión (o contracción) térmica puede producir el cambio en la presión y la subsecuente variación en el contraste.

#### 5.4.2 Comportamiento a tensión axial.

Como se puntualizó en la sección 3.4.2, cuando una RPLM 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 se exhiben cuando hay variaciones en temperatura. Esencialmente, el cambio en longitud de onda resonante es dependiente del orden de los modos del revestimiento que participan en el acoplamiento, así como al período de rejilla, tal como lo manifiesta la ecuación 3.7. Al igual que los cambios espectrales como consecuencia de cambios en la temperatura, los desplazamientos de la longitud de onda de resonancia al aplicar una tensión axial a la fibra, varían grandemente dependiendo del tipo de fibra que se usa.

En este trabajo se realizaron pruebas experimentales para estudiar la respuesta de las RPLM cuando se someten a tensión axial. Por lo que, se montó en el laboratorio el esquema de la figura 5.16. Donde se usó el sistema de prensa mecánica (PM) y placas acanaladas de aluminio (PAA) descrito en la sección 5.3. Para aplicar tensión se usó una carga axial variable (CAV), sujeto a la fibra y el cual se hizo colgar. Como señal de entrada se usó una FLB y para registrar los espectros de transmisión se usó un AEO.

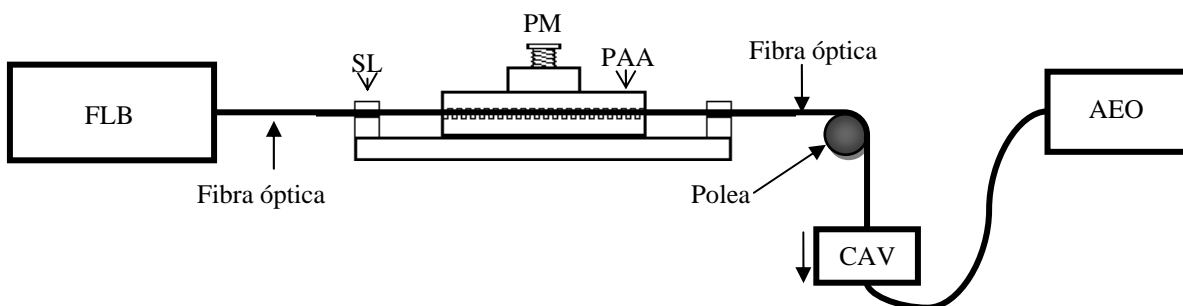


Figura 5.16. Esquema del arreglo experimental para la caracterización a tensión de RPLM.

El procedimiento experimental fue el siguiente: primero se inscribió la rejilla de forma similar a la descrita en la prueba de temperatura. Después, se tomó el espectro de referencia, es decir, sin tensión. En seguida, se fue variando la CAV desde 0 hasta 1000 g, en intervalos de 200 g. En cada intervalo se tomó el espectro correspondiente. La respuesta espectral de la RPLM al variar la carga axial, se muestra en la figura 5.17. Como se aprecia en la figura, la tensión produce que todos los picos de atenuación se desplazasen hacia el rojo. Existe un ligero cambio en el contraste de las bandas de atenuación, el cual es atribuible a leves cambios en la presión por efecto de la tensión.

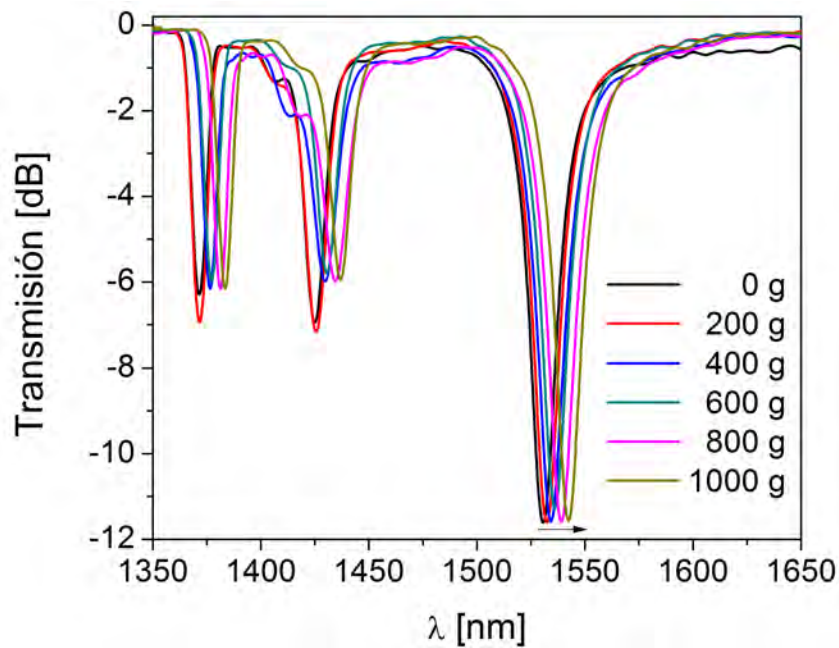


Figura 5.17. Espectros de RPL mecánicas a diferentes tensiones.

En la figura 5.18 se presenta el cambio en la longitud de onda central de la tercera banda de atenuación, como consecuencia de aplicar diferentes tensiones o cargas axiales. El cambio es aproximadamente lineal, con una pendiente de 6.2 pm/g. Por lo que se requiere mucha carga axial para ver un cambio significativo en el espectro. A diferencia que en el caso de las RPLAE, aquí se pudo alcanzar un mayor rango debido a que la fibra conserva su recubrimiento de polímero.

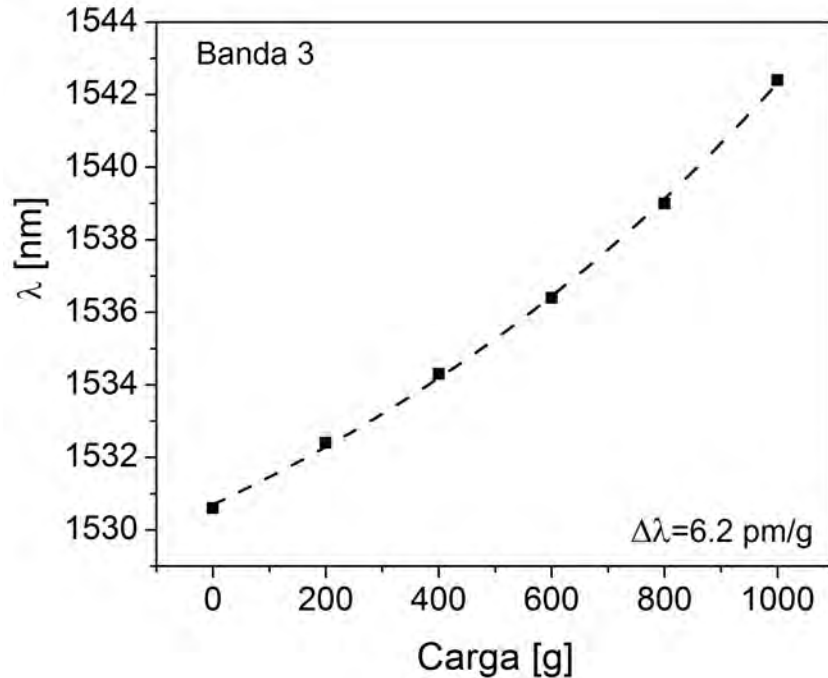


Figura 5.18. Cambio en la longitud de onda como respuesta a tensión.

Como se señaló en la sección anterior (5.4.1), al investigar la respuesta de RPLM a cambios de la temperatura ambiente, se controló la tensión de la fibra a través de una carga axial. Este control fue requerido pues como ya se vio, la tensión axial produce un desplazamiento en la longitud de onda central de las bandas de atenuación. Así pues, si no se tiene cuidado de mantener una tensión axial constante en el experimento de temperatura, se podría obtener información falsa sobre el desplazamiento inducido térmicamente<sup>2</sup>. Además como es bien sabido, la tensión axial no afecta al contraste de las bandas de atenuación. Para demostrarlo hicimos una serie de experimentos donde se repitió el procedimiento descrito en la sección 5.4.1, pero en esta ocasión se varió la carga axial aplicada a la fibra.

En la figura 5.19(a) se puede apreciar como el comportamiento a la temperatura para las 4 cargas, es similar al reportado anteriormente. La única diferencia es que cada medición esta desplazada como consecuencia de la diferente tensión axial aplicada. En el recuadro de la figura 5.19(a), se muestra el desplazamiento que inducen las 4 cargas para un temperatura fija. Por otro lado, de la figura 5.19(b) podemos ver que el comportamiento de disminución en el contraste de las bandas de atenuación no sufre ninguna alteración al

<sup>2</sup> En general, para cualquier experimento es importante mantener una tensión axial constante.

aplicar diferentes cargas axiales. Con lo cual queda demostrado que la tensión axial sobre la fibra no afecta al contraste de las bandas de atenuación, y que en este caso, solo induce un desplazamiento (offset) a la longitud de onda central. Todos estos resultados de tensión están en el rango de los reportados en otras tecnologías de RPL.

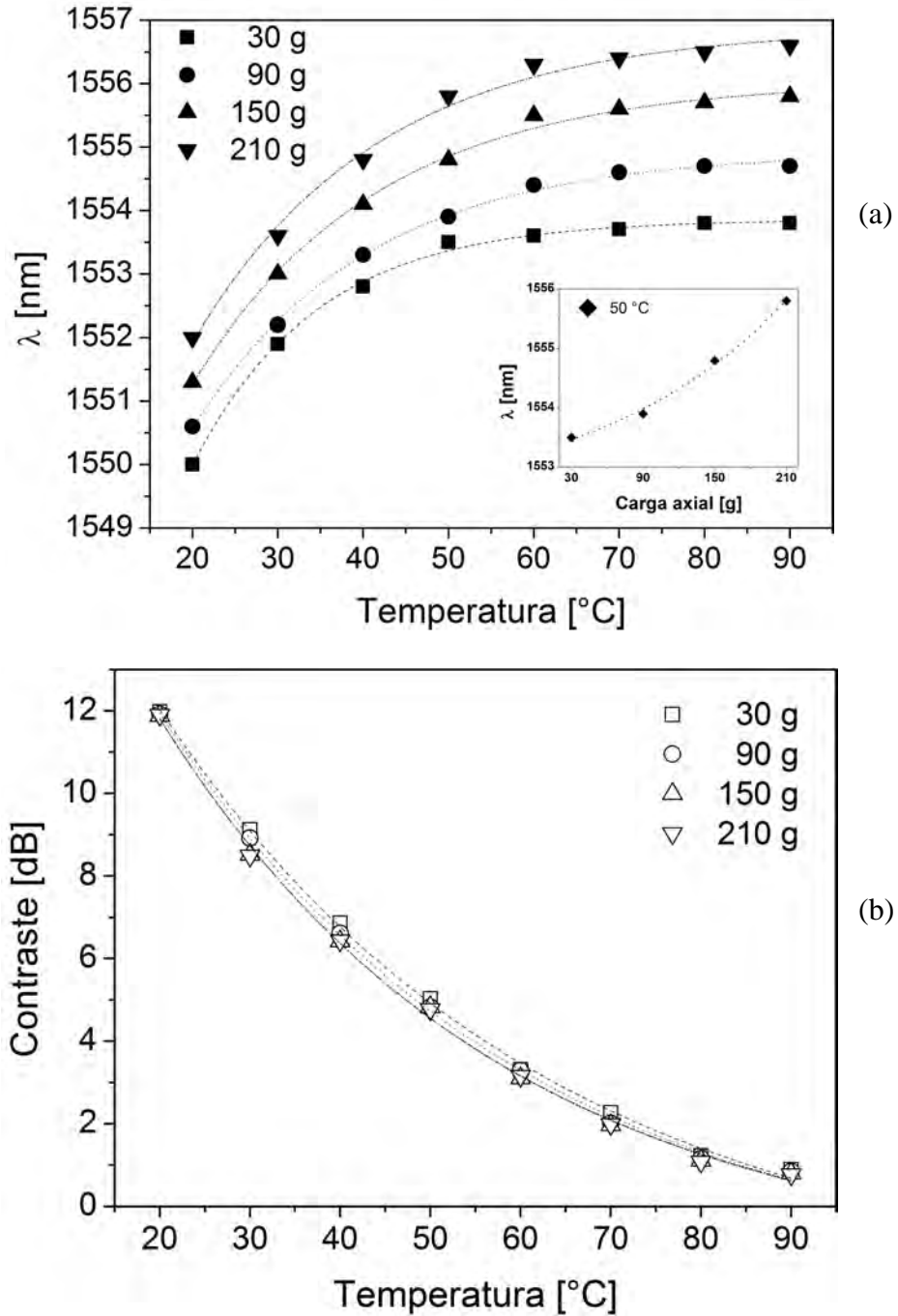


Figura 5.19. Respuesta combinada de tensión y temperatura, (a) cambio en la longitud de onda y (b) cambio el contraste de la banda de atenuación.

### 5.4.3 Respuesta a torsión.

Como se mencionó en las secciones 2.4 y 3.4, las RPLM son sensibles a cambios físicos que afectan la propagación de la luz dentro de la fibra. Por ejemplo, en las dos secciones anteriores, se demostró experimentalmente la respuesta espectral de las RPLM a cambio de la temperatura y la tensión. Así pues, otro importante parámetro físico que se puede medir con una RPLM es la torsión de la fibra. Para caracterizar la respuesta de la RPLM a la torsión se montó en el laboratorio el arreglo experimental esquematizado en la figura 5.20. Donde se implementó la rejilla con la PM y las PAA. Para darle torsión la fibra se usó una montura giratoria y un punto fijo en uno de los SL. Como señal de entrada se usó una FLB y para medir los espectros de transmisión un AEO.

El procedimiento experimental fue el siguiente: primero se inscribió la rejilla en forma similar a la descrita en las pruebas de temperatura y tensión. De aquí se tomó el espectro de referencia o cero vueltas. Enseguida se liberó la presión y se torció la fibra tres vueltas en sentido levógiro, y se tomó un espectro. Esto se repitió 4 veces más, hasta alcanzar las 15 vueltas (con más vueltas se rompe la fibra). La evolución espectral de esta prueba se muestra en la figura 5.21(a). También se investigó que sucedía al dar la torsión en sentido contrario (dextrógiro). Por lo que, partiendo de la condición de referencia, se repitió el mismo procedimiento pero ahora el sentido fue en contra de las manecillas del reloj. El resultado de este procedimiento se muestra en la figura 5.21(b).

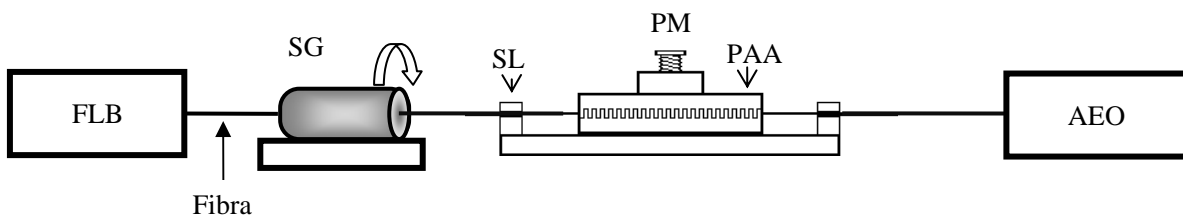


Figura 5.20. Arreglo experimental para la caracterización a torsión de RPL mecánicas.

Como se aprecia en la figura 5.21(a), el contraste (de las tres bandas) alcanza un máximo, en 6 vueltas, y luego empieza a decrecer. En el caso de la dirección dextrógiro, figura 5.21(b), igualmente se alcanza un máximo (en las mismas 6 vueltas), pero después parece crecer indicando que el contraste tiene un comportamiento coseinodal<sup>3</sup>. Por otro

<sup>3</sup> Esto se explica con más detalle en la sección 3.4.



lado, el cambio en longitud de onda como respuesta a torsión es similar en ambos sentidos. En otras palabras, la RPLM implementada es insensible al sentido de la torsión, caso contrario de las RPLAE. Esto no es un inconveniente, pues en varias aplicaciones no es necesario saber el sentido de la torsión, solo la magnitud de esta.

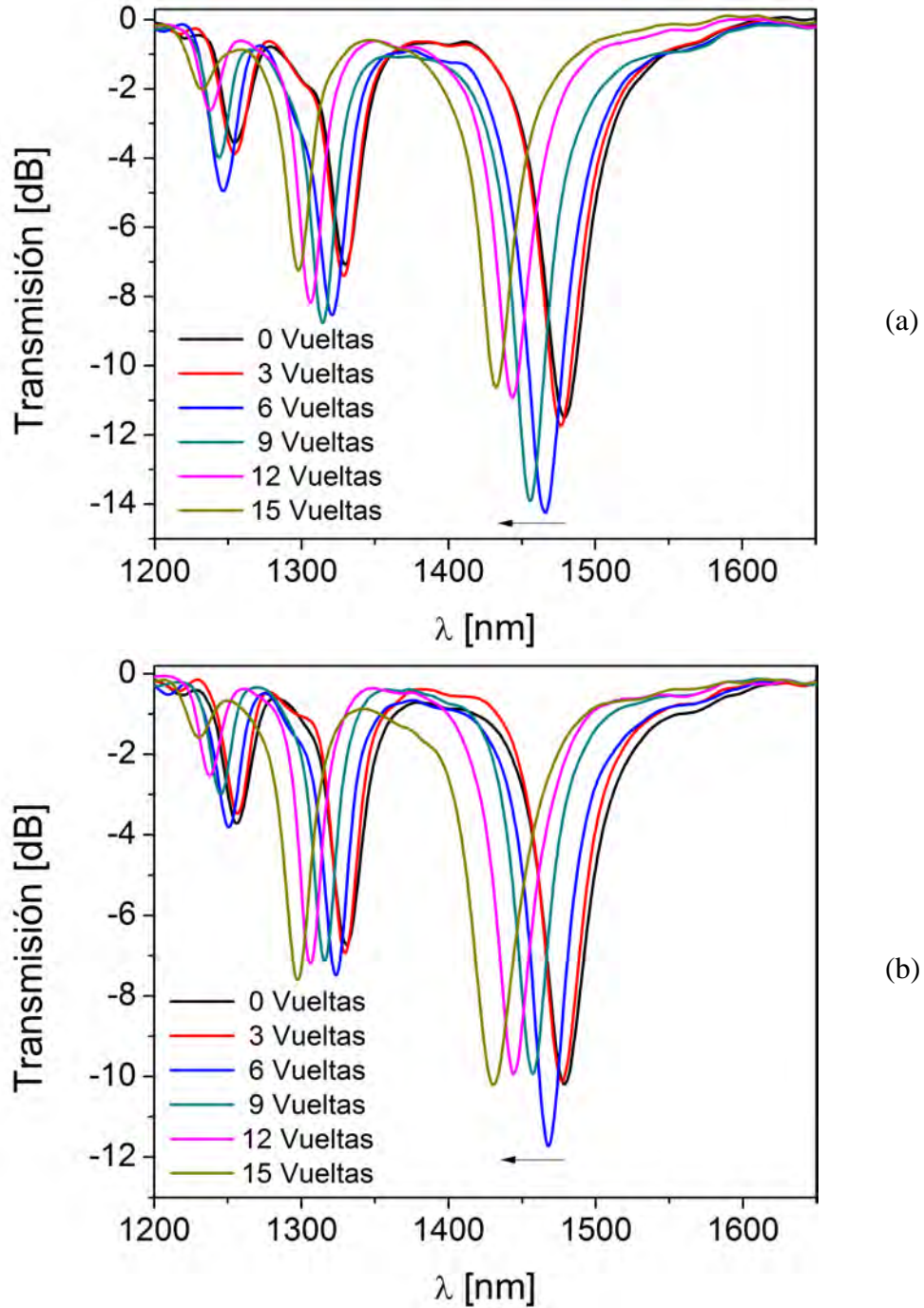


Figura 5.21. Respuesta de una RPL mecánica a torsión (a) sentido levógiro, (b) dextrógiro.

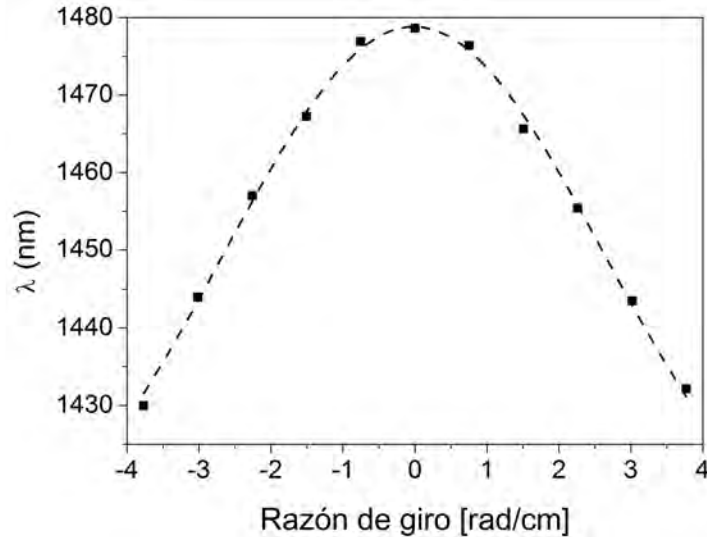


Figura 5.22. Cambio de la longitud de onda central como respuesta a la razón de giro.

#### 5.4.4 Respuesta a luz polarizada.

Las RPLM, ya sean que se inscriban por microdoblamiento o por esfuerzos mecánicos, modulan también el diámetro de la fibra, pues la zona donde se cambia el índice de refracción sufre deformación geométrica<sup>4</sup>. Esto induce birrefringencia lineal y dispersión por el modo de polarización [14]. Así pues, la RPLM es intrínsecamente sensible al estado de polarización. Por lo cual es primordial conocer la respuesta de este tipo de rejillas, al estado de polarización incidente, ya que existen muchas aplicaciones donde se opera con luz polarizada.

Para conocer la dependencia de la polarización en RPLM, se realizó una prueba con el arreglo experimental que aparece en la figura 5.23. Donde se usó, el mismo sistema de PM y PAA que las anteriores caracterizaciones. La señal de entrada fue proporcionada por un láser sintonizable *tunics plus SC* (LS en el esquema), con un rango de 1490 a 1590 nm y la salida de la fibra se conectó al AEO. Se inscribió la rejilla para que la longitud de onda central del tercer pico estuviera alrededor de 1530 nm (el centro del rango de operación del láser). Se empleó un controlador de polarización de fibra (CP en el arreglo), para poder cambiar el estado de polarización de la luz incidente.

Del mismo modo de en RPLAE, se empleó la técnica de escaneo de polarización. Donde se modificó el estado de polarización que entraba a la rejilla, hasta encontrar las

<sup>4</sup> En la sección 3.2.4 se menciona más sobre la modulación geométrica del diámetro de la fibra y su impacto en el espectro de transmisión de las RPL.

potencias mínima y máxima transmitidas por la RPLM. La respuesta de la RPLM a estos dos estados de polarización distintos se presenta en la figura 5.24. Igualmente, solo para señalar que ambos estados son ortogonales entre sí, se nombraron  $P_x$  y  $P_y$ . Podemos notar que existe un desplazamiento de la longitud de onda central de la rejilla en cada estado de polarización. El cual se puede explicar (de la misma forma que en RPLAE), debido a que cada estado de polarización viaja con una constante de propagación distinta y la condición de ajuste de fase será diferente para cada estado de polarización [14].

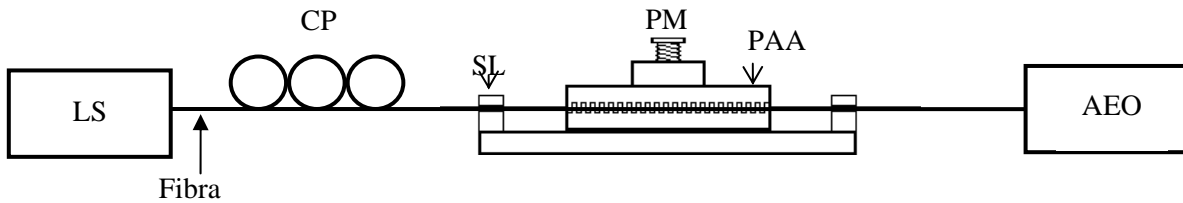


Figura 5.23. Arreglo experimental para la caracterización de la respuesta de RPL mecánicas a luz polarizada.

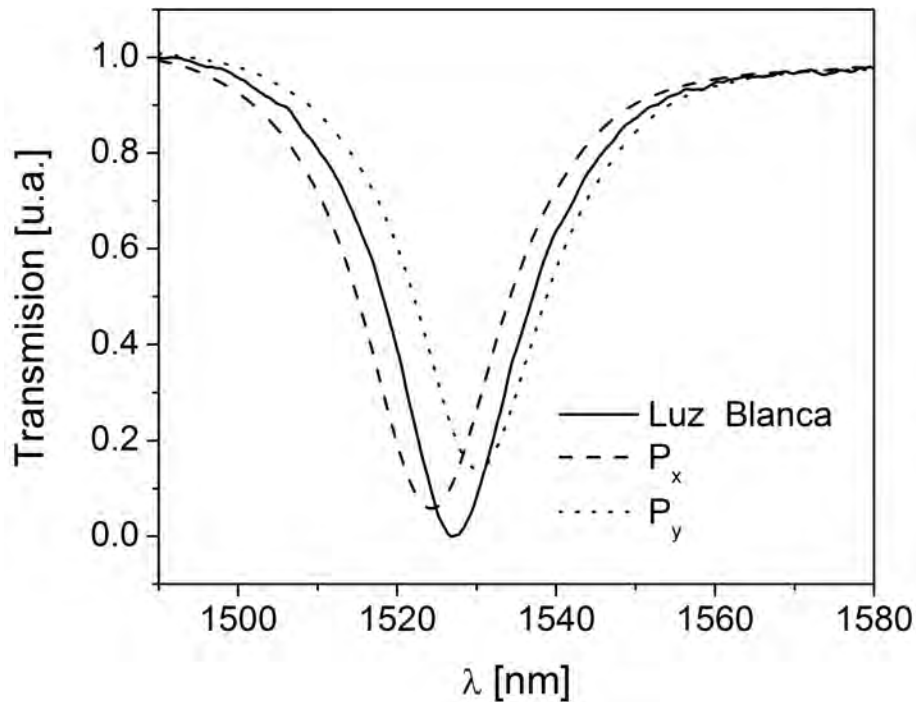


Figura 5.24. Respuesta de la RPLM implementada a la luz polarizada.

Ahora bien, un parámetro importante para conocer el desempeño de un dispositivo óptico bajo condiciones de polarización es las pérdidas dependientes del modo de polarización o PDMP (las cuales se originan cuando dos estados de polarización tienen diferentes

atenuaciones o pérdidas). Para la RLPM implementada, se calculó este parámetro como el absoluto de la resta entre el espectro del pico máximo de transmisión, menos el mínimo. En la figura 5.25, se muestra las PDMP de la RPLM. Como se aprecia en la figura existe dos máximos de pérdidas alrededor de 1520 y 1534 nm y un mínimo a los 1528 nm. Este mínimo de pérdidas se corresponde con la longitud de onda donde ambos espectros se cruzan. La asimetría en la PDMP se explica porque se induce birrefringencia a la fibra. Lo cual hace que alguna polarización resulte beneficiada. Es decir, una polarización ira en el eje rápido de la fibra y la otra en le lento, lo que conduce a constantes de acoplamiento distintas para cada polarización y por lo tanto, a las pérdidas desiguales [14].

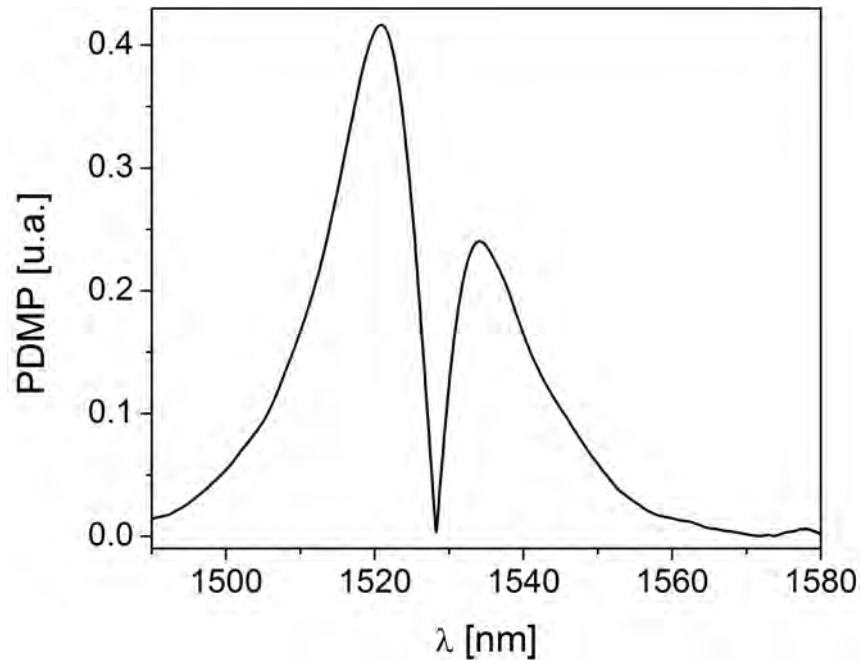


Figura 5.25. PDMP de la RPLM como función de la longitud de onda.

### 5.5 Resultados de las RPLM

Se implementó en forma satisfactoria rejillas de periodo largo inducidas mecánicamente, en fibra estándar. Estas rejillas fueron caracterizadas a temperatura, tensión axial, torsión y luz polarizada. En cuanto a temperatura se encontró que el comportamiento de la longitud de onda no es lineal y que el contraste de las bandas se ve severamente afectado. Pues al elevar la temperatura de 20 a 80 °C, el contraste prácticamente se vuelve cero. Esta respuesta encontrada, resalta la dependencia a la temperatura del dispositivo para inducir rejillas. Por

último en la tabla 5.3, se resume las sensibilidades de la RPLM implementada a los parámetros caracterizados. Para fines comparativos se presenta también las sensibilidades de las RPLAE. Como la respuesta a temperatura es no lineal, solo se reporta el rango lineal de 0 a 40 °C. La longitud de la fibra en torsión fue de 20 cm. Para el caso de luz polarizada, se reporta la separación entre el pico en luz blanca contra los picos producidos por dos estados de polarización llamados  $P_x$  y  $P_y$ . A excepción de la respuesta a temperatura, las sensibilidades encontradas, están en el rango de las reportadas en la literatura para RPLM con características similares a las empleadas en este trabajo. En la tabla 5.4 se hace una pequeña comparación entre las ventajas y desventajas entre estos dos tipos de tecnologías.

Parámetro	Rango medido	Sensitividad	
		RPLM	RPLAE
Temperatura	0-100 °C	180 pm/°C	136 pm/°C
Tensión	0-1000 g	11.8 pm/g	-21 pm/g
Torsión	Levógiro	-12.89 nm/[rad/cm]	5.95 nm/[rd/cm]
	Dextrógiro	-12.31 nm/[rad/cm]	-6.63 nm/[rd/cm]
Luz polarizada	$P_x$	2.6 nm	1.5 nm
	$P_y$	3.2 nm	2.1 nm

Tabla 5.3. Sensibilidades de la RPLM implementada, encontradas en este trabajo.

RPLAE		RPLM	
Ventaja	Desventaja	Ventaja	Desventaja
Soporta altas temperaturas	Menor sensibilidad a la tensión	Soporta altas temperaturas	Insensibles al sentido de la torsión
Sensibles al sentido de la torsión	Soporta menor torsión	Soporta mayor tensión	Mayor dependencia al modo de polarización
Menor dependencia al modo de polarización		Soporta mayor tensión	
No tienen polímero de recubrimiento		Aplicables en casi cualquier tipo de fibra	
Aplicables en casi cualquier tipo de fibra		Bajas pérdidas	
Bajas pérdidas			

Tabla 5.4. Ventajas y desventajas entre las RPLAE y las RPLM.

## Bibliografía

1. S. Savin, M. Digonnet, G. Kino and H. Shaw. *Tunable mechanically induced long-period fiber gratings*. Optics Letters, **25**(10), 710-712, 2000.
2. T. Yokouchi, Y. Suzuki, K. Nakagawa, M. Yamauchi, M. Kimura, Y. Mizutani, S. Kimura and Seiki Ejima, *Thermal tuning of mechanically induced long-period fiber grating*, Applied Optics, **44**(24), 5024-5028, 2005.
3. G. Rego, J. Fernandes, J. Santos, H. Salgado and P. Marques. *New technique to mechanically induce long-period fibre gratings*. Optics Communications, **220**(1-3), 111-118, 2003.
4. D. A. González, J. L. Arce-Diego, A. Cobo and J. M. López-Higuera, *Spectral modelling of curved long-period fibre gratings*, Measurement science technology, **12**, 786-792, 2001.
5. K. R. Sohn and K. T. Kim, *Thermo-optically tunable band-rejection filter using mechanically formed long-period fiber gratings*, Optics Letters, **30**(20), 2688-2670, 2005.
6. I.-B. Song and J.-W. Song. *Gain flattened and improved double-pass two-stage EDFA using microbending long-period fiber gratings*. Optics Communications **236**(1-3): 141-144, 2004.
7. C.-H. Lin, Q. Li, A. A. Au, Y. Jiang, E. Wu and H. P. Lee, *Strain-induced thermally tuned long-period fiber gratings fabricated on a periodically corrugated substrate*, Journal of Lighthwave Technology, **22**(7), 1818-1827, 2004.
8. D. E. Ceballos-Herrera, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Rios, G. Anzueto-Sánchez, J. A. Álvarez-Chávez, R. Selvas-Aguilar and J. J. Sánchez-Mondragón, *Ultra widely tunable long period holey fiber grating by the use of mechanical pressure*, Applied Optics, **46**(3), 307-311, 2007.
9. E. Wu, R.-C. Yang, K.-C. San, C.-H. Lin, F. Alhassen and H. P. Lee, *A highly efficient thermally controlled loss-tunable long-period fiber grating on corrugated metal substrate*, Photonics Technology Letters, **17**(3), 612-614, 2005.
10. E. G. Rodríguez-Dahmlow, *Rejillas de periodo largo en fibra óptica grabadas por la técnica de carga mecánica*, Tesis de licenciatura, Instituto Tecnológico de León, México, 2008.

11. G. A. Cárdenas-Sevilla, *Caracterización de rejillas de periodo largo inducidas mecánicamente en fibras ópticas adelgazadas*, Tesis de maestría, Centro de Investigaciones en Óptica, México, 2008.
12. R. Z. V. Costa, R. C. Kamikawachi, M. Muller and J. L. Fabris, *Thermal characteristics of long-period gratings 266 nm UV-point-by-point induced*, *Optics Communications*, **282**(5), 816–823, 2009.
13. G. Humbert and A. Malki, *Characterizations at very high temperature of electric arc-induced long-period fiber gratings*, *Optics Communications*, **208**(4-6), 329–335, 2002.
14. G. Rego, *Polarization dependent loss of mechanically induced long-period fibre gratings*, *Optics Communications*, **281**(2), 255–259, 2008.





# **Conclusiones generales y trabajo a futuro**



Se fabricaron rejillas periodo largo por la técnica de arco eléctrico en fibra estándar de telecomunicaciones. En este sentido, se optimizó el proceso de grabado de RPLAE, para conseguir pérdidas  $\leq 0.2$  dB, una profundidad de atenuación  $\geq 15$  dB. Además una alta repetibilidad en la localización de las bandas, con una desviación de  $\pm 1.5$  nm. Se pueden fabricar estas rejillas en un rango de 1300 a 1700 nm, con periodos de 300 a 700  $\mu$ m. Por otra parte, se caracterizó las RPLAE a variaciones de: temperatura ambiente, tensión axial, torsión y luz polarizada. Encontrándose que las sensibilidades a estos parámetros están en el orden de otras reportadas, para este mismo tipo de rejillas en fibra estándar.

También, se indujeron temporalmente rejillas periodo largo en forma mecánica en fibra estándar de telecomunicaciones y fibra de cristal fotónico. El dispositivo empleado para el grabado, ha sido bien caracterizado en trabajos previos. Por lo que se sabía de antemano que se podían conseguir rejillas de alta calidad. Es decir pérdidas menores a 0.2 dB, niveles de atenuación mayores a 15 dB y alta repetibilidad. Así, estas rejillas también fueron caracterizadas a variaciones de la temperatura, tensión axial, torsión y luz polarizada. Encontrándose que las sensibilidades a estos parámetros están en el orden de otras rejillas similares reportadas.

De los experimentos hechos, podemos concluir que las respuestas al medio ambiente de los dos tipos de rejillas difieren entre sí. Mientras que la RPLM presenta una gran sensibilidad a la temperatura, la RPLAE es menos sensible. En cuanto a la tensión axial y la torsión, la RPLM se pudo caracterizar a un mayor rango. Pues en RPLM, la fibra conserva el polímero y tiene mayor resistencia a estos parámetros. Por otra parte, la RPLAE presenta menor dependencia al modo de polarización en comparación a las RPLM. Pues la inscripción por medios mecánicos induce más birrefringencia.

Mención aparte merece el comportamiento del cambio en el contraste de la RPLM al variar la temperatura. El cual se ve, severamente afectado, pues al alcanzar los 80 °C, el espectro de la rejilla prácticamente desaparece. Esta respuesta, resalta la dependencia a la temperatura del dispositivo para grabar las RPLM. Por lo cual, es recomendable compensar este drástico cambio en el contraste, o al menos considerarlo en cualquier aplicación de esta RPLM en particular.

Por último como trabajo a futuro para las RPLAE se propone:

- ❖ El empaquetado de la RPLAE, con la finalidad de protegerla. Pero también poder buscar nichos de oportunidades que en la actualidad no son posibles por la fragilidad de la fibra son polímero. Este aspecto es relevante para escalar hacia aplicaciones reales.
- ❖ Por otro lado, se puede extender la optimización de los parámetros de grabado para otros tipos de fibras. Con lo que se podría ampliar el panorama de aplicaciones.
- ❖ También se propone una estación fija de grabado para aumentar la sistematización de estas rejillas y con ello la repetibilidad.
- ❖ Sería interesante estudiar la respuesta de las RPLAE a un rango de temperatura más grande, para obtener una mejor curva de sensibilidad.
- ❖ Igualmente, repetir las caracterizaciones hechas, pero ahora bombeando luz con un estado de polarización conocido.

Por otra parte, para las RPLM, se propone:

- ❖ Investigar alguna forma de compensar el comportamiento observado en el contraste de las banas al variar la temperatura.
- ❖ En este sentido, se puede sustituir las placas con otras hechas de un material con propiedades térmicas distintas al aluminio (coeficiente de expansión térmica por ejemplo).
- ❖ También se propone, aumentar el rango de temperatura e identificar si en efecto el contraste presenta un comportamiento cosenoidal.
- ❖ Al igual que en las RPLAE, sería conveniente repetir las mismas caracterizaciones, pero ahora usando luz polarizada. Y así identificar correctamente la aportación de cada parámetro a la respuesta observada en este trabajo.

# Apéndices



## Apéndice A

### “Cálculo de modos en el núcleo”

#### Ecuaciones de onda en fibras ópticas

Consideramos una fibra óptica con perfil de índice escalonado, como el de la figura 2.1. Supóngase que la luz se propaga por la fibra a una frecuencia angular  $\omega$  y una constante de fase  $\beta$  (propagación). Entonces, el campo eléctrico  $\mathbf{E}$  y magnético  $\mathbf{H}$  son:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathbf{E}(\mathbf{r}_t) \exp[i(\omega t - \beta z)]\} \quad \text{A.1}$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathbf{H}(\mathbf{r}_t) \exp[i(\omega t - \beta z)]\} \quad \text{A.2}$$

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:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \epsilon_0 \mathbf{H} \quad \text{A.3}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mu_0 n^2 \mathbf{E} \quad \text{A.4}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad \text{A.5}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} + \frac{\nabla_t n^2}{n^2} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad \text{A.6}$$

aquí,  $\mu_0$  y  $\epsilon_0$  son la permeabilidad magnética y la permitividad eléctrica del vacío respectivamente,  $n$  es el índice de refracción y  $\nabla_t$  es un operador diferencial que en coordenadas cilíndricas está definido como:

$$\nabla_t = \left[ \frac{\partial}{\partial r} \quad \left( \frac{1}{r} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} \quad 0 \right]^T \quad \text{A.7}$$

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 (A.3) a (A.6).

De manera que podemos escribir [3]:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + k_t^2 E_z = 0 \quad \text{A.8}$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + k_t^2 H_z = 0 \quad \text{A.9}$$

en estas ecuaciones,  $k_t$  es la constante de fase y esta dada por:  $k_t = \sqrt{k_0^2 n^2 - \beta^2}$ ,  $k_0$  es el número de onda en el espacio libre y está definido como:  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ .

### Modos en la fibra

Las ecuaciones (2.8) y (2.9) se resuelven mediante separación de variables, las soluciones en el núcleo  $r < a_1$  son:

$$E_z = A_1 J_l \left( \frac{ur}{a_1} \right) \begin{cases} \cos(l\theta) \\ \text{sen}(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.10}$$

$$E_z = B_1 J_l \left( \frac{ur}{a_1} \right) \begin{cases} -\text{sen}(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.11}$$

Y en el revestimiento  $r > a_1$  son:

$$E_z = A_2 K_l \left( \frac{wr}{a_1} \right) \begin{cases} \cos(l\theta) \\ \text{sen}(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.12}$$

$$E_z = B_1 K_l \left( \frac{wr}{a_1} \right) \begin{cases} -\text{sen}(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.13}$$

se emplean funciones seno y coseno, para obtener un conjunto de funciones ortogonales. Estas funciones son soluciones permitidas de las ecuaciones (A.8) y (A.9).

Las componentes longitudinales quedan ahora de la siguiente forma:

$$E_r = -i \frac{1}{k_t^2} \left( \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega \mu_0}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right) \quad \text{A14}$$

$$E_\theta = -i \frac{1}{k_t^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad \text{A15}$$

$$H_r = -i \frac{1}{k_t^2} \left( \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega \epsilon_0 n^2}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right) \quad \text{A16}$$

$$H_\theta = -i \frac{1}{k_t^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} - \omega \epsilon_0 n^2 \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad \text{A17}$$



Sustituyendo las ecuaciones (A.10) y (A.11) en las ecuaciones (A.14) a (A.17), se obtienen las componentes transversales del campo electromagnético en el núcleo ( $r < a_1$ ) [3]:

$$E_r = i \left[ -A_1 \frac{\beta a_1}{u} J_1' \left( \frac{ur}{a_1} \right) + B_1 \frac{l \omega \mu_0 a_1^2}{u^2 r} J_l \left( \frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{cases} \cos(l\theta) \\ \text{sen}(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.18}$$

$$E_\theta = i \left[ -A_1 \frac{l \beta a_1^2}{u^2 r} J_l \left( \frac{ur}{a_1} \right) + B_1 \frac{\omega \mu_0 a_1}{u} J_1' \left( \frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{cases} -\text{sen}(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.19}$$

$$H_r = i \left[ A_1 \frac{l \omega \epsilon_0 n_1^2 a_1^2}{u^2 r} J_l \left( \frac{ur}{a_1} \right) - B_1 \frac{\beta a_1}{u} J_1' \left( \frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{cases} -\text{sen}(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.20}$$

$$H_\theta = j \left[ -A_1 \frac{\omega \epsilon_0 n_1^2 a_1}{u} J_l' \left( \frac{ur}{a_1} \right) + B_1 \frac{l \beta a_1^2}{u^2 r} J_l \left( \frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{cases} \cos l\theta \\ \text{sen} l\theta \end{cases} \quad \text{A.21}$$

De manera que sustituyendo (A.11) y (A.13) en las ecuaciones (A.14) a (A.17) se obtienen las expresiones para las componentes transversales del campo electromagnético en el revestimiento ( $r > a_1$ ) [3]:

$$E_r = i \left[ A_2 \frac{\beta a_1}{w} K_l' \left( \frac{wr}{a_1} \right) - B_2 \frac{l \omega \mu_0 a_1^2}{w^2 r} K_l \left( \frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{cases} \cos(l\theta) \\ \text{sen}(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.22}$$

$$E_\theta = i \left[ A_2 \frac{l \beta a_1^2}{w^2 r} K_l \left( \frac{wr}{a_1} \right) - B_2 \frac{\omega \mu_0 a_1^2}{w} K_l' \left( \frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{cases} -\text{sen}(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.23}$$

$$H_r = j \left[ -A_2 \frac{l \omega \epsilon_0 n_2^2 a_1^2}{w^2 r} K_l \left( \frac{wr}{a_1} \right) + B_2 \frac{\beta a_1}{w} K_l' \left( \frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{cases} -\text{sen}(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.24}$$

$$H_\theta = j \left[ -A_2 \frac{l \omega \epsilon_0 n_2^2 a_1^2}{w^2 r} K_l \left( \frac{wr}{a_1} \right) + B_2 \frac{\beta a_1}{w} K_l' \left( \frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{cases} \cos(l\theta) \\ \text{sen}(l\theta) \end{cases} \quad \text{A.25}$$

donde  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$  y  $B_2$  son constantes,  $J_l$  es la función de Bessel de primer tipo y orden  $l$ ,  $k_l$  es la función de Bessel modificada de segundo tipo y 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:

$$u = k_{r1} a_1 = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2} a_1 \quad \text{A.26}$$

$w$  es la constante de atenuación normalizada y se expresa como:

$$u = |k_{r1}|a_1 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} a_1 \quad \text{A.27}$$

y la frecuencia normalizada se obtiene por medio de:

$$V = \sqrt{u^2 + w^2} = a_1 k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad \text{A.28}$$

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]:

$$\left( \frac{J'_l(u)}{uJ_l(u)} + \frac{K'_l(w)}{wK_l(w)} \right) \left( \frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{J'_l(u)}{uJ_l(u)} + \frac{K'_l(w)}{wK_l(w)} \right) = l^2 \left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left( \frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad \text{A.29}$$

Para una  $l$  y una frecuencia  $\omega$  dadas, se pueden encontrar un número finito de valores propios  $\beta$  que satisfagan la ecuación (A.29). 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]:

$$\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{J'_0(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_0^1(w)}{wK_0(w)} = 0 \quad \text{A.30}$$

$$\frac{J'_0(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_0^1(w)}{wK_0(w)} = 0 \quad \text{A.31}$$

### 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 (A.29) se reduce a [3]:

$$\left( \frac{J'_l(u)}{uJ_l(u)} + \frac{K'_l(w)}{wK_l(w)} \right) = \pm l \left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad \text{A.32}$$

La ecuación (A.29) tiene el doble de soluciones que la ecuación (A.32) porque la primera es cuadrática en  $J'_l(u)/uJ_l(u)$ , esto indica que en realidad cada solución de la ecuación (A.32) 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 (A.30) y (A.31) se reducen a:

$$\frac{uJ_0(u)}{J_1(u)} = -\frac{wK_0(w)}{K_1(w)} \quad \text{A.33}$$

El modo híbrido correspondiente a la ecuación de valor propio con signo positivo (ecuación A.32) es el modo EH y el modo híbrido correspondiente a la misma ecuación con signo negativo es el modo HE.

Usando las identidades apropiadas para las funciones de Bessel,  $J'_0(u) = -J_1(u)$  y  $K'_0(w) = -K_1(w)$ , la ecuación de valor propio para el modo EH es [3]:

$$\frac{uJ_l(u)}{J_{l+1}(u)} = -\frac{wK_l(w)}{K_{l+1}(w)} \quad \text{A.34}$$

y para el modo HE se obtiene como:

$$\frac{uJ_{l-2}(u)}{J_{l-1}(u)} = -\frac{wK_{l-2}(w)}{K_{l-1}(w)} \quad \text{A.35}$$

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 (A.35), la cual está dada por:

$$\frac{uJ_1(u)}{J_0(u)} = -\frac{wK_1(w)}{K_0(w)} \quad \text{A.36}$$

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]

$$E_z = A_1 J_1 \left( \frac{ur}{a_1} \right) \begin{cases} \cos \theta \\ \text{sen } \theta \end{cases} \quad \text{A.37}$$

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -i \frac{\beta a_1}{u} A_1 J_0 \left( \frac{ur}{a_1} \right) \\ E_y &= 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{A.38}$$

$$\left. \begin{aligned} E_x &= 0 \\ E_y &= -i \frac{\beta a_1}{u} A_1 J_0 \left( \frac{ur}{a_1} \right) \end{aligned} \right\} \quad \text{A.39}$$

Las ecuaciones (A.38) y (A.39) 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 (A.38) y (a.29) se distinguen uno del otro denotándolos por modos  $HE_{11}^x$  y  $HE_{11}^y$  [3].

Por otra parte, se define el parámetro  $p$  como

$$p = \begin{cases} 1 & \text{modos TM y TE} \\ l+1 & \text{modos EH} \\ l-1 & \text{modos HE} \end{cases},$$

los modos con el mismo parámetro  $p$ , satisfacen la misma ecuación de valor propio:

$$\frac{u J_{p-1}(u)}{J_p(u)} = - \frac{w K_{p-1}(w)}{w K_p(w)} \quad \text{A.40}$$

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  $\beta_i$  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  $\beta_{01}$  y se designa como  $LP_{01}$ .

Por último el índice de refracción efectivo o modal esta dado por:

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \quad \text{A.41}$$

## Apéndice B

### “Relación de Erdogan para modos en el revestimiento”

Erdogan propuso una descripción más exacta de los modos propagantes en el revestimiento al no aproximar la solución a modos linealmente polarizados. Esto significa, que no se puede ignorar la interfase núcleo-revestimiento y es necesario encontrar una relación de dispersión adecuada que incorpore la información de la estructura de la fibra pero ahora en tres capas. La nueva relación de dispersión es:

$$\zeta_0 = \zeta_0' \quad (\text{B.1})$$

donde:

$$\zeta_0 = \frac{\frac{1}{\sigma_2} \left\{ J K + \left( \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{a_{co} a_{cl} n_{cl}^2} \right) \right\} u_2 p_v(a_{cl}) - K q_v(a_{cl}) + J r_v(a_{cl}) - \frac{s_v(a_{cl})}{u_2}}{- \left[ J \left( \frac{u_{32}}{a_{cl} n_{cl}^2} \right) - \left( \frac{u_{21}}{a_{co} n_{co}^2} \right) K \right] u_2 p_v(a_{cl}) + \frac{u_{32} q_v(a_{cl})}{a_{cl} n_{co}^2} + \frac{u_{21} r_v(a_{cl})}{a_{co} n_{co}^2}} \quad (\text{B.2})$$

$$\zeta_0' = \frac{\sigma_1 \left[ \left( J \frac{u_{32}}{a_{cl}} - \frac{u_{21} n_3^2}{a_{co} n_{cl}^2} \right) K u_2 p_v(a_{cl}) - \frac{u_{32} q_v(a_{cl})}{a_{cl}} - \frac{u_{21} r_v(a_{cl})}{a_{co}} \right]}{\left( J K \frac{n_3^2}{n_{cl}^2} + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{a_{co} a_{cl} n_{co}^2} \right) u_2 p_v(a_{cl}) - \left[ q_v(a_{cl}) \frac{n_3^2}{n_{co}^2} \right] K + J r_v(a_{cl}) - s_v(a_{cl}) \frac{n_{cl}^2}{u_2 n_{co}^2}} \quad (\text{B.3})$$

Para las ecuaciones anteriores se utilizan las definiciones siguientes:

$$\sigma_1 = i \left( \frac{v n_{eff,cl}}{Z_0} \right) \quad (\text{B.4})$$

$$\sigma_2 = i (v n_{eff,cl} Z_0) \quad (\text{B.5})$$

$$u_1 = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_{co}^2 - n_{eff,cl}^2)} \quad (B.6)$$

$$u_2 = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_{cl}^2 - n_{eff,cl}^2)} \quad (B.7)$$

$$w_3 = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_{eff,cl}^2 - n_3^2)} \quad (B.8)$$

$$u_{21} = \frac{1}{u_2^2} - \frac{1}{u_1^2} \quad (B.9)$$

$$u_{32} = \frac{1}{w_3^2} - \frac{1}{u_2^2} \quad (B.10)$$

$$J = \frac{1}{2} \left[ \frac{J_{v-1}(u_1 a_{co}) + J_{v+1}(u_1 a_{co})}{u_1 J_v(u_1 a_{co})} \right] \quad (B.11)$$

$$K = -\frac{1}{2} \left[ \frac{K_{v-1}(w_3 a_{cl}) - K_{v+1}(w_3 a_{cl})}{w_3 K_v(w_3 a_{cl})} \right] \quad (B.12)$$

$$p_v(r) = J_v(u_2 r) Y_v(u_2 a_{co}) - J_v(u_2 a_{co}) Y_v(u_2 r) \quad (B.13)$$

$$q_v(r) = \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} & J_v(u_2 r) [Y_{v-1}(u_2 a_{co}) - Y_{v+1}(u_2 a_{co})] \\ & - [J_{v-1}(u_2 a_{co}) - J_{v+1}(u_2 a_{co})] Y_v(u_2 r) \end{aligned} \right\} \quad (B.14)$$

$$r_v(r) = \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} & [J_{v-1}(u_2 r) - J_{v+1}(u_2 r)] Y_v(u_2 a_{co}) \\ & - J_v(u_2 a_{co}) [Y_{v-1}(u_2 r) - Y_{v+1}(u_2 r)] \end{aligned} \right\} \quad (B.15)$$

$$s_v(r) = \frac{1}{4} \left\{ \begin{array}{l} [J_{v-1}(u_2 r) - J_{v+1}(u_2 r)][Y_{v-1}(u_2 a_{co}) - Y_{v+1}(u_2 a_{co})] \\ - [J_{v-1}(u_2 a_{co}) - J_{v+1}(u_2 a_{co})][Y_{v-1}(u_2 r) - Y_{v+1}(u_2 r)] \end{array} \right\} \quad (\text{B.16})$$

$Z_0 = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 377 \Omega$  es la impedancia electromagnética del vacío,  $Y_\nu$  es la función de Bessel de segundo tipo y de orden  $\nu$ . La metodología para determinar los índices de refracción de cada modo en el revestimiento, consiste, en localizar los puntos donde se cumple la ecuación B.1, es decir, cada solución a la ecuación. Pero con las siguientes condiciones: las soluciones deberán ser reales, y se debe satisfacer para cualquier solución que  $n_{cl} > n_{eff,cl}^i > n_3$ .





## Apéndice C

### “Optimización por el método de Taguchi”

El diseño de experimentos por medio del algoritmo de Taguchi es un método de análisis de varianza (ANOVA en inglés), que puede ser usado para optimizar procesos. Este método se basa en arreglos ortogonales n-dimensionales, donde n es igual al número de parámetros a optimizar. Dichos parámetros deben ser escogidos cuidadosamente, pues se debe de considerar el impacto que cada uno tiene al proceso en general. Además los parámetros deberán variar en niveles discretos.

Una de las ventajas del método de Taguchi radica en la reducción significativa del número de experimentos requeridos para modelar el proceso. Por ejemplo, si tenemos cuatro parámetros con tres niveles cada uno; en una aproximación tradicional, necesitaríamos realizar  $4^3 = 64$  experimentos para cubrir todas las posibles combinaciones entre parámetros y sus niveles. Pero usando los arreglos ortogonales de Taguchi, el número de experimentos se simplifica. Tal como lo muestra la tabla C.1, donde se puede observar el número de experimentos y las combinaciones a realizar en este caso. Si tuviésemos menos parámetros pero con los mismos tres niveles, esta misma tabla sirve, solo que hay que reducir las columnas.

<b>Experimentos</b>	<b>P1</b>	<b>P2</b>	<b>P3</b>	<b>P4</b>	<b>Salida</b>
1	Bajo	Bajo	Bajo	Bajo	Q <sub>1</sub>
2	Bajo	Medio	Medio	Medio	Q <sub>2</sub>
3	Bajo	Alto	Alto	Alto	Q <sub>3</sub>
4	Medio	Bajo	Medio	Alto	Q <sub>4</sub>
5	Medio	Medio	Alto	Bajo	Q <sub>5</sub>
6	Medio	Alto	Bajo	Medio	Q <sub>6</sub>
7	Alto	Bajo	Alto	Medio	Q <sub>7</sub>
8	Alto	Medio	Bajo	Alto	Q <sub>8</sub>
9	Alto	Alto	Medio	Bajo	Q <sub>9</sub>

Tabla C.1. Plantilla del arreglo ortogonal L4 para el método Taguchi.

La salida marcada en la tabla C.1, es el parámetro de calidad (*Q*) del proceso y en palabras más simples significa que es el objetivo de la optimización. Por ejemplos si se

desea minimizar costos, entonces este precisamente será el parámetro de calidad. En la tabla se registra el costo producido con la combinación de parámetros de cada experimento.

Entonces en el método de Taguchi se siguen los siguientes pasos:

- Paso 1: Identificar la función objetivo (parámetro de calidad del proceso) a optimizar.
- Paso 2: Identificar los parámetros de control y sus niveles.
- Paso 3: Seleccionar la tabla de Taguchi (arreglo ortogonal) más adecuado según la cantidad de parámetros y niveles.
- Paso 4: Llenar la tabla con los datos disponibles.
- Paso 5: Llevar a cabo los experimentos marcados en la tabla.
- Paso 6: Analizar los datos resultantes y localizar los niveles óptimos.

El método es iterativo y cada iteración empieza en el paso 3. En el paso 6, se analizan los datos con el objetivo de establecer la mejor combinación de factores para el proceso y también estimar la contribución individual de cada factor. Para poder alcanzar los objetivos fijados en este paso, se deberán calcular en cada iteración los siguientes valores:

$$\bar{Q} = \frac{1}{N_{\text{exp}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{exp}}} Q_i \quad \text{C.1}$$

donde,  $N_{\text{exp}}$  es el número de experimentos a realizar,  $Q_i$  es la medición del parámetro de calidad en el  $i$ -ésimo experimento y  $\bar{Q}$  es el promedio del parámetro de calidad en la iteración.

El efecto de cada parámetro, se analiza en la combinación donde un parámetro dado, se fijó a un nivel específico:

$$Q_{p_j=k} = \frac{1}{N_{p_j=k}} \sum_{i=1}^{N_{p_j=k}} (Q_i|_{p_j=k} - \bar{Q}) \quad \text{C.2}$$

para esta ecuación  $Q_{p_j=k}$ , indica el efecto del parámetro y esta expresado en relación a la media  $\bar{Q}$ ,  $Q_i|_{p_j=k}$ , denota las  $Q_i$  donde el  $j$ -parámetro  $p$  ( $p_j$ ) se fijó al nivel  $k$  y  $N_{p_j=k}$  es el número de  $Q_i$  donde el  $j$ -parámetro  $p$  ( $p_j$ ) se fijó al nivel  $k$ .

$$SS_{p_j} = \sum_k N_{p_j=k} (Q_i|_{p_j=k} - \bar{Q})^2 \quad \text{C.3}$$

$SS_{p_j}$ , es la suma de cuadrados resultante del parámetro  $p_j$  y sirve para expresar la importancia relativa del parámetro. La sumatoria  $\sum_k$  se entiende que ocurre solo sobre las combinaciones en las cuales el parámetro en  $p_j$  se fijó al nivel  $k$  (el número de estas combinaciones es  $N_{p_j=k}$ ).

El total de la suma de cuadrados asociado con cada parámetro individual siempre obedece a la identidad:

$$SS_{total} = \sum_j SS_{p_j} = \sum_{i=1}^N (Q_i - \bar{Q})^2 \quad C.4$$

Finalmente, podemos estimar la importancia relativa de cada parámetro con:

$$\% \text{ de importancia} = \frac{SS_{p_j}}{SS_{total}} \quad C.5$$

Uno de los aspectos más poderosos del diseño de experimentos por medio de arreglos ortogonales es la habilidad de estimar la importancia relativa de muchos parámetros diferentes a la vez. Conociendo la importancia de cada parámetro, podemos despreciar uno o más de poca importancia, y en la siguiente iteración solo trabajar con los más importantes.

Para el caso específico de la minimización de pérdidas de inserción en rejillas de periodo largo inducidas por arco eléctrico, se aplicó el método de Taguchi, escogiéndose tres parámetros a optimizar: potencia de arco, tiempo de exposición y la masa que produce la tensión axial. Pero cuando establecimos los niveles, nos dimos cuenta que a la masa no la podíamos controlar libremente, por lo que la fijamos al menor valor controlable. Además los niveles de los otros parámetros estaban limitados por la empalmadora, donde solo se podían variar en niveles ya establecidos. Así, escogimos una tabla L9, pues teníamos dos parámetros con tres niveles.

La información de la primera iteración del método de Taguchi, se muestra en la tabla C.2. Al hacer las operaciones indicadas en el paso 6 del método, se encontró que la potencia de arco era el parámetro que más influía en las pérdidas. Por lo que se fijó a su valor mínimo (para obtener las menores pérdidas) y se iteró de nuevo para encontrar el valor óptimo del tiempo de exposición. En la tabla C.3, se observa los valores con que se llevo a cabo la segunda iteración. En esta última iteración, se consiguió el valor óptimo del

tiempo de exposición. Así finalmente se localizaron los niveles óptimos de los parámetros de potencia de arco y tiempo de exposición, para conseguir menores pérdidas.

Experimentos	Potencia de arco ( $p_1$ )	Tiempo de exposición ( $p_2$ )	Pérdidas (Q)
1	4	150	0.15
2	4	250	0.273
3	4	300	0.286
4	9	150	0.267
5	9	250	0.597
6	9	300	0.83
7	14	150	1.231
8	14	250	1.567
9	14	300	2.08

Tabla C.2. Primera iteración del método de Taguchi

Experimentos	Tiempo de exposición ( $p_1$ )	Pérdidas (Q)
1	150	0.254
2	250	0.305
3	300	0.427

Tabla C.3. Segunda iteración del método de Taguchi.

## Apéndice D “Código en Matlab”

```
clear all
clc

a1 =4.1; % radio del nucleo
a2=62.5; %radio del revestimiento

L=1:0.01:1.7; %Vector de longitudes de onda de 1 hasta 1.7 um en 0.01
um
[m Tam]=size(L); %Tamaño del vector
Tam=length(L); %Tamaño del vector
n_index=10; %numero de modos a calcular

%-----
--
%Se inicializan los vectores de indice efectivo, indice del nucleo e
%indice del revestimiento s variables para aganar velocidad
neffs=zeros(1,Tam);
nco=zeros(1,Tam);
ncl=zeros(1,Tam);
%%
%Calculo de indices efectivos para el modo fundamental en el nucleo y los
%altos ordenes en el revestimiento (geometria de 3 capas)

neff_co=Indice_Efectivo_Nucleo(Tam,L,a1);
n3=1;
neffs_cl=Indices_Efectivos_Revestimiento(Tam,L,a1,a2,n3,m,n_index);
%%
%Se separan los modos pares de los impares

neff_par=zeros((n_index/2),Tam);
neff_imp= zeros((n_index/2),Tam);

for i=1:(n_index/2)
    indice=(i*2)-1;
    neff_par(i,:)=neffs_cl(indice,:);
    neff_imp(i,:)=neffs_cl(indice+1,:);
end

%%
%Calculo de las constantes de acoplamiento

mu0=4*pi*10^-7;
Z0=377;
a1=2.5;
nu=1;
n1=silica_dopada(L);
n2=silica(L);
alfa=1;
c=3*10^14;
ucli=zeros(n_index,Tam);
```

```

Acli=zeros(n_index,Tam);
kapa=zeros(n_index,Tam);

for i=1:n_index
    k0=2*pi./L;
    uco=a1*k0.*sqrt((n1.^2)-(neff_co.^2));

    ucli(i,:)=a1*k0.*sqrt((n2.^2)-(neffs_cl(i,:).^2));
end

omega=2*pi*c./L;

Aco=sqrt((2*omega.*mu0)./(neff_co.*k0*pi*a1^2.*(besselj(1,uco).^2+besselj(0,uco).^2)));

for i=1:n_index

    Acli(i,:)=sqrt((2*omega.*mu0)./(neffs_cl(i,:).*k0*pi*a1^2.*(besselj(1,ucli(i,:)).^2+besselj(0,ucli(i,:)).^2)));

    kapa(i,:)=((pi^2*n1)./(4.*L*Z0)).*(a1^2.*Acli(i,:).*Aco)./(uco-ucli(i,:)).*((uco.*besselj(1,uco).*besselj(0,ucli(i,:)))-(ucli(i,:).*besselj(0,uco).*besselj(1,ucli(i,:))));

end

```

---

```
function n2=silica(L)
```

```

%Esta funcion calcula en índice de refracción (material de la sílice
%fundida con la relación de Sellmeier
%tomada de: John A. Buck Fundamental of Fiber Optics

```

```
%L es la longitud de onda y n2 es el índice calculado
```

```

n2=sqrt(1 + ((0.897479*L.^2)./(L.^2-97.934)) +
((0.407943*L.^2)./(L.^2-0.0135586)) + ((0.696166*L.^2)./(L.^2-
0.00467915)));

```

```
end
```

---

```
function n1=silica_dopada(L)
```

```

%Esta funcion calcula en índice de refracción (material) de la sílice
%dopada con 3% de Germanio, por medio de la relación de Sellmeier
%tomada de: John A. Buck Fundamental of Fiber Optics

```

```
%L es la longitud de onda y n1 es el índice calculado
```

```

n1=sqrt(1 + ((0.907405*L.^2)./(L.^2-97.9339)) +
((0.416003*L.^2)./(L.^2-0.0166823)) + ((0.704204*L.^2)./(L.^2-
0.00264623)));

```

```
end
```

---

```

function neffs=Indice_Efectivo_Nucleo(Tam,L,a)
%Función que calcula el índice efectivo del modo fundamental al encontrar
%la última intersección de la relación de dispersión. Regresa un arreglo
de
%tamaño definido por Tam correspondiente a la curva de índice efectivo
%respecto a lambda

neffs=zeros(1,Tam);

    for i=1:Tam
        i
        %relacion de sellmeier para el nucleo de una fibra smf28
        n1=silica_dopada(L(i));

        %relacion de sellmeier para el revestimiento de una fibra smf28
        n2=silica(L(i));

        lamda=L(i);

        N=100;
        neff1=linspace((n2+0.0001),(n1-0.0001),N);

        u= (2*pi/lamda)*(a^2)*sqrt((n1^2) - (neff1.^2));
        w= (2*pi/lamda)*(a^2)*sqrt((neff1.^2) - (n2^2));

        J0=besselj(0,u);
        J1=besselj(1,u);
        K0=besselk(0,w);
        K1=besselk(1,w);

        fun1=J0./(u.*J1);
        fun2=K0./(w.*K1);

        plot(neff1,fun2,neff1,fun1)

        %Se cierra el vector a buscar para agilizar el proceso
        F=fun1-fun2;
        for j=1:N-1
            if ( sign(F(N+1-j))~=sign(F(N-j)) )
                ini=N-j;
                break
            end
        end

        %Esta función localiza las intersecciones entre dos curvas
        descritas
        %por sus respectivas coordenadas(x1,y1,x2,y2)
        [X
Y]=curveintersect(neff1(ini:N),fun1(ini:N),neff1(ini:N),fun2(ini:N));

        X1=invertir_arreglo(X1);

```

```

        neffs(i)=X(1);
    end
end
-----
function
neffs_cl=Indices_Efectivos_Revestimiento(Tam,L,a1,a2,n3,m,n_index)
neffs=zeros(n_index,Tam);
aux=zeros(1,n_index);

    for i=1:Tam
%         i

        %relacion de sellmeier para el nucleo de una fibra smf28
        n1=silica_dopada(L(i));

        %relacion de sellmeier para el revestimiento de una fibra smf28
        n2=silica(L(i));

        lamda=L(i);

        neff1=n2-0.003:0.000001:n2-0.00001;

        Zo = sqrt(4E-7*pi/8.854E-12);

        sigma1 = j*m*neff1/Zo;
        sigma2 = j*m*neff1*Zo;

        u1 = (2*pi/lamda)*sqrt(n1^2 - neff1.^2);
        u2 = (2*pi/lamda)*sqrt(n2^2 - neff1.^2);
        w3 = (2*pi/lamda)*sqrt(neff1.^2 - n3^2);

        u21 = (1./u2.^2) - (1./u1.^2);
        u32 = (1./w3.^2) + (1./u2.^2);

        J = (0.5*(besselj(m-1,u1*a1)-
besselj(m+1,u1*a1)))/(u1.*besselj(m,u1*a1));
        K = (0.5*(-besselk(m-1,w3*a2)-
besselk(m+1,w3*a2)))/(w3.*besselk(m,w3*a2));

        p = (besselj(m,u2*a2).*bessely(m,u2*a1)) -
(besselj(m,u2*a1).*bessely(m,u2*a2));
        q = (besselj(m,u2*a2)*0.5.*(bessely(m-1,u2*a1)-
bessely(m+1,u2*a1))) - (0.5*(besselj(m-1,u2*a1)-
besselj(m+1,u2*a1)).*bessely(m,u2*a2));
        r = (0.5*(besselj(m-1,u2*a2)-
besselj(m+1,u2*a2)).*bessely(m,u2*a1)) -
(besselj(m,u2*a1)*0.5.*(bessely(m-1,u2*a2)-bessely(m+1,u2*a2)));
        s = (0.5*(besselj(m-1,u2*a2)-besselj(m+1,u2*a2))*0.5.*(bessely(m-
1,u2*a1)-bessely(m+1,u2*a1))) - (0.5*(besselj(m-1,u2*a1)-
besselj(m+1,u2*a1))*0.5.*(bessely(m-1,u2*a2)-bessely(m+1,u2*a2)));

        %Se define la relación de dispersión Fun1-izquierda, Fun2-derecha

```



```

Fun1 = (1/1) * ( ( ( (J.*K) +
((sigma1.*sigma2.*u21.*u32)./(a1*a2*n2^2)) ).*u2.*p) - (K.*q) + (J.*r) -
(s./u2) ) ./ ( ( (u32.*J)/(a2.*n2^2)) - ((u21.*K)/(a1*n1^2)) ).*(-
u2).*p + ((u32.*q)/(a2*n1^2)) + ((u21.*r)/(a1*n1^2)) );

Fun2 = (sigma1.*sigma2) .* ( ( ( (u32.*J)./a2)-
((u21.*K*n3^2)./(a1*n2^2)) ).*u2.*p) - ((u32.*q)./a2) - ((u21.*r)./a1)
) ./ ( ( ( (J.*K*n3^2)./(n2^2)) + (
(sigma1.*sigma2.*u21.*u32)./(a1*a2*n1^2)) ).*u2.*p ) -
((K.*q*n3^2)./(n1^2)) + (J.*r) - ((s.*n2^2)./(u2.*n1^2)) );

[X Y]=intersections(neff1,Fun1,neff1,Fun2);

n=length(X);
% k=1;

for k=0:n_index-1
    aux(k+1)=X(n-(k*2));
end

neffs(:,i)=aux(1:n_index);

end
neffs_cl=neffs;
end

```

---

```

function
neffs_cl=Indices_Efectivos_Revestimiento(Tam,L,a1,a2,n3,m,n_index)
%Función que calcula hasta n_index índices de refracción efectivos del
%revestimiento por medio de la relación de Erdogan
%Regresa una matriz con los índices modales en funcion de lambda

neffs=zeros(n_index,Tam);
aux=zeros(1,n_index);

error=1E-1;

ka=1;

for i=1:Tam
% i

%relacion de sellmeier para el nucleo de una fibra smf28
n1=silica_dopada(L(i));

%relacion de sellmeier para el revestimiento de una fibra smf28
n2=silica(L(i));

lamda=L(i);

```

```

neff1=n2-0.003:0.000001:n2-0.00001;

Zo = sqrt(4E-7*pi/8.854E-12);

sigma1 = j*m*neff1/Zo;
sigma2 = j*m*neff1*Zo;

u1 = (2*pi/lamda)*sqrt(n1^2 - neff1.^2);
u2 = (2*pi/lamda)*sqrt(n2^2 - neff1.^2);
w3 = (2*pi/lamda)*sqrt(neff1.^2 - n3^2);

u21 = (1./u2.^2) - (1./u1.^2);
u32 = (1./w3.^2) + (1./u2.^2);

J = (0.5*(besselj(m-1,u1*a1)-
besselj(m+1,u1*a1)))/(u1.*besselj(m,u1*a1));
K = (0.5*(-besselk(m-1,w3*a2)-
besselk(m+1,w3*a2)))/(w3.*besselk(m,w3*a2));

p = (besselj(m,u2*a2).*bessely(m,u2*a1)) -
(besselj(m,u2*a1).*bessely(m,u2*a2));
q = (besselj(m,u2*a2)*0.5.*(bessely(m-1,u2*a1)-
bessely(m+1,u2*a1))) - (0.5*(besselj(m-1,u2*a1)-
besselj(m+1,u2*a1)).*bessely(m,u2*a2));
r = (0.5*(besselj(m-1,u2*a2)-
besselj(m+1,u2*a2)).*bessely(m,u2*a1)) -
(besselj(m,u2*a1)*0.5.*(bessely(m-1,u2*a2)-bessely(m+1,u2*a2)));
s = (0.5*(besselj(m-1,u2*a2)-besselj(m+1,u2*a2))*0.5.*(bessely(m-
1,u2*a1)-bessely(m+1,u2*a1))) - (0.5*(besselj(m-1,u2*a1)-
besselj(m+1,u2*a1))*0.5.*(bessely(m-1,u2*a2)-bessely(m+1,u2*a2)));

%Se define la relación de dispersión Fun1-izquierda, Fun2-derecha

Fun1 = (1/1) *( ( ( (J.*K) +
((sigma1.*sigma2.*u21.*u32)/(a1*a2*n2^2)) ).*u2.*p) - (K.*q) + (J.*r) -
(s./u2) ) ./ ( ( (u32.*J)/(a2.*n2^2)) - ((u21.*K)/(a1*n1^2)) ).*(-
u2).*p + ((u32.*q)/(a2*n1^2)) + ((u21.*r)/(a1*n1^2)) );

Fun2 = (sigma1.*sigma2) .* ( ( ( (u32.*J)/a2)-
((u21.*K*n3^2)/(a1*n2^2)) ).*u2.*p) - ((u32.*q)/a2) - ((u21.*r)/a1)
) ./ ( ( ( (J.*K*n3^2)/(n2^2)) + (
(sigma1.*sigma2.*u21.*u32)/(a1*a2*n1^2)) ).*u2.*p ) -
((K.*q*n3^2)/(n1^2)) + (J.*r) - ((s.*n2^2)/(u2.*n1^2)) );

%Se localizan las intersecciones entre las curvas Fun1 y Fun2,
%ambas en función al índice efectivo
[X Y]=intersections(neff1,Fun1,neff1,Fun2);

n=length(X);
% k=1;

%Se calcula si el valor encontrado en la intersección no es una
%asintota

```

```
kb=1;
jo=1;
while ka
    if jo <= n_index
        [f1 f2]=Funciones(m,lambda,X1(kb),n1,n2,n3,a1,a2);

        if abs(abs(f1)-abs(f2)) <= error
            aux(jo)=X1(kb);
            jo=jo+1;
        end

        kb=kb+1;
    else
        ka=0;
    end
end

ka=1;

neffs(:,i)=aux(1:n_index);

end
neffs_cl=neffs;
end
```

---



## **Apéndice E**

### **“Trabajos publicados durante esta investigación”**

L. A. García-de-la-Rosa, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Ríos, D. Monzón-Hernández, J. Reyes-Gómez, *Background loss minimization in arc-induced long-period fiber gratings*, *Optical Engineering*, 49(6), 065001, 2010.

L. A. Garcia-de-la-Rosa, I. Torres-Gomez, A. Martinez-Rios, D. Monzon-Hernandez, *Temperature impact on mechanically induced long-period fiber gratings*, *Optics and Lasers in Engineering*, 49(6), 714-717, 2011.

D. E. Ceballos-Herrera, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Ríos, L. A. García-de-la-Rosa, J. J. Sánchez-Mondragón, *Torsion sensing characteristics of mechanically induced long-period holey fiber gratings*, *IEEE Sensors Journal*, 10(7), 1200-1205, 2009.

#### Participación en congresos.

L. A. García-de-la-Rosa, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Ríos, D. Monzón-Hernández, K. Salas-Alcántara, F. Arteaga-Sierra, *Temperature response of mechanically induced long-period gratings in photonic crystal fiber*, *Proc. SPIE 7839*, 783924, 2010.

Karla María Salas Alcántara, I. Torres-Gómez, D. Monzón-Hernández, L. A. García-de-la-Rosa, *Sensor de micro-desplazamiento utilizando un interferómetro Mach-Zehnder con rejillas de periodo largo*, XIII Reunión de Óptica, Puebla, México, 2010.

L. A. Garcia-de-la-Rosa, I. Torres-Gomez A. A. Martínez-Ríos, Y. Marquez-Barrios. *Optimización de pérdidas de inserción en rejillas de periodo largo fabricadas por la técnica de arco eléctrico*, 1<sup>ER</sup> Congreso Nacional de Láseres y Fibra Ópticas, San Nicolás de los Garza, Nuevo León, México, 2008.