

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA A. C.

Departamento de Fibras Ópticas

CARACTERIZACIÓN DE REJILLAS DE PERIODO LARGO INDUCIDAS MECÁNICAMENTE EN FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS

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

Presenta

Ing. Guillermo Alejandro Cárdenas Sevilla

Asesor

Dr. David Monzón Hernández

Co-asesor

Dr. Ismael Torres Gómez

León, Guanajuato, México

Agosto de 2008

AGRADECIMIENTOS

Agradezco en primer lugar a Dios, por dejarme llegar hasta esta etapa de mi vida, gozando de buena salud y de la compañía de mis seres queridos.

A mis asesores el Dr. David y el Dr. Ismael por todo lo que me brindaron: apoyo, conocimientos, experiencias, tiempo y sobre todo su amistad.

A las personas que con sus aportaciones enriquecieron el desarrollo de este trabajo: Dr. Sergio Calixto, Juan Antonio Rayas y Luis Milla.

Al CONACYT por brindarme el apoyo económico durante la realización de mis estudios en esta institución.

Al CIO por abrirme sus puertas y permitirme terminar una etapa más de mi formación.

A todas las personas que pertenecen a la institución y que de alguna u otra forma siempre me brindaron su apoyo para continuar adelante durante la realización del posgrado (imposible nombrarlas a todas).

Y por supuesto, a mi madre y a mis hermanos, que siempre estuvieron apoyándome durante toda la estadía en este centro.

DEDICATORIA

A mi madre María Catalina Sevilla Martínez, a quién QUIERO, ADMIRO y RESPETO; gracias a ella soy una persona que ha podido salir adelante, ya que, con su carácter, apoyo y dedicación ha permitido que alcance parte de mis objetivos y mucho más.

A mis hermanos Ángel y Gabriel, quiénes siempre estuvieron apoyándome y dándome consejos, y que junto con mi madre, son lo que más quiero en esta vida, por sobre todas las cosas.

SÍNTESIS

El objetivo fundamental de este trabajo es la caracterización de rejillas de periodo largo (RPL) inducidas mecánicamente sobre fibras ópticas adelgazadas. Las fibras ópticas fueron adelgazadas mediante la técnica de fusión y estiramiento, esto para diferentes diámetros de cintura uniformes. Las fibras ópticas adelgazadas se colocaron entre dos placas metálicas acanaladas con periodo definido y, mediante presión, se hizo el grabado de la rejilla.

A lo largo de los últimos años, se han ido desarrollando diferentes técnicas de fabricación de componentes pasivos de fibra óptica. La clave de cada una de éstas técnicas radica en cómo se accede a los campos de la onda guiada para interaccionar con ellos de forma controlada y eficiente, y así poder diseñar dispositivos con funciones específicas. Con el paso de los años algunas de éstas técnicas se han ido revelando como más "productivas" y han dado lugar a familias enteras de dispositivos. Las aportaciones de este trabajo deben valorarse en el marco de los resultados obtenidos

al unir dos componentes a base de fibra óptica: las RPL y las fibras adelgazadas o Tapers. El adelgazamiento de una fibra óptica mediante la técnica de fusión y estiramiento es un proceso relativamente barato, fácilmente reproducible y tiene repetibilidad, en comparación con otras técnicas utilizadas para adelgazar las fibras ópticas. Existen diferentes técnicas de fabricación de RPL, ya sea de tipo permanente o temporal. Los costos y las complicaciones son dependientes del tipo de técnica utilizada para fabricarlas. En este caso, utilizamos las RPL temporales a través de la técnica de presión mecánica con placas metálicas acanaladas. Se seleccionó este técnica debido a que es relativamente barata comparada con otras, además de tener estabilidad a efectos de temperatura (comparado con las rejillas UV), no es permanente, permite una fácil sintonización de los picos de atenuación y puede modificarse fácilmente para reconfigurar la respuesta de la RPL.

La conjunción de las fibras adelgazadas y las RPL como un solo sistema ha sido reportada en algunos trabajos en donde la técnica de fabricación utilizada para la RPL es mediante exposición de luz UV y los adelgazamientos de la fibra se realizan por ataque químico, reduciendo el revestimiento. Al reducir el revestimiento se logra reposicionar la longitud de onda de resonancia de la rejilla, por lo tanto, los picos de atenuación se desplazan hacia nuevos valores de longitudes de onda.

Lo relevante de éste trabajo radica en las técnicas de fabricación utilizadas, tanto de las RPL como las fibras ópticas adelgazadas, que ofrecen resultados semejantes a los reportados en literatura, pero con algunas mejoras. Una de las ventajas de conjuntar éstas dos técnicas en un solo sistema es el bajo costo y la repetibilidad de los resultados. Con éste sistema, además de generar los desplazamientos en los picos de atenuación, se logró una mayor profundidad con un mínimo de presión, haciendo más sensible la acción de las placas sobre la fibra óptica. Otra característica de éste sistema es que la RPL se generó directamente sobre la zona adelgazada. Con la reducción del diámetro de la fibra óptica (tanto del núcleo como del revestimiento), se pudo sintonizar la longitud de onda de resonancia con desplazamientos hacia valores menores de longitud de onda en el espectro.

Se concluye ésta síntesis comentando brevemente la estructura del trabajo aquí presentado. En el primer capítulo, se dan los fundamentos generales de las fibras ópticas, algunas técnicas de fabricación de RPL y aplicaciones, así como un breve comentario en relación a las fibras ópticas adelgazadas.

En el segundo capítulo se presentan las ecuaciones de modos acoplados y el modelo teórico bajo el cuál se basa el análisis de las RPL; además, se realizan simulaciones para obtener las curvas que relacionan el periodo de la rejilla con la longitud de onda de resonancia.

En el tercer capítulo se realiza un análisis teórico sobre el modelado de fibras ópticas adelgazadas con la técnica de fusión y estiramiento; también, se da una explicación breve de cómo evoluciona el modo fundamental en dichas fibras.

En el cuarto capítulo se habla de las RPL inducidas mecánicamente, las cuáles son originadas a partir del fenómeno de birrefringencia en fibras ópticas. Se proporcionan las ecuaciones de birrefringencia y se mencionan algunas técnicas de fabricación de RPL por medios mecánicos.

En el quinto capítulo se describen las técnicas utilizadas en éste trabajo para realizar la caracterización de las fibras ópticas y se presenta un resumen de los resultados experimentales obtenidos. Aquí mismo, se discuten dichos resultados y se da la interpretación fundamentada en la teoría desarrollada en los capítulos dos, tres y cuatro.

Índice

CAPÍTULO 1: FUNDAMENTOS GENERALES

1.1 Fundamentos de las Fibras Ópticas	
1.1.1 Técnicas y materiales utilizados para fabricar fibras ópticas	1
1.1.2 Principio de operación de una fibra óptica	3
1.1.3 Modos en una fibra óptica	
1.1.3.1 Fibras ópticas monomodo (SM)	5
1.1.3.2 Fibras ópticas multimodo (MM)	5
1.1.4 Atenuación en fibras ópticas	6
1.1.5 Dispersión en fibras ópticas	8
1.2 Componentes de Fibra Óptica	
1.2.1 Componentes pasivos	10
1.2.2 Componentes activos	10
1.3 Rejillas de Periodo Largo (RPL) y sus Aplicaciones	
1.3.1 Características de las RPL	13
1.3.2 Aplicaciones de las RPL	14
1. 4 Técnicas de Modulación del Índice de Refracción del Núcleo de una Fibra Ó	Óptica
1.4.1 Grabado de RPL permanentes	15
1.4.1.1 Grabado por radiación ultravioleta	16
1.4.1.2 Grabado por radiación infrarroja	16
1.4.1.3 Grabado por descarga de un arco eléctrico	17
1.4.1.4 Otras técnicas de grabado permanente	18
1.4.2 Grabado de RPL temporales	
1.4.2.1 Rejillas por presión mecánica	18

1.4.2.2 Efecto acusto-óptico	19
1.5 Fibras Estrechadas (<u>Tapers</u>)	19
REFERENCIAS	21

CAPÍTULO 2: TEORÍA DE ACOPLAMIENTO DE MODOS EN COPROPAGACIÓN

2.1 Acoplamiento de Modos en una Fibra Óptica	
2.1.1 Introducción	25
2.1.2 Modos escalares en la aproximación de guiado débil en una	
fibra óptica	25
2.1.3 Análisis modal para una fibra óptica de índice escalonado	27
2.2 Teoría de Acoplamiento de Modos en una Fibra Óptica con Perturbación	
Periódica en el Índice de Refracción del Núcleo	32
2.3 Ecuaciones de Acoplamiento del Modo Fundamental con Modos que se	
Propagan en el Mismo Sentido	35
2.4 Posición de la Longitud de Onda de Resonancia en una Rejilla de Periodo	
Largo	36
2.5 Simulaciones para Obtener las Curvas de Resonancia de Algunos Modos	37
REFERENCIAS	50

CAPÍTULO 3: FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS (TAPERS)

3.1 Técnicas de Adelgazamiento de una Fibra Óptica	
3.1.1 Fibras ópticas pulidas en D	52
3.1.2 Fibra óptica adelgazada por ataque químico	54
3.1.3 Fibra óptica adelgazada por fusión-estiramiento (taper)	54
3.2 El Perfil de un Taper	55
3.3 Evolución del Modo Fundamental de un Taper	61

67

REFERENCIAS

CAPÍTULO 4: MODULACIÓN DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN POR PRESIÓN MECÁNICA

4.1 Índice de Refracción y Elasticidad del Óxido de Silicio (SiO2)	
4.1.1 Introducción	69
4.1.2 Orígenes del índice de refracción del vidrio	69
4.1.3 Elasticidad del vidrio	71
4.1.4 Propiedades fotoelásticas de la sílice	74
4.2 Birrefrigencia Inducida en una Fibra Óptica	
4.2.1 Concepto de birrefrigencia	75
4.2.2 Derivación de las ecuaciones básicas de la birrefringencia en	
fibras ópticas	77
4.3 Modulación del Índice de Refracción en una Fibra Óptica por Presión	
Periódica	
4.3.1 Efectos de la presión en fibras ópticas	79
4.3.2 Acoplamiento de polarización ortogonal en fibras ópticas	
birrefringentes	81
4.3.3 Acoplamiento modal en fibras ópticas no birrefringentes	82
4.3.4 Tensor dieléctrico de una fibra óptica con birrefringencia	84
4.4 Técnicas para Inducir Birrefringencia Lineal en una Fibra Óptica Mediante	
Presión	
Periódica	85
REFERENCIAS	93

CAPÍTULO 5: REJILLAS DE PERIODO LARGO INDUCIDAS MECÁNICAMENTE EN FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS

5.1 Espectro de transmisión de una Rejilla de Periodo Largo (RPL) en fibras ópticas sin adelgazar

5.1.1 Mecanismo de grabado de las RPL	96
5.1.2 Simulaciones de Longitud de Onda de Resonancia vs. Periodo	
en una RPL	100
5.1.3 Arreglo experimental para inducir RPL por perturbación mecánic	a 101

5.1.4 Espectros de transmisión de las RPL	103
5.2 Adelgazamiento de la Fibra Óptica y Grabado de las RPL en la Cintura	
5.2.1 Sintonización de la longitud de onda de resonancia en RPL	107
5.2.2 Fabricación de las fibras ópticas adelgazadas	109
5.2.3 Espectros de transmisión de RPL inducidas mecánicamente en fibr	as
ópticas con y sin forro protector	111
5.2.4 Espectro de transmisión de las RPL en función de la razón de	
adelgazamiento	113
REFERENCIAS	120
CONCLUSIONES	121

CAPÍTULO 1

FUNDAMENTOS GENERALES

CAPÍTULO 1: FUNDAMENTOS GENERALES

1.1 Fundamentos de las Fibras Ópticas

Una fibra óptica es una guía de onda simétrica, de geometría cilíndrica, hecha a base de vidrios y flexible en contraste con otros tipos de guías de onda. La mayoría de las fibras ópticas están hechas de vidrio, siendo el más utilizado el dióxido de silicio amorfo (SO₂), tanto en estado puro como con algunos dopantes. Los beneficios de utilizar este tipo de vidrio incluyen las pérdidas por propagación extremadamente bajas y la alta resistencia mecánica contra la tensión y el doblez [1].

En una fibra óptica estándar se tienen tres partes bien definidas: núcleo, revestimiento y forro o protector, como lo muestra la Fig. 1.1. El núcleo y revestimiento son de vidrio, mientras que el forro o protector suele ser algún polímero que permite incrementar la resistencia mecánica de la fibra así como protegerla del medio externo.



Figura 1.1 Representación esquemática de una fibra óptica estándar donde se observar sus tres partes principales.

1.1.1 Técnicas y materiales utilizados para fabricar fibras ópticas.

Existen una gran variedad de métodos para la manufactura de fibras ópticas, sin embargo, la mayoría de las fibras de sílice se fabrican mediante métodos en los cuáles se utiliza una preforma o tubo de vidrio que tiene una estructura similar a la fibra requerida. Los métodos de preparación de preformas (tubos de vidrio) pueden ser MCVD (Modified Chemical Vapour Deposition), OVD (Outside Vapour Deposition), VAD (vapor axial deposition) entre otros [2].

El proceso MCVD se lleva a cabo mediante una deposición ultra fina, vaporizando materiales puros dentro de un tubo de vidrio (preforma) y unificando el material mediante calor, como lo muestra la Fig. 1.2.



Figura 1.2 Manufactura de fibra óptica mostrando esquemáticamente el proceso de MCVD².

Típicamente las preformas producidas por este método tienen un metro de longitud y de 2.0 a 7.5 cm de diámetro. Posteriormente, la preforma es estirada hasta conseguir la fibra óptica con un tamaño típico de 125 µm diámetro. Este proceso se lleva a cabo sosteniendo verticalmente la preforma y calentando el final de la misma, llevándola a una temperatura superior a la de suavizado del vidrio hasta que se forma una gota de vidrio que empieza poco a poco a descender.

Durante el proceso de fabricación de la preforma se pueden añadir otros materiales que aumentarán o disminuirán el valor del índice de refracción de la sílice [3]; algunos de estos materiales son: *silicio*, germanio, boro o algunos fósforos. En cuanto a tipos de materiales para la manufactura de fibra óptica, generalmente usados, se tienen los siguientes: vidrio de sílice, otros tipos de vidrios (flúor) y ciertos plásticos.

El primer tipo de material usa sílice como una mezcla de dióxido de silicio y otros óxidos metálicos, para establecer una diferencia entre el índice de refracción del núcleo y revestimiento.

El segundo tipo son los vidrios de flúor, que son hechos de fluoruros de berilio, zirconio, mercurio, aluminio y bario. Son materiales prometedores para fabricar fibras ópticas para transmitir señales con longitudes de onda en el rango de infrarrojo cercano (0.75-3.0 µm) debido a sus bajas pérdidas en esta región.

En tercer tipo de material implica a los plásticos, que son de bajo costo y manejables si se desea hacer diámetros de núcleo grandes. Tienen un coeficiente de atenuación mucho más alto que las fibras de vidrio (mayor a 100 dB/Km). Típicamente los plásticos utilizados son: polimetilmetacrilato y poliestireno.

También existen fibras que usan materiales "huéspedes", llamadas fibras dopadas con tierras raras, que se utilizan para láseres y amplificadores. Neodimio y Erbio son los materiales más comúnmente usados. Estás fibras son fabricadas mediante una deposición de vapor a alta presión o por impregnación y difusión de iones [4].

1.1.2 Principio de operación de una fibra óptica.

La fibra óptica, como guía de onda circular hecha de dieléctricos con pérdidas ópticas bajas, consiste de un núcleo, en el cuál la luz es confinada, y un revestimiento o sustrato alrededor del núcleo, como lo muestra la Fig. 1.3. El valor del índice de refracción del núcleo n_1 es más alto que el del revestimiento n_0 . Entonces el haz de luz que es acoplado en un extremo de la guía de onda es confinada en el núcleo por el fenómeno de reflexión total interna [5]. La condición para reflexión total interna en la interfase núcleo-revestimiento esta dada por $n_1 \sin(\pi/2 - \phi) \ge n_0$. Debido a que el ángulo ϕ es

relacionado con el ángulo incidente θ mediante $\sin \theta = n_1 \sin \phi \le \sqrt{n_1^2 - n_0^2}$, se obtiene la condición crítica para reflexión total interna como:

$$\theta \le \sin^{-1} \sqrt{n_1^2 - n_0^2} \equiv \theta_{\max} .$$
 (1.1)

La diferencia de índice de refracción entre núcleo y revestimiento es del orden de $n_1 - n_0 = 0.01$. Entonces θ_{max} en la ecuación (1.1) puede ser aproximado por:

$$\theta_{\max} \cong \sqrt{n_1^2 - n_0^2} , \qquad (1.2)$$

 θ_{max} denota el ángulo de aceptación de luz máximo de la guía de onda y es conocido como la apertura numérica *(NA)*. La relación de la diferencia de índice de refracción entre n₁ y n₀ esta definida como:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_0^2}{2n_1^2} \cong \frac{n_1 - n_0}{n_1}, \qquad (1.3)$$

 Δ es comúnmente expresada en porcentaje. La apertura numérica NA está relacionada con la diferencia de índice de refracción por:

$$NA = \theta_{\max} \cong n_1 \sqrt{2\Delta} . \tag{1.4}$$

El ángulo máximo para la propagación de luz dentro del núcleo es dado por $\phi_{\text{max}} \cong \theta_{\text{max}} / n_1 \cong \sqrt{2\Delta}$ [5].



Figura 1.3 Estructura básica y perfil del índice de refracción de una guía de onda óptica de índice escalón^{5.}

1.1.3 Modos en una fibra óptica.

Un modo en una fibra óptica es una distribución arbitraria de campo eléctrico de forma longitudinal o transversal que permanece estacionaria mientras no se den interacciones adicionales (por ejemplo, acoplamiento de modos). Una fibra óptica puede transportar uno o varios modos de propagación, cuya distribución de intensidad se localiza principalmente en el núcleo de la fibra, aunque parte de la intensidad puede propagarse a lo largo del revestimiento de la fibra, cuya potencia se atenúa rápidamente después de cierta distancia de propagación, según el tipo de polímero usado en el forro [6]. Las fibras ópticas pueden clasificarse en dos grupos: monomodo y multimodo.

1.1.3.1 Fibras ópticas monomodo (Single Mode, SM).

Las fibras ópticas monomodo tienen el núcleo relativamente pequeño, con un diámetro de solo unos micrómetros y pueden guiar solamente un modo, sin tomar en cuenta que existen dos posibles estados de polarización. Típicamente el perfil del modo es un haz aproximadamente Gaussiano. Este tipo de fibras permite una alta capacidad de transmisión de información debido a que puede mantener la forma de cada pulso de luz sobre distancias largas y por tanto no presenta dispersión de múltiples modos. Presentan una baja atenuación en comparación con las multimodo, por lo que se puede transmitir más información por unidad de tiempo. También pueden ser caracterizadas de acuerdo al perfil de índice, ya sea de tipo escalonado o graduado; aunque existen algunos nuevos diseños que ofrecen estructuras sobre el perfil de índice un poco más complejas [6].

1.1.3.2 Fibras ópticas multimodo (Multimode, MM).

Estas fibras típicamente tienen un núcleo de diámetro mayor a 50 µm y/o una mayor diferencia entre el valor del índice del núcleo y revestimiento, de forma tal que en ambos casos aceptan múltiples modos de propagación con distribuciones de intensidad

distintos. Para una mayor diferencia entre los valores de índice del núcleo y revestimiento, el perfil espacial de la luz emergente del núcleo de la fibra dependerá de las condiciones de acoplamiento haz-fibra, lo cual determina la distribución de energía entre los modos espaciales [7]. Éstas fibras fueron las primeras que se hicieron y se comercializaron. El término multimodo se debe al hecho de que numerosos modos o rayos de luz son transportados simultáneamente a través de la guía, como lo muestra la Fig. 1.4. El perfil del índice de refracción de este tipo de fibra puede ser índice graduado o índice escalonado.



Figura 1.4 Fibras Multimodo y Monomodo donde se muestra el perfil de índice de refracción y la distribución de intensidad del pulso de propagación.

1.1.4 Atenuación en fibras ópticas.

La atenuación es una medida de la pérdida de potencia óptica de la luz al propagarse dentro de una fibra óptica. La atenuación de un haz óptico es comúnmente medida en decibeles (dB). Si a una potencia de entrada P_1 resulta una potencia de salida P_2 , entonces las pérdidas en decibeles están dadas por:

$$\alpha = 10\log_{10}\frac{P_1}{P_2}.$$
 (1.5)

La atenuación en fibras ópticas es causada por diversos factores que pueden ser de tipo intrínsecos y extrínsecos [8]. Dos factores intrínsecos son el esparcimiento (<u>scattering</u>) y la absorción, como lo muestra la Fig. 1.5. La forma más común de esparcimiento es el de tipo Rayleigh provocado por las no uniformidades microscópicas de la fibra óptica, las cuales causan que los rayos de luz se diseminen a lo largo de la propagación y cierta porción de la energía se pierda. Las pérdidas por absorción pueden ser causadas por la estructura molecular del material y ciertas impurezas en la fibra, tales como iones metálicos, radicales hidroxilos y defectos atómicos como la oxidación de elementos. Éstas impurezas absorben la energía y la disipan en forma de calor.

Las causas extrínsecas pueden deberse a torceduras en el proceso de fabricación, efectos ambientales o doblamientos físicos, que pueden ser micro doblamientos y macro doblamientos.



 $\alpha = \alpha_{scattering} + \alpha_{absorción} + \alpha_{doblamiento} \,. \tag{1.6}$

Figura 1.5 Mecanismos de atenuación: a) esparcimiento, b) absorción y c) doblamientos².

La atenuación en una fibra óptica es primeramente determinada por la longitud de la fibra y la longitud de onda de la luz que viaja a través de ella [2]. Después habrá varios factores secundarios que contribuyan a la atenuación. La Fig. 1.6 muestra las pérdidas por unidad de longitud para una fibra óptica típica fabricada en 1979 [6].



Figura 1.6 Espectro de pérdidas de una fibra monomodo fabricada en 1979 ⁶.

1.1.5 Dispersión en fibras ópticas.

En un sistema de comunicación digital, la información es codificada en forma de pulsos y después estos pulsos pueden ser transmitidos por medio de la fibra óptica de un transmisor a un receptor en donde son decodificados. El volumen de pulsos que pueden ser enviados por unidad de tiempo y que permanezcan legibles para el receptor determina la capacidad del medio de transmisión. Un pulso enviado en una fibra óptica se ensancha con el tiempo y la distancia y puede provocar un traslape con otro pulso; este fenómeno es conocido como dispersión de pulso y sucede primordialmente por dos razones:

 Diferentes rayos toman diferentes tiempos para propagarse a través de una longitud de fibra dada (dispersión intermodal) Cualquier fuente emite en un rango de longitudes de onda y debido a las propiedades intrínsecas del material, diferentes longitudes de onda toman diferentes tiempos para propagarse a lo largo del mismo camino (dispersión del material)

NOTA: Existe un tercer mecanismo de dispersión llamado dispersión de la guía de onda, que es importante únicamente en fibras monomodo e involucra la dependencia de la velocidad de grupo de la frecuencia angular ω incluso en la ausencia de la dispersión de material.

En la Fig. 1.7 se muestra la curva de dispersión de una fibra óptica estándar en función de la longitud de onda [6].



Figura 1.7 Dispersión total D y contribuciones relativas de la dispersión de material D_M y dispersión de guía de onda D_W para una fibra monomodo estándar⁶.

La atenuación y la dispersión representan las dos características más importantes de una fibra óptica ya que determinan, en un sistema de comunicaciones ópticas, los espaciamientos de las repetidoras. Obviamente, una muy baja atenuación (y por supuesto una muy baja dispersión) resultarán en espaciamientos mayores de las repetidoras y por consiguiente un bajo costo en el sistema de comunicaciones.

1.2 Componentes de Fibra Óptica

En sus inicios, hablar de fibra óptica era sencillo. Todos asumían que la fibra tenía un ancho de banda infinito y que su futuro en las comunicaciones era del todo favorable.

A pesar de que la principal aplicación de las fibras ópticas se encuentra en el ramo de las telecomunicaciones, el área de influencia se extiende a campos tan variados como la medicina, sensores físicos, sensores bioquímicos, y la iluminación arquitectónica y artística, por mencionar algunas [2]. Esta diversificación en el uso de las fibras ópticas ha dado como resultado el desarrollo de numerosos componentes basados en fibra, aunque no todos con la finalidad de incrementar la eficiencia en la transmisión de datos, ya que con ellos es posible atenuar, dividir, amplificar o separar señales ópticas dentro de la misma fibra óptica. Los componentes de fibra óptica se pueden clasificar como pasivos y activos.

1.2.1 Componentes pasivos.

Son dispositivos que dividen, redirigen o combinan una o más señales ópticas [2]; después de las propias Fibras, Conectores y Fusiones, se tienen a los Acopladores, Divisores, Puertos tipo TAP, Switches o Conmutadores, Lentes, Microlentes, Multiplexores y Demultiplexores de división de longitud de onda, Circuladores, Rejillas de Bragg, Rejillas de Periodo Largo, *Tapers* o estrechamientos de fibra, entre otros.

1.2.2 Componentes activos.

Como componentes activos se entienden aquellos que modifican una señal óptica para reforzarla, atenuarla, amplificarla o simplemente cambiarla y utilizar las propiedades de la nueva señal para generar otro fenómeno de interés [2]. Como ejemplos se tienen los Amplificadores de Fibras Dopadas con Tierras Raras, Amplificadores Raman, Moduladores Externos (de fase, duales, etc.), Convertidores y Amarradores de longitud de onda y de fase, Filtros Sintonizables, etc.

El explicar con detalle las características y propiedades de cada uno de estos componentes, tanto activos como pasivos, esta fuera del objeto de estudio; por lo tanto, se hace énfasis únicamente en los componentes utilizados durante el desarrollo de este trabajo: rejillas de periodo largo y fibras estrechadas.

1.3 Rejillas de Periodo Largo (RPL) y sus Aplicaciones

Con el destacado descubrimiento de la fotosensibilidad en fibras ópticas en 1978 por Hill y colaboradores [9], una nueva clase de componentes en fibra fue desarrollada, ahora conocidas como rejillas en fibra. Las rejillas en fibra revolucionaron las telecomunicaciones y provocaron un alto impacto en el campo de los sensores basados en fibras ópticas. Durante un experimento llevado a cabo para estudiar efectos no lineales en fibras ópticas especialmente diseñadas (fibra de sílice dopada con germanio), la luz visible intensa (514 nm) de un láser de iones de argón fue bombardeada en el núcleo de la fibra de forma prolongada, y un incremento en la atenuación de la fibra fue observada. Se determinó que durante la exposición, la luz reflejada por la fibra se incrementaba significantemente con el tiempo, de manera que después de un tiempo casi toda la radiación incidente era reflejada por la fibra. Medidas espectrales confirmaron que el incremento en la reflectividad fue el resultado de una modulación permanente del índice de refracción sobre 1 m de longitud de la fibra, posteriormente esta modulación fue llamada rejilla Hill. Este efecto generó interés en un fenómeno fotorefractivo desconocido en fibras ópticas llamado después fotosensibilidad en fibras. A partir de aquí, el desarrollo de rejillas como estructuras que alteran el índice de refracción, comenzaron a estudiarse y nuevos dispositivos basados en esta nueva tecnología fueron desarrollados.

Una rejilla en fibra, la cual puede inducirse externamente, es una variación periódica del índice de refracción del núcleo y/o revestimiento como se puede ver en la Fig. 1.8 (a), en donde se tiene el forro o protector (azul), el revestimiento (café) y el índice del núcleo modulado con un periodo A, es decir, el valor del índice de refracción es perturbado en forma periódica. Esta estructura periódica altera la propagación de luz en la fibra, por ejemplo, produciendo reflexiones parciales de la luz transmitida en cada plano de interacción con la rejilla (ver Fig. 1.8 b) [10]. Algunas reflexiones se darán en fase y se sumaran produciendo una banda de luz reflejada de intensidad considerable [11].



Figura 1.8 Rejillas en fibra óptica: a) estructura periódica y b) planos de interacción.

De acuerdo al periodo de la rejilla, la luz que se propaga inicialmente por el núcleo de la fibra en una dirección, acoplará parte de la energía del modo fundamental a modos del núcleo que se propagan en sentido contrario o modos del revestimiento que van en la misma dirección.

Pueden existir rejillas en las que el periodo es de apenas unas micras, mejor conocidas como Rejillas de Bragg, y Rejillas de Periodo Largo, con periodos de cientos de micras. La Fig. 1.9 ilustra cómo se acoplan los modos en: a) una rejilla Bragg, b) y c) una rejilla de periodo largo. Las RPL acoplan modos en el revestimiento en el mismo sentido de propagación o por campo evanescente [12], [13].



Figura 1.9 Representación esquemática de la propagación de modos en una fibra óptica: a) modo del núcleo propagándose hacia atrás, b) modos en el revestimiento propagándose hacia delante, c) modos en el revestimiento que rápidamente son absorbidos y dispersados.

1.3.1 Características de las RPL.

La luz en el modo fundamental del núcleo (LP_{01}) es perturbada por la presencia de la rejilla inducida en el núcleo de la fibra y de esta forma el modo del núcleo es acoplado a los modos del revestimiento (LP_{0m}) de la fibra. Este acoplamiento de modos es altamente eficiente a una cierta longitud de onda de acuerdo al periodo inducido sobre la fibra por lo que se pueden generar picos de atenuación bastante pronunciados. Un espectro de transmisión típico de una RPL contiene las bandas de atenuación generadas en valores específicos de longitud de onda tal como lo muestra la Fig. 1.10.

Dentro de las principales características de las RPL se pueden mencionar las siguientes: producen bajas pérdidas por inserción, la profundidad de acoplamiento puede ser de hasta 25 dB, el ancho de banda promedio depende de la calidad de la rejilla y el método de fabricación, no hay luz reflejada en el núcleo, ya que sólo se acopla luz del núcleo con la del revestimiento, con eficiencias cercanas al 100%, son fáciles de construir debido a que sus periodos son largos, además, son más baratas en su proceso de fabricación en comparación con las rejillas de Bragg [14].



Figura 1.10 Espectro de transmisión típico de una RPL inducida mecánicamente en una fibra óptica estándar para un periodo de 470 µm.

1.3.2 Aplicaciones de las RPL.

Las características de la fotosensibilidad y su inherente compatibilidad con las fibras ópticas han permitido la fabricación de una gran variedad de dispositivos de fibra novedosos basados en rejillas de periodo largo, incluyendo algunos que aparentemente no eran posibles. Una de las principales aplicaciones de las RPL es para generar filtros altamente selectivos, eficientes y ajustables, debido a la profundidad en los picos de atenuación que se puede alcanzar y el ancho de banda. Un filtro de ganancia reducida en un amplificador de fibra dopada con Erbio, utilizando una RPL, es un buen ejemplo de estos dispositivos [15].

En la Tabla 1 se hace una lista de un número de potenciales aplicaciones para las RPL en comunicaciones ópticas y sistemas de sensado en fibra óptica; algunas de éstas aplicaciones han sido reportadas en artículos de investigación y posteriormente han sido mejoradas para su comercialización.

Filtros y ecualizadores de ganancia reducida en EDFA (Erbium Doped Fiber
<u>Amplifier</u>)
Dispositivos selectores de longitud de onda
Filtros de rechazo de banda
Multiplexores suma/rechazo en DWDM (Dense Wavelength Division
Multiplexing)
Filtros pasa banda
Esquemas de acoplamiento óptico
Filtros aisladores DWDM
Convertidores de fibra óptica modales, espaciales y de polarización
Procesamiento de señales ópticas
Sintonización fina de láser, modulación y estabilización de longitud de onda
Sensores de índice de refracción
Sensores de deformación
Sensores de temperatura
Sensores de presión

Tabla 1. Algunas aplicaciones de las rejillas de periodo largo¹⁴⁻¹⁶.

1.4 Técnicas de Modulación del Índice de Refracción del Núcleo de una Fibra Óptica

Para generar una RPL es necesario modular el índice de refracción del núcleo y con esto favorecer el acoplamiento de modos. Existe un gran número de métodos de fabricación de RPL, sin embargo podemos agrupar los métodos en dos tipos: aquellos que producen rejillas de forma permanente y los que las producen de forma temporal.

1.4.1 Grabado de RPL permanentes.

Algunas de las técnicas para generar rejillas permanentes son las siguientes: la exposición a radiación ultravioleta (UV), la implantación de iones con adelgazamiento de revestimiento, descargas de arco eléctrico y exposición punto a punto con láser CO_2 . Se dicen permanentes porque la deformación del índice de refracción es definitiva, a excepción del método en el que se utiliza radiación UV en el que la rejilla se puede

borrar por exposición a temperaturas superiores a 100°C. A continuación se da una breve descripción de cada una de estas técnicas de fabricación.

1.4.1.1 Grabado por radiación ultravioleta.

Éste método fue propuesto por Vengsarkar [16] mediante el uso de una máscara de amplitud para la escritura de la rejilla. En ésta técnica, las fibras de germanosilicato hidrogenadas fueron expuestas a un láser KrF a través de una máscara de amplitud hecha de sílice y cromo. El uso de máscaras de amplitud para la fabricación de rejillas es el más utilizado ya que permite repetir el proceso y producir múltiples RPL. La desventaja es que si se quieren diferentes periodos se tienen que usar diferentes máscaras de amplitud, las cuáles tienen un costo relativamente alto.

Zhang [17] fabricó rejillas de periodo largo mediante el uso de UV pero en lugar de usar máscara de amplitud, las rejillas se hicieron punto a punto, al igual que en la fabricación de las rejillas de Bragg. En este proceso, dependiendo de los requerimientos en cuanto a periodo y perfil espectral, la exposición periódica se hará mediante una computadora que lleve el dicho control. La ventaja principal consiste en que la modificación del periodo es cuestión de cambiar los parámetros del programa. La principal desventaja es el tiempo que toma hacer el grabado de una rejilla y los requerimientos técnicos del equipo.

1.4.1.2 Grabado por radiación infrarroja.

El método de Davis y Karpov [13], [18] propone el uso de un láser de CO_2 . Su configuración consistía en una computadora que controlaba el movimiento de la fibra óptica a través de una zona de translación que también servía para alinear la fibra. Con el uso de software se controlaban los parámetros necesarios para generar los pulsos láser los cuáles eran enfocados en la posición deseada a lo largo del eje de la fibra. Un sistema de imágenes ópticas ayudaba a verificar la alineación de la fibra y que no

hubiera deformaciones físicas. Las principales ventajas consisten en que los láseres de CO_2 son más baratos y además no hay necesidad de hidrogenar la fibra, con el beneficio de que no existe deformación física considerable.

Otro método de fabricación donde no se usa láser de UV fue propuesto por Kondo [19], en el cuál se enfocaba radiación infrarroja mediante pulsos láser del orden de femtosegundos. El haz láser era guiado mediante un microscopio y enfocado en el núcleo. El proceso era seguido mediante el uso de una cámara CCD colocada en el microscopio. La fibra estaba fija y era manejada por un controlador de posición XYZ que se manipulaba mediante software. Es obvio que su proceso de fabricación es complicado, pero ofrecen una alta resistencia a efectos térmicos y su tiempo de vida es largo comparado con otras técnicas.

1.4.1.3 Grabado por descarga de un arco eléctrico.

En éste método, la RPL se graba punto a punto mediante descargas eléctricas de forma periódica sobre la fibra óptica. De esta manera, se generan micro curvas sobre la fibra usando arcos de electricidad generados por un par de electrodos, ocasionando la deformación tanto del núcleo como del revestimiento. La fibra se desplaza mediante un sistema de control de movimiento, que a su vez alinea la fibra y ejerce la tensión necesaria para evitar deformaciones en puntos no deseados [20], [21], [22]. Dentro de las consideraciones principales para éste método están: tener cuidado con la tensión aplicada en el extremo de la fibra, el tiempo de la descarga eléctrica y la intensidad del arco. Cada parámetro es importante en esta técnica, para así obtener los resultados esperados para un periodo y longitud de onda deseados. El problema principal está en la calibración de todos los parámetros ya mencionados.

1.4.1.4 Otras técnicas de grabado permanente.

Ling y Wang [23] proponen un nuevo método de fabricación para el cuál la fibra óptica tiene una estructura corrugada estrecha. Ésta estructura se logró colocando películas delgadas de metal cubriendo la fibra mediante la deposición de vapor químico, con un patrón segmentado, de manera tal que cuando la fibra se sumergía en solución de ácido clorhídrico se adelgazaban las zonas que no tenían las películas de metal. Una de las ventajas con esta técnica es que el periodo y las pérdidas pueden ser controlados mediante esfuerzos mecánicos.

Fujimaki [24] establece un método para crear RPL mediante implantación de iones. En ésta técnica, iones de helio son colocados en el núcleo de la fibra mediante el uso de una máscara metálica. Los iones generan una incremento en el índice de refracción y de esta manera se produce la rejilla.

Chiang y Liu [14] proponen otro método mediante exposición de radiación UV pero usando un arreglo de micro lentes en lugar de una máscara de amplitud. Esto genera rapidez de hasta cuatro veces mayor al uso de máscaras, si se quiere pensar en producción en masa.

1.4.2 Grabado de RPL temporales.

El grabado de la rejilla se hace en tiempo real, mediante presión mecánica o por efecto acusto-óptico. Se dicen rejillas temporales porque en el momento en que el efecto de la presión o el efecto acusto-óptico dejan de presentarse, la rejilla se borra automáticamente. Se explican a continuación los métodos de generación de rejillas temporales.

1.4.2.1 Rejillas por presión mecánica.

La RPL se graba en la fibra óptica al aplicar presión sobre un par de placas ranuradas que poseen cierta periodicidad. La fibra se coloca entre las placas las cuales oprimen a la misma y de esta manera se induce el grabado de la rejilla. La presión ejercida sobre la fibra provoca una variación periódica del índice de refracción del núcleo, acoplando los modos del revestimiento con el modo del núcleo. La principal ventaja es el costo de fabricación, además de tener una versatilidad en la selección del periodo al cambiar el ángulo entre la fibra y las placas [25]. La profundidad de las bandas de atenuación puede ser ajustada variando la presión ejercida sobre las placas.

1.4.2.2 Efecto acusto-óptico.

En ésta técnica, el acoplamiento entre los modos del núcleo y el revestimiento se genera a través de una onda acústica, la cuál tienen una fase. La onda acústica iguala la diferencia de fase entre el modo del núcleo y los modos del revestimiento, de manera que cuando se logra sintonizar, ocurre el acoplamiento de los modos. La vibración acústica es amplificada y transmitida a través de una fibra mediante un piezoeléctrico, el cuál genera la onda y logra la perturbación periódica a través de microdoblamientos sobre el núcleo y el revestimientos [26].

1.5 Fibras Estrechadas (Tapers)

Un buen número de sensores de fibra óptica basan su funcionamiento en la interacción de los modos guiados con el exterior, de forma directa o a través del acoplamiento con estructuras materiales (normalmente en forma de capas). Existen diversos procedimientos para hacer posible el acceso de ese campo guiado a esas estructuras, entre los cuales, desde hace unos años, está cobrando importancia el llamado *tapering* o estrechamiento de las fibras.

En principio, es posible conseguir fibras estrechadas de variada configuración, siendo las magnitudes que definen al taper el diámetro de su cintura (región más estrecha), la longitud del estrechamiento y el perfil de la región de transición. Si el estrechamiento se ha realizado adecuadamente se puede conseguir un nivel de pérdidas muy bajo, con lo que la mayoría del campo guiado por la fibra consigue atravesar el taper. Es en esa zona estrechada donde ese campo va a estar en contacto con el medio exterior (el núcleo se habrá reducido a un diámetro prácticamente despreciable en la zona estrechada) y el campo es guiado por el revestimiento. En general, el paso de la luz por la zona estrechada transitará con unas pérdidas que van a depender fuertemente de las características del medio que rodea al taper. De ese modo, midiendo la potencia óptica transmitida por la fibra dispondremos de un sensor cuyo comportamiento nos revela la variación de una magnitud física asociada al medio exterior (índice de refracción por ejemplo).

También es posible realizar medidas espectrales y emplear diversos efectos físicos en la región estrechada para acoplar la radiación, por lo que este tipo de dispositivos muestra una versatilidad poco común, lo que redunda en una potencialidad de uso muy elevada [27].

El estrechamiento de una fibra óptica normalmente se realiza con la técnica conocida como fusión por calentamiento y estiramiento de la fibra. De forma común, el calentamiento de la fibra se realiza con una flama que puede estar en movimiento oscilante o fija y al mismo tiempo, la fibra se estira longitudinalmente hasta dejarla con un diámetro muy pequeño [28]. El tiempo de calentamiento y el tamaño del radio final irán de acuerdo al diseño que se requiera.

Existen diferentes técnicas para calentar y suavizar el vidrio de una fibra óptica, algunas utilizan radiación de un láser (CO_2 por ejemplo), el calor de una arco eléctrico generado por la corriente entre dos electrodos, o incluso lo más sofisticados empleando el calor de un horno eléctrico miniatura [29].

Se puede reducir el diámetro exterior de la fibra óptica hasta valores de 1 µm o menos, pero obviamente la fragilidad y dificultad de manipular aumentan. Es necesario reducir

20

al mínimo las pérdidas generadas por el procedimiento. Conforme las dimensiones de la fibra se reducen, la luz se propaga en las fronteras de la fibra, por lo que una alteración en el medio externo modificara las propiedades de propagación.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.

- [1] Sanghera J. S. and Aggarwal I. D., Infrared Fiber Optics, CRC Press, 1998.
- [2] Goff David R., Fiber Optic Reference Guide, Focal Press, 2002.
- [3] DeCusatis Casimer and Carolyn, *Fiber Optics Essentials*, Academic Press Elsevier, 2006.
- [4] Goure J-P and Verier I., Optical Fibre Devices, Institute of Physics, 2002.
- [5] Okamoto Katsunari, *Fundamentals of Optical Waveguides*, Academic Press Elsevier, 2006.
- [6] Agrawal, G.P., Fiber-Optic Communications Systems, Wiley, 2002.
- [7] Buck John A., *Fundamentals of Optical Fibers*, Wiley Series in Pure and Applied Optics, 2004.
- [8] Ghatak and Thyagarajan, *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, 1998.
- [9] Hill K., Fujii Y. Johnson D., Kawasaki B., "Photosensitivity optical waveguides: Application to reflection-filter fabrication", Appl. Phys. Lett., vol. 32, No. 10, pp 647-650 (1978).
- [10] Othonos and Kalli, Fiber Bragg Gratings, Artech House, 1999.

[11] A. M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano, and C. R. Davidson, "Long-period fiber-grating-based gain equalizers," Opt. Lett. Vol. 21, No. 5, 336-338, (1996).

[12] A.M Vengsarkar, P.J. Lemaire, J.B Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J.E. Sipe, "Long-period fiber gratings as band rejection filters," J. Lightwave Technol. Vol.14, No. 1, 58-65, (1996). [13] V. I. Karpov, M. V. Grekov, E. M. Dianov, K. M. Golant, S. A. Vasiliev, O. I.
Medvedkov and R. P. Khrapko, "Conference on Optical Fiber Communications (OFC' 98)", Technical Digest 2, 279 (1998).

[14] Chiang K. S., Liu Q., "Long-Period Grating Devices for Application in Optical Communication, Opt. Commun., pp. 128-133.

[15] Frazao, Rego, Lima, Taxeira, Araujo, André, da Rocha, Salgado, "EDFA gain flattening using long period fiber gratings based on the electric arc technique".

[16] A. M. Vengsarkar, J. B. Judkins and P. J. Lemaire, "Long-period fiber-gratingbased gain equalizers", Opt. Lett. 21(5), pp. 336(1996).

[17] Zhang L., Sugden K., Williams J.A.R., Bennion I. Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides, Techn. Dig. Series, 22 (Washington, DC: OSA, 1995) SuB11.

[18] D. D. Davis, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis, S. G. Kosinski, S. C. Mettler, and A. M. Vengsarkar, "Longperiod fibre grating fabrication with focused CO2 laser beams," *Electron. Lett.*, **34**(3), pp. 302-303 (1998).

[19] Y. Kondo, K. Nouchi, T. Mitsuyu, M. Watanabe, P. Kazansky, and K. Hirao, "Fabrication of long-period fibre gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses," *Opt. Lett.*, **24**(10), pp. 646-648 (1999).

[20] M. Kim, D. Lee, B. I. Hong and H. Chung, "Performance characteristics of longperiod fiber-gratings made from periodic tapers induced by electric-arc discharge," Journal of Korean physical society, Vol. 40, No. 2, 369-373, (2002).

[21] A. Malki, G. Humbert, Y. Ouerdane, A. Boukhenter, and A. Boudrioua, "Investigation of the writing mechanism of electric-arc-induced long-period fiber gratings," Appl. Opt. Vol. 42, No. 19, 3776-3779, (2003). [22] I. K. Hwang, S. H. Yun, and B. Y. Kim, "Long-period fibergratings based on periodic microbends," Opt. Lett. Vol. 24, No. 18, 1263-1265, (1999).

[23] C. Y. Lin and L. A. Wang, "A wavelength and loss tunable band rejection filter based on corrugated long period fiber grating", IEEE Photon. Technol. Lett. 13, pp. 332-334 (2001).

[24] M. Fujimaki, Y. Ohki, J. L. Brebner, and S. Roorda "Fabrication of long-period optical fibre gratings by use of ion implantation," *Opt. Lett.*, **25**(2), pp. 88-89 (2000).

[25] S. Savin, M. J. F. Digonnet, G. S. Kino, and H. J. Shaw, "Tunable mechanically induced long-period fiber gratings," Opt. Lett. Vol. 25, No. 10, 710-712, (2000).

[26] T. A. Birks, P S J Russel et al, "The acoustic-optic effect in single mode fiber tapers and couplers," J. Lightwave Technol. 14, 2519(1996)

[27] Díaz-Herrera N., Navarrete M. C., O. Esteban, González-Cano A., "Aplicación de las fibras ópticas estrechadas a la medida de temperatura", Departamento de Óptica, Universidad Complutense de Madrid (Reporte Técnico).

[28] Black, R.J., Gonthier, F., Lacroix, S., Lapierre, J., Bures, J. "Tapered fibres: an overview" Proc. SPIE 839, 2-19 (1988).

[29] Monzón Hernández D., Minkovich P. Vladimir, "Fibras ópticas microestructuradas estrechadas para fabricar sensores", Gaceta Ideas CONCYTEG, Año 2, No. 24, Agosto de 2007.

CAPÍTULO 2

TEORÍA DE ACOPLAMIENTO DE MODOS EN COPROPAGACIÓN
CAPÍTULO II: TEORÍA DE ACOPLAMIENTO DE MODOS EN COPROPAGACIÓN.

2.1 Acoplamiento de Modos en una Fibra Óptica

2.1.1 Introducción.

Las rejillas en fibra óptica pueden formar filtros de pérdidas, acoplando el modo del núcleo con modos de radiación de la fibra [1], los cuáles desaparecen al salir de ésta. En algunas rejillas en fibra óptica, cuando el revestimiento es rodeado por un medio con un índice de refracción diferente de menor valor que el vidrio, por ejemplo aire, el modo propagándose por el núcleo puede acoplarse con los modos que son propagados por el revestimiento de la fibra [2]. Estos modos pueden desaparecer fácilmente debido a las pérdidas por esparcimiento, doblamiento o simplemente radiar cuando el revestimiento de la fibra es rodeado por un material que tenga un índice de refracción igual o mayor que el vidrio, a tal punto que los modos que se propagan por el revestimiento no existan. El acoplamiento de los modos en el revestimiento puede ocurrir en ambos sentidos, es decir, en el mismo sentido de propagación o en sentido contrario al de la propagación. A continuación se consideran los detalles de la interacción entre el modo guiado por el núcleo y los modos del revestimiento para una fibra de índice escalonado.

2.1.2 Modos escalares en la aproximación de guiado débil en una fibra óptica.

Se considera una fibra óptica con la estructura que se muestra en la Fig. 2.1. La distribución del índice de refracción en fibras con índice escalonado está dado por:

$$n(r) = n_1 \quad 0 < r < a_1 \quad \text{núcleo}$$
(2.1a)
$$= n_2 \quad r > a_1 \quad \text{revestimiento}$$
(2.1b)



Figura 2.1. Diagrama de la sección transversal de la geometría de la fibra a considerar, mostrando el sistema de coordenadas, los índices de refracción y los radios del núcleo (a_1) y revestimiento (a_2) .

Suponiendo $n_1 \approx n_2$ se considera la aproximación de guiado débil o la aproximación de onda escalar, como también es llamada. En la aproximación de guiado débil los modos son considerados transversales y pueden poseer cualquier estado de polarización; por lo que se pueden tener modos con polarización en "x" o en "y" y sus constantes de propagación serán las mismas; aquí, la componente transversal de campo eléctrico ($E_x o$ E_y) satisface la ecuación de onda escalar [3]

$$\nabla^2 \Psi = \varepsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2}.$$
 (2.2)

Para n^2 dependiente sólo de las coordenadas transversales (r, φ), la función de onda se puede escribir

$$\psi(r,\phi,z,t) = \psi(r,\phi)e^{i(\omega t - \beta z)}.$$
(2.3)

donde ω es la frecuencia angular y β es conocida como la constante de propagación. En la mayoría de las fibras n^2 depende sólo de la coordenada cilíndrica r por lo que realizando una transformación al sistema de coordenadas cilíndricas se puede obtener

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + \left[k_0^2 n^2(r) - \beta^2 \right] \psi = 0, \qquad (2.4)$$

donde $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda_0$ (número de onda en el espacio vacío).

Resolviendo la ecuación anterior por el método de separación de variables se llega a

$$\frac{r^2}{R} \left(\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \right) + r^2 \left[n^2(r) k_0^2 - \beta^2 \right] = -\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = l^2, \quad (2.5)$$

donde *l* es una constante. La dependencia de ϕ será de la forma $\cos l\phi$, $\sin l\phi$ y como la función debe ser univaluada entonces *l* = 0, 1, 2,... [3]. La parte radial de la ecuación (2.5) genera

$$r^{2}\frac{d^{2}R}{dr^{2}} + r\frac{dR}{dr} + \left\{k_{0}^{2}n^{2}(r) - \beta^{2}\right\}r^{2} - l^{2}\right\}R = 0.$$
(2.6)

Las soluciones de la ecuación (2.6) pueden ser divididas en dos clases distintas:

a)
$$k_o^2 n_1^2 > \beta^2 > k_0^2 n_2^2$$
.

En este caso los campos R(r) son oscilatorios en el núcleo y decaen en el recubrimiento. La constante de propagación sólo asume valores discretos los cuales son conocidos como los <u>modos guiados</u> del sistema. Para un valor dado de *l*, existirán algunos modos guiados, los cuales son designados modos LP_{*lm*} (m = 1, 2, 3,...).

b)
$$\beta^2 < k_0^2 n_2^2$$

Los campos son oscilatorios en el recubrimiento y la constante de propagación asume valores continuos. Esto son los llamados *modos de radiación* (ver Fig. 2.2).



Figura 2.2 Modos guiados y modos radiados en una fibra óptica.

2.1.3 Análisis modal para una fibra óptica de índice escalonado.

Partiendo de la ecuación radial y sabiendo que el campo transversal completo esta dado por [3]

$$\psi(r,\phi,z,t) = R(r)e^{i(\omega t - \beta z)} \begin{cases} \cos l\phi \\ \sin l\phi \end{cases}.$$
(2.7)

Aplicando la aproximación de guiado débil a la parte radial de la ecuación de onda se puede obtener

$$r^{2} \frac{d^{2}R}{dr^{2}} + r \frac{dR}{dr} + \left\{ U^{2} \frac{r^{2}}{a^{2}} - l^{2} \right\} R = 0 \quad 0 < r < a , \qquad (2.8)$$

$$r^{2} \frac{d^{2}R}{dr^{2}} + r \frac{dR}{dr} - \left\{ W^{2} \frac{r^{2}}{a^{2}} + l^{2} \right\} R = 0 \quad r > a , \qquad (2.9)$$

donde $U = a(k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2}$ y $W = a(\beta^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2}$.

Las ecuaciones anteriores tienen la forma estándar de las ecuaciones de Bessel. Las soluciones a estas ecuaciones son $J_l(x)$ y $Y_l(x)$ donde x = U r / a (funciones Bessel) y $K_l(x')$ y $I_l(x')$ donde x' = W r / a (funciones Bessel modificadas).

A partir de las relaciones anteriores se puede definir la frecuencia normalizada como:

$$V = \left(U^2 + W^2\right)^{1/2} = k_0 a \left(n_1^2 - n_2^2\right)^{1/2}.$$
 (2.10)

Es conveniente definir la constante de propagación normalizada como

$$b = \frac{\frac{\beta^2}{k_0^2} - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} = \frac{W^2}{V^2}.$$
 (2.11)

De la ecuación (2.11) se pueden obtener varias relaciones útiles tales como:

$$W = V\sqrt{b} , \qquad (2.12)$$

$$U = V\sqrt{1-b} , \qquad (2.13)$$

$$\frac{\beta}{k_0} = \left(n_2^2 + b(n_1^2 - n_2^2)\right)^{1/2}, \qquad (2.14)$$

donde, debido a la condición $n_2^2 < \frac{\beta^2}{k_0^2} < n_1^2$ se tiene que 0 < b < 1.

La solución de las ecuaciones de Bessel (2.8) y (2.9) estarán en función de estas últimas relaciones. Si asumimos condiciones de continuidad en la frontera núcleo-revestimiento, estas soluciones pueden rescribirse como sigue:

$$V(1-b)^{1/2} \frac{J_1 \left[V(1-b)^{1/2} \right]}{J_0 \left[V(1-b)^{1/2} \right]} = V b^{1/2} \frac{K_1 \left[V b^{1/2} \right]}{K_0 \left[V b^{1/2} \right]} \qquad l = 0, \qquad (2.15 \text{ a})$$

$$V(1-b)^{1/2} \frac{J_{l-1}[V(1-b)^{1/2}]}{J_{l}[V(1-b)^{1/2}]} = Vb^{1/2} \frac{K_{l-1}[Vb^{1/2}]}{K_{l}[Vb^{1/2}]} \quad l \ge 1.$$
(2.15 b)

Las solución de las ecuaciones trascendentales anteriores generan unas curvas universales que describen la dependencia de *b* (y por consiguiente de *U* y *W*) sobre *V*. Para un valor dado de *l*, hay un número finito de soluciones y la m-ésima solución (m = 1, 2, 3,...) esta relacionada con el modo $LP_{lm}[3]$.

Para b < 0 y $\beta^2 < k_0^2 n_2^2$, los campos son oscilatorios en el recubrimiento y tenemos que son los llamados *modos radiados*. La condición b = 0 corresponde a lo que se conoce como <u>el modo de corte</u>. El corte implica que b = 0, W = 0, $U = V = V_c$. El corte de varios modos está determinado por las siguientes ecuaciones

$$l = 0 \mod s; \quad J_1(V_c) = 0$$
 (2.16)

$$l = 1 \mod s: \quad J_0(V_c) = 0$$
 (2.17)

$$l \ge 2 \mod s: \quad J_{l-1}(V_c) = 0; V_c \ne 0$$
 (2.18)

Para una fibra con índice *graduado*, en el rango 0 < V < 2.4048, tendremos un solo modo guiado, conocido como modo LP₀₁. Éstos valores son la referencia para una fibra monomodo utilizada ampliamente en los sistemas de comunicaciones. Por lo tanto, se hacen notar los siguientes puntos:

 a) El modo l = 0 tiene dos degeneraciones correspondientes a los dos estados de polarización ortogonales.

- b) Los modos $l \ge l$ tienen cuatro degeneraciones, para cada polarización, ya que la dependencia de ϕ puede ser con el seno o con el coseno.
- c) El número de ceros en la dirección ϕ es igual a 2*l*.
- d) El número de ceros en la dirección radial (sin incluir r = 0) es igual a *m*-1.
- e) Cuando V >> 1, el número total de modos es dado por: $N \approx \frac{V^2}{2}$, ésta fibra soporta un largo número de modos guiados y es conocida como fibra multimodo.

De ésta manera se obtienen los modos del núcleo en una fibra óptica de guiado débil. En la Fig. 2.3 se muestran algunos de los modos obtenidos en una fibra óptica tetramodal (8.3/125) @ 632.2 nm y sus patrones de intensidad. Los patrones de los modos obtenidos fueron fotografiados y después procesados digitalmente.



Figura 2.3 Modos en una fibra óptica estándar mostrando los patrones de intensidad procesados mediante software.

Los modos del revestimiento son algo más que complicados en comparación con los modos del núcleo, debido a la geometría fibra óptica que se muestra en la Fig. 2.1, ya que no se pueden despreciar ninguna de las interfaces y el análisis matemático está fuera del tema de este trabajo.

Los modos exactos para una fibra de tres capas han sido detallados en la Ref. 4, en donde se encuentra el desarrollo matemático y las ecuaciones de dispersión para cada componente del campo. Las Fig. 2.4 y 2.5 muestran algunos patrones de intensidad para algunos modos del revestimiento y el perfil de campo eléctrico, obtenidos a partir de las relaciones de dispersión.



Figura 2.5 Modo HE_{12} : a) perfil de campo y b) patrón de intensidad⁵.

En general, cualquier irregularidad en la fibra (por ejemplo, variaciones en el diámetro del núcleo o revestimiento, pérdidas en potencia de señal o la presencia de impurezas en el núcleo en forma de partículas aisladas) producirá un acoplamiento de energía o potencia del modo propagante a otros [6]. En un sistema de comunicación esto es indeseable ya que el acoplamiento entre modos dentro de la fibra causa ruido en la señal transmitida. No obstante, el fenómeno de acoplamiento puede ser usado de forma benéfica en la creación de dispositivos como son filtros, atenuadores, divisores de haz etc. El estudio del acoplamiento de modos se realiza mediante la teoría de modos acoplados; para derivar las ecuaciones de modos acoplados se debe tener en cuenta los

efectos de una perturbación, pero sin dejar de considerar que en ausencia de la misma, los modos permanecen sin cambio [7].

Como una rejilla en fibra óptica es una perturbación periódica del índice de refracción del núcleo y/o revestimiento, se puede hacer uso de la teoría de modos acoplados para deducir las ecuaciones acopladas y los coeficientes de acoplamiento entre las interfaces.

2.2 Teoría de Acoplamiento de Modos en una Fibra Óptica con Perturbación Periódica en el Índice de Refracción del Núcleo

En ésta sección se deducen los coeficientes de acoplamiento entre el modo LP_{01} del núcleo consigo mismo y con modos del revestimiento en los que l = 1. Se asumirá que la perturbación sólo induce cambios en el núcleo de la fibra óptica (n_1) , dejando el revestimiento y el medio exterior sin variaciones.

Los coeficientes de acoplamiento están descritos en un gran número de publicaciones, pero tomando en cuenta la notación de Kogelnik [8], se puede ver que el coeficiente de acoplamiento transversal entre dos modos v y μ debido a la presencia de una perturbación en el índice de refracción del núcleo $\Delta \varepsilon$ es:

$$K_{\nu\mu}^{t}(z) = \frac{\omega}{4} \int_{0}^{2\pi} d\phi \int_{0}^{\infty} r dr \Delta \varepsilon(r, z) \mathbf{E}_{\nu}^{t}(r, \phi) \cdot \mathbf{E}_{\mu}^{t^{*}}(r, \phi), \qquad (2.19)$$

donde el superíndice *t* denota solamente las componentes transversales del vector (radial y azimutal), ω es la frecuencia angular y $\Delta \varepsilon$ describe la perturbación inducida en el índice, que se asume independiente de ϕ . No existe la necesidad de calcular el coeficiente longitudinal, ya que en la teoría de modos acoplados para definir las ecuaciones de acoplamiento, este se desprecia, puesto que su valor es 2-4 órdenes de magnitud menor que $K'_{\nu\mu}$ [9]. Para una perturbación pequeña en el índice se puede

hacer la aproximación $\Delta \varepsilon = \varepsilon_0 \Delta(n^2) \cong 2\varepsilon_0 n \Delta n$. Si además se define la constante de acoplamiento $\kappa_{\nu\mu}$ mediante

$$K_{\nu\mu}^{t} = \kappa_{\nu\mu}(z) \left[1 + m \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right], \qquad (2.20)$$

llamada constante realmente por convención, aún cuando tiene una dependencia con z. Entonces, la constante de acoplamiento para modo núcleo-núcleo se puede escribir como

$$\kappa_{01-01}^{nuc-nuc}(z) = \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 \sigma(z)}{2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_1} r dr \left(\left| E_r^{nuc} \right|^2 + \left| E_{\phi}^{nuc} \right|^2 \right),$$
(2.21)

donde Λ es el periodo de la rejilla, *m* es la modulación inducida en el índice para las fronteras de la cada rejilla, $\sigma(z)$ es una variación suave de la envolvente de la rejilla. Entonces, sustituyendo las expresiones para los campos [9] y resolviendo las integrales en la ecuación (2.21) se obtiene

$$\kappa_{01-01}^{nuc-nuc}(z) = \sigma(z) \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_1^2 b}{n_2 \sqrt{1+2b\Delta}} \left[1 + \frac{J_0^2 \left(V \sqrt{1-b} \right)}{J_1^2 \left(V \sqrt{1-b} \right)} \right],$$
(2.22)

La constante de acoplamiento para modos núcleo-revestimiento propagándose en la misma dirección se obtiene simplificando la siguiente expresión

$$\kappa_{\nu-01}^{rev-nuc}(z) = \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 \sigma(z)}{2} \int_0^{2\pi} d\phi \times \int_0^{a_1} r dr \Big(E_r^{rev} E_r^{nuc^*} + E_{\phi}^{rev} E_{\phi}^{nuc^*} \Big), \quad (2.23)$$

Nótese que si se incluyen todos lo modos del revestimiento (cualquier *l*) en la ecuación (2.23) la integral azimutal se convierte en

$$\int_{0}^{2\pi} d\phi \exp[i(l-1)\phi] = 2\pi\delta_{l1}, \qquad (2.24)$$

donde es δ_{l1} es la delta de Kronecker, que es igual a 1 cuando l = 1 y 0 para $l \neq 1$. Entonces las constantes de acoplamiento diferentes de cero son únicamente las que se dan entre el modo LP₀₁ del núcleo y los modos del revestimiento l = 1. Insertando las componentes del campo y resolviendo las integrales se obtiene

$$\kappa_{1\nu-01}^{re\nu-nuc}(z) = \sigma(z) \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\pi b}{Z_0 n_2 \sqrt{1+2b\Delta}} \right)^{1/2} \frac{n_1^2 u_1}{u_1^2 - V^2 (1-b)/a_1^2} \times \left(1 + \frac{\sigma_2 \zeta_0}{n_1^2} \right) E_{1\nu}^{re\nu} \left[u_1 J_1 (u_1 a_1) \frac{J_0 \left(V \sqrt{1-b} \right)}{J_1 \left(V \sqrt{1-b} \right)} - \frac{V \sqrt{1-b}}{a_1} J_0 (u_1 a_1) \right], \quad (2.25)$$

donde Z_0 , u_1 , σ_2 y ζ_0 son variables auxiliares [9]. Nótese que el valor del coeficiente depende directamente del cambio de índice inducido $\sigma(z)$. Los demás términos en la expresión están determinados por la estructura del dieléctrico de la fibra y el modo característico resultante a la longitud de onda deseada.

La Fig. 2.6 muestra el coeficiente de acoplamiento de la ecuación (2.25) dividida por $\sigma(z)$ para todos valores de los modos del revestimiento con l = 1 a la longitud de onda de 1550 nm. Se puede observar que el acoplamiento entre modos del revestimiento pares (even) y el modo del núcleo es muy débil comparado con la envolvente de los modos impares (odd). Sin embargo, para modos de revestimiento de orden mayor a cuarenta, los modos pares e impares tienen acoplamiento similar uno al otro.



Figura 2.6 Coeficiente de acoplamiento para los modos del revestimiento en una fibra típica mostrando los modos pares e impares⁹.

2.3 Ecuaciones de Acoplamiento del Modo Fundamental con Modos que se

Propagan en el Mismo Sentido

Las ecuaciones de modos acoplados que describen los cambios en las amplitudes en la dirección +z y la dirección -z de un modo μ debido a la presencia de otros modos v cercanos a la perturbación del dieléctrico se pueden escribir como:

$$\frac{dA_{\mu}}{dz} = i\sum_{\nu} A_{\nu} \left(K_{\nu\mu}^{t} + K_{\nu\mu}^{z} \right) \exp\left[i\left(\beta_{\nu} - \beta_{\mu}\right)z\right] + i\sum_{\nu} B_{\nu} \left(K_{\nu\mu}^{t} - K_{\nu\mu}^{z}\right) \exp\left[-i\left(\beta_{\nu} + \beta_{\mu}\right)z\right]$$
(2.26)

$$\frac{dB_{\mu}}{dz} = -i\sum_{\nu} A_{\nu} \left(K_{\nu\mu}^{t} - K_{\nu\mu}^{z} \right) \exp\left[i\left(\beta_{\nu} - \beta_{\mu}\right)z\right] - i\sum_{\nu} B_{\nu} \left(K_{\nu\mu}^{t} + K_{\nu\mu}^{z}\right) \exp\left[-i\left(\beta_{\nu} + \beta_{\mu}\right)z\right] \quad (2.27)$$

donde $A_{\mu}(z)$ es la amplitud del modo transversal del campo propagándose en dirección +z, $B_{\mu}(z)$ es la amplitud del modo transversal del campo propagándose en dirección -z, y $K_{\nu\mu}^{t}$, $K_{\nu\mu}^{z}$ son los coeficientes de acoplamiento transversal y longitudinal, respectivamente, entre los modos ν y μ . Las aproximaciones que se realizan para simplificar las ecuaciones (2.26) y (2.27) son: se desprecia la componente longitudinal, ya que su valor es mucho menor comparado con el valor de la componente transversal; y se ignoran los acoplamientos entre modos del revestimiento consigo mismos [9]. Con estas aproximaciones se pueden escribir las ecuaciones de acoplamiento de modos tanto para interacciones en copropagación y contrapropagación.

Por lo tanto, las ecuaciones acopladas para interacciones en copropagación son

$$\frac{dA^{nuc}}{dz} = i\kappa_{01-01}^{nuc-nuc}A^{nuc} + i\sum_{\nu}\frac{m}{2}\kappa_{1\nu-01}^{re\nu-nuc}A_{\nu}^{re\nu}\exp\left(-i2\delta_{1\nu-01}^{re\nu-nuc}z\right)$$
(2.28)

$$\sum_{\nu} \left[\frac{dA_{\nu}^{nuc}}{dz} = +i \frac{m}{2} \kappa_{1\nu-01}^{re\nu-nuc} A^{nuc} \exp\left(+i 2\delta_{1\nu-01}^{re\nu-nuc} z\right) \right],$$
(2.29)

donde A^{nuc} es la amplitud del modo del núcleo y el parámetro de sintonización (detuning) está dado por

$$\delta_{1\nu-01}^{re\nu-nuc} = \frac{1}{2} \left(\beta_{01}^{nuc} - \beta_{1\nu}^{re\nu} - \frac{2\pi}{\Lambda} \right), \tag{2.30}$$

Las condiciones para el amarre de fase en las interacciones de copropagación se ilustran en la Fig. 2.7, en donde el primer eje es el eje β de una longitud de onda en particular para la cual el modo del núcleo de orden más bajo es amarrado en fase por la rejilla de periodo Λ con modos radiados en copropagación. Los siguientes dos ejes representan el amarre de fase del modo del núcleo de orden más bajo con modos del revestimiento en copropagación y con modos del núcleo de alto orden en copropagación



Figura 2.7 Diagrama que ilustra las condiciones de amarre de fase necesarias para el acoplamiento entre dos modos por una rejilla de periodo Λ^{9} .

2.4 Posición de la Longitud de Onda de Resonancia en una Rejilla de Periodo Largo

En la práctica la dificultad de resolver las ecuaciones de modos acoplados depende directamente de la fuerza y densidad espectral de las resonancias [9]. Las ecuaciones (2.28) y (2.29) describen un gran número de ecuaciones diferenciales acopladas de primer orden. Debido a que las ecuaciones se resuelven para una longitud de onda en particular, se puede reducir la complejidad del cálculo si se sabe que sólo uno o algunos pocos modos de interacción están cercanos a una longitud de onda de resonancia en particular. De manera que de acuerdo al parámetro de sintonización ($\delta_{1\nu-01}^{rev-nuc}$) se estima la localización espectral y el ancho de las resonancias más cercanas. Para las resonancias asociadas con el *v-ésimo* modo del revestimiento y el modo LP_{01} en una rejilla de periodo largo, la localización de la aproximación espectral esta dada por

$$\delta_{1\nu-01}^{re\nu-nuc} + \kappa_{01-01}^{nuc-nuc} / 2 = 0, \qquad (2.31)$$

donde $\delta_{1\nu-01}^{re\nu-nuc}$ esta determinado por la ecuación (2.30). El ancho de banda espectral aproximado (normalizado) para una resonancia en copropagación es

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta nL} \left(1 + \frac{4\kappa L}{\pi} \right)^{1/2}, \qquad (2.32)$$

donde para el modo del revestimiento LP₀₁ esparcido en una rejilla de periodo largo la longitud de onda es determinada por la ecuación (2.31), κ es $\kappa_{1\nu-01}^{rev-nuc}$, L es la longitud de la rejilla y $\Delta n = n_{eff}^{nu} - n_{eff}^{rev}$. De esta manera se puede estimar cuántas resonancias deberán ser incluidas a una longitud de onda en particular.

De manera resumida, en una rejilla de periodo largo, el acoplamiento entre el modo del núcleo y modos del revestimiento será tanto mayor como según la condición de amarre de fase es satisfecha [2]; a partir de la ecuación (2.30) y después de algo de algebra se puede llegar a la expresión siguiente

$$\lambda_n = \left(n_{eff}^{nu}(\lambda_n) - n_{eff}^{rev}(\lambda_n) \right) \Lambda .$$
(2.33)

donde λ_n es el pico de la longitud de onda correspondiente al *v-ésimo* modo del revestimiento, n_{eff}^{nu} y n_{eff}^{rev} son los índices efectivos del núcleo y revestimiento, respectivamente, dependientes de la longitud de onda; y Λ es el periodo de la rejilla [10].

2.5 Simulaciones para Obtener las Curvas de Resonancia de Algunos Modos

De la ecuación (2.33) se sabe que si la longitud de onda de resonancia para modos del revestimiento es dada, entonces el periodo de la rejilla se puede determinar. Mediante la variación de la longitud de onda de resonancia, se pueden obtener diferentes periodos y

entonces obtener una curva λ - Λ para estos modos del revestimiento como lo muestran las Figs. 2.8 y 2.9. Los parámetros de las fibras listados en la Tabla 1 fueron utilizados para la simulación. Se utilizaron dos fibras ópticas monomodo estándar de índice escalonado.

FIBRA 1	
Radio del núcleo	4.15 µm
Radio de revestimiento	62.5 µm
Índice de refracción del núcleo	1.46
Índice de refracción del revestimiento	1.45
Longitud de onda	1.55 μm
Índice de refracción del medio externo al	1
revestimiento	
FIBRA 2	
Radio del núcleo	3.05 µm
Radio de revestimiento	61.5 µm
Índice de refracción del núcleo	1.44987
Índice de refracción del revestimiento	1.44403
Longitud de onda	1.55
Índice de refracción del medio externo al	1
revestimiento	

Tabla 1. Parámetros de las fibras ópticas utilizadas.

En la Figs. 2.8 y 2.9 se pueden observar los primeros diez modos (LP₀₁ a LP₀₋₁₀) y sus correspondientes valores de longitud de onda de resonancia para diferentes periodos. La longitud de onda se encuentra en el rango de 1-1.8 μ m, tratando de observar el comportamiento en las bandas de comunicaciones de 1.3 μ m y 1.55 μ m. En ambas figuras se puede observar que conforme se incrementa la longitud de onda, el periodo también aumenta, y que la separación entre modos es mayor conforme ambos parámetros crecen. Para valores por debajo de 1.3 μ m los modos se encuentran demasiado próximos y los traslapes en longitudes de onda de resonancia pueden ocurrir con mayor facilidad. En el rango de 1.1 a 1.25 μ m se puede observar una pendiente positiva y una negativa que sólo afecta a los modos LP₀₄ en adelante; a partir de 1.25 μ m el comportamiento de las curvas es similar para los diez modos acoplados. Este

comportamiento quizá se debe a los parámetros propios de la fibra óptica, pero no es objeto de estudio de este trabajo.



Figura 2.8 Relación teórica entre el periodo de la rejilla y longitud de onda de resonancia para diferentes modos del revestimiento para la fibra 1 de la tabla 1.

En el caso de la Fig. 2.8 se puede observar que para una longitud de onda de resonancia en el rango de 1 a 1.4 μ m el periodo correspondiente estaría entre 100 y 200 μ m, pero los modos se encuentran juntos y los traslapes entre ellos son más evidentes. Sin embargo, para longitudes de onda de resonancia mayores a 1.4 μ m, los modos se encuentran más separados y los periodos son mayores. Esto facilita la localización exacta de la longitud de onda de resonancia para cada modo.

Para la Fig. 2.9, la longitud de onda de resonancia en el rango de 1 a 1.3 µm tendrá valores de periodo superiores a los 300 µm, pero la separación entre cada modo es poca, por lo que los traslapes entre los modos acoplados se pueden presentar. Sin embargo, para valores de longitud de onda de resonancia superiores 1.3 µm los modos comienzan a separarse de forma pronunciada con el consecuente incremento en el periodo cuyo valor supera los 400 µm.



Figura 2.9 Relación teórica entre el periodo de la rejilla (<u>period</u>) y longitud de onda de resonancia (<u>wavelength</u>) para diferentes modos del revestimiento para la fibra dos de la tabla uno.

Las características de cada fibra, como son los valores de los índices de refracción de núcleo y revestimiento y la diferencia entre estos, determinarán el comportamiento de los modos y longitud de onda de resonancia para un periodo particular.

Para el modo del núcleo, el índice efectivo del núcleo esta determinado por los parámetros de la fibra, por ejemplo el radio del núcleo e índices de los materiales tanto del núcleo como del revestimiento. Debido a que el campo del modo del núcleo está dominantemente confinado en la región del núcleo y decae rápidamente en el revestimiento, el radio del revestimiento no tiene efecto significante en el índice efectivo del núcleo, ya que dicho radio es muchas veces mayor. Por otro lado, para los modos del revestimiento, la distribución del campo es tanto en el núcleo como en el revestimiento, pero también en el medio ambiente exterior al revestimiento. La variación de radio del revestimiento cambiará la distribución del campo y consecuentemente el índice efectivo de los modos del revestimiento [10].

Las Figs. 2.10, 2.11 y 2.12 muestran las curvas λ - Λ para la fibra 2 de la tabla 1 con diferentes valores para el radio del revestimiento. En estas figuras se puede observar que para un periodo de rejilla seleccionado, la longitud de onda de resonancia se moverá hacia valores mayores del espectro conforme el radio del revestimiento disminuye en magnitud [10].



Figura 2.10 Relación teórica entre el periodo de la rejilla y la longitud de onda de resonancia para la fibra 2 de la tabla 1 con un radio de revestimiento de 52.5 µm.

En el caso de la Fig. 2.10, los cambios en el comportamiento de los modos no son muy evidentes al compararlos con los de la Fig. 2.9, sin embargo, se observa una ligera caída en el periodo, es decir, para lograr excitar los diez primeros modos el periodo tenía que ser superior a los 500 μ m (ver Fig. 2.9). En el caso de la Fig. 2.10 se puede observar que para excitar los diez primeros modos el periodo bajo a 400 μ m aproximadamente, conforme el radio del revestimiento se redujo al 84% de su valor.

Para el caso de la Fig. 2.11, el radio del revestimiento fue reducido a un 68% de su valor original y el periodo necesario para excitar los 10 primeros modos vuelve a disminuir a un valor de aproximadamente 250 µm.



Figura 2.11 Relación teórica entre el periodo de la rejilla y la longitud de onda de resonancia para la fibra dos de la tabla uno con un radio de revestimiento de 42. 5 µm.



Figura 2.12 Relación teórica entre el periodo de la rejilla y la longitud de onda de resonancia para la fibra dos de la tabla uno con un radio de revestimiento de 32.5 µm.

En el caso de la Fig. 2.12, el valor del radio del revestimiento fue reducido a un 52% de su valor original, lo que se traduce en la reducción del periodo a un valor menor a 200 µm para lograr excitar los diez primeros modos.

Otra observación interesante en las tres figuras anteriores es que conforme el radio del revestimiento era reducido, la separación entre los modos excitados era mayor, por lo que el posicionamiento en la longitud de onda de resonancia era más evidente para cada modo. Además, los modos de orden superior fueron traslapándose conforme el radio se iba reduciendo como se pueden en la Fig. 2.12 para los modos LP_{07} - LP_{08} y LP_{09} - LP_{010} .

Observando, por ejemplo, el comportamiento de los modos LP_{01} , LP_{02} y LP_{03} para un periodo de 470 µm, la posición de la longitud de onda de resonancia se desplaza hacia valores mayores. En la Tabla 2 se presentan los valores de longitud de onda de resonancia para cada uno de los modos (LP_{01-03}) según el radio del revestimiento era reducido, tomando los parámetros de la fibra óptica 2 de la tabla 1.

Longitud de on	ida de resonanci	a aproximada	Radio del revestimiento
	(µm)		(µm)
LP ₀₁	LP ₀₂	LP ₀₃	
1.39	1.41	1.43	62.5
1.40	1.42	1.45	52.5
1.41	1.45	1.51	42.5
1.44	1.49	1.66	32.5

Tabla 2. Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia para los modos LP₀₁, LP₀₂ y LP₀₃.

En la Fig. 2.13 se muestra el comportamiento de los modos (LP_{01-03}) conforme el radio del revestimiento fue reducido hasta un 52% de su valor original, de acuerdo a los valores obtenidos en la tabla 2. Se puede observar como el valor de la longitud de onda

de resonancia se posiciona en valores mayores de longitud de onda conforme la relación del diámetro de la fibra óptica disminuye. Este efecto se debe a la condición de amarre de fase $\lambda_n = \left(n_{eff}^{nu}(\lambda_n) - n_{eff}^{rev}(\lambda_n)\right)\Lambda$, donde el índice efectivo del revestimiento es reducido mientras el índice efectivo del núcleo se mantiene; entonces, la longitud de onda de resonancia se incrementa para un periodo $\Lambda = 470 \,\mu\text{m}$ dado [11].



Figura 2.13 Desplazamiento en la longitud de onda de una RPL conforme decrece el diámetro del revestimiento de 62.5 a 32.5 µm para los primeros tres modos.

De acuerdo a la figura anterior, el desplazamiento en longitud de onda se hace más evidente conforme el orden del modo excitado es mayor, es decir, para el modo LP_{01} , el desplazamiento de la longitud de onda conforme el diámetro del revestimiento fue reducido estuvo en un rango de 100 nm, es decir, el cambio fue prácticamente de 1.34 a 1.44 µm. En cambio, para el modo LP_{03} , el desplazamiento fue superior a 400 nm al pasar de 1.43 a 1.66 µm. Por tanto, existe mayor sensibilidad al desplazamiento en longitud de onda de resonancia conforme el orden del modo del revestimiento es mayor. En el caso de un taper de fibra óptica fabricado con la técnica de fusión-estiramiento, no sólo el radio del revestimiento se ve afectado sino que el radio del núcleo también es modificado; con esta técnica, la reducción del valor del radio en ambos casos guarda una misma proporción, de manera que si se fabrica un taper y el radio del revestimiento es reducido por ejemplo al 80% de su valor original, el radio del núcleo será reducido en la misma proporción, es decir, al 80% de su valor original [12]. Tomando en cuenta este efecto, la variación del radio del núcleo y revestimiento de la fibra óptica afectará la distribución de campo y modificará los valores de los índices efectivos tanto del núcleo como del revestimiento de la fibra óptica.

Suponiendo que la perturbación periódica es inducida en la zona de diámetro uniforme del taper (cintura del taper), se procede a realizar la simulación para obtener las curvas λ - Λ para diferentes valores de diámetro de cintura, sin olvidar la condición en la que el radio del núcleo y el radio de revestimiento son reducidos en la misma proporción. De esta manera, se propone la siguiente expresión que determina el radio final que tendrá el núcleo o revestimiento en la zona uniforme después de realizar el taper

$$\rho = \rho_0 \times \eta \tag{2.34}$$

donde ρ es el radio final y ρ_0 es el radio inicial de la fibra óptica (para núcleo revestimiento), η es el porcentaje de reducción. A partir de la expresión (2.34) se puede obtener

$$\eta = \frac{\rho}{\rho_0} \times 100\% \tag{2.35}$$

La ecuación (2.35) es una relación directa para conocer el porcentaje con el cual el valor del radio, tanto del núcleo como del revestimiento, fue reducido. Las ecuaciones (2.34) y (2.35) se pueden utilizar para conocer los valores teóricos finales del radio de núcleo y revestimiento después de haber realizado el taper. De manera que, conociendo los

valores iniciales de los radios del núcleo y revestimiento de la fibra óptica y sabiendo cuál es el porcentaje de reducción que se requiere alcanzar, se puede calcular el valor final aproximado para el radio del núcleo y el radio del revestimiento de la fibra óptica después de la reducción mediante el taper. A partir de los datos obtenidos, se pueden hacer simulaciones y obtener curvas parecidas a las que se obtuvieron en las Figs. 2.10 a 2.12, en donde solamente el revestimiento fue reducido.

En la Tabla 3 se pueden observar los valores calculados para una fibra óptica estándar cuyo radio inicial de revestimiento fue $62.5 \mu m$ y radio inicial de núcleo $4.43 \mu m$, en la cual los índices de refracción del núcleo y del revestimiento son 1.463 y 1.457 respectivamente. En la misma tabla también se puede ver el porcentaje de reducción de la fibra óptica.

Tabla 3. Valores del radio de núcleo y revestimiento en una fibra óptica estándar calculados a partir de la
ecuación (2.34) y su porcentaje de reducción.

Radio del revestimiento (μm)	Radio del núcleo (µm)	η (%)
55	3.899	88
50	3.544	80
45	3.189	72
40	2.833	64

Con los datos de la Tabla 3 y los valores de los índices de refracción de la fibra óptica se pueden obtener las curvas λ - Λ que muestren el acoplamiento entre los modos del revestimiento y el modo del núcleo. En las Figs. 2.14 y 2.15 se muestran las curvas λ - Λ para los primeros diez modos del revestimiento acoplados al modo del núcleo en una fibra óptica monomodo estándar de salto de índice.

En la Fig. 2.14 se tomaron los parámetros iniciales de la fibra óptica, es decir, los radios del núcleo y del revestimiento fueron 4.43 μ m y 62.5 μ m, respectivamente. En cambio, en la Fig. 2.15 los radios fueron reducidos a un 64% de su valor original, es decir, los valores de los radios del núcleo y revestimiento fueron 2.833 μ m y 40 μ m respectivamente.







Figura 2.15 Relación teórica entre el periodo de la rejilla y la longitud de onda de resonancia en una fibra óptica con los valores de los radios reducidos en 64% de su valor original.

Comparando las figuras anteriores, al reducir el valor del radio tanto del núcleo como del revestimiento, las curvas para los modos acoplados del revestimiento con el modo del núcleo comienzan a separarse conforme crece el valor de la longitud de onda de resonancia; sin embargo, las curvas para modos de alto orden comienzan a decrecer y a traslaparse unas con otras. Este es un comportamiento que ya se había comentado en las curvas obtenidas para fibras en las que sólo se reducía el diámetro del revestimiento.

Cada uno de los valores de la Tabla 3 fue utilizado para generar las curvas λ - Λ . En cada curva, se observó, por ejemplo, el comportamiento de los modos LP₀₅ y LP₀₆, registrando los valores aproximados de longitud de onda de resonancia para un periodo fijo de 470 µm. La tabla 4 muestra los valores observados de las longitudes de onda de resonancia conforme se reducía el radio de la fibra óptica para los modos mencionados.

Tabla 4. Valores de la longitud de onda de resonancia para diferentes porcentajes de reducción de los radios del núcleo y revestimiento en una fibra óptica estándar.

η	Longitud de onda (µm)	Longitud de onda (µm)
(%)	modo LP05	modo LP06
88	1.42	1.48
80	1.37	1.43
72	1.31	1.38
64	1.25	1.34

En la Fig. 2.16 se grafican los valores de la Tabla 4 incluyendo el valor de la longitud de onda de resonancia sin reducir los valores de los radios de la fibra óptica para los modos LP05 y LP06. Como se puede apreciar, conforme el valor del porcentaje de reducción disminuía (los valores de los radios eran más pequeños), las posiciones de la longitud de onda de resonancia cambiaban, como ocurrió cuando se redujo únicamente el radio del revestimiento; sin embargo, el desplazamiento en la los valores de la longitud de onda de resonancia fue hacia valores menores y no hacia valores mayores de longitud de onda.



Figura 2.16 Desplazamiento en la longitud de onda de resonancia de una RPL conforme se reducen los radios del núcleo y del revestimiento para los modos del revestimiento LP_{05} y LP_{06} en una fibra óptica.

En la Fig. 2.16 es evidente que al reducir el radio tanto del núcleo como del revestimiento, el acoplamiento entre el modo del núcleo y modos del revestimiento se ve alterado, ya que existe un desplazamiento en el valor de la longitud de onda de resonancia hacia valores menores. Se supuso que este efecto se debe a la condición de amarre de fase $\lambda_n = (n_{eff}^{nu}(\lambda_n) - n_{eff}^{rev}(\lambda_n))\Lambda$, donde el índice efectivo tanto del revestimiento como del núcleo es modificado al reducir el valor de radio, lo que disminuye el valor de la diferencia en el factor de la condición de amarre de fase; entonces, la longitud de onda de resonancia disminuye para un periodo ($\Lambda = 470 \ \mu m$) dado.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.

[1] V. Mizrahi and J. E. Sipe, "Optical properties of photosensitive fiber phase gratings," J. Lightwave Technol. **11**, 1513–1517 (1993).

[2] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters," J. Lightwave Technol. **14**, 58–65 (1996).

[3] Ghatak and Thyagarajan, *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, 1998.

[4] C. Tsao, Optical Fibre Waveguide Analysis, Oxford New York, 1992.

[5] Skorucak Anton, "Novel fabrication technique for long-period gratings in optical fibers and filter applications" Phot. Tech. Lett., IEEE pp. 87-89, 10(1), (1999).

[6] Snyder Allan W., "Coupled-Mode Theory for Optical Fibers" J. Opt. Soc. Am., 62(11), pp. 1267-1277 (1972).

[7] Zhang Z., Shi W., "Characteristics of the transmission spectrum of the long period fiber gratins based on the coupling of core mode to the higher order cladding modes" Chinese Optics Letters, 1(10), pp. 573-575 (2003).

[8] H. Kogelnik, "Theory of waveguides and devices" in *Guided-Wave Optoelectronics*,T. Tamir, ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1990).

[9] Erdogan T., "Cladding-mode resonances in short- and long- period fiber grating filters" J. Opt. Soc. Am. A, 14 (8), pp. 1760-1773 (1997).

[10] Zhou K., Liu H., Hu X., "Tuning the resonant wavelength of long period fiber gratings by etching the fiber's cladding" Optics Communications, 197, pp. 295-299 (2001).

[11] Kim, Jeong, Kwon, Park, Lee, "Control of the characteristics of a long-period grating bye cladding etching" Applied Optics, **39**(13), pp. 2038-2042 (2000).

[12] Burns W. K., Abebe M., Villarruel C. A., Moeller R. P., "Loss Mechanisms in Single Mode Fiber Tapers" J. Ligthwave Tech., 4(6), pp. 608-613 (1986).

CAPÍTULO 3

FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS (TAPERS)

CAPÍTULO 3: FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS (TAPERS)

3.1 Técnicas de Adelgazamiento de una Fibra Óptica

La reflexión total interna que ocurre en la frontera núcleo-revestimiento de una fibra óptica da lugar al campo evanescente en el revestimiento. Éste campo, que es necesario para que se cumplan las condiciones de continuidad en la frontera, incluye la onda evanescente que se propaga junto con la onda guiada en el núcleo. Sin embargo, decae exponencialmente a valores muy pequeños en dirección transversal al eje de la fibra conforme nos alejamos de la frontera. Ésta onda evanescente tiene muchas consecuencias en la propagación de la luz en la fibra óptica, una de ellas, es que toda la propagación de energía en la fibra óptica es sensible a la absorción de la onda evanescente.

Existen varias técnicas de adelgazamiento de fibras ópticas, las cuáles cambian la geometría original de la misma con la finalidad de tener una mayor interacción con el campo evanescente.

3.1.1 Fibras ópticas pulidas en D.

Una de las técnicas para adelgazar fibras ópticas consiste en remover parcial o totalmente el revestimiento en una sección lateral de la fibra, para lo cual se emplea una técnica micrométrica de pulido. La geometría generada, a la que se conoce como fibra en D, se muestra en la figura 3.1 (a). Éstas fibras en D tienen un perfil de índice de refracción como el que muestra la Fig. 3.1 (b), en donde se puede observar una estructura de tres regiones.



Figura 3.1: a) Geometría generada en una fibra óptica en D al pulir uno de los extremos y b) perfil de índice de refracción de una fibra-D¹.

El análisis del modo guiado para éste tipo de fibras es complicado al considerar una estructura de tres capas (ver Fig. 3.1). No obstante, se ignora el revestimiento finito y se considera que el revestimiento y el medio externo forma un solo medio extendido en el infinito para la zona pulida (zona adelgazada). Las ecuaciones de campo modal en la fibra son [1]

$$\Psi(r,\phi) = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} A_m J_m(Ur) \cos m\phi & 0 < r < a_1 \\ \sum_{m=0}^{\infty} [C_m K_m(Wr) + D_m I_m(Wr)] \cos m\phi & r > a_1 \end{cases}$$
(3.1)

Aún cuando la técnica es complicada y requiere del uso de maquinaria de alta precisión para llevar a cabo el desbaste del vidrio, en la actualidad existen varias compañías en el mundo que ofrecen éste tipo de fibras con una excelente calidad. El estudio y desarrollo dispositivos de éste tipo ha sido fundamental para la construcción de sensores de índice de refracción, polarizadores y atenuadores "todo fibra" con aplicaciones en comunicaciones y control industrial.

3.1.2 Fibra óptica adelgazada por ataque químico.

Otra técnica utilizada para remover parte del revestimiento de una fibra óptica, consiste en atacar químicamente el revestimiento de la fibra utilizando compuestos químicos como el ácido fluorhídrico (HF) [2]. El fluoruro amónico (NH₄F), que es una solución a partir del HF, es más utilizado ya que actúa como protector y disminuye la razón de adelgazamiento de la fibra, lo que permite un mayor control de la misma [3].

La desventaja de las técnicas anteriores es que requieren de un sistema de control y monitoreo de diámetro para no dañar la fibra durante el proceso de adelgazamiento, en particular la superficie del núcleo. En el caso del ataque químico el control del tiempo de acción del químico sobre el vidrio de la fibra, para conseguir el diámetro deseado, depende de varios factores (concentración, volumen, presencia de impurezas) lo que dificulta establecer un método preciso.

3.1.3 Fibra óptica adelgazada por fusión-estiramiento (taper).

Recientemente se han propuesto métodos de adelgazamiento de fibras donde se usa la técnica de fusión y estiramiento de la fibra [4]. Aunque se han reportado distintos tipos de fuentes para calentar la fibra (láser de CO₂, arco eléctrico de una empalmadora de fusión o incluso micro-horno eléctrico), normalmente se usa una flama producto de la combustión de uno o más gases.

En cualquiera de los métodos mencionados, el medio adyacente a la zona adelgazada interactúa con la onda evanescente cambiando de alguna manera los parámetros de guiado de luz.

Haciendo una comparación entre las técnicas de adelgazamiento de fibras, el método de fusión y estiramiento simultáneo es de los más sencillos ya que no existe la necesidad de remover el revestimiento para generar la zona adelgazada; a diferencia de la técnica de ataque químico, el control del diámetro final de la fibra durante el proceso de fabricación se logra de manera más sencilla; comparado con las fibras de pulido lateral, donde sólo una parte de la fibra expone el campo evanescente al exterior, en la técnica de fusión y estiramiento se tiene una geometría circular uniforme permitiendo un área de interacción mayor y evitando la dependencia de la polarización.

3.2 El Perfil de un *Taper*

Por simplicidad se utilizará el término anglosajón *taper* para describir la estructura final de una fibra adelgazada por el método de fusión y estirado. Un *taper* es una estructura delgada tipo filamento ("cintura") y en los extremos terminales con una sección cónica ("transición"), como se muestra en la Fig. 3.2.



Figura 3.2 Estructura de un taper, indicando los términos a utilizar⁵

La Fig. 3.2 ilustra las variables usadas para describir un taper en fibra de forma completa. Se supondrá que el taper es simétrico, así que las dos zonas de transición del taper son idénticas. El radio de la fibra sin adelgazar es r_0 , y la cintura uniforme del taper es de longitud l_w y radio r_w . Cada zona de transición tienen una longitud z_0 y el perfil es descrito por la función local de tipo radial decreciente r(z), donde z es la coordenada longitudinal. El origen de z al inicio de cada zona de transición está representado por P, de manera que $r(0) = r_0$ y $r(z_0) = r_w$. La distancia neta sobre la cual se hará el estrechamiento será x. Típicamente, la variación de x con el tiempo t esta determinado directamente por la velocidad relativa de estiramiento de la fibra durante la

fabricación del taper, y es una variación directa. El tamaño final del taper está denotado por x_0 .

De acuerdo a la Fig. 3.3, a cualquier instante *t* durante la elongación del taper, una longitud L simétrica de la cintura del taper (*"zona caliente"* AB), es uniformemente calentada, de manera que un cilindro de vidrio de baja viscosidad es deformado. Fuera de la zona caliente, el vidrio es frío y sólido.



Figura 3.3 Diagrama esquemático de (a) un cilindro que será la cintura del taper de distancia AB y (b) el mismo cilindro un tiempo después de haber sido calentado y estirado ⁵.

A un tiempo $t + \delta t$ el cilindro de vidrio caliente es estrechado hasta formar un cilindro más delgado AB de longitud $L + \delta x$, donde δx es el incremento de tamaño en el tiempo δt . La longitud de la zona caliente es ahora $L + \delta L$ al mismo tiempo. Conforme se da el estiramiento los extremos AA' y B'B dejan la zona caliente, solidificándose y formando nuevos elementos de transición. La zona A'B' de la cintura del taper que permanece en la zona caliente, sigue deformándose y seguirá estrechándose y adelgazándose.

L cambia con la fuente de calor y puede variar arbitrariamente, sin embargo, se considerarán las siguientes restricciones:

$$L \ge 0. \tag{3.3}$$

$$\frac{dL}{dx} \le 1. \tag{3.4}$$

La primera restricción es obvia y la segunda asegura que la sección de vidrio calentada es siempre cilíndrica, es decir, que la zona caliente no se retira de forma adelantada durante el estiramiento. La longitud de la cintura del taper al tiempo t es la longitud de la zona caliente a ese tiempo

$$l_w(t) = L(t)$$
. (3.5)

Ahora se harán las siguiente consideraciones: primero, de acuerdo a la ley de conservación de masas [5], el volumen del cilindro de vidrio AB estrechado al tiempo $t+\delta t$ debe ser igual al que en el tiempo t

$$\pi (r_w + \delta r_w)^2 (L + \delta x) = \pi r_w^2 L, \qquad (3.6)$$

donde δr_w es el cambio en el radio del cilindro (negativo). En el límite $\delta t \rightarrow 0$ se puede generar una ecuación diferencial que gobierna la variación del radio de la cintura r_w con la longitud *x*

$$\frac{dr_w}{dx} = -\frac{r_w}{2L},\tag{3.7}$$

L puede variar como función de *x*, que a su vez incremente en función del tiempo *t*. La segunda consideración tiene que ver con la Fig. 3.4, en donde comparando la longitud total PQ de la fibra estrechada con la distancia inicial PQ a t = 0, se obtiene

$$2z_0 + L = x + L_0, (3.8)$$

donde *L* es función de *x* y L_0 es el valor inicial a x = 0. Ahora, el radio r(z) a cualquier punto *z* a lo largo de la zona de transición es igual al radio $r_w(x)$ hasta el punto en que es sacado de la zona caliente. La longitud x(z) correspondiente a esta relación y esta dada por la ley de distancia con $z_0 = z$

$$2z = x + L_0 - L, (3.9)$$

donde x en esta expresión es específicamente la extensión a la cuál el punto z fue sacado de la zona caliente. La solución x(z) de esta ecuación depende de cómo varía L con x. Entonces, el perfil de taper r(z) se puede determinar sustituyendo este x(z) en $r_w(x)$ de la primera consideración.



Figura 3.4 (a) Fibra al tiempo t = 0 al inicio del proceso del taper: una sección de PQ con longitud L_0 es calentada. (b) La fibra al tiempo t durante el proceso: P y Q están separados por una distancia x donde $PQ = 2z_0 + L^5$.

Matemáticamente, la relación entre el perfil del taper y las condiciones de estiramiento que lo producen está completamente determinada por las ecuaciones (3.5), (3.7) y (3.9), sujetos a las restricciones (3.3) y (3.4) de la variación de *L*. La aplicación de estas ecuaciones depende del problema en cuestión.

Suponiendo que L(x) y x_0 son dadas, y l_w , r_w , z_0 y r(z) necesitan ser encontradas. Entonces L(x) debe satisfacer las condiciones (3.3) y (3.4); la longitud de la cintura del taper esta dada por la ecuación (3.5) de la siguiente manera

$$l_w = L(x_0), (3.10)$$

La variación del radio de la cintura en función de *x* se obtiene integrando la ecuación (3.7) con la condición inicial $r_w(0) = r_0$.

$$\int_{r_0}^{r_w} \frac{dr'_w}{r'_w} = -\frac{1}{2} \int_0^x \frac{dx'}{L(x')},$$
(3.11)

obteniendo una expresión general

$$r_{w}(x) = r_{0} \exp\left[-\frac{1}{2} \int_{0}^{x} \frac{dx'}{L(x')}\right],$$
 (3.12)

Como L(x) es conocida, $r_w(x)$ se puede encontrar, y el radio de cintura final es simplemente $r_w(x_0)$. Por la ecuación (3.9) la longitud de la zona de transición *z* como función de *x* es

$$z(x) = \frac{1}{2} \left[x + L_0 - L(x) \right].$$
(3.13)

El valor final de la zona de transición es entonces $z(x_0)$. Para obtener r(z), es necesario reacomodar la ecuación (3.13) para encontrar x(z), lo cuál se hace analítica o numéricamente, dependiendo de la función L(x). La función de perfil del taper se encuentra sustituyendo x(r) en la ecuación (3.12) para $r_w(x)$

$$r(z) = r_w(x(z)), \qquad (3.14)$$

De esta manera, la forma o el perfil completo del taper ha sido encontrado. Para el problema particular donde se considera una zona de calentamiento constante, $L(x) = L_0$ por lo que $l_w = L_0$ y entonces la ecuación (3.12) genera

$$r_w(x) = r_0 e^{-x/2L_0} , \qquad (3.15)$$

Con el radio de cintura final como $r_w(x_0)$. La ecuación (3.13) da

$$z(x) = x/2,$$
 (3.16)

así que $z_0 = x_0/2$, y x como función de z es simplemente x = 2z. Sustituyendo en la ecuación (3.15) la función del perfil de taper esta dada por

$$r(z) = r_0 e^{-z/L_0} \,. \tag{3.17}$$
Entonces es perfil del taper esta determinado por la ecuación (3.17) la cual tiene un perfil que decae exponencialmente en la zona de transición, conservando un radio de cintura uniforme. Este tipo de perfil es el que se manejo durante la realización de este trabajo, por lo que el análisis para otras condiciones y características se deja a consulta en la Ref. [5].

Ópticamente hablando, cuando la luz que se propaga por el núcleo de una fibra uniforme pasa a través de un taper, en la zona de transición la energía del modo local fundamental del núcleo se acopla a un modo del revestimiento en la cintura del taper, lo cuál es la base de muchas de las aplicaciones de estos dispositivos. En el otro extremo de la cintura, conforme la luz se propaga a través de la segunda transición, la energía se reacopla al modo fundamental. El perfil del la zona de transición del taper debe ser suficientemente gradual para satisfacer el criterio de adiabaticidad, con el cuál se garantiza básicamente que las pérdidas de potencia óptica ocasionadas por los cambios en el perfil de la fibra son despreciables [6].

Es por esto que el perfil del taper es importante, sobre todo en aplicaciones donde es utilizado para el control de deformaciones por ejemplo para dispositivos miniatura [7] o sensores [8], o mediante torsión para sintonizar acopladores [9]. Para bajas pérdidas, éstas deformaciones se deben generar tanto como sea posible en la zona más delgada, donde la luz es guiada con más fuerza; por eso es que se prefiere un taper con una cintura delgada y una zona de transición corta. El rendimiento óptico de un componente a base de taper ha sido modelado asumiendo perfiles de taper parabólicos, sinusoidales, polinomiales u otros [10], [11], [12], [13], los cuáles han sido deducidos a través de mediciones aproximadas sobre los taper ya fabricados.

3.3 Evolución del Modo Fundamental en un Taper.

Con la técnica de fusión-estiramiento, el análisis de campo modal es más sencillo, esto se debe a que los diámetros logrados son del orden del micrómetro y no es necesario considerar una estructura de tres capas, ya que el modo es guiado prácticamente a través del revestimiento [1].

La ventaja de las fibras ópticas monomodo es que solamente el modo fundamental está involucrado, eliminando así análisis complejos y problemas de inestabilidad debido al acoplamiento de modos de orden superior, como sucede en fibras multimodo. El estrechamiento de una fibra óptica monomodo provoca que una sección de la fibra pierda uniformidad, cuando esto sucede, la transmisión de luz en la sección no uniforme no puede describirse con la teoría de modos referida a la transmisión de una guía de onda uniforme.

Existen en general dos modelos teóricos para describir la propagación de luz en fibras adelgazadas: la ecuación de onda escalar y las ecuaciones completas en forma vectorial de Maxwell. En la ecuación de onda escalar, la polarización del campo se asume sin cambios y la componente longitudinal es ignorada [6], [14], [15]. Sin embargo, con la fibra estrechada, la polarización de la luz varía con la propagación, y la componente longitudinal de los campos modales se incrementa en los mismos órdenes que las componentes transversales [16]. Por lo tanto, un modelo vectorial puede proveer una descripción mucho más completa y precisa a cerca de la propagación de luz. En éste análisis se trabajará con la ecuación de onda escalar, que con las aproximaciones adecuadas, ofrece modelo bastante aceptable para el cálculo del la evolución del modo, para estrechamientos por arriba del micrómetro [17].

Para un proceso adiabático en una fibra adelgazada, la perturbación causada por la variación del radio de la fibra es tan pequeña que las pérdidas de potencia del modo

fundamental a modos de alto orden son despreciables [6], [18]. En el desarrollo siguiente se asume que se tiene una fibra monomodo adelgazada adiabáticamente.

En dicha fibra, la luz se propaga siempre en el modo fundamental. Para una posición dada z a lo largo del taper, se puede construir la ecuación de onda del modo fundamental en un sistema de coordenadas cilíndrico mediante el uso de la geometría del perfil local (ver Fig. 3.5).



Figura 3.5 Perfil radial a la largo de la entrada de una fibra estrechada ¹⁷.

Para obtener la distribución de intensidad radial, la cuál es función de la constante de propagación β , se necesita resolver la ecuación de onda escalar (3.18)

$$r^{2} \frac{\partial^{2} \psi}{\partial r^{2}} + r \frac{\partial \psi}{\partial r} + \left[r^{2} \left(n^{2} k_{0}^{2} - n_{eff}^{2} k_{0}^{2} \right) - m^{2} \right] \psi = 0, \qquad (3.18)$$

donde ψ es el campo eléctrico transversal, y *m* es igual a cero para el modo fundamental LP_{01} .

La solución de esta ecuación puede expresarse mediante una composición lineal de funciones Bessel y Bessel modificadas. Usando las condiciones de frontera que establecen que la función de onda y su primera derivada son continuas en las interfaces núcleo-revestimiento y revestimiento-aire, se puede obtener la constante de propagación del modo fundamental en cada posición *z*. En la Fig. 3.6 se puede observar un mapa de contorno a color que muestra la evolución de la distribución radial normalizada de la intensidad a lo largo de la fibra a una longitud de onda de 800 nm.



Figura 3.6 Evolución de la distribución radial de la intensidad al entrar a la zona de la fibra adelgazada en un fibra SMF-28¹⁷.

Las líneas en rojo son las interfaces núcleo-revestimiento (core-cladding) y revestimiento-aire (cladding-air). La variación del radio del revestimiento puede escribirse como

$$r_{rev}(\mu m) = -1.9 + 67.8 \exp(-z/4.7).$$
 (3.19)

la cual es una aproximación de una medición (con z en mm) [19]. Se ha asumido que la relación entre el radio del núcleo y del revestimiento permanece constante durante el proceso de estrechamiento. La ecuación de Sellmeier para el revestimiento es $n_{rev}(\lambda) = \sqrt{3.0 + 0.009/(\lambda^2 - 0.01) + 84.1/(\lambda^2 - 96.0)}$ con λ en micrómetros. La diferencia de índice de refracción entre núcleo y revestimiento es de 0.36%. En la simulación de la evolución del modo, se asumió que la potencia se conserva $\int_{0}^{2\pi\infty} \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*) r dr d\phi = const ante$, y la relación entre el campo transversal eléctrico y

magnético es aproximadamente μ_0 / ϵ .

Al inicio de la zona estrechada, la luz se propaga como un modo del núcleo y la mayoría de ella es confinada dentro del núcleo. Conforme la fibra presenta un estrechamiento y decae, la diferencia entre el índice de refracción del núcleo y el

revestimiento no es la suficiente para confinar el modo en el núcleo. Entonces, la luz comienza a extenderse a las afueras del núcleo, sobre el revestimiento y se propaga como un modo del revestimiento que es guiado por la frontera entre el revestimiento y el aire. Como resultado, la energía se redistribuye dentro del revestimiento y la intensidad de la luz se reduce relativamente dentro del núcleo, según el diámetro del revestimiento es mayor. Como el diámetro la fibra estrechada comienza a disminuir (zona de transición), la intensidad del modo, el cuál ahora es confinado por la interfase revestimiento-aire, crece nuevamente debido al pequeño radio del revestimiento y transporta el máximo de intensidad hasta el final del taper. La posición donde el modo de propagación se transfiere de modo de núcleo a modo del revestimiento se conoce como zona de transición, o también llamada modo del núcleo de corte "core-mode cut off" [20]. Además, la evolución del modo y el proceso de propagación de la luz en la región de salida del estrechamiento son simétricos en espejo aproximadamente respecto a la cintura conforme la Fig. 3.6.

La evolución del modo de las Fig. 3.7 (a) y (b) depende significantemente de la longitud de onda de bombeo utilizada. A longitudes de onda menores, el modo puede ser confinado en un núcleo más pequeño y propagarse como un modo del núcleo a lo largo de una distancia mayor comparado con el modo a longitudes de onda más grandes.

Para una fibra adelgazada dada, cuando el revestimiento tiene la función de núcleo y el medio externo como revestimiento, el valor del parámetro de transición núcleo-revestimiento V_{cc} , está dado por [20]

$$V_{cc} = \sqrt{\frac{2}{\ln s}} \left(1 + \frac{0.26}{\ln s} \right)^{1/2}.$$
 (3.20)

donde *s* representa la relación entre el radio del revestimiento y el núcleo, que no depende de la longitud de onda. El valor local V del núcleo a la posición z es función de

la longitud de onda y puede ser expresada como $V_{nuc}(z) = \frac{2\pi a_{nuc}(z)}{\lambda} \sqrt{\left(n_{nuc}^2 - n_{rev}^2\right)}$.

Cuando $V_{nuc}(z)$ es mayor que el valor del parámetro V_{cc} , la luz es propagada como modo del núcleo. En el punto de transición, donde $V_{nuc}(z)$ es igual a V_{cc} , el valor de $V_{nuc}(z)$ se hace también pequeño como para ya no confinar el modo del núcleo, entonces, cuando $V_{nuc}(z)$ es más pequeño que V_{cc} , el revestimiento es el nuevo medio de guiado y la luz se propaga como un modo del revestimiento.

Por tanto, con valores de longitud de onda pequeños, para llevar a cabo el punto de transición núcleo-revestimiento, el radio del núcleo debe ser mucho menor que para valores de longitud de onda grandes.



Figura 3.7 Evolución de la distribución radial de intensidad a lo largo del estrechamiento para longitudes de onda de bombeo de (a) 500 nm y (b) 1064 nm ¹⁷.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.

[1] Henry W. M, "Evanescent field devices: a comparison between tapered optical fibres and polished or D fibres" Opt. and Quantum Elec., 26, pp. 261-272 (1994).

[2] Kim, Jeong, Kwon, Park, Lee, "Control of the characteristics of a long-period grating bye cladding etching" Applied Optics, **39**(13), pp. 2038-2042 (2000).

[3] Vasiliev S.A., Dianov E. M., Varelas D., Limberger H. G., Salathé R. P., "Postfabrication resonance peak positioning of long-period cladding-mode-coupled gratings" Opt. Letters, 21(22), pp. 1830-1832 (1996).

[4] Villatoro J., Monzón D., Mejía E., "Fabrication and modeling of uniform-waist single-mode tapered optical fiber sensors" App. Opt., 42, pp. 2278-2283 (2003).

[5] Birks T. A., Li Y. W., "The Shape of Fiber Tapers" J. Lightwave Tech., 10(4), pp.432-439 (1992).

[6] Love J.D., Henry W.M., Stewart W.J., Black R. J., Lacroix S., Gonthier F.,
"Tapered single-mode fibres and devices" *Part 1:Adiabaticity criteria*, IEE
Proceedings-J., 138(5), pp. 343-354 (1991).

[7] C. Caspar and E. J. Bachus, "Fibre-optic micro-ring-resonator with 2 mm diameter" Electron. Lett., *25*, pp. 1506-1508 (1989).

[8] L. C. Bobb, P. M. Shankar, and H. D. Krumholtz, "Bending effects in biconically tapered single-mode fibers" J. Lightwave Technol., *8*, pp. 1084-1090 (1990).

[9] T. A. Birks, "Twist-induced tuning in tapered fiber couplers" Appl. Opt., 28, pp. 4226-4233 (1989).

[10] W. J. Stewart and J. D. Lovc. "Design limitation on tapers and couplers in single mode fibres" Proc. ECOC' '85, pp. 555-562 (1985).

[11] J. D. Love and W. M. Henry, "Quantifying loss minimisation in single mode fibre tapers" Electron. Lett., 22, pp. 912-914 (1986).

[12] J. Bures. S. Licroix, and J. Lapierre, "Analyse d'un coupleur bidirectionnel a fibres optiques monomodes fusionnees" Appl. Opt., 22, pp. 1918-1922 (1983).

[13] W. K. Burns. M. Abebe. and *C*. A. Villarruel. "Parabolic model for shape of fiber taper" Appl. Opt., 24, pp. 2753-2755 (1985).

[14] A. W. Snyder, and J. D. Love, "*Optical waveguide theory*" (London, 1983). Chapter 12-15.

[15] M. Monerie, "Propagation in Doubly Clad Single-mode Fibers" IEEE Trans.Microwave Theory Techniques MTT-30, 381-388 (1982).

[16] A. J. Fielding, K. Edinger, and C. C. Davis, "Experimental Observation of Mode Evolution in Single-Mode Tapered Optical Fibers" J. Lightwave Technol. 17, 1649-1656 (1999).

[17] Zhang R., Zhang X., Meiser D., Giessen H., "Mode and group velocity dispersion evolution in the tapered region of a single-mode tapered fiber" Optics Express, 12(24), pp. 5840-5849 (2004)

[18] W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T. P. M. Man, and P. St. J. Russell, "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source" J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2148-2155 (2002).

[19] F. Warken and H. Giessen, "Fast profile measurement of micrometer-sized tapered fibers with better than 50-nm accuracy" Opt. Lett. **29**, pp. 1727-1729 (2004).

[20] R. J. Black and R. Bourbonnais, "Core-mode cutoff for finite-cladding lightguides" IEEE Proceedings-J, 133, 377-384 (1986).

CAPÍTULO 4

MODULACIÓN DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN POR PRESIÓN MECÁNICA

CAPÍTULO 4: MODULACIÓN DEL ÍNDICE DE REFRACCIÓN POR PRESIÓN MECÁNICA

4.1 Índice de Refracción y Elasticidad del Óxido de Silicio (SiO₂)

4.1.1 Introducción.

La fibra óptica para comunicaciones ha evolucionado desde que en la década de los 60's se hicieron las primeras predicciones en las que se auguraba que este medio proveería el medio de comunicación con las pérdidas de transmisión más bajas. En ese tiempo estas pérdidas se estimaban de unos cuantos decibeles por kilómetro, pero en la actualidad las pérdidas son de apenas 0.2 decibeles por kilómetro. La razón por la que las pérdidas ópticas son tan bajas se debe a características propias del material empleado para fabricar las fibras ópticas, el óxido de sílicio o sílice. La banda prohibida de la sílice fundida está alrededor de 9 *eV*, mientras que la resonancia vibracional infrarroja genera un borde en un valor de longitud de onda cercano a 2 µm [1]. El esparcimiento Rayleigh es el mecanismo que más pérdidas de potencia óptica genera en una fibra óptica, las cuales tienen una dependencia λ^{-4} . Los bajos niveles de atenuación que genera indican una perfecta homogeneidad del material [2].

4.1.2 Orígenes del índice de refracción del vidrio.

El índice de refracción n de un dieléctrico se puede expresar como la sumatoria de las contribuciones de i osciladores de fuerza f_i cada uno, como [3]

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{m\varepsilon_0} \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2 + i\Gamma_i \omega}, \qquad (4.1)$$

donde *e* y *m* son la carga y masa del electrón, respectivamente, ω_i es la frecuencia de resonancia, y Γ_i es la constante de decaimiento del *i-ésimo* oscilador. Entonces, el índice de refracción es una cantidad compleja, en la cual la parte real contribuye a la velocidad de fase de la luz (la constante de propagación), mientras que el signo de la parte imaginaria genera un rizo ya sea de pérdida o ganancia. Γ_i puede ser despreciado en fibras ópticas de bajas pérdidas en la banda de transmisión en telecomunicaciones, así que la parte real, del índice de refracción es [3]

$$n^{2} = 1 + \sum_{i} \frac{A_{i} \lambda^{2}}{\lambda^{2} - \lambda_{i}^{2}}, \qquad (4.2)$$

Con i = 3, se obtiene la muy conocida expresión de Sellmeier para el índice de refracción, y para sílice, λ_i ($i = 1 \rightarrow 3$) son las resonancias electrónicas a 0.0684043 y 0.1162414 µm, y la vibración interna a 9.896161 µm. Experimentalmente se encontró que los valores A_i son 0.6961663, 0.4079426 y 0.8974794 [4], [5]. El índice de grupo *N* es definido como

$$N = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}, \qquad (4.3)$$

el cuál determina la velocidad a la cual el pulso viaja a través de la fibra. Estas cantidades han sido graficadas en la Fig. 4.1, calculadas a partir de las ecuaciones (4.2) y (4.3). El índice de refracción de la sílice a 20 °C es 1.51086 [2].



Figura 4.1 Índice de refracción (continua) e índice de grupo (discontinua) de la sílice contra longitud de onda a las temperaturas 0 ° C (azul), 100 ° C (negro) y 200 ° C (rojo) 6 .

El cambio en el índice de refracción de la fibra a una longitud de onda λ se puede calcular de los cambios observados en el espectro de absorción en el ultravioleta usando la relación Kramers-Kronig [3], [7]

$$\Delta n(\lambda) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{i} \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{\left(\Delta \alpha(\lambda') \cdot \lambda^2\right)}{\lambda^2 - {\lambda'}^2} d\lambda', \qquad (4.4)$$

donde la sumatoria es sobre todo el intervalo discreto de longitudes de onda para cada *i* cambios en la absorción medida, α_i . Entonces, una fuente que fotoinduce un cambio en la absorción a $\lambda_1 \leq \lambda' \leq \lambda_2$ cambiará el índice de refracción a la longitud λ .

El índice de refracción del vidrio depende de la densidad del material, así que un cambio en el volumen a través de una relajación térmica inducida del vidrio conlleva un cambio Δn en el índice de refracción *n* como

$$\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{\Delta V}{V} \approx \frac{3n}{2} \varepsilon, \qquad (4.5)$$

donde el cambio volumétrico ΔV es una fracción del volumen original V que es proporcional al cambio fraccional ε en la dimensión linear del vidrio.

Otro dato interesante de la sílice fundida es que su punto de ablandamiento es a 2273°C y el hecho de que probablemente tiene el límite elástico más grande que cualquier material, 17% aproximadamente a temperaturas del nitrógeno líquido [8].

4.1.3 Elasticidad del vidrio.

Cuando una pieza de vidrio es estirada por la acción de una fuerza, puede regresar a su tamaño y forma original en el momento que se elimina el esfuerzo que lo deforma, dentro de ciertos límites de temperatura. A esta propiedad se le llama *elasticidad*. Si después de eliminar la fuerza deformante el material no recupera sus dimensiones originales, se dice que excedió el límite elástico. Mientras no se alcance ese límite se puede decir que la tensión es directamente proporcional al esfuerzo [9]. Para calcular la deformación se usa una constante elástica, determinada experimentalmente, llamada *módulo de Young*, que

mide la relación del esfuerzo de alargamiento con la tensión que se produce. Matemáticamente se expresa como:

$$Y = \frac{\left(\frac{F}{A}\right)}{\left(\frac{e}{L}\right)},$$
 (4.6 a)

$$F = \left(\frac{AY}{L}\right)e, \qquad (4.6 \text{ b})$$

$$k = \frac{AY}{L}, \qquad (4.6 \text{ c})$$

donde Y es el módulo de Young, F es la fuerza aplicada para producir el alargamiento, A es el área, L es la longitud del vidrio, e es el alargamiento y k es la constante elástica.

La fuerza elástica en un vidrio se debe a las atracciones moleculares dentro del material cuando éste se solidifica. Si las capas de vidrio se separan ligeramente por la aplicación de una fuerza deformadora, las fuerzas moleculares se ponen en actividad para atraerlas a sus posiciones originales. Pero en el límite elástico las fuerzas moleculares dejan de ser tan efectivas a causa de las imperfecciones y de la falta de cristalinidad del material.

En la Fig. 4.2 se presenta la variación del módulo de Young en un vidrio formado por 18% de Na₂O y 82% de SiO₂, al cual se le agregan pequeñísimas cantidades de diferentes óxidos metálicos para cambiar su composición. Con la incorporación de óxidos de sodio y potasio el módulo de Young disminuye, mientras que con óxidos de magnesio, hierro y calcio, aumenta. Sin embargo, al adicionar óxidos de bario, aluminio, zinc y plomo casi permanece constante. Un efecto diferente ocurre cuando el óxido es un borato (B_2O_3), porque en este caso el módulo de Young primero aumenta hasta llegar a un máximo, y después disminuye por el exceso de boro. Desde el punto de vista práctico, la composición ideal para que un vidrio tenga mayor elasticidad es con silicio, sodio, calcio y boro.



Figura 4.2 Variación del módulo de Young por adición de óxidos en el vidrio⁹.

Como se puede observar en la Fig. 4.3, la temperatura es un factor muy importante debido a los altos valores de compresibilidad y la rapidez con la que cambia, que concuerdan con la concepción de la naturaleza líquida del estado vítreo. La compresibilidad es la acción de reducir el volumen de un material. En los sólidos y líquidos el volumen se comprime muy poco por efecto de la presión. En el vidrio sucede lo mismo, pero esta propiedad es importante porque de ella dependen las aplicaciones que se le puedan dar. En la Fig. 4.3 se aprecia que la compresibilidad del vidrio de Na y K aumenta linealmente con la temperatura, el que contiene borosilicato de zinc siempre decrece, mientras que el de sílice y el pyrex decaen para volver a crecer aproximadamente después de los 250°C.



Figura 4.3 Porcentaje de compresibilidad por efecto de la temperatura en varios vidrios ⁹.

En el caso del vidrio de sílice, el módulo de Young a 25°C es de 720 kbar y el de torsión 290 kbar. Cuando se le somete a un esfuerzo de tracción mecánica a temperaturas próximas a la ambiente, se comporta como un cuerpo perfectamente elástico con una función *alargamiento/esfuerzo* de tipo lineal, pero sin prácticamente zona plástica cercana a su límite de rotura. Esta propiedad, unida a la resistencia mecánica a la tracción anteriormente citada, lo convierte en un producto frágil. Al golpearlo, o se deforma elásticamente y su forma no se altera o, si se sobrepasa su límite de elasticidad, se fractura [10].

4.1.4 Propiedades fotoelásticas de la sílice.

Los efectos de la presión mecánica sobre el índice de refracción de los vidrios dependen de la magnitud de la presión externa aplicada y la manera en la cual es llevada a cabo. Un vidrio bajo un esfuerzo no uniforme, como el estiramiento o compresión, se hace birrefrigente y la diferencia resultante en el índice de refracción es proporcional a la magnitud de la presión.

Cuando en un vidrio no hay otra presión, más que la atmosférica, la estructura del vidrio se dice que es isotrópica [11]. Si el vidrio es expuesto a una presión uniaxial P como en la Fig. 4.4, se puede convertir en doblemente refractivo o birrefrigente, y constituye lo que se

conoce como cristal anisotrópico. El fenómeno de Birrefringencia es explicado con más detalle en la sección 4.2.



Figura 4.4 Efecto de la compresión uniaxial sobre la propagación de la luz en un vidrio homogéneo¹¹.

4.2 Birrefringencia Inducida en una Fibra Óptica

4.2.1 Concepto de birrefringencia

Una fibra monomodo de núcleo perfectamente circular realmente transporta dos modos, que tienen estados de polarización lineal ortogonales y tienen la misma constante de propagación [12]. En la práctica, en una fibra óptica monomodo el núcleo es nominalmente circular y con la presencia de presión, doblamiento, giros, etc. se genera una pequeña diferencia en las constantes de propagación de los dos modos polarizados (birrefringencia), lo que lleva a un acoplamiento de potencia entre estados de polarización ortogonales aún bajo la mínima perturbación externa. Entonces, para tales fibras, la luz que entra linealmente polarizada se hace elípticamente polarizada por distancias cortas y, además, el estado de polarización a la salida cambia cuando las perturbaciones externas cambian. Éste cambio aleatorio en estado de polarización crea problemas cuando la fibra monomodo se usa en comunicaciones coherentes, en sensores de fibra, o en aplicaciones en las cuales el extremo de la fibra óptica se tiene que acoplar a componentes sensibles a la polarización como dispositivos de óptica integrada.

Para solucionar estos problemas, se han fabricado fibras especiales con núcleo elíptico y fibras de birrefringencia inducida por esfuerzo. Estas son las llamadas fibras birrefrigentes o fibras de polarización sostenida ("<u>polarization-maintaining fibers</u>").

El acoplamiento entre los modos HE_{11} (LP_{01}) polarizados en "x" y "y" ocurre fuertemente cuando existe la misma, o por lo menos similar, componente de frecuencia en las fluctuaciones longitudinales, expresada como la diferencia de las constantes de propagación entre los dos modos $\delta\beta = \beta_x - \beta_y$ [13]. A partir de esta diferencia de constantes de propagación, se puede definir un nuevo concepto llamado *Longitud de Batidos*, la cuál es una medida de la birrefringencia de la fibra; de manera que una longitud de batidos pequeña corresponde a una birrefringencia mayor, tal como lo expresa $L_b = 2\pi/\delta\beta$, donde L_b es la longitud de batidos [12].

Las fibras birrefrigentes son clasificadas dentro de dos categorías: (1) birrefringencia de tipo geométrica y (2) birrefringencia de tipo inducida por esfuerzos internos y/o externos. Las de birrefringencia de tipo geométrica, la birrefringencia es producida por núcleos axiales asimétricos o estructuras en la vecindad del núcleo con una composición química distinta a la del revestimiento. Por el contrario, las fibras de birrefringencia de tipo inducida por esfuerzos internos y/o externos son generadas por una presión no simétrica sobre el núcleo. La Fig. 4.5 Muestra la sección transversal de fibras ópticas birrefrigentes más típicas.



Figura 4.5 Sección transversal de fibras birrefrigentes: (a) fibra núcleo elíptico, (b) fibra túnel lateral, (c) fibra PANDA, (d) fibra lazo de corbata, y (e) fibra revestimiento elíptico¹³.

La birrefringencia modal *B* se define como la diferencia normalizada de las constantes de propagación entre los modos HE_{11}^x y HE_{11}^y para el número de onda *k*:

$$B = \frac{\beta_x - \beta_y}{k} = \frac{\delta\beta}{k}.$$
(4.7)

4.2.2 Derivación de las ecuaciones básicas de la birrefringencia en fibras ópticas.

Para calcular los campos eléctrico y magnético en fibras birrefrigentes, se considera que tanto la estructura de la guía de onda, como la distribución de esfuerzos no son simétricas. El cambio en el índice de refracción debido a presión no simétrica es del orden de 10^{-4} . Para la mayoría de fibras birrefrigentes, este cambio es pequeño comparado con la diferencia de índice entre núcleo y revestimiento Δ [13]. Entonces los campos E y H en fibra birrefrigentes bajo presión son considerados a partir de los campos no perturbados E_p y H_p (p = 1 corresponde a HE_{11}^x y p = 2 es HE_{11}^y) [14]:

$$\begin{cases} \vec{E} = A(z)\vec{E}_1 + B(z)\vec{E}_2 \\ \vec{H} = A(z)\vec{H}_1 + B(z)\vec{H}_2 \end{cases}$$
(4.8)

Cada par de campos no perturbados satisface las ecuaciones de Maxwell

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{E}_{p} = -j\omega\mu_{0}\vec{H}_{p} \\ \nabla \times \vec{H}_{p} = j\omega\varepsilon_{0}K\vec{E}_{p} \end{cases}$$
(4.9)

donde *K* denota el tensor de permitividad relativa de la fibra sin presión. El efecto geométrico de una estructura de núcleo no simétrica es considerado en *K* (para el caso de fibras birrefringentes). Sustituyendo los campos perturbardos en las ecuaciones de Maxwell, considerando el efecto del tensor de permitividad relativa perturbado \tilde{K} y después de algo de algebra vectorial se puede obtener una expresión para la birrefringencia modal:

$$B = \frac{\beta_1 - \beta_2}{k} + \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{k}.$$
 (4.10)

donde β_1 y β_2 son las constantes de propagación de los modos HE_{11}^x y HE_{11}^y respectivamente, *k* es el número de onda, Γ_1 y Γ_2 están definidos por la siguiente expresión

$$\Gamma_{p} = \frac{\omega \varepsilon_{0} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} \vec{E}_{p}^{*} \cdot (\tilde{\mathbf{K}} - \mathbf{K}) \vec{E}_{p} r dr d\theta}{\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} \mathbf{u}_{\mathbf{Z}} \cdot (\vec{E}_{p}^{*} \times \vec{H}_{p} + \vec{E}_{p} \times \vec{H}_{p}^{*}) r dr d\theta}. \quad p = 1, 2$$
(4.11)

El primer término de la ecuación (4.10) representa la birrefringencia debido a la estructura de la guía de onda no simétrica y es llamada *birrefringencia geométrica*. El segundo término representa la birrefringencia causada por la distribución de presión no simétrica y es llamada *birrefringencia inducida* por esfuerzo. Ambos tipos de birrefringencias son expresadas por separado como

$$B_g = \frac{\beta_1 - \beta_2}{k}, \qquad (4.12)$$
$$B_g = \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{k} \qquad (4.13)$$

$$B_s = \frac{1_1 - 1_2}{k},$$
 (4.13)

Ambas pueden ser calculadas por el método de elemento finito [15].

El tensor de permitividad $\widetilde{\mathbf{K}}$ relativa bajo el efecto de presión es expresado por

$$\widetilde{K} = \begin{pmatrix} \left[n - C_1 \sigma_x - C_2 (\sigma_y + \sigma_z)\right]^2 & 2n(C_2 - C_1)\tau_{xy} & 0\\ 2n(C_2 - C_1)\tau_{xy} & \left[n - C_1 \sigma_y - C_2 (\sigma_z + \sigma_x)\right]^2 & 0\\ 0 & 0 & \left[n - C_1 \sigma_z - C_2 (\sigma_x + \sigma_y)\right]^2 \end{pmatrix}, \quad (4.14)$$

donde *n* es el índice de refracción sin presión, σ_x , σ_y y σ_z son los esfuerzos a lo largo de las tres direcciones principales (*x*, *y*, *z*), τ_{xy} es la presión compartida, C_1 y C_2 denotan las constantes fotoelásticas. Las constantes fotoelásticas del vidrio de sílice son dadas por [16]

$$\begin{cases} C_1 = 7.42 \times 10^{-6} & \text{mm}^2/\text{Kg} \\ C_2 = 4.102 \times 10^{-5} & \text{mm}^2/\text{Kg} \end{cases},$$
(4.15)

El tensor de permitividad relativa K bajo la condición de no esfuerzo esta dado por

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} n^2 & 0 & 0\\ 0 & n^2 & 0\\ 0 & 0 & n^2 \end{pmatrix}$$
(4.16)

Realizando la resta tensorial $(\tilde{\mathbf{K}} - \mathbf{K})$, sustituyendo en la ecuación (4.11) y tomando en cuenta que E_x y $H_y \cong (\omega \varepsilon_0 n^2 / \beta) E_x$ son las componentes dominantes en (\mathbf{E}_1 , \mathbf{H}_1) del modo HE_{11}^x ; y que E_y y $H_x \cong (\omega \varepsilon_0 n^2 / \beta) E_y$ son las componentes dominantes en (\mathbf{E}_2 , \mathbf{H}_2) del modo HE_{11}^y se puede obtener

$$\frac{\Gamma_{1}}{k} = -\frac{\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} \left[C_{1}\sigma_{x} + C_{2}(\sigma_{y} + \sigma_{z})\right] \vec{E}_{1} |^{2} r dr d\theta}{\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} \left|\vec{E}_{1}\right|^{2} r dr d\theta}.$$

$$\frac{\Gamma_{2}}{k} = -\frac{\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} \left[C_{1}\sigma_{y} + C_{2}(\sigma_{z} + \sigma_{x})\right] \vec{E}_{2} |^{2} r dr d\theta}{\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} \left|\vec{E}_{2}\right|^{2} r dr d\theta}.$$
(4.17)

Es sabido que de las ecuaciones (4.17) y (4.18) se obtienen las contribuciones de esfuerzo o presión a las constantes de propagación mediante la integral de traslape de la distribución de presión y la distribución de intensidad óptica.

4.3 Modulación del Índice de Refracción en una Fibra Óptica por Presión Periódica.

4.3.1 Efectos de la presión en fibras ópticas.

Como se ha demostrado, la modulación del índice de refracción en una fibra óptica esta directamente relacionada con los esfuerzos inducidos sobre ella, es decir, las perturbaciones sobre su estructura externas a la propia fibra. Al aplicar una carga W_0 sobre la fibra óptica en la dirección "y" tenemos una distribución de tensión en el eje "x" y sobre el eje "y" se genera una compresión distribuida expresada a través de las siguientes ecuaciones [17]

$$\sigma_{x} = \frac{W_{0}}{\pi b} \left[1 - \frac{4b^{2}x^{2}}{\left(b^{2} + x^{2}\right)^{2}} \right], \qquad (4.19)$$

$$\sigma_{y} = -\frac{W_{0}}{\pi b} \left[\frac{4b^{4}}{\left(b^{2} + x^{2}\right)^{2}} - 1 \right], \qquad (4.20)$$

donde σ_x , σ_y son los esfuerzos normales en las direcciones "*x*" y "*y*", *W*₀ es la carga aplicada sobre la fibra óptica, *b* es el radio exterior de la fibra (revestimiento) y "*x*" es el desplazamiento sobre el eje transversal de la fibra que se esta deformando.

En la Fig. 4.6 se puede observar las direcciones de extensión en el eje "x" y de compresión en el eje "y" cuando la carga W_0 es aplicada sobre la fibra óptica.



Figura 4.6 Dirección de tensión en el eje "x" y compresión en el eje "y" cuando se aplica una carga en la dirección "y": a) sin presión y b) con presión ¹⁷.

En la Fig. 4.7 se presenta una gráfica, obtenida a partir de las ecuaciones (4.19) y (4.20), donde se muestra la distribución de esfuerzos en el eje "*x*" de una fibra óptica, SMF-28 que tiene un diámetro exterior de 125 μ m, al aplicar en el centro de ésta una carga puntual de W_0 = 0.5 kg/mm en dirección del eje "*y*". Se puede observar que la distribución de tensión disminuye conforme nos alejamos del centro dela fibra.



Figura 4.7 Distribución del esfuerzo en tensión y compresión en el eje "x" de la fibra óptica cuando aplicamos la fuerza en la dirección del eje "y". E = 7830 (Kg/mm²), $\nu = 0.186$, b = 62.5 (µm), y W₀ = 0.5 (Kg/mm)¹⁸.

4.3.2 Acoplamiento de polarización ortogonal en fibras ópticas birrefringentes.

De lo antes expuesto se puede decir que en las fibras ópticas birrefringentes, los modos polarizados en "x" y en "y" viajan con diferentes velocidades. Si n_x y n_y representan los índices efectivos de los modos polarizados LP₀₁ en "x" y "y", entonces la birrefringencia en fibras ópticas se puede definir como

$$B = \left| n_x - n_y \right|, \tag{4.21}$$

y la correspondiente longitud de batido como

$$L_b = \frac{\lambda_0}{B}, \qquad (4.22)$$

donde λ_0 es la longitud de onda de propagación en el vacío.

Si se introduce en una fibra altamente birrefrigente luz polarizada en una dirección, por ejemplo, con polarización en "x", bajo perturbaciones normales como doblamientos, esfuerzos o giros, la luz no se acoplará con el estado de polarización en "y", debido a que la amplitud de dichas perturbaciones corresponde a un periodo espacial pequeño, y por lo tanto pueden despreciarse. Para que las perturbaciones tengan efecto sobre los estados de polarización será necesario generar perturbaciones periódicas, con un periodo dado por [12]

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{n_x - n_y} = L_b. \tag{4.23}$$

Por lo tanto, generando perturbaciones con un periodo aproximado a la longitud de batidos se puede inducir un acoplamiento entre los modos polarizados "x" y "y". Entonces, si se aplica una presión periódica a una fibra óptica, por ejemplo, colocándola entre un par de placas corrugadas de periodo Λ como lo muestra la Fig. 4.8, se puede inducir un acoplamiento fuerte de potencia entre modos ortogonalmente polarizados. Este efecto fue observado y reportado por Youngquist [19].



4.3.3 Acoplamiento modal en fibras ópticas no birrefrigentes.

No solamente con fibras altamente birrefrigentes se puede lograr el acoplamiento de modos, tal y como lo reporta el mismo Youngquist en la Ref. [20]. En una fibra monomodo estándar, el acoplamiento modal es similar al acoplamiento de polarización para fibras birrefrigentes, sólo que aquí la longitud de batidos "modal" tiende a ser más corta que la longitud de batidos "birrefrigente"; entonces el acoplamiento modal es más corto que el acoplamiento de polarización. La alineación rotacional, que es crítica en el acoplamiento de polarización, no es requerida para el acoplamiento modal, ya que la fibra es de simetría cilíndrica. Sin embargo, para el acoplamiento modal se necesita una fuerza diez veces mayor a la necesaria para el acoplamiento de polarización, este requerimiento es crítico porque puede producir un daño permanente en la fibra óptica.

Los modos LP_{mn} usualmente son aproximaciones válidas de la suma de modos normales, cuando la diferencia entre los índices del núcleo y revestimiento es muy pequeña. La Fig. 4.9 muestra esquemáticamente los dos estados de polarización del modo fundamental LP₀₁ y las cuatro posibles distribuciones del modo de segundo orden LP₁₁. Los modos LP₀₁ y LP₁₁ pueden moverse en o fuera de fase respecto uno al otro sobre una longitud de batidos $L = \lambda/\Delta n$, donde λ es la longitud de onda en el vacío y Δn es la diferencia en fase de los índices efectivos de los dos conjuntos de modos (constantes de fase para ambos modos).



Figura 4.9 Los primeros dos modos de una fibra de simetría cilíndrica donde los índices del núcleo y revestimiento son aproximadamente iguales (diferencia de índice delta pequeña). Las flechas indican la dirección del campo eléctrico²⁰.

La transferencia de potencia coherente entre los dos conjuntos de modos se puede llevar a cabo mediante un acoplamiento periódico que relacione la longitud de batidos de ambos modos. Dicho acoplamiento se puede llevar a cabo deformando la fibra óptica; para esto hay que colocarla sobre una superficie plana y ejercer presión con otra superficie de material relativamente suave y de longitud L/2. Con este procedimiento se genera una región de acoplamiento al inicio y al final de la deformación asimétrica de la fibra, como lo muestra el centro de la Fig. 4.10. Cuando el modo fundamental polarizado verticalmente localizado en la zona sin presionar, denotado por \uparrow , llega al inicio de la zona presionada, se descompondrá en el modo LP_{01} \uparrow presionado, el modo LP_{11} \div también presionado y los modos de radiación. Tanto el modo $LP_{01} \uparrow y LP_{11} \stackrel{\uparrow}{\downarrow}$ viajan en la zona deformada por una distancia igual a la mitad de la longitud de batidos, en donde tienen un desfase entre sí de π radianes. Entonces ambos llegar al final de la zona bajo presión y se descomponen en modos \uparrow y ^{*} sin la influencia de presión. Si la deformación se repite periódicamente con un periodo L, entonces una longitud L/2 bajo presión se encontrará de forma continua y el proceso se volverá a repetir. Entonces el acoplamiento puede ser acumulativo sobre varias zonas de presión y la transferencia de potencia puede ocurrir en mayor grado. Así, al haber una reducción de coherencia espacial, el acoplamiento entre modos se puede lograr.



Figura 4.10 Presionando la fibra óptica en una zona se producirá una deformación asimétrica en la fibra. Esto permite que el acoplamiento entre el modo fundamental y el de segundo orden ocurra al inicio y al final de la deformación²⁰.

4.3.4 Tensor dieléctrico de una fibra óptica con birrefringencia.

Una fibra óptica de sección transversal circular, idealmente no posee birrefringencia, así que las componentes de la diagonal del tensor dieléctrico son $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_i$, donde $\varepsilon_i = \varepsilon_0 n^2$, *n* es índice de la fibra óptica y ε_0 es la permitividad en el vacío. Sin embargo, en muchos casos prácticos, la sección transversal no es perfectamente circular y la fibra óptica posee cierto grado de birrefringencia lineal en la que los dos ejes de birrefringencia (lento y rápido) son perpendiculares al eje de la fibra (eje z). La birrefringencia lineal en una fibra óptica circular se induce normalmente por esfuerzo externo, doblamiento o por efecto fotorrefractivo producido por irradiación con una fuente de UV (ultravioleta). La perturbación dieléctrica $\Delta \varepsilon$ causada por la birrefringencia lineal es generalmente dada por [21]

$$\Delta \varepsilon = \begin{bmatrix} \overline{\Delta \varepsilon_{xx}} & \overline{\Delta \varepsilon_{xy}} & 0\\ \overline{\Delta \varepsilon_{yx}} & \overline{\Delta \varepsilon_{yy}} & 0\\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (4.24 \text{ a})$$

$$\overline{\Delta\varepsilon_{xy}} = \overline{\Delta\varepsilon_{yx}} = (\Delta\varepsilon_l / 2) \sin 2\psi, \qquad (4.24 \text{ b})$$

$$\overline{\Delta\varepsilon_{xx}} = \overline{\Delta\varepsilon_{x}} - \Delta\varepsilon_{l} \sin 2\psi , \qquad (4.24 \text{ c})$$

$$\overline{\Delta\varepsilon_{yy}} = \overline{\Delta\varepsilon_{Y}} + \Delta\varepsilon_{l} \sin 2\psi , \qquad (4.24 \text{ d})$$

$$\Delta \varepsilon_X = \varepsilon_0 (n_X^2 - n_i^2) \cong 2\varepsilon_0 n_i \Delta n_X , \qquad (4.25 a)$$

$$\Delta \varepsilon_{Y} = \varepsilon_{0} (n_{Y}^{2} - n_{i}^{2}) \cong 2 \varepsilon_{0} n_{i} \Delta n_{Y}, \qquad (4.25 \text{ b})$$

$$\Delta \varepsilon_l = \varepsilon_0 (n_X^2 - n_Y^2) \cong 2\varepsilon_0 n_i B_l, \qquad (4.25 \text{ c})$$

Aquí $B_l = n_x - n_y$ es la birrefringencia lineal, $\Delta n_x = n_x - n_i$ y $\Delta n_y = n_y - n_i$ son los índices perturbados a lo largo de los dos ejes principales (X, Y) debido a la birrefringencia. Las constantes n_x y n_y son los índices de refracción a lo largo de los dos ejes principales, n_i es el índice de refracción del eje lento a lo largo de la fibra y ψ es ángulo entre el eje "x" y el eje lento de la birrefringencia lineal [21].

Cuando una fuerza lateral periódica (por unidad de longitud N/m) F es aplicada transversalmente en una sección de la fibra óptica, el esfuerzo induce birrefringencia lineal en donde el eje lento es perpendicular a la dirección de la fuerza la cual tiene una periodicidad Λ . De esta manera la birrefringencia es dada por

$$B_{l} = \left(2n_{i}^{3}/\pi Y_{m}\right)(1+\sigma)(P_{12}-P_{11})F/r_{0}.$$
(4.26)

donde Y_m es el módulo de Young, σ es la relación de Poisson, P₁₁ y P₁₂ son los únicos dos términos introducidos en los coeficientes esfuerzo-ópticos P_{ij}, r₀ es el radio de la fibra expresado en metros, y el eje rápido de la birrefringencia es perpendicular al eje lento y al eje de la fibra. El análisis para acoplamiento de modos se realiza tomando en cuenta el tipo de birrefringencia inducida, ya sea que se consideren modos en co-propagación y contra-propagación, o se traten dos o más modos de cualquier orden y estado de polarización.

4.4 Técnicas para Inducir Birrefringencia Lineal en una Fibra Óptica Mediante Presión Periódica

El fenómeno de birrefringencia lineal inducida está basado en el hecho de que toda fibra óptica posee cierto grado de birrefringencia, según la geometría de la misma. De esta manera, al aplicar un esfuerzo externo de forma periódica se pueden generar efectos de acoplamiento modal. Este acoplamiento puede ser utilizado de forma positiva en el desarrollo de componentes que basen su funcionamiento en el fenómeno de birrefringencia de tal manera que se produzcan dispositivos tales como las Rejillas de Periodo Largo (RPL).

Una RPL fotoinducida en una fibra óptica se utiliza para generar filtros con importantes aplicaciones, en particular, como ecualizadores de ganancia en amplificadores de fibra, filtros de rechazo de banda en láseres, etc. Sin embargo, su fabricación lleva algo de tiempo y requiere una inversión de capital en equipo especializado, sus rangos de sintonización son limitados y sus longitudes de onda son difíciles de controlar con la exactitud necesaria. Por lo que es necesario el desarrollo de métodos de fabricación más simples y económicos.

Debido a que el periodo de una RPL es de algunos cientos de micrómetros, es posible inducirlas mecánicamente, por ejemplo, mediante la compresión de la fibra entre una placa acanalada con una separación uniforme entre dientes (periodo Λ) y una placa plana (ver Fig. 4.11). Por el efecto fotoelástico, los puntos de presión inducen una modulación periódica del índice. El principio básico fue primero demostrado a principios de los 80's para acoplar los modos ortogonalmente polarizados de fibras birrefringentes [19], [21] y el modo LP₀₁ con el LP₁₁ en una fibra "bi-modal" [20].

En una RPL el modo LP₀₁ del núcleo es acoplado, a diferentes longitudes de onda λ_m , con modos del revestimiento que se propagan en la misma dirección. Estas longitudes de onda están definidas por condición de amarre de fase $\lambda_m = (n_{eff} - n_{rev}^m)\Lambda$ donde n_{eff} y n_{rev}^m son los índices efectivos del modo LP₀₁ y el *m-ésimo* modo del revestimiento a λ_m , respectivamente [22]. En general, para un periodo Λ dado, varios modos satisfacen la condición de amarre de fase, a diferente longitud de onda. La longitud de onda λ_m depende de los índices de refracción del núcleo y revestimiento, los cuáles afectan n_{eff} y n_{rev}^m . Para el acoplamiento de modos del revestimiento de bajo orden, la diferencia de índices es pequeña y el periodo tiene que ser próximo al milímetro [22].



Figura 4.11 Vista lateral de una RPL inducida mecánicamente²³.

Existen numerosas técnicas para generar RPL por presión mecánica basadas en el fenómeno de birrefringencia inducida; dichas técnicas son simples, flexibles y de bajo costo. Son simples porque no requieren equipo sofisticado como en el caso de las rejillas fotoinducidas, por ejemplo se ha reportado el uso cuerdas [24], de placas corrugadas [25], alambres metálicos [26] o resortes de metal [27]. Son flexibles, porque el periodo de la rejilla puede ajustarse con sólo variar el ángulo entre el eje de la fibra óptica y los dientes de las placas; similarmente la longitud de la fibra óptica bajo presión puede cambiarse fácilmente. Y son de bajo costo, porque al ser una técnica simple no requiere de equipo de alta tecnología que llega a ser altamente costoso.

Una técnica de modulación de índice por presión periódica para generar birrefringencia inducida se muestra en la Fig. 4.12. En una sección del tubo de metal se han hecho ranuras(grooves), sobre las cuales se fija la fibra óptica; en un extremo de la fibra se colocada una polea y se mantiene bajo tensión mediante un peso W1. Una cuerda de nylon va a través de un sistema de poleas, que ayudan a reducir la fricción durante el proceso de estirado, y se fija en el mismo final del tubo. El peso W2 se coloca en una polea movible, para que mantenga fija la cuerda de nylon; la cuerda de nylon se jala alrededor del tubo

presionando la fibra contra las ranuras, generando así la modulación periódica con lo que se produce la RPL inducida mecánicamente [24].



Figura 4.12 Montaje experimental para generar un RPL²⁴.

Esta técnica para inducir RPL mecánicamente es altamente reproducible y permite un buen control sobre la rejilla para aislar los picos de pérdidas. Es simple, flexible y de bajo costo, de acuerdo a los elementos intrínsecos del mismo dispositivo. Las RPL producidas poseen bajas pérdidas por inserción (menores a 0.2 dB), anchos de banda en el rango de 5 a 30 nm y los picos de pérdidas pueden llegar a tener mas de 20 dB de profundidad. La mayor ventaja de esta técnica es el aislamiento de los picos de pérdidas a través de la elección apropiada de los parámetros y cambiando el número de vueltas de la cuerda de nylon de manera que se logran aislamientos con una precisión mucho mayor a 0.1 dB. Además, la técnica permite controlar los parámetros del dispositivo ya sea mediante carga externa o bien cambiando el diámetro del tubo.

Otra técnica consiste en colocar la fibra óptica entre dos estructuras acanaladas y aplicar una carga para producir una presión periódica, como lo muestra la Fig. 4.13. Las estructuras corrugadas son dos bloques de cobre con una serie de ranuras cuadradas separadas una distancia x entre sí. El sistema de monitoreo está compuesto de una fuente de luz blanca y un analizador de espectros ópticos.



Figura 4.13 Montaje experimental para fibra con placas corrugadas²⁵.

Con ésta técnica se puede observar que los efectos característicos de la RPL inducida son dependientes de la fase relativa entre las dos corrugaciones periódicas. Particularmente, cuando la fase relativa es cero (cresta-cresta) las características de filtraje desaparecen completamente. La aplicación de carga sobre la fibra óptica, con esta técnica, puede producir dos mecanismos para inducir el acoplamiento de modos: deformaciones geométricas y presión inducida bajo el efecto elasto-óptico. El primero forma microdoblamientos y el segundo genera variaciones en el índice de refracción de la fibra de forma periódica. En ésta técnica en particular, la deformación geométrica, generada directamente por los efectos de presión inducida, es el mecanismo dominante para la generación de funciones de filtraje espectral [25].

Otra técnica propone el uso de alambres metálicos colocados sobre dos placas que actuarán como prensas para presionar la fibra, tal y como lo muestra la Fig. 4.14. Las placas están hechas de acero para soportar la presión. Una capa de vidrio plana es agregada a una de las placas para aislar las placas de los alambres metálicos. Los alambres metálicos son periódicamente arreglados sobre la capa plana de vidrio y colocados sobre zonas con ranuras que tiene la placa base.



Figura 4.14 Formación mecánica de RPL con un arreglo periódico de alambres metálicos: a) esquema propuesto y b) sección transversal²⁶.

En ésta técnica se ofrece un novedoso sistema para controlar la sintonización de RPL mecánicamente inducidas. La sintonización se lleva a cabo utilizando el efecto termoóptico en el medio circundante a la fibra óptica, el cuál es causado por una resistencia eléctrica que genera calor sobre los alambres metálicos. Al cambiar la potencia eléctrica que usa el dispositivo de la Fig. 4.14 (afectando directamente a la resistencia eléctrica), se produce un cambio continuo en las longitudes de onda de resonancia hacia valores menores o mayores de longitud de onda [26].

Otro método también usa alambres metálicos, pero en forma de resorte, de manera que la presión sobre la fibra óptica se genera a través de éste resorte metálico, induciendo mecánicamente la rejilla, tal como lo muestra la Fig. 4.15. El resorte servirá como sintonizador de la longitud de onda de resonancia, mediante la expansión y/o contracción del mismo. Se utiliza una base metálica en forma de U sobre la que se coloca la fibra óptica y encima de ella el resorte metálico para presionarla usando placas metálicas como peso.



Figura 4.15 Montaje para sintonizar mecánicamente una RPL con un resorte metálico²⁷.

Está técnica que forma una RPL por presión mecánica permite sintonizar la longitud de onda de resonancia y controlar la atenuación de la señal haciendo uso de un resorte metálico. El uso del resorte ofrece dos ventajas principales: una es que la longitud de onda de resonancia se puede controlar y ajustar haciendo uso del resorte y la otra es que el nivel de atenuación de la señal es ajustado mediante un cambio de presión sobre la fibra óptica. En RPL convencional, tanto el periodo como la amplitud de atenuación de la señal son inscritos permanentemente en la fibra óptica, por lo tanto, el cambio en la longitud de onda de resonancia y el nivel de atenuación de la señal es un proceso algo complicado. El rango de sintonización alcanzado con esta técnica es de 200 nm a través de una combinación de sintonización mecánica y térmica; y la atenuación es ajustable mediante el peso de las placas colocadas sobre el resorte para presionar la fibra, logrando valores mayores a 10 dB de profundidad para los picos de atenuación [27].

Otra técnica propone el uso de una placa con ranuras en forma radial, de manera que el periodo de la rejilla varía con el radio de la placa, como lo muestra la Fig. 4.16. La RPL inducida mecánicamente se obtiene por la presión de una sección de la fibra en una placa corrugada con otra placa plana.



Figura 4.16 Esquema experimental del montaje de una RPL inducida mecánicamente²⁸.

Está técnica, además de generar la RPL, permite obtener rangos de sintonización de hasta 500 nm, los niveles de atenuación superan los 12 dB de profundidad para los picos generados, las pérdidas por inserción en la fibra óptica son menores a los 0.75 dB y el control del ancho de banda esta en un rango de 10 a 40 nm; todo esto sin la necesidad de fuentes de calor externas o sistemas de estiramiento, lo cual es su principal ventaja sobre los métodos hasta ahora mencionados. Esto gracias a que al posicionar la fibra óptica en un radio (R) diferente, el periodo inducido sobre la fibra cambia, como consecuencia, la longitud de onda de resonancia se posiciona en valores diferentes de acuerdo al periodo seleccionado [28].

Como se puede ver, las rejillas de periodo largo inducidas mecánicamente son de particular interés debido a su versatilidad en cuanto a su implementación.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.

- [1] Philipp H. R., Silicon dioxide (SiO₂) glass in Handbook of Optical Constants of Solids
- (E. D. Palik, Ed.), p. 749. Academic Press, London. 1985.
- [2] Raman Kashyap, Fiber Bragg Gratings, Academia Press 1999.
- [3] Smith d. Y., "Dispersion theory, sum rules and their application to the analysis of optical data" in *The Handbook of Optical Constants*, E. P. Palik Ed., Academic Press 1985.
- [4] Malitson I. H., "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica", J.
- Opt. Soc. Am., 15(10), 1205-1209 (1965).
- [5] Fleming J., "Dispersion in GeO2-SiO2 glasses", Appl. Opt. 23(4), 4486(1984).
- [6] <u>www.rp-photonics.com/img/silica_index.png</u>

[7] Hand D. P. and Russel P. St. J., "Photoinduced refractive index changes in germanosilicate optical fibers" Opt. Lett., 15(2), 102-104 (1990).

[8] Data on fused quartz, Hareaus-Amersil Inc.

[9] <u>bibliotecadigital.ilce.edu.mx/sites/ciencia/volumen3/ciencia3/137/html/sec_6.html</u>

[10] http://es.wikipedia.org/wiki/Vidrio#S.C3.ADlice_v.C3.ADtrea

[11] C.L. Babcock, "Silicate Glass Technology Methods", Edit. John Wiley and Sons, (1977),

[12] Ghatak and Thyagarajan, *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, 1998.

[13] Okamoto Katsunari, *Fundamentals of Optical Waveguides*, Academic Press Elsevier, 2006.

[14] Marcuse D., Light Transmission Optics, New York: Van Nostrand Reinhold, 1972.

[15] Koshiba M., Optical waveguide analysis, New York: McGraw-Hill, 1973.

[16] Sinha N. K., "Normalized dispersion of birefringence of quartz and stress optical coefficient of fused and plate glass" Phys. and Chem. of Glass., 19, pp. 69-77 (1978).

[17] J. Tsuji, M. Nishida, and K. Kawada, "Experimental photo-elasticity" Nikkan Kogysha Co. Ltd.]

[18] K. Okamoto, T. Hosaka, and T. Edahiro, "Stress analysis of optical by a finite element method" IEEE J.Quantum Electrón, Vol. QE-17, Oct. (1981).

[19] Youngquist R. C., Brooks J. L., Shaw H. J., "Birefringent-fiber polarization coupler" Optics Letters, 8(12), pp. 656-658(1983).

[20] Youngquist R. C., Brooks J. L., Shaw H. J., "Two-mode fiber modal coupler" Optics Letters, 9(5), pp. 177-179(1984).

[21] Lee K. S., Cho J. Y., "Polarization-mode coupling in birefringent fiber gratings" J.Opt. Soc. Am. A, 19(8), pp. 1621-1631(2002).
[22] Vengsarkar A. M., Lemaire P. J., Judkins J. B., Bhatia V., Erdogan T., Sipe J. E., "Long period fiber gratings as a band-rejection filter" J. Lightwave Technol., 14, pp. 58(1996).

[23] Savin S., Digonnet M. J. F., Kino G. S., Shaw H. J., "Tunable mechanically induce long-period fiber gratings" Optics Letters, 25(10), pp. 710-713 (2000).

[24] Rego G., Fernandes J. R. A., Santos J. L., Salgado H. M., Marques P. V. S., "New technique to mechanically induce long-period fibre gratings" Optics Communications, 220, pp. 111-118 (2003).

[25] Tang T., Tseng P., Chiu C., Lin C. Yang C. C., Kiang Y., Ma K., "Long-period grating effects induced by double-sided loading" Opt. Eng. 42(7), pp. 1910-1914(2003).

[26] Sohn K. R., Kim K. T., "Thermo-optically tunable band-rejection filter using mechanically formed long-period fiber gratings" Optics Letters, 30(20), pp. 2688-2670(2005).

[27] Yokouchi T., Suzaki Y., Nakagawa K., Yamauchi M., Kimura M., Mizutani Y., Kimura S., Ejima Seiki, "Thermal tuning of mechanically induced long-period fiber grating" Applied Optics, 44(**24**), pp. 5024-5028(2005).

[28] Ceballos-Herrera D. E., Torres-Gómez I., Martínez-Ríos A., Anzueto-Sánchez G., Álvarez-Chávez J. A., Selvas-Aguilar R., Sánchez-Mondragón J. J., "Ultra-widely tunable long-period holey-fiber grating by the use of mechanical pressure" Applied Optics, 46(**3**), pp. 307-311(2007).

CAPÍTULO 5

REJILLAS DE PERIODO LARGO INDUCIDAS MECÁNICAMENTE EN FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS

CAPÍTULO 5: REJILLAS DE PERIODO LARGO INDUCIDAS MECÁNICAMENTE EN FIBRAS ÓPTICAS ADELGAZADAS

5.1 Espectro de transmisión de una Rejilla de Periodo Largo (RPL) en fibras ópticas sin adelgazar

5.1.1 Mecanismo de grabado de las RPL.

En los capítulos anteriores se han discutido los fundamentos, características, técnicas de fabricación y aplicaciones de una RPL. Aunque existen diferentes técnicas para generar una RPL, aquellas que se inducen por presión mecánica constituyen una técnica de fabricación simple, flexible y de bajo costo.

En el presente trabajo se reportan los resultados de las pruebas experimentales llevadas a cabo para grabar RPL, en fibra óptica monomodo estándar, a través de presión mecánica. Para inducir la perturbación periódica en la fibra óptica se fabricaron en aluminio dos piezas idénticas de 2.4 x 7 x 2.5 cm (largo x ancho x alto), en las que sobre una de las caras, en el plano (largo x ancho), se maquinaron ranuras igualmente espaciadas para cubrir toda la superficie. Las ranuras eran de forma rectangular fabricadas mediante un proceso mecánico utilizando torno convencional y una fresadora de control numérico (CNC) de la compañía FADAL modelo VMC15, con tablero de control modelo 88HS; la profundidad de la zona del valle alcanzada fue de 306 micrómetros aproximadamente, con ciclos de repetición 40-60 % y un periodo $\Lambda = 469$ micrómetros como se puede observar en la Fig. 5.1. La profundidad y los ciclos de repetición fueron determinados por el equipo utilizado para la fabricación de las placas, ya que no se contaba con una tecnología de mayor precisión. Aún así, el periodo fue muy bueno, ya que con este valor se pueden excitar modos cercanos a $\lambda = 1550$ nm.



Figura 5.1 Dibujo que muestra las medidas de las placas metálicas utilizadas para el grabado de las RPL: a) vista frontal y b) vista lateral.

Antes de montar el sistema con el cuál se realizó el grabado temporal de las RPL se hicieron mediciones para caracterizar las placas metálicas fabricadas, ya que estas determinarán las características de las RPL. Para tener un valor aproximado del periodo se siguieron dos procedimientos.

(1) Indirecto. Se midieron las longitudes de cada placa con una regla con resolución máxima de 1mm por división y se contaron cada una de las líneas o franjas que se generaron sobre el plano (largo x ancho). Se calculó el periodo aproximado mediante la razón entre el número de líneas y las dimensiones de la cara donde éstas se grabaron. El procedimiento se llevó a cabo cuatro veces con cada placa. Aunque es un proceso simple, al contar el número de las ranuras de las placas se encontraron pequeñas variaciones debido al gran número y a las dimensiones diminutas de las ranuras. En la Tabla 1 se muestra un concentrado de estas mediciones y el valor promedio del periodo.

Conteos	Número de franjas
1	153
2	149
3	150
4	151
Promedio	$149.75 \approx 150$
Periodo	$\frac{0.07m}{150} = 466.67\mu m$

Tabla 1. Medición superficial para obtener el periodo de las placas.

(2) Directo. En este procedimiento se usó un microscopio de fuerza atómica (MFA), con el cual se tomaron imágenes de las placas y se pudo observar de manera directa la forma y dimensiones de las ranuras. El MFA, de la compañía Digital Instruments modelo 3100, tiene integrado un microscopio óptico y un sistema de monitoreo de superficie que utiliza una punta metálica; las imágenes que se observaron fueron mediante el uso del microscopio óptico integrado. No se utilizó la punta metálica porque ésta era demasiado corta y no se podía introducir completamente entre las crestas de la superficie de la placa y no era posible medir la profundidad de los valles. Se hizo un registro de las medidas de las dimensiones de los canales maquinados en la placa en cuatro diferentes puntos, con estos valores se obtuvo el valor aproximado del periodo de las placas. Las Fig. 5.2 muestra imágenes obtenidas a partir del MFA donde se observaron con detalle las características de cada placa; a) frontal inferior (ancho del valle), b) frontal superior (ancho de la cresta), c) vista lateral (ancho de la cresta) y d) vista lateral (profundidad).

En la tabla 2 se presentan los resultados de las mediciones con el MFA. Se puede comparar el periodo de la placa obtenido con ambos tipos de mediciones, donde la diferencia entre los dos métodos es de poco más de un par de micrómetros. Como las mediciones con el

MFA pueden ofrecer una mejor aproximación, se determinó que el periodo de las placas será el resultado de la medición en el MFA.



Figura 5.2 Imágenes del MFA que muestra diferentes perfiles de las placas metálicas: a) vista frontal inferior (valle), b) vista frontal superior (cresta), c) vista lateral para ranura y d) vista lateral para profundidad.

Medición	Longitud (µm)
Vista frontal inferior (surco)	327.41
Vista frontal superior (ranura)	141.57
Vista lateral	193.01
Profundidad	306.02
Periodo (MFA)	$\Lambda = 468.98$
Periodo (conteo de franjas)	$\Lambda = 466.67$
Diferencia	2.31
Periodo Final	468.98 ≈ 469

Tabla 2. Resultados de la medición del periodo de las placas con el MFA.

5.1.2 Simulaciones de Longitud de Onda de Resonancia vs. Periodo en una RPL

Una vez que se conoce el valor del periodo de las ranuras en las placas metálicas, conociendo también los parámetros de la fibra óptica a utilizar, se realizaron simulaciones para obtener las curvas de longitudes de onda de resonancia que predijeran cuáles modos del revestimiento eran factibles para acoplarse por el modo fundamental del núcleo. El periodo $\Lambda = 469 \ \mu m$ fue elegido para excitar los modos cercanos a 1550 nm, ya que son altamente sensitivos para valores cercanos a este periodo. Las características de la fibra óptica utilizada para la simulación, y que más tarde se usó para el proceso experimental, se dan en la tabla tres.

Parámetro	Valor
Longitud de onda de corte	1260 nm
Diferencia de índice	0.36 %
Radio núcleo	4.5 μm
Radio revestimiento	62.5 μm
Apertura numérica	0.14

Tabla 3. Parámetros de la fibra óptica SMF-28 (Corning)

En la Fig. 5.3 se muestran las curvas de longitud de onda de resonancia que se obtuvieron para los valores de la tabla tres, para un periodo $\Lambda = 469 \ \mu m$. Se pueden observar los modos que podrán ser excitados y las longitudes de onda correspondientes, de acuerdo al periodo de la perturbación en el índice. Es importante mencionar que la fibra SMF-28 es de salto de índice y se considero que el medio externo al revestimiento es aire.



Figura 5.3 Longitud de onda de resonancia vs. Periodo para la fibra SMF-28.

En la Fig. 5.3 se puede observar que para el periodo aproximado de 469 μ m, los modos del revestimiento que son acoplados por el modo del núcleo son LP₀₁, LP₀₂, LP₀₃, LP₀₄, LP₀₅, LP₀₆ y LP₀₇. Esto significa que con este periodo, los primeros siete modos del revestimiento son los que tienen mayor probabilidad de ser excitados debido a la perturbación que sufrió el índice de refracción de la fibra. Se puede observar que los modos LP₀₈ y LP₀₉ están fuera del periodo seleccionado para la longitud de onda menor a 1.7 μ m. Para poder tomar en cuenta los efectos del octavo y noveno modo, se tiene que reducir el periodo aproximadamente a 410 μ m (suponiendo una longitud de onda menor a 1.7 μ m), como se puede observar en la misma figura.

5.1.3 Arreglo experimental para inducir RPL por perturbación mecánica.

Una vez que se determinó el periodo de las ranuras en las placas metálicas, y de acuerdo a la simulación de la Fig. 5.3 que nos permite predecir de manera aproximada las longitudes de onda de resonancia, se propuso el arreglo experimental que se muestra de forma esquemática en la Fig. 5.4. El arreglo, como se puede observar es muy simple, y consta de

una fuente de luz blanca o fuente de espectro amplio (400-1800 nm) de la marca *ANDO* modelo AQ-4303B, la fibra óptica estándar para comunicaciones (SMF-28 de la compañía Corning) colocada entre las dos placas metálicas que la comprimen a través de un sistema de presión manual [1], y finalmente un analizador de espectros óptico con resolución de 1 nm y ancho de banda de 350 – 1750 nm de la marca *ANDO* modelo AQ-6315A.



Figura 5.4 Arreglo esquemático para el grabado de las RPL en fibra óptica estándar.

De acuerdo al arreglo propuesto en la Fig. 5.4, se procedió a realizar el montaje en el laboratorio, de manera que todo quedó perfectamente fijo y sin movimientos aleatorios, sujetando la fibra en los extremos. En la Fig. 5.5 se muestra una fotografía del mismo.



Figura 5.5 Arreglo experimental montado en el laboratorio para el grabado de las RPL.

5.1.4 Espectros de transmisión de RPL.

Con el arreglo experimental debidamente preparado se puede comenzar el grabado de la rejilla en la fibra óptica. La fibra se coloca entre las dos placas, las cuales se acomodan de tal manera que haya una coincidencia cresta-cresta y valle-valle, como se sugiere en la Ref. [2]. Los sujetadores ayudan a mantener fija la fibra, uno de los extremos se conectan a la fuente de luz blanca y el otro al analizador de espectros. En la Fig. 5.6 se muestra el espectro de transmisión de la fibra óptica libre de perturbación, como se puede observar es el espectro continuo típico de fuente de luz blanca. Al ejercer presión sobre la fibra, mediante al mecanismo mostrado en la Fig. 5.5, se genera el espectro de transmisión mostrado en la Fig. 5.7.



Figura 5.6 Espectro de transmisión normalizado para una fuente de luz de blanca sin perturbación externa.



Figura 5.7 Espectro de transmisión de la fibra SMF-28 para una RPL de periodo 469 µm.

En la Fig. 5.7 se pueden observar los picos de atenuación de la RPL con periodo de 469 μ m, estos picos corresponden al acoplamiento del modo LP₀₁ del núcleo con modos del revestimiento a las longitudes de onda de 1641, 1549, 1499 y 1469 nm (derecha a izquierda) siendo el de mayor profundidad el de 1641 con casi 10 dB. De acuerdo a la Fig. 5.3 (curva de simulación), los modos excitados mediante la presión sobre la fibra óptica corresponden a los modos LP₀₄, LP₀₅, LP₀₆ y LP₀₇, respectivamente.

Durante las primeras pruebas el forro protector (jacket) no fue retirado de la fibra, ya que solamente se pretendía probar si había respuesta al mecanismo de grabado sin dañar la fibra. Posteriormente se observó que no es necesario quitarlo, ya que el patrón de la RPL apenas sufre una ligera variación cuando el polímero protector es retirado. Al comparar las curvas longitud de onda vs. periodo de la simulación (Figura 5.3) con las longitudes de onda de los picos de atenuación del espectro de transmisión obtenido experimentalmente

(Figura 5.7), se puede observar que existe una correspondencia aproximada de los valores de las longitudes de onda de resonancia. Esto nos permite establecer que hasta el momento el mecanismo de grabado de la RPL es satisfactorio.

En cuanto al mecanismo de presión, la fuerza necesaria para generar una RPL no es una cantidad que se pudo controlar, es decir, mediante puntos de referencia se puede establecer una zona de presión suficiente para generar los picos de atenuación con una profundidad adecuada, pero no es un parámetro constante que se pudiera medir. A través del tiempo se ha adquirido la experiencia para establecer la fuerza necesaria para formar el pico de atenuación con la adecuada profundidad, sin distorsionar los picos adyacentes y generando las mínimas pérdidas por inserción.

Sin embargo, es necesario cuantificar la fuerza necesaria que se debe aplicar al mecanismo de presión para generar la RPL. Por lo que se procedió a realizar pruebas en una Máquina de Ensayos Mecánicos (MEM), marca Instron modelo 3369, que contaba con un sensor, para medir la fuerza por unidad de área (en kilogramos-fuerza) ejercida sobre las placas. El esquema general para la medición de presión se muestra en la Fig. 5.8, y en la Fig. 5.9 se muestran los espectros de transmisión para distintas fuerzas sobre la fibra óptica.



Figura 5.8 Esquema que muestra el arreglo utilizado para la medición de fuerza ejercida sobre la fibra.

En la Fig. 5.8 se observa el esquema general utilizado para la medición de fuerza ejercida sobre las fibras a través de las placas. El sistema de prensas presionaba la fibra de manera uniforme con una fuerza por unidad de área. La MEM fue solicitada al laboratorio de Metrología Óptica del Centro de Investigaciones en Óptica A. C. para poder realizar las mediciones. La fibra óptica colocada entre las placas fue SMF-28 y tanto la fuente de luz como el analizador de espectros son los mismos con los que ya se contaba. El sensor recopila los datos los cuales son visualizados a través de una pantalla para así obtener la información. El analizador de espectros permite monitorear el comportamiento de la fibra y observar el patrón de la RPL.



Figura 5.9 Espectro de transmisión para la medición de fuerza durante el grabado de la RPL por presión mecánica en fibra SMF-28.

De acuerdo al espectro de transmisión de la Fig. 5.9 se observa que mientras mayor es la fuerza por unidad de área que se aplica a la fibra a través de la prensa y las dos placas metálicas, los picos de atenuación se incrementan alcanzando hasta 13 dB, pero al mismo

tiempo, las pérdidas por inserción crecen. Además los picos también sufren un ligero desplazamiento respecto a su posición original. Cuando se aumenta la presión a más de 18 Kgf se observa únicamente una redistribución de potencia entre los picos, de manera que mientras uno aumentaba el otro disminuía; por lo tanto, se consideró que 18 Kgf era el punto máximo de presión para este tipo de fibra con el cuál se lograba una profundidad mayor a 10 dB y con pocas pérdidas. Nuevamente, el forro protector no fue retirado de la fibra óptica.

Con los resultados hasta aquí obtenidos se pueden hacer las siguientes consideraciones:

- a) La fuerza por unidad de área ejercida por el sistema de prensas es mayor que la fuerza por unidad de área ejercida por el mecanismo de presión que se utilizó en nuestras pruebas preliminares, lo que resultó en una mayor profundidad de los picos de atenuación Este efecto se debe a problemas de alineación en el dispositivo utilizado para ejercer presión.
- b) La fuerza aplicada para grabar correctamente la RPL no debía superar los 18 Kgf en el caso de la fibra SMF-28; después de estos valores se observaban pérdidas por inserción elevadas, distribución de potencia entre picos adyacentes y deformación del espectro de transmisión.
- c) Como no se cuenta con un sistema que mida la fuerza ejercida sobre las placas en el sistema de presión utilizado, ya que dicho sistema aún se encuentra en la etapa de mejoras, la experiencia en el grabado fue un factor importante para determinar la profundidad adecuada de cada pico y evitar las mayores pérdidas por inserción.

5.2 Adelgazamiento de la Fibra Óptica y grabado de las RPL en la Cintura.

5.2.1 Sintonización de la longitud de onda de resonancia en RPL.

Una de las ventajas de haber realizado el grabado de la RPL por presión mecánica con el dispositivo de presión que se mostró en la Fig. 5.5 es la facilidad de sintonizar la longitud

de onda de resonancia, cambiando el periodo de la rejilla mediante el cambio del ángulo entre la fibra y las placas. Este efecto de sintonización ya ha sido reportado por S. Savin y colaboradores [3], donde utilizan un par de placas metálicas cuadradas para generar las RPL por presión mecánica; al cambiar el ángulo entre las placas metálicas (una con ranuras y otra plana) el periodo cambia y con esto, las longitudes de onda de resonancia cambian de posición hacia longitudes de onda mayores.

El método para sintonizar la longitud de onda en una RPL depende de la técnica empleada para grabarla. Por ejemplo, en el caso de RPL grabadas mediante la técnica de máscara de fase y radiación ultra violeta (UV), la sintonización se lleva a cabo mediante el adelgazamiento del revestimiento de la fibra usando soluciones ácidas, como lo reporta S. A. Vasiliev y colaboradores [4]. Otro método es agregar películas delgadas del orden de nanómetros sobre la RPL de manera que al cambiar el índice de refracción externo, se genera una sintonización de los picos de atenuación, como lo reporta Xiaowei Dong y colaboradores [5]. En el caso de RPL inducidas mecánicamente, las técnicas de sintonización son muy variadas y van de acuerdo al dispositivo construido para generar la rejilla; algunas de éstas técnicas ya han sido mencionadas en el capítulo cuatro de este trabajo. Cabe mencionar que otra técnica de sintonización, a parte de las ya mencionadas, consiste en generar torsión sobre la fibra e inducir la rejilla por microdoblamientos, como lo reporta Oleg V. Ivanov [6]. También el rango de sintonización de longitudes de onda de resonancia irá de acuerdo a la técnica de grabado.

En este trabajo se propone un nuevo método de sintonización para RPL grabadas por presión mecánica haciendo el uso de un taper en fibra óptica. En la siguiente sección se hace una descripción de cómo se construyeron los tapers y bajo qué condiciones, y en la última sección se presentan las características presentadas al inducir la RPL sobre el taper.

5.2.2 Fabricación de las fibras ópticas adelgazadas.

En la Fig. 5.10 se muestra el esquema del arreglo experimental propuesto para fabricar los tapers con cintura de diámetro uniforme en la fibra óptica mediante la técnica de fusión y estiramiento.



Figura 5. 10 Esquema del arreglo experimental propuesto para adelgazar las fibras ópticas.

Como se puede observar en la figura anterior, el esquema en general se puede dividir en dos partes: la máquina estrechadora y el arreglo óptico para monitorear los cambios de potencia óptica a través de la fibra. La máquina estrechadora consta básicamente de tres partes bien definidas: un sistema mecánico, electrónica de control y un sistema de control de gases. El sistema mecánico consta de dos motores con los que se realiza el estiramiento de la fibra, dos carros que sujetan la fibra y son desplazados por lo motores, un motor que desplaza el quemador, dos interruptores que hacen cambiar el sentido de giro del motor que desplaza el quemador y cuatro interruptores de seguridad. La electrónica de control posee un par de potenciómetros para variar la velocidad de estiramiento y la velocidad del quemador, dos voltímetros que permiten monitorear las velocidades, dos interruptores que activan o desactivan los motores, un par de conmutadores para cambiar el sentido de giro de giro de los motores y un par de interruptores de seguridad. El sistema de control de gases

permite regular el flujo de los mismos (oxígeno y butano) y la proporción de cada uno de ellos en la combustión, para que la llama alcance las condiciones necesarias; básicamente consta de dos reguladores de flujo y un par de llaves de paso. En la Fig. 5.11 se puede observar una fotografía de la máquina estrechadora utilizada para fabricar los tapers y en la Fig. 5.12 el tablero de control de la misma.



Figura 5.11 Máquina empleada durante la fabricación de los tapers.



Figura 5.12 Tablero de control de la máquina estrechadora utilizada para la fabricación de tapers.

El arreglo óptico consistía en una fuente de luz láser (diodo láser DLEDS-850/3-1550/3) de la compañía *OZ-OPTICS*, con la cuál se inyecta la señal a la fibra óptica; un acoplador monomodal de la compañía *QA* (1320/1550 DWBC 50/50 1x2), el cuál se utilizó para monitorear las posibles fluctuaciones que pudieran generarse en la fuente y tener una

buena referencia en el momento de fabricar el taper; un par de detectores de potencia óptica, también de la compañía *OZ-OPTICS* (SDH-IR-ND = 20), con los cuáles se observaban tanto las fluctuaciones de la señal de referencia como las posibles caídas de potencia (pérdidas) que se originaban durante la fabricación del taper; y software incluido con los detectores para el monitoreo y procesamiento de las señales ópticas.

El proceso de fabricación de tapers consiste en lo siguiente: la señal de la fuente de luz es inyectada al acoplador 50/50 de manera que la potencia es divida a la mitad y cada parte de la potencia se transmite por los dos brazos del acoplador; un brazo del acoplador se conecta directamente a uno de los medidores de potencia, mientras que el otro brazo es unido a uno de los extremos de la fibra óptica sobre la cuál se realizará el taper; la fibra es colocada sobre los carros de desplazamiento y sujetada a éstos; ya que el proceso de fabricación de tapers implica la exposición directa de la fibra óptica a la flama, es necesario remover el forro protector en una proporción determinada por la longitud de la cintura del taper que se quiere lograr; finalmente el otro extremo de la fibra se conecta a otro de los medidores de potencia. Una vez que la fibra ha sido colocada correctamente se procede a encender la flama y a activar los motores tanto de estiramiento y oscilación. El monitoreo de ambas señales (referencia y taper) se lleva a cabo en la computadora haciendo uso del software proporcionado en la compra de los medidores. Cabe mencionar que la longitud de la cintura del taper corresponde a la longitud de oscilación de la flama, la cuál calentará la fibra y generará el diámetro de cintura uniforme.

5.2.3 Espectros de transmisión de RPL inducidas mecánicamente en fibras ópticas con y sin forro protector.

En la Fig. 5.13 se puede ver el espectro de transmisión que se obtuvo al grabar la RPL mecánica en la fibra SMF-28 con el polímero protector y sin el polímero (diámetro de 125 μ m).



Figura 5.13 Espectro de transmisión de una RPL grabada mecánicamente sobre fibra SMF-28 para un periodo de 469 µm.

De acuerdo a la figura anterior se pudo observar que, al quitar el polímero de la fibra y hacer el grabado de la RPL, los picos de atenuación se volvieron más profundos (mayores a 11 dB) y se generó un ligero corrimiento en la longitud de onda de resonancia hacia valores menores. Las pérdidas por inserción fueron prácticamente las mismas con y sin forro protector (menores a 1 dB). El mecanismo de grabado fue el mismo que se utilizó en la obtención del espectro de la Fig. 5.7, en el cuál los modos excitados LP₀₄, LP₀₅, LP₀₆ y LP₀₇ tienen sus correspondientes longitudes de onda de resonancia en 1469, 1499, 1549 y 1641 nm. En el caso de la fibra sin protector, al grabar la RPL se lograron excitar los mismos modos sólo que las longitudes de onda de resonancia están ligeramente desplazadas hacia los siguientes valores: 1468.8, 1498, 1546 y 1637 nm respectivamente. El corrimiento en la longitud de onda de resonancia ocasionado por la eliminación del forro de la fibra óptica y la aplicación de presión directamente sobre el revestimiento en

conjunto con los resultados reportados al adelgazar el revestimiento de las fibras ópticas, nos motivó a estudiar los efectos de inducir la RPL mecánicamente sobre fibras ópticas adelgazadas.

5.2.4 Espectro de transmisión de las RPL en función de la razón de adelgazamiento.

Con base en los resultados observados en la Fig. 5.13, se procedió a realizar el adelgazamiento de la fibra óptica mediante la técnica de fusión y estiramiento para lograr diámetros uniformes menores a 125 µm. Así, al tener las fibras adelgazadas con diferentes valores en el diámetro se comenzaron a grabar las RPL haciendo uso del mismo sistema de presión hasta ahora utilizado y observar el comportamiento en los picos de atenuación. El diseño de los tapers esta basado en una serie de parámetros definidos por la siguiente expresión

$$\rho = \rho_0 e^{-(z/2L_0)}$$
(5.1)

en donde ρ es el diámetro final del taper, ρ_0 es el diámetro inicial, *z* será la longitud final del taper y L_0 es la longitud de la cintura del taper [7]. Por lo tanto, se hicieron las siguientes consideraciones para el diseño de los tapers utilizados en este trabajo:

- a) El diámetro inicial es el mismo en todos los casos, es decir, $\rho_0 = 125 \ \mu m$ para fibra óptica estándar SMF-28.
- b) Como las placas metálicas, utilizadas para generar la perturbación periódica sobre la fibra óptica, son de una longitud de 7 cm, el parámetro a considerar en el diseño de cada taper, además del diámetro, es la longitud de la cintura, la cuál fue en todos los casos de un valor aproximado de 8 cm. El valor de $L_0 = 8 cm$ fue elegido con la finalidad de asegurar que la presión ejercida por las placas sobre la fibra óptica se generara directamente sobre la cintura uniforme y no sobre la zona de transición del taper.

En la Tabla 4 se listan los tapers fabricados para diferentes valores de diámetro de cintura, el porcentaje de reducción de diámetro y el valor de la longitud final de cada taper.

Diámetro	Porcentaje de reducción	Longitud del taper
(µm)	(%)	(cm)
110	88	10.04
100	80	11.57
90	72	13.25
80	64	15.14
70	56	17.28
60	48	19.74
50	40	22.66

Tabla 4. Características finales de los tapers fabricados.

Una vez fabricados los tapers, se procedió a realizar el grabado de la RPL sobre la cintura de cada taper y se registro el espectro de transmisión. Para esto, se trabajó con el mismo arreglo experimental que se ha utilizado para grabar las RPL sobre las fibras ópticas sin adelgazar (ver Fig. 5.5). En la Fig. 5.14 se puede observar el espectro de transmisión obtenido al grabar la rejilla sobre la cintura de los tapers con diámetros uniformes de 110, 100, 90 y 80 µm.



Figura 5.14 Espectro de transmisión de una RPL de periodo 469 µm grabada sobre diferentes diámetros de cintura de tapers.

La Fig. 5.14 representa el espectro de transmisión obtenido después de haber adelgazado la fibra óptica y grabar la RPL sobre la cintura uniforme. Los picos de atenuación son desplazados hacia valores del espectro donde las longitudes de onda son menores. El desplazamiento total depende fuertemente del orden del modo del revestimiento que se esta acoplando al modo del núcleo. El desplazamiento logrado fue de aproximadamente 254 nm para el modo LP₀₆ del espectro obtenido. También se observó un incremento notable en la profundidad del pico de atenuación para el modo LP₀₆ de hasta 7 dB mayor respecto al valor de profundidad logrado con el diámetro de 125 μ m, de manera que se alcanzó un valor de casi 18 dB de profundidad. El ancho de banda para este pico de atenuación (modo LP₀₆) es de aproximadamente 45 nm y las pérdidas por inserción en la fibra óptica son menores a 2 dB.

La sensibilidad a la presión para lograr la profundidad superior a los 10 dB en los picos de atenuación se incrementó notoriamente, ya que el efecto de una mínima presión ejercida sobre la zona adelgazada de la fibra óptica lograba formar los picos de atenuación con una profundidad superior al estándar (mayor a 12 dB).

Por lo tanto, los picos de atenuación obtenidos en el espectro de transmisión de las Figs. 5.13 y 5.14 se deben al acoplamiento entre el modo LP₀₁ del núcleo y los modos del revestimiento LP₀₅₋₀₇, como lo predice la condición de amarre de fase $\lambda_n = (n_{eff}^{nu}(\lambda_n) - n_{eff}^{rev}(\lambda_n))\Lambda$ [8], pero con un desplazamiento en la longitud de onda de resonancia hacia valores menores conforme se reduce el diámetro de la cintura del taper; esto como consecuencia de la condición de amarre de fase, en donde al disminuir el diámetro del núcleo y del revestimiento, la diferencia de índices efectivos disminuye y este factor afecta de forma directamente proporcional al periodo, reduciendo el valor de la longitud de onda de resonancia.

El incremento en las intensidades de los picos de atenuación puede ser explicado por el incremento de la integral de traslape entre el modo fundamental y los modos del núcleo a causa de la compresión del campo modal en el revestimiento [4].

La RPL con un periodo de 469 μ m inducida mecánicamente sobre un taper con un diámetro de cintura uniforme de 90 μ m, logró acoplar el modo LP₀₆ del revestimiento al modo LP₀₁ del núcleo y con esto generar un pico de atenuación en la longitud de onda de resonancia cercana a 1300 nm, es decir, se pudo desplazar el pico de atenuación generado en la banda de comunicaciones de 1550 nm a la banda de 1300 nm con sólo reducir el diámetro de la fibra a un 88% de su valor original.

El caso del acoplamiento del modo fundamental con el modo LP_{07} del revestimiento fue omitido debido a la inestabilidad que presentaba, ya que para ciertos diámetros de cintura de taper, el pico de atenuación correspondiente desaparecía, y para otros valores de diámetro se volvía a generar con una profundidad considerable (mayor d 10 dB), pero con altas pérdidas por inserción (mayores a 4 dB). Además, dicha profundidad era obtenida en función de la disminución de los otros picos de atenuación del mismo espectro generado y del incremento en la presión ejercida sobre el taper, esto en comparación con la presión que se necesitó para el formar el pico en el modo LP_{06} .

Se procedió a continuar con el grabado de las RPL sobre los tapers fabricados para diámetros de cintura de 70, 60 y 50 μ m. Los espectros de transmisión obtenidos se pueden observar en la Fig. 5.15.



Figura 5.15 Espectro de transmisión de una RPL grabada en tapers de 50, 60 y 70 µm de diámetro de cintura. Al ir reduciendo el diámetro de la cintura de los tapers, las longitudes de onda de resonancia caían por debajo de la longitud de onda de corte y aunque se lograban formar picos de atenuación, el análisis y razonamiento de este fenómeno es otro objeto de estudio. De acuerdo a la Fig. 5.15 se observó una deformación de los picos de atenuación de manera que no se puede determinar cuáles modos son los que se están acoplando. La

presión era demasiado sensible y el taper se lograba romper con facilidad si no se tenía el cuidado adecuado.

Los efectos de los diámetros menores a 80 μ m ya no fueron considerados para análisis en éste trabajo por la razón de que la fibra utilizada en los tapers tiene un valor de longitud de onda de corte en 1260 nm. Como se puede observar en la Fig. 5.14, incluso para un diámetro de cintura de taper de 80 μ m la longitud de onda de resonancia para el modo LP₀₆ se ubica por debajo de la longitud de onda de corte de la fibra (en 1126.7 nm para el modo LP₀₆). Hay que recordar que la longitud de onda de corte nos determina el comportamiento modal de la fibra, donde para valores de longitud de onda superiores al del corte, la fibra será monomodal y para valores menores al del corte la fibra será multimodal.

En la Fig. 5.16 se puede observar la razón de cambio de la longitud de onda en función de la reducción del diámetro de cintura del taper para el modo LP₀₆. El paso de la ventana de comunicaciones de 1550 nm a la ventana de 1300 nm se hizo más evidente con esta gráfica, ya que al reducir el diámetro de 125 a 90 μ m (88%), la longitud de onda de resonancia para el pico de atenuación correspondiente al modo del revestimiento LP06 se desplazó hacia valores menores del espectro. También, con la gráfica de la Fig. 5.16 fue más evidente que al reducir el diámetro de cintura del taper a valores menores a 90 μ m, las longitudes de onda de resonancia se posicionarán en valores inferiores a la longitud de onda de onda de corte de la fibra, por lo que el análisis monomodal para este tipo de fibra ya no sería del todo válido.



Figura 5.16 Posición de la longitud de onda de resonancia para el modo LP_{06} en función de la reducción del diámetro de la fibra sobre la cual es grabada la RPL.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.

[1] René Serratos Hernández, Mario Valdez Trejo, "Diseño y fabricaron de un dispositivo para el grabado temporal de rejillas de periodo largo en fibra óptica" (tesis) UBAC, 2008.

[2] Tang T., Tseng P., Chiu C., Lin C. Yang C. C., Kiang Y., Ma K., "Long-period grating effects induced bye double-sided loading" Opt. Eng. 42(7), pp. 1910-1914(2003).

[3] Savin S., Digonnet M. J. F., Kino G. S., Shaw H. J., "Tunable mechanically induce long-period fiber gratings" Optics Letters, 25(10), pp. 710-713 (2000).

[4] Vasiliev S. A., Dianov E. M., Varelas D., Limberger H. G., Salathé R. P., " Postfabrication resonance peak positioning of long-period cladding-mode-coupled gratings" Optics Letters, 21(22), pp. 1830-1832 (1996).

[5] Xiaowei D., Pei L., Jian S., "Widely tunable long-period fiber grating with nm-thick higher refractive index film overlay" Optik, 117, pp. 464-467 (2006).

[6] Oleg V. Ivanov, "Wavelength shift and split of cladding mode resonances in microbend long-period fiber gratings under torsion" Optics Communications, 232, pp. 159-166 (2004).

[7] Villatoro J., Monzón-Hernández D., Mejía-Beltran E., "Fabrication and modeling of uniform-waist single-mode tapered optical fiber sensors" Applied Optics, 42 (13), pp. 2278-2283.

[8] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe, "Long-period fiber gratings as band-rejection filters," J. Lightwave Technol. **14**, 58–65 (1996).

Conclusiones

En este trabajo se propuso una nueva técnica para sintonizar la longitud de onda de resonancia de una Rejilla de Periodo Largo inducida mecánicamente. La técnica consistió en adelgazar el diámetro de la fibra óptica utilizando la técnica de fusión y estiramiento, es decir, se fabricó un taper y después se realizó el grabado de la RPL sobre la cintura del taper, que tiene un diámetro uniforme. Se demostró que con esta técnica, los picos de atenuación pueden ser desplazados hacia longitudes de onda menores mediante la reducción diámetro de la fibra en concordancia con las simulaciones realizadas.

Mediante la reducción del diámetro de la fibra, se logró obtener un rango de sintonización de 254 nm y un ancho de banda de 45 nm para el pico de atenuación correspondiente al modo del revestimiento LP_{06} .

La sensibilidad del sistema a la presión se incrementó notablemente, ya que los picos de atenuación tenían una mayor profundidad (casi 18 dB) con un mínimo de presión, en comparación con los picos de atenuación obtenidos para la fibra óptica sin adelgazar; además, las pérdidas por inserción no superaron los 2 dB.

Se asumió que el efecto del desplazamiento de los picos de atenuación hacia longitudes de onda menores se debe a que el adelgazamiento de la fibra óptica reduce el valor del diámetro tanto del núcleo como del revestimiento, lo que afecta directamente en los valores de los índices efectivos en la condición de amarre de fase. Esta disminución, para un periodo dado, reduce el valor de la longitud de onda de resonancia de forma directamente proporcional, como se pudo comprobar con las simulaciones realizadas en el capítulo dos de este trabajo referentes a la disminución del valor del radio del núcleo y del revestimiento.

Al reducir el diámetro de la fibra óptica mediante un taper y grabar la RPL por presión mecánica con un periodo de 469 μ m, se logró pasar de la banda de comunicaciones de 1550 nm a la banda de 1300 nm, para el modo LP₀₆ del revestimiento.

Para la fibra óptica utilizada (SMF-28 Corning), el diámetro de cintura mínimo considerado en el análisis fue de 90 μ m, ya que para valores menores del diámetro, el patrón de la RPL se generaba por debajo de la longitud de onda de corte de la fibra, es decir, los picos de atenuación generados por la presión sobre la fibra se localizaban en la región multimodal. Además, la fragilidad de los tapers para valores de diámetro de cintura menores a 70 μ m era mayor, sobre todo en el momento de ejercer la presión con las placas.

La presión sobre la fibra óptica adelgazada se eligió sobre la cintura del taper porque esta zona es uniforme; en cambio, en la zona de transición las placas no ejercían una presión equivalente sobre la geometría de la fibra óptica y el acoplamiento del modo del núcleo con modos del revestimiento no se lograba y sólo se trozaba la fibra.

Las consecuencias del campo evanescente no fueron considerados porque los diámetros de las fibras no fueron lo suficientemente pequeños para incluir efectos debido a este fenómeno.

Los resultados fueron centralizados en el modo del revestimiento LP_{06} , debido que tenía una mejor respuesta a los adelgazamientos. En el caso de los modos de menor orden, la profundidad de los picos de atenuación no era superior a 5 dB, por lo que no fueron considerados. Y para el modo del revestimiento LP_{07} , su respuesta era muy variable por los efectos de presión sobre la fibra óptica, de manera que también fue omitido.

122