

**EFFECTOS Y APLICACIONES DE  
BIRREFRINGENCIA INDUCIDA EN REDES DE  
BRAGG EN FIBRA ÓPTICA**

**Juan Fernando Botero Cadavid**

**Trabajo Presentado Como Requisito  
Parcial Para Optar al Título de  
Magister en Ciencias - Física**

**Director:**

**Ph.D. Pedro Ignacio Torres Trujillo**



**UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA**

**SEDE MEDELLÍN**

**2007**

## **AGRADECIMIENTOS**

Quisiera agradecer especialmente al profesor Pedro Torres, por su dedicación y empeñamiento puestos a prueba en el transcurso de mi maestría, ya que logró sembrar en mí, la semilla de la investigación científica en ciencias básicas aplicadas.

A los profesores de la Escuela de Física que desde que inicié en este camino de la física me apoyaron, me impulsaron a dar lo mejor de mí, para Diego Aristizabal, Luis Alberto Sánchez, Román Castañeda, Claudia García, Gonzalo Vargas, Carlos Ramírez, Jairo Marín, Jairo López y Roberto Restrepo, muchas gracias por todo.

A los compañeros con quienes compartí estas vivencias académicas y esta etapa de la vida, por su apoyo, los momentos de distracción y la colaboración que en uno u otro momento me prestaron, Pacho, Víctor, Jorge, Rodrigo Acuña, Claudia, Nelson, Jean Pierre.

A Chucho, quien a pesar de su edad tiene una inteligencia y una habilidad increíble, gracias viejo por ayudarme, compartir y enseñarme tantas cosas. Hermano, lo he de ver convertido en un gran científico, o un importante ingeniero, lo que usted quiera porque tiene las capacidades para serlo.

A Alejandro Toro, por poner sus recursos investigativos a mi disposición para poder terminar este trabajo.

A los “cerámicos”, por permitirme abusar de su generosidad y utilizar todos los equipos que necesité.

A mis alumnos de Taller, quienes lograron reforzar ese amor a la docencia, me siento realizado al ver que mi trabajo rinde frutos con ellos.

A todos quienes participaron, colaboraron, metieron sus narices y se interesaron por mi trabajo, Gracias totales.

Esta Tesis de Maestría hizo parte del proyecto de investigación "Nuevas metodologías basadas en redes de Bragg y fibras de dos núcleos para el desarrollo de sensores ópticos", código DIME 030802994.

*A nadie más podría dedicar este  
trabajo que a mis padres. Hoy más  
que nunca aprecio lo que he sido, lo  
que he logrado y mis sueños. Todo ello  
hubiera sido imposible de alcanzar sin  
su ejemplo, amor y dedicación.*

*Mamá y Papá, los Amo.  
Millones de gracias a ambos.*

*Juan Fer.*

## TABLA DE CONTENIDO

<b>LISTA DE FIGURAS .....</b>	<b>VI</b>
<b>LISTA DE TABLAS .....</b>	<b>IX</b>
<b>GLOSARIO DE TÉRMINOS .....</b>	<b>X</b>
<b>CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN.....</b>	<b>1</b>
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 1 .....	6
<b>CAPÍTULO 2. INTRODUCCIÓN A LAS REDES DE BRAGG EN FIBRA ÓPTICA.....</b>	<b>8</b>
2.1 REDES DE BRAGG EN FIBRA ÓPTICA.....	8
2.1.1 <i>Fotosensitividad</i> .....	8
2.1.2 <i>Técnicas de fotosensitización</i> .....	10
2.2 TÉCNICAS DE ESCRITURA DE FBG EN FIBRA ÓPTICA .....	11
2.3 PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO DE UNA FBG EN FIBRA ÓPTICA.....	15
2.3.1 <i>Longitud de onda resonante en redes de difracción</i> .....	17
2.3.2 <i>Teoría de modos acoplados</i> .....	19
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 2 .....	24
<b>CAPÍTULO 3. REDES DE BRAGG EN FIBRAS ÓPTICAS BIRREGRINGENTES: FUNDAMENTOS     TEÓRICOS.....</b>	<b>26</b>
3.1 EFECTO ELASTOÓPTICO EN GUÍAS DE ONDA .....	26
3.1.1 <i>Teoría elástica de esfuerzos</i> .....	26
3.1.2 <i>Teoría elastoóptica</i> .....	30
3.2 PRINCIPIO DE LA TECNOLOGÍA BASADA EN FBG .....	32
3.3 INDUCCIÓN DE BIRREFRINGENCIA EN FIBRAS ÓPTICAS.....	34
3.3.1 <i>Fibras ópticas de alta birrefringencia</i> .....	36
3.3.2 <i>Birrefringencia inducida por esfuerzos térmicos</i> .....	38
3.4 COMPORTAMIENTO DE UNA RED DE BRAGG ESCRITA EN UNA FIBRA CON BIRREFRINGENCIA INDUCIDA.....	41
3.5 TENSIONES TRANSVERSALES ACTUANDO EN UNA FIBRA CON BIRREFRINGENCIA INDUCIDA .....	43

3.6	MECÁNICA DEL CONTACTO DE CUERPOS ELÁSTICOS SÓLIDOS .....	44
3.6.1	<i>Modelo de contacto de cuerpos sólidos elásticos.....</i>	45
	REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 3 .....	49
<b>CAPÍTULO 4. REDES DE BRAGG EN FIBRAS ÓPTICAS BIRREFRINGENTES: MÉTODOS</b>		
	<b>NUMÉRICOS.....</b>	<b>51</b>
4.1	MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS .....	51
4.1.1	<i>Aplicación del método de los elementos finitos para la determinación del estado de esfuerzos y deformaciones .....</i>	52
4.1.2	<i>Aplicación del método de elementos finitos para analizar la propagación de la luz en guías de onda ópticas .....</i>	53
4.2	SIMULACIÓN DE LA RESPUESTA ESPECTRAL DE REDES DE BRAGG. ....	55
	REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 4 .....	57
<b>CAPÍTULO 5. RESULTADOS TEÓRICOS Y EXPERIMENTALES.....</b>		
	<b>58</b>	
5.1	RESULTADOS TEÓRICOS.....	58
5.1.1	<i>Simulación de la condición de birrefringencia intrínseca para una fibra PANDA .....</i>	61
5.1.2	<i>Simulación de la inducción de birrefringencia externa en una fibra PANDA .....</i>	65
5.1.3	<i>Simulación de la respuesta espectral de una red de Bragg escrita en una fibra PANDA debida a la inducción de birrefringencia externa.....</i>	76
5.1.4	<i>Simulación de la respuesta espectral de una red de Bragg escrita en una fibra PANDA presionada localmente.....</i>	80
5.2	RESULTADOS EXPERIMENTALES .....	87
	REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 5 .....	95
<b>CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS .....</b>		
	<b>96</b>	
	REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 6 .....	99

## LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1	RED DE BRAGG UNIFORME ESCRITA EN UNA FIBRA ÓPTICA MONOMODO Y LOS ESPECTROS DE TRANSMISIÓN Y REFLEXIÓN PARA UNA FUENTE ÓPTICA DE BANDA ANCHA.....	2
FIGURA 2.1	DEFECTO DE DEFICIENCIA DE OXÍGENO.....	9
FIGURA 2.2	RED DE BRAGG ESCRITA CON ONDA ESTACIONARIA EN EL INTERIOR DE LA FIBRA. TOMADO DE LA REFERENCIA [9]. .....	12
FIGURA 2.3	RED DE BRAGG ESCRITA LATERALMENTE (PATRÓN DE INTERFERENCIA). TOMADO DE LA REFERENCIA [9]. .....	13
FIGURA 2.4	ESQUEMA DE LA DIFRACCIÓN DE UN HAZ INCIDENTE SOBRE UNA MÁSCARA DE FASE. ....	14
FIGURA 2.5	HAZ UV NORMALMENTE INCIDENTE DIFRACTADO EN ÓRDENES $\pm 1$ . .....	15
FIGURA 2.6	TIPOS COMUNES DE REDES DE BRAGG (A) RED UNIFORME, (B) RED APODIZADA, (C) RED CHIRPADA - PERÍODO VARIABLE, (D) RED CON ÍNDICE PROMEDIO VARIABLE. TOMADO DE LA REFERENCIA [5]. .....	16
FIGURA 2.7	DIFRACCIÓN DE UNA ONDA DE LUZ POR UNA RED. ....	17
FIGURA 2.8	ACOPLAMIENTO DE DOS MODOS EN UNA RED DE BRAGG EN FIBRA ÓPTICA.....	18
FIGURA 3.1	ESQUEMA DE UN CUERPO PARA EL ANÁLISIS DE PROBLEMA PLANO DE ELASTICIDAD.....	29
FIGURA 3.2	CAMBIO EN LA LONGITUD DE BRAGG CON LAS DEFORMACIONES DE LA FIBRA. TOMADO DE LA REFERENCIA [19]. .....	33
FIGURA 3.3	SISTEMA DE COORDENADAS CARTESIANAS EN LAS DIRECCIONES PRINCIPALES DE LA FIBRA. .	35
FIGURA 3.4	SECCIONES TRANSVERSALES DE LOS PRINCIPALES TIPOS DE FIBRAS PM DE ALTA BIRREFRINGENCIA, (A) IEC, (B) PANDA Y (C) BOW-TIE. LA FIGURA TAMBIÉN MUESTRA LOS EJES RÁPIDOS Y LENTOS DE LAS FIBRAS [11]. .....	37
FIGURA 3.5	PROCESO DE FABRICACIÓN DE LA FIBRA PANDA FUJIKURA [31]. .....	38
FIGURA 3.6	PARÁMETROS GEOMÉTRICOS EMPLEADOS EN LAS ECUACIONES (3.24) Y (3.25), Y DIMENSIONES DE LA FIBRA PANDA EMPLEADA. ....	39
FIGURA 3.7	PATRÓN DE BATIMIENTO MODAL Y DEFINICIÓN DE LONGITUD DE BATIDO EN FIBRAS PM [11].	40
FIGURA 3.8	ESPECTRO DE REFLEXIÓN DE UNA FBG EN UNA FIBRA A LA CUAL SE LE INDUCE BIRREFRINGENCIA.....	41
FIGURA 3.9	VISTA ESQUEMÁTICA DE LA RED DE BRAGG SOMETIDA A UNA FUERZA DISTRIBUIDA LINEALMENTE: (A) VISTA LONGITUDINAL, (B) VISTA EN CORTE TRANSVERSAL.....	42

FIGURA 3.10	SISTEMA DE COORDENADAS SOBRE LOS EJES PRINCIPALES DE LA FIBRA PM Y DIRECCIÓN DE LA FUERZA APLICADA.....	43
FIGURA 3.11	ESQUEMA GENERAL DE CONTACTO ENTRE DOS SUPERFICIES.....	46
FIGURA 3.12	FACTORES PARA USO EN LAS ECUACIONES (3.40) Y (3.41).....	48
FIGURA 4.1	REPRESENTACIÓN DE LA DISTRIBUCIÓN DEL CAMPO PARA UN ELEMENTO GENÉRICO [1].....	54
FIGURA 5.1	(A) FIBRA PANDA SIN ATAQUE QUÍMICO, (B) SECCIÓN TRANSVERSAL DE LA FIBRA PANDA CON ATAQUE QUÍMICO, (C), (D), (E) MEDICIONES DE LA GEOMETRÍA DE LA SECCIÓN TRANSVERSAL EN LA FIBRA.....	59
FIGURA 5.2	IMAGEN DEL DISCRETIZADO REALIZADO A LA FIBRA PANDA DE FUJIKURA LTD.....	60
FIGURA 5.3	ESTADO DE DEFORMACIONES PARA LA FIBRA PANDA OBTENIDOS POR EL ENFRIAMIENTO DESDE (A) 515 °C, (B) 860 °C.....	62
FIGURA 5.4	ESFUERZOS INDUCIDOS EN LA FABRICACIÓN DE LA FIBRA PANDA(A) $\Sigma_x$ @ 515 °C, (B) $\Sigma_y$ @ 515 °C, (C) $\Sigma_x$ @ 860 °C, (D) $\Sigma_y$ @ 860 °C.....	63
FIGURA 5.5	ESTIMACIÓN DE LA BIRREFRINGENCIA INTRÍNSECA DE LA FIBRA PANDA.....	65
FIGURA 5.6	(A) DISCRETIZADO Y FUERZAS A 0°, (B) DEFORMACIONES 0°.....	66
FIGURA 5.6 (CONT.)	DISCRETIZADO Y FUERZAS A (C) 15°, (E) 30°, (G) 45°; DEFORMACIONES A (D) 15°, (F) 30°, (H) 45°.....	67
FIGURA 5.6 (CONT.)	DISCRETIZADO Y FUERZAS A (I) 60°, (K) 75°, (M) 90°; DEFORMACIONES A (J) 60°. (L) 75°, (N) 90°.....	68
FIGURA 5.7	BIRREFRINGENCIA TEÓRICA (CURVAS CONTÍNUAS) Y VALORES DE LA BIRREFRINGENCIA ESTRUCTURAL.....	70
FIGURA 5.8	ÁNGULO DE ROTACIÓN DE LOS EJES DE BIRREFRINGENCIA.....	72
FIGURA 5.9	(A) CONFIGURACIÓN ORIGINAL DEBIDA A LA BIRREFRINGENCIA INTRÍNSECA DE LA FIBRA, (B) ROTACIÓN DE LOS EJES PRINCIPALES SEGÚN EL VALOR DE LA FUERZA Y EL ÁNGULO DE APLICACIÓN DE LA MISMA.....	73
FIGURA 5.10	ESPECTROS DE REFLEXIÓN DE LA FBG ANALIZADA PARA UN ÁNGULO DE APLICACIÓN DE LA FUERZA 0°.....	77
FIGURA 5.11	DESPLAZAMIENTO DE PICOS DE REFLEXIÓN (A) 0°, (B) 15°, (C) 30°, (D) 45°, (E) 60°, (F) 75°.....	78
FIGURA 5.11 (CONT.)	(G) DESPLAZAMIENTO DEL PICO DE LOS ESPECTROS DE REFLEXIÓN PARA 90°, (H) SENSIBILIDAD DEL DESPLAZAMIENTO DE LOS PICOS.....	79
FIGURA 5.12	FUNCIÓN DEL SEMIEJE MAYOR DE LA ELIPSE DE CONTACTO.....	82
FIGURA 5.16	ESQUEMA DE UNA FBG PERTURBADA LOCALMENTE DONDE SE ESPECIFICA LA ROTACIÓN DE LOS EJES PRINCIPALES DE PROPAGACIÓN DE LA FIBRA.....	83
FIGURA 5.17	ESPECTROS DE REFLEXIÓN DE LA FBG DE 2,5 MM ANALIZADA PARA ÁNGULOS DE APLICACIÓN DE LA FUERZA RESPECTO A LOS SAP: (A) 0°, (B) 90°.....	84
FIGURA 5.18	ESPECTROS DE REFLEXIÓN DE LA FBG DE 2,5 MM ANALIZADA PARA UN ÁNGULOS DE APLICACIÓN DE LA FUERZA RESPECTO A LOS SAP DE 60°.....	84

FIGURA 5.19	ESPECTROS DE REFLEXIÓN DE LA FBG DE 10 MM ANALIZADA PARA ÁNGULOS DE APLICACIÓN DE LA FUERZA RESPECTO A LOS SAP: (A) 0°, (B) 90°.	85
FIGURA 5.20	ESPECTROS DE REFLEXIÓN DE LA FBG DE 10 MM ANALIZADA PARA UN ÁNGULOS DE APLICACIÓN DE LA FUERZA RESPECTO A LOS SAP DE 60°.	86
FIGURA 5.21	POSICIÓN DE LA BANDA DE TRANSMISIÓN EN EL ESPECTRO DE REFLEXIÓN DE LA FBG DE 2,5 MM DE LONGITUD ANALIZADA. (A) EJE RÁPIDO DE POLARIZACIÓN, (B) EJE LENTO DE POLARIZACIÓN.	87
FIGURA 5.22	SISTEMA DE APLICACIÓN DE FUERZAS TRANSVERSAL.	88
FIGURA 5.23	ESQUEMA DEL MONTAJE EXPERIMENTAL EMPLEADO PARA DETERMINAR LA RESPUESTA ESPECTRAL DE LAS REDES DE BRAGG.	89
FIGURA 5.24	ESPECTROS DE REFLEXIÓN TEÓRICOS (COLUMNA IZQUIERDA) Y EXPERIMENTALES (COLUMNA DERECHA) DE LA FBG EN LA FIBRA PANDA ANALIZADA PARA LA DIFERENTES CONDICIONES DE APLICACIÓN DE LA FUERZA (A) (B) 0°, (C) (D) 30°.	90
FIGURA 5.24 (CONT.)	ESPECTROS DE REFLEXIÓN SIMULADO Y EXPERIMENTAL OBTENIDOS PARA LAS DIFERENTES CONDICIONES DE FUERZA APLICADA (E) (F) 60°, (G) 90°.	91
FIGURA 5.25	ESQUEMA DEL ESPECTRO DE REFLEXIÓN SIN PERTURBAR Y PERTURBADO CON LA BANDA DE TRANSMISIÓN.	93
FIGURA 5.26	LONGITUD DE ONDA DE LA BANDA DE TRANSMISIÓN GENERADA EN EL ESPECTRO DE REFLEXIÓN DE LA FBG GRABADA EN UNA FIBRA PANDA CUANDO ES PERTURBADA LOCALMENTE COMO FUNCIÓN DE LA FUERZA A DIFERENTES ÁNGULO DE APLICACIÓN DE LA CARGA: (A) 0°, (B) 15°.	93
FIGURA 5.26 (CONT.)	LONGITUD DE ONDA DE LA BANDA DE TRANSMISIÓN GENERADA EN EL ESPECTRO DE REFLEXIÓN DE LA FBG GRABADA EN UNA FIBRA PANDA CUANDO ES PERTURBADA LOCALMENTE COMO FUNCIÓN DE LA FUERZA A DIFERENTES ÁNGULO DE APLICACIÓN DE LA CARGA: (C) 30°, (D) 45°, (E) 60°, (F) 75°.	94

## LISTA DE TABLAS

TABLA 3.1	MÓDULO DE ELASTICIDAD DE ALGUNOS MATERIALES COMUNES [3,4].....	28
TABLA 3.2	FACTORES PARA USO EN LAS ECUACIONES (3.43) Y (3.44) [4, 32].....	48
TABLA 5.1	PARÁMETROS EMPLEADOS EN EL MODELAMIENTO POR FEM [1-4].....	60
TABLA 5.2	BIRREFRINGENCIA INTRÍNSECA DE LA FIBRA PANDA.....	65
TABLA 5.3	BIRREFRINGENCIAS PARA LA APLICACIÓN DE CARGA EN FIBRA PANDA.....	69

## GLOSARIO DE TÉRMINOS

<i>Chirp</i>	Las redes de Bragg que presentan una periodicidad no uniforme se conocen como redes “chirpadas”. El “chirp” da cuenta de la variación de esta periodicidad por unidad de longitud.
<i>Chuck Holder</i>	Mandril soporte de la fibra, sistema de sujeción de la fibra mediante el cual es posible determinar el ángulo que está rotada la fibra respecto a una referencia fija.
FEM	( <i>Finite Elements Method</i> ) Método de los elementos finitos. Método numérico que permite aproximar un modelo matemático continuo a un modelo discreto con un número finito de grados de libertad mediante la división de éste en subregiones.
FBG	( <i>Fiber Bragg Grating</i> ) Red de Bragg en fibra óptica.
FWHM	( <i>Full Width at Half Maximum</i> ) El ancho máximo a media altura, es una expresión de la extensión de una función dada por la diferencia entre los valores extremos de la variable independiente en los cuales el valor de la variable dependiente es la mitad de la altura máxima.
HiBi	( <i>High Birefringence</i> ) Alta birrefringencia. Abreviatura empleada para designar a las fibras ópticas con alta birrefringencia intrínseca.
OSA	( <i>Optical Spectrum Analyzer</i> ) Analizador de espectros ópticos.
PANDA	( <i>Polarization maintaining and low absorption fiber optic</i> ) Fibra óptica birrefringente (conservadora de la polarización) que tiene como SAPs unas estructuras cilíndricas de borosilicato ( $\text{SiO}_2 + \text{B}_2\text{O}_3$ ), adicionalmente es de baja absorción.
PDL	( <i>Polarization Dependent Losses</i> ) Pérdidas dependientes de la polarización.

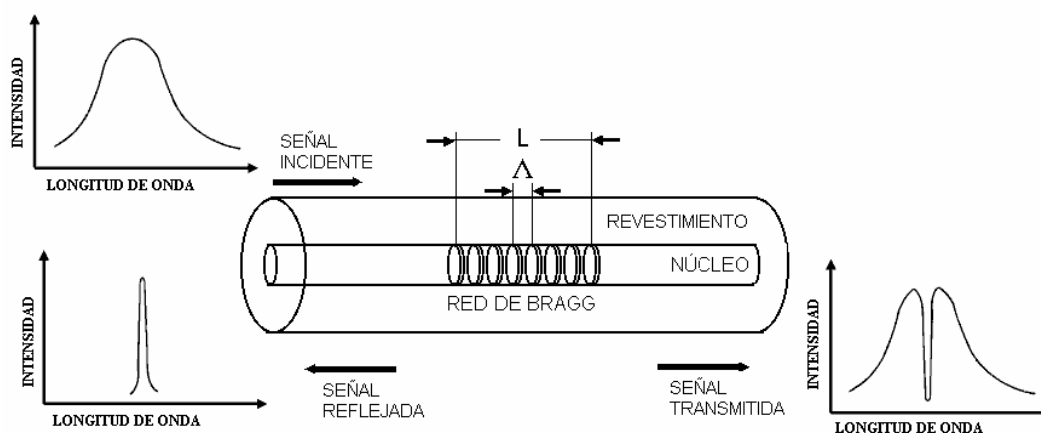
PMD	<i>(Propagation Mode Dispersion)</i> Dispersión por modos de polarización.
PMF	<i>(Polarization Maintaining Fiber)</i> Fibra conservadora de la polarización.
SAP	<i>(Stress Applying Parts)</i> Zonas generadoras de esfuerzos. Son elementos hechos de un material de diferente coeficiente de expansión térmica al del revestimiento de la fibra óptica, que se introducen en la estructura de ésta durante su fabricación para inducir la birrefringencia intrínseca.
SLED	<i>(Superluminescent Light Emitting Diode)</i> Diodo emisor de luz superluminiscente.
<i>Sputter</i>	Deposición catódica, el <i>Sputtering</i> es un proceso físico en el cual los átomos de un material son arrancados de su superficie y se depositan en otra gracias al bombardeo de iones altamente energéticos. Es una técnica comúnmente empleada en deposición de capas delgadas.
WDM	<i>(Wavelength Division Multiplexing)</i> : Tecnología de multiplexación basada en el espectro de longitudes de onda de la luz.

## **CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN.**

Las fibras ópticas han sido empleadas durante muchos años como sistemas de transmisión de información en comunicaciones y han evolucionado bastante desde su invención por las ventajas que presentan respecto a otras técnicas. Simultáneamente con su evolución, se presentaron avances como el mejoramiento de fuentes de luz y en fotodetectores; actualmente la tendencia es que muchos de estos sistemas se encuentren directamente integrados a fibra óptica. Además de en sistemas de comunicaciones ópticos, estas son empleadas en una gran variedad de dispositivos de sensado. Estos sensores pueden clasificarse como sistemas sensibles a la modulación de intensidad, modulación de fase o dispositivos que indican cambios por medio del control de la polarización de la luz. Pueden emplearse para la medición de una gran cantidad de variables físicas, como lo son la deformación, proximidad, corriente eléctrica, presión, temperatura y concentración de sustancias químicas, ente otras [1].

Algunos de los sensores más empleados en la medición de magnitudes físicas dentro de los sensores a fibra óptica son los basados en redes de Bragg en fibra óptica (FBG, por su sigla en inglés). Las FBG son elementos intrínsecos que pueden grabarse en las fibras ópticas, generando un cambio periódico del índice de refracción del núcleo y presentan todas las ventajas que se han relacionado a las fibras ópticas, como lo son, la inmunidad electromagnética, el bajo peso, la flexibilidad, la resistencia a la acción de sustancias químicas y la capacidad de sensado remoto [2]. Las FBG actúan como filtros pasa-banda en reflexión, ya que al ser iluminadas con luz de un gran ancho de banda espectral, reflejan de manera preponderante una longitud de onda específica dentro del espectro de emisión de la fuente, mientras que las demás componentes espectrales pasan a través de la estructura de la red sin presentar de forma marcada atenuación alguna, como se ilustra en el esquema presentado en la Figura 1.1. El ancho de banda estrecho de las FBG es útil en dos

importantes áreas de aplicación: comunicaciones ópticas y sensores ópticos a fibra. Las aplicaciones en el área de comunicaciones de las FBG pueden resumirse de la siguiente forma: 1) como “espejo de fibra óptica” , permitiendo estabilizar la longitud de onda de láseres semiconductores [3], para reflejar la luz de bombeo en amplificadores ópticos [4, 5] 2) como filtro pasa-banda, para aislar transmisiones bidireccionales en sistemas WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) [6], para demultiplexar señales WDM [7], para equalizar el perfil de ganancia de amplificadores ópticos [8, 9]; 3) para compensar el efecto de la dispersión en fibras ópticas [10, 11], para generar solitones ópticos en fibras [12].



**Figura 1.1 Red de Bragg uniforme escrita en una fibra óptica monomodo y los espectros de transmisión y reflexión para una fuente óptica de banda ancha.**

Mientras que la estabilidad de la longitud de onda es fundamental en muchas aplicaciones, el efecto del medio ambiente local en la FBG puede ser usado para sensar cantidades físicas, a través de la medición del desplazamiento espectral de la longitud de onda de Bragg, eliminando así los problemas de amplitud, que puede verse alterada por la variación misma del entorno que está siendo sensado; o los problemas de variaciones de intensidad que pueden afectar a otros tipos de sensores a fibra óptica. Por su banda de reflexión estrecha, varias redes de Bragg pueden ser grabadas en una misma fibra sin que una perturbe el desempeño de la otra, lo que permite el desarrollo de sensores ópticos distribuidos, es decir tecnología WDM. La aplicación más difundida de las FBG se presenta en la medición de la temperatura y/o deformaciones mecánicas [13].

Adicionalmente, es importante resaltar que las aplicaciones en sensórica de las redes de Bragg en fibra óptica han sido ampliamente estudiadas, hasta el punto de que ya han sido reportados sensores que por medio de la tecnología de redes de Bragg en fibra óptica, pueden determinar cambios en múltiples parámetros en una forma simultánea [14], usando tecnologías como las fibras ópticas de alta birrefringencia, las cuales pueden presentar respuestas diferenciales según la direccionalidad de la perturbación que sobre ella se ejerza.

Es de especial interés en esta tesis realizar un aporte enmarcado dentro de los mencionados campos de las telecomunicaciones y la sensórica a fibra óptica, al describir el comportamiento de la luz cuando se propaga por una FBG grabada en una fibra birrefringente que, además, puede estar sometida a la acción de perturbaciones externas. Si bien estudios similares han sido adelantados tanto de forma teórica como experimental [14-16], estos no se han efectuado en fibras ópticas birrefringentes como lo propuesto en esta tesis, en la cual se realiza un análisis con un alto nivel de detalle que permite tener una mayor comprensión del fenómeno.

En el Capítulo 2 se presentan diferentes aspectos básicos referentes a las redes de Bragg en fibra óptica: su origen, desarrollo y potencialidades. Se presenta, además, una explicación de la fotosensitividad, fenómeno que permite alterar el índice de refracción dentro del núcleo de una fibra óptica por efecto de la interacción con un haz de luz UV. De igual forma se describen las técnicas comúnmente empleadas para lograr incrementar la fotosensitividad en las fibras, así como las técnicas usualmente utilizadas para lograr escribir la red de Bragg en la fibra óptica. Este capítulo concluye con la explicación del principio de funcionamiento de las redes de Bragg por medio de la formulación de los modos acoplados.

Una vez comprendido el funcionamiento de las FBG, y ya que se conoce que la respuesta espectral de la misma es un pico centrado en una longitud de onda particular, se presenta en el Capítulo 3 una revisión del modelo de la teoría elástica de las deformaciones planas; modelo bajo el cual se propone analizar el comportamiento de las fibras ópticas que tienen grabadas FBG ante las perturbaciones externas. Se hace referencia al efecto elastoóptico,

como fenómeno que permite inducir cambios reversibles del índice de refracción del núcleo de la fibra, y que es empleado para alterar el comportamiento de la luz que se propaga por la misma. Se presenta una revisión del empleo de las FBG como elementos sensores de magnitudes físicas, basada en los conceptos del ya mencionado efecto elastoóptico. Como aporte de esta tesis, se indican los efectos de la inducción de birrefringencia en FBG, haciendo énfasis especial en un tipo de fibra óptica llamada HiBi, o fibras ópticas de alta birrefringencia, que “mantiene” el estado de polarización de la luz. Con base en los resultados presentados por Carrara y colaboradores [17], se presenta el efecto de la aplicación de perturbaciones externas en una fibra birrefringente; este hecho se traduce, por una parte, en la alteración del índice de refracción efectivo para los modos de propagación de la fibra y, por otra parte, al cambio en la propagación de la luz en la fibra óptica con la red de Bragg escrita en ella debido a la rotación de los ejes principales de propagación en la fibra, lo cual sin duda se traduce en la alteración de la respuesta espectral de una red de Bragg inscrita en ella. Un aporte destacado de este trabajo al método de cálculo empleado hasta el momento, es la incorporación de un modelo que permite determinar la región afectada de la red cuando es presionada localmente, mediante el uso de la teoría de contacto de Hertz, la cual supone una determinación más adecuada de la región alterada cuando la red es sometida a perturbaciones por esfuerzos mecánicos transversales.

El desarrollo analítico que se presenta por medio de una fundamentación teórica, es resuelto numéricamente en el Capítulo 4, donde se presenta el método de análisis de la respuesta espectral de las FBG por medio de la técnica de las matrices de transferencia, lo cual simplifica enormemente el análisis de la respuesta de la red, al dividirla en un número de secciones que pueden considerarse individualmente como una continua sucesión de sub-redes de Bragg uniformes. Además, en este capítulo se ilustra el análisis por medio del método de los elementos finitos para el cálculo de deformaciones elásticas inducidas en la fibra para, posteriormente, emplearlo en el cálculo del campo eléctrico de la onda de luz que se propaga por la estructura de la FBG.

Una vez están sentadas las bases del trabajo en los capítulos precedentes de esta tesis, inicia el desarrollo del análisis propiamente dicho en las redes de Bragg escritas en fibra óptica

birrefringente en el Capítulo 5. Comenzando por su caracterización, en la cual se emplean técnicas de ataque químico selectivo y registros de su sección transversal con un microscopio electrónico de barrido. Luego se desarrolla la fase de simulaciones computacionales, las cuales parten del modelamiento de la fibra utilizando el método de los elementos finitos, en donde primero se quiere garantizar la reproducción adecuada de la birrefringencia intrínseca de la fibra PANDA; en este punto se realiza una comparación de las expresiones analíticas que se basan en la teoría del potencial termoelástico de Goodier [18-20] y los parámetros obtenidos de las simulaciones. Después se analizan los efectos en la birrefringencia de esta fibra cuando es perturbada por una fuerza lateral; en particular, se presenta de forma detallada una descripción del efecto de rotación de los ejes principales de propagación de la fibra. Como aporte, se presenta una forma más simple de calcular los nuevos valores de birrefringencia para las fibras y las rotaciones de los ejes principales de propagación, basándose en un análisis estructural de la fibra mediante el método de elementos finitos.

Posteriormente, se presentan las simulaciones que permiten determinar la respuesta espectral de una red de Bragg escrita en una fibra óptica PANDA de alta birrefringencia cuando es sometida al efecto de fuerzas diametrales que afectan, inicialmente, toda la estructura de la FBG y, posteriormente, sólo una pequeña porción de ella (perturbación local). Como se mencionó antes, este tipo de análisis ya ha sido reportado en la literatura [14-16], pero no se ha realizado en fibras birrefringentes o, en el mejor de los casos, el análisis se ha reducido a la aplicación de la fuerza a lo largo de los ejes principales intrínsecos de la fibra, por lo cual el análisis hasta ahora ha sido incompleto [14, 21]. Vale la pena señalar que para contemplar la condición general de aplicación de la fuerza en una dirección diferente a los ejes principales de la fibra, para el caso de perturbación local se incluyó en el método de matriz de transferencia arriba mencionado, un término que da cuenta del efecto de rotación de los ejes principales de la fibra en la respuesta espectral de la red. Por último, los resultados obtenidos del análisis teórico de los Capítulos 3 y 4, así como en las simulaciones iniciales del Capítulo 5, se validan con resultados experimentales logrados con un montaje desarrollado en el laboratorio para tal fin.

Finalmente, en el Capítulo 6 se presentan las conclusiones y perspectivas de trabajos futuros que se desprenden del desarrollo de esta tesis.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 1

- [1] S. Mastro, (2005) *Optomechanical behavior of embedded fiber Bragg grating strain sensors*. Dissertation (Doctor of Philosophy in Materials Engineering), Drexel University.
- [2] R. Kashyap, (1999) *Fiber Bragg Grating*. San Diego. Academic Press.
- [3] C. R. Giles, T. Erdogan, and V. Mizrahi, "Reflection-induced changes in the optical spectra of 980 nm QW lasers", IEEE Photonics Technology Letters, pp. 903-906, 1994.
- [4] B. F. Ventrudo, G. A. Rogers, G. S. Lick, D. Hargreaves, and T. N. Demayo, "Wavelength and intensity stabilization of 980 nm diode lasers coupled to fiber Bragg grating", Electronics Letters, vol. 30, pp. 2147-2149, 1994.
- [5] A. Hamakawa, T. Kato, G. Sasaki, and M. Higehara, "Wavelength stabilization of 1.48  $\mu\text{m}$  pump laser by fiber grating", in Proceedings. ECOC'96, Oslo, Norway, 1996, paper MoC.3.6.
- [6] C. R. Giles and A McCormick, "Bidirectional transmission to reduce fiber FWM penalty in lightwave systems", in Proceedings OAA'95, Davos, Switzerland, 1995, paper ThD1-2.
- [7] V. Mirzrahi, T. Erdogan, D. J. DiGiovanni, P. J. Lemaire, W. M. MacDonald, S. G. Kosinski, S. Cabot, and J. E. Sipe, "Four channel fiber grating demultiplexer", Electronics Letters, vol. 30, pp. 780-781, 1994.
- [8] 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", Optics Letters, vol. 21, pp. 336-338, 1996.
- [9] P. F. Wysocki, J. Judkins, R. Espindola, M. Andrejco, A. Vengsarkar, and K. Walter, "Erbium-doped fiber amplifier flattened beyond 40 nm using long-period grating", in Proceedings OFC'97, Dallas, 1997, postdeadline paper PD2.
- [10] W. H. Loh, R. I. Laming, A. D. Ellis, and D. Arkinson, "Dispersion compensated 10 Gbit/s transmission over 700 km of standard single mode fiber with 10 cm chirped fiber grating and duobinary transmitter", in Proceedings OAA'96, 1996, paper PD30-2.
- [11] R. Kashyap, A. Ellis, D. Maryon, H.-G. Froehlich, A. Swanton, and D. J. Armes, "Eight wavelength  $\times$  10 Gb/s simultaneous dispersion compensation over 100 km single-mode fiber using a single 10 nanometer bandwidth, 1.3 meter long, super-step-chirped fiber Bragg grating with a continuous delay of 13.5 nanoseconds", in Proceedings ECOC'96, 1996, paper ThB3.2.
- [12] B. J. Eggleton, R. E. Slucher, C. M. de Sterke, P. A. Krug, J. E. Sipe, "Bragg grating solitons", Physics Review Letters, vol. 76, pp. 1627-1630, 1996.
- [13] A. Othonos and K. Kalli, (1999) *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Norwood, MA: Artech House.
- [14] I. Abe, (2004) *Redes de Bragg em fibras óticas de alta birrefringência: Produção, caracterização e aplicações*. Tese (Doutor em Ciências). Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná.

- [15] P. Torres, L. C. G. Valente, "Spectral response of locally pressed fiber Bragg grating," *Optics Communications*, 208, pp. 285-291, (2002).
- [16] C. J. S. de Matos, P. Torres, L. C. G. Valente, W. Margulis, and R. Stubbe, "Fiber Bragg Grating (FBG) Characterization and Shaping by Local Pressure," *Journal of Lightwave Technology*, 19, pp. 1206-1211. (2001).
- [17] S. L. A. Carrara, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, "Elasto-optic alignment of birefringent axes in polarization-holding optical fibers," *Optics Letters*, 11, pp. 470-472. (1986).
- [18] M. Varnham, D. Payne, A. Barlow, and R. Birch, "Analytic Solution for the Birefringence Produced by Thermal Stress in Polarization-Maintaining Optical Fibers," *Journal of Lightwave Technology*, LT-4, 332- (1983)
- [19] S. Timoshenko y J.N. Goodier, (1968). *Teoría de la elasticidad*, Ediciones Urmo, Bilbao, España.
- [20] P. L. Chu, and R. A. Sammut, "Analytical method for calculation of stresses and material birefringence in Polarization-Maintaining optical fibers," *Journal of Lightwave Technology*, LT-2, pp. 650-662, (1984).
- [21] R. Correia, E. Chehura, S. W. James, and R. P. Tatam, "Locally Pressed Fibre Bragg Grating Sensor," in 18th International Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest (Optical Society of America, Washington, DC, 2006), TuE32.

## **CAPÍTULO 2. INTRODUCCIÓN A LAS REDES DE BRAGG EN FIBRA ÓPTICA**

### **2.1 REDES DE BRAGG EN FIBRA ÓPTICA**

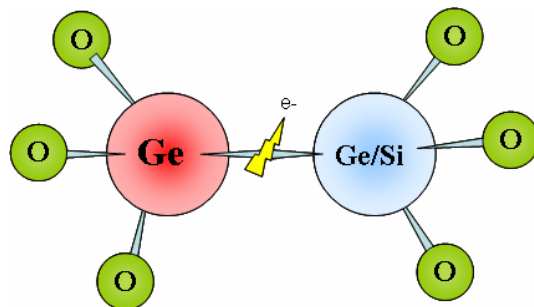
Las redes de Bragg en fibra óptica (FBG) son estructuras que se generan a partir de cambios periódicos en el índice de refracción del núcleo de una fibra óptica. Esta alteración es usualmente lograda por la exposición de la fibra óptica a un patrón de luz ultravioleta de alta intensidad. La formación de este tipo de estructuras permanentes en una fibra óptica fue logrado por primera vez en 1978 por Hill y sus colaboradores en el Centro Canadiense de Investigación en Comunicaciones (CRC, por su sigla en inglés) [1]. El fundamento de su trabajo se ubicó en la observación del incremento de la intensidad de la luz reflejada que se transmitía en una fibra óptica dopada con Germanio, después de haber lanzado en ella radiación de un láser de iones de Argón. Luego de exponer la fibra durante un período de tiempo se encontró que la luz reflejada tenía una frecuencia característica y que, además, la zona afectada por la radiación se comportaba como un filtro permanente en reflexión para una estrecha longitud de onda.

#### **2.1.1 Fotosensitividad**

La fotosensitividad en las fibras ópticas puede entenderse como una forma de alterar permanentemente el índice de refracción del núcleo de la fibra mediante radiación ultravioleta. Estos cambios pueden ser debidos, principalmente, a la cantidad y concentración de elementos dopantes en el núcleo de la fibra óptica, así como de las características de la fuente óptica empleada en el proceso de escritura [2].

Cuando la radiación ultravioleta crea la red de Bragg, el cambio del índice de refracción del núcleo permanece, mientras la fibra se mantenga dentro de un rango de temperaturas para las cuales no se presente el recocido del vidrio con que fabrican las fibras. Este rango usualmente alcanza como máxima temperatura los 600 °C para el caso de fibras convencionales. Para operaciones a más altas temperaturas se presenta una disminución de la intensidad de la luz reflejada, hasta 30% menos para temperaturas de 700 °C. La red desaparece en un lapso de tiempo muy corto cerca de los 800 °C, debido a la difusión o el flujo del material en el proceso de recocido del vidrio [3].

La apropiada fabricación de las redes de Bragg depende del adecuado entendimiento de los mecanismos de cambios del índice de refracción fotoinducidos. La fotosensitividad fue descubierta inicialmente en sílice ( $\text{SiO}_2$ ) dopado con Germanio, el cual presenta defectos en la matriz tetraédrica de la sílice en forma de subóxidos  $\text{GeO}_x$  [4]. Los mecanismos que permiten la alteración del índice de refracción no están aún completamente descritos, sin embargo, varios modelos han sido propuestos para tratar de comprender este fenómeno [5]. El elemento recurrente en estos modelos es el defecto  $\text{GeO}$  como uno de los directos responsables de la fotosensitividad. En dicho defecto, un átomo de Germanio se enlaza con tres átomos de oxígeno y realiza un cuarto enlace con otro átomo de germanio u otro átomo de silicio (“enlaces malos”). Este tipo de enlace presenta un máximo de absorción en la radiación ultravioleta centrada en 240 nm. El rompimiento de este enlace es causante del incremento en el índice de refracción del núcleo de la fibra [6]. Este modelo suele llamarse el modelo de color central. Un esquema del defecto  $\text{GeO}$  se presenta en la Figura 2.1.



**Figura 2.1 Defecto de deficiencia de oxígeno.**

En el modelo de dipolo, la excitación de los defectos por medio de fotones induce la aparición de campos de cargas eléctricas con cierta periodicidad en el espacio. Otro modelo

de fotosensitización es el modelo de liberación de esfuerzos residuales, según el cual el incremento del índice de refracción es debido al alivio de los esfuerzos residuales termoelásticos inducidos en el núcleo de la fibra durante el proceso de su fabricación. Finalmente, el modelo de compactación sugiere que la irradiación con el láser UV induce variaciones en la densidad del vidrio, lo cual supone un cambio en el índice de refracción [5].

### **2.1.2 Técnicas de fotosensitización**

Inicialmente, cuando se buscaba aumentar la fotosensitividad del núcleo de las fibras ópticas se incrementaba considerablemente la cantidad de elementos dopantes como el Germanio, con el fin de obtener un mayor cambio del índice de refracción logrado por medio de la iluminación con luz UV (por medio de esta técnica se logran cambios de índice de refracción de  $3 \times 10^{-5}$  para concentraciones de 3% molar de  $\text{GeO}_2$  y de  $2,5 \times 10^{-4}$  para concentraciones de 20% molar de  $\text{GeO}_2$  [4]). Posteriormente se encontraron técnicas para aumentar la fotosensitividad de la fibra en mayor cantidad. Algunas de estas técnicas serán mencionadas a continuación:

#### ***Hidrogenación***

El proceso de hidrogenación consiste en la difusión de moléculas de hidrógeno hacia el núcleo de la fibra por medio de altas presiones y temperaturas. El hidrógeno forma fácilmente enlaces de tipo OH, aumentando aún más la carencia de oxígeno en el núcleo de la fibra y la proliferación de defectos GeO. Por medio de esta técnica se han logrado alteraciones típicas del índice de refracción del núcleo de  $1 \times 10^{-3}$  [4]. La ventaja principal de esta técnica es que permite escribir redes de Bragg en fibras estándar de telecomunicación, las cuales tienen baja concentración de Ge, y por lo tanto baja sensibilidad. Para obtener resultados adecuados, es recomendable someter la fibra a una atmósfera rica en hidrógeno a presiones que oscilan entre 20 y 750 atmósferas y temperaturas entre 20 y 75 °C durante varios días [6].

### ***Llama de hidrógeno***

El proceso de fotosensitización con llama de hidrógeno consiste en aplicar en la región que será afectada por la radiación UV una llama de hidrógeno con una pequeña cantidad de oxígeno, la temperatura de la llama es de alrededor de 1700 °C. Este proceso reduce el tiempo de fotosensitización a un poco más de 20 minutos. A estas temperaturas el hidrógeno se difunde rápidamente en la estructura de la fibra formando enlaces Si-OH y produciendo deficiencia de oxígeno. Nuevamente la región fotosensitivizada presentará un máximo de absorción en la radiación UV centrada en 240 nm [7].

### ***Codopado con Boro y dopaje con elementos de tierras raras***

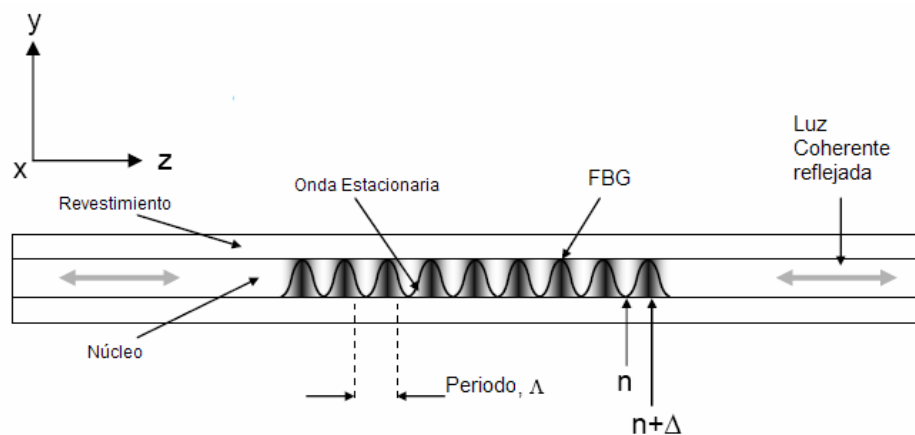
En fibras con un 15% molar de Germanio y codopadas con Boro, es posible obtener cambios en el índice de refracción del núcleo de 0,003 y reflectividades superiores al 95% para una red de longitud 2 mm. Para el caso del dopaje de tierras raras, necesarias para la fabricación de redes de Bragg en láseres y amplificadores, se reemplaza el Ge por alúmina ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) y se realiza el dopado con diversos elementos como el Eu, Tb, Ce, Er, obteniéndose menor fotosensitividad según el dopante y la concentración del mismo, en rangos que oscilan entre  $2,5 \times 10^{-5}$  y 0,0015 [4].

## **2.2 TÉCNICAS DE ESCRITURA DE FBG EN FIBRA ÓPTICA**

Las primeras redes de Bragg construidas en el CRC fueron fabricadas al lanzar la luz obtenida de un láser de iones de Argón en un extremo de la fibra óptica y en la interfase vidrio-aire en el extremo libre de la fibra se producía reflexión de Fresnel (4% en el extremo libre de la fibra), con lo cual una porción de la luz se contrapropagaba en la fibra para generar un patrón de interferencia u onda estacionaria de muy baja intensidad. En los puntos de interferencia constructiva se generaba el cambio permanente del índice de refracción del núcleo de la fibra óptica. Esta técnica de grabación interna de las redes de Bragg estaba limitada a la longitud de onda de emisión del láser de grabación, por lo cual no era posible fabricar redes que actuasen a diversas longitudes de onda, principalmente en el infrarrojo cercano ( $\lambda=1300-1650$  nm), de amplio interés para el área de las

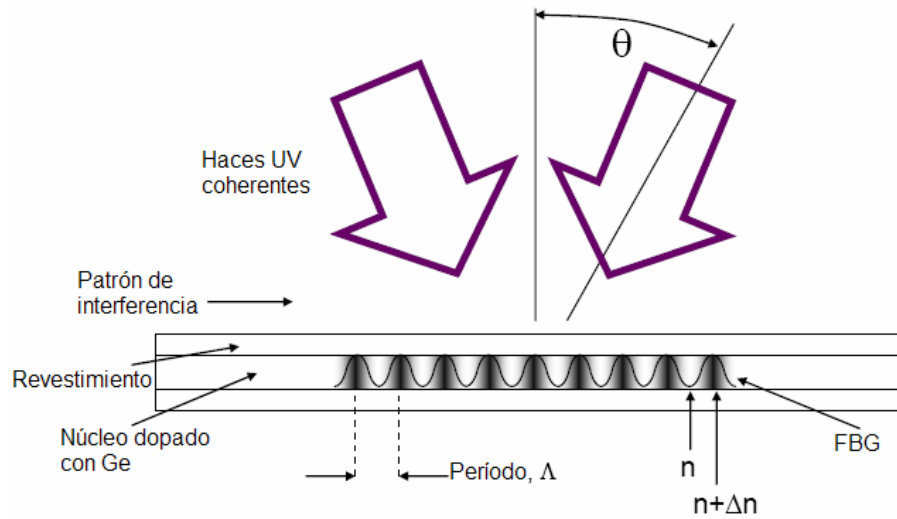
telecomunicaciones [6]. El esquema de fabricación de FBG con esta técnica puede apreciarse en la Figura 2.2.

Posteriormente, se desarrollaron técnicas interferométricas que permitían la escritura de la red de Bragg haciendo incidir radiación UV desde fuera de la fibra [8]. Gracias a este avance fue posible desarrollar un método menos costoso para la escritura de redes de Bragg, y lograr igualmente una escritura continua de redes sobre una fibra.



**Figura 2.2** Red de Bragg escrita con onda estacionaria en el interior de la fibra. Tomado de la referencia [9].

El empleo del método holográfico permitió ejercer un control del ángulo de incidencia de los haces UV que forman el patrón de interferencia en el núcleo de la fibra, en donde la alta fotosensibilidad, permite la grabación de la modulación periódica del índice de refracción, mientras que el revestimiento, por no tener contenidos de dopantes como el Ge, será invisible a la radiación UV. El control del ángulo de incidencia posibilitó obtener redes de Bragg en el rango de longitudes de onda de las telecomunicaciones, lo cual impulsó más el desarrollo y la investigación en este tipo de dispositivo intrínseco a la fibra [6]. El esquema de la fabricación de redes por esta técnica se presenta en la Figura 2.3.



**Figura 2.3** Red de Bragg escrita lateralmente (Patrón de interferencia). Tomado de la referencia [9].

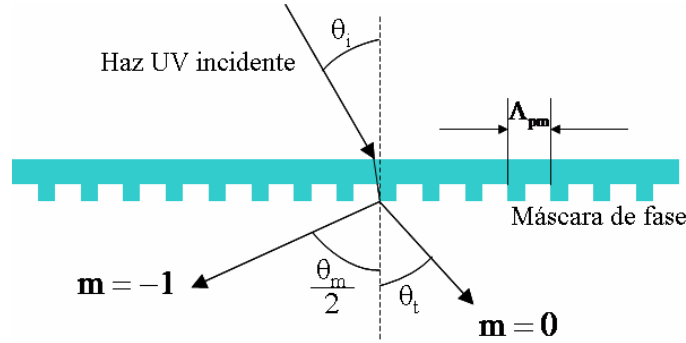
En el proceso de grabación de una red de Bragg por medio de la técnica del patrón de interferencia, la luz ultravioleta de un láser es dividida en dos haces coherentes, los cuales son recombinados para producir el patrón de interferencia. Esta recombinación se hace usualmente empleando espejos, los cuales por medio de su posición angular controlan el período de la red de Bragg,  $\Lambda$ . Este período, que es el mismo del patrón de interferencia, está dado en función de la longitud de onda de la luz UV empleada,  $\lambda_{UV}$ , y del semiángulo entre el haz y la normal a la fibra,  $\theta$ , como se ilustró en la Figura 2.3. De esta forma el período de la red estará dado por [4]:

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin \theta} . \quad (2.1)$$

Los valores del ángulo,  $2\theta$ , entre los haces incidentes y la longitud de onda del láser,  $\lambda_{UV}$ , se pueden alterar para obtener el período deseado en la FBG, pero en la práctica la fuente de luz tiene una longitud de onda determinada, lo cual hace que sea el valor del ángulo quien determine el período de la red.

Una tercera técnica de fabricación de redes de Bragg, y que ha permitido una mayor difusión de estas en la tecnología de la fibras ópticas, es la conocida como máscara de fase. La máscara de fase es una lámina de sílice o un material dieléctrico, la cual es labrada por

técnicas fotolitográficas, es una estructura periódica que actúa como rendija de difracción para el haz de láser UV. El principio de operación de la máscara de fase está basado en la difracción del haz UV incidente en varios órdenes,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . El esquema de la técnica es presentado en la Figura 2.4.



**Figura 2.4** Esquema de la difracción de un haz incidente sobre una máscara de fase.

Los órdenes difractados cumplen con la siguiente ecuación [4]:

$$\Lambda_{pm} = \frac{m \lambda_{UV}}{\left( \sin \frac{\theta_m}{2} - \sin \theta_i \right)}, \quad (2.2)$$

con  $\Lambda_{pm}$  el período de la máscara de fase,  $\theta_m/2$  el ángulo del orden difractado,  $\lambda_{UV}$  la longitud de onda UV y  $\theta_i$  el ángulo del haz incidente.

Si el rayo UV incide de forma normal a la máscara de fase, como se ilustra en la Figura 2.5, los órdenes difractados serán  $m = 0, \pm 1$ . El patrón de interferencia de los órdenes +1 y -1, que se forman cerca de la máscara de fase tiene un período  $\Lambda_g$  dictado por la fórmula [4]

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2 \left( \sin \frac{\theta_m}{2} \right)} = \frac{\Lambda_{pm}}{2}. \quad (2.3)$$

Esta técnica es particularmente útil para escribir redes de Bragg de una forma rápida. Es una técnica que depende únicamente del período de la máscara de fase, una vez definida la longitud de onda de la fuente UV. Las redes utilizadas en esta tesis fueron adquiridas a la empresa QPS Photonics Inc. [10] que las fabrica por esta técnica.

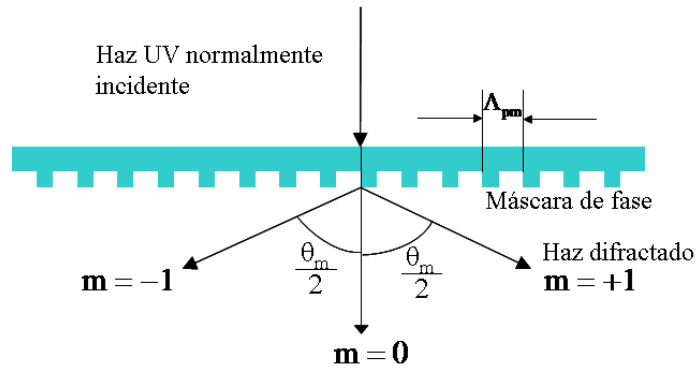


Figura 2.5 Haz UV normalmente incidente difractado en órdenes  $\pm 1$ .

### 2.3 PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO DE UNA FBG EN FIBRA ÓPTICA

Como se mencionó previamente, las FBG pueden producirse por la alteración del índice de refracción del núcleo de la fibra óptica debido a un patrón espacial de radiación ultravioleta. Asumiendo que este patrón UV produce como resultado una perturbación en el índice de refracción efectivo  $n_{\text{eff}}$ , el cual es el índice de refracción visto por el modo o los modos guiados dentro de la fibra óptica, ya que en la fibra óptica la luz no se propaga completamente confinada en el núcleo, sino que parte de la potencia óptica viaja en forma de campo evanescente en el revestimiento, esta perturbación puede describirse por [11],

$$\delta n_{\text{eff}}(z) = \overline{\delta n_{\text{eff}}}(z) \left\{ 1 + \nu \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\}, \quad (2.4)$$

donde  $\overline{\delta n_{\text{eff}}}(z)$  es el cambio espacial promedio del índice de refracción efectivo en un período de la red,  $\nu$  es la visibilidad de las franjas del patrón de interferencia,  $\Lambda$  es el período de diseño del patrón de interferencia, y  $\phi(z)$  describe el *chirp* de la red, es decir, la tasa de variación espacial del período de la red. Si el perfil de índice de la fibra óptica es un perfil de paso, en el cual se presenta un escalón uniforme en el valor del índice de refracción del núcleo de la fibra en comparación al índice de refracción del revestimiento, es posible aproximar la fórmula (2.4) a la expresión

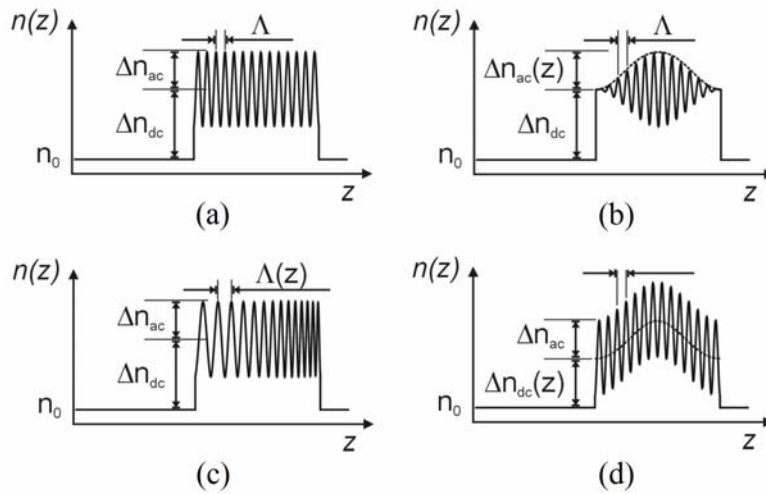
$$\delta n_{\text{eff}} \cong \Gamma \delta n_{\text{co}}, \quad (2.5)$$

donde  $\delta n_{\text{co}}$  es el cambio promedio inducido en el índice de refracción del núcleo de la fibra, y  $\Gamma$  es el factor de confinamiento de la potencia del modo de interés en el núcleo, el cual viene dado por la expresión,

$$\Gamma = \frac{b^2}{V^2} \left[ 1 - \frac{J_l^2(V\sqrt{1-b})}{J_{l+1}(V\sqrt{1-b})J_{l-1}(V\sqrt{1-b})} \right], \quad (2.6)$$

con  $J_l$  y  $J_{l-1}$  son las funciones de Bessel de orden  $l$  y orden  $l-1$ ,  $V = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)a\sqrt{n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2}$ , la frecuencia normalizada, y  $b = \frac{(n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{cl}}^2)}{(n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2)}$ . En estas expresiones,  $a$  es el radio del núcleo de la fibra,  $\lambda$  la longitud de onda de la luz que propaga en la fibra,  $n_{\text{co}}$  es el índice de refracción del núcleo y  $n_{\text{cl}}$  es el índice de refracción del revestimiento.

Las propiedades ópticas de las redes de Bragg son determinadas principalmente por la variación en el índice de refracción efectivo inducido para el modo que se propaga por la fibra,  $\delta n_{\text{eff}}$ ; algunas de las variaciones típicas son presentadas en forma esquemática en la Figura 2.6.



**Figura 2.6** Tipos comunes de redes de Bragg (a) Red uniforme, (b) Red apodizada, (c) Red Chirpada - período variable, (d) Red con índice promedio variable. Tomado de la referencia [5].

### 2.3.1 Longitud de onda resonante en redes de difracción

El principio de funcionamiento de una FBG puede explicarse, desde un punto de vista cualitativo, como una red de difracción simple. El efecto de la luz que incide con un ángulo  $\theta_1$  sobre la red de difracción se puede describir como

$$n \operatorname{sen} \theta_2 = n \operatorname{sen} \theta_1 + m \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (2.7)$$

donde  $\theta_2$  es el ángulo de la luz difractada y el número entero  $m$  determina el orden de difracción, como se ilustra en la Figura 2.7

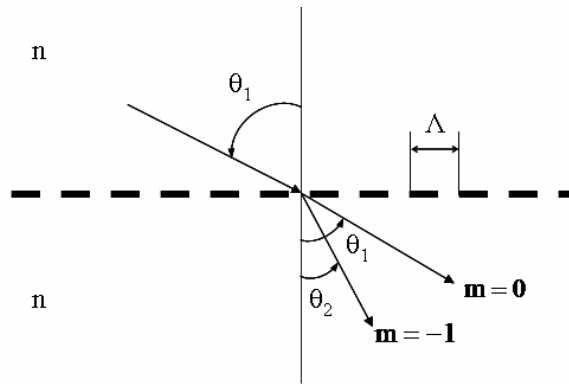
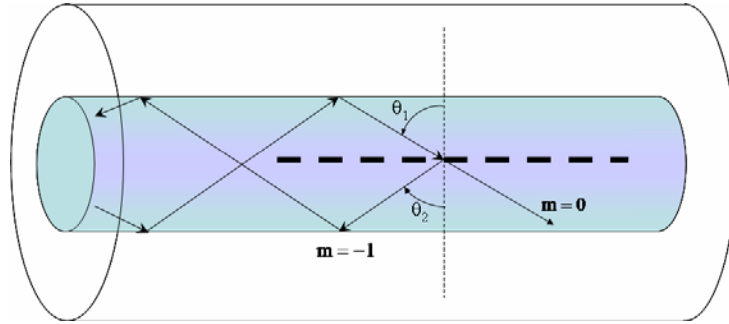


Figura 2.7 Difracción de una onda de luz por una red.

Con esta ecuación es posible determinar las direcciones en las cuales ocurre la interferencia constructiva; con ella es posible predecir la longitud de onda en la cual la red acopla luz de la forma más eficiente entre dos modos. La reflexión es máxima cuando se presenta el acople de energía entre el modo que se propaga y el modo contrapropagante. Este estado es alcanzado para las componentes de longitud de onda de la luz que cumplen la condición de reflexión de Bragg.

Las redes en fibra pueden clasificarse en dos tipos: redes de Bragg (o redes de período corto), en las cuales el acoplamiento ocurre entre modos que viajan en sentidos opuestos; y las redes de transmisión (o redes de período largo), para las cuales el acoplamiento se presenta entre modos que viajan en la misma dirección. La Figura 2.8 ilustra el esquema de acople que se presenta en una red de Bragg, entre los modos incidente, con ángulo  $\theta_1$  y el modo difractado que se propaga en dirección opuesta con ángulo  $\theta_2 = -\theta_1$ .



**Figura 2.8 Acoplamiento de dos modos en una red de Bragg en fibra óptica.**

Ya que la constante de propagación es  $\beta = (2\pi/\lambda)n_{\text{eff}}$ , con  $n_{\text{eff}} = n_{\text{co}} \sin\theta$ , es posible reescribir la Ecuación (2.7) como

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (2.8)$$

Para el primer orden de difracción, el cual predomina en una red en fibra,  $m = -1$ .  $\beta_1$  describe los modos de propagación hacia la red,  $\beta_2$  describe los modos refractados por la red, es decir,  $\beta_2 < 0$ . Con las consideraciones anteriores, puede encontrarse, a partir de la ecuación (2.8), que la longitud de onda a la cual se presenta la condición de resonancia de la onda incidente con índice efectivo  $n_{\text{eff},1}$  la cual es refractada por la red con un índice efectivo  $n_{\text{eff},2}$ , está dada por la expresión

$$\lambda = (n_{\text{eff},1} + n_{\text{eff},2})\Lambda. \quad (2.9)$$

Si, además, sólo un modo de propagación puede estar presente en la fibra, el cual es el caso de este trabajo ya que las redes de Bragg empleadas fueron grabadas en fibras ópticas monomodo, la expresión (2.9) se convierte en la conocida condición de reflexión de Bragg, es decir,

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda. \quad (2.10)$$

### 2.3.2 Teoría de modos acoplados

La teoría de los modos acoplados es adecuada para obtener información cuantitativa acerca de la eficiencia de la difracción y la dependencia espectral de las redes de Bragg. En el desarrollo dentro del marco de esta teoría se ha considerado que las fibras ópticas son monomodales. Gracias a que los índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento son muy parecidos, es posible asumir condición de guiado “débil”, de esta forma los campos eléctrico y magnético en la fibra están linealmente polarizados sobre la sección transversal de la fibra, por lo tanto se desarrolla una teoría de modos acoplados escalar [12, 13].

Considerando el eje de la fibra óptica como orientado a lo largo del eje coordenado  $+z$ , y asumiendo que la polarización del campo eléctrico está en la dirección  $x$  de dicho sistema coordenado, es posible expresar una onda propagándose en dirección  $+z$  con una constante de propagación  $\beta > 0$  y una frecuencia angular  $\omega > 0$  de la forma  $\exp[i(\beta z - \omega t)]$ .

La red de Bragg puede considerarse como una perturbación en la fibra, de esta forma la fibra sin perturbar tendrá un perfil de índice de refracción  $\bar{n}(x,y)$ , dependiente únicamente de las coordenadas de la sección transversal de la fibra; la fibra perturbada, mientras tanto, tendrá además, una dependencia de su perfil de índice de refracción con  $z$ ,  $n(x,y,z)$ .

Cuando la red de Bragg es grabada en la fibra, la variación del índice de refracción es muy pequeña, por lo que es posible realizar las siguientes aproximaciones,  $\bar{n} \cong n \cong n_{\text{eff}} \cong n_{\text{cl}}$ . Con estas consideraciones, es posible escribir el campo eléctrico total como la superposición de los modos propagante y contra-propagante así:

$$E_x(x, y, z) = b_{+1} \Psi(x, y) + b_{-1} \Psi(x, y), \quad (2.11)$$

donde los coeficientes  $b_{\pm 1}$  contienen la dependencia de los modos con  $z$ . Los coeficientes  $b_{\pm 1}$  contienen además la variación con la frecuencia, donde se incluye el factor  $\exp[\pm i \beta z]$ .  $\Psi$ , que representa la componente transversal bien del campo eléctrico, o bien del campo magnético, satisface la ecuación de Helmholtz escalar de la fibra sin perturbar:

$$\{\nabla_{\text{t}}^2 + k^2 \bar{n}^2(x, y) - \beta^2\} \psi = 0, \quad (2.12)$$

donde,  $\nabla_{\text{t}}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  y  $k = \omega/c$  es el número de onda en el vacío. Adicionalmente, el campo eléctrico total  $E_x$  debe satisfacer la ecuación escalar de la fibra perturbada, es decir

$$\left\{ \nabla_{\text{t}}^2 + k^2 n^2(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} E_x = 0. \quad (2.13)$$

Sustituyendo la expresión (2.11) en (2.13), y empleando la expresión (2.12), se obtiene:

$$\frac{d^2}{dz^2} (b_{+1} + b_{-1}) \Psi + [\beta^2 + k^2 (n^2 - \bar{n}^2)] (b_{+1} + b_{-1}) \Psi = 0. \quad (2.14)$$

Multiplicando (2.14) por  $\Psi$  e integrando sobre el plano  $x$ - $y$ , que es donde yace la sección transversal de la fibra, se obtiene:

$$\frac{d^2 b_{+1}}{dz^2} + \frac{d^2 b_{-1}}{dz^2} + (\beta^2 + 2k n_{\text{co}} D_{11}(z)) (b_{+1} + b_{-1}) = 0, \quad (2.15)$$

donde se define el coeficiente de acoplamiento  $D_{11}$ , como:

$$D_{11} = \frac{k}{2n_{\text{co}}} \frac{\int (n^2 - \bar{n}^2) \Psi^2 dA}{\int \Psi^2 dA}, \quad (2.16)$$

$D_{11}$  describe el acoplamiento mutuo entre el modo propagante y el modo contrapropagante. Este acoplamiento tiene como resultado un intercambio de energía entre los modos.

El índice de refracción  $n_{co} \approx n_{eff}$  es una aproximación al índice del núcleo de la fibra, de esta forma la ecuación (2.15) puede descomponerse en dos ecuaciones diferenciales de primer orden de la siguiente forma [12]:

$$\frac{db_{+1}}{dz} - i(\beta + D_{11})b_{+1} = iD_{11}b_{-1}, \quad (2.17)$$

y

$$\frac{db_{-1}}{dz} + i(\beta + D_{11})b_{-1} = -iD_{11}b_{+1}. \quad (2.18)$$

Esta separación es la descomposición del campo total en sus componentes propagante y contrapropagante.

Como se presentó en la ecuación (2.4) la variación del índice de refracción a lo largo del eje  $z$  es cuasi-sinusoidal por lo que es posible escribir la siguiente ecuación, donde los cambios en el cuadrado del índice de refracción se pueden expresar en términos de las variaciones de la permitividad eléctrica del material,  $\epsilon_r$ , tanto en la variación de su nivel general o nivel dc, como en la variación de su componente alternante o nivel ac:

$$n^2 - \bar{n}^2 = \Delta \epsilon_{r,ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \theta(z)\right) + \Delta \epsilon_{r,dc}(z). \quad (2.19)$$

Con la aproximación  $n^2 - \bar{n}^2 \approx 2n_{co}(n - \bar{n})$ , la expresión (2.19) puede escribirse como

$$n - \bar{n} = \Delta n_{ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \theta(z)\right) + \Delta n_{dc}(z), \quad (2.20)$$

donde  $\Lambda$  es el periodo escogido para que  $\theta(z)$  cambie lentamente comparado con este;  $\Delta n_{ac}$  y  $\Delta n_{dc}$  son la amplitud de la modulación del índice de refracción y la variación promedio en el índice respectivamente. Las funciones  $\Delta \varepsilon_{r,ac}$  y  $\Delta \varepsilon_{r,dc}$  son reales y varían lentamente, las cuales satisfacen:

$$|\Delta \varepsilon_{r,ac}(z)| \ll n_{co}^2, \quad |\Delta \varepsilon_{r,dc}(z)| \ll n_{co}^2. \quad (2.21)$$

Es conveniente escribir el coeficiente  $D_{11}$  como una función cuasi-senoidal de la siguiente manera:

$$D_{11}(z) = \kappa(z)e^{i\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \kappa^*(z)e^{-i\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \sigma(z), \quad (2.22)$$

donde  $\kappa(z)$  es un número complejo que varía lentamente con  $z$ ,  $\sigma(z)$  es real, la cual varía lentamente según la variación de  $\varepsilon_{r,dc}(z)$ . Para simplificar (2.17) y (2.18) se introducen las nuevas amplitudes  $u(z)$  y  $v(z)$  definidas de la manera siguiente:

$$b_{+1}(z) = u(z) \exp\left(i\frac{\pi}{\Lambda}z\right) \exp\left(i\int_0^z \sigma(z') dz'\right), \quad (2.23)$$

y

$$b_{-1}(z) = v(z) \exp\left(-i\frac{\pi}{\Lambda}z\right) \exp\left(-i\int_0^z \sigma(z') dz'\right). \quad (2.24)$$

Sustituyendo (2.22), (2.23) y (2.24) en (2.17) y (2.18) e ignorando los términos que oscilan rápidamente, puesto que contribuyen poco al crecimiento y decaimiento de las amplitudes, se llega a que

$$\frac{du}{dz} = +i\delta u + q(z)v, \quad (2.25)$$

y

$$\frac{dv}{dz} = -i\delta v + q^*(z)u, \quad (2.26)$$

donde se ha definido el parámetro de sintonizado del número de onda  $\delta \equiv \beta - \pi/\Lambda$  y el nuevo coeficiente de acoplamiento de la red

$$q(z) = i\kappa(z) \exp\left(-2i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \quad (2.27)$$

Puede notarse que los factores de fase en (2.23) y (2.24) son independientes de la constante de propagación y de la frecuencia; esto indica que  $u$  y  $v$  solo difieren de  $b_{\pm 1}$  en los factores de fase; por lo tanto, para una posición fija  $z=z_0$  es posible calcular el coeficiente de reflexión  $b_{-1}(z_0)/b_{+1}(z_0)$  como  $v(z_0)/u(z_0)$ . También se nota que  $u$ ,  $v$  y  $q$  varían lentamente con  $z$  comparados con el período  $\Lambda$ , ya que  $\beta \approx \pi/\Lambda$  cuando la longitud de onda está cerca de la longitud de onda de Bragg  $\lambda_B = 2n_{\text{eff}} \Lambda$ .

Para el caso de una red de Bragg uniforme  $q(z) = \text{constante}$ , como también lo es el coeficiente de acoplamiento sobre toda la longitud  $L$  de la red de Bragg ( $0 \leq z \leq L$ ) [14]. En este caso las ecuaciones (2.25) y (2.26) se pueden resolver analíticamente, aplicando las condiciones de frontera:  $u(0; \delta) = 1$  y  $v(L; \delta) = 0$ . El coeficiente de reflexión estará dado por  $r(\delta) = v(0; \delta)/u(0; \delta)$ , por lo tanto:

$$r = \frac{-q^* \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)}. \quad (2.28)$$

Luego, la reflectividad estará por:

$$R = |r|^2 = \frac{\sinh^2(\gamma L)}{\cosh^2(\gamma L) - \frac{\delta^2}{q^2}}, \quad (2.29)$$

donde  $\gamma^2 = |q|^2 - \delta^2$ .

La máxima reflectividad se alcanzará para la longitud de onda que cumple la condición de Bragg, en este caso la ecuación (2.29) puede expresarse como:

$$R_{max} = \tanh^2(\gamma L). \quad (2.30)$$

Cualquier variable que afecte las características de la red de Bragg o las condiciones modales de propagación de la luz en la fibra óptica causará cambios en la longitud de onda de Bragg asociada o en el espectro de reflexión de la misma. Este fenómeno ha dado lugar al desarrollo y la presencia de innumerables dispositivos de sensado basados en redes de Bragg. Esta temática es ampliada en el Capítulo 3.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 2

- [1] K. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication," *Applied Physics Letters*, 32, p. 647 (1978).
- [2] A. Othonos and K. Kalli, (1999) *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Norwood, MA: Artech House.
- [3] J. Canning, K. Sommer, and M. Englund, "Fibre Gratings for High Temperature Sensor Applications," *Measurement Science and Technology*, 12, p. 824-828, (2001).
- [4] R. Kashyap, (1999) *Fiber Bragg Grating*. San Diego. Academic Press.
- [5] P. Giaccari, (2003) *Fiber Bragg grating characterization by optical low coherence reflectometry and sensing applications*, Thèse (Docteur ès Sciences) Département de Microtechnique. Ecole polytechnique fédérale de Lausanne.
- [6] I. Abe, (2004) *Redes de Bragg em fibras óticas de alta birrefringência: Produção, caracterização e aplicações*. Tese (Doutor em Ciências). Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná.
- [7] R. Acuña, (2003) *Redes de Bragg: Fabricación, caracterización y aplicaciones*. Tesis (Magíster en ciencias – Física). Universidad Nacional de Colombia – Sede Medellín.

- [8] G. Meltz, W.W. Morey, and W.H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Optics Letters*, 14, pp. 823-825, (1989).
- [9] S. A. Mastro, (2005) *Optomechanical behavior of embedded fiber Bragg grating strain sensor*. Thesis (Ph.D. in Materials Engineering). Drexel University.
- [10] <http://www.qpscom.com>
- [11] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Journal of Lightwave Technology*, 15, 1277, (1997).
- [12] A. W. Snyder, and J. D. Love, (1983) *Optical waveguide theory*, London, Chapman and Hall.
- [13] D. L. Lee, (1986) *Electromagnetic principles of integrated optics*, New York, John Wiley & Sons.
- [14] H. Kogelnik, "Theory of optical waveguides," in *Guided-Wave optoelectronics*, T. Tamir, New York, Springer-Verlag, (1990).

## **CAPÍTULO 3. REDES DE BRAGG EN FIBRAS ÓPTICAS BIRREGRINGENTES: FUNDAMENTOS TEÓRICOS**

Como ya quedó demostrado, la longitud de onda de Bragg,  $\lambda_B$ , está dada por la expresión:

$$\lambda_B = 2 n_{\text{eff}} \Lambda, \quad (3.1)$$

donde  $n_{\text{eff}}$  es el índice de refracción efectivo del modo que se propaga en la fibra y  $\Lambda$  es el período espacial entre las perturbaciones de índice de refracción de la red de Bragg. Para comprender el comportamiento de la luz cuando se propaga por una estructura de FBG escrita en una fibra birrefringente, y que además puede estar sometida a la acción de perturbaciones externas, es necesario realizar un estudio del fenómeno que posibilita el cambio del índice de refracción bajo la acción de perturbaciones externas. Este fenómeno es conocido como el efecto elastoóptico.

### **3.1 EFECTO ELASTOÓPTICO EN GUÍAS DE ONDA**

#### **3.1.1 Teoría elástica de esfuerzos**

Es posible determinar el estado de esfuerzos al cual está sometido un cuerpo bajo la acción de un sistema de cargas. Para esto es posible realizar una serie de consideraciones macroscópicas, bajo las cuales el cuerpo objeto de interés, es considerado como un sistema continuo compuesto de un material que se comporta bajo ciertos modelos considerados en la teoría de la mecánica del continuo. Uno de los modelos bajo el cual es posible estudiar un material sujeto a un sistema de cargas es el modelo de comportamiento elástico [1], el

cual se caracteriza por las condiciones de que los esfuerzos en el material son únicamente debidos a las deformaciones impuestas por el sistema de cargas y, cuando el sistema de cargas es removido, el cuerpo recupera su forma original. Este comportamiento está caracterizado por una expresión conocida como la ley de Hooke generalizada, la cual en notación tensorial contraída se puede expresar como [2]

$$\sigma_i = c_{ij} \varepsilon_j , \quad (3.2)$$

donde  $\sigma_i$  es el tensor de esfuerzos,  $\varepsilon_j$  es el tensor de deformaciones y  $c_{ij}$  son los coeficientes elásticos del medio. Para que un material pueda estudiarse bajo la ley de Hooke, es necesario que sea, además, homogéneo, con comportamiento lineal e isótropo. Si un cuerpo presenta deformaciones menores a 0,1%, se supone una relación de linealidad entre los esfuerzos y las deformaciones [3]. En el problema en consideración, el material del cual están constituidas las fibras ópticas,  $\text{SiO}_2$ , es posible suponerlo bajo un modelo de comportamiento elástico, ya que cumple adecuadamente las condiciones del modelo, además las deformaciones impuestas al material no son tan elevadas como para generar la falla del material.

Con el desarrollo adecuado del análisis de esfuerzos bajo el modelo de la teoría de elasticidad [1,3] es posible obtener unas ecuaciones constitutivas que relacionan los esfuerzos y las deformaciones en el material mediante ciertas propiedades del material. Generalmente estas propiedades, llamadas constantes de Lamè para el caso elástico, son combinadas para obtener unos parámetros que tienen mayor significado físico, como lo son el módulo de elasticidad o módulo de Young,  $Y$ , y la relación o coeficiente de Poisson,  $\nu$ .

El módulo de elasticidad  $Y$ , da una idea de la rigidez relativa de un material: entre mayor sea el valor de  $Y$ , más alto será el esfuerzo necesario para producir la misma deformación o, de forma equivalente, menor será la deformación obtenida en un cuerpo para un mismo nivel de esfuerzo. La Tabla 3.1 presenta un comparativo entre los módulos de elasticidad de algunos materiales comunes. De una forma similar es posible interpretar el significado

físico de la relación de Poisson de un material, la cual se entiende como la relación entre la deformación transversal y la deformación axial sufrida por un cuerpo cuando es sometido a un estado de esfuerzos axiales. Este parámetro da la idea de la tendencia del cuerpo a conservar su volumen cuando es sometido a un estado de esfuerzos. Entre mayor sea el coeficiente de Poisson, mayor será la tendencia.

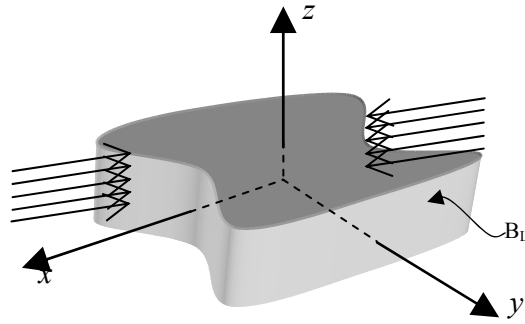
**Tabla 3.1 Módulo de elasticidad de algunos materiales comunes [3,4]**

	<b>Módulo de elasticidad Y [GPa]</b>	<b>Relación de Poisson ν</b>
Sílice (SiO <sub>2</sub> )	78,3	0,186
Acero inoxidable 304	193	0,30
Concreto	30	0,15-0,20
Bronce	110,3	0,33
Cobre	120,7	0,35

En muchas ocasiones la geometría de los cuerpos y los patrones de aplicación de cargas en ellos, permiten reducir los sistemas de ecuaciones constitutivas de elasticidad en sistemas de ecuaciones bidimensionales, simplificando bastante su aplicación y solución. Esta simplificación es conocida como el problema plano de elasticidad. Para que el sistema de cargas que actúa sobre un cuerpo pueda ser considerado como un problema plano de elasticidad, es necesario que se cumplan las siguientes consideraciones [5]:

- Un cuerpo plano es una región de espesor uniforme confinado por dos planos paralelos y una superficie lateral cerrada  $B_L$ .
- El espesor del cuerpo debe ser uniforme, pero no es limitado, es decir, puede ser grueso o delgado. Estas condiciones límite son los casos ideales en el análisis de problema plano de elasticidad.
- Las fuerzas volumétricas no pueden variar en el espesor de la región.
- Las fuerzas superficiales sobre la frontera lateral deben ser constantes en la dirección  $z$  y deben ser distribuidas de manera uniforme en el espesor (constantes en  $z$ ).
- No pueden existir cargas aplicadas en las caras paralelas que confinan el cuerpo plano.

Las consideraciones hechas se ilustran en la Figura 3.1



**Figura 3.1** Esquema de un cuerpo para el análisis de problema plano de elasticidad

Bajo la consideración de cuerpo plano pueden tenerse dos modelos de elasticidad. El modelo de esfuerzos planos (*plane-stress*), para el caso de cuerpos delgados, y el modelo de deformaciones planas (*plane-strain*), para cuerpos de espesor grueso. Este último modelo es el más adecuado para realizar el análisis de esfuerzos sobre una geometría cilíndrica como es la que presenta la fibra óptica [6].

Partiendo de las relaciones mecánicas entre esfuerzo y deformación en coordenadas cartesianas, se puede demostrar que [7]

$$\varepsilon_x = \frac{1}{Y} [\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)], \quad (3.3)$$

$$\varepsilon_y = \frac{1}{Y} [\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)], \quad (3.4)$$

$$\varepsilon_z = \frac{1}{Y} [\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)]. \quad (3.5)$$

Bajo la consideración del modelo de deformaciones planas ( $\varepsilon_z = 0$ ), de (3.5) se obtiene que  $\sigma_z = \nu(\sigma_x + \sigma_y)$ , que al reemplazar en (3.3) y (3.4) se llega a que

$$\varepsilon_x = \frac{1}{Y} [\sigma_x (1 - \nu^2) - \sigma_y (\nu + \nu^2)], \quad (3.6)$$

$$\varepsilon_y = \frac{1}{Y} [\sigma_y (1 - \nu^2) - \sigma_x (\nu + \nu^2)]. \quad (3.7)$$

Para la geometría cilíndrica de la fibra y una configuración de fuerza aplicada de forma diametral, uniformemente distribuida en la longitud  $L$  de la misma, es posible demostrar que las expresiones de las componentes de los esfuerzos  $x$  e  $y$  pueden darse por [8-10]:

$$\sigma_x = \frac{-2F}{\pi L} \left\{ \frac{(r+x)^3}{[y^2 + (r+x)^2]^2} + \frac{(r-x)^3}{[y^2 + (r-x)^2]^2} - \frac{1}{2r} \right\}, \quad (3.8)$$

$$\sigma_y = \frac{-2F}{\pi L} \left\{ \frac{y^2(r+x)}{[y^2 + (r+x)^2]^2} + \frac{y^2(r-x)}{[y^2 + (r-x)^2]^2} - \frac{1}{2r} \right\}, \quad (3.9)$$

donde  $F$  es la fuerza aplicada sobre la fibra y  $r$  su radio.

Para los puntos sobre el eje de la fibra ( $x = y = 0$ ), que es donde mayoritariamente viaja la luz en un guía de onda óptico, las componentes transversales del esfuerzo quedan reducidas

a  $\sigma_x = \frac{-3F}{\pi r L}$  y  $\sigma_y = \frac{F}{\pi r L}$ . Reemplazando estas dos expresiones en (3.6) y (3.7), se llega a

que:

$$\varepsilon_x = \frac{\sigma_y}{Y} (2\nu^2 - \nu - 3), \quad (3.10)$$

$$\varepsilon_y = \frac{\sigma_y}{Y} (2\nu^2 + 3\nu + 1). \quad (3.11)$$

### 3.1.2 Teoría elastoóptica

Se puede escribir, en notación estándar contraída, el cambio inducido en el índice de refracción por las deformaciones elásticas como [2]:

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_{j=1}^6 p_{ij} \varepsilon_j \quad (i = 1, \dots, 6), \quad (3.12)$$

donde  $\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_i$  denota los cambios de la indicatriz de índice de refracción,  $p_{ij}$  el tensor elastoóptico. Para un material isótropo como el vidrio, el tensor elastoóptico tiene la forma

$$p_{ij} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

donde  $p_{44} = (p_{11} - p_{12})/2$ . Para la sílice  $p_{11} = 0,121$  y  $p_{12} = 0,270$  [16]. Dado que los cambios inducidos son pequeños, se puede admitir que  $\Delta(1/n^2)_i = -2\Delta n_i/n_i^3$ .

Debido a que la fuerza no es aplicada de forma uniforme sobre la periferia de la fibra, los cambios en el índice de refracción a lo largo de los ejes principales de la fibra, es decir, paralelo y perpendicular a la dirección de la fuerza, serán diferentes. Al asumir que la fibra óptica es un medio de baja birrefringencia intrínseca, y usando las expresiones para las deformaciones  $\varepsilon_j$  y los esfuerzos  $\sigma_i$  en aproximación de *plane-strain* ( $\varepsilon_z=0$ ), de (3.12) se pueden calcular los cambios inducidos en el índice de refracción de la barra de la siguiente manera:

Para la polarización  $x$ :

$$\Delta n_x = -\frac{n^3}{2} [\varepsilon_x p_{11} + \varepsilon_y p_{12}]. \quad (3.14)$$

Para la polarización  $y$ :

$$\Delta n_y = -\frac{n^3}{2} [\varepsilon_y p_{11} + \varepsilon_x p_{12}]. \quad (3.15)$$

Aplicando a las ecuaciones (3.14) y (3.15) las relaciones de esfuerzo-deformación contenidas en las expresiones (3.6) a (3.9), y considerando los coeficientes elastoópticos y geométricos propios de la fibra empleada, es posible obtener las siguientes expresiones analíticas para los cambios de índice de refracción en las direcciones perpendicular y paralela a la fuerza:

Para la polarización en  $x$ :

$$n_x = n_{0x} + \Delta n_x = n_{0x} + \frac{n_{0x}^3 F}{\pi L Y} \left\{ \frac{2r(1+\nu)}{(x^2 + r^2)^2} [p_{11}((1-\nu)x^2 - \nu r^2) + p_{12}((1-\nu)r^2 - \nu x^2)] - \frac{1}{2r}(1-\nu-2\nu^2)(p_{11} + p_{12}) \right\} \quad (3.16)$$

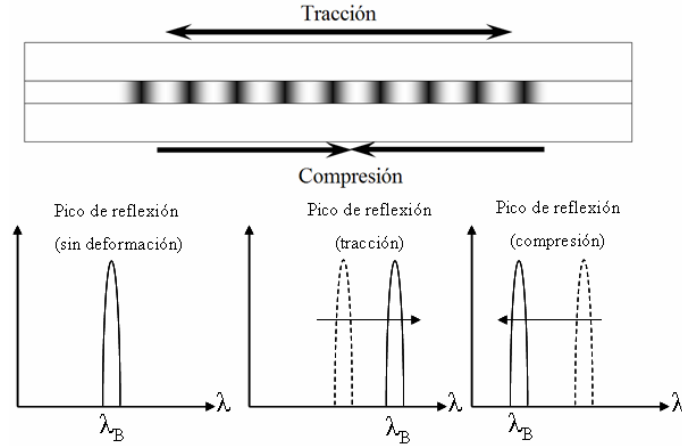
Para la polarización en  $y$ :

$$n_y = n_{0y} + \Delta n_y = n_{0y} + \frac{n_{0y}^3 F}{2\pi L Y} \left\{ \frac{4r(1+\nu)}{(r^2 - y^2)} [p_{11}(\nu - 1) + p_{12}\nu] + \frac{1}{r}(1-\nu-2\nu^2)(p_{11} + p_{12}) \right\}. \quad (3.17)$$

Aquí,  $n_{0x}$  y  $n_{0y}$  son los índices de refracción de la fibra antes de ser sometida a la fuerza diametral.

### 3.2 PRINCIPIO DE LA TECNOLOGÍA BASADA EN FBG

El principio básico de operación de dispositivos basados en FBG consiste en el monitoreo del desplazamiento espectral asociado a los cambios en la longitud de onda de Bragg,  $\Delta\lambda_B$ , debido a la acción de una magnitud externa [11]. Como se presentó en la ecuación (3.1), la longitud de onda de Bragg es directamente proporcional al período de la red, por lo tanto, cualquier cambio en este parámetro causará un cambio directo en la longitud de onda de Bragg. Este principio es usado, por ejemplo, en sensores de deformación basados en FBG [12-18]. Los cambios en las dimensiones de la fibra óptica a lo largo de su eje causan los mayores cambios en la respuesta espectral de la red, como se ilustra en la Figura 3.2. Estos cambios son producidos principalmente por expansión térmica o por deformaciones mecánicas inducidas [19].



**Figura 3.2** Cambio en la longitud de Bragg con las deformaciones de la fibra. Tomado de la referencia [19].

La expresión que determina el cambio de la longitud de onda de Bragg debido a la acción de una perturbación externa es [11]

$$\Delta \lambda_B = \left[ 2\Lambda \left( \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial P} \right) + 2n_{\text{eff}} \left( \frac{\partial \Lambda}{\partial P} \right) \right] \Delta P + \left[ 2\Lambda \left( \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} \right) + 2n_{\text{eff}} \left( \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \right] \Delta T, \quad (3.18)$$

donde  $P$  es una carga externa que genera deformación del núcleo de la fibra y  $T$  es la temperatura a la cual es sometida la red de Bragg.

Realizando un análisis a la expresión (3.18), puede notarse que el primer término corresponde al efecto de la deformación sobre la fibra óptica. Este término, mediante una manipulación algebraica, se puede expresar de la siguiente manera

$$\Delta \lambda_B = (1 - p_e) \lambda_B \varepsilon, \quad (3.19)$$

donde  $\varepsilon$  es la deformación aplicada, y  $p_e$  es un coeficiente fotoelástico efectivo dado por:

$$p_e = \frac{n_{\text{eff}}^2}{2} \{ p_{12} - v(p_{11} + p_{12}) \}, \quad (3.20)$$

El segundo término de la ecuación (3.18) representa el efecto de la temperatura sobre la fibra óptica. La variación de  $\lambda_B$  con la expansión térmica -cambios en el período de la red o en el índice de refracción- pueden expresarse por medio de la siguiente ecuación [20]:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(\alpha_\Lambda + \alpha_n)\Delta T, \quad (3.21)$$

donde  $\alpha_\Lambda = (1/\Lambda)(\partial\Lambda/\partial T)$  es el coeficiente de expansión térmica para una fibra óptica (aproximadamente  $0,55 \times 10^{-6}$  para la sílice).  $\alpha_n = (1/n_{\text{eff}})(\partial n_{\text{eff}}/\partial T)$  representa el coeficiente termoóptico y tiene un valor de  $8,6 \times 10^{-6}$  para la sílice. Puede notarse que la variación de la longitud de onda de Bragg con la temperatura es principalmente debida al cambio del índice de refracción.

Este trabajo no tiene como interés realizar un análisis del efecto térmico sobre la inducción de birrefringencia, por lo cual se consideran condiciones isotérmicas en las redes de Bragg, así la ecuación (3.2) se puede expresar como [7]:

$$\Delta\lambda_B = \left[ 2\Lambda \left( \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial P} \right)_{T=\text{cte}} + 2n_{\text{eff}} \left( \frac{\partial \Lambda}{\partial P} \right)_{T=\text{cte}} \right] \Delta P. \quad (3.22)$$

El cambio del índice de refracción inducido por la aplicación de una carga es llamado fenómeno elastoóptico o piezoóptico. Si una carga transversal no isotrópica es aplicada en una red de Bragg, se induce una deformación de la misma, lo cual generará cambios del índice de refracción y, por lo tanto, se inducirá una birrefringencia [7].

### 3.3 INDUCCIÓN DE BIRREFRINGENCIA EN FIBRAS ÓPTICAS

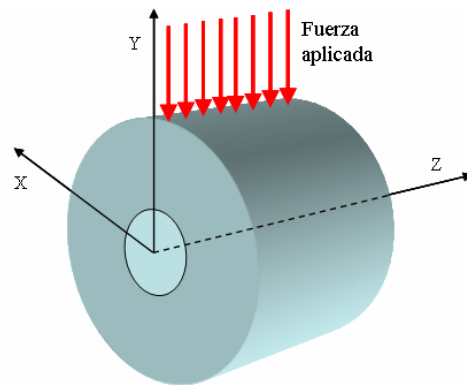
Durante el proceso de fabricación de las fibras ópticas es posible que se induzcan birrefringencias por asimetrías en el núcleo de la fibra. Para el caso de una fibra óptica

monomodo, la birrefringencia puede entenderse como si el modo que se está propagando por el núcleo de la misma “ve” dos índices de refracción diferentes en direcciones ortogonales. Para el caso de fibras ópticas estándar de telecomunicaciones, este fenómeno puede representar desventajas como la presencia de PMD (Dispersión por Modos de Polarización) y PDL (Pérdidas Dependientes de la Polarización), que afectan de manera importante el desempeño de canales de comunicación de altas tasas de transmisión [2]. No siempre la presencia de birrefringencia es nociva, ya que en algunas ocasiones se aprovecha para el desarrollo de dispositivos como láseres a fibra [21,22] o retardadores de onda completamente a fibra [23].

Cuando la fibra es perturbada por una carga transversal como se ilustra en la Figura 3.3, la birrefringencia B tiene la forma general

$$B = |n_x - n_y| = |(n_{0,x} + \Delta n_x) - (n_{0,y} + \Delta n_y)|, \quad (3.23)$$

donde  $n_{0,x}$  y  $n_{0,y}$  son los índices de refracción de la fibra sin perturbar en las direcciones  $x$  y  $y$ , respectivamente;  $\Delta n_x$  y  $\Delta n_y$  son los correspondientes cambios en el índice de refracción para las polarizaciones  $x$  y  $y$ .

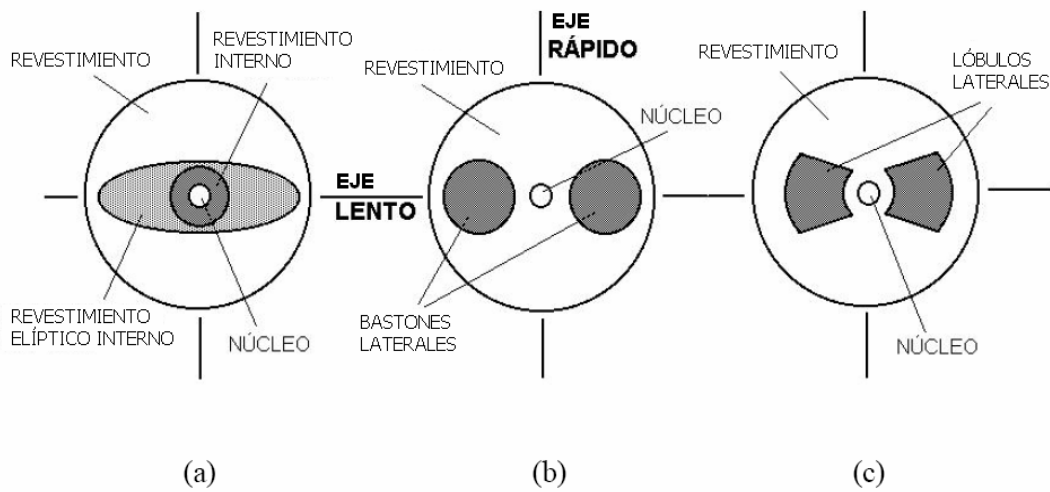


**Figura 3.3** Sistema de coordenadas cartesianas en las direcciones principales de la fibra.

### 3.3.1 Fibras ópticas de alta birrefringencia

Como se presentó anteriormente, es posible inducir birrefringencia en una fibra óptica por medio de la acción de perturbaciones externas las cuales, por medio del efecto elastoóptico, generan cambios en el índice de refracción del núcleo de la fibra. Para que esto sea posible, es necesario que las perturbaciones sean anisótropas, de tal forma que se induzcan cambios de índice de refracción distintos para los dos modos de propagación ortogonales. Sin embargo, se han desarrollado fibras ópticas especiales en las cuales el efecto de la anisotropía no es producido por un agente perturbador externo, sino por elementos constitutivos dentro de la misma estructura de la fibra. Estas fibras son conocidas como fibras mantenedoras de la polarización (PM, por su sigla en inglés), y el efecto que se logra es el de eliminar la degeneración de los modos que se propagan ortogonalmente en la fibra por medio del incremento de la birrefringencia, estableciéndose dos ejes de polarización ortogonales conocidos como el eje rápido y el eje lento, acorde con el valor mínimo y máximo del índice de refracción, respectivamente.

La tensión mecánica puede lograrse por medio de elementos que modifiquen el estado de esfuerzos en el núcleo de la fibra. Dentro de las fibras PM resalta un grupo llamado de fibras de alta birrefringencia, o Hi-Bi, de las cuales existen varios diseños comerciales ampliamente difundidos, entre los cuales es posible mencionar las fibras IEC (Internal Ellyptical Cladding), PANDA (Polarization mantaining and low Absorbing) y Bow-Tie, cuyos diseños difieren en el estado de esfuerzos internos debido a la forma geométrica de los elementos generadores de esfuerzos, que son hechos de material de mayor coeficiente térmico de expansión, ubicados alrededor del núcleo de la fibra [24-26]. La Figura 3.4 presenta el diseño de la sección transversal de tales fibras, en las cuales se presentan los ejes rápido y lento de propagación modal.



**Figura 3.4** Secciones transversales de los principales tipos de fibras PM de alta birrefringencia, (a) IEC, (b) PANDA y (c) Bow-Tie. La figura también muestra los ejes rápidos y lentos de las fibras [11].

El caso particular de estudio de este trabajo se concentra en el empleo de fibras PM tipo PANDA referencia SM-P-15, fabricada por Fujikura [27]. El proceso de producción es esquematizado en la Figura 3.5, e inicia con la fabricación de la preforma por medio del proceso de deposición axial de vapores (VAD), a la cual posteriormente se le realizan los agujeros en los cuales se insertan unas barras de borosilicato ( $B_2O_3+SiO_2$ ), las cuales tienen un coeficiente de expansión térmica diferente al del  $SiO_2$ , por lo cual, durante el proceso de estiramiento de la preforma, en el cual es necesario realizar un incremento en la temperatura de la fibra hasta la temperatura de fluidez del material, se generan diferentes expansiones entre los materiales. De esta manera, en el enfriado posterior al estirado de la fibra, el material de mayor coeficiente de expansión térmica presenta una mayor contracción, generándose un estado de esfuerzos internos de tracción, en la dirección que se encuentran alineados los elementos generadores de esfuerzos, que actúan sobre el núcleo de la fibra, induciéndose de esta forma la birrefringencia propia de la fibra PANDA.

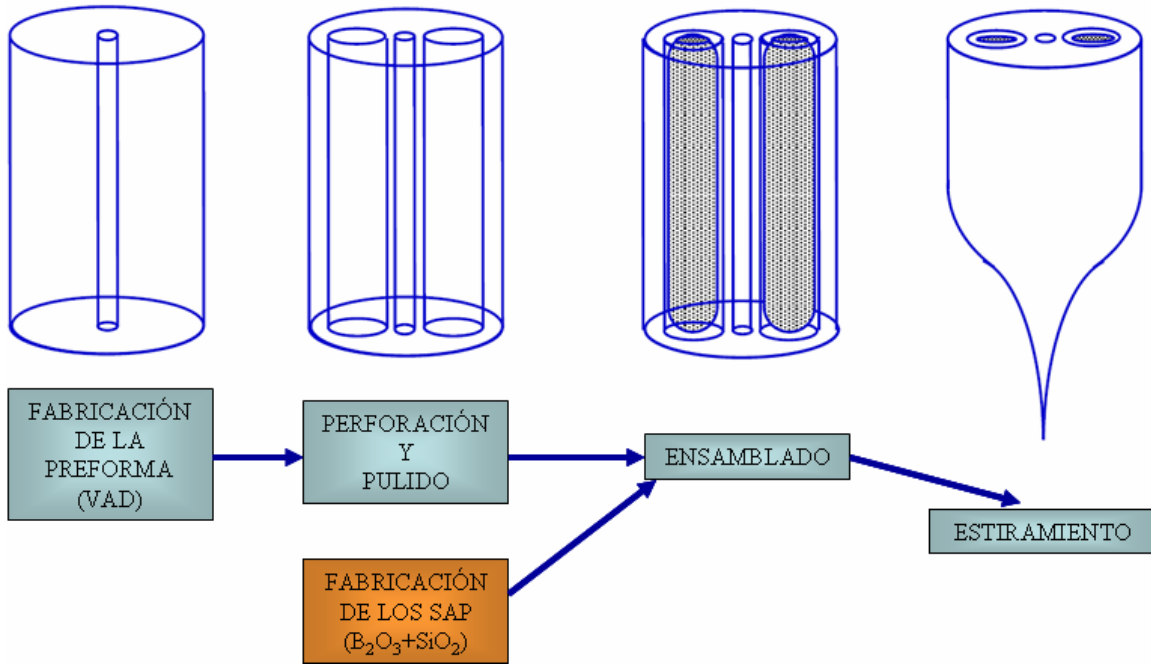


Figura 3.5 Proceso de fabricación de la fibra PANDA Fujikura [31]

### 3.3.2 Birrefringencia inducida por esfuerzos térmicos

Es de interés en esta tesis determinar el estado de birrefringencia de la fibra PANDA acorde con el proceso de fabricación anteriormente descrito. El enfoque adoptado es descrito por Varnham [24], en esta visión la fibra PANDA presenta regiones “aplicadoras” de esfuerzo (*Stress Applying Parts* o SAP) de forma circular. Un desarrollo del modelo de potencial de desplazamiento termoelástico de Goodier [29, 30] permite obtener una expresión para la birrefringencia modal en este tipo de fibras [24]:

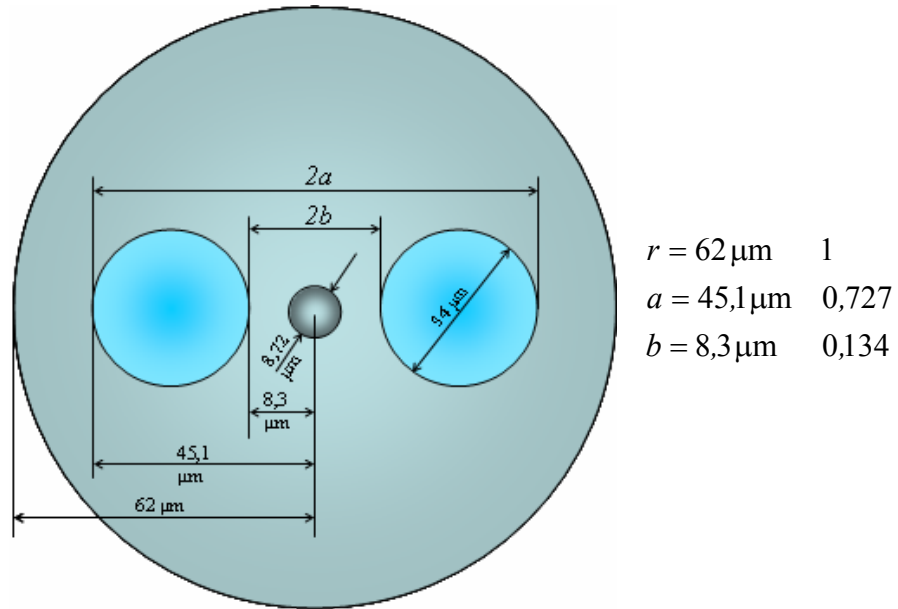
$$B = \frac{CY}{1-\nu} \frac{2}{\pi} (\Delta\alpha) T \int_b^a \text{sen}2\phi (r^{-1} - 3r^{-3}) dr, \quad (3.24)$$

donde  $C$  es el coeficiente elastoóptico del  $\text{SiO}_2$  ( $C = -3,63 \times 10^{-5} \frac{\text{mm}^2}{\text{kg}}$ ),  $\Delta\alpha$  es la diferencia entre el coeficiente de expansión térmica de los SAP,  $\alpha_{\text{SAP}}$ , y el coeficiente de expansión térmica del revestimiento de la fibra,  $\alpha_{\text{CL}}$ . Según información del fabricante [31], el

material de los SAP es un borosilicato ( $B_2O_3+SiO_2$ ) con un coeficiente de expansión térmica  $\alpha_{SAP} = 3 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ , mientras que el coeficiente de expansión térmica del revestimiento es  $\alpha_{CL} = 5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ .  $T$  es la diferencia entre la temperatura de fluidez del material y la temperatura ambiente. El parámetro  $\phi$  de la ecuación (3.24) está dado por la expresión:

$$\cos \phi = \frac{r^2 + ab}{r(a+b)} \quad (a > r > b), \quad (3.25)$$

donde los parámetros  $a$  y  $b$  deben tomarse normalizados con respecto al radio  $r$  de la fibra, ver Figura 3.6. (Vale decir que las dimensiones y parámetros geométricos señalados en esta figura, fueron determinados a partir de imágenes logradas con un microscopio electrónico de barrido, las cuales se presentan en el quinto capítulo de este tesis).



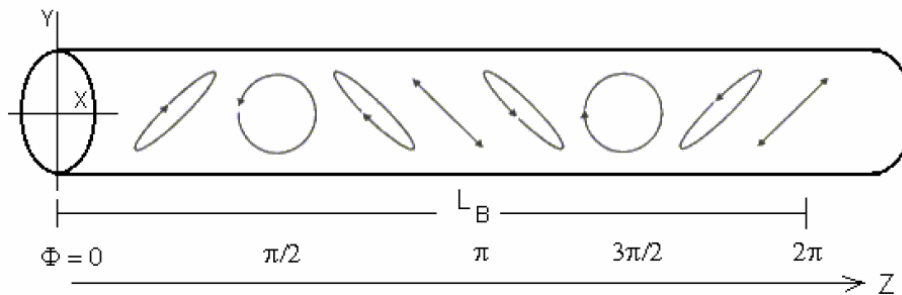
**Figura 3.6** Parámetros geométricos empleados en las ecuaciones (3.24) y (3.25), y dimensiones de la fibra PANDA empleada.

Tomando los parámetros  $a$  y  $b$ , replazándolos en la ecuación (3.25) y solucionando la ecuación (3.24) se obtiene una función de la birrefringencia modal  $B$ , en función del único parámetro desconocido,  $T$ , la diferencia de temperaturas de fluidez y operación de la fibra PANDA. La expresión obtenida para la birrefringencia modal  $B$  está dada por:

$$B = 6,0131 \times 10^{-7} T \quad [^{\circ}\text{C}^{-1}], \quad (3.26)$$

Como las dos componentes de polarización tienen diferentes constantes de propagación, ellas se propagan con una evolución entre condiciones en fase y fuera de fase, en un período espacial determinado por la birrefringencia de la fibra. La Figura 3.7 muestra la variación del estado de polarización a lo largo de la fibra. El período con el cual el patrón de batido, en el cual la luz que se propaga en la fibra recupera el estado de polarización que tenía a la entrada,  $L_B$ , está determinado por la birrefringencia y por la longitud de onda del modo que se propaga, y es conocido como longitud de batido [11]:

$$L_B = \frac{\lambda}{B}. \quad (3.27)$$

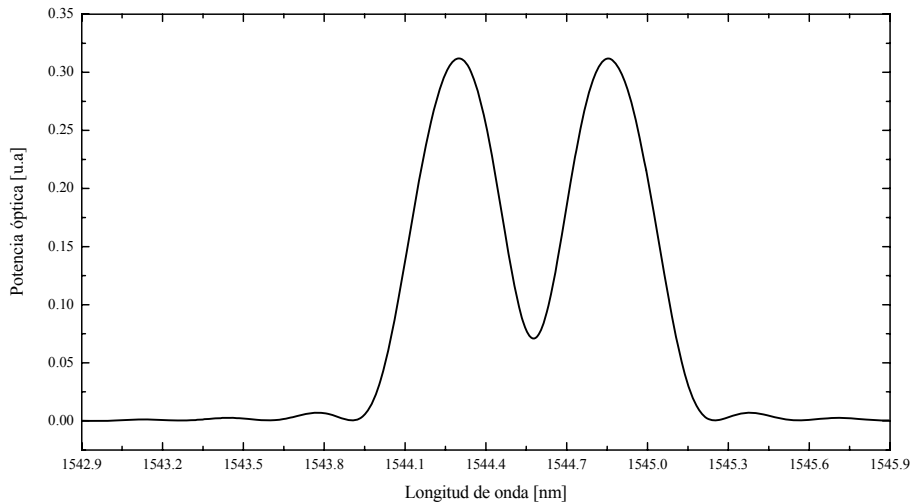


**Figura 3.7 Patrón de batimiento modal y definición de longitud de batido en fibras PM [11].**

Fujikura Ltd. garantiza que la longitud de batido de las fibras PANDA SM-P-15 está en un rango de 3 a 5 mm [31], por lo cual, si se emplean estos valores extremos en la ecuación (3.27) para la longitud de onda de operación de dicha fibra (1550 nm), es posible obtener el rango de birrefringencias que podrían presentar tales fibras ( $3,1 \times 10^{-4}$  a  $5,17 \times 10^{-4}$ ); y al remplazar dicho rango en la ecuación (3.26) se obtiene que el rango de valores de temperatura  $T$  es 515,5 °C a 860 °C, los cuales están muy acordes con las temperaturas típicas de fabricación de estas fibras. La verificación de estos parámetros en la determinación de la birrefringencia intrínseca es comprobada en el Capítulo 5 de este trabajo.

### 3.4 COMPORTAMIENTO DE UNA RED DE BRAGG ESCRITA EN UNA FIBRA CON BIRREFRINGENCIA INDUCIDA

Como se mencionó en las secciones anteriores, cuando una FBG es expuesta a perturbaciones externas su respuesta espectral cambia. La fibra óptica por estar fabricada de un material fotoelástico, es susceptible de presentar una inducción de birrefringencia, bien sea por perturbaciones externas, o por la alteración del estado de esfuerzos internos desde su fabricación, como se indicó en la sección anterior. La respuesta espectral típica de una red de Bragg grabada en una fibra birrefringente se caracteriza por presentar dos picos de reflexión. Esto quiere decir que la condición de Bragg en (3.1) se cumple a dos longitudes de onda diferentes como se muestra en la Figura 3.8, cada una asociada a los ejes principales de propagación de la fibra..



**Figura 3.8** Espectro de reflexión de una FBG en una fibra a la cual se le induce birrefringencia.

Cuando una FBG es sometida a la acción de una fuerza transversal  $F$  a lo largo de su longitud  $L$ , como se esquematiza en la Figura 3.9, de la teoría presentada en la sección anterior se puede mostrar que los cambios en  $\lambda_B$  tienen la forma:

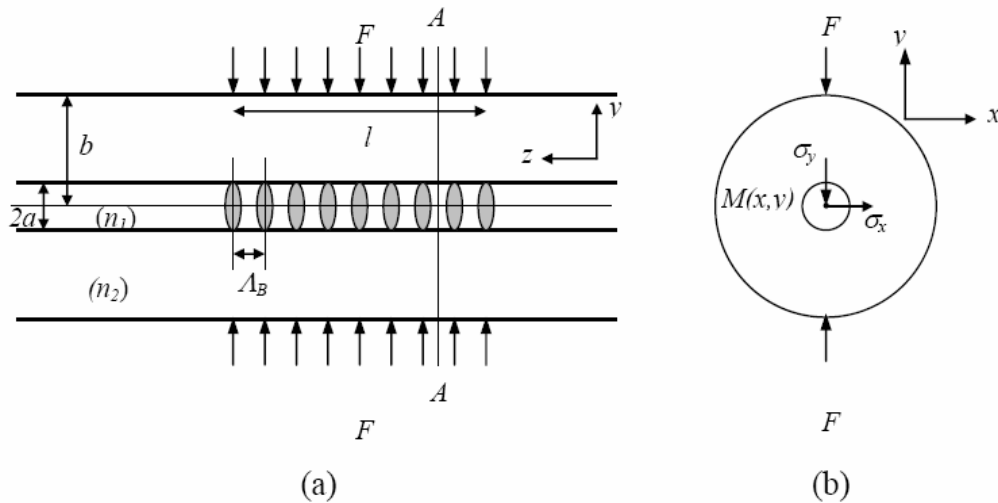
Para polarización en x:

$$(\Delta \lambda_B)_x = -\frac{n_0^3 \Lambda_B}{Y} \left\{ (p_{11} - 2\nu p_{12}) \sigma_x + [(1-\nu)p_{12} - \nu p_{11}] [\sigma_y + \sigma_z] \right\} + 2 \frac{n_0 \Lambda_B}{Y} \left\{ \sigma_z - \nu [\sigma_x + \sigma_y] \right\}. \quad (3.31)$$

Para la polarización en  $y$ :

$$(\Delta \lambda_B)_y = -\frac{n_0^3 \Lambda_B}{Y} \left\{ (p_{11} - 2\nu p_{12}) \sigma_y + [(1-\nu)p_{12} - \nu p_{11}] [\sigma_x + \sigma_z] \right\} + 2 \frac{n_0 \Lambda_B}{Y} \left\{ \sigma_z - \nu [\sigma_x + \sigma_y] \right\}. \quad (3.32)$$

Los términos contenidos en la segunda llave de las ecuaciones (3.31) y (3.32) son idénticos y corresponden a los cambios de la red de Bragg inducidos por las deformaciones longitudinales. Los términos incluidos en la primera llave son diferentes, y corresponden a los efectos de las cargas transversales aplicadas.



**Figura 3.9** Vista esquemática de la red de Bragg sometida a una fuerza distribuida linealmente: (a) vista longitudinal, (b) vista en corte transversal.

En el caso particular de estudio, en el cual las fibras son sometidas únicamente a fuerzas diametrales, se asume como válido el modelo de problema plano de elasticidad de deformaciones planas (*plane-strain*), con lo cual se descartan los términos de la segunda llave de las ecuaciones (3.31) y (3.32), quedando sólo los cambios de índice de refracción ocasionados por las cargas transversales, como los causantes del desplazamiento de los picos de la red de Bragg para las polarizaciones  $x$  y  $y$ .

Para un caso particular en el cual se desee calcular el desplazamiento de los picos de reflexión de la red de Bragg bajo la condición de *plane-strain*, es posible emplear las

ecuaciones (3.8) y (3.9), así como la relación  $\sigma_z = v(\sigma_x + \sigma_y)$ , para determinar las componentes del esfuerzo que actúan sobre un punto sobre la sección transversal de la red de Bragg. Es útil recordar que usualmente suele hacerse la aproximación de que los modos que se propagan están bien confinados en el centro de la fibra, la cual es una aproximación adecuada para el caso de fibras monomodo [24], de esta forma las ecuaciones de los esfuerzos se simplifican y los desplazamientos de los picos de reflexión son fácilmente calculados.

### 3.5 TENSIONES TRANSVERSALES ACTUANDO EN UNA FIBRA CON BIRREFRINGENCIA INDUCIDA.

La luz linealmente polarizada a lo largo de uno de los ejes de propagación principales de una fibra con birrefringencia inducida como, por ejemplo, el caso de una fibra PM, mantiene su estado de polarización mientras se propaga a lo largo de la fibra. Pero cuando una sección de la fibra es comprimida lateralmente en una dirección arbitraria, como se presenta en la Figura 3.10, la orientación de los ejes de birrefringencia de esta sección varía debido al efecto de la compresión, ocurriendo acoplamiento entre los dos modos de polarización originales en la fibra.

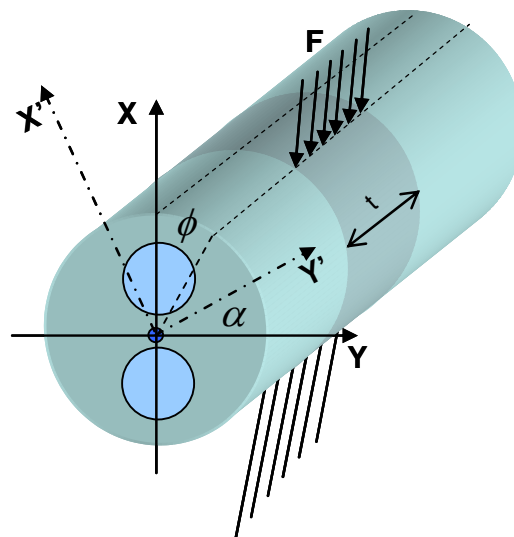


Figura 3.10 Sistema de coordenadas sobre los ejes principales de la fibra PM y dirección de la fuerza aplicada.

Para el caso de las fibras PANDA, la birrefringencia intrínseca,  $B$ , puede expresarse por medio de la ecuación (3.24). Si una fuerza externa  $F$  es aplicada sobre la fibra, formando un ángulo  $\phi$  con el eje lento X, se induce una birrefringencia adicional dada por [31]

$$B_{\text{ext}} = \frac{ACFn_{\text{co}}^3}{2dt}, \quad (3.33)$$

donde  $A$  es una constante igual a 1,58 para fibras circulares,  $C = -3,7 \times 10^{-12} \frac{\text{m}^2}{\text{N}}$  es un coeficiente elastoóptico de la sílice,  $F$  es la fuerza aplicada,  $n_{\text{co}}$  el índice de refracción del núcleo,  $d$  el diámetro de la fibra y  $t$  el espesor de la sección en la que actúa la fuerza. Los nuevos ejes de birrefringencia, para la región alterada, estarán formando un ángulo  $\alpha$  dado por [31]

$$\tan 2\alpha = \frac{-B_{\text{ext}} \sin 2\phi}{B - B_{\text{ext}} \cos 2\phi}, \quad (3.34)$$

y la magnitud de la birrefringencia resultante en la región afectada será [31]:

$$B_{\text{T}} = \left( B^2 + B_{\text{ext}}^2 - 2BB_{\text{ext}} \cos 2\phi \right)^{1/2}. \quad (3.35)$$

### 3.6 MECÁNICA DEL CONTACTO DE CUERPOS ELÁSTICOS SÓLIDOS

Cuando se presenta el contacto de dos cuerpos sólidos diferentes, inicialmente el contacto se presenta en un punto o a lo largo de una línea. Bajo la acción de la carga más ligera, se presenta la deformación de las vecindades de este contacto inicial, de tal forma que el contacto se presenta sobre un área, la cual aunque es finita, es pequeña comparada con los

cuerpos en contacto. Es necesario aplicar una teoría de contacto que permita predecir la forma de esta área de contacto, y la forma como ella va creciendo a medida que la carga es incrementada.

Para el enfoque de este trabajo se utiliza el formalismo de la teoría de contacto normal entre cuerpos sólidos, conocida como teoría de contacto de Hertz [24,32]. El aporte que este trabajo pretende realizar en este aspecto es el de hacer una mejora a los modelos de determinación del tamaño de la región afectada cuando una fibra óptica es sometida a cargas de tipo transversal, los cuales hasta el momento se han basado en el tamaño del elemento de contacto [29], o en un modelo de región de contacto bastante simplificado, en el cual no son consideradas las geometrías de los dos cuerpos elásticos en contacto [32].

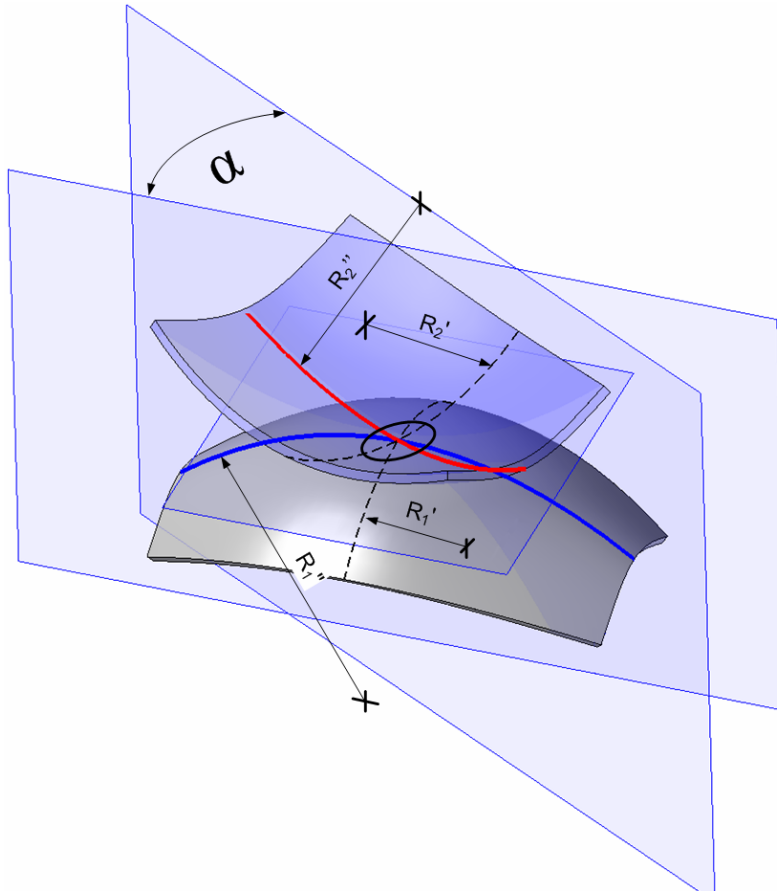
### 3.6.1 Modelo de contacto de cuerpos sólidos elásticos

La teoría de contacto normal de Hertz define como origen del sistema coordenado el punto inicial de contacto, en el cual el plano  $x$ - $y$  es el plano tangente a las dos superficies, y el eje  $z$  es definido como ortogonal y positivo en la dirección del cuerpo inferior. Las dos superficies en contacto se consideran topográficamente suaves tanto a nivel micro como macro; esto implica que, a nivel micro, las superficies deben estar libres de irregularidades que podrían generar discontinuidades en el contacto; a nivel macro es necesario que los perfiles de las superficies sean continuos, al menos hasta la segunda derivada, en la región de contacto [32].

Con estas consideraciones es posible describir el perfil de las dos superficies en contacto según las siguientes ecuaciones [32]:

$$z_i = (-1)^{i+1} \left( \frac{1}{2R_i'} x_i^2 + \frac{1}{2R_i''} y_i^2 \right) \quad (i = 1, 2), \quad (3.36)$$

donde  $R'_i$  y  $R''_i$  son los radios de curvatura mínimo y máximo de la superficie en el punto de contacto. El caso de contacto más general es posible ilustrarlo en la Figura 3.11, en la cual las superficies de los cuerpos en contacto tienen sus radios de curvatura máximos formando un ángulo arbitrario  $\alpha$ . Para este caso la región de contacto tiene una forma de elipse, ya que el punto de contacto inicial al ser aplicada cualquier carga se deforma, creando un área de contacto suficiente para soportar la carga. De no ser así, el esfuerzo sobre un área puntual sería infinito, y los materiales fallarían instantáneamente.



**Figura 3.11** Esquema general de contacto entre dos superficies.

Para determinar las dimensiones de los semiejes de esta elipse, se presenta la siguiente formulación que da cuenta de la geometría de las superficies involucradas en el contacto [32]:

$$(A + B) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R'_1} + \frac{1}{R''_1} + \frac{1}{R'_2} + \frac{1}{R''_2} \right), \quad (3.37)$$

$$|B - A| = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{1}{R_1'} - \frac{1}{R_1''} \right)^2 + \left( \frac{1}{R_2'} - \frac{1}{R_2''} \right)^2 + 2 \left( \frac{1}{R_1'} - \frac{1}{R_1''} \right) \left( \frac{1}{R_2'} - \frac{1}{R_2''} \right) \cos 2\alpha \right]^{1/2}, \quad (3.38)$$

$$\cos \varphi = \frac{|B - A|}{A + B}, \quad (3.39)$$

donde las constantes  $A$  y  $B$  son dos valores constantes con los cuales es posible definir un radio equivalente para el contacto como  $R_e = \frac{1}{2}(AB)^{1/2}$ . Las ecuaciones (3.37) y (3.38) pueden ser empleadas para superficies convexas y cóncavas -la única diferencia será en el signo empleado para los radios de curvatura, negativo en el caso de superficies cóncavas-.

Conocido el parámetro  $\varphi$  de la ecuación (3.39) se procede por interpolación a buscar los valores de los coeficientes  $m$  y  $n$  quienes actúan como parámetros moduladores de la longitud de los semiejes  $a$  y  $b$  de la elipse. Las ecuaciones (3.40) y (3.41) presentan los valores de los semiejes mayor y menor de la elipse de contacto:

$$a = m \sqrt[3]{\frac{3\pi F(K_1 + K_2)}{4(A + B)}}, \quad (3.40)$$

$$b = n \sqrt[3]{\frac{3\pi F(K_1 + K_2)}{4(A + B)}}, \quad (3.41)$$

donde

$$K_i = \frac{(1 - \nu_i^2)}{(\pi Y_i)} \quad (i = 1, 2), \quad (3.42)$$

expresa los coeficientes elásticos de los materiales de cada uno de los cuerpos involucrados en el contacto. Los parámetros  $m$  y  $n$  se resumen para distintos valores de  $\varphi$  en la Tabla 3.2 [4, 32].

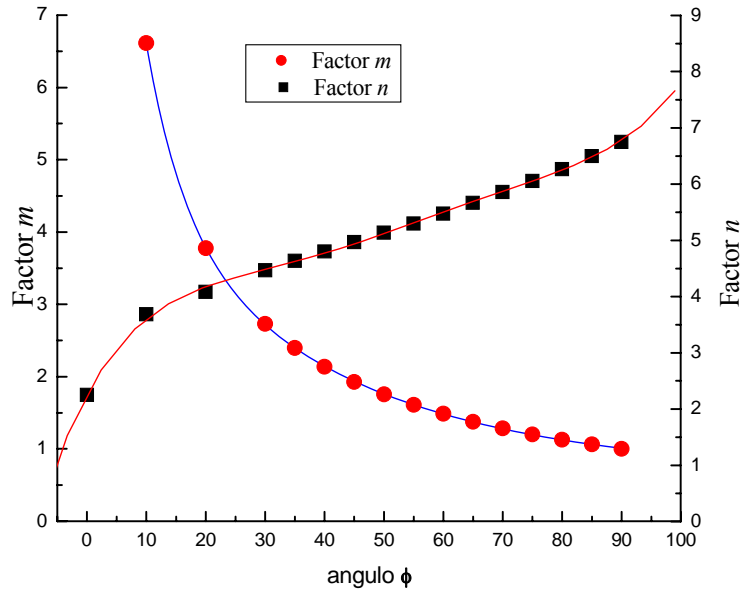
**Tabla 3.2 Factores para uso en las ecuaciones (3.43) y (3.44) [4, 32]**

$\phi$	0	10	20	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85	90
$m$	$\infty$	6,612	3,778	2,731	2,397	2,136	1,926	1,754	1,611	1,486	1,378	1,284	1,202	1,128	1,061	1
$n$	0	0,319	0,408	0,493	0,530	0,567	0,604	0,641	0,678	0,717	0,759	0,802	0,846	0,893	0,944	1

Los factores que se encuentran en la Tabla 3.2 se pueden graficar e interpolar, ver Figura 3.12, de modo que se pueden llegar a las expresiones (3.43) y (3.44) en función de  $\phi$  :

$$m = 0,66571 + 4,60422 \exp\left(-\frac{\phi}{34,68972}\right) + 11,7487 \exp\left(-\frac{\phi}{6,4535}\right), \quad (3.43)$$

$$n = 0,00453 + 0,04358\phi - 0,00173\phi^2 + 3,73741 \times 10^{-5} \phi^3 - 3,74184 \times 10^{-7} \phi^4 + 1,42068 \times 10^{-9} \phi^5 \quad (3.44)$$



**Figura 3.12 Factores para uso en las ecuaciones (3.40) y (3.41)**

Con estos fundamentos teóricos es que se validan los resultados obtenidos con los métodos numéricos usados en la tesis, los cuales se describen en el Capítulo 4.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 3

- [1] G. T. Mase, and G. E. Mase, (1999) *Continuum mechanics for engineers*. Boca Ratón, Fl. CRC Press.
- [2] J. M. Cabrera, F. Agulló-Lopez, y F. J. López. (2000) *Óptica electromagnética. Vol. II: Materiales y aplicaciones*. Madrid. Addison-Wesley/Universidad Autónoma de Madrid.
- [3] R. Gonçalves, (2004) *Introducción al análisis de esfuerzos*. Segunda Edición. Venezuela. Universidad Simón Bolívar.
- [4] R. Norton, (1999) *Diseño de máquinas*. México. Prentice-Hall.
- [5] J. Dally, and W. Riley, (1965) *Experimental Stress Analysis*. New York. McGraw-Hill.
- [6] P. Giaccari, (2003) *Fiber Bragg grating characterization by optical low coherence reflectometry and sensing applications*, Thèse (Docteur ès Sciences) Département de Microtechnique. Ecole polytechnique fédérale de Lausanne.
- [7] R. Gafsi, and M. A. El-Sherif, “Analysis of Induced-Birefringence Effects on Fiber Bragg Gratings,” *Optical Fiber Technology*, 6, pp. 299-323, (2000)
- [8] P. Gianino and B. Bendow, “Calculations of stress-induced changes in the transverse refractive-index profile of optical fibers,” *Applied Optics*, 20, 430- (1981)
- [9] M. Frocht, (1941) *Photoelasticity*. Volume I. John Wiley & Sons, London.
- [10] M. Frocht, (1941) *Photoelasticity*. Volume II. John Wiley & Sons, London.
- [11] I. Abe, (2004) *Redes de Bragg em fibras óticas de alta birrefringência: Produção, caracterização e aplicações*. Tese (Doutor em Ciências). Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná.
- [12] G. Chen, L. Liu, H. Jia, J. Yu, L. Xu, and W. Wang, “Simultaneous Strain and Temperature Measurements With Fiber Bragg Grating Written in Novel Hi-Bi Optical Fiber,” *IEEE Photonics Technology Letters*, 16, 221- (2004)
- [13] X. Dong, Y. Liu, Z. Liu, and X. Dong, “Simultaneous displacement and temperature measurement with a cantilever-based fiber Bragg grating sensor,” *Optics Communications*, 192, 213- (2001)
- [14] C. Fernández-Valdivieso, I. Matías, and F. Arregui, “Simultaneous measurement of strain and temperature using a fiber Bragg grating and a thermochromic material,” *Sensors and Actuators A*. 101, 107- (2002)
- [15] M. Song, S. Lee, S. Choi, and B. Lee, “Simultaneous measurement of temperature and strain using two fiber Bragg gratings embedded in a glass tube,” *Optical Fiber Technology*, 3, 194- (1997)
- [16] C. Caucheteur, F. Lhommé, K. Chah, M. Blondel, and P. Mégret, “Simultaneous strain and temperature sensor based on the numerical reconstruction of polarization maintaining fiber Bragg gratings”, *Optics and Lasers in Engineering*, 44, 411- (2006)
- [17] O. Frazão, R. Romero, F. Araujo, L. Ferreira, and J. Santos, “Strain-temperature discrimination using a step spectrum profile fibre Bragg grating arrangement”, *Sensors and Actuators A*. 120, 490- (2005)

- [18] R. Cardoso, I. Abe, M. Santos, M. Pontes and H. Kalinowski, "Strain and temperature measurements in power systems with multiplexed fiber optics Bragg grating sensors," *Journal of Microwave Optoelectronics*, 2, 54- (2000)
- [19] S. A. Mastro, (2005) *Optomechanical behavior of embedded fiber Bragg grating strain sensor*. Thesis (Ph.D. in Materials Engineering). Drexel University.
- [20] L. C. S. Nunes, (2004) *Análise da técnica de demodulação baseada em filtros fixos na interrogação de sensores a rede de Bragg em fibras ópticas*. Tese (Doutor em Engenharia Mecânica). Pontifícia Universidade Católica de Rio de Janeiro.
- [21] C. Liu, A. Galvanauskas, V. Khitrov, B. Samson, U. Manyam, K. Tankala, D. Machewirth, and S. Heinemann, "High-power single-polarization and single-transverse-mode fiber laser with an all-fiber cavity and fiber-grating stabilized spectrum," *Optics Letters*, 31, 17- (2006)
- [22] D. Pureur, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, and J.F. Bayon, "Single-polarization fiber lasers using Bragg gratings in Hi-Bi fibers", *Journal of Lightwave Technology*, 13, 350- (1995)
- [23] Y. Yen and R. Ulrich, "Birefringence measurement of fiber-optic devices," *Applied Optics*, 20, 2721- (1981)
- [24] M. Varnham, D. Payne, A. Barlow, and R. Birch, "Analytic Solution for the Birefringence Produced by Thermal Stress in Polarization-Maintaining Optical Fibers," *Journal of Lightwave Technology*. LT-4, 332- (1983)
- [25] I. Abe, H. Kalinowski, R. Nogueira, J. Pinto, and O. Frazão, "Production and characterization of Bragg gratings written in high-birefringence fibre optics," *IEE Proceedings-Circuits Devices Systems*. 150, 495- (2003)
- [26] I. Abe, R. Nogueira, B. Diesel, A. Ehlke, J. Tosin, P. André, J. Pinto, and H. Kalinowski, "Analysis of Bragg grating written in high birefringence fibre optics," *Proceedings of SPIE* , Prague, Czech Republic, 5036 , 223- (2003)
- [27] [www.fujikura.com](http://www.fujikura.com)
- [28] S. Timoshenko y J.N. Goodier, (1968). *Teoría de la elasticidad*, Ediciones Urmo, Bilbao, España.
- [29] P. L. Chu, and R. A. Sammut, "Analytical method for calculation of stresses and material birefringence in Polarization-Maintaining optical fibers," *Journal of Lightwave Technology*, LT-2, pp. 650-662, (1984).
- [30] Fujikura Ltd. (2006), PANDA fiber products and basics. Internet: [www.fujikura.co.jp/optde/pdf/16pnb04.pdf](http://www.fujikura.co.jp/optde/pdf/16pnb04.pdf) (Consultado enero 2007).
- [31] S. L. A. Carrara, B. Y. Kim, and H. J. Shaw, "Elasto-optic alignment of birefringent axes in polarization-holding optical fibers," *Optics Letters*, 11, pp. 470-472. (1986).
- [32] K. L. Johnson, (1985) *Contact mechanics*. London. Cambridge University Press.
- [33] I. Abe, (2004) *Redes de Bragg em fibras ópticas de alta birrefringência: Produção, caracterização e aplicações*. Tese (Doutor em Ciências). Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná.
- [34] C. J. S. de Matos, P. Torres, L. C. G. Valente, W. Margulis, and R. Stubbe, "Fiber Bragg Grating (FBG) Characterization and Shaping by Local Pressure," *Journal of Lightwave Technology*, 19, pp. 1206-1211. (2001).

## **CAPÍTULO 4. REDES DE BRAGG EN FIBRAS ÓPTICAS BIRREFRINGENTES: MÉTODOS NUMÉRICOS**

### **4.1 MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS**

En múltiples ocasiones, la complejidad que presentan las estructuras sometidas a un sistema de fuerzas, imposibilita la obtención de una solución completamente analítica para determinar adecuadamente el estado de esfuerzos y deformaciones generadas por tal sistema de fuerzas. De igual manera, la propagación de la luz en guías de onda ópticas sólo es posible resolverla de forma analítica para estructuras sumamente simples. Para ambos casos, pero inicialmente, con el objetivo de obtener la respuesta del comportamiento estructural de obras civiles y componentes mecánicos, fueron desarrollados diversos métodos numéricos que permitían obtener una distribución, sino exacta, por lo menos bastante aproximada al estado real de los cuerpos. Una de las metodologías adoptadas más importantes la conocida como método de los elementos finitos (*Finite Element Method - FEM*) con el cual es posible realizar una discretización de una geometría compleja en múltiples geometrías más sencillas y de menor complejidad.

La popularidad de estos métodos se disparó a raíz del creciente desarrollo de sistemas computacionales, los cuales permiten realizar los cálculos necesarios, dentro de este método, de una forma más rápida y eficiente, haciendo que este trascendiera a otras áreas de estudio como el análisis de fluidos, análisis térmicos y problemas de electromagnetismo.

El FEM se fundamenta en la discretización geométrica del sistema a analizar en múltiples subdominios o “elementos” de extensión finita (no infinitesimal) y la resolución del

fenómeno global vía aproximación de las soluciones en los elementos, en virtud de las propiedades locales [1].

#### **4.1.1 Aplicación del método de los elementos finitos para la determinación del estado de esfuerzos y deformaciones**

Como se mencionó anteriormente, el método de los elementos finitos requiere el desarrollo de unas fases en las cuales el modelo empleado represente adecuadamente el comportamiento real del sistema objeto de estudio. Para esto se distinguen tres fases: el preprocesamiento, el procesamiento y el posprocesamiento.

En la primera de estas etapas se debe crear el discretizado del objeto a analizar en pequeñas regiones de tamaño finito, esto es, subdividirla en nodos y elementos. Se debe determinar el comportamiento bajo el cual se registrarán los elementos bajo análisis: se aplican las condiciones del material y las condiciones iniciales y de frontera adecuadas. La segunda etapa es la solución del problema en sí, en la cual es necesario resolver de forma simultánea las ecuaciones que enlazan los elementos, sus nodos y las condiciones del sistema de carga aplicado. Finalmente, en la etapa del posprocesamiento se obtienen las soluciones de los parámetros de interés, como lo pueden ser las deformaciones, los esfuerzos, los flujos térmicos, etc. [2]

En este trabajo el interés particular es el de determinar el estado de esfuerzos y deformaciones que se presentan, en la fibra PANDA durante el proceso de fabricación, para de esta forma obtener los parámetros necesarios que, al evaluarlos a la luz de la teoría elastoóptica, permiten obtener la birrefringencia intrínseca de la fibra. Posteriormente, es de interés conocer como se altera el estado de esfuerzos y las deformaciones cuando la fibra PANDA es sometida a un estado de fuerzas compresivas de forma diametral y, luego, obtener las variaciones de birrefringencia. Finalmente, estos parámetros serán empleados para determinar la respuesta espectral en una FBG grabada en este tipo de fibras por medio del método de matrices de transferencia que es expuesto más adelante.

El análisis del método de elementos finitos fue implementado por medio del programa comercial ANSYS® [3], con el cual se determinaron los esfuerzos y deformaciones sufridos por la fibra óptica. Estos resultados se presentan en detalle en el Capítulo 5 de este trabajo.

#### **4.1.2 Aplicación del método de elementos finitos para analizar la propagación de la luz en guías de onda ópticas**

El método de los elementos finitos permite, además del análisis estructural antes señalado, resolver el problema de la propagación característica de la luz en una guía de onda óptica. En el método se distinguen dos formulaciones principales: la formulación vectorial, en la cual se calculan todas las componentes del campo electromagnético, y la formulación escalar, en la cual se calcula una de las componentes transversales mediante la solución de la ecuación de Helmholtz escalar [1].

Las componentes transversal y longitudinal del campo electromagnético satisfacen la ecuación escalar de Helmholtz [4]

$$\left(\nabla_t^2 + k_0^2 n^2(x, y) - \beta^2\right)\Phi(x, y) = 0, \quad (4.1)$$

a partir de la cual se discurre el problema de la propagación característica de la luz en guías de onda, con  $\Phi$  y  $\beta=k_0 n_{\text{eff}}$  representando la componente transversal mayoritaria del campo eléctrico (o magnético) y la constante de propagación respectiva de los modos de propagación de la fibra;  $k_0=2\pi/\lambda$  es la constante de propagación de la luz en el vacío.

La aplicación del método de elementos finitos consiste en realizar la discretización de la sección transversal de la guía de onda en elementos de geometrías más simples, como por ejemplo triángulos o cuadriláteros. Para realizar esta discretización es posible emplear la discretización que realizan los programas comerciales de elementos finitos.

Según sea la selección del tipo de elemento, se tendrá una mejor aproximación a la solución, pero es necesario considerar que el aumento de la precisión implica requerimientos computacionales muy elevados y mayor complejidad del sistema a resolver. El programa empleado para resolver el problema de propagación, llamado Phoenix<sub>OWA</sub> [5], emplea elementos triangulares planos de primer orden, los cuales son tomados de los resultados de discretización realizados por el programa comercial ANSYS<sup>®</sup>. La componente transversal del campo  $\Phi$ , se calcula para los tres nodos de cada elemento en la discretización propuesta. El esquema del modelo de cálculo se presenta en la Figura 4.1.

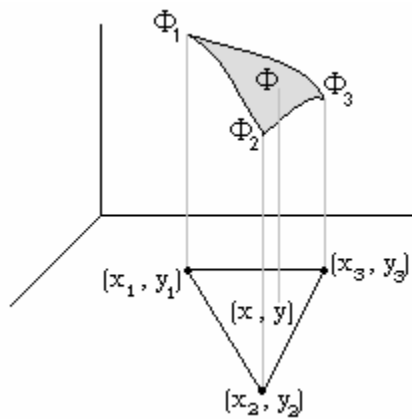


Figura 4.1 Representación de la distribución del campo para un elemento genérico [1].

La referencia [1] presenta de forma detallada el procedimiento por medio del cual es posible convertir el conjunto de las soluciones de los campos para cada nodo en un problema matricial de valores propios generalizado de la forma:

$$[A]\{\Phi\} = \beta^2[B]\{\Phi\}, \quad (4.2)$$

con las siguientes equivalencias:

$$[A] = \sum_e \iint_e \left( k_0^2 n_e^2 \{N\}^T \{N\} - \frac{\partial \{N\}^T}{\partial x} \frac{\partial \{N\}}{\partial x} - \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} \frac{\partial \{N\}}{\partial y} \right) dx dy \quad (4.3)$$

$$[B] = \sum_e \iint \{N\}^T \{N\} dx dy \quad (4.4)$$

donde  $\{N\}$  es un vector de funciones de forma que contiene las ecuaciones de solución del campo para cada nodo que conforman los distintos elementos de la discretización [1].

## 4.2 SIMULACIÓN DE LA RESPUESTA ESPECTRAL DE REDES DE BRAGG.

Por medio de la solución de las ecuaciones de modos acoplados, como se describió en el Capítulo 2, es posible obtener la respuesta espectral de una red de Bragg uniforme. Pero en la práctica, la mayoría de las redes empleadas son redes de tipo no uniforme. Una de las razones principales de seleccionar redes no uniformes es la de reducir los lóbulos laterales que se presentan en la respuesta espectral de la red uniforme [6].

Existen varios métodos posibles para obtener la respuesta espectral de una red de Bragg escrita con un perfil de índice de refracción no uniforme. El más directo es la integración numérica de las ecuaciones de modos acoplados; no obstante, esta metodología raramente es la más rápida. Otros métodos consideran dividir la red en sub-redes más pequeñas y uniformes, con lo cual el método es fácil de implementar y la solución queda en términos de productos matriciales de la cadena de regiones uniformes. Este último enfoque es el empleado en este trabajo y es conocido como método de la matriz de transferencia.

La técnica consiste en dividir la red de Bragg no uniforme en  $m$  sub-redes uniformes, a cada una de las cuales se le debe asociar una matriz  $2 \times 2$  y, al multiplicar todas las matrices, se obtendrá una matriz simple  $2 \times 2$  que describe la red completa.

Como se mencionó en el Capítulo 2, en el desarrollo de la teoría de modos acoplados, la amplitud de la onda que se propaga hacia la red y la amplitud de la onda contrapropagante (desde la misma), son representadas por las variables  $u(z, k)$  y  $v(z, k)$ , respectivamente. La propagación a través de cada sección uniforme  $i$  está descrita por la respectiva matriz de

transferencia, donde las mencionadas amplitudes lentamente variables de cada sección transversal pueden obtenerse por medio de la solución de las ecuaciones (2.25) y (2.26). Así, la amplitud de las ondas propagante y contrapropagante en la  $i$ -ésima sección transversal está dada en función de la matriz  $\mathbf{T}^{(i)}$  [7]:

$$\begin{bmatrix} u_i \\ v_i \end{bmatrix} = \mathbf{T}^{(i)} \cdot \begin{bmatrix} u_{i+1} \\ v_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{11}^{(i)} & \mathbf{T}_{12}^{(i)} \\ \mathbf{T}_{21}^{(i)} & \mathbf{T}_{22}^{(i)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_{i+1} \\ v_{i+1} \end{bmatrix}, \quad (4.5)$$

donde:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{11}^{(i)} &= \mathbf{T}_{22}^{(i)*} = \cosh(\gamma \Delta z) - i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma} \sinh(\gamma \Delta z), \\ \mathbf{T}_{12}^{(i)} &= \mathbf{T}_{21}^{(i)*} = -i \frac{q}{\gamma} \sinh(\gamma \Delta z), \\ \gamma &= \sqrt{q^2 - \hat{\sigma}^2}, \end{aligned} \quad (4.6)$$

y  $\Delta z$  es la longitud de la  $i$ -ésima sección uniforme. Los valores de los coeficientes  $\hat{\sigma}$  y  $q$  son los valores locales en la  $i$ -ésima sección

$$\hat{\sigma} = \Delta \beta + \frac{2\pi}{\lambda} \bar{\delta} n_{\text{eff}} - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}, \quad (4.7)$$

$$q = \frac{\pi}{\lambda} h(z). \quad (4.8)$$

Los demás parámetros se encuentran definidos en el capítulo 2.

Una vez que se establecen los elementos matriciales de cada una de las secciones, es posible encontrar las amplitudes a la salida con la expresión [7]:

$$\begin{bmatrix} u_0 \\ v_0 \end{bmatrix} = \mathbf{T}^{(1)} \cdot \mathbf{T}^{(2)} \cdot \dots \cdot \mathbf{T}^{(m-1)} \cdot \mathbf{T}^{(m)} \cdot \begin{bmatrix} u_m \\ v_m \end{bmatrix}. \quad (4.9)$$

Las condiciones que deben ser impuestas al método de matrices de transferencia están determinadas por la precisión requerida. Para la mayoría de las redes apodizadas y chirpadas, un número  $m$  de aproximadamente 100 secciones es suficiente [6]. Cabe anotar que el número de secciones no puede ser arbitrariamente grande, ya que, para el caso de sub-redes con muy pocos períodos no es posible emplear la teoría de modos acoplados, por lo cual se debe cumplir la condición dada por [6]

$$m \ll \frac{2n_{\text{eff}} L}{\lambda_D} . \quad (4.10)$$

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 4

- [1] V. H. Aristizabal, y F. J. Vélez. (2004). Trabajo dirigido de grado (Ingeniero Físico) *Fibras ópticas microestructuradas: Análisis por el método de elementos finitos escalar*. Universidad Nacional de Colombia – Sede Medellín.
- [2] S. Moaveni (1999). *Finite Element Analysis. Theory and application with ANSYS*. Upper Saddle River – New Jersey. Prentice-Hall.
- [3] [www.ansys.com](http://www.ansys.com)
- [4] A. W. Snyder, and J. D. Love, (1983) *Optical waveguide theory*, London, Chapman and Hall.
- [5] Phoenix<sub>OWA</sub>, software de desarrollo propio del grupo de investigación en Fotónica y Optoelectrónica de la Universidad Nacional de Colombia – Sede Medellín. [www.unalmed.edu.co/fisica](http://www.unalmed.edu.co/fisica)
- [6] T. Erdogan, “Fiber grating spectra,” *Journal of Lightwave Technology*, 15, 1277, (1997).
- [7] P. Torres, L. C. G. Valente, “Spectral response of locally pressed fiber Bragg grating,” *Optics Communications*, 208, pp. 285-291, (2002).

## **CAPÍTULO 5. RESULTADOS TEÓRICOS Y EXPERIMENTALES**

El objetivo de este capítulo es el de presentar los resultados teóricos obtenidos a partir de las formulaciones presentadas en los Capítulos 3 y 4, así como de describir los montajes y los resultados de la componente experimental de este trabajo, empleados para verificar los efectos de la inducción de birrefringencia en guías de onda ópticas, especialmente en las fibras ópticas.

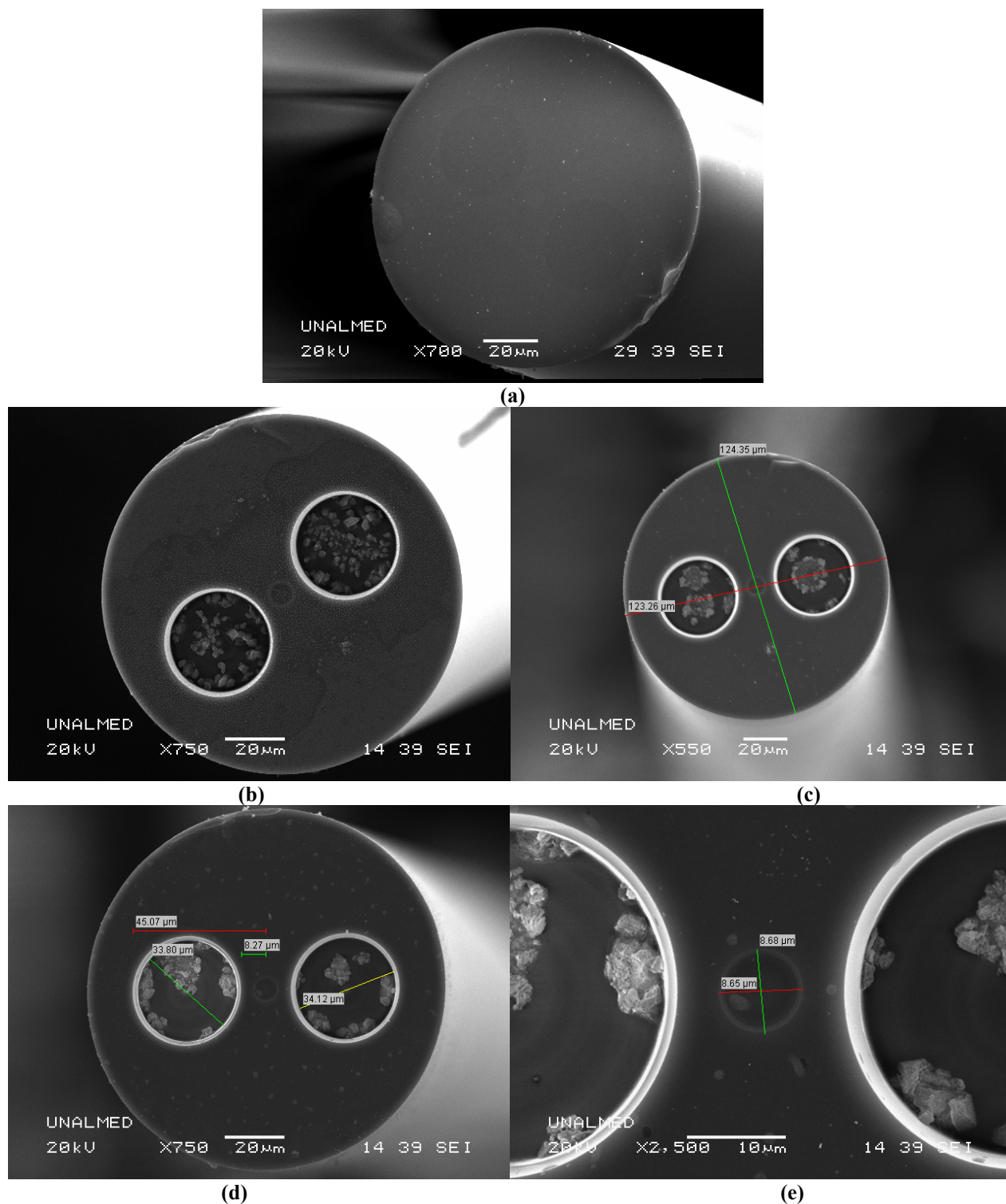
### **5.1 RESULTADOS TEÓRICOS**

Con el fin de evaluar el efecto de la inducción de birrefringencia en una red de Bragg escrita en una fibra óptica, se consideró dar un paso más en este tema, analizando redes en fibras Hi-Bi, aprovechando los modelos y herramientas computacionales descritos en los capítulos anteriores.

El primer paso del trabajo desarrollado con las fibras ópticas birrefringentes es la caracterización adecuada de la estructura interna de la misma. Para ello se realizó un ataque químico con ácido fluorhídrico (HF) a una concentración de 48% v/v por un tiempo total de 60 s. Posteriormente, las fibras atacadas se recubrieron con oro y se llevaron a un microscopio electrónico de barrido JEOL/EO JSM-5910LV para su caracterización. Las imágenes obtenidas se evaluaron con un software de análisis de imágenes que permite obtener las dimensiones de la geometría de la estructura interna de la fibra. En la Figura 5.1 se muestran algunas de las imágenes obtenidas.

Para proseguir con las simulaciones computacionales, se realizó un dibujo de la sección transversal de la fibra por medio de un programa de dibujo asistido por computador, tomando las dimensiones de las mediciones realizadas en el microscopio de barrido

electrónico. Estas dimensiones son presentadas esquemáticamente tanto en la Figura 3.5, como en la Figura 5.1.



**Figura 5.1** (a) Fibra PANDA sin ataque químico, (b) Sección transversal de la fibra PANDA con ataque químico, (c), (d), (e) Mediciones de la geometría de la sección transversal en la fibra.

Posteriormente, el dibujo de la sección transversal de la fibra fue importado y discretizado con el programa comercial ANSYS®, que permite, dentro de la fase del preprocesamiento, incluir los parámetros elásticos de cada una de las zonas que conforman la estructura interna de la fibra PANDA. La Figura 5.2 presenta una imagen del discretizado realizado a la sección transversal de la fibra, y en la Tabla 5.1 se resumen los parámetros asignados a cada región.

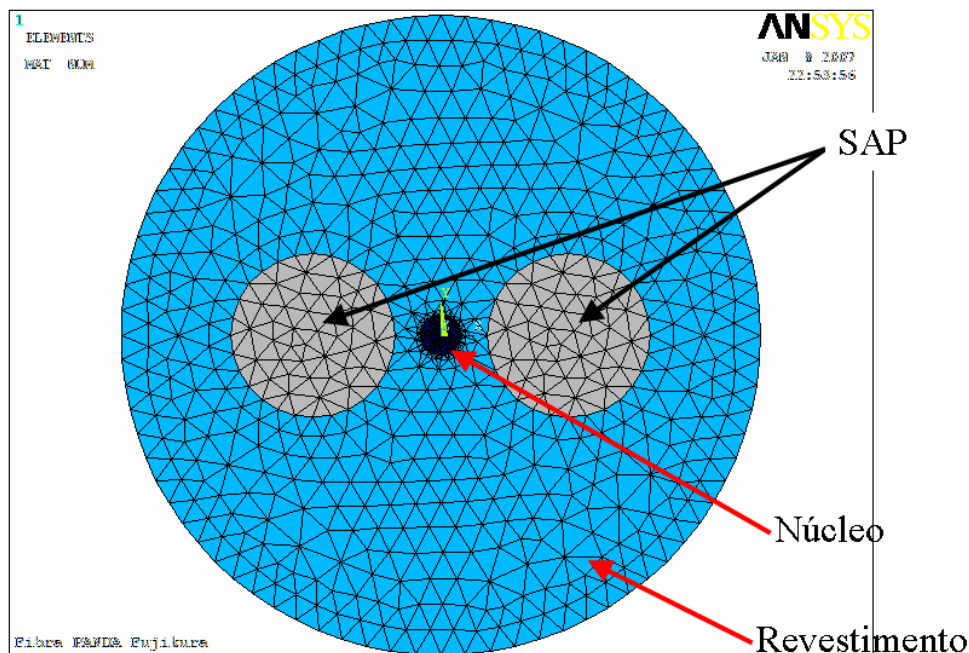


Figura 5.2 Imagen del discretizado realizado a la fibra PANDA de Fujikura Ltd.

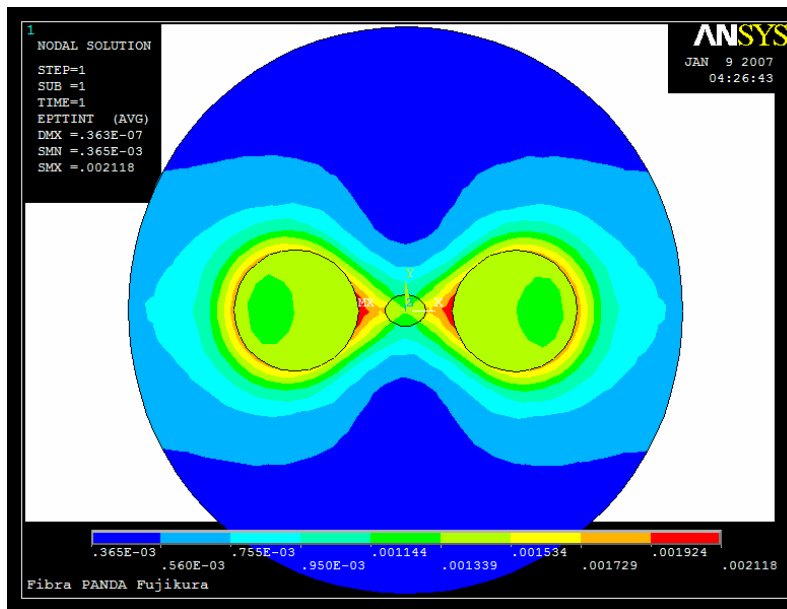
Tabla 5.1 Parámetros empleados en el modelamiento por FEM [1-4].

	Núcleo	Revestimiento	SAP
Material	SiO <sub>2</sub> +GeO <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub>	B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +SiO <sub>2</sub>
Módulo de Young, Y [GPa]	78,3	78,3	78,3
Relación de Poisson, $\nu$	0,186	0,186	0,186
Coefficiente de expansión térmica, $\alpha$ [°C <sup>-1</sup> ]	$9,96 \times 10^{-7}$	$5,4 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^{-6}$
Índice de refracción	1,460799	1,44439	1,434
Coefficiente elastoóptico p <sub>11</sub>	0,121	0,121	0,121
Coefficiente elastoóptico p <sub>12</sub>	0,270	0,270	0,270

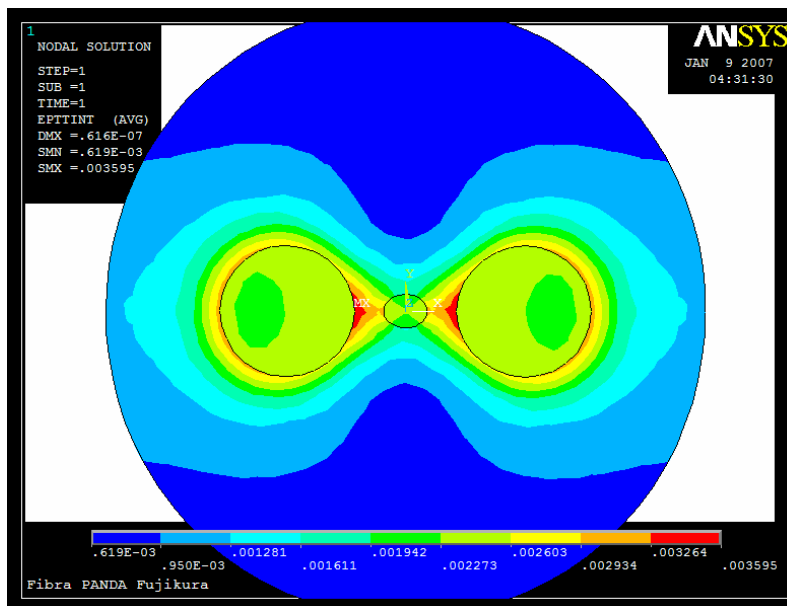
### **5.1.1 Simulación de la condición de birrefringencia intrínseca para una fibra PANDA**

Inicialmente, para garantizar el adecuado funcionamiento del método de los elementos finitos, en el modelo discretizado es necesario generar la condición de birrefringencia intrínseca propia de la fibra PANDA que, como ya se sabe, es causado por el encogimiento de los SAP durante el proceso de enfriado de la fibra. Es importante resaltar que este análisis no ha sido reportado en la literatura con esta metodología [5, 6].

Para ello, se empleó una rutina del programa comercial ANSYS<sup>®</sup>, en la cual se define una temperatura inicial de referencia y una temperatura final. Para el caso de este trabajo, se emplearon temperaturas iniciales en el rango obtenido a partir del análisis teórico presentado en la sección 3.3, es decir, entre 515 y 860 °C; como temperatura final se consideró una temperatura de 20 °C. De esta forma es posible simular la condición de enfriamiento en la estructura de la fibra PANDA y, por lo tanto, de obtener la condición de birrefringencia intrínseca. La Figura 5.3 presenta imágenes obtenidas con el programa de elementos finitos empleado en el cual se presenta el estado de deformaciones totales térmicas, ocasionadas por la diferencia entre los coeficientes de expansión térmicos entre el revestimiento de la fibra y los SAP. Puede observarse cómo ante una mayor diferencia de temperatura de enfriamiento, el grado de deformación en la fibra es mayor; con todo ello, el patrón de deformaciones en la fibra es igual, variando únicamente la magnitud de las mismas.



(a)



(b)

**Figura 5.3** Estado de deformaciones para la fibra PANDA obtenidos por el enfriamiento desde (a) 515 °C, (b) 860 °C.

Como ya se mostró a partir del efecto elastoóptico, la magnitud de las deformaciones y, por ende, de los esfuerzos, determinan el cambio de índice de refracción. En la Figura 5.4 se presenta el estado de la componente de los esfuerzos generados por el proceso térmico de enfriado en la fibra óptica. Puede apreciarse que alrededor del núcleo las componentes del

esfuerzo en dirección  $x$  son positivas, indicando esfuerzos de tracción, mientras que las componentes del esfuerzo en dirección  $y$  son negativas, indicando esfuerzos compresivos. Esto permite ratificar al eje horizontal como el eje lento de propagación, mientras que el vertical como el eje rápido.

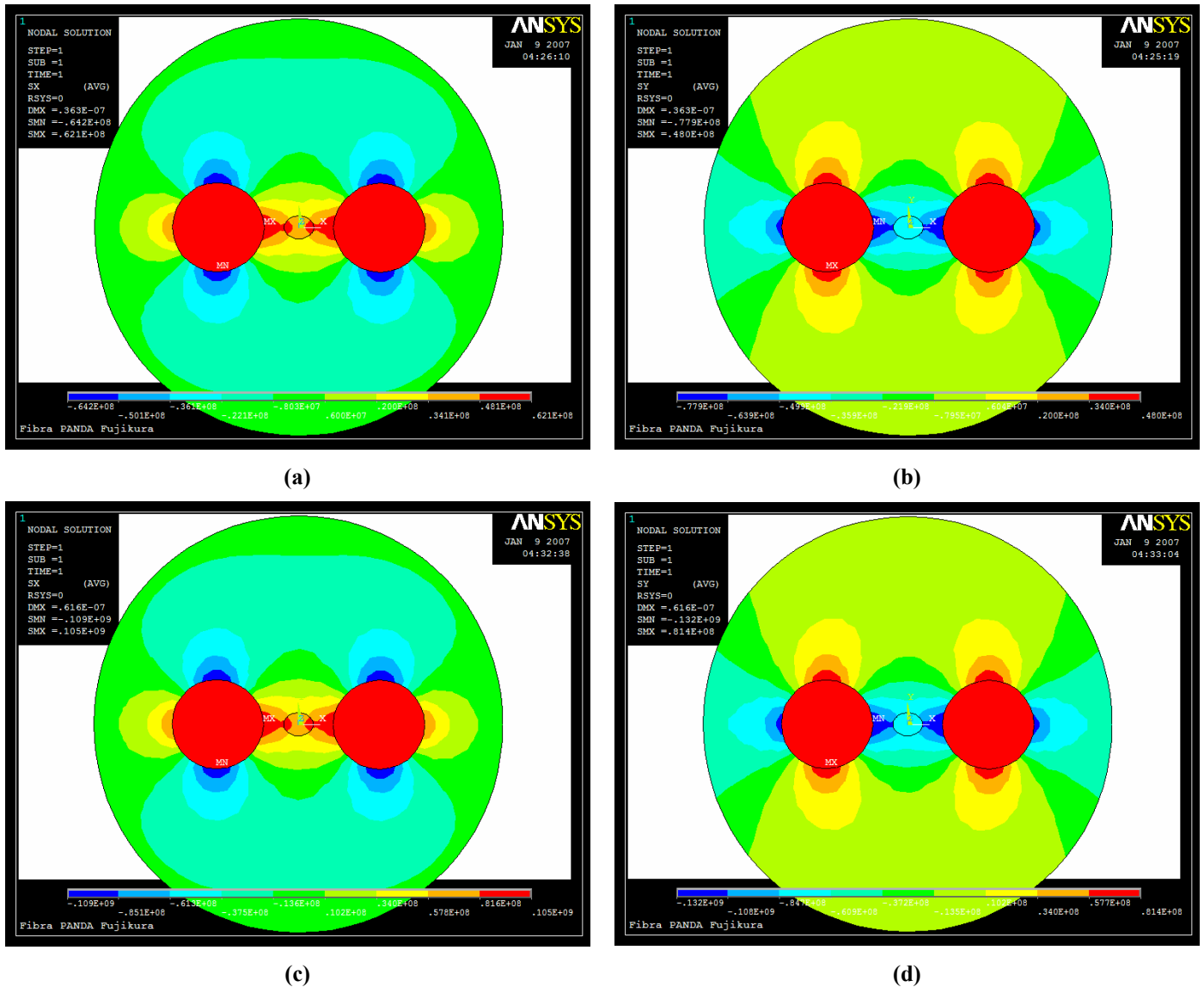


Figura 5.4 Esfuerzos inducidos en la fabricación de la fibra PANDA (a)  $\sigma_x$  @ 515 °C, (b)  $\sigma_y$  @ 515 °C, (c)  $\sigma_x$  @ 860 °C, (d)  $\sigma_y$  @ 860 °C.

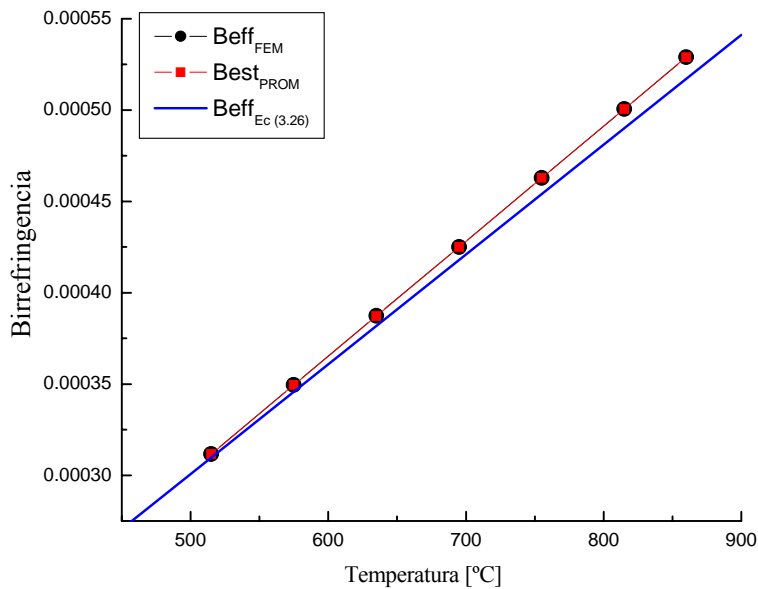
A partir de los resultados obtenidos en estas simulaciones se busca calcular la condición de birrefringencia modal intrínseca, la cual se puede establecer teóricamente a partir de la

ecuación (3.26). En aras de ser más cuidadosos y precisos en el cálculo de este término, se empleó el programa Phoenix<sub>OWA</sub> [7], desarrollado por el grupo de investigación en Fotónica y Optoelectrónica de la Universidad Nacional de Colombia – Sede Medellín, que permiten el análisis de propagación característica de la luz en guías de onda ópticos. Con este software es posible determinar el índice de refracción efectivo de los modos de propagación soportados por una guía de onda [8], introduciendo como datos de entrada los archivos correspondientes a la discretización de la guía de onda óptica, el perfil de índice de refracción inicial de dicha guía, la longitud de onda de la luz empleada, y las deformaciones de cada elemento de discretización en las direcciones  $x$  y  $y$ . Como la fibra óptica PANDA empleada es mono-modo en la longitud de onda empleada, la birrefringencia modal calculada por este método (denominada como ondulatoria) corresponde a la diferencia entre los índices de refracción efectivos calculados para los modos polarizados en las direcciones ortogonales  $x$  y  $y$ .

Otra alternativa para estimar la birrefringencia intrínseca de la fibra PANDA, que permite obviar el análisis ondulatorio anterior, es calcular los cambios en los índices de refracción de los elementos de discretización que rodean el centro de la fibra a partir de los datos de los esfuerzos térmicos generados en esos elementos con las ecuaciones (3.14) y (3.15). En este caso, la birrefringencia (denominada como estructural) de un elemento se determina como la diferencia entre los índices de refracción de ese elemento particular ante las polarizaciones ortogonales de luz. Se propone que el promedio de las birrefringencias estructurales de los elementos que rodean el centro sea una aproximación a la birrefringencia modal de la fibra [4]. Para verificar tal planteamiento, se calcularon las birrefringencias tanto ondulatoria como estructural de la fibra PANDA para diferentes temperaturas iniciales de enfriamiento, y se compararon con datos obtenidos con la ecuación (3.26). Los resultados de este análisis se resumen en la Tabla 5.2 y en la Figura 5.5.

**Tabla 5.2 Birrefringencia intrínseca de la fibra PANDA.**

T [°C]	Birref. Modal (Ec. 3.26)	Birref. Modal FEM	Error relativo [%]	Birref. Estructural Promedio	Error relativo [%]
515	$3.0967 \times 10^{-4}$	$3.1172 \times 10^{-4}$	0.66	$3.1170 \times 10^{-4}$	0.65
575	$3.4575 \times 10^{-4}$	$3.4950 \times 10^{-4}$	1.09	$3.4948 \times 10^{-4}$	1.08
635	$3.8183 \times 10^{-4}$	$3.8729 \times 10^{-4}$	1.43	$3.8726 \times 10^{-4}$	1.42
695	$4.1791 \times 10^{-4}$	$4.2507 \times 10^{-4}$	1.71	$4.2504 \times 10^{-4}$	1.71
755	$4.5399 \times 10^{-4}$	$4.6286 \times 10^{-4}$	1.95	$4.6282 \times 10^{-4}$	1.95
815	$4.9007 \times 10^{-4}$	$5.0065 \times 10^{-4}$	2.16	$5.0060 \times 10^{-4}$	2.15
860	$5.1713 \times 10^{-4}$	$5.2899 \times 10^{-4}$	2.29	$5.2893 \times 10^{-4}$	2.28



**Figura 5.5 Estimación de la birrefringencia intrínseca de la fibra PANDA.**

Como se puede observar en la Tabla 5.2, el error relativo de la birrefringencia estructural es ligeramente inferior al error presentado por la birrefringencia ondulatoria estimada con el FEM. Este contundente resultado hizo que se prefiriera el método de cálculo estructural para los análisis de birrefringencia de la tesis.

### 5.1.2 Simulación de la inducción de birrefringencia externa en una fibra PANDA

La siguiente etapa en el modelamiento del comportamiento de la fibra PANDA es determinar la birrefringencia ocasionada por el efecto de fuerzas de diferentes intensidades

aplicadas diametralmente a la fibra con orientaciones que formen diversos ángulos con respecto a los ejes principales de propagación de la fibra PANDA. Se determinó que los ángulos serán medidos a partir del eje lento, que en el caso de las figuras de la fibra PANDA mostradas hasta el momento, corresponde al eje horizontal, es decir, el eje que pasa por el centro de los SAP y el núcleo de la fibra. Las fuerzas aplicadas están determinadas en forma de fuerza por unidad de longitud, siendo posible representarlas como una fuerza aplicada sobre un punto de la sección transversal. Para la determinación de los ángulos de aplicación de las cargas experimentales, aprovechando la simetría de la fibra PANDA se escogió sólo aplicar carga en ángulos entre 0 y 90°, con intervalos cada 15° con respecto al eje lento.

Para estas simulaciones se asignó como temperatura para la determinación de la birrefringencia intrínseca, el valor medio del rango de temperaturas determinado analíticamente, es decir 695 °C. En la Figura 5.6 se presentan las imágenes del estado de deformaciones logrado al aplicar una fuerza de 28 N/mm de forma diametral a diferentes ángulos.

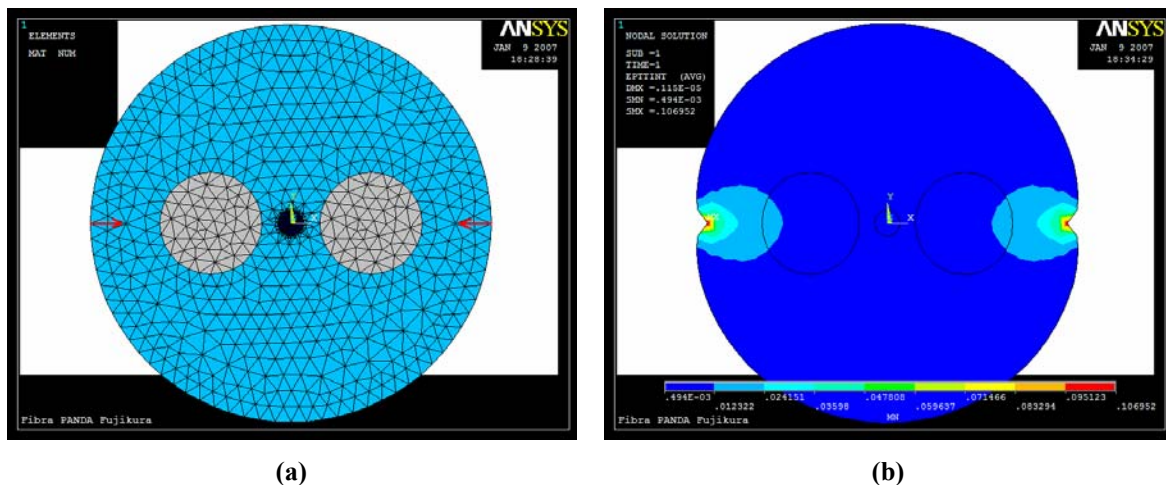
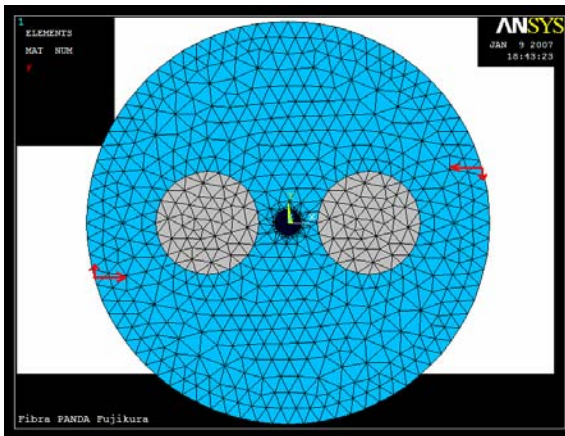
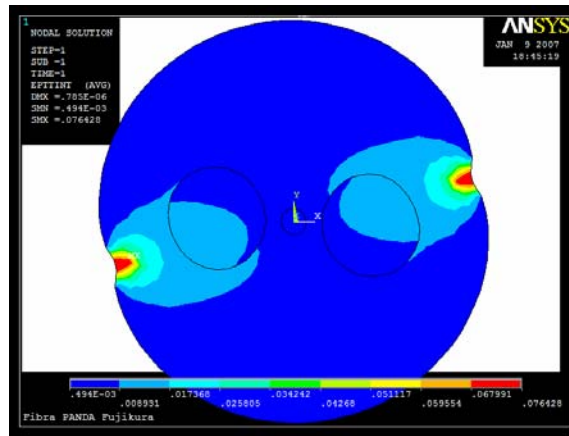


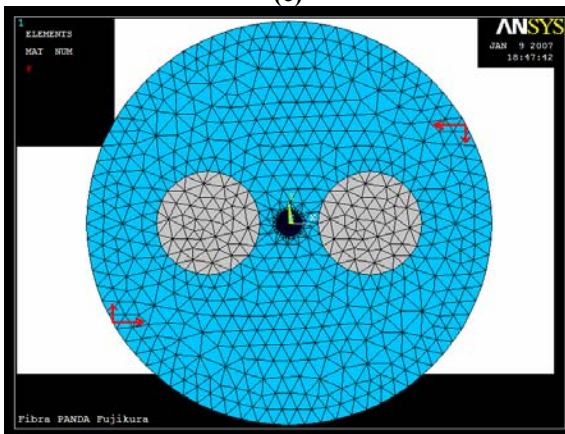
Figura 5.6 (a) Discretizado y fuerzas a 0°, (b) Deformaciones 0°



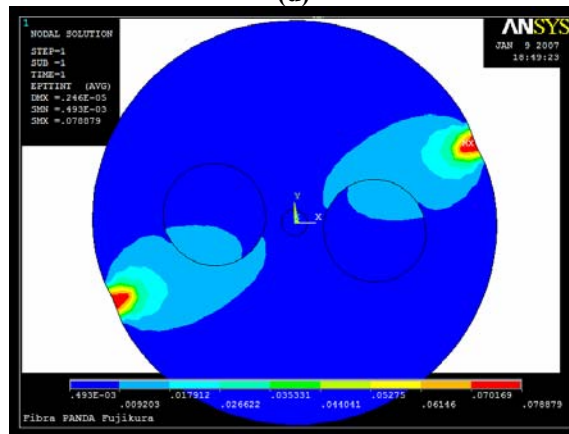
(c)



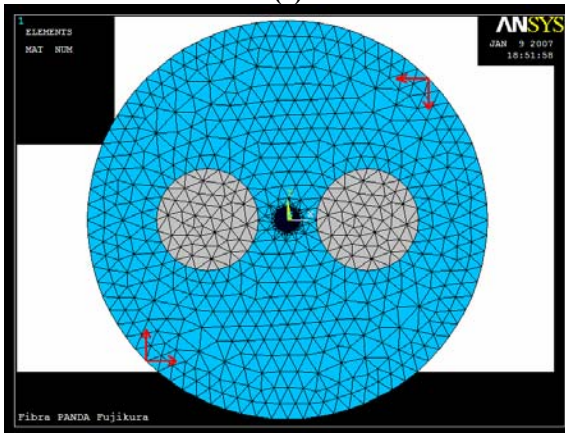
(d)



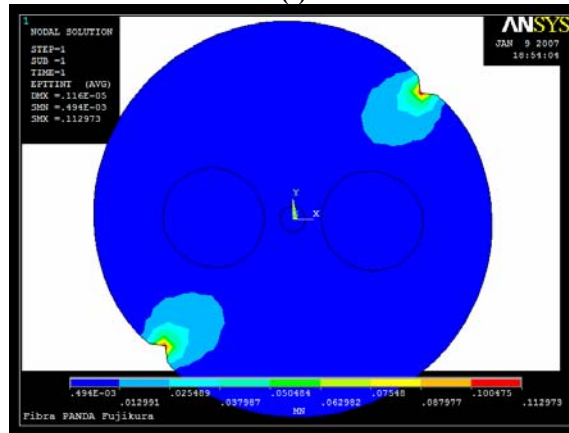
(e)



(f)

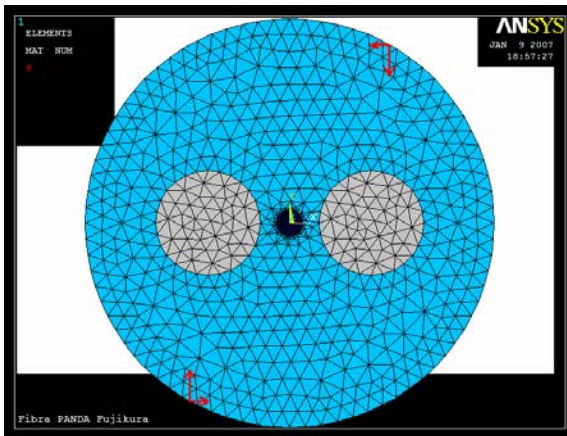


(g)

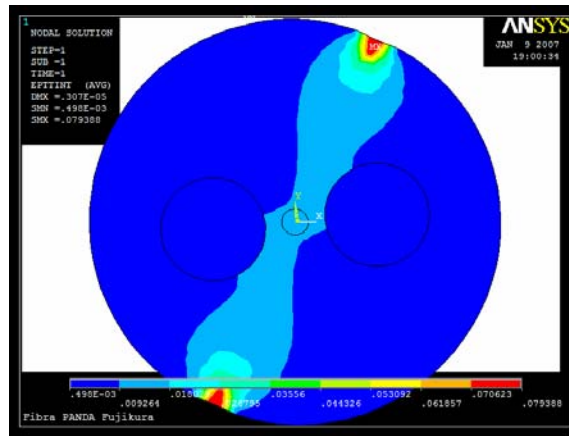


(h)

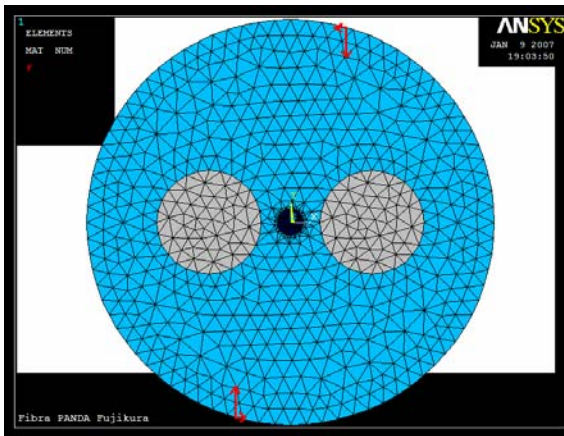
Figura 5.6 (Cont.) Discretizado y fuerzas a (c) 15°, (e) 30°, (g) 45° ; Deformaciones a (d) 15°, (f) 30°, (h) 45°.



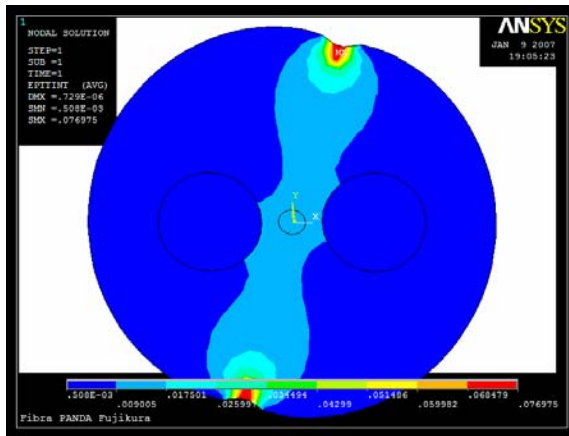
(i)



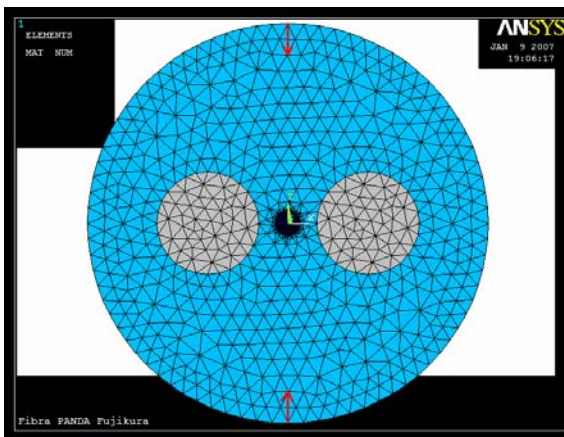
(j)



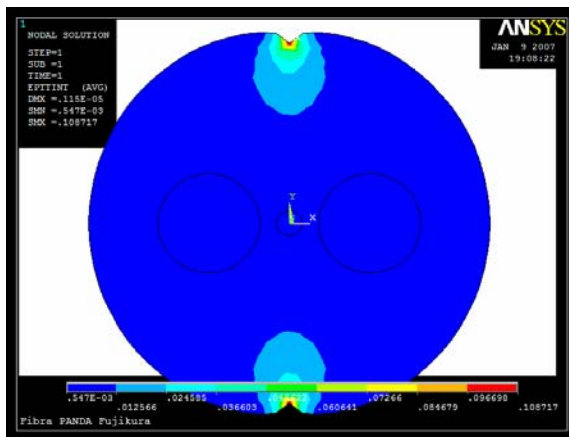
(k)



(l)



(m)



(n)

Figura 5.6 (Cont.) Discretizado y fuerzas a (i) 60°, (k) 75°, (m) 90°; Deformaciones a (j) 60°, (l) 75°, (n) 90°

El resumen de las birrefringencias obtenidas para las diferentes cargas aplicadas se presenta en la Tabla 5.3, según el rango de cargas aplicadas y el ángulo de aplicación de la carga.

**Tabla 5.3 Birrefringencias para la aplicación de carga en fibra PANDA.**

Ángulo de aplicación de la fuerza [°]	11, 1 [N/mm]			17,4 [N/mm]		
	$n_{\text{eff,Rápido}}$	$n_{\text{eff,Lento}}$	$B_{\text{eff}}$	$n_{\text{eff,Rápido}}$	$n_{\text{eff,Lento}}$	$B_{\text{eff}}$
0	1.456780	1.457151	3.70992E-4	1.456739	1.457578	8.38657E-4
15	1.456722	1.457209	4.87088E-4	1.456695	1.457623	9.28114E-4
30	1.456627	1.457305	6.78685E-4	1.456607	1.457710	0.00110272
45	1.456515	1.457417	9.02340E-4	1.456492	1.457825	0.00133319
60	1.456426	1.457506	0.00108062	1.456394	1.457923	0.00152924
75	1.456376	1.457556	0.00117945	1.456338	1.457979	0.00164108
90	1.456355	1.457576	0.00122106	1.456314	1.458003	0.00168872

Ángulo de aplicación de la fuerza [°]	23, 1 [N/mm]			28,0 [N/mm]		
	$n_{\text{eff,Rápido}}$	$n_{\text{eff,Lento}}$	$B_{\text{eff}}$	$n_{\text{eff,Rápido}}$	$n_{\text{eff,Lento}}$	$B_{\text{eff}}$
0	1.456705	1.457936	0.00123085	1.456674	1.458255	0.00158098
15	1.456664	1.457976	0.00131225	1.456635	1.458294	0.00165838
30	1.456581	1.458060	0.00147872	1.456554	1.458375	0.00182019
45	1.456465	1.458175	0.00170948	1.456439	1.458490	0.00205048
60	1.456364	1.458276	0.00191250	1.456336	1.458593	0.00225725
75	1.456305	1.458335	0.00203032	1.456275	1.458654	0.00237865
90	1.456280	1.458361	0.00208090	1.456249	1.458680	0.00243103

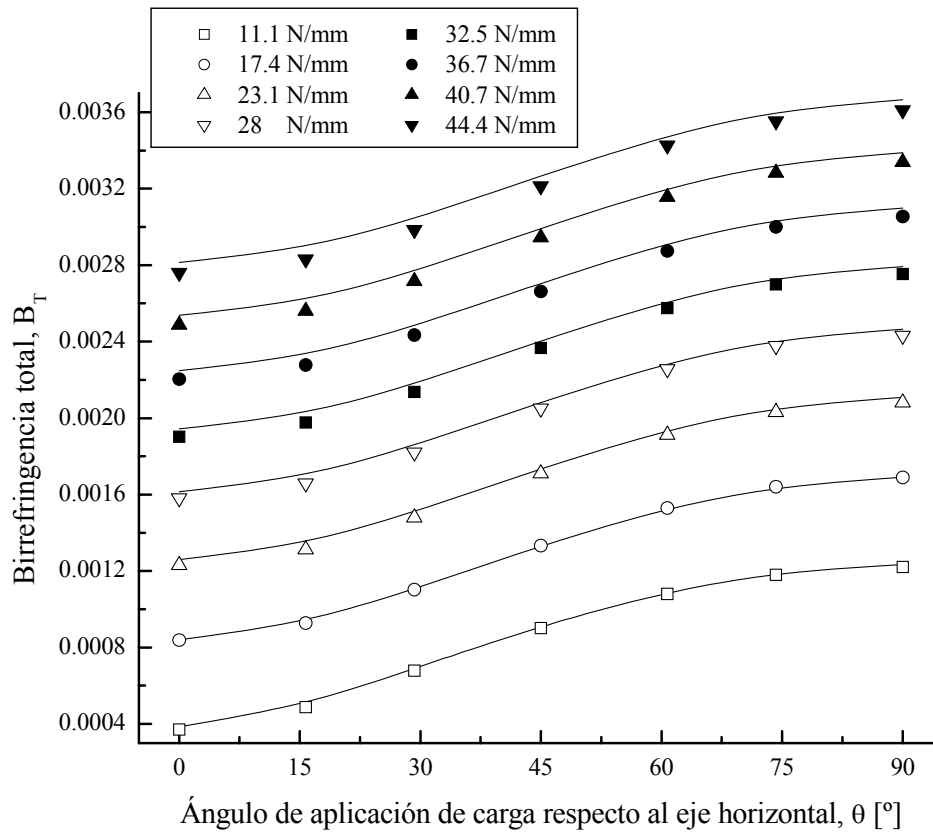
  

Ángulo de aplicación de la fuerza [°]	32,5 [N/mm]			36,7 [N/mm]		
	$n_{\text{eff,Rápido}}$	$n_{\text{eff,Lento}}$	$B_{\text{eff}}$	$n_{\text{eff,Rápido}}$	$n_{\text{eff,Lento}}$	$B_{\text{eff}}$
0	1.456646	1.458548	0.00190271	1.456619	1.458823	0.00220359
15	1.456608	1.458586	0.00197766	1.456582	1.458859	0.00227686
30	1.456529	1.458665	0.00213642	1.456504	1.458938	0.00243346
45	1.456414	1.458780	0.00236616	1.456390	1.459052	0.00266268
60	1.456309	1.458885	0.00257533	1.456284	1.459158	0.00287350
75	1.456247	1.458947	0.00269912	1.456221	1.459220	0.00299904
90	1.456221	1.458973	0.00275276	1.456194	1.459248	0.00305363

**Tabla 5.3 (Cont.) Birrefringencias para la aplicación de carga en fibra PANDA.**

Ángulo de aplicación de la fuerza [°]	40,7 [N/mm]			44,4 [N/mm]		
	$n_{\text{eff,Rápido}}$	$n_{\text{eff,Lento}}$	$B_{\text{eff}}$	$n_{\text{eff,Rápido}}$	$n_{\text{eff,Lento}}$	$B_{\text{eff}}$
0	1.456594	1.459082	0.00248811	1.456570	1.459330	0.00275997
15	1.456558	1.459118	0.00256016	1.456535	1.459366	0.00283107
30	1.456481	1.459196	0.00271510	1.456458	1.459443	0.00298473
45	1.456366	1.459310	0.00294391	1.456344	1.459557	0.00321315
60	1.456260	1.459416	0.00315594	1.456237	1.459663	0.00342616
75	1.456197	1.459480	0.00328284	1.456173	1.459727	0.00355410
90	1.456169	1.459507	0.00333815	1.456145	1.459755	0.00361002

La Figura 5.7 presenta los resultados obtenidos en la tabla anterior, graficados como valores discretos, en función del ángulo de aplicación de la fuerza con respecto al eje horizontal de la estructura. Las curvas continuas son los resultados teóricos evaluados para las mismas fuerzas aplicadas con la ecuación (3.35).



**Figura 5.7 Birrefringencia teórica (curvas continuas) y valores de la birrefringencia estructural.**

De acuerdo al modelo elastoóptico del capítulo 3, una fuerza diametral aplicada a un ángulo medido con respecto a los ejes principales originales de la fibra induce, por una parte, una birrefringencia externa, la cual puede ser determinada con la ecuación (3.35) y, por otra parte, genera una rotación de los ejes rápido y lento de la fibra. La ecuación (3.34) da cuenta de la magnitud de estas rotaciones, por lo que se puede graficar el valor del ángulo de rotación de los ejes principales,  $\alpha$ , en función de la magnitud y del ángulo de aplicación de la fuerza externa con respecto al sistema coordenado original. La Figura 5.8 presenta el ángulo  $\alpha$  para los diferentes valores de fuerza aplicados. Se logra apreciar dos zonas claramente marcadas por el efecto de la aplicación de la fuerza. La primera muestra ángulos de rotación positivos para el caso de ángulos pequeños de aplicación de la fuerza, indicando una inversión de los ejes principales de la fibra, es decir, el eje originalmente lento se convierte en rápido y viceversa. La segunda zona muestra, simplemente, la rotación de los ejes en ángulos negativos, lo cual puede verse como el giro de los ejes principales de la fibra sin inversión. En la Figura 5.8 las líneas continuas corresponden a los resultados teóricos evaluados según la expresión (3.34), mientras que los puntos son los resultados obtenidos de la evaluación de la rotación de los ejes de birrefringencia con el programa de elementos finitos.

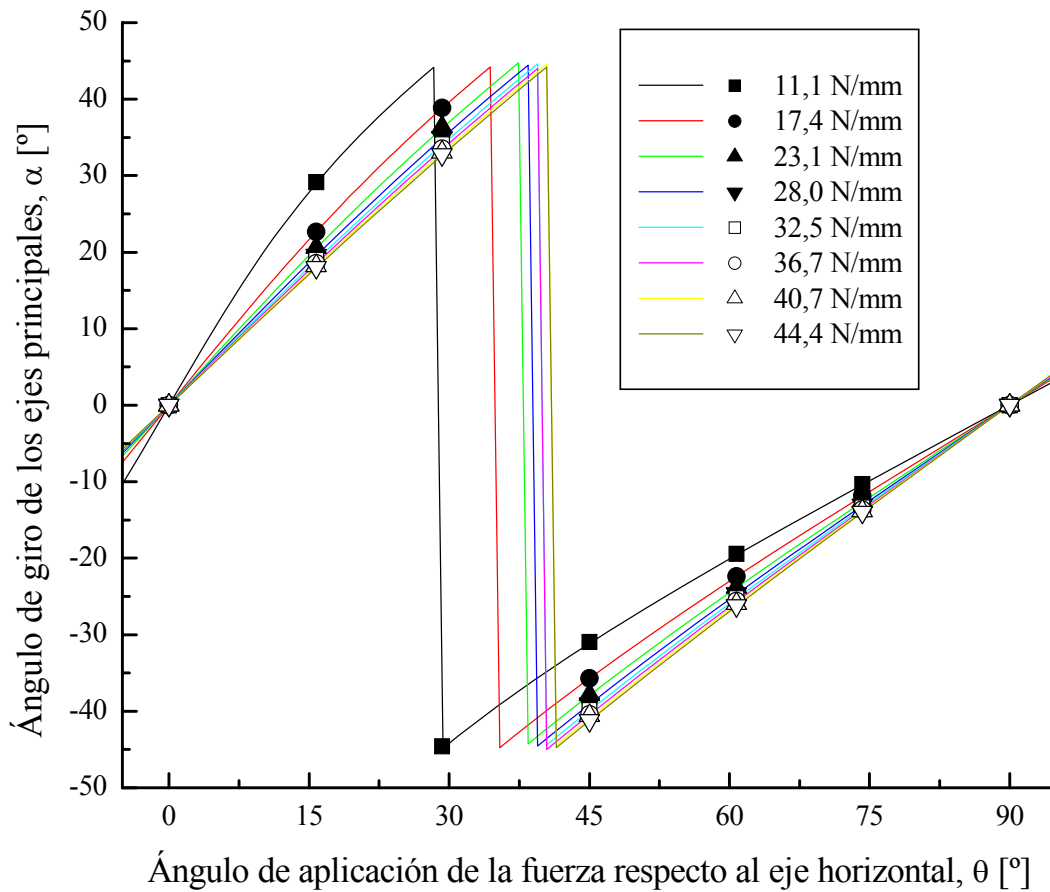
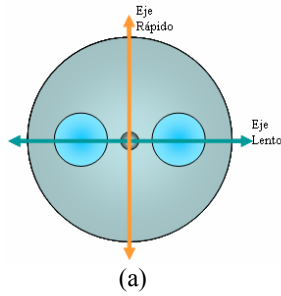


Figura 5.8 Ángulo de rotación de los ejes de birrefringencia

En la Figura 5.9 se presenta, de un modo gráfico, el efecto de rotación e inversión de los ejes principales de la fibra PANDA para diferentes valores de intensidad y ángulos de aplicación de la fuerza externa. Aquí, se consideró la orientación inicial de los ejes principales de acuerdo a la presencia de los SAP: el eje lento orientado de forma horizontal y el eje rápido de forma vertical, como se ilustra la Figura 5.9(a).



Ángulo de aplicación de la fuerza respecto al eje horizontal					
Fuerza [N/mm]	15°	30°	45°	60°	75°
11,1				-19,45°	-10,32°
17,4				-22,40°	-11,86°
23,1				-23,79°	-12,61°
28,0	19,60°	34,99°	-39,02°	-24,63°	-13,07°
32,5	18,97°	34,13°	-39,83°	-25,21°	-13,39°
36,7	18,55°	33,53°	-40,41°	-25,63°	-13,63°
40,7	18,24°	33,09°	-40,55°	-25,95°	-13,81°
44,4	18,00°	32,74°	-41,20°	-26,21°	-13,96°

(b)

**Figura 5.9 (a) Configuración original debida a la birrefringencia intrínseca de la fibra, (b) Rotación de los ejes principales según el valor de la fuerza y el ángulo de aplicación de la misma.**

Como se puede ver en la Figura 5.9(b), ante una fuerza orientada  $15^\circ$  respecto al eje horizontal, se produce la inversión de ejes; con el incremento de la fuerza, el nuevo eje rápido mantiene su condición y trata de alinearse con la dirección de la fuerza. Para el caso de la aplicación de la fuerza orientada a  $30^\circ$  del eje horizontal, con el primer valor de fuerza considerado el eje rápido rota un ángulo de  $44,6^\circ$  en sentido horario, sin producirse la inversión de ejes; para valores superiores se presenta la inversión y el nuevo eje rápido continúa su descenso aproximándose a la dirección de aplicación de la fuerza. Para los casos de ángulos de aplicación superiores ( $45^\circ$ ,  $60^\circ$  y  $75^\circ$ ), se presenta simplemente la rotación de los ejes principales de la fibra en sentido horario, sin presentarse inversión de ejes.

Este comportamiento de los ejes principales de la fibra se puede explicar a luz de la teoría elastoóptico. El cambio más grande en el índice de refracción siempre se presenta en una dirección perpendicular a la dirección en la cual se aplica la fuerza [9]; y este cambio siempre es positivo para el caso de fuerzas de compresión diametrales, por lo cual se establece un eje de propagación lento perpendicular a la dirección de aplicación de la fuerza, mientras que el eje de propagación rápido se establece orientado en una dirección paralela a la de la aplicación de la fuerza.

En conclusión, el efecto de aplicar cargas diametrales sobre una fibra con birrefringencia intrínseca, genera una rotación de los ejes principales de propagación en los cuales el eje rápido siempre buscará alinearse con la dirección de la fuerza aplicada. Además, si el ángulo formado entre el eje rápido inicial y la dirección de la aplicación de la fuerza es inferior a  $45^\circ$ , y la fuerza aplicada tiene una magnitud suficiente para generar una birrefringencia inducida mayor que la birrefringencia intrínseca, es posible generar una condición en la cual se genere la inversión de ejes, convirtiéndose el eje lento en el rápido y viceversa.

Estos efectos de inversión y/o rotación de ejes principales de la fibra PANDA se corroboraron con un análisis del estado de deformaciones obtenidas mediante el programa

de elementos finitos ANSYS<sup>®</sup>, usando los valores de deformación normal  $\varepsilon_x$  y  $\varepsilon_y$  y cortante  $\gamma_{xy}$  de cada elemento que conforma la discretización. Por medio de la teoría de transformación del estado de deformaciones planas [10], es posible determinar las deformaciones principales  $\varepsilon_1$  y  $\varepsilon_2$  por medio de las siguientes expresiones [10]:

$$\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_x - \varepsilon_y}{2}\right)^2 + \left(\frac{\gamma_{xy}}{2}\right)^2}, \quad (5.1)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} - \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_x - \varepsilon_y}{2}\right)^2 + \left(\frac{\gamma_{xy}}{2}\right)^2}. \quad (5.2)$$

Es importante destacar que este nuevo estado de deformaciones principales es el que permite determinar de un modo adecuado la birrefringencia total,  $B_T$ , en la fibra sometida a fuerzas externas, ya que contempla tanto las deformaciones sufridas por la fibra en virtud de su birrefringencia intrínseca, como las debidas a la birrefringencia causada por la aplicación de la fuerza externa.

El ángulo de rotación de los ejes de birrefringencia,  $\alpha$ , puede determinarse directamente conocidas las deformaciones, sin requerir el empleo de la ecuación (3.34) por medio de la siguiente expresión

$$\tan(2\alpha) = \frac{\gamma_{xy}}{\varepsilon_x - \varepsilon_y}. \quad (5.3)$$

Los puntos discretos en la Figura 5.8 se obtuvieron directamente de aplicar los resultados entregados por el programa comercial ANSYS<sup>®</sup> a la expresión (5.3).

### 5.1.3 Simulación de la respuesta espectral de una red de Bragg escrita en una fibra PANDA debida a la inducción de birrefringencia externa

Ya se ha mostrado el efecto que se presenta cuando se induce birrefringencia por medio de la aplicación de fuerza de forma externa sobre una fibra con birrefringencia intrínseca. En esta sección se quiere analizar la respuesta espectral de una red de Bragg grabada en la fibra PANDA bajo la acción de una fuerza diametral externa. El caso aquí tratado puede ser reproducido con similares condiciones para otros tipos de fibras Hi-Bi.

Estudios de esta naturaleza ya se han reportado, considerando tanto el efecto de birrefringencia generado por una fuerza diametral externa aplicada sobre toda la FBG [5,6] como localizada en una pequeña porción [11,12]. No obstante, hasta la fecha no se presenta un análisis detallado como el que se ha adelantado en esta tesis.

Las redes simuladas son redes de Bragg en fibra óptica, con una longitud  $L = 1 \text{ mm}$ , para las cuales se empleó un perfil de apodización “coseno realzado” (*cosine-raised*), cuya expresión de modulación del índice, ver ecuación (2.4), es [13]:

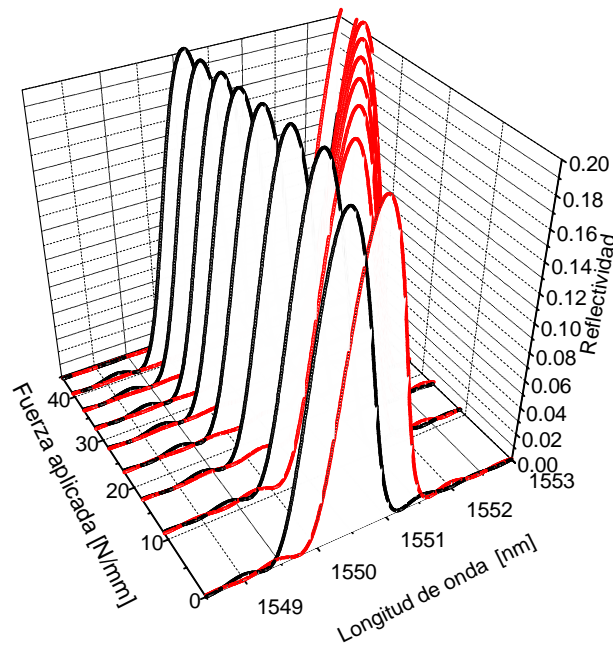
$$\overline{\delta n_{\text{eff}}}(z) = \overline{\delta n_{\text{eff}}} \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \left( \frac{\pi z}{\text{FWHM}} \right) \right], \quad (5.4)$$

donde  $\overline{\delta n_{\text{eff}}} = 3.0 \times 10^{-4}$  y  $\text{FWHM} = L$  es el ancho máximo a media altura del perfil de índice de refracción. La red se simuló tal que la longitud de onda Bragg es  $\lambda_B = 1550 \text{ nm}$ .

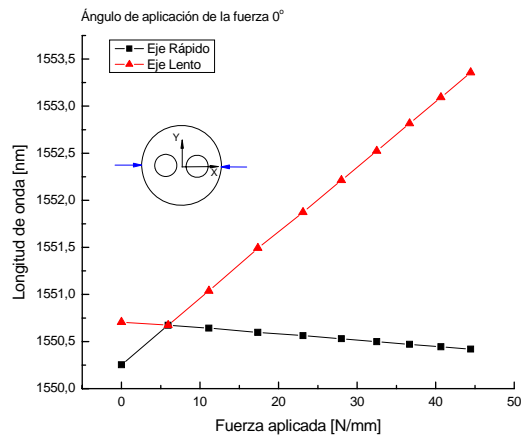
Para realizar las simulaciones de un modo adecuado, es necesario tener en cuenta que la fibra birrefringente presenta dos ejes principales, y que el método de la matriz de transferencia no considera el carácter vectorial del campo electromagnético, por lo cual para cada eje principal, bajo una determinada condición de intensidad y ángulo de aplicación de la fuerza externa, es necesario realizar la simulación del espectro de reflexión

de la red independientemente, de acuerdo a los valores de los índices de refracción consignados en la Tabla 5.3.

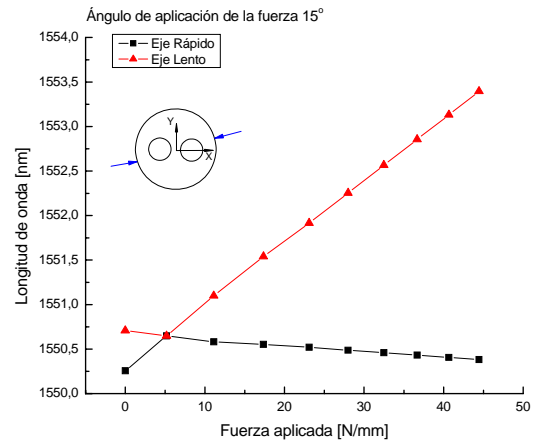
Como un caso típico, en la Figura 5.10 se muestra la respuesta espectral de la red cuando el ángulo de aplicación de la fuerza es  $0^\circ$ . Se observa, por una parte, que el resultado cuando no hay fuerza aplicada revela la birrefringencia intrínseca de la fibra y, por otra parte, que los picos de reflexión asociados a la birrefringencia total de la fibra se desplazan de un modo. Este corrimiento de los picos de reflexión de la FBG varía de acuerdo al ángulo de aplicación de la fuerza como se muestra en la Figura 5.11.



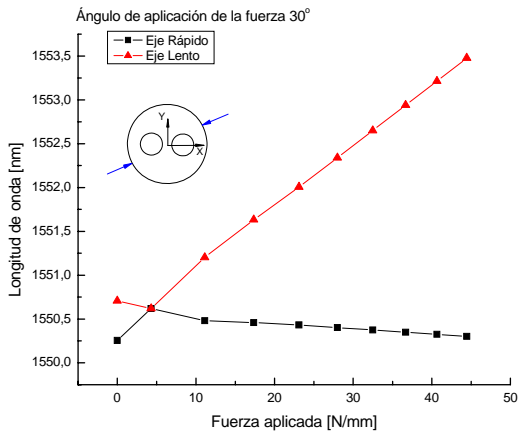
**Figura 5.10** Espectros de reflexión de la FBG analizada para un ángulo de aplicación de la fuerza  $0^\circ$



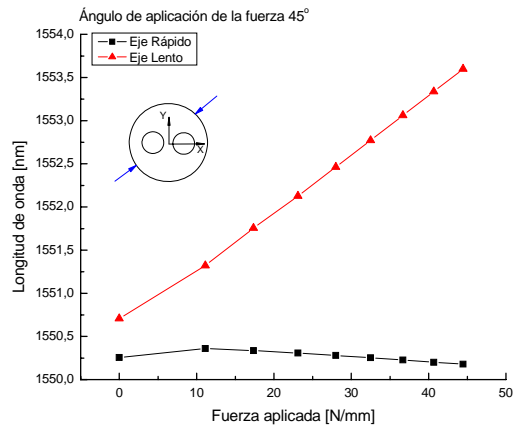
(a)



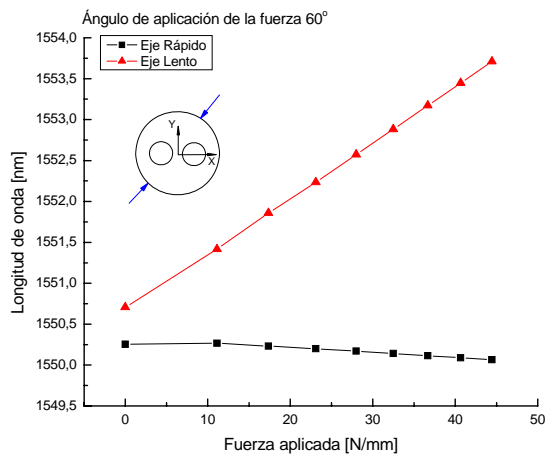
(b)



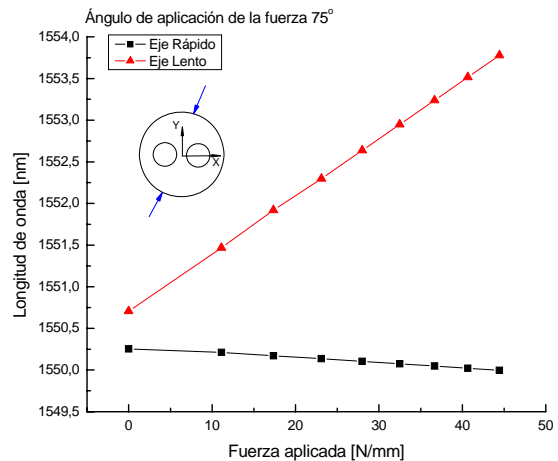
(c)



(d)

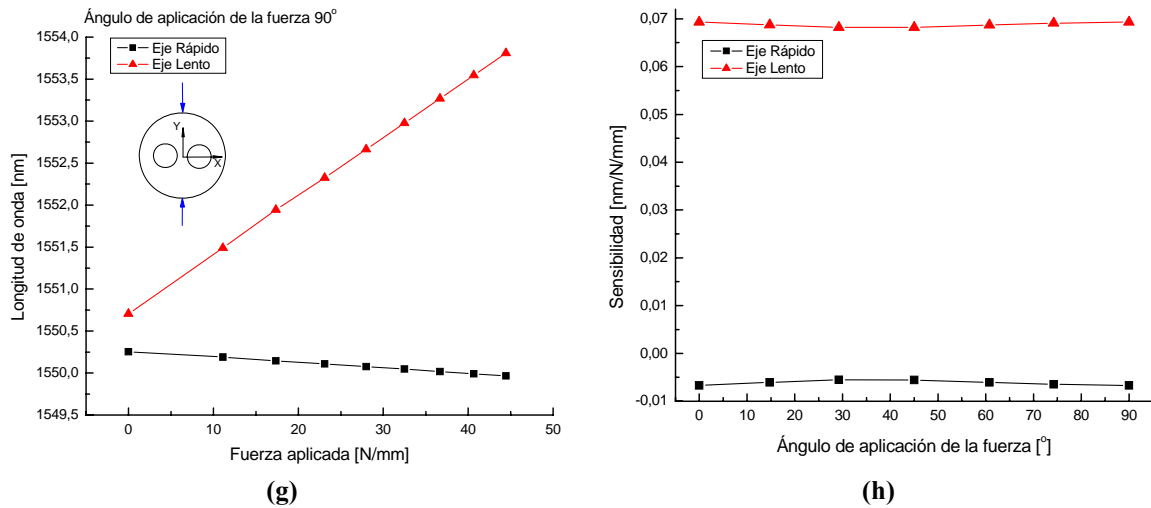


(e)



(f)

Figura 5.11 Desplazamiento de picos de reflexión (a) 0°, (b) 15°, (c) 30°, (d) 45°, (e) 60°, (f) 75°



**Figura 5.11 (Cont.) (g) Desplazamiento del pico de los espectros de reflexión para 90°, (h) Sensibilidad del desplazamiento de los picos.**

Puede apreciarse que la posición presentada por los picos de reflexión está de acuerdo con el comportamiento predicho por Gafsi para FBG grabadas en fibras estándar [9], en el cual el desplazamiento del eje lento es mucho mayor al desplazamiento exhibido por el eje rápido. De otro lado, el resultado de la sensibilidad del corrimiento de los picos con la fuerza en la Figura 5.11(h) muestra lo poco que depende con el ángulo de aplicación de la carga, siendo prácticamente constante para el rango de ángulos de aplicación de fuerzas simulados, por lo cual, desde este punto de vista, no se tiene un comportamiento diferente al de las fibras estándar. Se observa en la fibra analizada [Figuras 5.11(a)-(g)], que la separación entre los resultados de los dos ejes va incrementándose a medida que varía el ángulo de aplicación de la fuerza, obteniéndose los valores de birrefringencia que fueron presentados en la Figura 5.7.

Es importante notar cómo a ciertos ángulos de aplicación de la fuerza, especialmente los cercanos al eje que contiene los SAP, se presentan un fenómeno en el cual, inicialmente se anula la birrefringencia intrínseca de la fibra y, con posteriores incrementos de fuerza externa aplicada, se induce nuevamente. Este efecto se ve claramente en la Figura 5.11 (a)-(c); en las otras figuras no se presenta este hecho, lo cual permite vislumbrar que se puede emplear directamente el valor de la birrefringencia como una medida de la fuerza aplicada sobre la fibra, siendo la más adecuada a 90° respecto al eje que contiene los SAP.

#### **5.1.4 Simulación de la respuesta espectral de una red de Bragg escrita en una fibra PANDA presionada localmente**

Una vez comprendidos los efectos en la respuesta espectral de una FBG escrita en la fibra PANDA cuando es perturbada completamente, es interés de este trabajo determinar cómo se afecta la respuesta espectral de la red cuando la fuerza aplicada afecta apenas una pequeña porción de su estructura. Este tipo de efectos ha sido reportado como técnica de caracterización y perfilamiento de FBG en fibras estándar, realizando un barrido a lo largo de la red sin inducir cambios permanentes en el índice de refracción [13]; adicionalmente, se ha reportado el efecto de crear una perturbación local en redes de Bragg con y sin *chirp* en el que se han tenido en cuenta los efectos de la polarización de la luz [12]. Estos trabajos, si bien presentan un adecuado tratamiento del problema de generar la perturbación local, carecen de un modelo que permita valorar apropiadamente el fenómeno del contacto que se presenta entre la superficie de la fibra y el elemento que genera la perturbación. Adicionalmente, el estado de birrefringencia intrínseca de las fibras ópticas no ha sido considerado dentro de los trabajos hasta ahora encontrados en la literatura. Todo ello motivó a abordar esta problemática de forma detallada, incluyendo efectos asociados al ángulo de aplicación de la fuerza con respecto al eje que contiene los SAP.

El interés de este trabajo se centra en el análisis de la respuesta espectral cuando sólo una pequeña porción de la red es perturbada (una región inferior al 10% de la longitud total de la red). Como ya se mencionó, este tipo de análisis ha sido reportado previamente en la literatura mundial para el caso de fibra estándar, lográndose determinar que el efecto en el perfil del espectro de reflexión de la red consiste en un cambio de fase entre las dos subredes que se generan, el cual se puede evidenciar como una banda de transmisión dentro del espectro de reflexión de la red [12]. Para el caso de perturbaciones que afectan una porción mayor que el 10% de la longitud de la red, el efecto se aprecia como la aparición de un pico secundario centrado a una longitud de onda mayor de la longitud de onda de Bragg

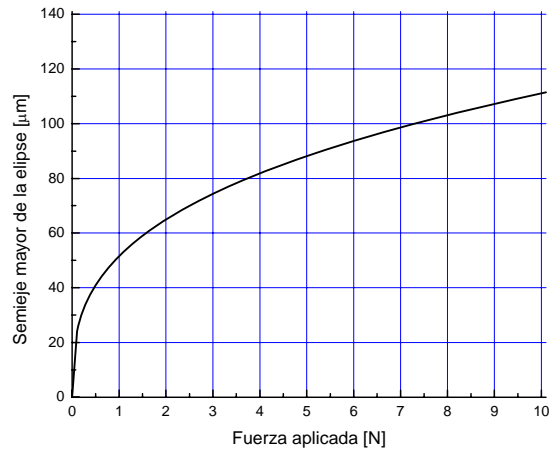
original de la red, dado que la región afectada comienza a comportarse como una nueva FBG diseñada a una  $\lambda_B$  mayor [15].

Como se recordará, en el Capítulo 3 se presentó la teoría de contacto Hertziano. Para el caso que se pretende simular, se determinó realizar la aplicación de la fuerza por medio de un cilindro de acero inoxidable con un radio de 3 mm; si, además, se tiene en cuenta que el radio de la fibra óptica es de 62,5  $\mu\text{m}$  y que el contacto es perpendicular entre ellos, es decir, el ángulo entre los planos que contienen los radios de curvatura principales de ambos elementos cilíndricos se encuentran orientados  $90^\circ$ , rápidamente se puede proceder a obtener los parámetros  $|B - A|$  y  $(A + B)$  a partir de las ecuaciones (3.37) y (3.38), dado que los valores de los radios de curvatura principales para las dos superficies en contacto son  $R'_1 = 3 \times 10^{-3}$  m y  $R''_1 = \infty$  para el caso del cilindro de acero inoxidable y  $R'_2 = 62,5 \times 10^{-6}$  m y  $R''_2 = \infty$  para el caso de la fibra óptica. Adicionalmente, como de la ecuación (3.39) se puede establecer que  $\varphi = 16,43$ , al llevarlo a las ecuaciones (3.43) y (3.44) se encuentra, para este caso, que  $m = 4,4545$  y  $n = 0,39372$ .

A partir de estos resultados, junto con las propiedades elásticas tanto del acero inoxidable como de la fibra consignadas en la Tabla 3.1 es posible calcular las expresiones que dan cuenta de los semiejes principales de la elipse de contacto a partir de las ecuaciones (3.40) y (3.41). Para el problema de interés en esta sección, es necesario determinar el valor del semieje mayor, ya que se determinó que la longitud de la sección afectada por el efecto del contacto entre el cilindro de acero inoxidable y la fibra óptica es el doble de dicha variable, el cual es posible determinarlo a partir de la siguiente expresión, que se presenta de forma grafica en la Figura 5.12

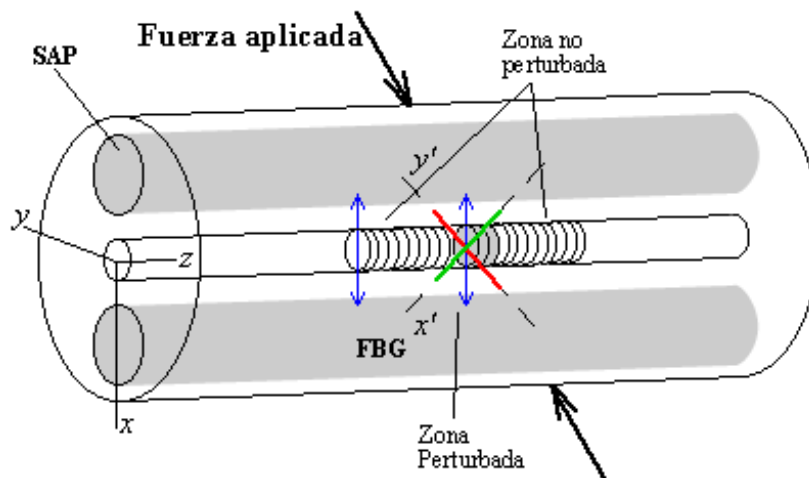
$$a = 4,454 \sqrt[3]{1,5501 \times 10^{-15} F}, \quad (5.8)$$

donde  $F$  es el valor de la fuerza aplicada sobre la fibra dada en newtons. Claramente la dependencia de  $a$  con  $F^{1/3}$ , indica que la región perturbada de la FBG cambia con la fuerza aplicada, pasando de una pocas decenas de micras a, incluso, centenas de micras.



**Figura 5.12** Función del semieje mayor de la elipse de contacto.

Determinada la región perturbada de la FBG, se procedió al modelamiento de su respuesta espectral teniendo en cuenta la polarización de la luz a la entrada de la fibra. Como criterio se consideró que el elemento de contacto perturba el punto medio de la red, atendiendo reportes que indican que los efectos de presión local en ese punto son más notorios [12]; de esta manera, la red se analiza como tres sub-redes consecutivas, donde la sub-red central presenta la alteración en el índice de refracción y el corrimiento correspondiente generado por la acción del elemento perturbador sobre ella. Para el modelamiento con el método de matriz de transferencia, fue necesario incluir un término matricial que da cuenta del hecho de que en la porción afectada de la red, los ejes principales de propagación de la fibra rotan tal y como se mostró en la sub-sección 5.1.2. La Figura 5.16 corresponde al esquema de una FBG perturbada localmente en la cual se ilustra este planteamiento.

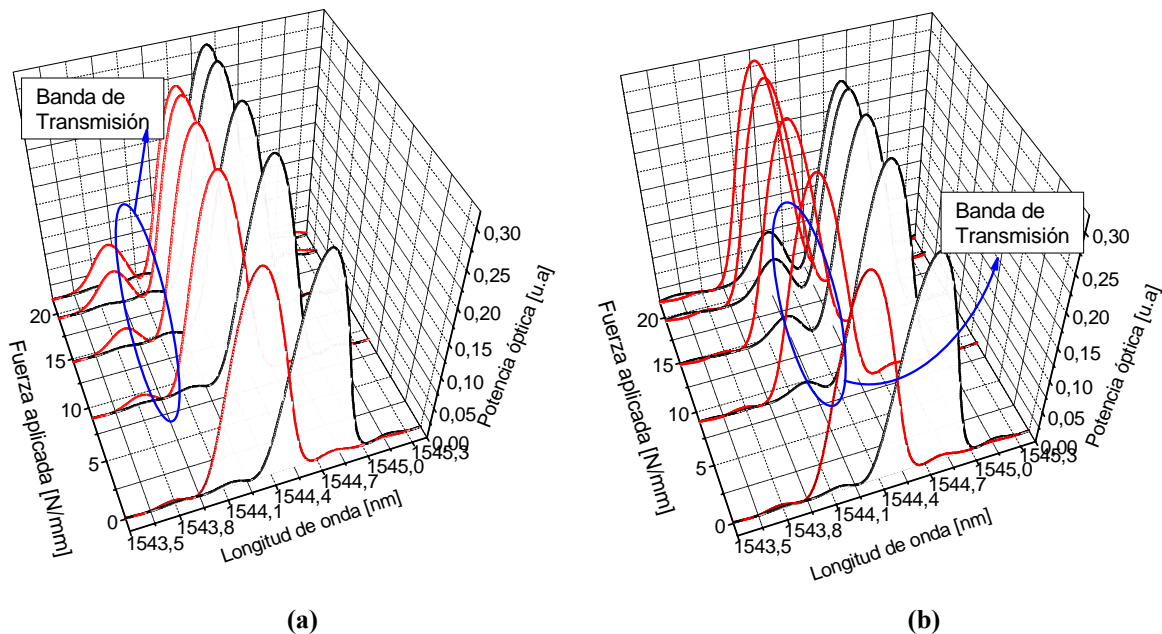


**Figura 5.16** Esquema de una FBG perturbada localmente donde se especifica la rotación de los ejes principales de propagación de la fibra.

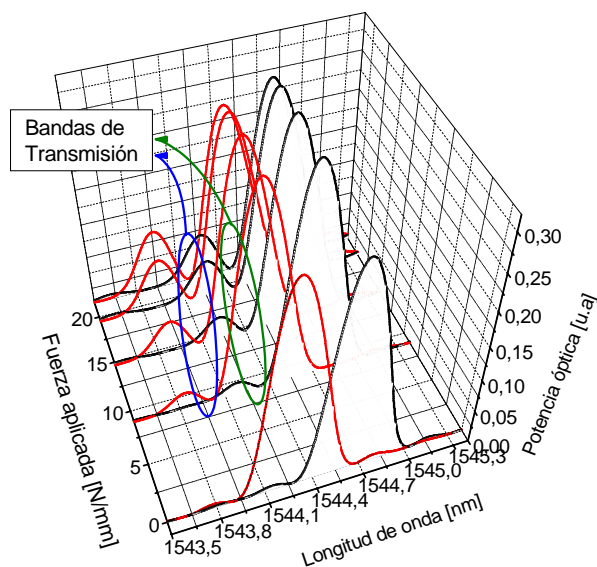
Atendiendo todas las consideraciones arriba señaladas, se analizó una FBG de 2,5 mm de longitud con el perfil coseno realizado de la sub-sección anterior. En la Figura 5.17 se muestra la respuesta espectral de la red para el caso de luz polarizada linealmente a lo largo de los ejes de propagación rápido (espectros de color rojo) y lento de la fibra. Se puede observar un comportamiento previamente reportado por Torres y Valente [11], en el cual se presenta una banda de transmisión dentro del espectro de reflexión. Para el caso de aplicación de la fuerza en dirección paralela al eje lento original, es decir, formando un ángulo de  $0^\circ$  respecto al eje que contiene los SAP, sólo se presenta la banda de transmisión en el espectro de reflexión del eje rápido, ya que este eje es quien sufre los mayores cambios de índice de refracción por ser perpendicular a la dirección de aplicación de la fuerza. Para el caso de la aplicación de la fuerza formando  $90^\circ$  con el eje de los SAP, ahora la banda de transmisión se presenta en el espectro de reflexión del eje lento debido a la misma causa.

Un tercer caso sería el que ocurre cuando la fuerza es aplicada formando un ángulo entre  $0^\circ$  y  $90^\circ$  con el eje de los SAP, como se muestra en la Figura 5.18, en donde se presenta rotación de los ejes principales de la fibra. En esta circunstancia, la luz a lo largo la región perturbada de la FBG “sentirá” la rotación de ejes principales de propagación, con lo que

luz linealmente polarizada sobre cualquiera de los dos ejes principales originales, tendrá componentes sobre el par de ejes nuevos, lo que se traduce en la presencia de bandas de transmisión en ambos espectros de reflexión.

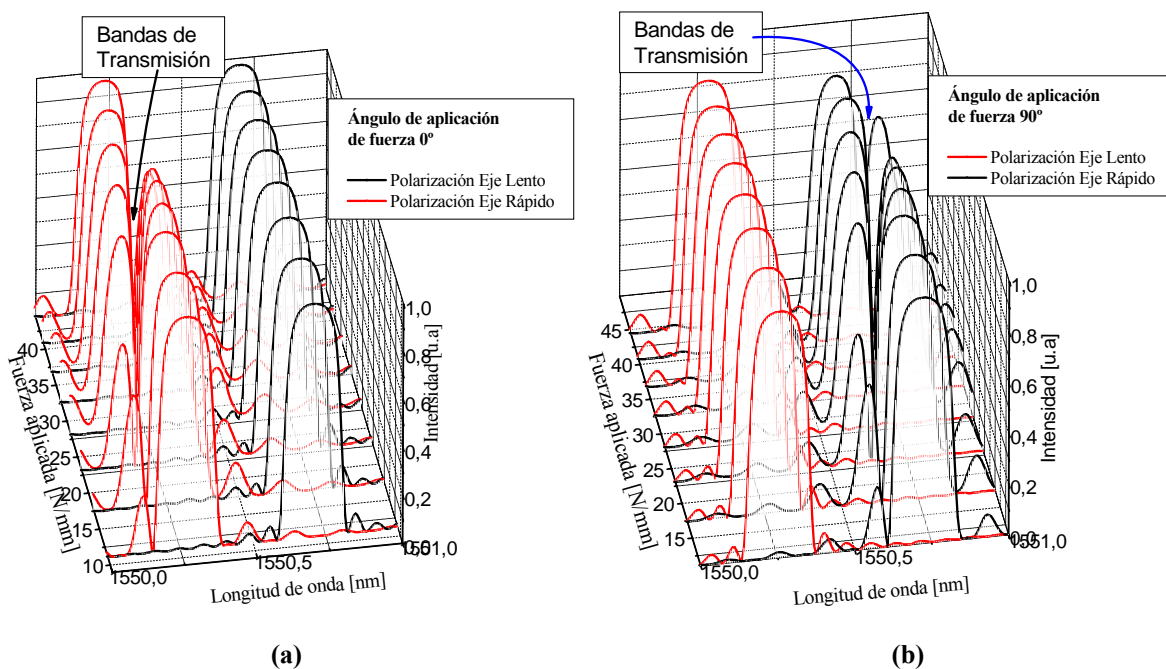


**Figura 5.17** Espectros de reflexión de la FBG de 2,5 mm analizada para ángulos de aplicación de la fuerza respecto a los SAP: (a) 0°, (b) 90°.

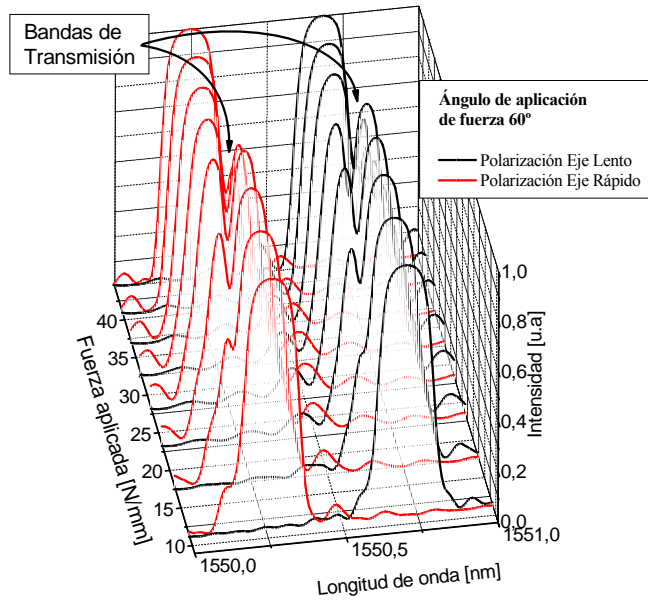


**Figura 5.18** Espectros de reflexión de la FBG de 2,5 mm analizada para un ángulos de aplicación de la fuerza respecto a los SAP de 60°.

Teniendo en cuenta que los trabajos reportados en las referencias [11] y [12] presentan reportes de la respuesta espectral con la aplicación de perturbaciones locales en FBG de longitudes considerablemente mayores a las empleadas en esa tesis, se procedió a realizar la simulación computacional de la respuesta de una FBG de una longitud de 10 mm con perfil de apodización “coseno realzado”. Los resultados de las simulaciones de estas redes se presentan en la Figura 5.19 y 5.20, que reproducen las condiciones de aplicación de perturbación local que se presentaron en las Figuras 5.18 y 5.19. Puede apreciarse cómo el pico de reflexión de cada polarización es más estrecho, lo cual es la respuesta esperada de una FBG de mayor longitud y, adicionalmente, la banda de transmisión dentro de cada pico de reflexión de la FBG se presenta de una forma más acentuada; caso contrario al que sucedía en la FBG de 2,5 mm de longitud, en la cual se logra apreciar un efecto de ensanchamiento del pico de reflexión cuando la FBG es perturbada.



**Figura 5.19** Espectros de reflexión de la FBG de 10 mm analizada para ángulos de aplicación de la fuerza respecto a los SAP: (a) 0°, (b) 90°.



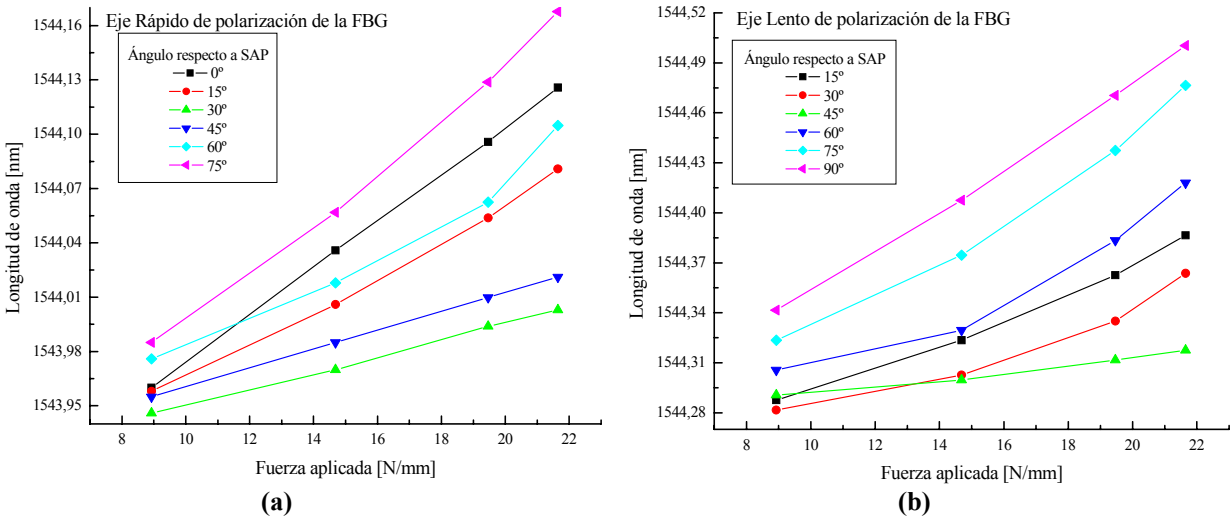
**Figura 5.20** Espectros de reflexión de la FBG de 10 mm analizada para un ángulos de aplicación de la fuerza respecto a los SAP de 60°.

Este efecto puede evidenciarse como una clara muestra del incremento en la longitud de la región afectada como consecuencia del aumento en la fuerza aplicada, todo ello fruto de la teoría de contacto que fue tratada dentro del planteamiento teórico de esta tesis. Claramente puede verse que la aplicación de perturbaciones en el centro de la red de 2,5 mm de longitud, genera que el espectro de reflexión principal sea el de dos FBG centradas a la misma longitud de onda, de una longitud ligeramente inferior a los 1,25 mm, el cual tiene un mayor ancho de banda; y éste seguirá ensanchándose debido al mencionado efecto del contacto a medida que se aumenta la intensidad de la fuerza aplicada.

Este resultado es considerablemente destacable, ya que hasta el momento no se han reportado ninguna evidencia de tal efecto de ensanchamiento del espectro de la FBG dentro de la literatura mundial, por el hecho de que la aplicación de perturbaciones locales suele tratarse para FBG de gran longitud, en las cuales el efecto es prácticamente despreciable.

Adicionalmente, la posición relativa de la banda de transmisión dentro del espectro de reflexión de la FBG depende tanto de la intensidad como del ángulo de aplicación de la

fuerza externa, como se constata en la Figura 5.21. Su dependencia lineal con la fuerza es la base para considerar una nuevo tipo de sensor a fibra óptica que, a diferencia de las versiones anteriores basadas en esta tecnología, no requiere pegar la FBG a una lámina para que su respuesta espectral cambie bajo la acción de la fuerza, sino que simplemente se le aplique un contacto local, con lo que se evitan los defectos e inconvenientes de calibración que conllevan los adhesivos.

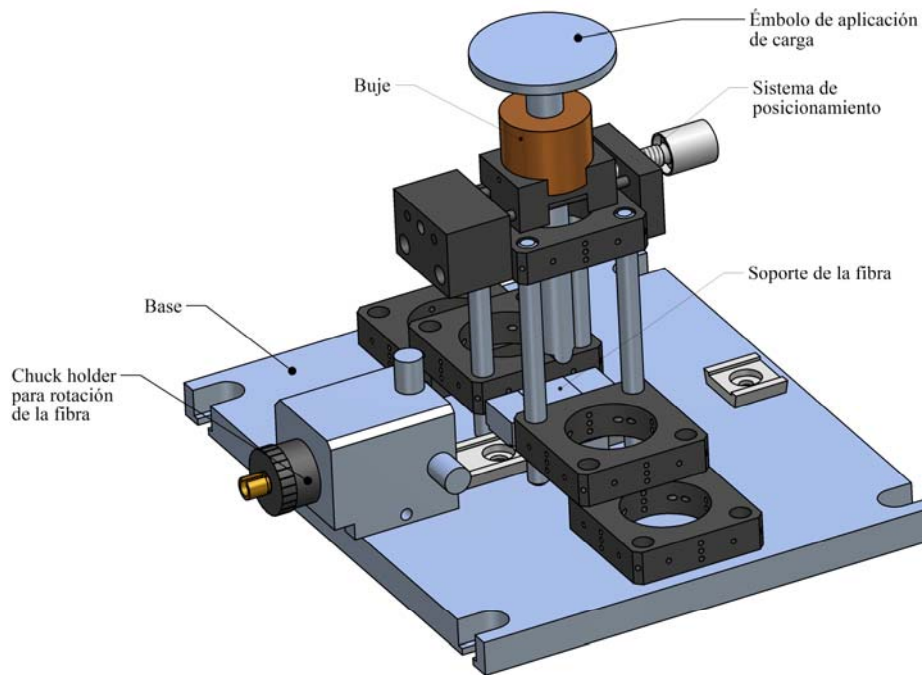


**Figura 5.21** Posición de la banda de transmisión en el espectro de reflexión de la FBG de 2,5 mm de longitud analizada. (a) Eje rápido de polarización, (b) Eje lento de polarización.

## 5.2 RESULTADOS EXPERIMENTALES

Para evaluar y confirmar los resultados teóricos de la sección anterior, se desarrolló el sistema de aplicación de fuerza transversal de la Figura 5.22, que permite perturbar sólo una pequeña región de la FBG. Dentro del estudio experimental realizado no se consideró realizar un montaje en el cual se evaluara la respuesta espectral de toda la FBG en el caso cuando la fuerza es aplicada en toda su longitud y se perturba toda la red, debido a que no se contaba con redes de Bragg de pequeña longitud, y la magnitud de las cargas necesarias para corroborar las simulaciones deberían ser muy grandes para visualizar el efecto de la rotación de los ejes principales de propagación. Aún en el caso de redes de Bragg más

pequeñas, la cantidad de carga aplicada sería exagerada para las condiciones con las que se cuenta en el montaje, ya que la carga es aplicada directamente sobre la fibra.

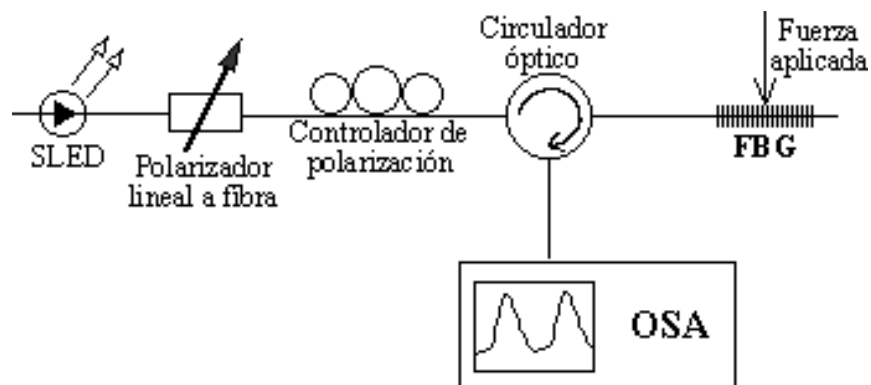


**Figura 5.22 Sistema de aplicación de fuerzas transversal.**

Dentro de las ventajas que presenta el sistema diseñado, está la posibilidad de realizar un posicionamiento fino por medio del empleo de un tornillo micrométrico, la versatilidad en la carga que se puede aplicar y el hecho de que por estar la fibra soportada entre un par de soportes giratorios (sólo uno es mostrado en la Figura 5.22), es posible rotarla a diversos ángulos. Adicionalmente, el sistema ha sido diseñado de forma modular, esto quiere decir que se pueden modificar las condiciones de contacto simplemente variando el elemento que aplica la fuerza, o bien, puede reemplazarse por un sistema controlador de la fuerza, como podría ser un sistema piezoeléctrico o un actuador electromecánico con una celda de carga para la realización de un lazo de control cerrado, conectado a un computador.

Complementario al sistema mecánico de la Figura 5.22, se realizó el montaje experimental de la Figura 5.23 para determinar la respuesta espectral de las FBG. Como fuente de luz se empleó un SLED de 33,2 nm de ancho espectral de emisión centrado a  $\lambda=1560$  nm, al cual

se le conectó un polarizador lineal y un controlador de polarización. A través de la puerta 2 del circulador óptico, se iluminó la FBG perturbada con luz del estado de polarización requerido y su espectro de reflexión fue guiado por la puerta 3 del circulador a un analizador de espectros ópticos (OSA).

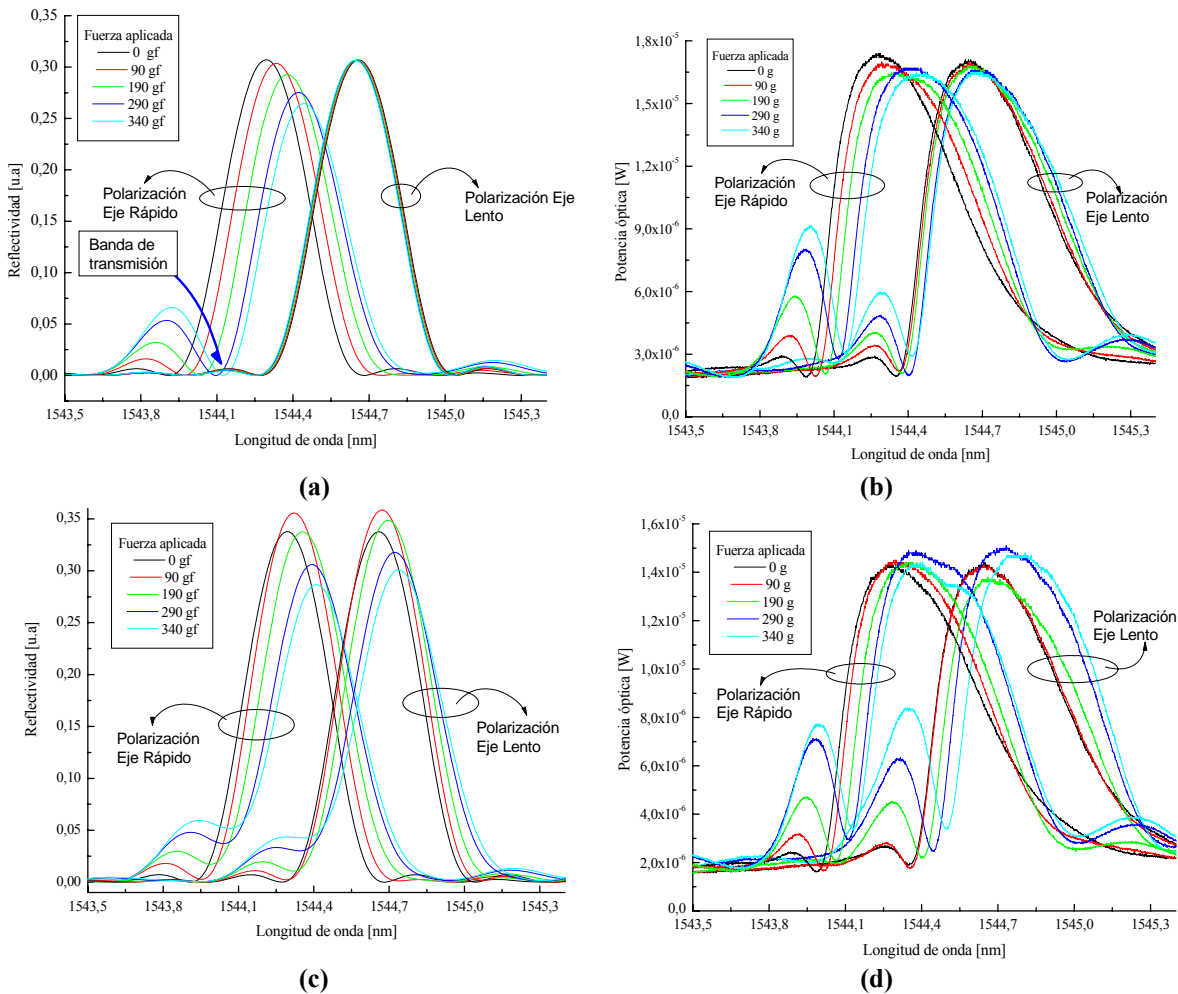


**Figura 5.23** Esquema del montaje experimental empleado para determinar la respuesta espectral de las redes de Bragg.

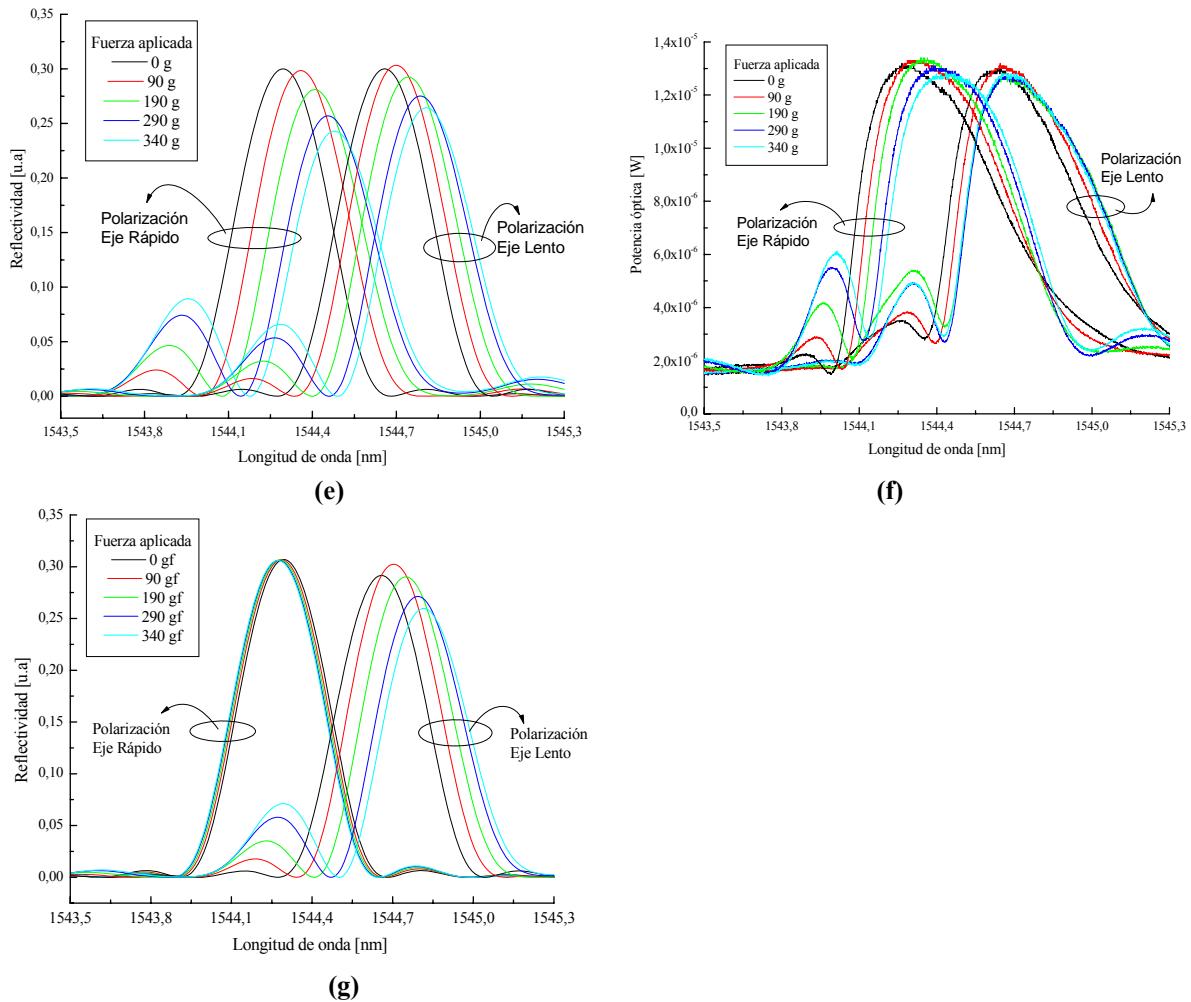
Inicialmente es necesario la identificación de la posición de los SAP de la fibra PANDA, de tal forma que sea posible, por medio de un marcado físico, identificar su posición a lo largo del tramo de fibra que contiene la FBG, de manera que se puedan evaluar los efectos de birrefringencia con el ángulo de aplicación de la fuerza. Esta identificación se realizó con ayuda de un microscopio óptico empleando luz polarizada. Por otro lado, para determinar el punto medio de las FBG, se empleó un caudín de soldadura de estaño, dado que con la punta caliente de éste se generan efectos térmicos locales en la red, permitiendo determinar fácilmente su posición con solo evaluar los espectros de reflexión.

Debido a las condiciones de aplicación de carga en el montaje, sólo fue posible aplicar sobre las FBG un peso máximo total de 340 gf, incluido el peso del émbolo de aplicación de carga (90 gf), dado que al aplicar fuerzas mayores sobre la región donde se grabaron la FBG, se producía la fractura de la fibra. Por esta razón, en ocasiones, la longitud original de 10 mm de algunas FBG evaluadas se vio reducida a sólo 2,5 mm. Esta casualidad permitió evidenciar de forma muy marcada la influencia del contacto en la respuesta espectral de las redes.

La Figura 5.24 presenta resultados tanto teóricos como experimentales de la respuesta espectral de una de las FBG de 2,5 mm para diferentes ángulos de aplicación de la fuerza medidos con respecto al eje lento de la fibra -paralelo al eje de los SAP- con luz linealmente polarizada a lo largo de los ejes principales de la PANDA; no se incluyen resultados experimentales para el caso cuando se aplica la fuerza a 90° (dirección principal ortogonal a los SAP), por fractura de la fibra con un valor de carga menor al máximo esperado; este hecho indica una posible condición de concentración de esfuerzos internos que reducen la resistencia de la fibra PANDA cuando la fuerza es aplicada en esta dirección.



**Figura 5.24** Espectros de reflexión teóricos (columna izquierda) y experimentales (columna derecha) de la FBG en la fibra PANDA analizada para la diferentes condiciones de aplicación de la fuerza (a) (b) 0°, (c) (d) 30°.



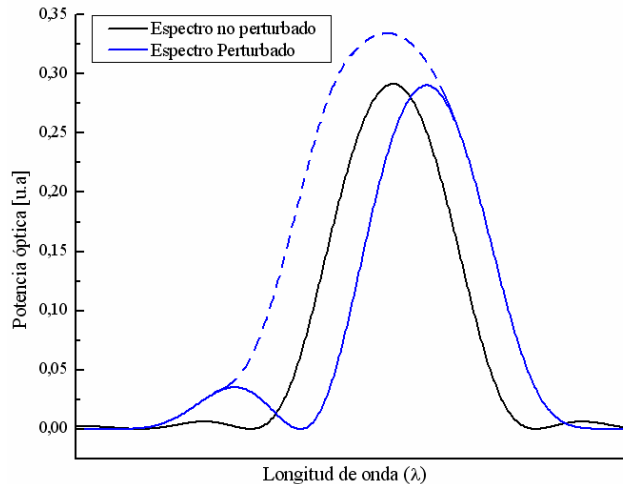
**Figura 5.24 (Cont.) Espectros de reflexión simulado y experimental obtenidos para las diferentes condiciones de fuerza aplicada (e) (f) 60°, (g) 90°**

Es importante comentar que debido a las condiciones experimentales arriba mencionadas, al momento de presentarse la fractura de la región donde se encuentra la FBG, queda una red más corta en el extremo de la fibra cuyo perfil de apodización es desconocido; por lo cual, si bien las simulaciones no reproducen exactamente la forma de los espectros de reflexión experimentales, se logra apreciar de una forma adecuada la fenomenología sobre la cual subyacen los efectos de inducir birrefringencia por la aplicación de perturbaciones locales en una FBG de pequeña longitud grabada en una fibra PANDA. Puede apreciarse en las Figura 5.24 (a) y (b) como se comienza a notar la presencia de una banda de transmisión en cuya posición espectral varía según el incremento de la fuerza aplicada, adicionalmente, la parte (a) indica que el comportamiento esperado del espectro de reflexión, al ser

polarizado sobre el eje lento de la fibra es el de no presentar desplazamiento ni tener la presencia de bandas de transmisión, sin embargo, la parte (b) en esta figura, evidencia la presencia de una banda de transmisión, por lo cual es posible predecir que posiblemente se presentó una ligera rotación en el punto de aplicación de carga de la fibra ya que si no se aplica la carga exactamente sobre el eje principal de birrefringencia parte de la luz que se propaga presentará componentes sobre ambos ejes principales de birrefringencia en la fibra. Esto sin embargo, no le resta validez al modelo, el cuál permite predecir que el espectro de reflexión del eje lento de birrefringencia varía considerablemente menos que el eje rápido cuando el ángulo de aplicación de la fuerza es  $0^\circ$ . De una forma similar, los espectros de reflexión generados por la FBG, cuando la fuerza se aplica en ángulos diferentes de  $0^\circ$  pueden ser predichos, como es el caso del comportamiento de los picos de reflexión a  $15^\circ$  y  $60^\circ$  de aplicación de la carga, en las Figuras 5.24 (c), (d), (e) y (f), en las cuales la incidencia de la luz polarizada sobre los dos ejes de birrefringencia generan la presencia de bandas de transmisión sobre ambos picos de reflexión de los ejes rápido y lento. Es de resaltar cómo el modelo empleado en las simulaciones también permite predecir con una muy buena aproximación el comportamiento de la intensidad de los picos de reflexión, de forma tal que se puede apreciar en los espectros simulados y los obtenidos experimentalmente que cuando se aplica la primera de las fuerzas sobre la FBG, el espectro presenta un ligero incremento de su intensidad, y luego, con las sucesivas fuerzas aplicadas, se presenta una reducción progresiva de la intensidad.

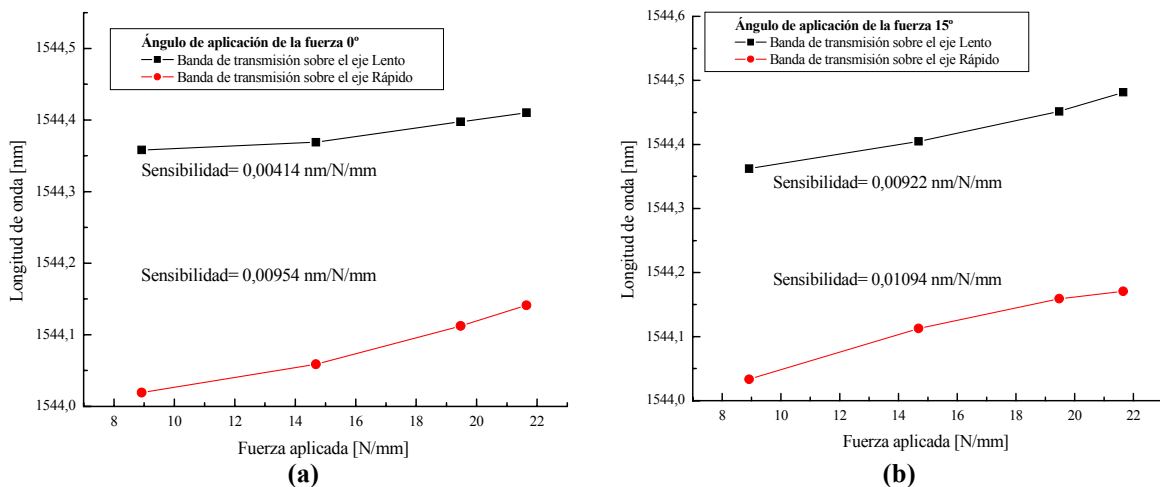
Como parte trascendente de los espectros obtenidos para las FBG estudiadas, se debe mencionar que se presenta un ensanchamiento del espectro de reflexión cuando se inicia la aplicación de fuerza sobre la FBG. Este efecto puede parecer que el pico central del espectro se desplaza, lo cual en realidad no ocurre, sino que debe interpretarse como el ensanchamiento propio debido a la contribución en el espectro de reflexión de las dos sub-redes laterales, de menor longitud -y por tanto de ancho espectral mayor- con la presencia de la banda de transmisión en el pico de reflexión. Este efecto se presenta de forma esquemática en la Figura 5.25, en el cual se ilustra el espectro sin fuerza aplicada, y el espectro al inducir una perturbación local. Puede entenderse el ensanchamiento del pico de reflexión como propio debido al efecto del aumento de la región de contacto -lo cual

implica la disminución de las sub-redes laterales- y permite determinar que para el caso de FBG de corta longitud el efecto del contacto puede resultar considerable.

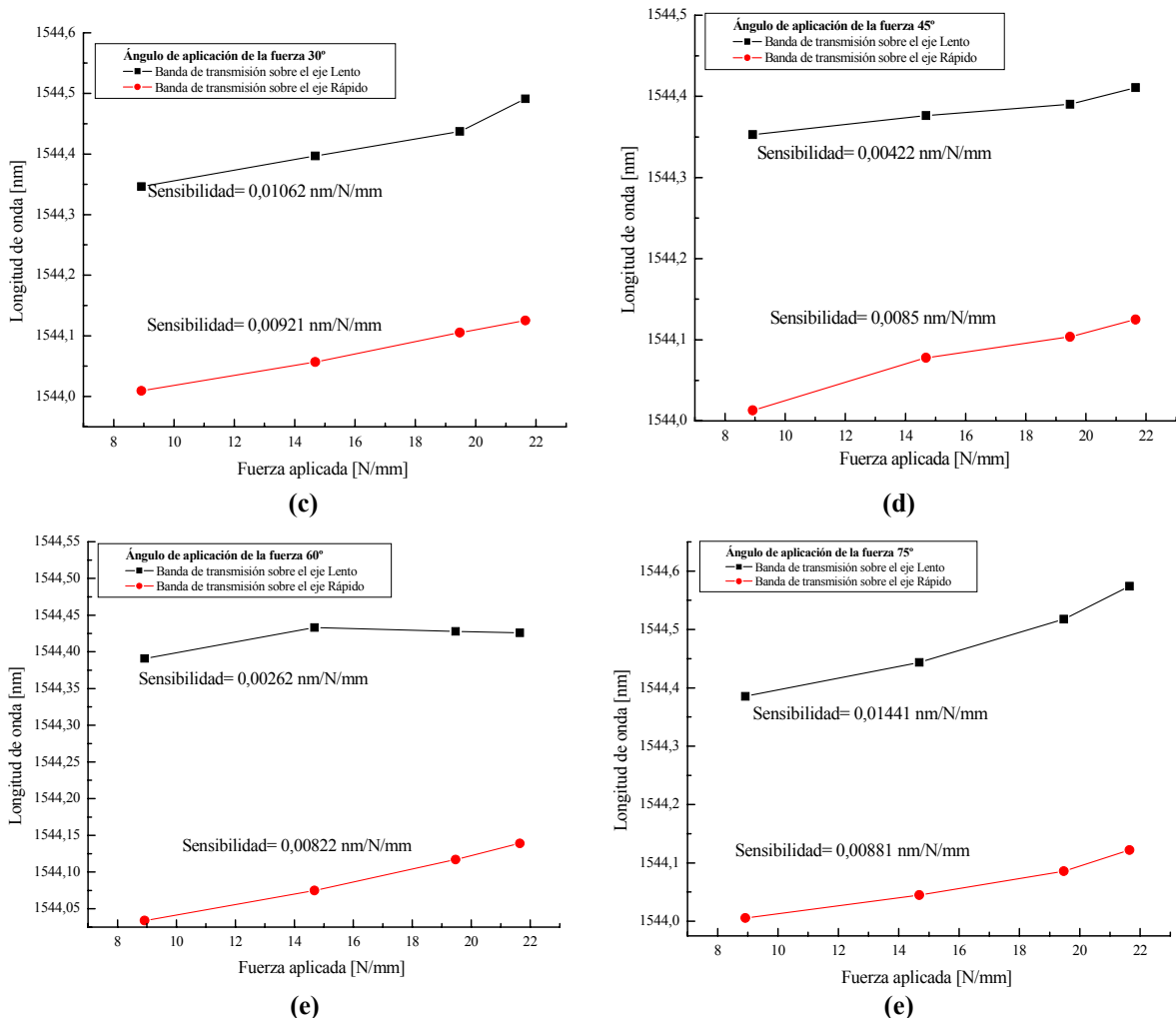


**Figura 5.25** Esquema del espectro de reflexión sin perturbar y perturbado con la banda de transmisión.

Adicionalmente, en estos resultados se puede constatar cómo efectivamente se presenta una banda de transmisión en el espectro de reflexión de la red perturbada, la cual, ciertamente, presenta un desplazamiento que corresponde a una respuesta bastante lineal con la magnitud de la fuerza aplicada. En las Figura 5.26 se presenta la longitud de onda preponderante de las bandas de transmisión experimentales como función del valor de la fuerza para diferentes ángulos de aplicación.



**Figura 5.26** Longitud de onda de la banda de transmisión generada en el espectro de reflexión de la FBG grabada en una fibra PANDA cuando es perturbada localmente como función de la fuerza a diferentes ángulo de aplicación de la carga: (a) 0°, (b) 15°



**Figura 5.26 (Cont.)** Longitud de onda de la banda de transmisión generada en el espectro de reflexión de la FBG grabada en una fibra PANDA cuando es perturbada localmente como función de la fuerza a diferentes ángulo de aplicación de la carga: (c) 30°, (d) 45°, (e) 60°, (f) 75°.

Puede apreciarse cómo la sensibilidad de la posición espectral de la banda de transmisión con la fuerza cambia con el ángulo de aplicación de la fuerza, siendo el máximo valor experimental alcanzado de 14,41 pm/N/mm para un ángulo de aplicación de la fuerza de 75°. No obstante, y de acuerdo con simulaciones computacionales realizadas, una sensibilidad aun mayor de la banda de transmisión generada con la fuerza se puede lograr cuando se aplique la fuerza en la dirección perpendicular al eje de los SAP.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 5

- [1] K. Hayata, M. Koshihira, and M. Suzuki, "Vectorial wave analysis of stress-applied polarization-maintaining optical fibers by the finite-element method," *Journal of Lightwave Technology*, LT-4, pp.133-139, (1986).
- [2] O. V. Butov *et al*, "Refractive index dispersion of doped silica for fiber optics," *Optics Communications*, 213, pp. 301-308, (2002).
- [3] G. Ghosh, and H. Yahima, "Pressure-dependent Sellmeier coefficients and material dispersions for silica fiber glass," *Journal of Lightwave Technology*, 16, pp. 2002-2005, (1998).
- [4] T. Schreiber *et al*, "Stress-induced birefringence in large-mode-area micro-structured optical fibers," *Optics Express*, 13, pp. 3637-3643, (2005).
- [5] I. Abe, (2004) *Redes de Bragg em fibras óticas de alta birrefringência: Produção, caracterização e aplicações*. Tese (Doutor em Ciências). Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná.
- [6] I. Abe *et al*, "Analysis of Bragg grating written in high birefringence fibre optics," *Optics Proceedings of the SPIE*, 5036, pp. 224-229, (2003).
- [7] Phoenix<sub>OWA</sub>, software de desarrollo propio del grupo de investigación en Fotónica y Optoelectrónica de la Universidad Nacional de Colombia – Sede Medellín. [www.unalmed.edu.co/fisica](http://www.unalmed.edu.co/fisica)
- [8] V. H. Aristizabal, y F. J. Vélez. (2004). Trabajo dirigido de grado (Ingeniero Físico) *Fibras ópticas microestructuradas: Análisis por el método de elementos finitos escalar*. Universidad Nacional de Colombia – Sede Medellín.
- [9] R. Gafsi, and M. A. El-Sherif, "Analysis of Induced-Birefringence Effects on Fiber Bragg Gratings," *Optical Fiber Technology*, 6, pp. 299-323, (2000).
- [10] R. C. Hibbeler, (1996) *Mecánica de materiales*. México, CECSA. Capítulo 10. Transformación de la deformación.
- [11] P. Torres, L. C. G. Valente, "Spectral response of locally pressed fiber Bragg grating," *Optics Communications*, 208, pp. 285-291, (2002).
- [12] C. J. S de Matos, P. Torres, L. C. G. Valente, W. Margulis, and R. Stubbe, "Fiber Bragg Grating (FBG) Characterization and Shaping by Local Pressure," *Journal of Lightwave Technology*, 19, pp. 1206-1211, (2001).
- [13] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Journal of Lightwave Technology*, 15, 1277, (1997).
- [14] B. Ortega, J. L. Cruz, J. Capmany, M. V. Andrés, and D. Pastor, "Analysis of a microwave time delay line based on a perturbed uniform fiber Bragg grating operating at constant wavelength," *Journal of Lightwave Technology*, 18, 430-436, (2000).

## **CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS**

La tecnología actual dentro de los campos de las telecomunicaciones, del control de los procesos y el apropiado sensado de parámetros físicos hace exista una vigencia en el conjunto de técnicas que involucran los desarrollos tecnológicos, en especial a nivel óptico. En este campo de la tecnología cabe resaltar los sistemas que involucran a las FBG, por las ventajas mencionadas extensamente en la literatura, corroboradas a lo largo de incontables aplicaciones exitosas. El objetivo logrado por este trabajo es el de realizar un aporte dentro de la tecnología de las fibras ópticas que permite comprender de un modo más adecuado el comportamiento de la luz cuando se propaga por una fibra birrefringente con una FBG grabada en ella, la cual además, está siendo sometida a la acción de perturbaciones externas. Este estudio complementa los avances presentados en el área de las FBG, ya que hasta la fecha no se presentan resultados de estudios similares efectuados en fibras ópticas de alta birrefringencia.

Para ello se empleó el método de análisis por elementos finitos con el cual se simuló el comportamiento estructural de las fibras ópticas usando un modelo termoelástico para emular las condiciones de birrefringencia intrínseca en las fibras PANDA. Mediante estas simulaciones, además de lograr reproducir con muy buena aproximación las condiciones de birrefringencia propuestas por los modelos analíticos para el caso de fibras ópticas con SAP circulares, se logró determinar que la aplicación directa de las ecuaciones del efecto elastoóptico sobre las regiones cercanas al ejes de la fibra es una muy buena aproximación para calcular la birrefringencia total en la fibra analizada, denominándola como birrefringencia estructural para diferenciar del resultado exacto del análisis ondulatorio. Esto permite aplicar metodologías más sencillas para el análisis de la propagación en guías de ondas, siendo no sólo aplicable a las fibras PANDA, sino también será aplicable a otras estructuras birrefringentes como las fibras de revestimiento interno elíptico y las fibras

*bow-tie* [1], e incluso puede ser empleado como herramienta de diseño para sistemas de modulación de la birrefringencia como las fibras con electrodos internos [2].

Una vez caracterizada la fibra empleada, y simuladas las condiciones de birrefringencia intrínseca, se estudió el problema de la propagación de la luz en la fibra PANDA cuando es perturbada por una carga diametral externa. Aquí se logró verificar que dependiendo de las condiciones de aplicación de la carga, se pueden rotar los ejes principales de propagación en la fibra, con lo cual se hace depender el estado de polarización de la luz con la fuerza aplicada. Con base en esto se realizó el análisis de las FBG escritas en este tipo de fibras, encontrándose, por una parte, que cuando se perturba toda la red, la separación de los dos espectros de reflexión típicos de una FBG grabada en una fibra Hi-Bi, cambia con la intensidad de la fuerza aplicada, con lo cual se podría implementar un nuevo tipo de sensor basado en FBG, cuya sensibilidad no varía con el ángulo de aplicación de la carga, como se presentó en la Figura 5.11 (h). Igualmente, se encontró que la birrefringencia total - intrínseca más inducida por la fuerza externa- se puede anular siempre y cuando se aplique la fuerza a ángulos relativamente pequeños ( $<30^\circ$ ) con respecto al eje de los SAP.

Tomando como base la teoría elástica del contacto de Hertz, se realizó una contribución al modelo de análisis de redes de Bragg presionadas localmente, el cual permite determinar con una mejor aproximación, la longitud afectada de la red de Bragg cuando ésta es perturbada por la aplicación de fuerzas locales. Esta teoría de contacto se presentó de una forma generalizada, por lo cual es posible emplearla directamente para estimar la región afectada por cualquier tipo de elemento de contacto, del cual se deben conocer sus propiedades geométricas y las propiedades elásticas del material.

Por otro lado, complementando los resultados de la teoría de contacto arriba señalada, se analizó por primera vez de forma completa, hasta donde se tiene conocimiento, la respuesta espectral de una red de Bragg escrita en una fibra birrefringente sometida a perturbaciones locales, iluminando con luz linealmente polarizada tanto paralela ( $0^\circ$ ) como perpendicular ( $90^\circ$ ) al eje de los SAP de la fibra. Se encuentra que cuando la carga se aplicada a  $0^\circ$  o  $90^\circ$ ,

su efecto se manifiesta como una banda de transmisión dentro del espectro de reflexión de la red para la luz con polarización perpendicular a la aplicación de la fuerza. Para el caso en el cual la fuerza es aplicada en direcciones diferentes a los ejes principales originales de la fibra, fue necesario calcular la contribución que cada componente de polarización de luz a la entrada de la FBG hace sobre los nuevos ejes de birrefringencia rotados en la sección perturbada, encontrándose una banda de transmisión dentro de cada pico de polarización de los espectros de reflexión.

Esta manera tan sencilla de generar bandas de transmisión en un dispositivo óptico que funciona como filtro pasa-banda en reflexión, da pie a potenciales aplicaciones en óptica integrada, además de la nueva metodología para medir fuerza. Se puede concebir una fuente de luz sintonizable de un ancho de banda muy estrecho, aprovechando que la posición espectral de la banda de transmisión dependiente de la intensidad y ángulo de aplicación de la fuerza. También se puede explotar su funcionamiento a modo de interruptor óptico, activando y desactivando la fuerza que perturba la red.

Un resultado completamente novedoso que se encontró en este tema de las FBG perturbadas localmente, lo constituye el impacto que tiene la región de contacto en la respuesta espectral de FBG relativamente cortas. El espectro presenta un ensanchamiento fruto de convertir la red original en tres sub-redes, dos de ellas de longitud cercanas a la mitad de la longitud original y la zona perturbada que hace las veces de generadora de una diferencia de fase entre las dos sub-redes no perturbadas. Puede observarse cómo, con el incremento de la fuerza aplicada, se produce un mayor ensanchamiento en los espectros de reflexión de la red, acorde con el incremento en la longitud de la región perturbada según la teoría de contacto aplicada. Este hecho es de fundamental importancia en la tecnología de los sensores ópticos basada en FBG, dado que a menudo se utilizan redes relativamente cortas como las analizadas en esta tesis, en donde estos fenómenos pueden influenciar la lectura de un sensor que aplica estos principios por el aparente corrimiento del pico principal.

Es de resaltar que el ensanchamiento mencionado en los picos de reflexión, producto de la aplicación de la teoría de contacto, no ha sido a la fecha reportado en la literatura especializada en fibras ópticas, por lo cual se logra con esta tesis realizar un avance en la comprensión del fenómeno de los efectos de la inducción de birrefringencia por efectos de perturbaciones locales sobre redes de Bragg en fibra óptica de dimensiones pequeñas, las cuales son la gran mayoría de las FBG comercialmente empleadas, tanto en sistemas de comunicaciones ópticas, como en sistemas de sensado de variables físicas y dispositivos integrados.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS CAPÍTULO 6

- [1] I. Abe, (2004) *Redes de Bragg em fibras ópticas de alta birrefringência: Produção, caracterização e aplicações*. Tese (Doutor em Ciências). Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná.
- [2] P. Torres, H. Arsalane, F. Carlsson, Å. Claesson, and W. Margulis, “Electrically controlled Bragg grating in microstructured fiber with internal electrode. In 5th Iberoamerican Meeting on Optics and 8th Latin American Meeting on Optics, Lasers, and Their Applications, 2004, Isla Margarita, Venezuela.