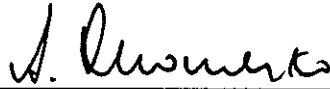


TESIS DEFENDIDA POR
Rodolfo Cortés Martínez
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



Dr. Anatolii Khomenko Filatova

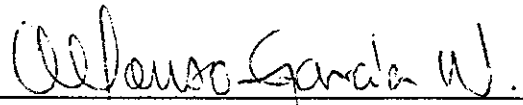
Director del Comité



Dr. Mikail Shlyagin
Miembro del Comité



Dr. Andrei Starodumov
Miembro del Comité




Dr. Alfonso García Weiner
Miembro del Comité



Dr. Jesús M. Siqueiros Beltrones
Miembro del Comité



Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez
*Jefe del Departamento de Óptica
Física Aplicada*



Dr. Federico Graef Ziehl
Director de Estudios de Posgrado

30 de Mayo de 2000

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA
Y DE EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA**

**DIVISIÓN DE FÍSICA APLICADA
DEPARTAMENTO DE ÓPTICA**

**INTERFERÓMETROS DE FIBRA ÓPTICA CON BARRIDO EN
LONGITUD DE ONDA COMO SENSORES DE ALTA SENSIBILIDAD**

TESIS

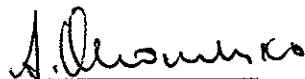
Que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de DOCTOR EN CIENCIAS presenta:

RODOLFO CORTÉS MARTÍNEZ

Ensenada, Baja California, México, Mayo de 2000

Resumen de la tesis de Rodolfo Cortés Martínez, presentada como requisito parcial para obtener el grado de DOCTOR EN CIENCIAS EN OPTICA; Ensenada, Baja California, México, Mayo de 2000.

INTERFERÓMETROS DE FIBRA ÓPTICA CON BARRIDO EN LONGITUD DE ONDA COMO SENSORES DE ALTA SENSIBILIDAD

Resumen aprobado por: 

Dr. Anatolii Khomenko Filátova
Asesor de Tesis

RESUMEN

El objetivo principal de esta tesis es la construcción y estudio de sensores de temperatura de fibra óptica de alta precisión usando técnicas interferométricas de baja coherencia. Dos configuraciones de sensores fueron usadas para el estudio experimental, los cuales implementan los interferómetros de Mach-Zehnder y Sagnac. En ambos casos el elemento de detección fue una fibra óptica birrefringente y el sensado de temperatura estuvo basada en el monitoreo de la birrefringencia de la fibra por una técnica interferométrica con barrido en longitud de onda.

Para la fabricación del interferómetro de Mach-Zehnder incorporado en línea en la fibra, un nuevo tipo de acopladores de modo de polarización ha sido desarrollado. El procedimiento para su fabricación es simple: una empalmadora de fibras ópticas es empleada, no obstante, el procedimiento no incluye el clivaje de la fibra, permitiendo evitar un alineamiento preciso de la fibra birrefringente. El acoplamiento del modo de polarización es producido por una sección corta de fibra birrefringente, donde dos elementos de tensión de la fibra moño de corbata forma una estructura espiral. El sensor de temperatura con interferómetro de Sagnac fue construido por empalme de una fibra birrefringente entre los puertos de del acoplador de fibra insensible a la polarización. El interferómetro fue ajustado torciendo la fibra birrefringente que permite obtener una modulación del espectro de salida cercana al 100%. Los sensores con interferómetros de lazo muestran la inmunidad a fluctuaciones de la intensidad de la luz y son independientes de la polarización.

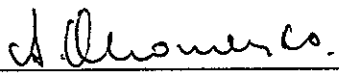
Un método de alta exactitud para el procesamiento de los datos fue desarrollado, el cual fue empleado para ambas configuraciones sin modificaciones. Este nuevo método de procesamiento junto con la metodología de gran exactitud de la calibración y caracterización ha permitido mostrar experimentalmente una resolución de la temperatura de $3 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ para un amplio intervalo de temperatura.

Como parte de este trabajo de tesis, un nuevo método para la caracterización de fibras ópticas ha sido desarrollado, a saber el método para medir la birrefringencia ultra baja birrefringencia en fibras ópticas. Este nos permite medir la birrefringencia de $4 \times 10^{-6} - 1.25 \times 10^{-8}$, el cual corresponde a un intervalo de la longitud de batido de la polarización de 0.25 – 80 m.

Palabras clave: sensores de fibra óptica, medición de temperatura, interferometría de baja coherencia, fibra birrefringente.

ABSTRACT of the Thesis of Rodolfo Cortés Martínez, presented as partial requirement to obtain the DOCTOR IN SCIENCES grade in OPTIC. Ensenada, Baja California, México. May of 2000.

FIBER OPTIC INTERFEROMETER WITH SWPET WAVELENGTH AS HIGH SENSIBILITY SENSORS.

Abstract approved by: 
Dr. Anatolii Khomenko
Thesis Advisor

ABSTRACT

The main objective of this thesis, is the study and construction of two fiber optic sensors using two interferometric configurations such as Mach-Zehnder and Sagnac to measure temperature. Both experimental set-ups use a birefringent fiber optic as the sensitive element. To incorporate a Mach-Zehnder interferometer in-line, a polarization-mode spiral coupler is employed. This kind of coupler allows the mixing of the polarization modes. Its physical structure is similar to a spiral. To fabricate this coupler we use a splicer machine. The Sagnac interferometer was implemented experimentally to measure temperature. In this case, the birefringent fiber optic was joined to directional coupler outputs with the principal axis rotated 90° . We realize measurements of temperature in an interval of 100°C . Furthermore, in this project we propose a new processing signal technique for the experimental spectrum obtained, which is based on the absolute phase. With this method the information about the physical parameter contained in a cosine term is calculated directly from the output spectrum, without using the input spectrum of the source. Finally, in order to determine the accuracy for both sensors, we realize measurements at room temperature, obtaining accuracy about 3×10^{-3} . A comparison of both interferometers shows that, in this case, the configuration of Sagnac can be implemented without any polarization components.

Keywords: Fiber optics sensors, temperature measurement, low coherence interferometry, birefringent fiber.

DEDICATORIA

*A mis padres, Rodolfo y Elva, por su apoyo incondicional,
sin el cual no hubiera podido concluir este trabajo.*

A mis hermanos, Ma. de Jesús, Ma. Elva, Claudia, Mónica, Gabriel y Verónica.

A mis cuñados, Carlos, Gerardo y Sergio.

A mis amigos y compañeros

AGRADECIMIENTOS

A mi director de tesis Dr. Anatolii Khomenko, por su dirección, contribuciones a este trabajo y su amistad brindada.

A los miembros de mi comité de tesis, por sus comentarios y correcciones al manuscrito, Dr. Jesús Siqueiros, Dr. Andrei Starodumov, Dr. Mikail Shlyagin y el Dr. Alfonso García.

Al personal del Departamento de Óptica, por su apoyo y brindarme un espacio, así como los medios para llevar a cabo mis estudios doctorales.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada y a sus diferentes departamentos. En especial al personal de biblioteca, por brindarme los medios de información.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por brindarme el apoyo económico durante la realización de mis estudios de maestría y doctorado.

A todos mis amigos y compañeros quienes me brindaron su apoyo y con quienes disfrute gratos momentos durante mi estancia.

Contenido

Lista de Figuras

<u>CAPÍTULO I</u>	1
<i>INTRODUCCIÓN</i>	<i>1</i>
I.1. BREVE RESEÑA HISTÓRICA SOBRE FIBRAS ÓPTICAS	1
I.2. DESCRIPCIÓN DE LA TESIS	4
<u>CAPÍTULO II</u>	7
<i>CONCEPTOS BÁSICOS</i>	<i>7</i>
II.1. INTRODUCCIÓN	7
II.2. CONCEPTOS FUNDAMENTALES EN FIBRAS ÓPTICAS.	7
II.2.1. Estructura de una fibra óptica	7
II.2.2. Propagación de luz en fibras ópticas.	8
Teoría de rayos	9
Teoría ondulatoria	13
II.3. FIBRAS QUE PRESERVAN LA POLARIZACIÓN	18
II.4. SENSORES DE FIBRA ÓPTICA	22
II.4.1. Sensores interferométricos	26
II.5. RESUMEN	28
<u>CAPÍTULO III</u>	31
<i>ACOPLADOR ESPIRAL DE POLARIZACIÓN. SENSOR DE TEMPERATURA EN CONFIGURACIÓN MACH-ZEHNDER</i>	<i>31</i>
III.1. INTRODUCCIÓN.	31
III.2. ACOPLADORES DEL MODO DE POLARIZACIÓN EN FIBRAS BIRREFRINGENTES	37
a. Acopladores de modos de polarización	37

b. Acoplador espiral del modo de polarización	42
III.3. ANÁLISIS DEL INTERFERÓMETRO DE MACH-ZEHNDER.	48
a. Caso general para un acoplador del modo de polarización	48
b. Acoplador espiral del modo de polarización	52

III.4. SENSOR DE TEMPERATURA DE FIBRA ÓPTICA EN CONFIGURACIÓN MACH-ZEHNDER	54
Arreglo experimental. Principio de funcionamiento	54
III.5. CONCLUSIONES	58

CAPÍTULO IV **58**

SENSOR DE FIBRA ÓPTICA BASADO EN UNA CONFIGURACIÓN DE SAGNAC PARA MEDIR TEMPERATURA **59**

IV.1. INTRODUCCIÓN	59
IV.2. DESCRIPCIÓN ANALÍTICA DEL SENSOR DE TEMPERATURA	62
IV.3. PROTOTIPO EXPERIMENTAL DEL SENSOR	67
IV.4. METODOLOGÍA EXPERIMENTAL	71
IV.5. CONCLUSIONES.	77

CAPÍTULO V **79**

PROCESAMIENTO DE DATOS EXPERIMENTALES Y ANÁLISIS DE RESULTADOS **79**

V.1. INTRODUCCIÓN	79
V.2. INTERFEROMETRÍA DE LUZ BLANCA	81
V.2.1. Características de la fuente. Interferometría básica.	83
V.2.2. Procesamiento en el dominio espectral. Técnica de barrido espectral.	85
V.3. METODOLOGÍA DE PROCESAMIENTO	89
V.4. RESULTADOS EXPERIMENTALES	97
V.5. CONCLUSIONES	103

CAPÍTULO VI **105**

<i>MÉTODO DE TORSIÓN PARA LA MEDICIÓN DE BAJA BIRREFRINGENCIA</i>	<i>105</i>
VI.1. FIBRAS DE BAJA BIRREFRINGENCIA	105
VI.2. MÉTODO DE TORSIÓN PARA LA MEDICIÓN DE BIRREFRINGENCIA EN FIBRAS DE MUY BAJA BIRREFRINGENCIA	107
VI.3. CONCLUSION	115
<u>CONCLUSIONES</u>	<u>117</u>
<u>REFRENCIAS</u>	<u>119</u>
<u>APENDICE A</u>	<u>129</u>

Lista de figuras

<u>Figura</u>	<u>Página</u>
1. Estructura de una fibra óptica.	8
2. Sistema de referencia en coordenadas cilíndrico para una fibra óptica.	10
3. Descomposición de un rayo curvado en el núcleo de una fibra óptica de índice escalonado.	10
4. Propagación de un rayo meridional.	11
5. Ley de Snell. Apertura numérica.	12
6. Perfiles de índice de refracción en una fibra óptica: a) escalonado, b) de gradiente.	13
7. Evolución del estado de polarización en una fibra birrefringente.	20
8. Fibras que preservan la polarización.	21
9. Componentes comunes para un sensor de fibra óptica.	23
10. Tipos de sensado con fibras ópticas.	25
11. Configuraciones interferométricas basadas en fibra óptica.	28
12. Interferómetro Mach-Zehnder.	32
13. Mecanismo de acoplamiento por una fuerza sobre una fibra. a) dirección transversal de la fuerza, b) rotación de los ejes principales xy.	38
14. Acoplamiento de modos de polarización por empalme de dos fibras birrefringentes giradas.	40
15. Arreglo experimental para la medición activa de la degradación de la razón de extinción.	41
16. Propagación del modo de polarización con región de acoplamiento.	42
17. Empalmadora por arco eléctrico S-174S (FDS Fitel Inc.).	44
18. Esquema de la empalmadora S-174S.	45
19. Acoplador espiral de polarización: a) modelo mecánico, b) aspecto físico.	46
20. Deformación en un eje circular por aplicación de un torque.	47
21. Intensidad de salida para $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$ como función de la longitud de onda.	51
22. Arreglo experimental de un sensor de temperatura empleando una configuración de Mach-Zehnder usando una fibra óptica birrefringente.	55
23. Desplazamiento del espectro para un cambio de temperatura.	57
24. Construcción de un reflector de Sagnac empleando un acoplador direccional 3dB.	61
25. Interferómetro de Sagnac con lazo birrefringente.	63
26. Esquema mostrando el sistema de ejes requerido para expresar el lazo de fibra birrefringente torcido un ángulo α .	65
27. Funcionamiento del acoplador direccional.	66
28. Arreglo experimental de un sensor de temperatura basado en una configuración de Sagnac con lazo de fibra óptica birrefringente.	68
29. Configuración de la sección de fibra birrefringente conectada a los puertos del acoplador.	69

30. Señal experimental en tiempo real para una temperatura de 80 °C.	70
31. Elipticidad de polarización para luz polarizada múltiple.	72
32. Arreglo experimental para el caso de múltiples polarizaciones dependientes de la longitud de onda.	73
33. Elementos de la elipse de polarización.	74
34. Configuración básica de un sensor de fibra óptica usando interferometría de luz blanca.	82
35. Franjas cosenoidales idealizadas producidas cuando un espectrómetro es empleado como procesador espectral.	86
36. Técnica de barrido espectral en el dominio espacial.	88
37. a) Señal de salida del espectrógrafo CCD $I(\lambda)$, curva 1, con máximos $I_{max}(\lambda)$ y mínimos $I_{min}(\lambda)$ interpolados. $L = 20$ cm; b) Término coseno extraído a partir del espectro de salida.	90
38. Término de modulación $S(\lambda)$.	92
39. Determinación de λ_1 mediante interpolación cúbica.	95
40. Dependencia de la diferencia de camino óptico, DCO respecto a la temperatura para una longitud de 20 cm.	98
41. Resultados de 40 mediciones a temperatura constante. La línea horizontal media indica un valor de 25.88 °C y una desviación estándar de 0.017 °C.	99
42. Dependencia de la diferencia de camino óptico, DCO respecto a la temperatura para tres longitudes de lazo birrefringente. Las rectas han sido desplazadas para fines de comparación.	100
43. Dependencia de la sensibilidad, $\Delta DCO/\Delta T$ respecto a la longitud de interacción L .	101
44. Variación del error estándar respecto a la longitud.	102
45. Birrefringencia inducida por efecto fotoelástico.	106
46. Dependencia de la intensidad de salida con el número de vueltas para diferentes valores del producto $\Delta n z$ en m: (a) 10^{-4} , (b) 3.2×10^{-6} , (c) 1.6×10^{-6} , (d) 8×10^{-7} , (e) 2×10^{-7} , (f) $\Delta n = 0$.	110
47. Dependencia de la intensidad normalizada para los primeros seis máximos como función del producto $\Delta n z$.	111
48. Arreglo experimental para la medición de baja birrefringencia por el método de torsión.	113
49. Dependencia experimental de la intensidad de salida respecto a la rotación del extremo de entrada.	114

Capítulo I

Introducción

I.1. Breve reseña histórica sobre fibras ópticas

El concepto de transmisión de luz en una manera controlada a través de un medio direccionable se remonta a finales del siglo XIX cuando John Tyndall demostró ante la Real Sociedad en 1854 de que la luz podía ser conducida a través de un chorro de agua curvado. Se encontró que la reflexión interna total era el mecanismo básico responsable de que la luz se propague a través del chorro de agua. Las fibras ópticas fueron un paso posterior a este acontecimiento. Las primeras guías de onda óptica eran esencialmente varillas transparentes de vidrio o plástico, largas y flexibles. Aunque las fibras de vidrio sin revestimiento no fueron fabricadas sino hasta los años 20's, se demostró por vez primera la transmisión de imágenes a través de un manojo de fibras ópticas. Sin embargo, no es sino hasta los años 50's que se fabrican las primeras fibras ópticas con revestimiento, empleando como método de fabricación, un sistema tubo-varilla con una atenuación del orden de 1 decibel/m [Kapany, 1959]. Esto ocasionó, como consecuencia, un mejoramiento considerable en las características de operación de las fibras ópticas.

El campo de las fibras ópticas tuvo un gran desarrollo de aplicación en la transmisión de imágenes empleándose para ello un conducto de fibras ópticas para el flujo de luz. En 1967 se publica, por vez primera, un libro en el cual se revisan los progresos en el campo de las fibras ópticas logrados hasta esa época [Kapany, 1967]. Sin embargo, durante los años 70's se da un cambio drástico en las características de propagación de la luz en fibras ópticas pues las pérdidas fueron reducidas hasta 20 dB/km a 633 nm mediante el empleo de

impurezas de titanio en el núcleo de la fibra [Kapron *et. al.*, 1970]. Posteriormente los progresos en la tecnología de fabricación permitieron obtener pérdidas por transmisión del orden de 2 dB/km a 1.06 μm [Payne y Gamling , 1974]. En la actualidad se han obtenido pérdidas por transmisión en la banda de comunicaciones del orden de 0.2 a 0.3 dB/km. El gran desarrollo tecnológico en el campo de las comunicaciones ópticas así como de componentes que soportan los sistemas de comunicaciones abrió la brecha a un nuevo campo de aplicación de las fibras: *los sensores de fibra óptica*. Algunos de los factores que influyeron el desarrollo de los sensores basados en fibra óptica son su pasividad, ligereza, compactidad, inmunidad a la interferencia electromagnética, funcionalidad a altas temperaturas, gran ancho de banda así como una alta sensibilidad por mencionar algunos. En este campo se combinan los avances tecnológicos de las telecomunicaciones con fibras ópticas y los dispositivos optoelectrónicos. Los primeros trabajos sobre sensores de fibra óptica tienen su aparición en 1977 [Giallorenzi *et. al.*, 1982], aunque algunas demostraciones aisladas precedieron esta fecha.

El empleo del vidrio y de materiales similares al vidrio en la manufactura de las fibras ópticas se encuentra actualmente en su cuarta década. Durante esos años los grandes avances han sido en todas las áreas de desarrollo de las fibras ópticas: comunicaciones ópticas, sensores y amplificadores de fibra óptica. Actualmente las fibras ópticas son más resistentes, más eficientes, menos costosas y capaces de transmitir más longitudes de onda a muchos kilómetros de distancia que aquellas fabricadas durante los años 60's y 70's. Hay varias ventajas de emplear las fibras ópticas como medio de transmisión. Muchas de ellas resultan del hecho de que el material principal en su manufactura es el vidrio. El vidrio,

además de ser abundante y barato, permite emplear frecuencias ópticas con muy bajas pérdidas de propagación. Otra ventaja adicional del vidrio es su no conductividad eléctrica, de este modo la fibra forma un canal de transmisión que es esencialmente inmune a muchas formas externas de interferencia electromagnética. Son precisamente estas propiedades del vidrio que hacen que los sensores de fibras ópticas presenten ventajas sobre los sensores convencionales. Algunas ventajas de los sensores de fibra óptica que ofrecen en relación con los sensores eléctricos convencionales son: un gran ancho de banda, son de tamaño pequeño, ligeros, resistentes a la corrosión, presentan una gran flexibilidad geométrica así como una inmunidad inherente a la interferencia electromagnética (IEM) [Udd, 1991]. Otra razón fundamental es su excepcional sensibilidad a perturbaciones externas. Su extraordinaria sensibilidad para realizar mediciones radica en la gran longitud de interacción de la fibra con la variable física manifestándose en los cambios que experimenta la luz conforme esta se propaga a lo largo de ella [Harmer, 1982]. Sin embargo, cuando la fibra es muy larga, como es el caso de un giroscopio y otros sensores de fase modulada, las pérdidas así como los mecanismos de esparcimiento de luz dentro de la fibra llegan a ser una limitación importante, de modo tal que fibra de una alta calidad ha de ser empleada.

El esquema básico que constituye un sensor de fibra óptica emplea una fuente de luz, una interfaz óptica, una o más fibras ópticas, un modulador óptico, un fotodetector y un equipo para el procesamiento de señales [Davis, 1985]. La fuente de luz puede ser de un ancho espectral amplio, angosto o de una sola frecuencia. Igualmente, tanto la fibra óptica como los componentes optoelectrónicos pueden ser monomodal o multimodal. Su elección depende del tipo de sensor. La dificultad entre la interfaz de la fuente óptica y la fibra depende también del tipo de fibra empleada. Los parámetros ópticos que pueden ser modula-

dos son la fase, la amplitud, el color o su estado de polarización de ahí la gran diversidad de sensores de fibra óptica que existen en la literatura. Si la luz es modulada en intensidad, este es clasificado tipo I [Lagakos *et. al.*, 1981]. En el caso de que la fase sea modulada es clasificado como tipo A (donde A se refiere al ángulo de fase) [Giallorenzi *et. al.*, 1986]. El tipo F es designado en el caso de que la frecuencia sea modulada [Nilsson *et. al.*, 1980]. Esta modulación puede ser llevada a cabo por la fibra misma o a través de un cristal, u otro medio que module el mensurando en el cual la fibra sirva únicamente como comunicación telemétrica. Entre los mensurandos que pueden ser medidos mediante sensores de fibra óptica están el desplazamiento lineal y rotacional, la presión y la temperatura, turbidez y ph así como campos magnético y eléctrico entre otros.

1.2. Descripción de la tesis

Este trabajo esta estructurado en seis capítulos como sigue. En el capítulo I una breve reseña histórica sobre fibras ópticas así como de los sensores de fibra óptica es presentada. Los conceptos fundamentales empleados en fibras tal como el parámetro V asociado con los modos que pueden propagarse a lo largo de una fibra óptica. En el capítulo II Una descripción de como los sensores de fibra óptica se clasifican como intrínsecos o híbridos entre los cuales los sensores interferométricos representan una subdivisión importante de los sensores intrínsecos presentando además las principales configuraciones interferométricas usadas en esta subdivisión se discuten. Los capítulos 3, 4 y 5 muestran propiamente el trabajo de tesis realizado. El capítulo 3 describe un sensor de temperatura de fibra óptica empleando un esquema interferométrico del tipo Mach-Zehnder usando una fuente luz blanca y una fibra de alta birrefringencia. El interferómetro es incorporado en una fibra de alta birrefrin-

gencia mediante acopladores espiral de polarización los cuales actúan como divisores y/o mezcladores de modos de polarización. Se detalla el funcionamiento del sensor. En este capítulo se describe el proceso de fabricación del acoplador espiral de polarización. El capítulo 4 describe un sensor de temperatura de fibra óptica empleando una configuración de Sagnac o de lazo empleando una fibra de alta birrefringencia. En este caso el sensor es configurado sin elementos clásicos de polarización. Una metodología para controlar el estado de polarización a la entrada del sensor es presentada también en este capítulo. El capítulo 5 presenta una breve introducción a la interferometría de baja coherencia. Se describe el método de procesamiento desarrollado para el análisis de las mediciones experimentales realizadas con ambos sensores el cual está basado en la técnica de barrido espectral. Dicho método está basado en la determinación de la diferencia de camino óptico entre modos ortogonales de polarización. Para ello, es seleccionada una parte de la señal experimental delimitada entre dos longitudes de onda. A partir del número de ciclos comprendido entre estas dos longitudes de onda, se calcula el orden de interferencia referido al cero de fase absoluta y con ello se determina la fase absoluta dentro de la región de trabajo para cualquier longitud de onda en ese intervalo de longitudes de onda. En este capítulo una discusión de los resultados experimentales respecto a los dos arreglos interferométricos se da. Se concluye con el capítulo 6 el cual resume los principales resultados alcanzados en este trabajo.

Capítulo II

Conceptos básicos

II.1. Introducción

El empleo del vidrio y materiales similares a éste en la manufactura de las fibras ópticas se encuentran actualmente en su cuarta década. Durante esos años los grandes avances han sido en todas las áreas de desarrollo de las fibras ópticas. Actualmente las fibras ópticas son resistentes, más eficientes, menos costosas y capaces de transmitir más longitudes de onda a muchos kilómetros de distancia que aquéllas fabricadas durante los años 60's y 70's. Estos grandes avances tecnológicos en la fabricación de fibras ópticas así como nuevos componentes optoelectrónicos empleados en los sistemas de comunicación han permitido el desarrollo de fibras especiales y nuevos campos de aplicación para las fibras ópticas como los *sensores de fibra óptica*. En este capítulo se presentan los principios y conceptos básicos empleados en fibras ópticas así como en sensores basados en fibras ópticas

II.2. Conceptos fundamentales en fibras ópticas.

II.2.1. Estructura de una fibra óptica

Las fibras ópticas con algunas excepciones de algunos tipos de fibras empleadas en comunicaciones, están compuestas básicamente de dos distintos y diferentes tipos de materiales ópticos a través de los cuales la luz se propaga (vidrio, plástico). Por simplicidad el término vidrio (glass) es empleado para la mayoría de todos los tipos de fibras. Fundamentalmente, una fibra óptica es una guía de onda dieléctrica de forma cilíndrica fabricada de materiales de muy baja pérdida tal como el sílice [Saleh y Teich, 1991]. La parte central de una fibra

óptica es llamada *núcleo* (core) a través del cual la luz es guiada a lo largo de la fibra. Una capa delgada de vidrio o plástico con un índice de refracción ligeramente menor al del núcleo, denominado *revestimiento* (cladding) rodea al núcleo y es fusionado al mismo creando una interfaz en la unión de los vidrios [Figura 1]. Finalmente esta estructura es protegida por una chaqueta protectora (jacket).

La capacidad del guiado de la luz en una fibra óptica es dependiente de las propiedades del núcleo y el recubrimiento, en tanto que, el esfuerzo mecánico de la fibra es mantenido por la cubierta protectora que usualmente es de plástico.

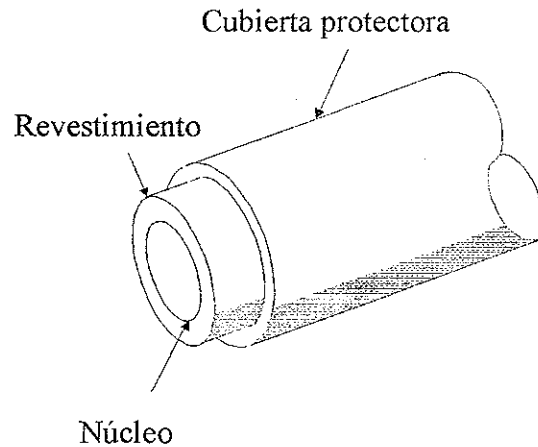


Figura 1. Estructura de una fibra óptica.

II.2.2. Propagación de luz en fibras ópticas.

A fin de explicar la propagación de la luz en una fibra óptica, diversas teorías son empleadas tales como la teoría de rayos y la teoría ondulatoria. Ambas teorías explican diversos aspectos de como funciona la fibra óptica. Al igual que en una guía de onda plana, desde el punto de vista de la teoría de rayos, un modo guiado en una fibra puede ser representado a

partir de rayos que se reflejan totalmente en la interfaz núcleo-revestimiento o como distribuciones espaciales del campo electromagnético dentro de la fibra como lo describe el punto de vista de la óptica ondulatoria.

Teoría de rayos

La teoría de rayos es una representación aproximada de la propagación en un medio confinado [Davis *et al.* , 1986]. Esta aproximación se aplica principalmente en situaciones en las cuales la longitud de onda es pequeña al radio del núcleo. Desde este punto de vista, la luz es guiada en una fibra óptica por reflexión total interna (total internal reflection) dentro del núcleo siempre que el ángulo de incidencia en la interfaz núcleo-recubrimiento sea mayor que el ángulo crítico θ_c definido en términos de los índices de refracción del núcleo n_1 y el revestimiento n_2 como $\theta_c = \text{sen}^{-1}(n_2/n_1)$. Sin embargo, en situaciones en las cuales este punto de vista resultase una aproximación pobre, la teoría ondulatoria de la luz ofrece una alternativa adecuada para describir la propagación de la luz en una fibra óptica.

Consideremos un frente de onda plano caracterizado con una constante de propagación \vec{k} cuya magnitud esta definida por $n_1 k_0$. Sin embargo, por la geometría cilíndrica de la fibra resulta adecuado emplear un sistema de coordenadas cilíndrico [Figura 2].

El rayo tiene una constante de propagación cuyo valor esta relacionado con las componentes en este sistema dada por la ecuación

$$\beta_r^2 + \beta_\phi^2 + \beta^2 = n_1^2 k_0^2 \quad (1)$$

La componente azimutal β_ϕ proporciona una medida de la curvatura de los rayos dentro de la fibra. La presencia de esta componente azimutal da origen a una clase de rayos denominados *rayos curvados* (skewed rays) [Figura 3].

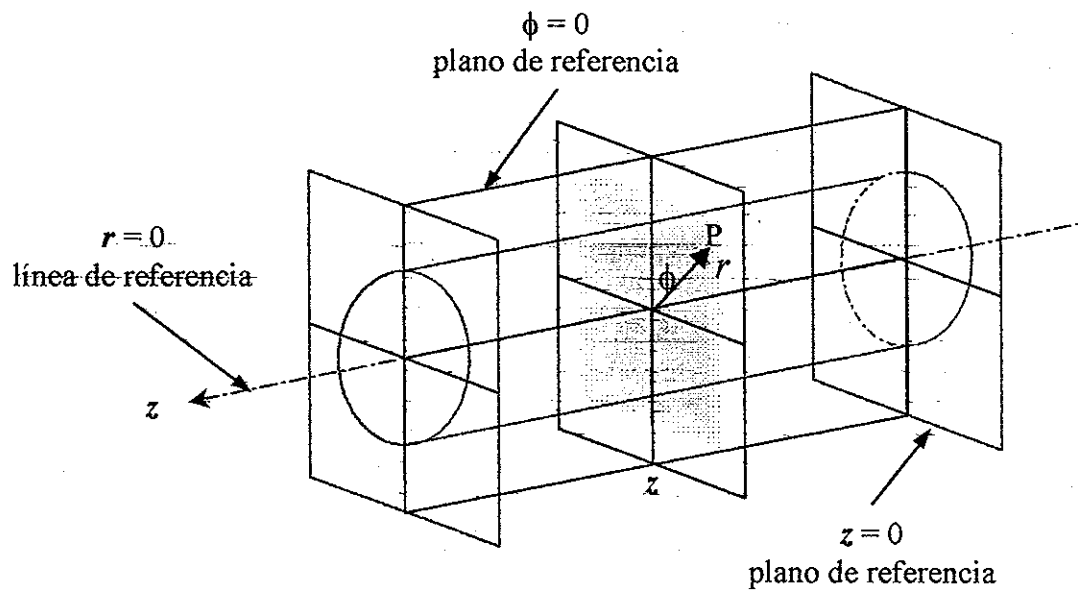


Figura 2 . Sistema de referencia en coordenadas cilíndrico para una fibra óptica.

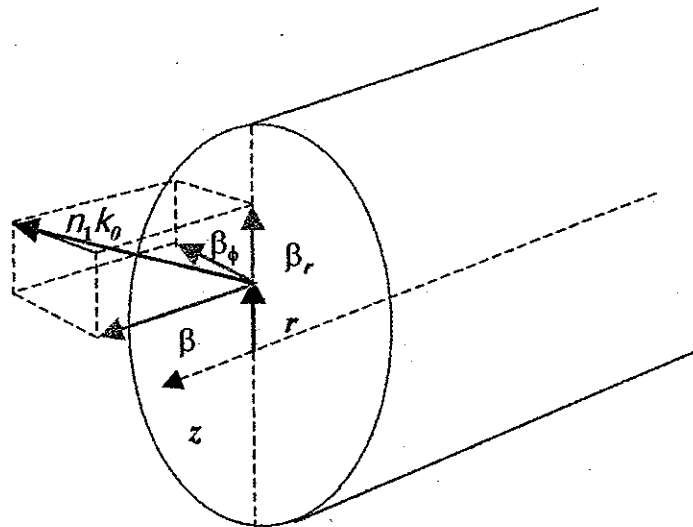


Figura 3. Descomposición de un rayo curvado en el núcleo de una fibra óptica de índice escalonado.

Esta clase de rayo sigue una trayectoria similar a un espiral. No obstante, un caso especial de este tipo de rayo en el cual la componente azimutal es cero es denominado *rayo meridional* (meridional ray) [Figura 4]. Este rayo tiene la particularidad de propagarse en planos que contienen el eje central de la fibra.

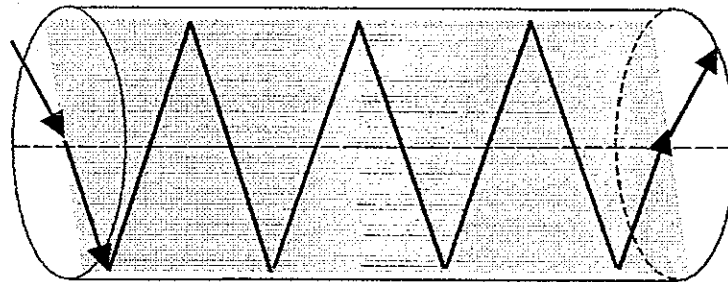


Figura 4. Propagación de un rayo meridional.

El principio de transmisión de la luz en una fibra óptica es esencialmente el mismo que se aplica en las guías de onda plana. En ambos tipos de guías la luz se propaga en la forma de *modos* (modes). Estos modos se propagan a lo largo del eje de la fibra con diferentes constantes de propagación y velocidad de grupo, manteniendo su distribución espacial así como su polarización. Sin embargo, es útil conocer la capacidad de una fibra óptica de coleccionar la luz.

Tres factores que afectan esta habilidad son el tamaño físico del núcleo, el ángulo máximo entre la dirección con que llega el haz y el eje del núcleo y la forma de la distribución espacial del índice de refracción. Un parámetro importante que ilustra precisamente esta habilidad en una fibra óptica como una guía de onda es la *apertura numérica*, *N.A.*, (numerical aperture) [Buck, 1995]. El seno del ángulo del cono más grande de rayos meridionales que puede entrar y salir de un sistema óptico multiplicado por el índice de refracción en el

cual esta localizado el cono se conoce como apertura numérica [Figura 5]. Usando argumentos geométricos es fácil determinar la apertura numérica. Así,

$$N.A. = n_0 \text{sen}(\alpha) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (2)$$

donde n_1 y n_2 representan los índices de refracción del núcleo y el revestimiento, en tanto que α es el ángulo de aceptación. Sin embargo, a pesar de que la apertura numérica es un parámetro importante de cualquier fibra óptica, frecuentemente es un concepto mal entendido y sobre enfatizado.

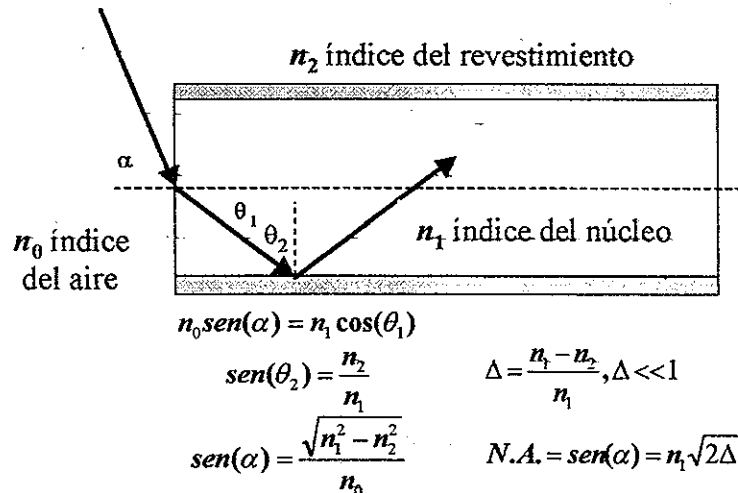


Figura 5. Ley de Snell. Apertura numérica.

Las fibras ópticas suelen clasificarse de acuerdo a la distribución espacial del índice de refracción como *índice escalonado* (step index) o *índice de gradiente* (graded index) [Figura 6].

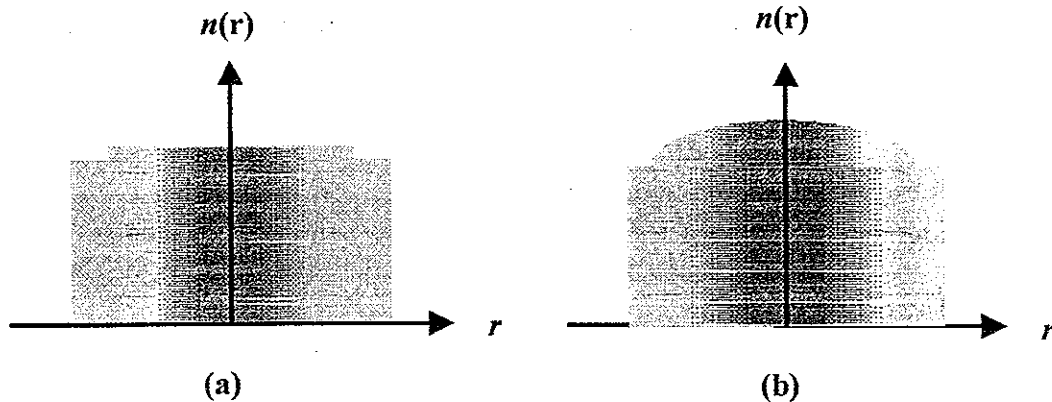


Figura 6. Perfiles de índice de refracción en una fibra óptica: a) escalonado, b) de gradiente.

Las fibras monomodal y multimodal de índice escalonado forman dos clasificaciones de interés práctico. Los estándares sobre sus dimensiones han sido establecidos por diversos comités internacionales entre los cuales están la EIA (Electronic Industries Association), la IEC (International Electrotechnical Commission) así como la CCIT (Comité Consultatif International et Téléphonique). Todas ellas han especificado un diámetro de $125\ \mu\text{m}$ como el diámetro estándar de producción para el revestimiento en la mayoría de las fibras monomodales y multimodales. Respecto al diámetro del núcleo para el caso de fibras multimodal de 50 a $100\ \mu\text{m}$ y para las monomodales entre 4 y $10\ \mu\text{m}$. Los valores típicos para la diferencia relativa entre el índice del núcleo y el revestimiento normalizado Δ , están alrededor del 0.2% para monomodo y 1% para multimodo.

Teoría ondulatoria

A fin de comprender la propagación de la luz en una fibra óptica, consideremos una onda plana monocromática de frecuencia ω viajando a lo largo de la dirección de propaga-

ción z referida a un sistema de coordenadas cilíndricas [Figura 2]. La amplitud compleja del campo eléctrico en el punto $P(r, \phi, z)$ es expresada como

$$\bar{E}(r, \phi, z) = \bar{E}(r, \phi) e^{-i\beta z}, \quad (3)$$

donde β es la constante de propagación. El campo eléctrico dado por (3) satisface la ecuación de Helmholtz expresada por

$$\nabla^2 \bar{E}(r, \phi, z) + k^2 \bar{E}(r, \phi, z) = \bar{0}. \quad (4)$$

Considerando la simetría cilíndrica, podemos expresar $\nabla^2 \equiv \nabla_t^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. De este modo la naturaleza vectorial de la luz expresada en (4) es reducida a la solución de un problema escalar de la forma

$$\nabla_t^2 E(r, \phi) + \beta_t^2 E(r, \phi) = 0, \quad (5)$$

donde $\nabla_t^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}$ y $\beta_t^2 = n^2(r) k_0^2 - \beta^2$. Asumiendo la variación transversal en r y ϕ se llega a la siguiente ecuación

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} + \beta_t^2 E = 0. \quad (6)$$

Expresando E como una serie discreta de modos con dependencias separadas en r , ϕ y z en forma de producto se tiene

$$E = \sum_m R_m(r) \Phi_m(\phi) e^{-i\beta z}. \quad (7)$$

Aquí, cada modo es solución de (6), de manera que para un modo simple se tiene que

$E = R\Phi e^{-i\beta z}$ sustituyéndolo en (6) obtenemos

$$\frac{r^2}{R} \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{r}{R} \frac{dR}{dr} + r^2 \beta_t^2 = -\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2}. \quad (8)$$

Definiendo la constante de separación como q^2 (q es conocido como el número modal azimutal el cual esta asociado con la curvatura del rayo, $\beta_s = q/r$) obtenemos las siguientes soluciones para R y Φ

$$\Phi(\phi) = \begin{cases} \cos(q\phi + \alpha) \\ \text{sen}(q\phi + \alpha) \end{cases}, \quad R(r) = \begin{cases} AJ_q(\beta_t r) + A'N_q(\beta_t r), & \beta_t \text{ real} \\ CK_q(\beta_t r) + CT_q(\beta_t r), & \beta_t \text{ imaginaria} \end{cases} \quad (9)$$

donde J_q y N_q son las funciones ordinarias Bessel de la primera y segunda clase de orden q , el cual se aplica a casos en el cual β_t es real. Para el caso de β_t imaginario, la solución consistirá de funciones Bessel modificadas, K_q e I_q .

Las propiedades esperadas de un modo guiado en una fibra son: un comportamiento oscilatorio, sin exhibir singularidades, lo cual es aplicado únicamente al núcleo ($A' = 0$) y la solución en el recubrimiento es un decaimiento monótonico conforme crece el radio ($C' = 0$). Introducimos aquí, la constante de propagación normalizada u y la constante de extinción normalizada w asociada con el núcleo y el recubrimiento respectivamente como

$$u = a\sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}, \quad w = a\sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}; \quad (10)$$

donde a es el radio del núcleo. De esta manera, encontramos entonces que la solución completa para E será

$$E_z = \begin{cases} AJ_q(ur/a)\text{sen}(q\phi)e^{-i\beta z}, & r \leq a \\ CK_q(wr/a)\text{sen}(q\phi)e^{-i\beta z}, & r > a \end{cases} \quad (11)$$

Similarmente la ecuación de onda resuelta para H en función de la componente z es

$$H_z = \begin{cases} BJ_q(ur/a)\cos(q\phi)e^{-i\beta z}, & r \leq a \\ DK_q(wr/a)\cos(q\phi)e^{-i\beta z}, & r > a \end{cases} \quad (12)$$

Las componentes transversales para el campo eléctrico en coordenadas cilíndricas quedan determinadas por las siguientes ecuaciones

$$\begin{aligned} E_r &= -\frac{i}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega\mu \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \\ E_\phi &= -\frac{i}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

y

$$\begin{aligned} H_r &= -\frac{i}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega\mu \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \\ H_\phi &= -\frac{i}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega\mu \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

para las componentes del campo magnético.

Con las componentes transversales del campo electromagnético puede derivarse la ecuación característica asociada con el número de modos de propagación dentro de la fibra, la cual es obtenida empleando las condiciones de continuidad de las componentes tangenciales a la frontera núcleo-revestimiento en $r = a$. Esta ecuación es simplificada grandemente aplicando la *aproximación de guiado débil* (weakly guiding approximation) la cual establece que $n_1 \approx n_2$,

$$u \frac{J_{l-1}(u)}{J_l(u)} = -w \frac{K_{l-1}(w)}{K_l(w)}, \quad l = \begin{cases} 1 & TE_{0m}, TM_{0m} \\ q+1 & EH_{qm} \\ q-1 & HE_{qm} \end{cases} \quad (15)$$

En el caso de una guía de onda plana se tienen dos conjuntos de soluciones dependiendo de si la dirección de la polarización es paralela al plano de incidencia o normal a ella siendo estos modos el transversal magnético (*TM*) o el transversal eléctrico (*TE*) respectivamente. Sin embargo, en guías bidimensionales, es posible tener ambas componentes E y H en la dirección z . Estos modos son llamados modos híbridos los cuales son designados como *EH* y *HE*. Cabe mencionar que los patrones de ondas estacionarias generados dentro del núcleo

también varían en dos dimensiones. Esto trae como necesidad etiquetarlos con un doble subíndice qm , siendo el primer índice denominado número modal azimutal, en tanto que, el segundo índice es denominado número modal radial. La predicción y la observación de estos patrones han sido cubiertas por Snitzer [Snitzer, 1961].

Un sistema alternativo puede ser empleado para conjuntos degenerados de modos en la aproximación de guiado débil. Este sistema es denominado modos LP_m , LP significa *modo polarizado linealmente* (linearly polarized mode). Este nombre tiene su origen en el hecho de que la superposición de los campos transversales de los modos en un conjunto degenerado, el campo resultante puede ser obtenido en únicamente una dirección cartesiana. No obstante, estos modos LP pueden ser obtenidos directamente a partir de la ecuación de onda suponiendo soluciones que tengan la forma linealmente polarizada como ha sido propuesto por Gloge [Gloge, 1971].

Este sistema LP es una manera simplificada para describir los modos en fibras de guiado débil. Las dos polarizaciones del modo (l,m) viajan con la misma constante de propagación. Estos modos LP pueden ser identificados mediante las condiciones de corte. Cada modo puede propagarse si la constante de propagación β cae dentro del intervalo permitido. Así conforme la longitud de onda de operación este cambiando, la potencia guiada es redistribuida dentro de la sección transversal de la guía. De este modo, cuando la longitud de onda de la energía guiada es incrementada, la fracción de la potencia transportada en el revestimiento también se incrementa, disminuyendo β . Eventualmente, $\beta = n_2 k_0$ y el modo no propaga. De esta manera, el modo es entonces descrito como *modo de corte* (cut-off). Todos los modos tienen un corte excepto el modo de orden más bajo cuando $m=1$. Este es

llamado *modo fundamental* y en principio puede siempre propagarse en una guía de onda común teniendo un revestimiento uniforme e infinito.

Un parámetro importante de las fibras ópticas es la *frecuencia normalizada*, V (normalized frequency) llamado también número V es definido como

$$V = \sqrt{u^2 + w^2} = \frac{2\pi a}{\lambda_0} NA. \quad (16)$$

Este parámetro importante contiene los parámetros estructurales de la fibra y frecuencia. Este número V es empleado con la ecuación (15) para determinarse las condiciones de corte de los modos, las constantes de propagación, así como información sobre la potencia de confinamiento. Para una fibra de índice escalonado la fibra soporta únicamente un solo modo de propagación para $V < 2.405$.

II.3. Fibras que preservan la polarización

En una fibra con sección transversal circular cada modo tiene dos estados independientes de polarización con la misma constante de propagación. Por lo tanto, el modo fundamental LP_{01} en una fibra de modo guiado puede ser polarizada en la dirección x o y ortogonales entre sí con la misma constante de propagación. Sin embargo, en una fibra ideal no hay intercambio de potencia entre estas componentes de polarización. Por consiguiente, en ausencia de acoplamiento de modos de polarización la evolución del estado de polarización puede ser descrita usando el formalismo de Jones [Saleh y Teich, 1991]. En la práctica, ligeras imperfecciones aleatorias o tensiones incontrolables en la fibra provocan transferencias de potencia aleatorias entre las dos polarizaciones LP_{01}^x y LP_{01}^y , dicho acoplamiento es

facilitado debido a que ambas polarizaciones tienen la misma constante de propagación y sus fases están, por lo tanto, empatadas.

Cuando una fibra óptica experimenta perturbaciones externas, un acoplamiento de polarización es inducido y un intercambio continuo de energía entre el modo guiado y el modo guiado ortogonal a él es llevado a cabo. Así, el modo guiado acopla parte de su energía al modo guiado ortogonal. Si la perturbación varía a lo largo de la fibra, la variación en la amplitud puede determinarse mediante la teoría de modos acoplados [Yariv, 1973; Chao-Xiang y Rong-Qing, 1988].

$$\begin{aligned}\frac{dC_x(z)}{dz} &= k_{xx}C_x(z) + k_{xy}C_y(z)e^{-i\Delta\beta z}, \\ \frac{dC_y(z)}{dz} &= k_{yx}C_x(z)e^{i\Delta\beta z} + k_{yy}C_y(z),\end{aligned}\tag{17}$$

donde $C_x(z)$ y $C_y(z)$ son las amplitudes complejas de los modos principales de polarización, $\Delta\beta$ es la diferencia en las constantes de propagación $\beta_x - \beta_y$, y k_{xy} , k_{yx} son los coeficientes de acoplamiento. Tenemos además que $k_{yx} = -k_{xy}^*$, por lo tanto, $k^2 = |k_{xy}|^2$.

Los coeficientes de acoplamiento en fibras sin birrefringencia inducida y que preservan la polarización son puramente reales o imaginarios. El intercambio de potencia entre los modos principales de propagación depende de la relación entre $\Delta\beta$ y $|k_{xy}|$. Así, la máxima fracción de potencia que puede ser acoplada a partir del modo de entrada al modo ortogonal será $k^2/(k^2 + \Delta\beta^2)$ [Yariv y Yeh, 1984]. Por lo tanto, en el caso de empatamiento de fase $\Delta\beta = 0$, una transferencia de potencia entre los modos toma lugar en una longitud de $\pi/2k$. Sin embargo, en el caso de que $\Delta\beta \gg k$, el intercambio de energía entre los modos es despreciable.

Una fibra óptica no puede ser perfecta, es decir, rigurosamente lineal, con núcleo circular y una distribución radial del índice de refracción rigurosamente de revolución (independiente de la orientación). Así, las imperfecciones son manifestadas en la función $n(r)$. El empleo del término birrefringencia en las fibras que preservan la polarización nos indica la existencia de dos índices de refracción asociados con las dos constantes de propagación β_x y β_y de los modos principales asociados con los planos principales de propagación.

El origen de la birrefringencia inducida en una fibra puede ser causado durante el proceso de manufactura y por causas exteriores actuando sobre la fibra. En este caso, ésta propiedad es referida como *birrefringencia modal* (modal birefringence). El grado de birrefringencia modal es expresado por [Kaminow, 1981]

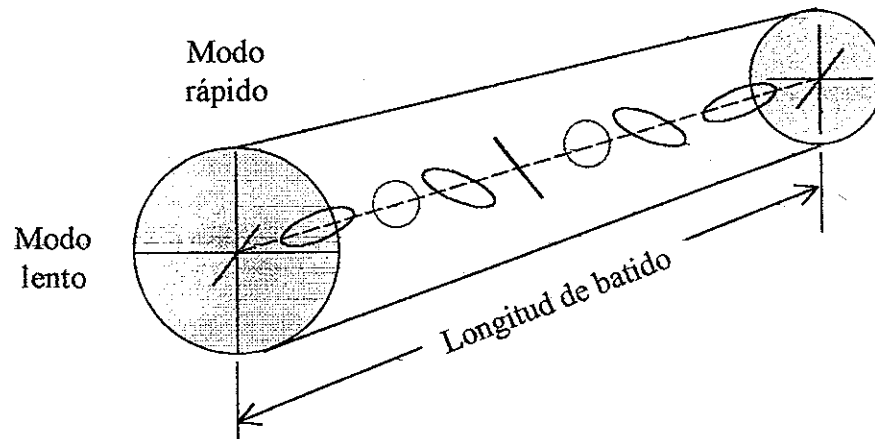


Figura 7. Evolución del estado de polarización en una fibra birrefringente.

$$B = \frac{\beta_x - \beta_y}{k_0} = n_x - n_y = \Delta n, \quad (18)$$

donde n_x y n_y representan los índices modales efectivos para los modos principales de polarización. También es expresada por la *longitud de batido*, L_b (beat length) como

$$L_b = \frac{\lambda}{\Delta n} = \frac{2\pi}{\beta_x - \beta_y}. \quad (19)$$

La longitud de batido representa la longitud de propagación en la fibra para la cual la luz sufre un retardamiento de λ [Figura 7].

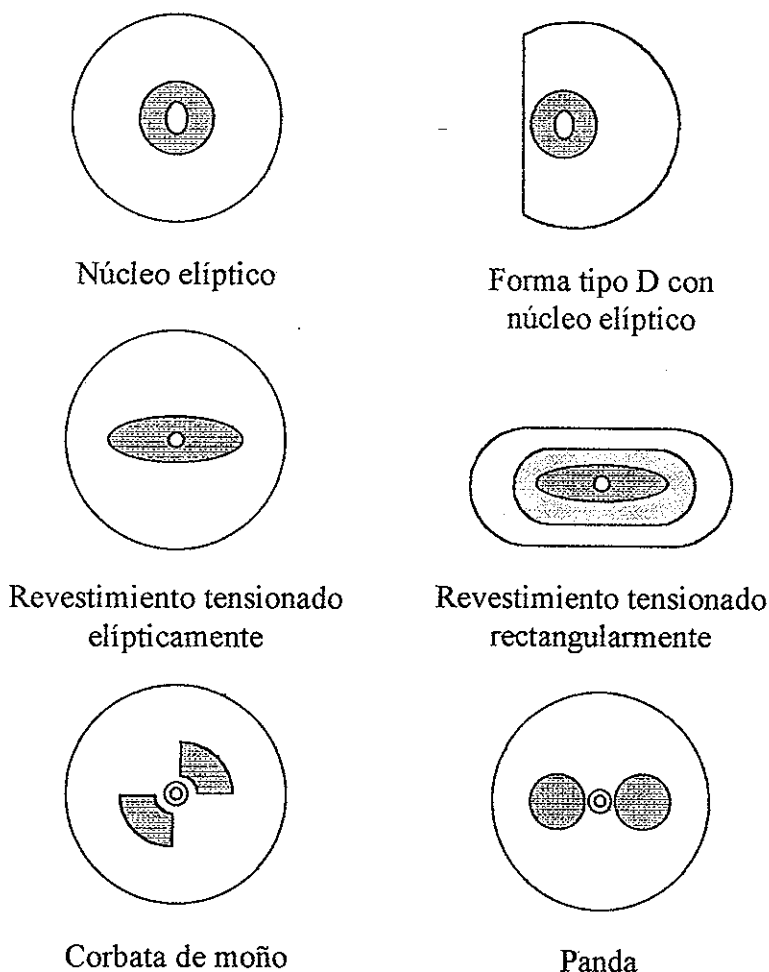


Figura 8. Fibras que preservan la polarización.

Para algunas aplicaciones es deseable que las fibras transmitan la luz sin cambio en su estado de polarización. Tales fibras son llamadas *fibras que preservan la polarización* (polarization preserving fiber) [Noda et al., 1986]. Las fibras birrefringentes son diseñadas normalmente para tener dos ejes principales de polarización con índices de refracción diferente visto por cada uno de los modos principales asociados. Esta polarización es mantenida mediante la introducción de asimetrías en la estructura de la fibra como lo es en la forma interna del núcleo - birrefringencia geométrica [Dyott y Schrank, 1982] o en su tensión interna mediante elementos de tensión a lo largo del núcleo por barras o deformando el revestimiento - birrefringencia inducida por tensión [Stolen et. al., 1978] [Figura 8].

II.4. Sensores de fibra óptica

Durante los pasados 20 años, los sensores basados en fibras ópticas han sido el foco de una fuerte investigación y gran esfuerzo de desarrollo [Udd, 1996]. Entre los factores claves que motivaron el desarrollo de tales sistemas basados en fibras ópticas, ésta la conveniencia de producir sensores que sean de peso ligero, pequeños, inmunes a la interferencia electromagnética y que no requieran de potencia eléctrica en el punto de sentido [Kersey, 1997]. Cabe mencionar que los sensores de fibra ofrecen ciertas ventajas respecto a los sensores convencionales. Entre algunas ventajas podemos decir el incremento en la sensibilidad sobre otras técnicas convencionales, su versatilidad geométrica ya que pueden ser configurados en diversas formas arbitrarias. Por otra parte, ofrecen una tecnología común de base a partir de la cual estos dispositivos sensan diversas perturbaciones físicas (acústica, magnética, temperatura, rotación, etc.), su naturaleza dieléctrica así como su capacidad

de operar en entornos hostiles, y su inherente compatibilidad con la tecnología de telemetría óptica [Giallorenzi *et. al.*, 1982].

En la actualidad, la tecnología de los sensores de fibra óptica ha encarado el problema de competir con la tecnología bien establecida de los sensores convencionales, esto es, características de funcionamiento adecuadas y una alta confiabilidad. Sin embargo, a pesar de que los sensores de fibra óptica son igualmente confiables, la tecnología empleada

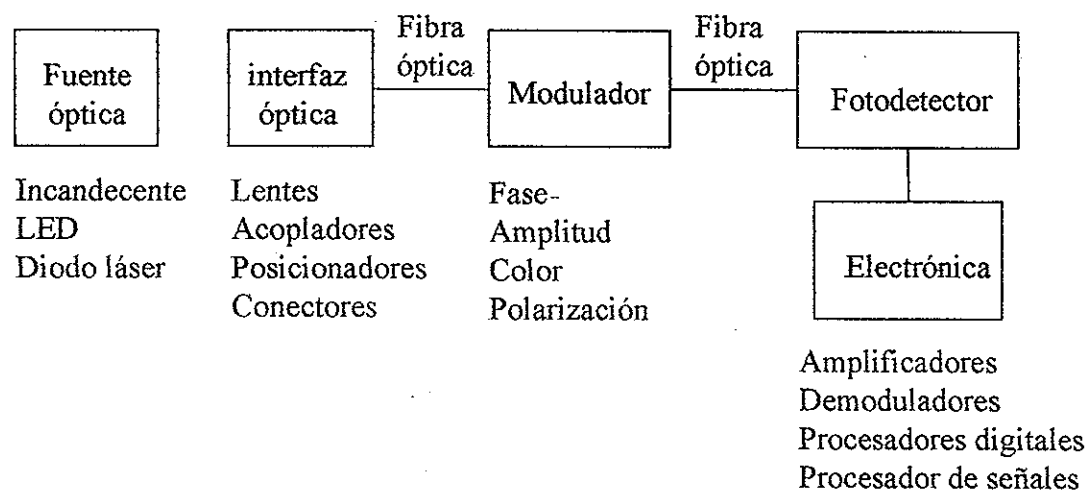


Figura 9. Componentes comunes para un sensor de fibra óptica.

aún es muy costosa debido al pequeño volumen de mercado que ha sido desarrollado. En algunas aplicaciones su capacidad de operar en forma multicanalizada es un criterio de decisión para seleccionarlos sobre otras tecnologías. La mayoría de los conceptos empleados en sensores de fibra óptica es consecuencia de la comercialización de los componentes optoelectrónicos empleados. Básicamente, los sensores basados en fibra óptica requieren de

una fuente de luz, una interfaz óptica, una o más fibras ópticas, un modulador óptico, un fotodetector, y equipo para el procesamiento de señales [Figura 9].

Estos sensores tienen la capacidad de sensar campos acústicos, eléctricos y magnéticos; aceleración lineal y rotacional, así como otros parámetros físicos. Básicamente, un sensor de fibra óptica hace uso de los cambios que experimentan los parámetros de la luz en ella para detectar y medir los cambios ambientales a los cuales esta sujeta. La detección o medición de las variables físicas del entorno puede llevarse a cabo a través de la modulación en intensidad, fase o longitud de onda de la luz.

En los sensores interferométricos, los cuales forman una clase importante de los sensores de fibra óptica, la modulación de la fase ha de ser traducida a una demodulación de la intensidad para su medición. Esta modulación suele llevarse a cabo dentro o fuera de la fibra óptica. En función de lo anterior suele denominarse *sensor híbrido o extrínseco* si el sensado es llevado a cabo fuera de la fibra, en caso contrario se dice que es un sensor *intrínseco*. La luz de salida en un sensor de fibra óptica esta relacionada típicamente con la intensidad, es decir, una medición directa de la intensidad, una razón de intensidad en diferentes bandas de longitud de onda, una dependencia temporal de la intensidad o propiedades modales, así como la polarización de la luz.

En algunas aplicaciones, el parámetro físico de interés es medido en una localización específica. Esto permite clasificar los sensores de acuerdo a su capacidad de medición. En el caso de una medición puntual, el cual es el modo estándar de la mayoría de los sensores convencionales, algunos sensores basados en fibras ópticas tienden a operar de la misma manera [Figura 10a]. Sin embargo, su sensibilidad puede ser incrementada si es empleada una longitud grande de fibra. Aquí el sensor puede ser configurado como un

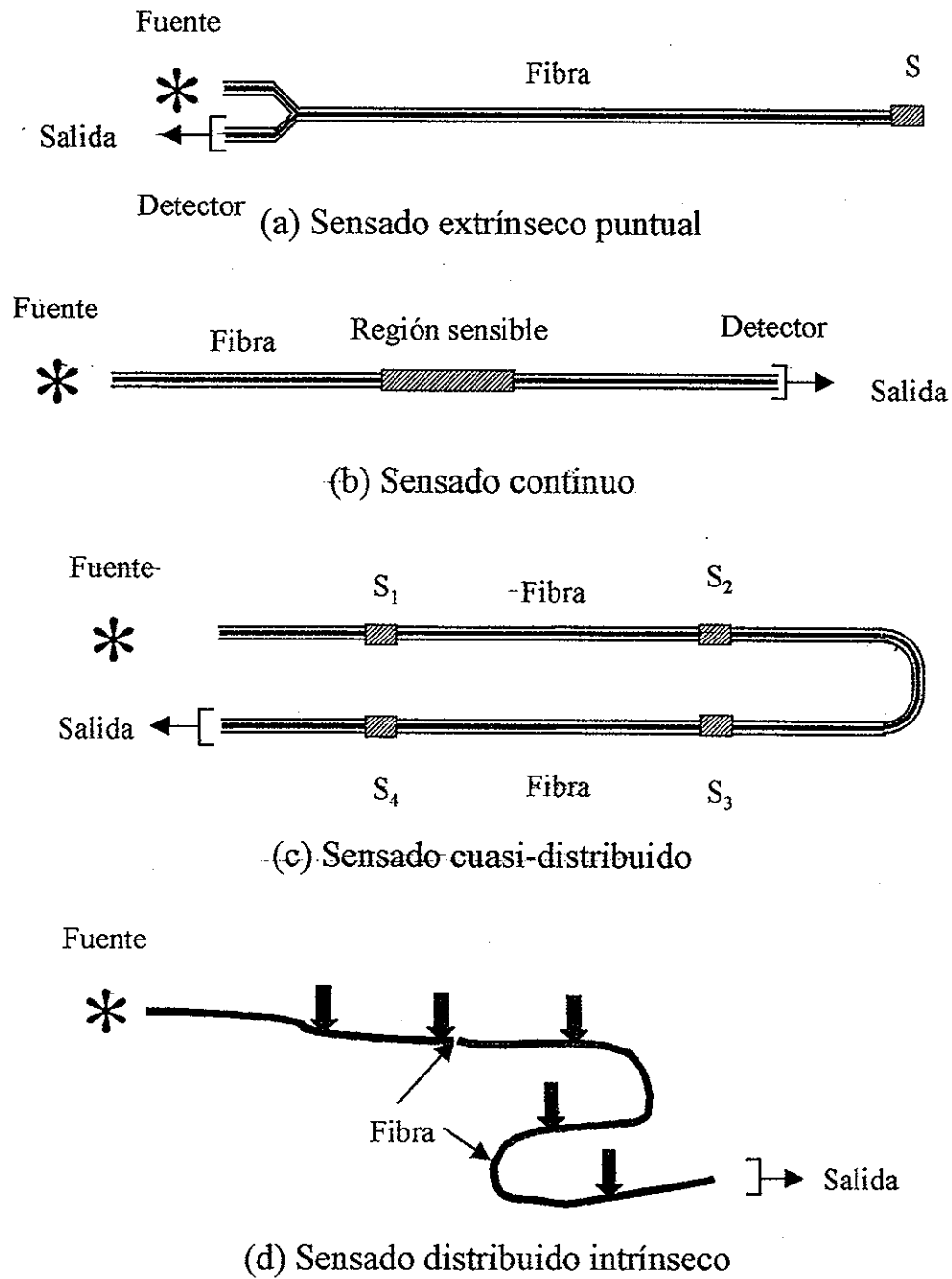


Figura 10. Tipos de sensado con fibras ópticas.

dispositivo de trayectoria integrada o configurada a reforzar un diseño puntual [Figura

10b]. Esta técnica es ampliamente usada en los sensores interferométricos para la detección de campos físicos débiles [Kersey y Dandridge, 1990].

Por último, una de las ventajas principales que ofrecen los sensores de fibra es en términos de su capacidad de sensado, ya que, estos pueden ser configurados para operar en modo cuasi-distribuido [Rogers, 1988] donde el parámetro a ser medido es monitoreado en diversas locaciones a lo largo de la fibra [Figura 10c]. Esto representa una nueva y poderosa capacidad de sensado que abre un nuevo potencial de aplicaciones donde es deseable un mapeo espacial de los parámetros físicos. Esta capacidad de sensado permite emplear estos sistemas como sensor distribuido intrínseco [Figura 10d], en este caso, el parámetro a ser medido puede ser accesado en algún punto a lo largo de la fibra dentro de una cierta resolución espacial determinada, la cual es delimitada por el equipo optoelectrónico [Shlyagin, 1995].

II.4.1. Sensores interferométricos

Los sensores interferométricos de fibra óptica han madurado en el desarrollo de los sensores como una nueva tecnología la cual fue evidente durante la época de los 80's [Giallorenzi *et al.*, 1982]. Este nuevo campo actualmente es un tema de gran investigación y desarrollo que va desde la investigación básica hasta el desarrollo de sensores comerciales. Esta clase de sensores ha sido aceptada ampliamente como la configuración que puede proporcionar una alta sensibilidad [Kersey, 1997].

Los sistemas basados en fibras monomodales han adquirido gran importancia principalmente en esta área de los sensores interferométricos que van desde el giroscopio de fibra óptica y el de corriente de fibra óptica los cuales fueron propuestos por vez primera y

formaron la piedra angular en este campo [Vali y Shorthill, 1976; Rogers, 1977]. Estos dispositivos interferométricos de fibra óptica monomodal han mostrado tener una alta resolución de medición, y un amplio rango de mensurandos entre los cuales está la aceleración [Kersey *et al.*, 1982]; la temperatura [Corke *et al.*, 1983] y flujo de fluidos [Leilabady *et al.*, 1985] entre otros. A pesar de que los sensores de fibra óptica han llegado a ser significativamente más sofisticados desde los mediados de los 80's. No obstante, ofrecen un desempeño comparable o superior a sus contra-partes convencionales. Cabe mencionar que actualmente hay muy poca explotación comercial.

Una amplia variedad de configuraciones interferométricas ha sido implementada mediante fibra óptica para aplicaciones de sensado. Las versiones en fibra óptica de las configuraciones interferométricas clásicas incluyen los interferómetros de Mach-Zehnder, Michelson, Sagnac, Fabry-Perot y el resonador de anillo [Figura 11].

La función de transferencia a la salida para un sensor interferométrico tal como el Mach-Zehnder es inherentemente no lineal, siendo descrita por una función de interferencia cosenoidal. La variación en la fase en un interferómetro es una función monotonica sin ambigüedades, la cual es codificada por la función de transferencia no lineal del interferómetro provocando una modulación en la intensidad. El empleo de técnicas interferométricas ópticas en aplicaciones de sensores con fibra óptica permite obtener una gran precisión y un intervalo dinámico grande que está asociada con estos métodos. Tal es el caso de las técnicas interferométricas convencionales de conteo de franjas en los cuales se han obtenido resoluciones de desplazamiento del orden de micras, en tanto que el empleo de técnicas por seguimiento de fase muestran un incremento en la resolución hasta la escala de nanómetros. La interferometría de luz blanca es un fenómeno que es bien conocido en la óptica clásica,

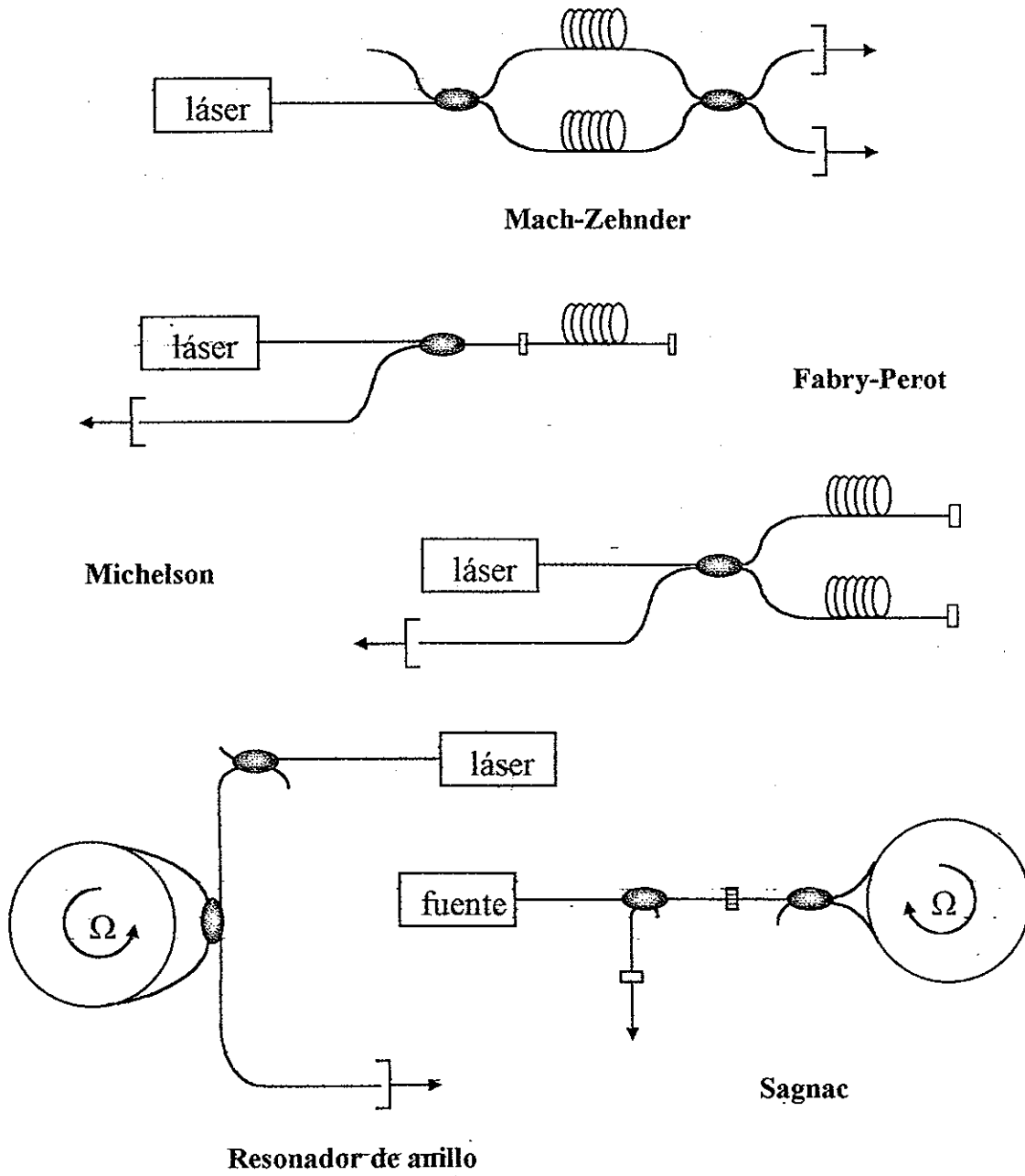


Figura 11. Configuraciones interferométricas basadas en fibra óptica.

y que ha encontrado muchas aplicaciones en el campo de los sensores de fibra óptica. Esta proporciona una codificación del mesurando lo cual la hace una técnica muy poderosa para realizar mediciones remotas precisa.

II.5. Resumen

En este capítulo hemos presentado de manera general las estructura de una fibra óptica, una descripción de la propagación de la luz en una fibra óptica, fibras especiales que tiene la particularidad de preservar la polarización, así como, un panorama de los sensores de fibra óptica.

Dos puntos de vista, la teoría de rayos y la teoría ondulatoria, permiten explicar como la luz es guiada a lo largo de una guía de onda cilíndrica. Ambos modelos permiten establecer los parámetros fundamentales de funcionamiento en una fibra óptica entre los cuales está el número de modos asociados con las características geométricas de la fibra y el número V . Esto ha permitido clasificar las fibras ópticas como monomodales y multimodales. En el caso de que $V < 2.405$, la fibra óptica propaga un solo modo. Las nuevas tecnologías en la fabricación de fibras ópticas así como el desarrollo de nuevos componentes optoelectrónicos han permitido el desarrollo de una nueva área de investigación la de los sensores de fibra óptica. Dada la naturaleza dieléctrica de las fibras ópticas así como sus características de ser inmunes a la interferencia electromagnética así como su versatilidad le han permitido tener ventajas sobre sus contrapartes convencionales como sensores. No obstante, su poca comercialización a traído como consecuencia el desarrollo de nuevos componentes así como el impulso de la investigación básica.

De manera particular el área de los sensores interferométricos, es una de las más grandes clases de sensores de fibra óptica con mayores aplicaciones. El empleo de técnicas interferométricas tanto de luz coherente como de luz blanca le ha anexado a esta nueva clase de sensores una ventaja más debido a su alta exactitud así como a la posibilidad de realizar mediciones absolutas. Su manera de operar en un modo distribuido [Khomenko et. al., 1993] es otra característica adicional que en ocasiones resulta ser determinante en la adquisición de un equipo de medición.

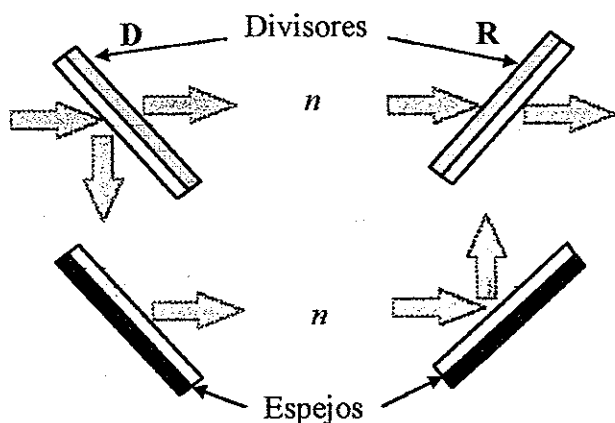
Capítulo III

Acoplador espiral de Polarización. Sensor de temperatura en configuración Mach-Zehnder

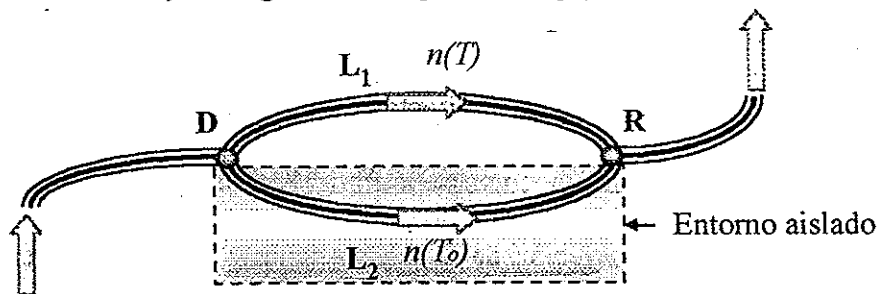
III.1. Introducción.

Hasta aquí se ha presentado una revisión acerca de los trabajos reportados en la literatura que muestran el gran potencial de aplicación que las *fibras birrefringentes* tienen como sensores de una amplia variedad de influencias externas a ellas. Su aplicación como sensor de temperatura radica principalmente en su alta *sensibilidad* a esta variable física. Esta alta sensibilidad a la temperatura se debe a la expansión térmica diferencial provocada por los cambios de temperatura que afectan directamente la magnitud de la tensión lateral interna y, por consiguiente, la birrefringencia de la fibra [Eickoff, 1981]. Es posible medir esta sensibilidad a través de la variación de la diferencia de camino óptico entre modos acoplados empleando *técnicas interferométricas* [Zhang y Lit, 1993].

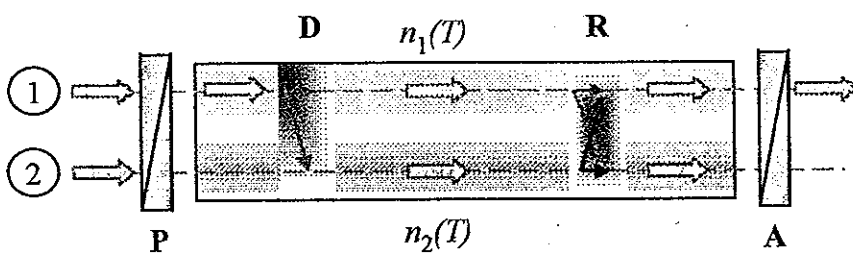
El empleo de fibras ópticas altamente birrefringentes como medio de sensado es posible en diversas configuraciones interferométricas [Corke *et. al.* , 1984; Kanellopoulos *et. al.* , 1994, Egorov *et. al.* , 1995 y Starodumov *et. al.* , 1997]. Una de estas configuraciones, empleada para la medición de parámetros físicos como lo es la temperatura, está basado en un interferómetro de Mach-Zehnder [figura 12a]. En su forma clásica, consiste de dos divisores de haz y dos espejos. El primer divisor divide la luz de tal forma que esta viaje a través de dos caminos ópticos diferentes. El segundo divisor hace interferir la luz proveniente de los dos brazos del interferómetro. Sin embargo, esta configuración basada en un sistema de espejos semi-plateados y espejos plateados puede ser reemplazado por un sistema basa-



a) Configuración empleando espejos.



b) Configuración empleando dos fibras monomodales.



c) Configuración empleando una fibra birrefringente.

Figura 12. Interferómetro Mach-Zehnder.

do en dos fibras ópticas monomodales [figura 12b][Hocker,1979]. Aquí la luz viaja por

ambas fibras y una de ellas es expuesta a la perturbación física externa como lo son la temperatura, la presión y la tensión. La luz sin perturbar que viaja por la otra fibra, es aislada del entorno, y se emplea como señal de referencia. Un cambio en la temperatura provocará un cambio en el camino óptico de la luz debido a los cambios en las propiedades ópticas de la fibra expuesta. Esto es observado como un desplazamiento en el patrón de franjas de interferencia y es posible medir el mensurando a partir de este desplazamiento. En el contexto de la figura 9, el modulador es el interferómetro de sensado en el cual uno de sus brazos (fibra monomodal expuesta al entorno) es susceptible a las variaciones del mensurando. Por consiguiente, los cambios experimentados por el parámetro físico a ser medido se refleja en los cambios de las propiedades ópticas de una de las fibras (brazo del interferómetro) empleada como sensor, traduciendo estas variaciones del mensurando en una variación de la diferencia de camino óptico. Así, los cambios en el patrón de franjas de interferencia proporcionarán una estimación de la intensidad con que actúa el mensurando sobre la fibra.

Otra posibilidad es aplicar la propiedad de las fibras birrefringentes de ser sensibles a la temperatura. De este modo, es posible reemplazar este sistema de dos fibras por una sola fibra. Al respecto, las fibras birrefringentes soportan dos modos de polarización bien definidos mutuamente ortogonales, comúnmente referidos como modo lento y modo rápido [Rashleigh, 1983]. En este caso, la luz viaja a través de la fibra en forma de modos de polarización ortogonales entre sí con diferente constante de propagación. Esto puede visualizarse de manera pictórica como un sistema de dos canales con índices de refracción diferentes [figura 12c] [Shlyagin et al., 1995]. En esta configuración, los dos modos cuyas fases difieren, exhiben diferentes respuestas a la perturbación física externa, como lo es la temperatura.

Una ventaja que presenta la configuración con el interferómetro de una sola fibra, es que ambos modos que interfieren ven exactamente los mismos cambios de temperatura y condiciones de presión. Otra ventaja es su construcción extremadamente simple. Un polarizador colocado a la entrada de la fibra con alta birrefringencia con sus eje de transmisión no coincidente con los ejes principales de la fibra y otro polarizador colocado en el otro extremo de la fibra hacen la interferencia de los modos de polarización. En nuestro caso, excitamos únicamente uno de los modos de propagación de la fibra y seleccionamos solamente uno de los dos modos de propagación a la salida de la fibra [Shlyagin et.al., 1995].

Análisis comparativo de la sensibilidad entre un interferómetro de dos fibras y un interferómetro de una sola fibra

A continuación, estableceremos una comparación acerca de la sensibilidad de estos dos interferómetros descritos anteriormente: un interferómetro con dos fibras y un interferómetro con una fibra. En ambos casos, determinaremos la sensibilidad por unidad de longitud la cual denotaremos por S_L , definida por $S_L = L^{-1} \Delta\varphi / \Delta F$. Para la configuración de Mach-Zehnder basada en dos fibras ópticas monomodales tenemos que el cambio de fase experimentado será $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_{ref}$, donde φ_{ref} representa la fase para el haz de referencia la cual es constante y entonces $\Delta\varphi_{ref} = 0$. En este caso, podemos hacer $\varphi_{ref} = 0$. Por lo tanto, los cambios de $\Delta\varphi$ se verán reflejados en los cambios experimentados por el brazo de fibra expuesta a la perturbación externa. De este modo, tenemos que φ es proporcional a la longitud L de la sección e índice de refracción de fibra sensible expuesta a la perturbación física F a ser sensada. De manera, particular estamos interesados en la medición de los cam-

bios de temperatura T en el entorno. No obstante, cualquier otra cantidad física puede ser tratada. Por consiguiente, la fase para un haz propagándose a lo largo de una fibra de longitud L será $\varphi = 2\pi nL/\lambda_0$, donde n es el índice de refracción efectivo de la fibra y λ_0 la longitud de onda de la fuente en el vacío. La temperatura afecta tanto a n como a L . En consecuencia, la respuesta normalizada de la fibra a un cambio de temperatura ΔT en este caso, consistirá de dos contribuciones, dada por la siguiente ecuación

$$\frac{1}{L} \frac{\Delta\varphi}{\Delta T} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \left(\frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta T} + \frac{1}{L} \frac{\Delta L}{\Delta T} \right). \quad (20)$$

La expresión (20) tiene dos términos que contribuyen a la sensibilidad por unidad de longitud, a saber, el coeficiente de expansión térmica $\frac{1}{L} \frac{\Delta L}{\Delta T}$, que para el caso de la sílice fundida es $\frac{1}{L} \frac{\Delta L}{\Delta T} \approx 5.2 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ y el cambio de índice relativo inducido por el cambio de temperatura $\frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta T} \approx 7.58 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Tenemos que la sensibilidad obtenida para un interferómetro de dos fibras es aproximadamente de $70(\text{rad}/^\circ\text{C})/\text{m}$ para una longitud de onda de $1.06 \mu\text{m}$ y un índice de refracción efectivo de 1.456. Los valores numéricos pueden encontrarse en [Phillip, 1985].

Determinaremos ahora, la sensibilidad para el caso de un interferómetro constituido por una fibra birrefringente. La expresión (20) es válida para cualesquiera de los dos modos polarizados ortogonalmente que viajan a lo largo de los ejes principales de la fibra con birrefringencia inducida. Por consiguiente, el desempatamiento de fase para dos modos de polarización en una fibra birrefringente puede expresarse por

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n L. \quad (21)$$

En este caso, tenemos que, $\Delta n = n_1 - n_2$ representa la birrefringencia modal. Para esta configuración, la respuesta esta dada por el cambio de $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ entre los modos de polarización ortogonales que viajan a lo largo de la fibra comprendida entre los dos puntos de acoplamiento. Por lo tanto, tenemos que en este caso será

$$\frac{1}{L} \frac{\Delta(\Delta\varphi)}{\Delta T} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \left(\frac{1}{\Delta n} \frac{\Delta(\Delta n)}{\Delta T} + \frac{1}{L} \frac{\Delta L}{\Delta T} \right). \quad (22)$$

En este caso, la expresión (22) nos permite estimar la sensibilidad a través del desempata-
miento de fase $\Delta\varphi$ entre modos ortogonales de polarización. Así pues, en esta configura-
ción, L es la longitud de la región sensible delimitada por los puntos en que se produce el
mezclado de modos. Para pequeños cambios de temperatura la variación de la anisotropía
inducida por tensión interna la cual se refleja en la birrefringencia es proporcional a $T_r - T_s$,
donde T_r y T_s representan la temperatura ambiente y la temperatura de ablandamiento [Ka-
minow y Ramaswamy, 1979]. Como caso particular, para una fibra de alta birrefringencia
inducida por tensión lateral a lo largo del núcleo dopada con boro tenemos que la birrefrin-
gencia relativa inducida, por grado Kelvin, puede expresarse como $\frac{1}{\Delta n} \frac{\Delta(\Delta n)}{\Delta T} \approx \frac{1}{T_r - T_s} K^{-1}$

[Kaminow y Ramaswamy, 1979]. Para el caso del borosilicato a temperatura ambiente,
tenemos que $T_r - T_s \approx 800K$. De modo que para una longitud de onda, $\lambda = 1.06\mu m$ y
 $\Delta n = 8 \times 10^{-4}$ obtenemos una estimación para la sensibilidad del desempata-
miento de fase respecto a un cambio de temperatura de aproximadamente de $6(rad/K)/m$. Comparando
ambos resultados y comparando la ecuación (22) con la ecuación (20) vemos que el arreglo

con dos fibras presenta mayor sensibilidad. No obstante, el interferómetro de una sola fibra resulta mejor para fines prácticos, ya que no requiere de una cámara especial de aislamiento como la que se requeriría para la configuración con dos fibras.

III.2. Acopladores del modo de polarización en fibras birrefringentes

a. Acopladores de modos de polarización

El esquema de un interferómetro Mach-Zehnder en línea se muestra en la figura 12c. Consiste de una fibra birrefringente y dos acopladores de modos de polarización incorporados en la fibra. El análogo a los brazos del interferómetro es la sección de fibra comprendida entre los acopladores (región sensible) a través de la cual los modos de polarización viajan ortogonalmente con diferentes constantes de propagación. Cuando se excita uno de los modos principales de polarización de la fibra este conservará su polarización lineal a lo largo de la fibra. Sin embargo, cuando la fibra es perturbada en algún punto que modifique de manera local la birrefringencia, en ese punto, parte de su energía es acoplada excitando así el modo principal ortogonal a él. En esta sección describiremos algunos mecanismos de acoplamiento de modos de polarización que inducen el acoplamiento del modo de polarización ortogonal.

Un mecanismo que permite inducir un modo de polarización ortogonal, es a través de una fuerza mecánica transversal a la fibra. Aquí la aplicación de una fuerza transversal a la dirección de propagación de la fibra con birrefringencia inducida, hace que los ejes principales x, y de ésta experimenten una rotación por un ángulo θ teniendo así un nuevo sistema de ejes principales x', y' [figura 13a]. Se ha demostrado que aplicando una presión

transversal a la fibra una birrefringencia adicional Δn_p , es inducida [Johnson, 1979]. Esta birrefringencia esta dada por

$$\Delta n_p = \frac{bn^3CF_l}{4a}, \quad (23)$$

donde b es una constante igual a 1.58 para fibras cilíndricas, n es el índice de refracción promedio de la fibra, C es un coeficiente fotoelástico, F_l es la fuerza por unidad de longitud

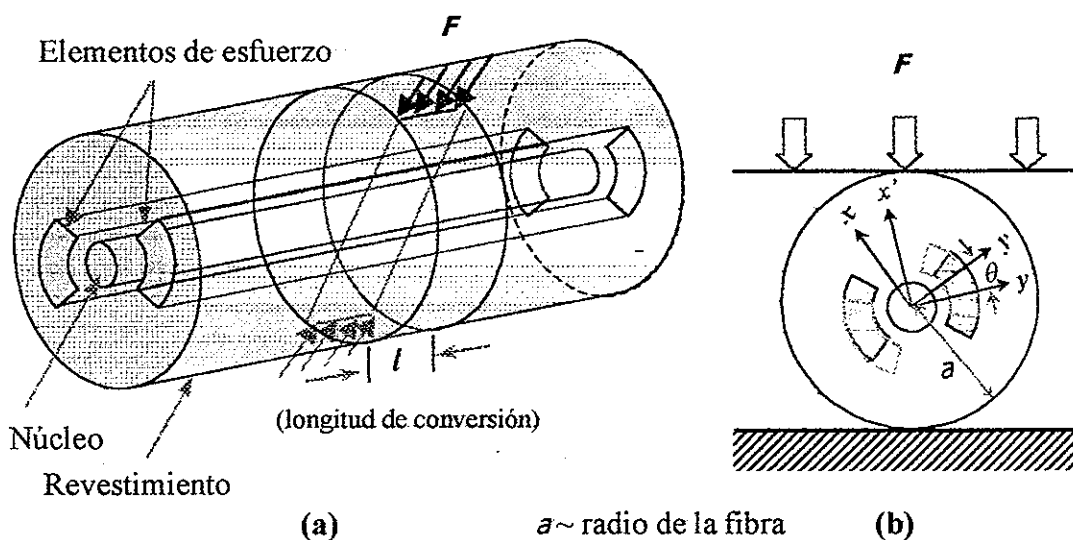


Figura 13. Mecanismo de acoplamiento por una fuerza sobre una fibra. a) dirección transversal de la fuerza, b) rotación de los ejes principales xy .

aplicada a la fibra y a es el radio de la fibra. Para fuerzas pequeñas la birrefringencia adicional puede ser tratada como una perturbación de la birrefringencia normal de la fibra que preserva la polarización. La perturbación de la birrefringencia a primer orden provoca una rotación de los ejes originales de la fibra en un ángulo pequeño θ [figura 13b]. Esta pequeña birrefringencia no cambia significativamente la magnitud de la birrefringencia total de la

fibra Δn . El ángulo es determinado a través de la siguiente ecuación [Youngquist *et. al.*, 1983]

$$\theta \sim \text{sen}(\theta) = \left[\frac{\Delta n_p^2}{2(\Delta n_p^2 + \Delta n^2 + \sqrt{2\Delta n \Delta n_p})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (24)$$

Por otra parte, la máxima potencia de acoplamiento provocada por presiones transversales ha sido evaluada por Tsubokawa de manera cuantitativa [Tsubokawa *et. al.*, 1988] encontrando que el coeficiente de acoplamiento de potencia h se incrementa linealmente con la fuerza externa siendo, este acoplamiento máximo cuando la posición de la fuerza aplicada forma un ángulo de 45° respecto a la recta transversal que pasa por los elementos de tensión lateral.

Otro mecanismo que permite inducir acoplamiento de modos de polarización es mediante el empalme de fibras birrefringentes con sus ejes principales de polarización girados un cierto ángulo, el cual fue propuesta por Dakin y Wade [Dakin y Wade, 1984]. Básicamente, ellos consideraron la fusión cruzada de dos fibras de alta birrefringencia de igual longitud. Así, cuando la luz a la entrada de la fibra guía es propagada en uno de sus modos de polarización, entonces debido a la rotación entre los ejes de polarización en un ángulo α entre la fibra guía y la fibra de sensado, la luz es dividida excitando así los modos principales. La figura 14, ilustra en función de la amplitud del vector de campo eléctrico E_0 proyectado en los ejes principales de la fibra de sensado dicho acoplamiento. Una limitación que puede presentar esta técnica por fusión, de fibras que preservan la polarización para acoplar modos de polarización, está en el control de la eficiencia de acoplamiento. Sin embargo, existen técnicas que permiten controlar la alineación azimutal entre fibras que pre-

servan la polarización (PM) para mejorar la eficiencia de acoplamiento. Una forma automatizada basada en la alineación azimutal y la estimación de la razón de extinción mediante una técnica de procesamiento de la imagen lateral de una manera automatizada fue propuesta por Zheng [Zheng, 1997].

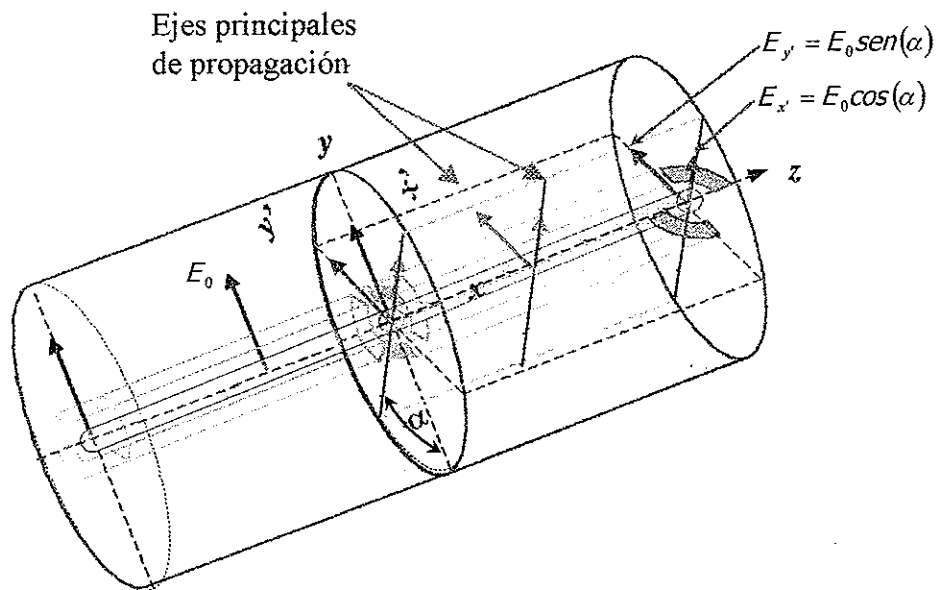


Figura 14. Acoplamiento de modos de polarización por empalme de dos fibras birrefringentes giradas.

El arreglo experimental típico para la medición activa de la degradación de la razón de extinción con el ángulo de offset ϕ en el punto de entrada A y el ángulo θ entre los ejes principales en el punto de empalme B se muestra en la figura 15. Las dos piezas de fibras PM tienen longitudes L_1 y L_2 , siendo α_1 y α_2 los coeficientes de acoplamiento cruzado respectivamente. Sin embargo, a fin de aislar la degradación en la polarización causada únicamente por el empalme en el punto B , una corta pieza de fibra PM ($L_2 \approx 2m$) es empleada

en el arreglo [figura 15] a fin de desprestigiar α_2 , y por consiguiente el coeficiente de acoplamiento α_1 ha de ser calibrado antes de realizar el empalme. La estimación de este valor es determinado a partir de la razón de extinción η_B , en el punto B por la siguiente ecuación

$$\alpha_1 = \frac{1}{10^{|\eta_B|/10} + 1} \quad (25)$$

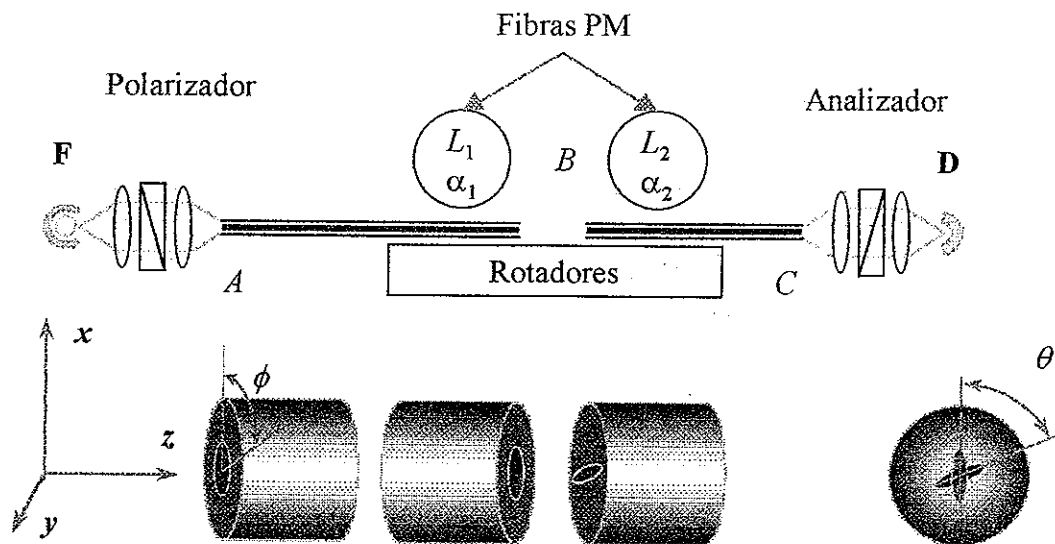


Figura 15. Arreglo experimental para la medición activa de la degradación razón de extinción.

En este trabajo proponemos un nuevo tipo de acoplador de modos de polarización [Cortés *et. al.*, 1998]. La ausencia de una fuerza transversal aplicada a la fibra o sin el requerimiento de empalmar mediante fusión de arco eléctrico de fibras PM, hace atractivo este acoplador para el desarrollo de un sensor cuasi-distribuido. Esto permite realizar la

medición de la temperatura en diversas locaciones. La técnica desarrollada para la fabricación de este acoplador es presentada en esta sección.

b. Acoplador espiral del modo de polarización

El acoplador espiral de modos de polarización al igual que los anteriormente descritos, permite inducir el modo de polarización ortogonal cuando, un modo de polarización es propagado a lo largo de uno de los ejes principales de la fibra. De esta manera, es posible construir un interferómetro Mach-Zehnder en línea. La figura 16, ilustra la excitación del modo de polarización ortogonal cuando se excita uno de los modos principales de polarización de la fibra. Éste al llegar al acoplador, es dividido en amplitud propagándose, después de la región de acoplamiento, dos modos de polarización mutuamente ortogonales con diferentes constantes de propagación.

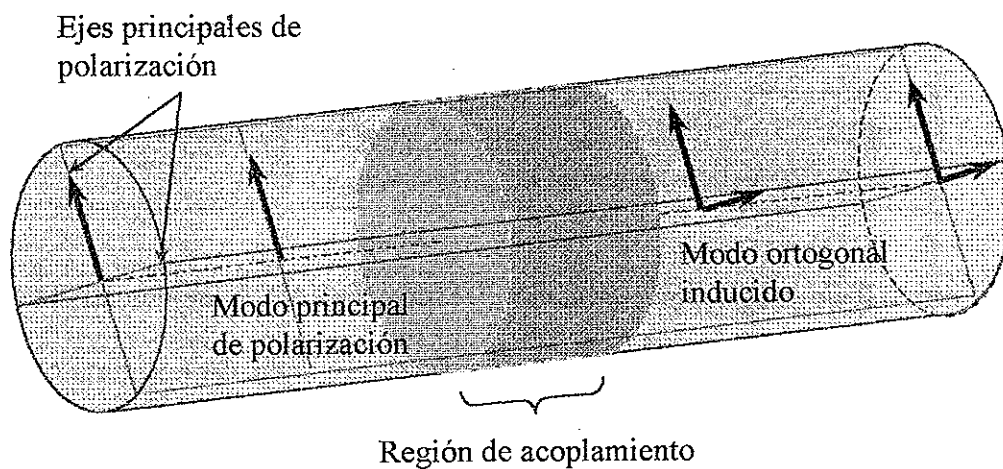


Figura 16. Propagación del modo de polarización con región de acoplamiento.

El empleo de este acoplador espiral de modos de polarización fundamentalmente, se aplica en fibras que preservan la polarización. Típicamente, en fibras altamente birrefringentes cuando la luz excita uno de los modos principales de polarización de la fibra, éste se propagará a lo largo de la fibra conservando su polarización lineal sin acoplar apreciablemente parte de su energía en el otro modo principal de polarización ortogonal a él. En la construcción del arreglo experimental de nuestro sensor, hemos introducido el concepto de un acoplador de modo de polarización diferente a los anteriormente descritos al que hemos denominado *acoplador espiral de polarización*. Su nombre se deriva de la estructura que conforman los elementos de esfuerzo lateral, después de aplicar un arco eléctrico, la cual es similar a una espiral. En este caso, el interferómetro queda incorporado en línea, en una fibra birrefringente donde hemos empleado acopladores espiral de polarización que delimitan los brazos del interferómetro. La metodología desarrollada para su fabricación es simple, similar al intercambiador de modo espacial y polarización de fibra monomodal propuesto por Vengsarkar *et. al.* [Vengsarkar *et. al.*, 1993]. El acoplador espiral de polarización es incorporado en una fibra óptica birrefringente F-SPV del tipo corbata de moño (Newport Corp.) [figura 8], utilizando una empalmadora de fibras por fusión S-147S de JDS Fitel Inc. [figura 17].

Esta empalmadora por arco eléctrico fue proporcionada por el Centro de Investigaciones en Óptica a través del Dr. Andrei Starodumov. Se contó con el apoyo técnico del estudiante Norberto Arzate para la fabricación de estos acopladores en sus instalaciones, durante mi estancia en dicha institución para la fabricación de los acopladores.

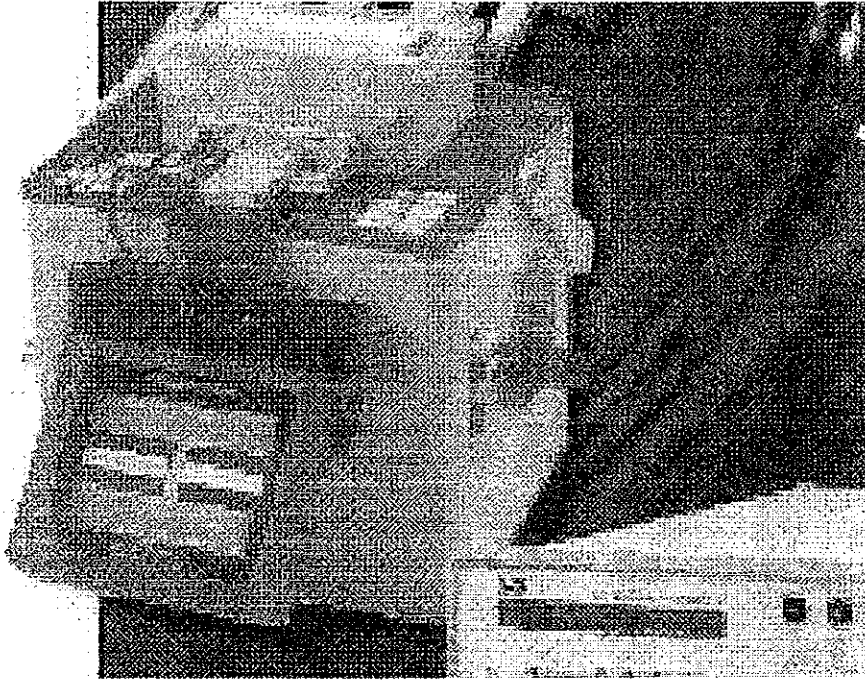


Figura 17. Empalmadora por arco eléctrico S-174S (FDS Fitel Inc.)

Para la fabricación del acoplador espiral se removió la cubierta plástica de una sección de fibra de aproximadamente 5 mm de longitud, quedando de este modo el revestimiento al descubierto [figura 18b]. Seguidamente, un extremo de la fibra es fijado a una de las prensas de sujeción de la empalmadora, quedando de esta manera la sección desnuda de fibra centrada en la zona de electrodos que producen el arco eléctrico [figura 18a].

El otro extremo de la fibra es introducido en un acoplador de fibra óptica F-916 (Newport Corp.) y fijado a una distancia L (20 cm aproximadamente) de la primera prensa de sujeción. Una vez hecho esto, la montura giratoria del acoplador es rotada un ángulo β ,

quedando así torcida la fibra . Posteriormente, bajamos la otra prensa de sujeción como se indica en la figura 18c. Se mide la distancia l comprendida entre ambas prensas de sujeción para luego hacer una estimación del ángulo de torsión. Se aplica un arco eléctrico de pre-fusión en el punto medio de la sección desnuda de fibra.

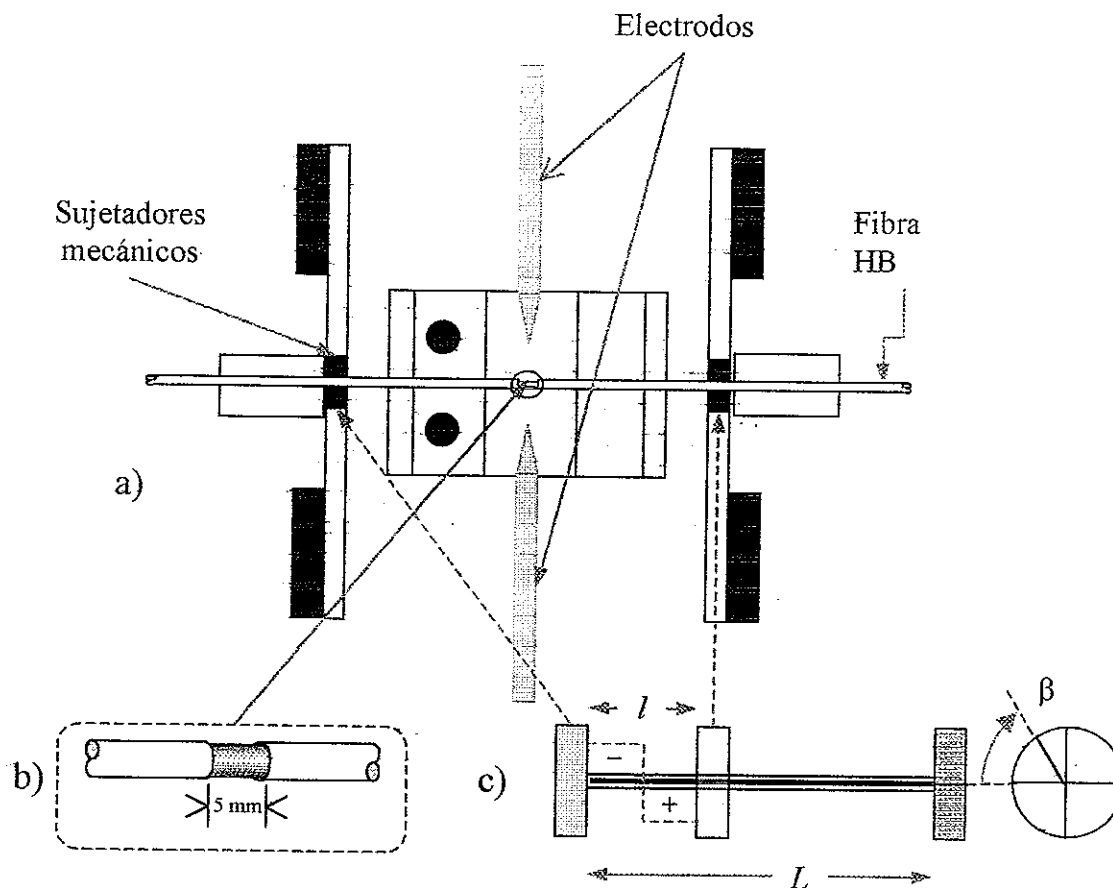


Figura 18. Esquema de la empalmadora S-174S.

El esfuerzo de torsión inducido en la fibra es liberado debido a la relajación viscosa de la zona donde el arco es aplicado. En esa zona los elementos de esfuerzo paralelos al núcleo de la fibra conforman una estructura espiral [figura 19a]. En este punto, los elementos de

tensión se encuentran girados, de forma tal que el modo principal de polarización no alcanza a cambiar rápidamente su plano de polarización excitando los modos principales de polarización no paralelos a él. Una idea del aspecto físico del acoplador se muestra en la [figura 19b].

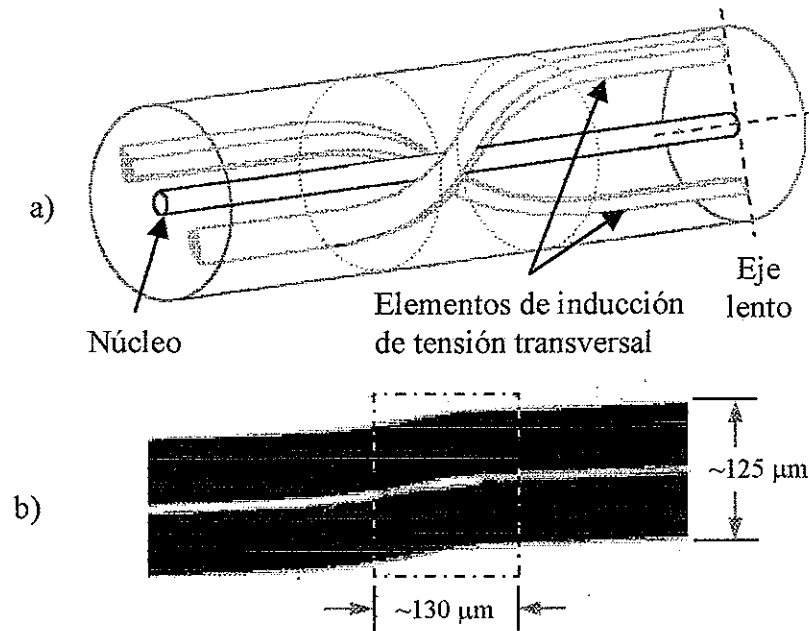


Figura 19. Acoplador espiral de polarización
a) modelo mecánico , b) aspecto físico.

Para estimar el ángulo de rotación, α , tenemos que la deformación para un eje circular sometido a una torsión y partiendo del hecho de que toda la sección transversal permanece plana, es decir, mientras las diferentes secciones transversales a lo largo del eje giran diferentes cantidades, cada sección lo hace como una loza rígida. La deformación cortante varía de manera lineal con la distancia al eje del centro del eje, es decir, $\gamma = a\theta/L$, donde γ es la deformación cortante, a es el radio del eje circular y L la longitud del extremo

fijo a la sección transversal sujeta a la deformación [Beer y Johnston, 1993] [figura 20]. Así tenemos que $\gamma = a\beta/L = a\alpha/l$, de modo que $\alpha = (l/L)\beta$, donde l es la longitud de fibra entre los sujetadores mecánicos.

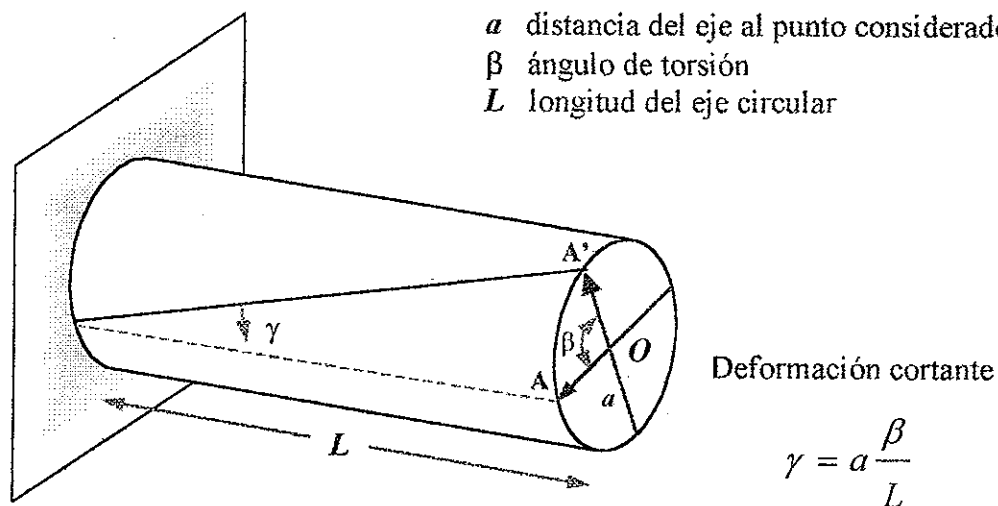


Figura 20. Deformación en un eje circular por aplicación de un torque.

Dentro de los parámetros a considerar para la fabricación del acoplador espiral están: el ángulo de torsión inicial, la separación entre las prensas de sujeción sobre las cuales es fijada así como la distancia comprendida entre la montura giratoria y la prensa de sujeción, asimismo la corriente del arco eléctrico y el tiempo de pre-fusión. Estos han de ser seleccionados de modo tal que la estructura espiral sea producida cerca del punto de excitación y además tal que la estructura de la fibra no sea dañada hasta el punto de ruptura.

Una ventaja que presenta este acoplador es que no requiere de elementos mecánicos externos para inducir conversión de modos, es decir, se produce en la fibra sin cortarla.

III.3. Análisis del interferómetro de Mach-Zehnder.

a. Caso general para un acoplador del modo de polarización

En el análisis hecho en esta sección se considera el acoplamiento de modos por alguno de los mecanismos antes descritos. La figura 12c muestra un interferómetro de Mach-Zehnder, dos acopladores de modo de polarización y una fibra birrefringente. Las regiones de acoplamiento han sido denotadas por **D** y **R**. Esta configuración puede visualizarse como un sistema de dos canales con diferente constante de propagación. Cuando lanzamos luz a la entrada de la fibra birrefringente y excitamos uno de los modos de polarización, este es dividido en amplitud en el punto **D**. Aquí, los modos de polarización de la fibra son excitados viajando por ambos canales con polarizaciones mutuamente ortogonales. Al llegar al punto **R**, los modos de polarización son mezclados interfiriendo entre sí.

Definamos por $\kappa = I_{ac}/I$ como el coeficiente de acoplamiento en intensidad entre modos de polarización, donde I e I_{ac} representan la intensidad del modo de entrada al acoplador y el modo excitado ortogonal a él. En este análisis no se consideran las propiedades dispersivas. Ya que $I \propto |E|^2$, tenemos que $\sqrt{\kappa} = |E_{ac}/E|$. Así, podemos expresar al acoplador a través de la matriz de Jones como (ver apéndice A)

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} \sqrt{1-\kappa} & -i\sqrt{\kappa} \\ i\sqrt{\kappa} & \sqrt{1-\kappa} \end{pmatrix}. \quad (26)$$

De manera similar podemos caracterizar la fibra birrefringente comprendida entre los acopladores mediante una matriz de Jones para un medio birrefringente lineal [Saleh y Teich, 1991] dada por

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}} \end{pmatrix}, \quad (27)$$

aquí $\Delta\varphi = 2\pi\Delta nL/\lambda$, donde $\Delta\varphi$ es la diferencia en fase entre el modo lento y el modo rápido, Δn es la birrefringencia lineal, L es la longitud de la sección de fibra comprendida entre los acopladores y λ la longitud de onda de la fuente. De este modo, la matriz de transferencia para nuestro interferómetro de Mach-Zehnder con una fibra birrefringente \hat{F} y acopladores de modos de polarización \hat{C}_1 y \hat{C}_2 queda determinada por el producto matricial $\hat{M} = \hat{C}_2\hat{F}\hat{C}_1$ como

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} \sqrt{(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)}e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} + \sqrt{\kappa_1\kappa_2}e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}} & -i\sqrt{\kappa_1(1-\kappa_2)}e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} - i\sqrt{\kappa_2(1-\kappa_1)}e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}} \\ i\sqrt{\kappa_2(1-\kappa_1)}e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} + i\sqrt{\kappa_1(1-\kappa_2)}e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}} & \sqrt{\kappa_1\kappa_2}e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} + \sqrt{(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)}e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}} \end{pmatrix}. \quad (28)$$

De aquí, una vez calculada la matriz de transferencia para nuestro interferómetro, podemos obtener las amplitudes de campo eléctrico a la salida del mismo. Designando por E_1 y E_2 los modos de entrada en dirección de los ejes principales de la fibra birrefringente, se tiene que

$$\begin{pmatrix} E_1^s \\ E_2^s \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}, \quad (29)$$

por lo tanto, se llega a las siguientes expresiones para E_1^s y E_2^s dadas por las ecuaciones

$$E_1^s = \frac{(\sqrt{(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)}E_1 - i\sqrt{\kappa_1(1-\kappa_2)}E_2)e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} + \dots}{(\sqrt{\kappa_1\kappa_2}E_1 - i\sqrt{\kappa_2(1-\kappa_1)}E_2)e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}}}, \quad (30)$$

$$E_2^s = (i\sqrt{\kappa_2(1-\kappa_1)}E_1 + \sqrt{\kappa_1\kappa_2}E_2)e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} + \dots \quad (31)$$

$$(i\sqrt{\kappa_1(1-\kappa_2)}E_1 + \sqrt{(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)}E_2)e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}}$$

Las ecuaciones (30) y (31) nos muestran que la respuesta del interferómetro Mach-Zehnder depende del estado de polarización de la luz a la entrada. Haciendo referencia a la figura 12c, tenemos que dos configuraciones idénticas son posibles a la salida del interferómetro: (1) cuando la luz es lanzada en uno de los modos principales y el mismo modo es seleccionado por el analizador de polarización como señal de salida del sensor y (2) el modo ortogonal al modo de entrada es seleccionado como señal de salida del sensor. Por lo tanto, de las ecuaciones (30) y (31) se tienen las amplitudes de campo eléctrico correspondientes a ambas configuraciones.

$$E_1^s = \left(\sqrt{(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)}e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} + \sqrt{\kappa_1\kappa_2}e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}} \right) E_0, \quad E_1^s \parallel E_0, \quad (32)$$

$$E_2^s = \left(i\sqrt{\kappa_2(1-\kappa_1)}e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} + i\sqrt{\kappa_1(1-\kappa_2)}e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}} \right) E_0, \quad E_2^s \perp E_0, \quad (33)$$

donde E_0 es el modo de entrada. Las intensidades correspondientes a la salida del interferómetro son obtenidas a partir de las ecuaciones (32) y (33) como

$$I_1 = |E_1^s|^2 = I_0 \left[1 - (\kappa_1 + \kappa_2) + 2\kappa_1\kappa_2 - 2\sqrt{\kappa_1\kappa_2(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)} \cos(\Delta\varphi) \right], \quad (34)$$

$$I_2 = |E_2^s|^2 = I_0 \left[\kappa_1 + \kappa_2 - 2\kappa_1\kappa_2 + 2\sqrt{\kappa_1\kappa_2(1-\kappa_1)(1-\kappa_2)} \cos(\Delta\varphi) \right]. \quad (35)$$

Como caso particular cuando ambos acopladores tienen el mismo coeficiente de acoplamiento, $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$, las expresiones (34) y (35) se reducen a

$$I_1 = |E_1^s|^2 = I_0 \left[1 - 2\kappa(1-\kappa)(1 + \cos(\Delta\varphi)) \right], \quad (36)$$

$$I_2 = |E_2^s|^2 = 2\kappa(1-\kappa)(1 + \cos(\Delta\varphi))I_0. \quad (37)$$

Consideremos el empleo de una fuente de baja coherencia como lo es la luz blanca, permitiendo realizar mediciones en el dominio espectral [Deslisle y Cielo,1975]. Tenemos que, el número de máximos y mínimos, así como la periodicidad de las franjas cosenoidales producidas dependerán sobre todo del desbalance del interferómetro y de la fuente de luz. De la ecuación (32) se tiene que los picos de las franjas del coseno ocurrirán cuando $k\Delta nL = 2\pi N$, es decir, $\Delta nL = N\lambda$ donde N es el orden de interferencia. La diferencia en longitud de onda entre franjas adyacentes define el rango espectral libre (*REL*) de sensado del interferómetro el cual es determinado por $REL = \lambda^2/\Delta n$. Esto muestra que las franjas llegan a ser más angostas conforme el desbalance en el interferómetro es incrementado. Cabe mencionar que la modulación de la intensidad oscila debido al desempatamiento de la fase $\Delta\phi$ entre los modos ortogonales siendo proporcional al producto de la longitud por la birre-

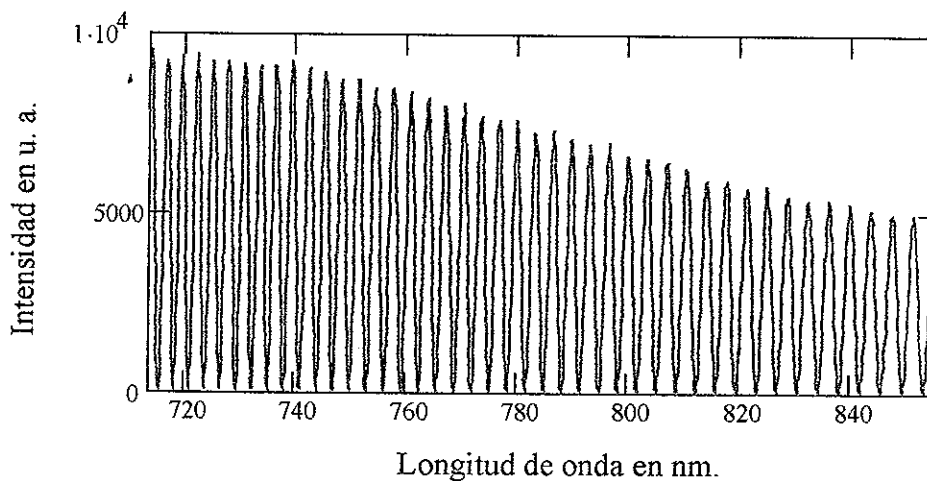


Figura 21. Intensidad de salida para $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$ como función de la longitud de onda.

fringencia modal. La figura 21 muestra el espectro de salida como función de la longitud de onda. Esta es para el caso en el cual el coeficiente de acoplamiento κ de los dos acopladores de modo de polarización son iguales.

Por último, tenemos que la amplitud de modulación m de las franjas de interferencia es un parámetro importante para aplicaciones de sensores interferométricos, el cual proporciona una medida de la visibilidad de las franjas y esta definido por la siguiente ecuación

$$m = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (38)$$

donde I_{max} e I_{min} representan las intensidades máxima y mínima, respectivamente. Tenemos que para la primera configuración del espectro de salida, la amplitud de modulación depende del coeficiente de acoplamiento como $2\kappa(1-\kappa^2)/[1-2\kappa^2(1-\kappa^2)]$. Para la segunda configuración, m es uno teniendo así, el máximo de modulación cuando ambos coeficientes de acoplamiento son iguales.

b. Acoplador espiral del modo de polarización

Consideremos ahora el esquema interferométrico con el acoplador espiral del modo de polarización. La longitud estimada del acoplador espiral de polarización incorporado en la fibra es mucho menor que la longitud de batido de la fibra birrefringente, ($L_b \approx 1 \text{ mm}$ a 633 nm) aproximadamente de $130 \mu\text{m}$ [figura 19b]. El modelo mecánico de este acoplador es similar a una hélice. Para fines de análisis, podemos considerar el acoplador equivalente a un empalme de dos fibras birrefringentes con sus ejes principales girados [figura 14]. En este caso, podemos caracterizar la matriz de acoplamiento \hat{C} para el acoplador espiral como

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -i\sin(\alpha) \\ i\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix}, \quad (39)$$

donde α es el ángulo relativo entre los ejes principales entre las fibras empalmadas al cual hemos denominado *ángulo de acoplamiento*. Una comparación con la matriz \hat{C} definida en la ecuación (26) muestra en este caso que el coeficiente de acoplamiento κ para el acoplador espiral estará dado por $\kappa = \sin^2 \alpha$. Así tenemos que las ecuaciones (34) y (35) para la intensidad a la salida del interferómetro en términos del ángulo de acoplamiento serán

$$I_1 = \frac{1}{2} I_0 [1 + \cos 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 - \sin 2\alpha_1 \sin 2\alpha_2 \cos(\Delta\phi)], \quad (40)$$

$$I_2 = \frac{1}{2} I_0 [1 - \cos 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 + \sin 2\alpha_1 \sin 2\alpha_2 \cos(\Delta\phi)], \quad (41)$$

donde I_0 es la intensidad a la entrada del interferómetro. Para el caso en que los acopladores tengan el mismo ángulo de acoplamiento $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, las ecuaciones (40) y (41) se reducen

a

$$I_1^s = \frac{1}{2} I_0 [1 + \cos^2(2\alpha) - \sin^2(2\alpha) \cos(\Delta\phi)], \quad (42)$$

$$I_2^s = \frac{1}{2} I_0 [1 - \cos^2(2\alpha) + \sin^2(2\alpha) \cos(\Delta\phi)]. \quad (43)$$

Para nuestro sensor se tiene que para la primera configuración, la amplitud de modulación m para el espectro de salida depende del ángulo de acoplamiento α como

$$m = \frac{2\sin^4(2\alpha)(1 - \sin^4(2\alpha))}{1 - 2\sin^4(2\alpha) + \sin^8(2\alpha)}. \quad (44)$$

Para la segunda configuración, m es igual a uno y se tiene el máximo modulación cuando ambos ángulos de acoplamiento son iguales.

III.4 Sensor de temperatura de fibra óptica en configuración Mach-Zehnder

Arreglo experimental. Principio de funcionamiento

En esta sección se describe el principio de operación y funcionamiento del arreglo experimental utilizado como sensor de temperatura basado en una configuración del tipo Mach-Zehnder. Este sensor está basado en el acoplamiento de modos de polarización. Para ello se induce el acoplamiento de modos polarizados linealmente en una fibra birrefringente mediante *acopladores espiral de polarización*. De esta forma, la sección de la fibra comprendida entre los acopladores conforma un interferómetro del tipo Mach-Zehnder en línea.

El esquema experimental se muestra en la figura 22. Este arreglo experimental emplea una fuente de luz blanca, un arreglo óptico que permite acoplar la luz proveniente de la fuente a la fibra así como a la salida de la misma. La fibra óptica empleada es una que preserva la polarización. A lo largo de la fibra con birrefringencia inducida, se ha incorporado un interferómetro Mach-Zehnder mediante acopladores espiral de polarización similar al mostrado en la figura 12c.

El principio de operación es el siguiente: La luz blanca de la fuente es emitida por una lámpara de tungsteno de 150 W (Acton Research Corporation). La luz proveniente de esta lámpara se hace pasar a través de una lente con el fin de capturar la mayor cantidad de luz. A continuación se hace pasar a través de un polarizador lineal (Newport), para producir un estado de polarización lineal y orientado de tal forma que excite uno de los modos principales de la fibra. Para introducir la luz a la fibra se utiliza un objetivo de microscopio

montado en un acoplador de fibra óptica monomodal comercial (Mod. F-916, Newport) permitiendo, de esta manera, una alta eficiencia de acoplamiento.

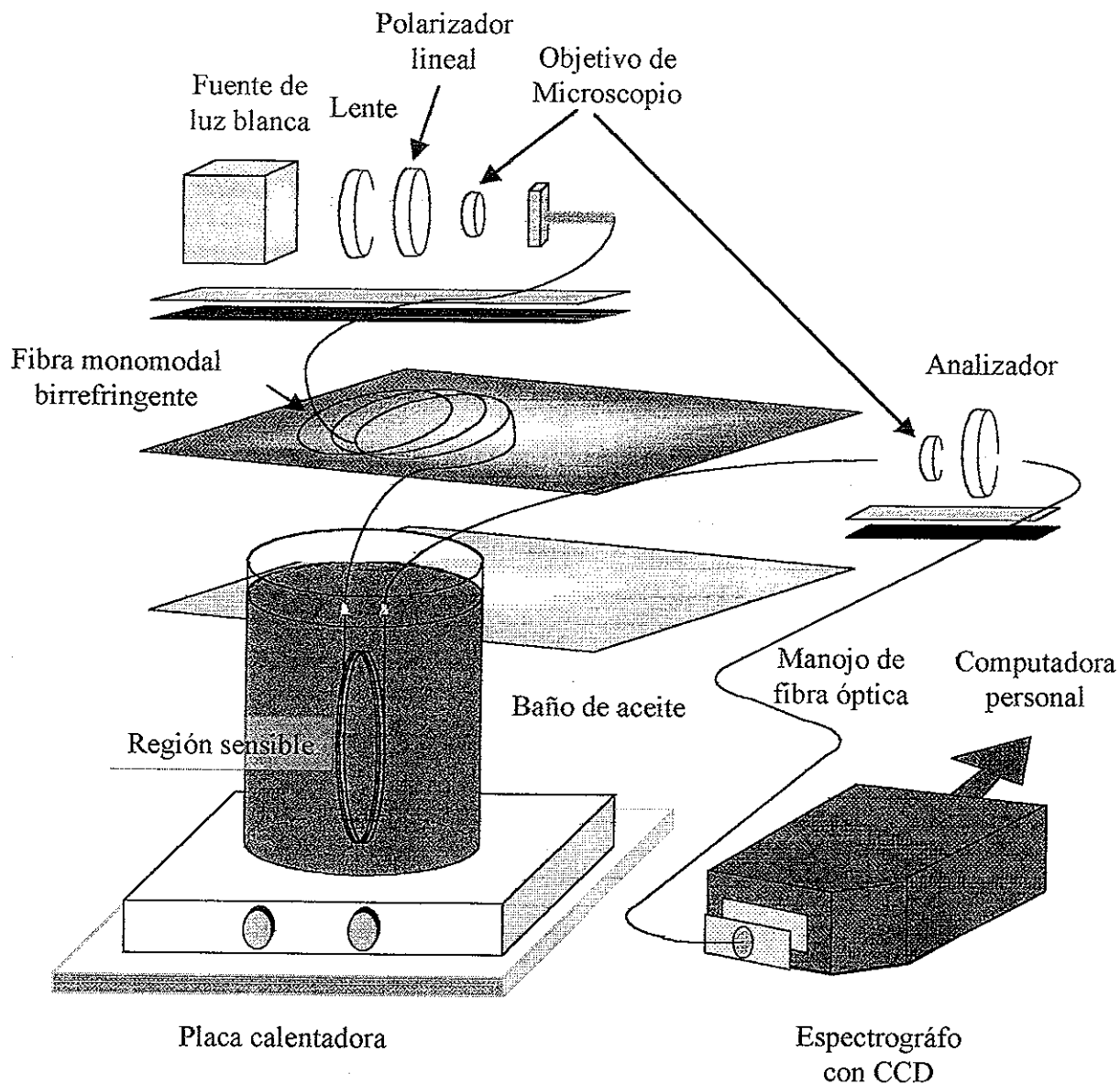


Figura 22. Arreglo experimental de un sensor de temperatura empleando una configuración de Mach-Zehnder usando una fibra óptica birrefringente .

Una vez excitado uno de los modos de polarización de la fibra, este modo es dividido en amplitud al llegar al primer acoplador, generándose así dos modos de polarización ortogonales. Estos continúan propagándose a lo largo de la fibra con diferente constante propagación. Al llegar al segundo acoplador, estos modos son mezclados haciéndolos interferir. Aquí la interferencia entre modos de polarización puede ser tomada a través de cualquiera de las dos direcciones principales de propagación las cuales viajan de manera independiente sin mezclarse como se muestra en la figura 12c. El interferómetro es sensible a los cambio de temperatura.

Posteriormente, la luz a la salida del interferómetro es transmitida por la fibra birrefringente siendo colectada a través de un objetivo de microscopio colocado en un montaje similar al primero, pasando a través de un analizador de polarización e introducida a un manojo de fibras (Modelo 77532, Oriel Corporation). La selección de la intensidad de salida se lleva a cabo mediante el analizador de polarización orientando su eje de transmisión paralelo a uno de los ejes principales de propagación [figura 12c].

Por último, la luz a la salida del analizador es captada por un manojo de fibras ópticas, conectadas a un espectrógrafo (Modelo 77400 MultiSpec Spectrograph, Oriel Corporation) proyectando la imagen del espectro en una cámara CCD. El espectrógrafo emplea rejillas intercambiables con diferentes resoluciones del espectro. El patrón de interferencia que muestra las variaciones en intensidad respecto a la longitud de onda, experimenta desplazamientos conforme la temperatura cambia en el entorno en el cual esta sumergido el interferómetro. Espectros experimentales se ilustran en la figura 23 para dos temperaturas diferentes.

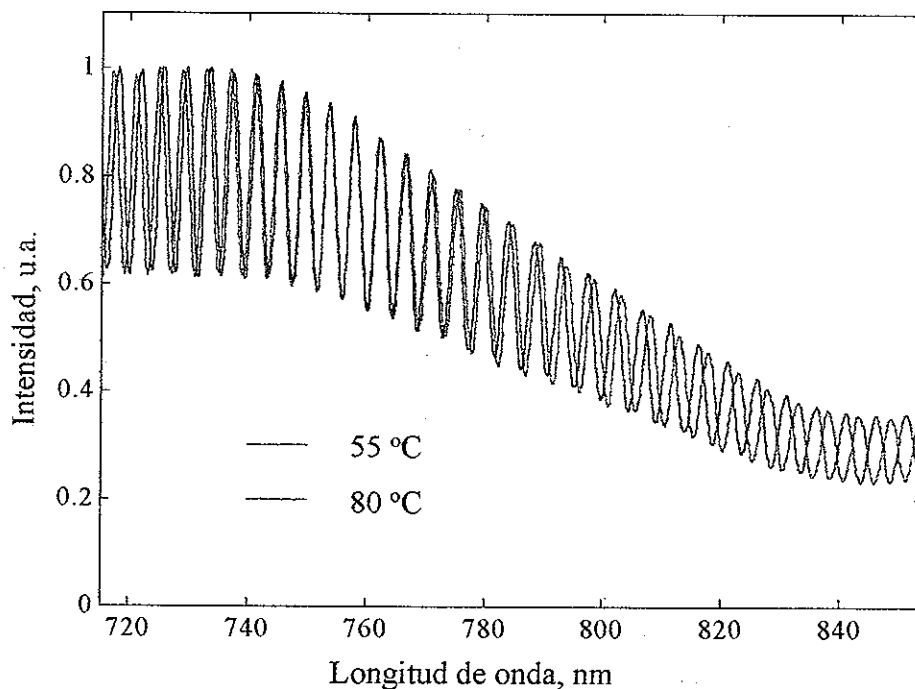


Figura 23. Desplazamiento del espectro para un cambio de temperatura.

El sistema óptico del espectrógrafo forma un espectro de la luz colectada a la salida de la fibra en una cámara CCD (InstaSpec IV CCD, Oriel Corporation). La cámara CCD es controlada a través de una computadora personal permitiendo de este modo realizar observaciones del espectro de interferencia mediante un barrido en longitud de onda en tiempo real. De esta manera, los ajustes al sensor se ven simplificados reduciendo al mínimo ruidos externos que perturben al sensor. El detector CCD contiene un arreglo de 1024 elementos sensibles y pueden funcionar en un intervalo espectral de 180 nm a 1100 nm. En nuestro caso, el ancho espectral de la rejilla empleada para la observación de las señales fue de 150 nm aproximadamente con una resolución de 0.4 nm.

III.5. Conclusiones

En este capítulo se resaltan los siguientes resultados:

- Se presentó un novedoso acoplador de modos de polarización denominado acoplador espiral de polarización. Su longitud es más pequeña que la longitud de batido de la fibra. Este acoplador presenta la ventaja de que es incorporado en la fibra mediante la aplicación un arco eléctrico sin destruir la fibra en relación con otros mecanismos de acoplamiento de modo de polarización antes mencionados.
- Se desarrolló un arreglo experimental de un sensor para la medición de temperatura empleando una fibra óptica de alta birrefringencia, usando interferometría de luz blanca e incorporando un interferómetro del tipo Mach-Zehnder en línea dentro de la fibra mediante acopladores espiral de polarización [Cortés, et. al., 1998].

Capítulo IV

Sensor de fibra óptica basado en una configuración de Sagnac para medir temperatura

IV.1. Introducción

Los métodos ópticos para aplicaciones de sensado fueron establecidos antes de los 70's, entre los cuales los que involucran técnicas interferométricas han sido unos de los más empleados. Sin embargo, una característica común de la mayoría de la instrumentación óptica es su sensibilidad a las condiciones de operación, por ejemplo, si la alineación óptica es perturbada, su funcionamiento rápidamente se ve degradado. Este problema es grandemente reducido con el empleo de las fibras ópticas como componentes incorporados a los sensores ópticos.

Dos trabajos relevantes publicados durante 1976 y 1977, respectivamente, los cuales pueden considerarse como piedras angulares en el campo de los sensores de fibra óptica se refieren al interferómetro de Sagnac con trayectoria óptica recíproca y al sensor de corriente basado en la rotación de Faraday [Vali y Shorthill, 1976; Rogers, 1977]. Estos dos sensores mostraron el gran potencial que las fibras ópticas tienen para ser explotadas en diversas formas así como en una gran variedad de aplicaciones de sensado. En ambos sensores, el parámetro físico o químico de interés actúa directamente sobre la fibra óptica, produciendo cambios en la constante de propagación del haz viajando a lo largo de ella. En la mayoría de los casos, la cantidad a ser medida es una señal que varía con respecto al tiempo, de modo que una respuesta temporal muy rápida y con costos bajos son de especial in-

terés. En este respecto, los sistemas de sensado basados en fibra óptica presentan la ventaja de que la manifestación de una perturbación física o química cambia las propiedades ópticas de la fibra provocando a su vez, cambios en los parámetros ópticos de la luz.

Los sensores de temperatura que emplean fibra óptica han sido de interés en muchas aplicaciones industriales. Esto es debido a que tales sensores producen mínimas perturbaciones del entorno de medición, así como por su pasividad e inmunidad a la interferencia electromagnética y a que pueden actuar como canales telemétricos [Kamshilin et.al., 1995]. Particularmente, los interferómetros de fibra birrefringente así como los multicanalizadores por división de longitud de onda, en el cual dos modos de polarización exhiben diferentes respuestas a la temperatura, pueden ser empleados como sensores de temperatura [Eickoff, 1981]. Tales sensores interferométricos son sensibles a la polarización y la necesidad de elementos que controlen la polarización complica el esquema agregándole un costo extra al sistema de medición. La interconexión de fibras ópticas en forma de circuitos basadas en el resonador óptico y el interferómetro de Sagnac óptico ha sido desarrollada, encontrándose nuevas aplicaciones en el campo de los sensores basados en fibras ópticas [Hill et. al., 1987]. Un ejemplo simple de un circuito de fibra óptica es el reflector de Sagnac. Este ha sido empleado como un elemento de retro-alimentación en láseres de fibra óptica [Miller et. al., 1987]. Tal reflector puede ser fabricado mediante el empleo de un acoplador de potencia 2x2 de 3dB cuyos puertos de salida son empalmados formando una trayectoria cerrada (interferómetro de Sagnac) [figura 24].

Una ventaja que presenta el interferómetro de Sagnac es su gran intervalo dinámico, presentando de este modo su alta capacidad de rechazo al ruido. Esta característica permite que sea empleado ampliamente para estabilización de señales en giroscopios de fibra óptica

y en sensores de corriente de fibra óptica [Fang y Claus, 1995]. La función de transferencia del interferómetro de Sagnac depende fuertemente de la birrefringencia del lazo de fibra, siendo su salida dependiente de la longitud de onda debido a que la birrefringencia lineal es un fenómeno dispersivo.

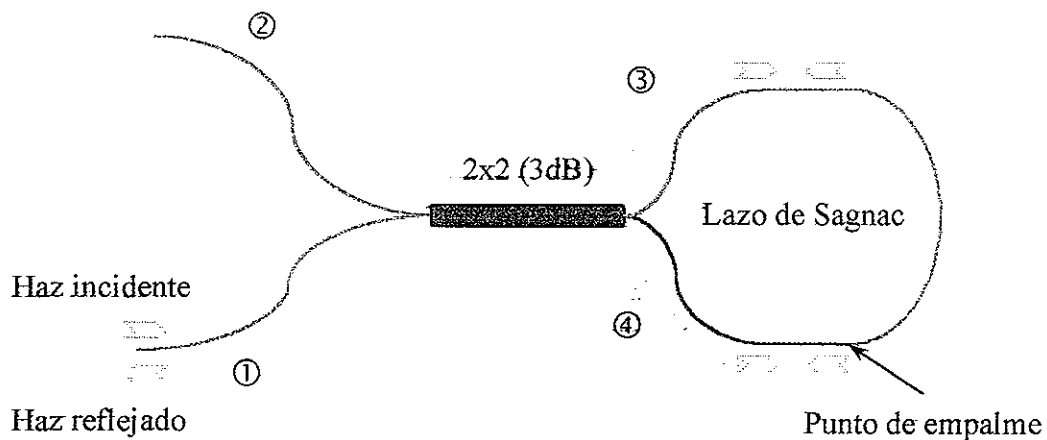


Figura 24. Construcción de un reflector de Sagnac empleando un acoplador direccional 3dB.

Se ha visto que las fuentes de luz con baja coherencia espacial tienen buen rendimiento de trabajo en un interferómetro de Sagnac. Así, una alta sensibilidad a las mediciones de temperatura de uno a dos ordenes de magnitud en comparación con otros sensores como los que emplean rejillas de Bragg ha sido obtenida [Starodumov et. al., 1997] con el empleo de una fibra birrefringente en un sensor de temperatura con una configuración del tipo Sagnac.

En este capítulo presentamos el esquema básico de un sensor de temperatura de fibra óptica basado en un interferómetro de Sagnac con lazo de fibra birrefringente. Esta configuración fue empleada por Kuzin, [Kuzin et. al., 1997], en el cual el sensor puede hecho

únicamente elementos de fibra sin alguna óptica de polarización y operar aún con cualquier polarización de la luz de entrada. Fundamentalmente, este sensor basado en un interferómetro de Sagnac despliega la propiedad deseable de ser insensible a la polarización debido, a la configuración del lazo birrefringente, verificándose de manera experimental para tres casos: polarización lineal, polarización múltiple y luz no polarizada. El arreglo en este caso es implementado experimentalmente empleando un acoplador direccional independiente de la polarización. Esta insensibilidad del interferómetro a la polarización es discutida y explicada. Al igual que el interferómetro de Mach-Zehnder discutido anteriormente, se empleó como fuente de iluminación una lámpara de luz blanca.

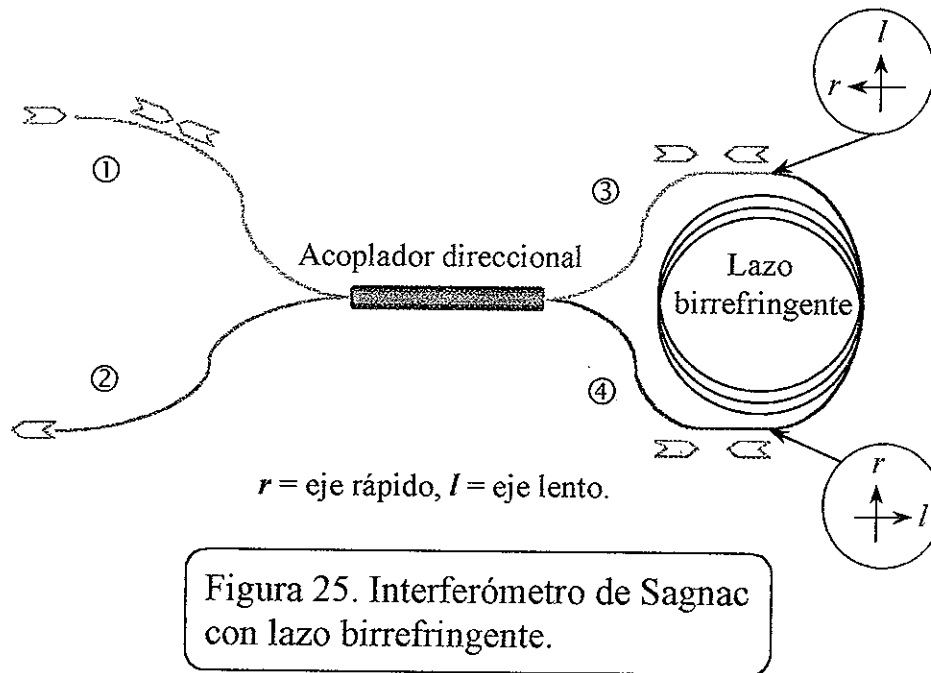
IV.2. Descripción analítica del sensor de temperatura

La estructura básica del sensor de temperatura de fibra óptica basado en una configuración de Sagnac con lazo de fibra birrefringente se muestra en la figura 25. Esencialmente el interferómetro consiste de un acoplador direccional de fibra óptica monomodal y una sección de fibra de alta birrefringencia que conecta los puertos de salida del acoplador (3 y 4). La señal a la salida del interferómetro es tomada por el puerto 2. También es posible obtener la salida del interferómetro a través del puerto 1 mediante el empleo de un divisor de haz colocado a la entrada del acoplador. Sin embargo, la presencia de un elemento adicional favorecerá la atenuación de la intensidad por diversos mecanismos como la absorción y la reflexión, así como un incremento en el costo del mismo.

A fin de determinar la señal de salida, de nueva cuenta empleamos el formalismo de Jones para obtener una expresión para la intensidad. Para ello, necesitamos identificar la matriz de Jones correspondiente a cada elemento secuencial de la trayectoria óptica que

recorre el haz a lo largo del circuito. El efecto de cada elemento será representado por una matriz de 2x2 operando sobre el vector de Jones \vec{E} , definido por

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (45)$$



Por consiguiente, el efecto del circuito completo será entonces descrito por la combinación de estas matrices de acuerdo a las reglas del cálculo de Jones [Saleh y Teich, 1991]. En este caso, hay tres elementos a considerar con referencia a la figura 25:

- 1) Las ondas de luz que pasan del puerto de entrada 1 del acoplador y es dividido entre los puertos de salida 3 y 4.
- 2) Las ondas de luz que se propagan alrededor del lazo en direcciones opuestas, y
- 3) Las ondas de luz que reentran al acoplador a través de los puertos 3 y 4 donde se recombinan y retornan a los puertos 1 y 2.

Para simplificar el análisis despreciamos los efectos de la birrefringencia del acoplador, la fibra y las pérdidas por empalme. Para ello introducimos un sistema de coordenadas asociados con el eje rápido y lento de la fibra birrefringente, designados por r y l respectivamente. En nuestro caso, el acoplador direccional es insensible a la polarización. Esto nos permite seleccionar el sistema de coordenadas consistentes con los ejes de birrefringencia de la terminación de la fibra conectada con el puerto 3. De este modo, el sistema de coordenadas gira continuamente a lo largo de la fibra un ángulo α y entonces rota abruptamente por un ángulo $-\alpha$ en aquel punto, donde el otro extremo de la fibra birrefringente es conectado al puerto 4 del acoplador [figura 26].

Suponiendo que la torsión a lo largo de la fibra es pequeña de modo que no provoque el acoplamiento de modos de polarización, tenemos que las matrices de Jones que caracterizan la sección de fibra birrefringente para las amplitudes de campo reentrantes a los puertos 3 y 4 del acoplador están dadas por

$$\hat{M}_+ = \hat{R}(\alpha)\hat{F}, \quad (46)$$

$$\hat{M}_- = \hat{F}\hat{R}(-\alpha), \quad (47)$$

correspondientes a la propagación contra las manecillas del reloj y a favor de las manecillas del reloj respectivamente, donde además, \hat{F} representa la matriz para una fibra birrefringente sin torsión definida anteriormente para el interferómetro de Mach-Zehnder dada por la expresión (27) y \hat{R} , la matriz de rotación vista por el haz linealmente polarizado en los puertos 3 y 4 definida como

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix}. \quad (48)$$

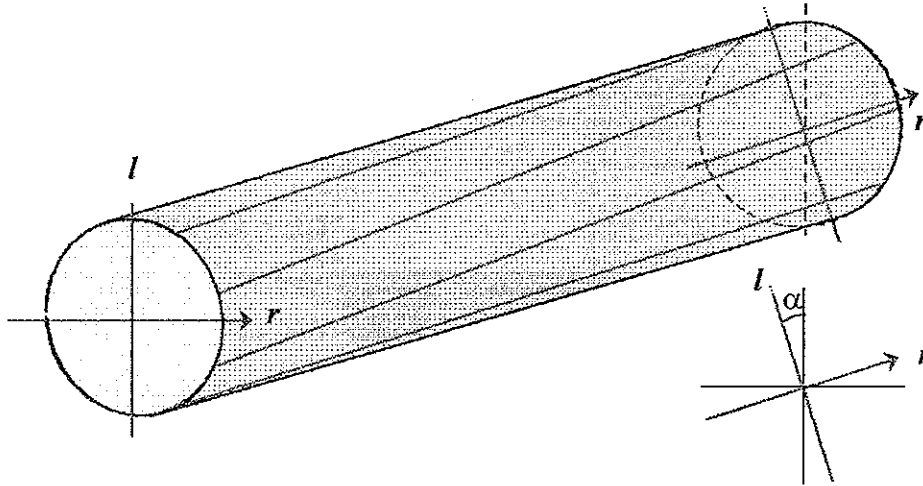


Figura 26. Esquema mostrando el sistema de ejes requerido para expresar el lazo birrefringente torcido un ángulo α .

Para el caso en el que el haz incidente de luz a la entrada del interferómetro a través del puerto 1 está polarizado linealmente, el acoplador divide el haz de entrada en dos haces viajando en direcciones opuestas (en sentido del reloj y contrasentido del reloj). Ambos haces interferirán mutuamente dentro del acoplador después de realizar una vuelta completa a lo largo del lazo birrefringente desarrollado así una diferencia de fase proporcional a la longitud del lazo. El cambio de fase experimentado por ambos haces es determinado por

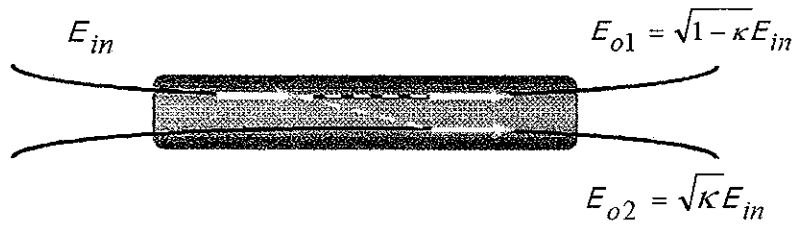
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta nL}{\lambda}. \quad (49)$$

Una relación del acoplamiento en amplitud de campo eléctrico para los haces en los puertos de salida del acoplador direccional se muestra en la figura 27. Así, tenemos que las

amplitudes de campo eléctrico en los puertos 1 y 2 quedan determinadas por las siguientes ecuaciones

$$\vec{E}_1 = \sqrt{\kappa(1-\kappa)}(\hat{M}_+\vec{E}_m + \hat{M}_-\vec{E}_m), \quad (50)$$

$$\vec{E}_2 = (1-\kappa)\hat{M}_-\vec{E}_m + \kappa\hat{M}_+\vec{E}_m, \quad (51)$$



E_{in} = Amplitud de campo eléctrico

$\kappa = \frac{I_o}{I_{in}}$ Coeficiente de acoplamiento en intensidad

Figura 27. Funcionamiento del acoplador direccional.

donde, \vec{E}_1 y \vec{E}_2 representan los vectores de Jones para las amplitudes de campo eléctrico para la luz de entrada y la luz a la salida de los puertos 1 y 2, respectivamente. Sustituyendo los operadores matriciales en las ecuaciones (50) y (51), y tomando el módulo cuadrado de la amplitud, se obtienen las intensidades a la salida correspondientes a los puertos 1 y 2 dadas por las siguientes ecuaciones

$$I_1 = I_0 [2\kappa(1-\kappa)(1 + \cos^2(\alpha) - 2\kappa(1-\kappa)\text{sen}^2(\alpha)\cos(\Delta\phi))], \quad (52)$$

$$I_2 = I_0 [1 - 2\kappa(1-\kappa)(1 + \cos^2(\alpha) + 2\kappa(1-\kappa)\text{sen}^2(\alpha)\cos(\Delta\phi))], \quad (53)$$

donde I_0 representa la intensidad a la entrada del acoplador. De las ecuaciones (50) y (51), resalta un resultado importante la función de transmitancia es independiente de la polariza-

ción de la luz de entrada. Dicha función de transmitancia es función de las propiedades del acoplador. Sin embargo, nuestro método de procesamiento permite prescindir del conocimiento de dichas propiedades como se describirá en el siguiente capítulo.

IV.3. Prototipo experimental del sensor

La figura 28 muestra un esquema del arreglo experimental para la investigación del sensor de fibra óptica para la medición de temperatura. El diseño experimental está basado en un interferómetro de Sagnac con un lazo de fibra de alta birrefringencia que genera dos haces viajando en direcciones opuestas incorporando la característica de ser insensible a la polarización.

La configuración del interferómetro es similar a la propuesta por Birks y Morkel [Birks y Morkel, 1988] para el análisis de un reflector de Sagnac de fibra monomodal usando el cálculo de Jones, excepto por el empleo en nuestro caso, de una fibra birrefringente monomodal torcida la cual es conectada a los puertos de salida del acoplador direccional.

Nuestro arreglo experimental comprende, básicamente, una lámpara de tungsteno de 250 W como fuente de luz blanca, un acoplador direccional de fibra óptica monomodal 2X2 con un divisor nominal 50/50 (3-dB) a 850 nm, un lazo de fibra birrefringente F-SPF (Newport Corp.) monomodal con una longitud de onda de operación a 820 nm, un sistema de detección consistente en un espectrógrafo MultiSpec (Oriel Corp.), una cámara CCD InstaSpec IV (Oriel Corp.) y un software de procesamiento para la adquisición de datos experimentales.

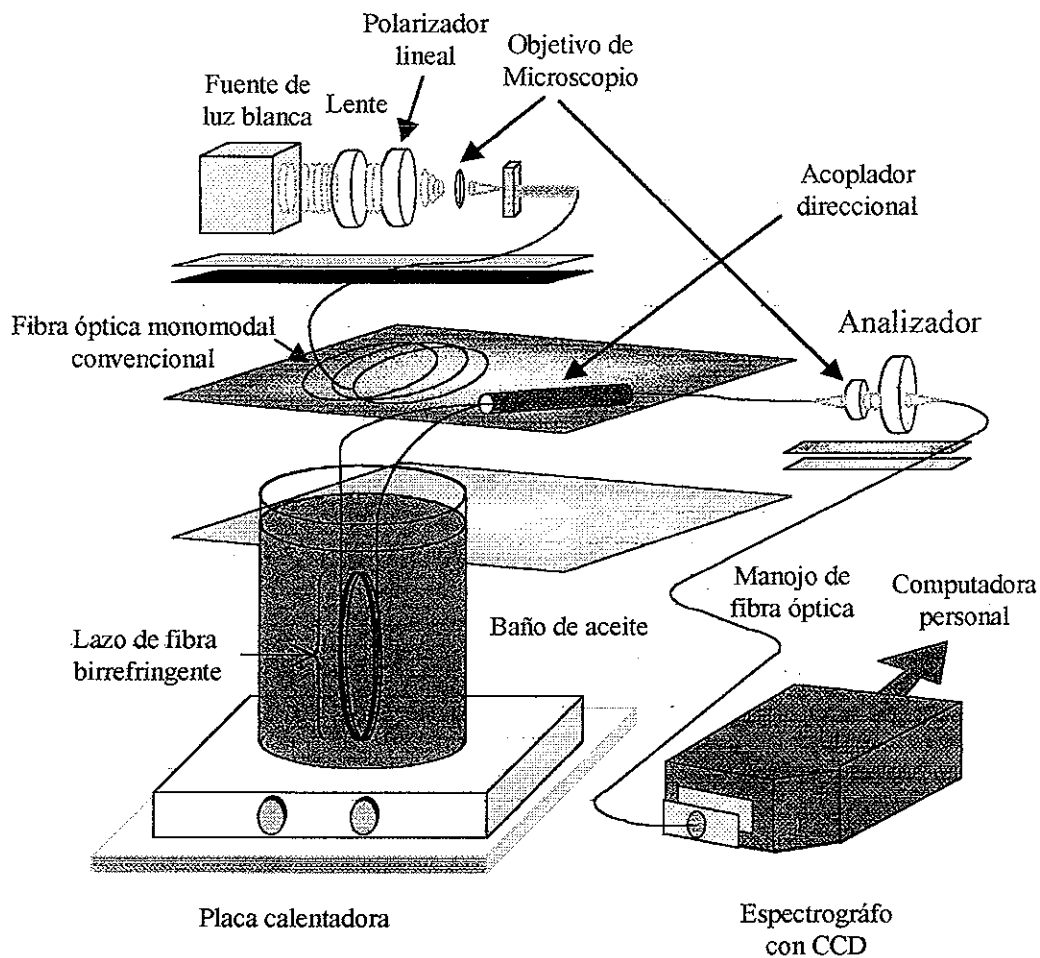


Figura 28. Arreglo experimental de un sensor de temperatura basado en una configuración de Sagnac con lazo de fibra óptica birrefringente.

El funcionamiento del arreglo es como sigue: la luz emitida por la lámpara, es acoplada a uno de los puertos de entrada del acoplador direccional a través de un objetivo de microscopio (10x, 0.25). Antes, el haz de luz se hace pasar a través un sistema óptico compuesto por una lente y un polarizador lineal [figura 28]. Este sistema permite remover del

arreglo el polarizador antes de acoplar la luz a la fibra para realizar mediciones tanto con luz polarizada y no polarizada. Así, una vez acoplada la luz en la fibra a través de uno de los puertos de entrada, ésta es dividida en amplitud por el acoplador direccional 50/50. A partir de aquí, dos haces viajan en direcciones opuestas por los puertos de salida 3 y 4 a lo largo del lazo birrefringente de fibra óptica experimentando un retardamiento siendo este proporcional a la diferencia de camino óptico, ΔnL , donde Δn es la birrefringencia de la fibra y L la longitud del lazo. La sección de fibra birrefringente que forma el lazo, es conectada a uno de los puertos de salida del acoplador mediante un empalmado mecánico. El extremo opuesto es entonces girado un cierto ángulo α y conectado al otro puerto de salida a través de un empalmado mecánico. Una idea de este esquema se muestra en la figura 29. Esta configuración de lazo cerrado forma un interferómetro de Sagnac, en su versión de fibra óptica.

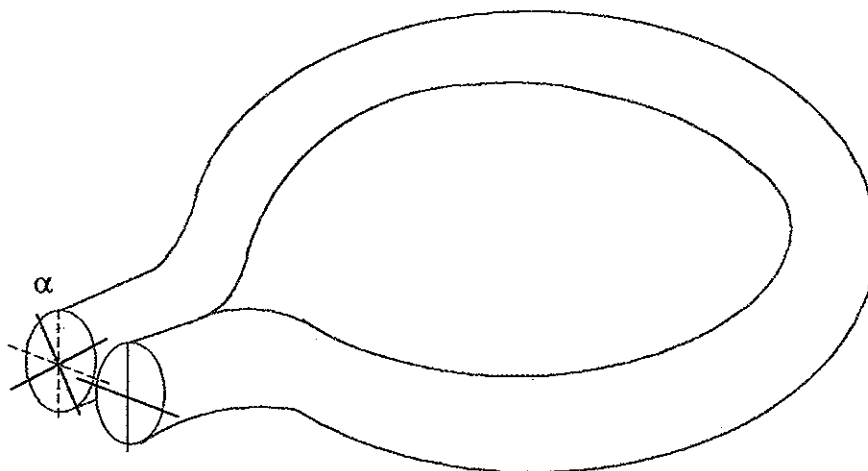


Figura 29. Configuración de la sección de fibra birrefringente conectada a los puertos del acoplador.

Para la realización de las mediciones de temperatura, la región sensible (lazo birrefringente) es sumergida en un baño conteniendo aceite automotriz como se ilustra en el montaje experimental. Este es colocado a su vez sobre una placa calefactora. El empleo de aceite en lugar de agua es porque permite eliminar la generación de burbujas debido a su mayor temperatura de ebullición, así como corrientes de convección bruscas que pudieran afectar las mediciones de temperatura.

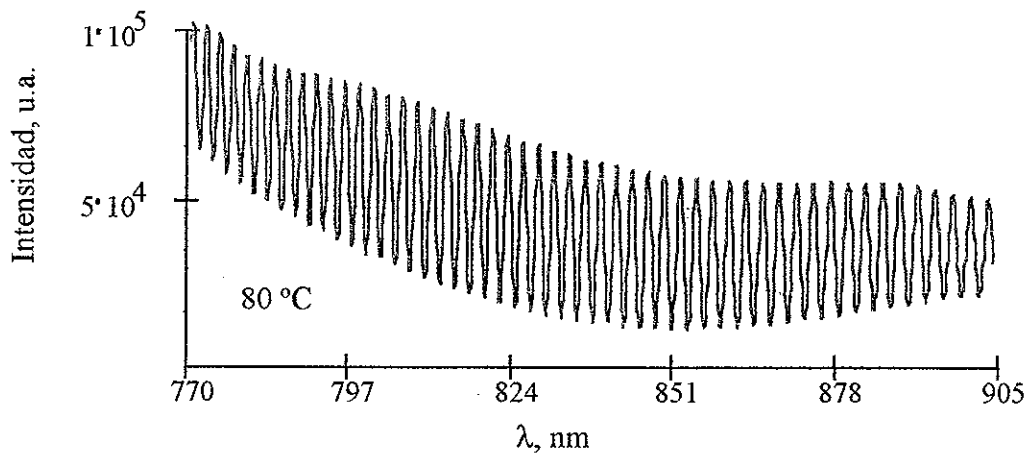


Figura 30. Señal experimental en tiempo real para una temperatura de 80 °C.

Los cambios de temperatura producidos en el aceite afectan la birrefringencia así como la longitud del lazo provocando de este modo una variación en el retardamiento entre los haces que viajan a lo largo del lazo en direcciones opuestas. Después de que los haces han experimentado una vuelta completa, estos son nuevamente divididos en amplitud al llegar al acoplador direccional interfiriendo entre ellos. La señal de salida puede ser colectada ya sea por el puerto de entrada 2 del acoplador (puerto de salida del interferómetro) u obtenida a través del puerto de entrada 1 mediante un divisor de haz. A partir de aquí, la luz

es colectada a través de un objetivo de microscopio y acoplada a un manojo de fibras e introducida al espectrógrafo para su ulterior procesamiento.

El espectrógrafo en su interior contiene un sistema de espejos que permite reflejar la luz en una rejilla de difracción. El espectro es proyectado a través de un sistema de espejos a la cámara CCD e introducida a una computadora personal observándose una señal modulada en tiempo real siendo ésta grabada para su procesamiento. La figura 30 muestra una señal experimental del espectro de intensidad como función de la longitud de onda.

Tomas similares para la señal de salida fueron realizadas para diversos casos empleando luz polarizada linealmente, luz cuyo estado de polarización varía con la longitud de onda y luz no polarizada. En todos los casos, se obtuvieron señales moduladas en amplitud similares, con esto se muestra la independencia de este arreglo respecto al estado de polarización de la luz a la entrada del interferómetro. Lo anterior nos llevó a concluir que la configuración empleada es insensible a la polarización, como se verá más adelante, verificándose experimentalmente lo predicho teóricamente.

4. Metodología experimental.

El arreglo experimental se empleo para realizar mediciones de temperatura en un intervalo de 100 °C. Como elemento sensor se utilizó un lazo birrefringente de fibra óptica en una configuración interferométrica tipo Sagnac descrita anteriormente. Se utilizaron tres valores diferentes de la región sensible: 22 cm, 38 cm y 70 cm. Las mediciones de temperatura se realizaron durante el proceso de enfriamiento, registrándose el espectro en cada medición. Para determinar la precisión de la medición de temperatura por el sensor, se rea-

lizaron en cada caso, 60 mediciones a temperatura ambiente. En todos los casos se empleó luz no polarizada. Para esto, se removió el polarizador a la entrada del interferómetro.

Mediciones de intensidad para el caso de polarización múltiple

Para este caso, se incorporó a la entrada del interferómetro un enrollado de fibra monomodal convencional con una longitud de onda de corte en 980 nm (F-SP, Newport Corp.) acorde con el acoplador direccional. Se colocó un analizador a la salida del enrollado para verificar la presencia de polarización múltiple. La figura 31 muestra la elipticidad

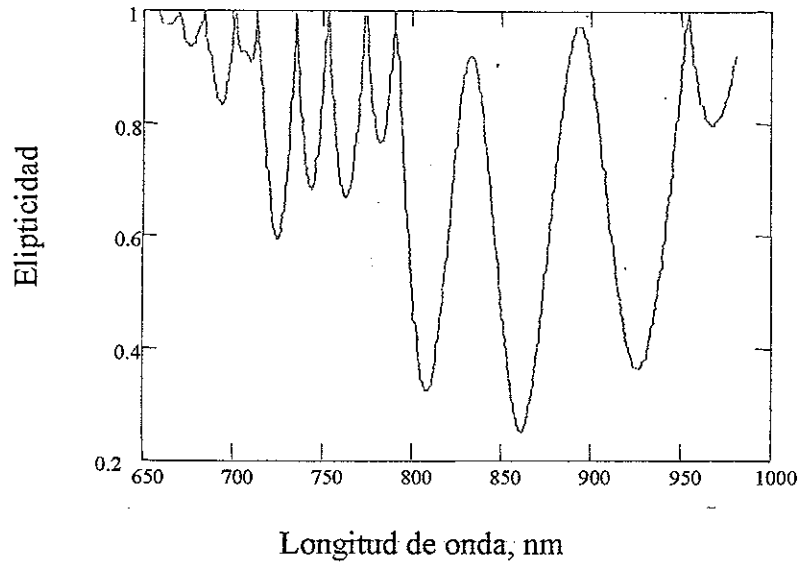


Figura 31. Elipticidad de polarización.

de polarización de la luz para polarización múltiple como función de la longitud de onda para una fibra convencional sin birrefringencia inducida de 30 m de longitud (F-SA, Newport Corp.). El valor de uno corresponde a una polarización lineal paralela al eje de transmisión del analizador.

Esta fibra fue enrollada formando una trayectoria circular de 15 cm de radio aproximadamente [figura 32]. Para determinar la elipticidad de polarización, consideramos una componente monocromática de la luz blanca, de longitud de onda λ . Para ello, supusimos que la luz esta perfectamente polarizada y no contiene componentes no polarizadas; en este caso, podemos considerar que la forma de la elipse de polarización determina el estado de polarización de la componente espectral. La forma de esta elipse dependerá de dos parámetros, a saber: la orientación del eje mayor de la elipse la cual designamos por α y la razón del eje menor al eje mayor de la elipse denotada por e .

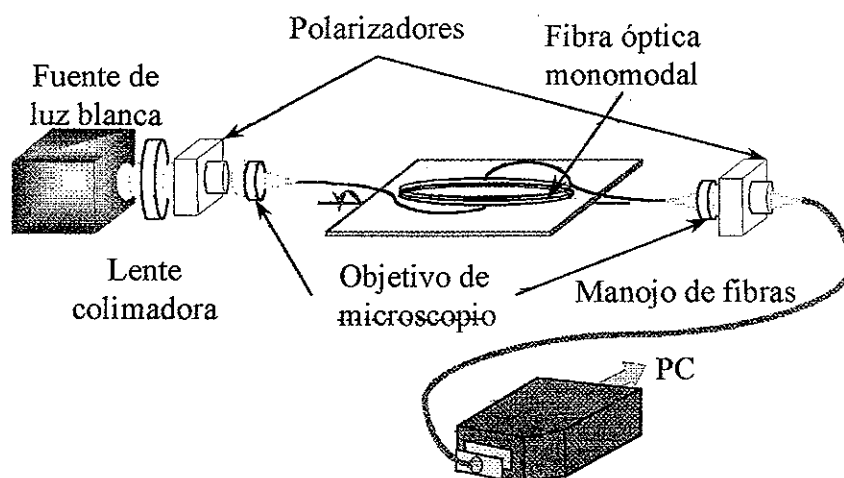


Figura 32. Arreglo experimental para el caso de múltiples polarizaciones dependientes de la longitud de onda.

Para nuestro análisis, denotemos por a_1 y a_2 las amplitudes del campo eléctrico a lo largo de los ejes mayor y menor de la elipse, respectivamente [figura 33]. Por lo tanto, definiendo la elipticidad como $e = |a_2|/|a_1|$, vemos que $0 \leq e \leq 1$. De nueva cuenta, empleando el formalismo de Jones podemos describir el estado de polarización como

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} a_1 \cos(\alpha) - i a_2 \sin(\alpha) \\ a_1 \sin(\alpha) + i a_2 \cos(\alpha) \end{pmatrix}, \quad (54)$$

la presencia de la unidad imaginaria es por el corrimiento de $\pi/2$, es decir, $e^{i\pi/2}$. El ángulo α es la orientación azimutal del eje mayor respecto al eje x mostrado en la [figura 33]. Por consiguiente, vemos a_1 y a_2 así como la orientación azimutal pueden considerarse como los parámetros principales del estado de polarización.

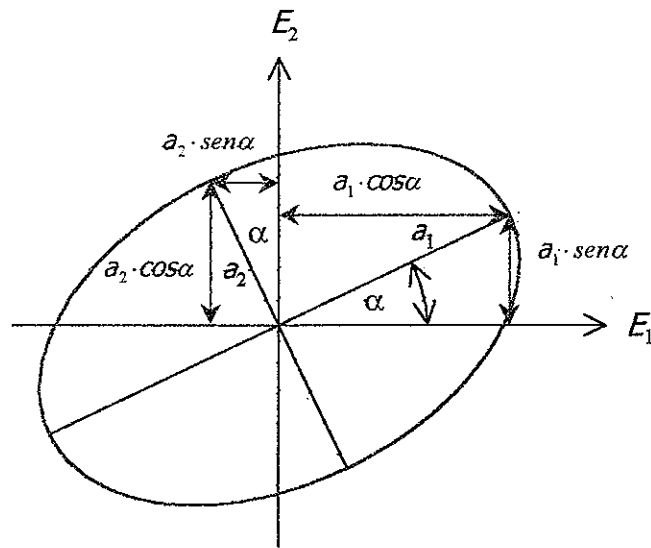


Figura 33. Elementos de la elipse de polarización.

Para probar experimentalmente que las polarizaciones múltiples del estado de polarización dependientes de la longitud de onda son estacionarias respecto a una orientación del plano del enrollado de fibra óptica, se determinan la elipticidad e y el ángulo azimutal α a partir de tres mediciones de intensidad de la luz, similar a los parámetros de Stokes para determinar el estado de polarización de la luz.

Posteriormente, se verificó de manera experimental que para otras tres mediciones diferentes la elipticidad de polarización [figura 31] no cambia para la misma orientación del plano del enrollado; con esto indicamos que las tres mediciones que determinan la elipse de polarización para cada longitud de onda, son estacionarias dependiendo únicamente de la orientación del enrollado.

Tenemos que, de la ecuación (53), podemos expresar la intensidad en términos de la orientación del analizador de polarización colocado a la salida del enrollado [figura 32]. El vector de Jones a la salida de arreglo para el caso de polarización múltiple puede expresarse como

$$\hat{J}_s = \hat{A}_p \hat{A}, \quad (55)$$

donde \hat{A}_p representa la matriz para un polarizador lineal para una orientación β del eje de transmisión respecto al plano de la mesa. Entonces la intensidad queda determinada por el módulo cuadrado de \hat{J}_s expresado por

$$\begin{aligned} I(\beta) = & [a_1 \cos(\alpha) \cos^2(\beta) + a_1 \sin(\alpha) \cos(\beta) \cdot \sin(\beta)]^2 + \dots \\ & + [a_2 \cos(\alpha) \cos(\beta) \cdot \sin(\beta) - a_2 \sin(\alpha) \cos^2(\beta)]^2 + \dots \\ & + [a_2 \cos(\alpha) \sin^2(\beta) - a_2 \sin(\alpha) \cos(\beta) \cdot \sin(\beta)]^2 + \dots \\ & + [a_1 \sin(\alpha) \sin^2(\beta) + a_1 \cos(\alpha) \cos(\beta) \cdot \sin(\beta)]^2 \end{aligned} \quad (56)$$

A partir de la ecuación (56), las ecuaciones correspondientes a I_0 , I_{90} e I_{45} quedan determinadas por las siguientes ecuaciones

$$I_0 = a_1^2 \cdot \cos^2 \alpha + a_2^2 \cdot \sin^2 \alpha = a_2^2 + (a_1^2 - a_2^2) \cos^2 \alpha, \quad (57)$$

$$I_{90} = a_1^2 \cdot \sin^2 \alpha + a_2^2 \cdot \cos^2 \alpha = a_2^2 + (a_1^2 - a_2^2) \sin^2 \alpha, \quad (58)$$

$$I_{45} = \frac{1}{2} [(a_1^2 + a_2^2) + (a_1^2 - a_2^2) \sin 2\alpha]. \quad (59)$$

Determinación del ángulo α . De (57) y (58) se tiene que

$$I_0 + I_{90} = a_1^2 + a_2^2. \quad (60)$$

De la ecuación (59), el término $(a_2^2 - a_1^2)\text{sen}2\alpha$ queda expresado como

$$(a_2^2 - a_1^2)\text{sen}2\alpha = 2I_{45} - I_0 - I_{90}. \quad (61)$$

Ahora bien, restando (58) de (57) se llega a que

$$(a_2^2 - a_1^2)\text{cos}2\alpha = I_0 - I_{90}. \quad (62)$$

Por lo tanto, la orientación azimutal, α puede calcularse a partir de siguiente expresión

$$\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{2I_{45} - I_0 - I_{90}}{I_0 - I_{90}}\right). \quad (63)$$

Determinación de la elipticidad, e . De la ecuación (62), tenemos que

$$\begin{aligned} \text{cos}2\alpha &= \sqrt{1 - (\text{sen}2\alpha)^2} \\ &= \frac{1}{a_1^2 - a_2^2} \sqrt{(a_1^2 - a_2^2)^2 - (2I_{45} - I_0 - I_{90})^2} \end{aligned} \quad (64)$$

Sustituyendo la ecuación (64) en (62) se tiene que

$$I_0 - I_{90} = \sqrt{(a_1^2 - a_2^2)^2 - (2I_{45} - I_0 - I_{90})^2}. \quad (65)$$

A partir de las ecuaciones (60) y (65), se puede determinar a_1 y a_2 las cuales quedan expresadas por

$$|a_1| = \sqrt{\frac{I}{2}} \sqrt{(I_0 + I_{90}) \pm \sqrt{(I_0 + I_{90})^2 + (2I_{45} - I_0 - I_{90})^2 - 4I_0 I_{90}}}, \quad (66)$$

y

$$|a_2| = \sqrt{\frac{I}{2}} \sqrt{(I_0 + I_{90}) \mp \sqrt{(I_0 + I_{90})^2 + (2I_{45} - I_0 - I_{90})^2 - 4I_0 I_{90}}}. \quad (67)$$

Por lo tanto, la elipticidad puede calcularse como

$$e = \frac{I_0 + I_{90} - \sqrt{(I_0 + I_{90})^2 + (2I_{45} - I_0 - I_{90})^2 - 4I_0I_{90}}}{I_0 + I_{90} + \sqrt{(I_0 + I_{90})^2 + (2I_{45} - I_0 - I_{90})^2 - 4I_0I_{90}}} \quad (68)$$

IV.5. Conclusiones

En este capítulo se concluye con los siguientes resultados:

- Se presentó un arreglo experimental de un sensor de fibra óptica basado en un lazo cerrado de fibra birrefringente para la medición de temperatura. Su función de transmitancia es independiente de la polarización de la luz de entrada.
- Se verificó de manera experimental la independencia de la polarización de la luz a la entrada del interferómetro para tres casos: polarización lineal, polarización múltiple y luz no polarizada.



Capítulo V

Procesamiento de datos experimentales y Análisis de resultados

V.1. Introducción

En los capítulos 3 y 4 hemos presentado el arreglo experimental para dos sensores de temperatura basados en dos configuraciones interferométricas que emplean fibras ópticas monomodales con alta birrefringencia, a saber, Mach-Zehnder y Sagnac. Ambos sensores del tipo intrínseco, es decir, la acción del mesurando sobre la luz es llevado a cabo por la fibra misma. Estas fibras birrefringentes son del tipo moño de corbata con elementos de tensión paralelos a la dirección de propagación, los cuales inducen una birrefringencia en la fibra. Mediante el empleo de estas fibras, dos modos de polarización mutuamente ortogonales experimentan una diferencia en el camino óptico recorrido. De este modo, las variaciones en la diferencia de camino óptico se ven afectadas por los cambios en las propiedades ópticas y la longitud de la fibra debidas a su interacción con el entorno que le rodea como la temperatura, presión hidrostática, tensión o cualquier otra perturbación física o química.

Por otra parte, la función de transferencia para ambos interferómetros dada por las ecuaciones (40) y (41) así como las ecuaciones (52) y (53) para Mach-Zehnder y Sagnac respectivamente, es de naturaleza periódica. Esto se refleja en una modulación de la intensidad. Esta modulación puede presentarse en espacio, tiempo o en longitud de onda. Cuando se emplea una fuente de luz monocromática, la modulación del patrón de interferencia en el espacio se presenta manifestándose una serie de franjas. Sin embargo, una modulación

en el tiempo puede ser obtenida mediante un detector puntual conectado a un osciloscopio. En ambos casos, se presentan dos problemas asociados con esta naturaleza periódica: la ambigüedad en la periodicidad a 2π , que limita la realización de mediciones de tipo absoluto. El otro problema está asociado con la sensibilidad a los cambios del entorno provocados por la perturbación física, es decir, el punto en el cual la pendiente de oscilación es máxima. Para ello, han sido desarrolladas diversas técnicas en detección coherente para resolver estos problemas las cuales han sido clasificadas como: detección homodina activa, detección homodina pasiva y detección heterodina [Jackson, 1985]. Sin embargo, el empleo de fuentes menos costosas, con un ancho espectral más amplio conocidas como fuentes de baja coherencia ha dado lugar a la interferometría de luz blanca, en la cual la función de transferencia es función de la longitud de onda. Así con el empleo de este tipo de fuentes es posible realizar mediciones absolutas así como la eliminación de la ambigüedad en la periodicidad más allá de 2π .

En los experimentos realizados en este trabajo hemos empleado una lámpara de tungsteno como fuente de luz, un procesador óptico que permite obtener la modulación en intensidad como función de la longitud de onda (barrido espectral) para la generación de datos experimentales para su ulterior procesamiento computacional. En este capítulo, proponemos, para el procesado digital de estos espectros, una nueva técnica de procesamiento basada en el cálculo de la fase absoluta.

En las secciones subsiguientes se presenta una breve descripción referente a la interferometría con luz blanca, el procesamiento óptico para la generación del barrido espectral así

como la metodología propuesta para el cálculo de la fase absoluta, finalizando con un análisis de los resultados mediante la aplicación de esta nueva técnica para ambos arreglos.

V.2. Interferometría de luz blanca

El uso de técnicas interferométricas en las aplicaciones de sensores con fibras ópticas ha permitido el acceso a altas resoluciones y un intervalo dinámico grande, tal es el caso del conteo de franjas. Las técnicas interferométricas convencionales de conteo de franjas han permitido resoluciones de desplazamientos del orden de micrómetros y el empleo adicional de técnicas de seguimiento de fase ha incrementado este intervalo hasta la escala de nanómetros. Por otra parte, otras técnicas no asociadas directamente con detección coherente, como el uso de fuentes de baja coherencia, de fuentes de amplio rango espectral tales como los diodos emisores de luz, y de diodos láser multimodales o fuentes de halógeno son empleadas en los sensores de fibra óptica. En general, este método de sensado es denominado interferometría de luz blanca o de baja coherencia. Aunque esta técnica no fue reportada en los sensores de fibra óptica sino hasta 1983, primeramente para uso con fibras monomodales [Al-Chalabi et. al., 1983], su principio de operación ha sido demostrado previamente por su potencial en los sistemas de comunicación [Deslisle y Cielo, 1975].

Como en todos los métodos interferométricos, los cambios en la longitud de camino óptico de la luz son observados a través del análisis del patrón de franjas [Hocker, 1979]. Hay dos métodos distintos en los sistemas sensores con fibras ópticas para la observación de los patrones de franjas los cuales suelen clasificarse como 1) procesamiento en el dominio espectral y 2) procesamiento en el dominio de la fase. Cada una de estas técnicas de procesamiento puede subdividirse dependiendo del método de la formación del patrón de

franja, es decir, formación espacial de franjas [Chen et. al., 1991] o formación temporal de franjas [Bosselmann, 1987]. Nuestra técnica de procesamiento está ubicada en el dominio espectral con formación espacial del patrón de franjas.

Describiremos en esta sección la filosofía básica de la interferometría de baja coherencia a través de las propiedades espectrales y de coherencia de las fuentes comúnmente usadas en esta técnica. La configuración óptica básica del sensor de fibra óptica empleando luz de baja coherencia se muestra en la figura 34. Tales sistemas típicos de sensado interferométrico

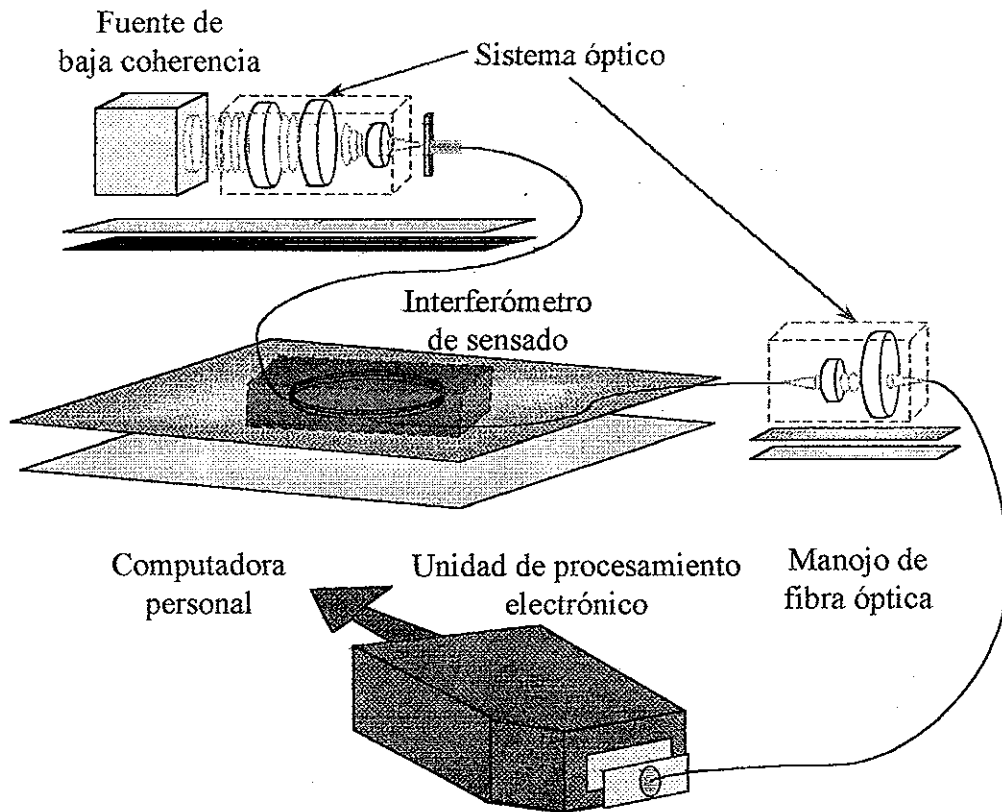


Figura 34. Configuración básica de un sensor de fibra óptica usando interferometría de baja coherencia.

trico con luz blanca comprende un interferómetro de sensado y un analizador de espectros o un espectrógrafo como segunda unidad de procesamiento, como componentes esenciales. El primero de ellos es usado para convertir el mensurando en una variación de la diferencia de camino óptico (DCO) entre dos trenes de onda separados espacialmente los cuales son enviados al último a través de una fibra óptica como enlace. Este último procesa el patrón de franjas de interferencia desplegando el espectro de potencia de la luz a la salida del interferómetro de sensado. En nuestro caso, utilizamos un espectrógrafo formado por una rejilla de difracción y un sistema de espejos, los cuales envían la luz a una cámara CCD previamente calibrada como función de la longitud de onda.

V.2.1. Características de la fuente. Interferometría básica.

Las características de una fuente típica usada en esta técnica como para el caso de un LED tiene distribución espectral en intensidad cercana a una Gaussiana. Tal distribución puede ser expresada como

$$i(k) = I_0 \exp\left[-\left(\frac{k - k_0}{\sigma/2}\right)^2\right], \quad (69)$$

donde k_0 es el número de onda central y $\sigma/2$ representa el ancho medio del espectro ($k_0 - k$) en el cual la intensidad decae a $1/e$ de su valor máximo en k_0 . Si expresamos el campo eléctrico E como

$$E(k, \Delta\varphi) = A(k, \varphi) \exp[-i\varphi(\delta)], \quad (70)$$

donde k y φ son el número de onda y la fase respectivamente, $A(k, \varphi)$ es la amplitud de la onda. Para el caso de un interferómetro por división de amplitud existe una diferencia de camino óptico δ , cuando el vector de campo eléctrico es dividido en amplitud en dos com-

ponentes paralelas $E_1(k, \varphi)$ y $E_2(k, \varphi + k\delta)$, y cuando son mezclados estos interfieren entre sí formando un solo haz cuya intensidad puede ser expresada como

$$I(k) = \langle (E_1(k, \varphi) + E_2(k, \varphi + k\delta)) \cdot (E_1(k, \varphi) + E_2(k, \varphi + k\delta))^* \rangle, \quad (71)$$

donde el promedio temporal ha sido tomado del producto de la suma y diferencia de las amplitudes E_1 y E_2 y sus complejos conjugados. Este proceso nos lleva a la función de transferencia del interferómetro expresada por

$$I(k) = I_0 [1 + m(k, \delta) \cos[\Delta\varphi(k, \delta)]], \quad (72)$$

donde $m(k, \delta)$ es la amplitud de modulación (la visibilidad de las franjas del coseno), $\Delta\varphi = 2\pi\delta/\lambda_0$ expresa el desfase entre los haces paralelos. La expresión (72) depende también de la amplitud de E_1 y E_2 . Para el caso del interferómetro de Mach-Zehnder con fibra birrefringente, la diferencia en camino óptico entre modos de polarización es $\delta = \Delta nL$, Δn y L son la birrefringencia lineal de la fibra y la longitud de desfase. Entonces sustituyendo $\delta = \Delta nL$ en la expresión (72) tenemos

$$I(k) = I_0 \left[1 + m(k, \delta) \cos\left(\frac{2\pi\Delta nL}{\lambda_0}\right) \right]. \quad (73)$$

La amplitud de modulación $m(k, \delta)$ para el modo fundamental con una distribución gaussiana en intensidad puede expresarse como [Meggett, 1995]

$$m(k, \delta) = \exp\left[-\left(\frac{\delta\sigma}{2}\right)^2\right]. \quad (74)$$

De la expresión (65) tenemos que la intensidad decae a $1/e$ cuando $\sigma/2 = 2\pi\Delta\lambda/\lambda^2$, donde σ es el número de onda, así tenemos que de (74) la longitud necesaria que puede ser desfasa-

do el interferómetro tal que la intensidad de las franjas de interferencia decaigan a $1/e$, es decir, a 36% del máximo de intensidad es

$$L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}, \quad (75)$$

la cual es conocida tradicionalmente como la longitud de coherencia, donde $\Delta\lambda$ y λ son el ancho espectral y la longitud central de la fuente. Este análisis nos muestra que la intensidad a la salida del interferómetro es dependiente de la diferencia del camino óptico δ y de la fuente empleada. Lo anterior ha permitido el desarrollo de dos esquemas de procesamiento para la interferometría con luz blanca a saber: el procesamiento en el dominio *espectral* y en el dominio de la *fase*. La metodología para el procesamiento de los datos experimentales ha sido desarrollada en el dominio espectral en el cual hemos empleado para el análisis del patrón de franjas de interferencia un espectrógrafo en conjunto con una cámara CCD.

V.2.2. Procesamiento en el dominio espectral. Técnica de barrido espectral.

En el procesamiento del dominio espectral empleado en interferometría con luz de baja coherencia, además del interferómetro de sensado [figura 34] que tiene por finalidad convertir el mesurando en una variación de la diferencia de camino óptico, se emplea una segunda unidad de procesamiento que puede ser un analizador de espectros o un espectrógrafo. Este último, introduce una diferencia de camino óptico con el mismo valor que el anterior para recobrar la longitud camino de desbalance y crear un patrón de franjas de interferencia, capaz de proporcionar la intensidad de salida en función de la longitud de onda

$I(\lambda)$. El espectro de potencia a la salida del interferómetro es la convolución de la densidad espectral de la fuente $S(k)$ y la función de transferencia y puede ser expresarse como:

$$I(k) = \int_{-\infty}^{\infty} S(k_1) [1 + m \cdot \cos(k_1 \delta)] \cdot h(k - k_1) dk_1, \quad (76)$$

donde $h(k - k_1)$ es la función de respuesta al impulso. Para el caso de un LED con una densidad espectral de forma gaussiana, la ecuación (76) será [figura 35]

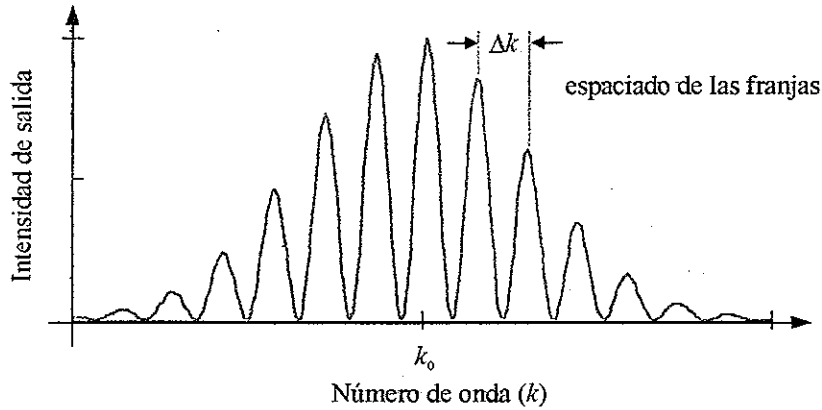


Figura 35. Franjas cosenoidales idealizadas producidas cuando un espectrométero es empleado como procesador espectral.

$$I(k) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{k - k_0}{\sigma/2} \right)^2 \right] [1 + \cos(k\delta)]. \quad (76)$$

El número total y la periodicidad de las franjas de interferencia dependerán de la diferencia óptica del interferómetro δ así como de la fuente de luz. Los máximos para la función coseno en la ecuación (76), ocurrirán cuando $k\delta = 2\pi N$, es decir, $\delta = N\lambda$ donde N representa el orden de interferencia. Así tenemos que $\Delta k = 2\pi/\delta$ y, sabiendo que $\Delta k = 2\pi\Delta\lambda/\lambda^2$, tenemos que la diferencia en longitud de onda entre franjas adyacentes, lo cual define el intervalo

espectral libre para el interferómetro, estará dado por λ^2/δ . Esto indica que las franjas serán más compactas conforme se incrementa el desfase en el interferómetro. Entonces, una limitación del intervalo dinámico estará dado por el valor mínimo posible del intervalo espectral libre. Así, el máximo cambio de fase espectral queda definido por

$$\Delta\varphi = 2\pi\Delta N, \quad (78)$$

y

$$\Delta\varphi = 2\pi\Delta\lambda/\lambda^2, \quad (79)$$

donde ΔN es el máximo número de franjas espectrales detectable. Es posible determinar la máxima diferencia de camino óptico δ_{\max} que puede tener el interferómetro empleado para el sensado del mensurando, dependiendo de la resolución espectral $\Delta\lambda$ del espectrómetro, el cual es calculado como $\delta(\max) = \lambda^2/(2\Delta\lambda)$. La resolución de la fase $\Delta\varphi$ la cual no es constante a lo largo del intervalo de operación, es proporcional a la fase medida, así tenemos que $\Delta\varphi = \varphi\Delta\delta/\delta$. Una de las primeras versiones comerciales de sensores con fibra óptica basadas en interferometría de baja coherencia fue presentada por Harl [Harl et. al., 1987]. El ruido de fase asociado con las fluctuaciones de la longitud de onda de la fuente es determinado por

$$\delta\varphi_\lambda = \frac{2\pi\Delta\delta}{\lambda_0^2} \delta\lambda, \quad (80)$$

donde $\delta\lambda$ representa las fluctuaciones de la longitud de onda las cuales están relacionadas con las fluctuaciones de la fuente. Cabe mencionar que los esquemas de sensado con fibras ópticas basados en interferometría de luz blanca son capaces, en principio de ofrecer mediciones absolutas con un gran intervalo dinámico y una alta precisión [Koch y Ulrich, 1991].

Hasta aquí hemos presentado los conceptos fundamentales de la interferometría con luz blanca, la cual es una de las técnicas más prometedoras para sobreponerse al problema de ambigüedad, la cual limita el intervalo de operación de los sensores polarimétricos e interferométricos convencionales. Describiremos a continuación la técnica de barrido en longitud de onda, empleada anteriormente por Shlyagin [Shlyagin et. al., 1995] para la medición de la dispersión de la birrefringencia en fibra ópticas. Esta técnica de barrido espectral

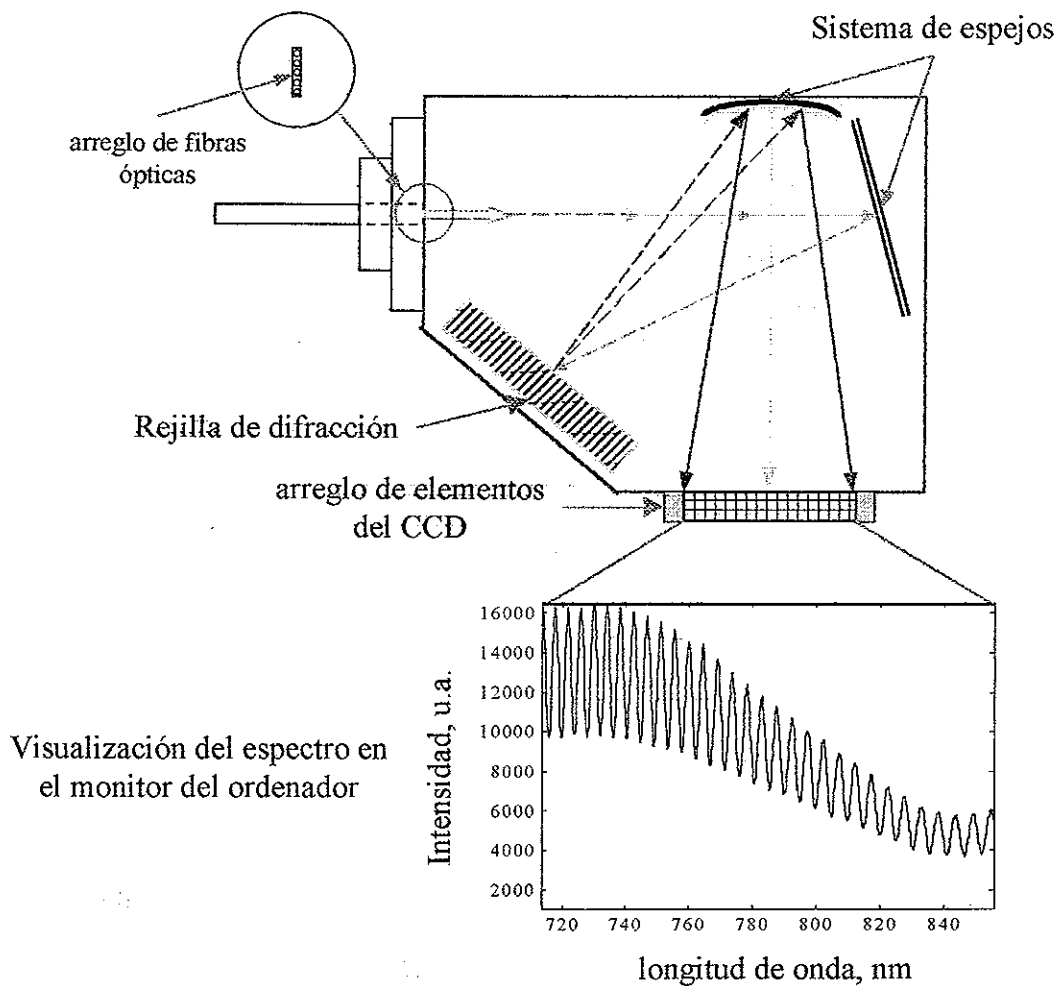


Figura 36. Técnica de barrido espectral en el dominio espacial.

emplea una fuente de luz de baja coherencia, en este caso, una lámpara de tungsteno. Como detector de la luz a la salida del interferómetro, un espectrógrafo el cual está constituido por un sistema de espejos y una rejilla de difracción que permite abrir la luz en espectro. A este sistema se le incorpora una cámara CCD conteniendo un arreglo lineal de 1024 elementos. El sistema de espejos refleja una imagen del espectro en el arreglo de elementos de la CCD [figura 36]. Este sistema permite observar en tiempo real el espectro a la salida del interferómetro, previamente calibrada la cámara CCD como función de la longitud de onda.

V.3. Metodología de procesamiento

El análisis del patrón de interferencia para una configuración Mach-Zehnder y Sagnac dadas por las expresiones (40)-(41) y (52)-(53) respectivamente, se pueden integrar en una expresión general como

$$I(\lambda) = \frac{I_0(\lambda)}{2} [1 + a + b \cdot \cos(\Delta\varphi(\lambda))], \quad (81)$$

donde $I_0(\lambda)$ representa la intensidad a la entrada del interferómetro, las constantes a y b son constantes dependientes del coeficiente de acoplamiento. El argumento de la ec. (81) está dado por $\Delta\varphi = 2\pi\Delta nL/\lambda$. Un espectro de salida típico se muestra en la figura 37a (curva 1). De la expresión (81) tenemos que el término de interferencia modal dado por el término cosenoidal tiene una frecuencia que es proporcional al producto de la birrefringencia y la longitud las cuales son dependientes de la temperatura.

A fin de extraer el término cosenoidal de la expresión (81) a partir del espectro experimental, es necesario conocer el espectro de la intensidad a la entrada del interferómetro $I_o(\lambda)$. Se consideraron dos métodos para la determinación de $I_o(\lambda)$: el denominado directo, que consiste en pre-grabar $I_o(\lambda)$ durante la calibración del sensor [Khomenko *et al.*, 1993]. Para ello, se removió el analizador del arreglo experimental permitiendo, de este modo, grabar la intensidad total que pasa a través de la fibra óptica. Sin embargo, la inestabilidad óptica del arreglo experimental, particularmente la debida a las manipulaciones del

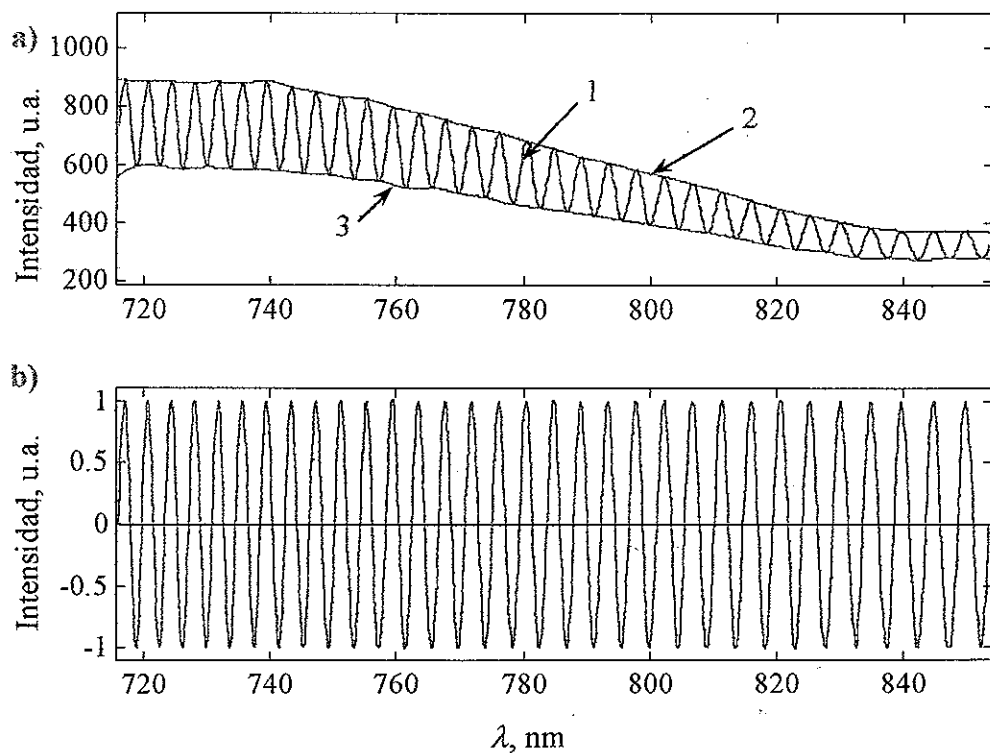


Figura 37. a) Señal de salida del espectrógrafo CCD $I(\lambda)$, curva 1, con máximos $I_{max}(\lambda)$ y mínimos $I_{min}(\lambda)$ interpolados. $L = 20$ cm; b) Término coseno extraído a partir del espectro de salida.

analizador nos obligo a buscar otra manera de calcular $I_o(\lambda)$.

Una de las aportaciones de este trabajo es la determinación de $I_o(\lambda)$ a partir del espectro de intensidad de salida [Cortés, et. al., 1998]. Este método alternativo requiere que, para un mejor resultado en el procesado de la señal, $I_o(\lambda)$ sea calculada empleando el mismo espectro de salida del interferómetro. Así, el término cosenoidal será calculado directamente a partir del espectro de salida, eliminando de este modo las inestabilidades del sistema causadas por manipulaciones del analizador. Para ello, se supuso que $I_o(\lambda)$ varía lentamente en comparación con el término de modulación de la expresión (81). En el proceso, fue necesario el empleo de dos espectros auxiliares $I_{max}(\lambda)$ e $I_{min}(\lambda)$ los cuales se muestran en la figura 42a (curvas 2 y 3). Estas son calculadas mediante interpolación de los máximos y mínimos de $I(\lambda)$ respectivamente. Por lo tanto, de la expresión (80), tenemos que

$$I_{max}(\lambda) = \frac{I_o(\lambda)}{2}(1 + a + b), \quad (82)$$

e

$$I_{min}(\lambda) = \frac{I_o(\lambda)}{2}(1 + a - b). \quad (83)$$

Despejando las constantes a y b de las ecs. (82) y (83), y sustituyéndolas en la ec. (81) se llega a la siguiente expresión para el término de modulación normalizado, $S(\lambda)$ dado por

$$S(\lambda) = \cos\left(\frac{2\pi\Delta nL}{\lambda}\right) = \frac{2I(\lambda) - I_{max}(\lambda) - I_{min}(\lambda)}{I_{max}(\lambda) - I_{min}(\lambda)}. \quad (84)$$

Un resultado típico para $S(\lambda)$ se muestra en la figura 37b. Las tomas adquiridas por el espectrógrafo CCD emplearon un tiempo mínimo de grabación del espectro de 30 ms. De este modo, el tiempo corto de grabación combinado con el procedimiento para el procesado de los espectros descrito en esta sección nos proporcionó lecturas muy estables y reproducibles.

bles con el sensor de fibra aún bajo condiciones inestables de operación. Por ejemplo, se verificó experimentalmente que un cambio en la fuente de voltaje de la lámpara de tungsteno por un factor de tres o el reemplazo de la lámpara por una de xenón no afecta las lecturas del sensor.

Dada la alta sensibilidad de la birrefringencia de la fibra con la temperatura, los cambios de la misma, la cual se refleja en cambios de la birrefringencia modal y, por consiguiente se manifiesta en variaciones de la diferencia de camino óptico entre modos ortogonales de polarización, provocando desplazamientos de espectro de modulación, $S(\lambda)$. Así, las mediciones de la respuesta a la temperatura presentarán una baja incertidumbre, si los cambios del argumento $\Delta\varphi$ en el término cosenoidal; el cual es directamente proporcional a la diferencia de camino óptico, $DCO = \Delta n(\lambda)L$ entre los modos ortogonales de polarización, es determinada una alta precisión.

A continuación, proponemos un método de procesamiento que permite calcular de

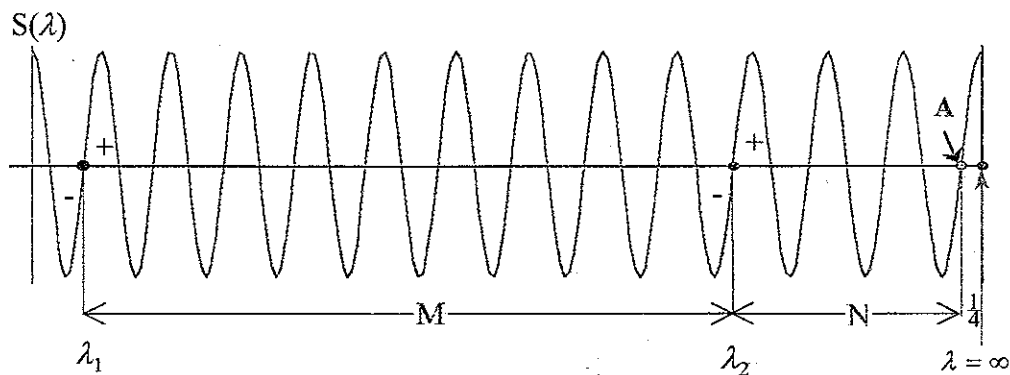


Figura 38. Término de modulación $S(\lambda)$

manera absoluta, la diferencia de camino óptico, a partir de $\varphi(\lambda)$. Para este propósito se procedió de la siguiente manera:

Determinamos un intervalo espectral de trabajo de $\mathcal{S}(\lambda)$ como se muestra en la figura 37b y, designamos como λ_1 la posición del primer cero seguido por un semi-ciclo positivo y, por λ_2 como el último cero de $\mathcal{S}(\lambda)$ precedido en este caso, por un semi-ciclo negativo, siendo $\lambda_1 < \lambda_2$ [figura 38]. De este modo, podemos expresar $\varphi(\lambda)$ para λ_1 y λ_2 en términos de dos parámetros N y M como

$$\varphi(\lambda_1) = \frac{2\pi\Delta n(\lambda_1)L}{\lambda_1} = 2\pi\left(M + N + \frac{1}{4}\right), \quad (85)$$

y

$$\varphi(\lambda_2) = \frac{2\pi\Delta n(\lambda_2)L}{\lambda_2} = 2\pi\left(N + \frac{1}{4}\right), \quad (86)$$

N y M son enteros positivos, en nuestro caso, definen el orden de interferencia siendo el número de ciclos comprendido entre los puntos A y λ_2 y el número de ciclos entre λ_1 y λ_2 , respectivamente, y además $N > M$. Por lo tanto, si somos capaces de determinar N sin ambigüedad, entonces la diferencia de camino óptico $\Delta n(\lambda_2)L$ puede ser calculada con una gran exactitud a partir de

$$\Delta n(\lambda_2)L = DCO = \lambda_2\left(N + \frac{1}{4}\right). \quad (87)$$

Ahora bien, si excluimos L de las ecuaciones (85) y (86) tenemos que el orden de interferencia puede ser determinado a partir de $N = \text{round}(N')$ con

$$N' = \frac{\lambda_1 M \Delta n(\lambda_2)}{\lambda_2 \Delta n(\lambda_1) - \lambda_1 \Delta n(\lambda_2)} - \frac{1}{4}, \quad (88)$$

donde la operación *round* denota que N' es redondeada al entero más cercano.

Cálculo de la incertidumbre para N' . Consideremos la ecuación (88), se tiene que $N' = N'(\lambda_1, \lambda_2, \Delta n_1, \Delta n_2)$, es función de las variables λ_1 , λ_2 , Δn_1 y Δn_2 , donde Δn_1 y Δn_2 representan la birrefringencia evaluada en λ_1 y λ_2 . Estas variables tienen asociadas a su vez una incertidumbre. Por lo tanto, si q es cualquier función de varias variables x, y, \dots, z , entonces la incertidumbre de q asociada con la incertidumbre de x, y, \dots, z , puede calcularse como

$$\delta q = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial x} \delta x\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial q}{\partial z} \delta z\right)^2} \quad [\text{Taylor, 1982}].$$

De este modo, el error para el cálculo de N' quedará determinada por la siguiente expresión

$$\delta N' = \sqrt{\left(\frac{\partial N'}{\partial \Delta n_1} \delta \Delta n_1\right)^2 + \left(\frac{\partial N'}{\partial \Delta n_2} \delta \Delta n_2\right)^2 + \left(\frac{\partial N'}{\partial \lambda_1} \delta \lambda_1\right)^2 + \left(\frac{\partial N'}{\partial \lambda_2} \delta \lambda_2\right)^2}. \quad (89)$$

Sustituyendo las correspondientes derivadas parciales de N' respecto a λ_1 , λ_2 , Δn_1 y Δn_2 , la ec. (88) queda expresada como

$$\delta N' = \frac{M \lambda_1 \lambda_2 \Delta n_1 \Delta n_2}{(\lambda_2 \Delta n_1 - \lambda_1 \Delta n_2)^2} \sqrt{\left(\frac{\delta \Delta n_1}{\Delta n_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta \Delta n_2}{\Delta n_2}\right)^2 + \left(\frac{\delta \lambda_1}{\lambda_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta \lambda_2}{\lambda_2}\right)^2}. \quad (90)$$

Ahora bien, haciendo la aproximación de que $\Delta n_1 \approx \Delta n_2 = \Delta n$, y las incertidumbres relativas para las longitudes de onda estimadas como $\delta \lambda_1 / \lambda_1 \approx \delta \lambda_2 / \lambda_2 = \delta \lambda / \lambda$ tenemos que la incertidumbre para N' se reduce a

$$\delta N' = \frac{\sqrt{2} M \lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)^2} \sqrt{\left(\frac{\delta \Delta n}{\Delta n}\right)^2 + \left(\frac{\delta \lambda}{\lambda}\right)^2} \quad (91)$$

donde $\delta \Delta n / \Delta n$ y $\delta \lambda / \lambda$ representan las incertidumbres fraccionales para Δn y λ .

Cuando la incertidumbre en el cálculo para el orden de interferencia cumple la relación $\delta N' \leq 0.25$, se tiene que la probabilidad para calcular N' correctamente es mayor de

0.95. Los datos para $\Delta n(\lambda)$, fueron tomados de la tesis doctoral de Shlyagin [Shlyagin et. al., 1995], en el cual desarrolló un método basado en el barrido en longitud de onda para caracterizar la birrefringencia modal en fibras por tensión lateral inducida. De esta manera, se tiene que $\delta\Delta n/\Delta n \approx \delta\lambda/\lambda$. Por consiguiente, el valor de $\delta N'$ puede calcularse con gran exactitud.

Para un espectro experimental similar al mostrado en la figura 37b, con un intervalo de trabajo comprendido entre $\lambda_1 = 719.8$ nm y $\lambda_2 = 848.6$ nm, y $M = 30$ y empleando la ecuación (91) se tiene que $\delta N' \leq 0.25$ cuando $\delta\lambda/\lambda < 10^{-4}$. Para la determinación de tal exactitud, se llevó a cabo la interpolación de $S(\lambda)$ mediante una spline cúbica cerca de λ_1 y λ_2 empleando una rutina de Matlab. El resultado de esta interpolación para λ_1 se muestra en la figura 39 donde el paso en la escala de longitud de onda es 0.01 nm. La influencia del ruido en el espectro ha sido eliminada previamente durante el procesado de la curva 1 [figura 37a].

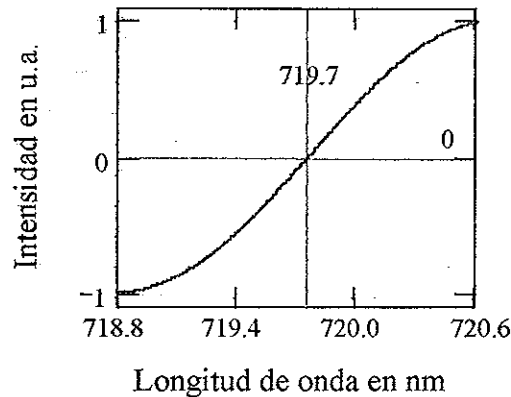


Figura 39. Determinación de λ_1 mediante interpolación cúbica.

Cálculo del desplazamiento espectral basado en el algoritmo de procesamiento. La sensibilidad a la temperatura de los sensores experimentales en ambas configuraciones puede ser analizada considerando el desplazamiento espectral de λ_1 respecto a la temperatura. Despejando λ_1 de la ecuación (85) tenemos que la razón del desplazamiento espectral para λ_1 con la temperatura esta dado por

$$\frac{\partial \lambda_1}{\partial T} = \frac{1}{M+N+1/4} \cdot \frac{\partial(\Delta n L)}{\partial T} \quad (92)$$

Haciendo uso de la ecuación (85), se tiene que $\frac{1}{M+N+1/4} = \lambda_1 \cdot \frac{1}{\Delta n(\lambda_1)L}$. Entonces, la ecuación (92) puede escribirse como

$$\frac{\partial \lambda_1}{\partial T} = \lambda_1 \cdot \frac{1}{\Delta n(\lambda_1)L} \cdot \frac{\partial(\Delta n L)}{\partial T} = \lambda_1 \left(\frac{1}{\Delta n(\lambda_1)} \cdot \frac{d\Delta n}{dT} + \frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dT} \right) \quad (93)$$

Para el caso de una fibra con esfuerzo lateral inducido con impurezas de boro, se tiene que $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \approx 5.2 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ y $\frac{1}{\Delta n} \frac{d\Delta n}{dT} \approx \frac{1}{T_r - T_s} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, donde T_r y T_s son la temperatura de la fibra y la temperatura de ablandamiento del borosilicato. Se tiene que para temperatura ambiente $T_r - T_s = 800 \text{ } ^\circ\text{C}$. Por consiguiente, la estimación para $\partial \lambda_1 / \partial T$ produce un valor de $1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. Este resultado esta en concordancia con otros datos experimentales y con el valor obtenido por De la Rosa [De la Rosa et. al., 1997]. Puede observarse de la ecuación (92) que la sensibilidad espectral del sensor no depende de la longitud de la fibra entre los acopladores de polarización. En consecuencia, esta parte sensitiva del sensor puede ser acortada sin provocar una disminución en la sensibilidad espectral del sensor. Por otra parte, se tiene que el número de ciclos dado por el parámetro M calculado a partir del espectro de salida $\mathcal{S}(\lambda)$ disminuye conforme la longitud de la fibra L decrece, lo cual permite incrementar la preci-

sión de N' como se indica en la ecuación (91). Ahora bien, con el fin de aplicar nuestro procedimiento al procesamiento de la señal, para el caso de un ciclo completo en el rango espectral de $S(\lambda)$ para ser grabada. En este caso, tenemos para $M=1$, podemos estimar la mínima diferencia de camino óptico, DCO para el sensor interferométrico. De este modo, de las ecuaciones (87) y (88) tenemos que

$$DCO > \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (94)$$

En nuestros experimentos empleamos una fibra con birrefringencia inducida con $\Delta n = 6.2 \times 10^{-4}$. Este valor proporciona la mínima longitud de la fibra comprendida entre los acopladores de polarización que puede ser tan corta como 1 cm, que permita fabricar un sensor compacto y con gran sensibilidad para realizar mediciones puntuales de la temperatura comparables a las de un termopar.

V.4. Resultados Experimentales

En nuestros experimentos, las mediciones de respuesta a la temperatura se basaron en dos configuraciones interferométricas usando, en ambos casos, como región sensible, una fibra birrefringente.

Configuración interferométrica Mach-Zehnder.

En esta configuración la sección de fibra entre los acopladores espiral fue colocada dentro de un baño conteniendo aceite automotriz con el fin de evitar corrientes convectivas bruscas. El aceite se calentó hasta 120 °C. Las mediciones de temperatura fueron registradas a intervalos de tiempo de 3 minutos los cuales eran controlados por el reloj interno de la

computadora mientras el aceite se enfriaba evitando, de este modo, inestabilidades del sistema. Como referencia, para la toma de temperatura del aceite en cada intervalo, se empleó un termopar con una precisión de $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Los resultados experimentales se presentan en la figura 40 para un intervalo de temperatura de $55\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Esta diferencia de camino óptico entre modos principales de polarización fue calculada para una longitud de onda de 800 nm .

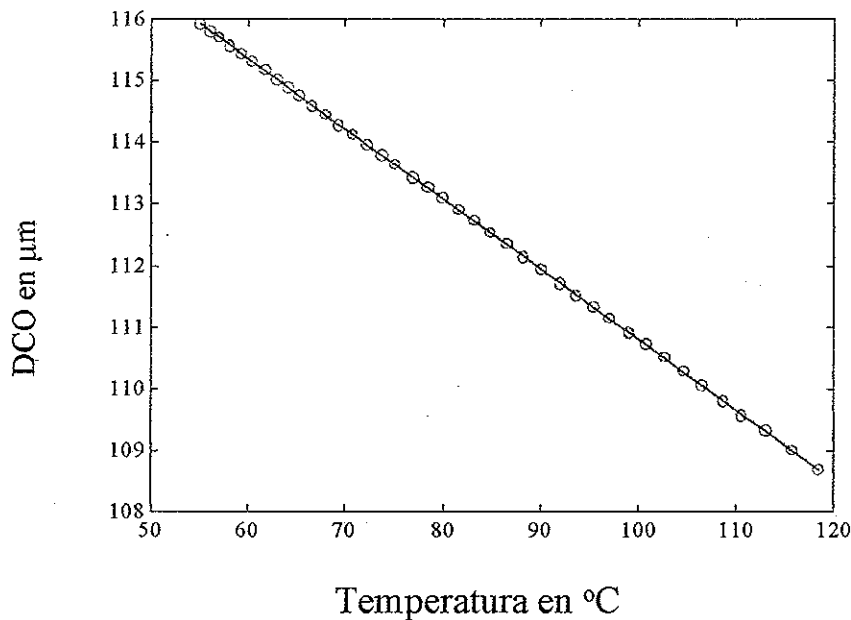


Figura 40. Dependencia de la diferencia de camino óptico, DCO respecto a la temperatura para una longitud de 20 cm .

Una relación estímulo-salida existe para cada sensor. Para el caso de una relación lineal bidimensional ésta puede ser expresada como $f(x) = x_0 + sx$, donde x representa la cantidad a ser medida, en nuestro caso la temperatura. De este modo, la sensibilidad del sensor queda determinada por el valor de $S = \Delta DCO / \Delta T$ [Ulrich, 1983]. De este modo, la pendiente de la curva DCO vs. T nos permite estimar la sensibilidad a este estímulo. En este caso

$S = -0.11 \mu\text{m}/^\circ\text{C}$ para una longitud de onda de 800 nm. Una característica muy importante además de la sensibilidad de un sensor es su precisión. Esta cantidad esta asociada con la máxima desviación de un valor representado por el sensor a partir del valor ideal o verdadero de entrada. Este valor verdadero es atribuido al objeto de medición y aceptado con cierta incertidumbre especificada. Para ello, el sensor se sumergió en un baño con aceite a temperatura constante (temperatura ambiente 25°C), se tomaron 40 mediciones a intervalos de 0.5 segundos entre cada toma. Los resultados obtenidos se presentan en la figura 41 y mediante cálculos estadísticos se obtuvo una desviación estándar de 0.0174°C con un valor promedio para la temperatura de 25.88°C . La longitud de la fibra se determino a partir de la ecuación 87 obteniendo una longitud promedio de 20.51 cm con una desviación estándar de $3.48 \mu\text{m}$.

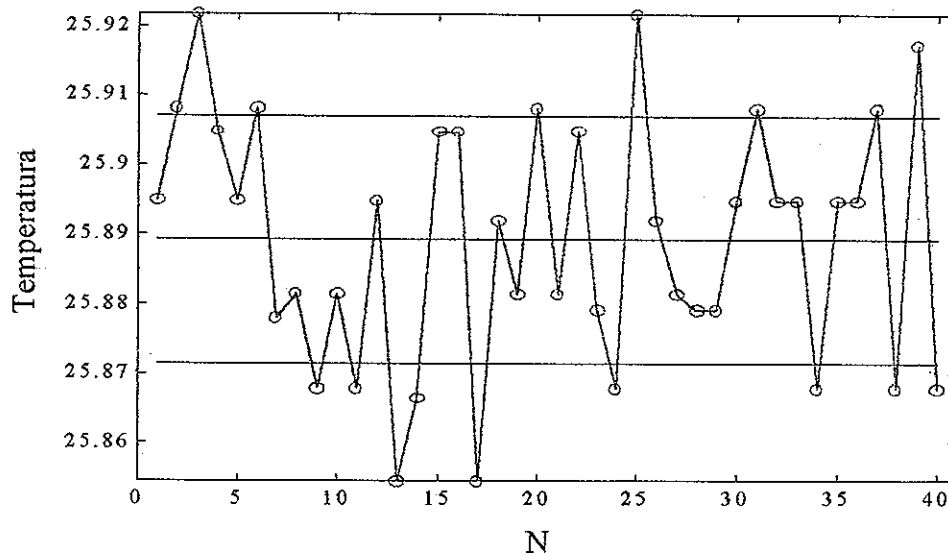


Figura 41. Resultados de 40 mediciones a temperatura constante. La línea horizontal media indica un valor de 25.88°C y una desviación estándar de 0.017°C .

Configuración interferométrica de Sagnac.

Para esta configuración se aplicó la misma metodología. En este caso se realizaron mediciones de temperatura para diferentes longitudes del lazo birrefringente. En este caso la temperatura se registró conforme ésta se incrementaba en un intervalo de 30 a 110 °C. Los resultados de estas mediciones se muestran en la figura 42.

Los intervalos de tiempo entre mediciones para 70 y 38 cm fueron de 3 minutos. Para la longitud del lazo de 22 cm éstas se realizaron a intervalos de 30 segundos. En estas medidas se observa una dependencia de la sensibilidad respecto a la longitud de interacción

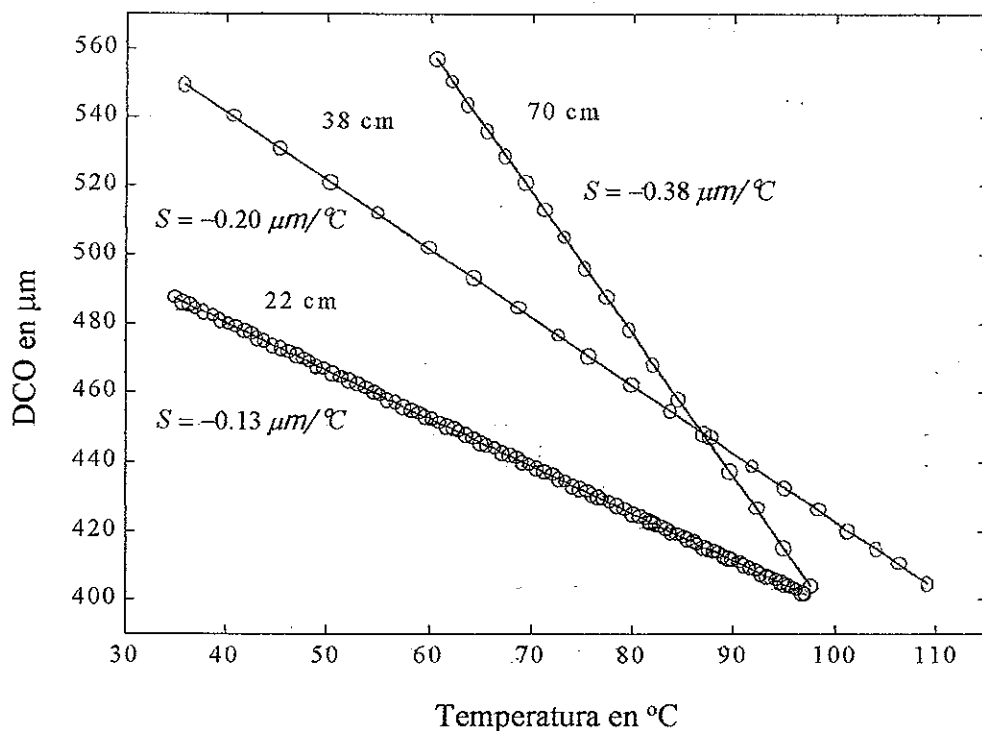


Figura 42. Dependencia de la diferencia de camino óptico, DCO respecto a la temperatura para tres longitudes de lazo birrefringente. La escala ha sido desplazada para fines de comparación.

con el entorno. La figura 43 muestra la dependencia de la sensibilidad $S = \Delta(DCO)/\Delta T$ de la fibra respecto a la longitud de interacción L .

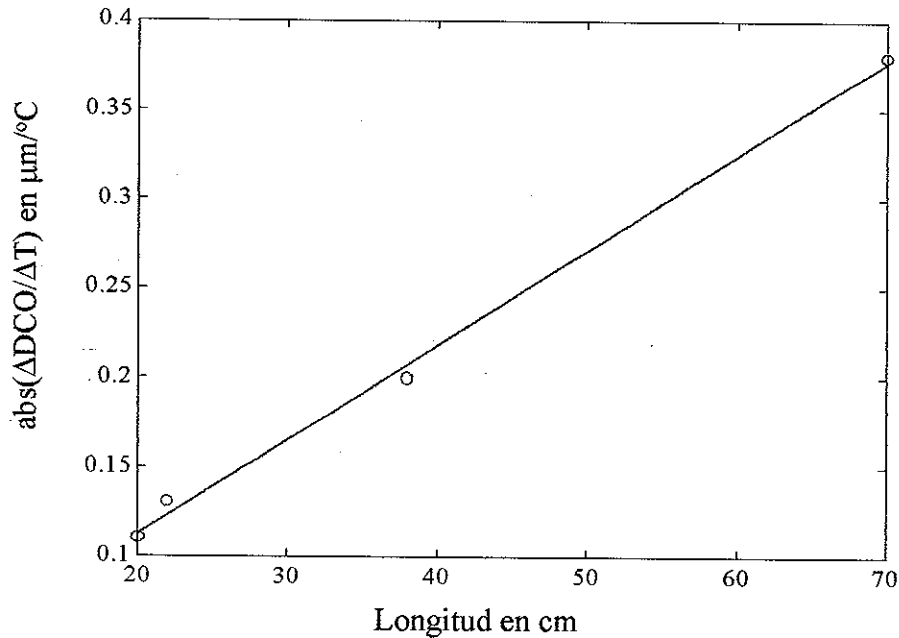


Figura 43. Dependencia de la sensibilidad, $\Delta DCO/\Delta T$ respecto a la longitud de interacción L .

De manera similar se determinó la precisión para las tres longitudes del sensor tipo Sagnac: 22 cm, 38 cm y 70 cm. En cada caso, éste se sumergió en un baño con aceite a temperatura constante (temperatura ambiente a 25 °C), se realizaron 40 mediciones a intervalos de 0.5 segundos entre cada toma, para el lazo de 70 cm. Para 38cm y 22 cm los intervalos fueron de 0.1 segundos con un total de 60 tomas obteniéndose una desviación estándar de 4.35×10^{-3} , 5.4×10^{-3} y 6.8×10^{-3} para 70, 38 y 22 cm respectivamente respecto al valor promedio. Tomando en consideración la desviación estándar de 17.8×10^{-3} obtenido para la configuración de Mach-Zehnder, la figura 44 muestra de manera gráfica la relación entre la

desviación estándar referido al valor promedio respecto a la longitud de interacción. Esta gráfica nos presenta datos preliminares que no nos permiten suponer una longitud óptima que reduzca la incertidumbre en la temperatura por el método de procesamiento desarrollado. Sin embargo, un trabajo posterior realizado por Tapia-Mercado [Tapia-Mercado et. al., 2000], hacen un análisis de este problema, tanto experimental como teórico. En él muestran la existencia de una longitud óptima que minimiza la incertidumbre. De este modo, podemos suponer de la figura 44 que en nuestro caso, esta longitud corresponde a 55 cm. Así para ésta longitud tenemos que la incertidumbre en la medición de temperatura es de $3 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$.

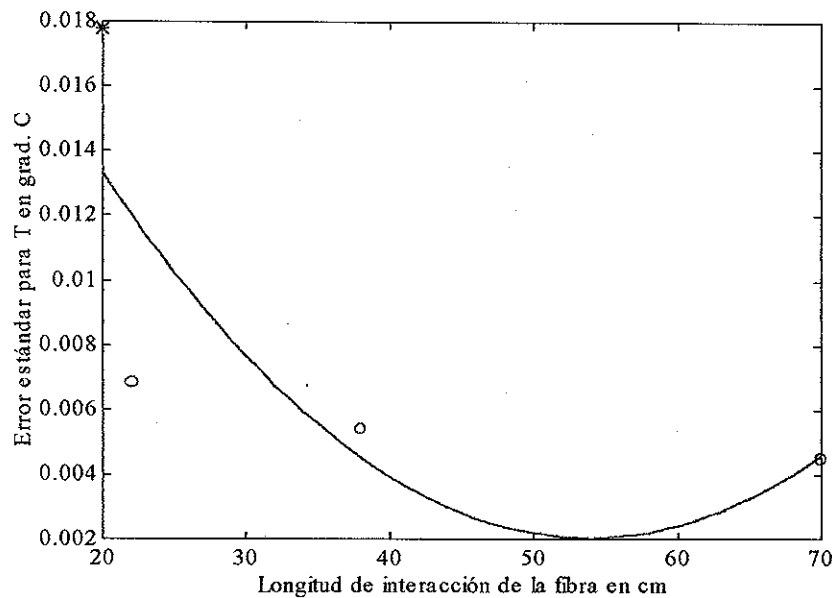


Figura 44. Variación del error estándar respecto a la longitud.

V.5. Conclusiones

En este capítulo se resaltan los siguiente resultados

- Se ha presentado un método de procesamiento basado en el cálculo de la diferencia de camino óptico entre modos ortogonales de polarización, mediante interferometría de luz blanca. Este método elimina el efecto de la envolvente de la fuente de luz empleada a partir del espectro del patrón de modulación del espectro de salida, mediante el empleo de dos espectros auxiliares, eliminando, de este modo, el uso de técnicas de división de pixel por pixel como ha sido propuesto anteriormente por otros autores [Raymond et. al., 1996] el cual se apoya en un espectro pregrabado el cual se ve afectado por las manipulaciones del analizador.
- El método propuesto ha sido empleado para los dos sensores de temperatura de fibra óptica mediante técnicas interferométricas a saber: Mach-Zehnder y Sagnac, sin realizar cambios en el algoritmo de procesamiento.
- El método propuesto presenta gran exactitud para el procesamiento de los datos espectrales experimentales mediante el barrido espectral a través de un espectrógrafo con CCD, permitiendo obtener una resolución de la temperatura de $3 \times 10^{-3} \text{C}$ para un intervalo de temperatura amplio.
- Se presentó de manera experimental resultados preliminares que suponen la existencia de una longitud óptima de operación del sensor, en este caso de 52 cm aproximadamente.

- Por último, este método de procesamiento puede ser implementado para el monitoreo de otros parámetros físicos que afecten la birrefringencia de la fibra tales como la tensión y la presión.

Capítulo VI

Método de torsión para la medición de baja birrefringencia

VI.1. Fibras de baja birrefringencia.

Las fibras ópticas han sido empleadas de diversas maneras para aplicaciones de sensado. En muchas de estas aplicaciones la medición de la fase es de interés, como en el caso de los sensores interferométricos. Sin embargo, la polarización puede tener un efecto dramático sobre el comportamiento del sistema. En principio, una fibra óptica ideal tiene una simetría circular perfecta, hipotéticamente esta fibra no presenta birrefringencia, propagando cualquier estado de polarización dentro de la fibra sin que éste experimente cambios. ¿Que esto no sea estrictamente cierto?, Conlleva a la degeneración de dos polarizaciones ortogonales del modo fundamental LP_{01} [Ulrich, 1994]. Sin embargo, las fibras reales exhiben alguna elipticidad en el núcleo o alguna anisotropía del índice de refracción dando origen al fenómeno de birrefringencia. Esta birrefringencia se pone de manifiesto en la permitividad dieléctrica que es una magnitud tensorial. Sin embargo, esta puede ser intrínseca o inducida.

En el caso de birrefringencia intrínseca, esta es debida a las anisotropías incorporadas en la fibra, intencionales o no. Estas asimetrías incorporadas en la fibra pueden ser de forma (elipticidad del núcleo o el recubrimiento o ambas) o por tensión a través del efecto fotoelástico durante el proceso de fabricación. No obstante, esta birrefringencia intrínseca puede ser controlada con fines de aplicación, como es el caso de

las fibras que preservan la polarización, en el cual la polarización es el parámetro importante [Jeunhomme, 1983]. Por último, en el caso de la birrefringencia inducida, esta puede ser causada por tensiones o esfuerzos actuando sobre la fibra desde el exterior, tales como el apretamiento, curvado, o torcido a través del efecto fotoelástico, así como por campos externos [figura 45].

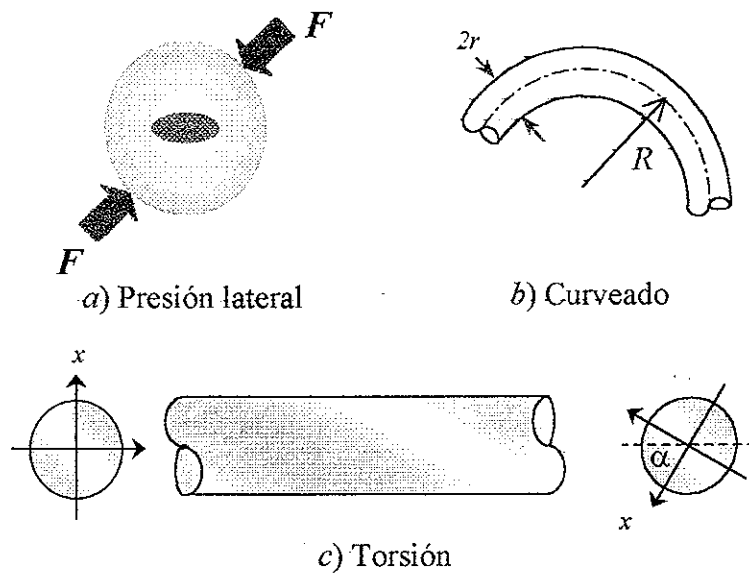


Figura 45. Birrefringencia inducida por efecto fotoelástico.

Muchas de las fuentes de birrefringencia han sido discutidas en gran detalle [Rashleigh, 1983]. Típicamente las fibras poseen birrefringencias las cuales varían considerablemente, dependiendo del proceso de fabricación. Muchas de ellas, como se reporta en la literatura, tienen birrefringencias en el intervalo: $2 \cdot 10^{-7} < \Delta n < 10^{-5}$. Sin embargo, a pesar de que la birrefringencia de una fibra puede ser controlada a través de un proceso de fabricación o cualquier otro mecanismo, es difícil esperar que esta sea la misma

a lo largo de toda la fibra, principalmente en situaciones donde la longitud de batido es grande cuando la birrefringencia es muy pequeña, $\Delta n < 10^{-6}$.

Existen diversas técnicas reportadas en la literatura para la medición de la birrefringencia de una fibra óptica [Okoshi et al., 1981; Thyagarajan et. al., 1987; Calvani et al., 1989]. En el caso de mediciones de muy baja birrefringencia, una fibra de longitud menor a la longitud de batido ha de ser empleada para obtener mediciones precisas. Esta restricción hace imposible el empleo de muchas de las técnicas experimentales para la medición de birrefringencia en fibras ópticas, debido a que la mayoría de estas emplean una sección de fibra con una longitud de varias longitudes de batido. A este respecto, un método de torsión es más conveniente. No obstante, de que este método fue desarrollado básicamente para fibras de alta birrefringencia [Monerei y Lamouler, 1981; Huang y Lin, 1985].

VI.2 Método de torsión para la medición de birrefringencia en fibras de muy baja birrefringencia.

Presentamos una nueva técnica basada en una modificación del método de torsión para la medición de baja birrefringencia [Rodríguez et. al., 1997]. Esta técnica nos permite realizar mediciones de birrefringencia en un intervalo de $1.25 \times 10^{-8} \sim 4 \times 10^{-6}$ ampliando, de esta manera, el intervalo de valores de birrefringencia reportado anteriormente en la literatura. Este método involucra únicamente la medición de la dependencia de la intensidad de la luz con la torsión de la fibra. El análisis en sí no requiere de conocer el estado de polarización de la luz como ha sido necesario en otras modificaciones del método de torsión [Huang y Lin, 1985].

Para mostrar la técnica se empleó una fibra óptica monomodal de baja birrefringencia fabricada por Oxford Electronics, Ltd., la cual es torcida e iluminada a su vez por una fuente monocromática. La luz emitida por la fuente pasa a través de un polarizador lineal y es introducida a la entrada de la fibra puesta en rotación, siendo colectada por el fotodetector pasando antes a través de un analizador de polarización lineal. La fibra torcida tiene una birrefringencia elíptica. Esto resulta de la superposición de la birrefringencia lineal intrínseca y la birrefringencia circular inducida por la torsión [Ulrich y Simon, 1979].

Para nuestro análisis, hemos considerado el caso de una fibra con birrefringencia lineal uniforme sujeta a una torsión uniforme. Empleando el formalismo matricial de Jones, calculamos la intensidad de la luz a la salida de la fibra como

$$I_s = |E_s|^2 = |\hat{A}\hat{G}E|^2, \quad (95)$$

donde los operadores matriciales \hat{A} y \hat{G} representan el analizador de polarización a la salida y la fibra torcida, respectivamente. Las cuales son definidas a continuación como

$$\hat{A} = \begin{vmatrix} \cos^2\theta & \text{sen}\theta \cdot \text{cos}\theta \\ \text{sen}\theta \cdot \text{cos}\theta & \text{sen}^2\theta \end{vmatrix}, \quad \hat{G} = \begin{vmatrix} \text{cos}Sz - i \frac{\Delta\beta}{2S} \text{sen}Sz & \frac{\alpha}{S} \text{sen}Sz \\ -\frac{\alpha}{S} \text{sen}Sz & \text{cos}Sz + i \frac{\Delta\beta}{2S} \text{sen}Sz \end{vmatrix}. \quad (96)$$

Aquí $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ representa el desempatamiento de fase por unidad de longitud entre dos modos linealmente polarizados con constantes de propagación β_1 y β_2 ; siendo $\Delta\beta = 2\pi\Delta n / \lambda_0$, donde Δn es la birrefringencia lineal; α es la actividad óptica inducida por la torsión; S es la birrefringencia elíptica de la fibra, donde $S = [(\Delta\beta/2)^2 + \alpha^2]^{1/2}$ y z es la longitud de la fibra. En este caso, $\alpha = (2-g)\tau/2$, donde el coeficiente fotoelástico para

fibras de sílice es $g \sim 0.14 - 0.16$ [Wolinski, 1995] y τ es la razón de torsión aplicada a la fibra expresada en radianes por metro. El ángulo θ define la posición angular del analizador medido a partir de los ejes de la fibra.

En nuestro arreglo experimental el extremo a la entrada de la fibra es girado para producir la torsión, como se menciona anteriormente. De este modo, la polarización de la luz a la entrada de la fibra depende de la torsión aplicada, la que se traduce en términos del número de vueltas τz . La amplitud de campo eléctrico a la entrada de la fibra puede ser expresada como

$$E = \begin{pmatrix} \cos \tau z \\ \sin \tau z \end{pmatrix}. \quad (97)$$

Asumiendo que los parámetros g , λ_0 y θ son conocidos, la intensidad de la luz, I , a la salida en el detector puede ser considerada como una función de dos variables, a saber, el número de vueltas aplicado a la fibra, τz y el producto de la birrefringencia lineal por la longitud de la fibra, $\Delta n z$. Esta dependencia como función del número de vueltas τz para diferentes valores del producto $\Delta n z$ se muestra en la figura 46.

Estas dependencias fueron calculadas numéricamente empleando las ecuaciones (95)-(96) con $g = 0.16$ y $\lambda_0 = 725 \text{ nm}$. Únicamente un modo principal de polarización es excitado cuando la fibra no es torcida, es decir, $\tau = 0$ y el analizador está colocado en la posición ortogonal $\theta = 90^\circ$ respecto al modo excitado. En el caso de un régimen de torsión medio con $|\alpha| \sim |\Delta\beta|$ [$\tau z < 1$, Figuras 46d y 46e], el máximo de intensidad ocurre después de cada media vuelta que da el extremo de entrada de la fibra. En el ínterin, las alturas de los máximos varían de un máximo a otro. Puede observarse que la forma en la dependencia de

la intensidad con el número de vueltas es única para cada valor del producto $\Delta n z$. De este modo, la birrefringencia lineal de una fibra óptica puede ser determinada en este régimen de torsión medio.

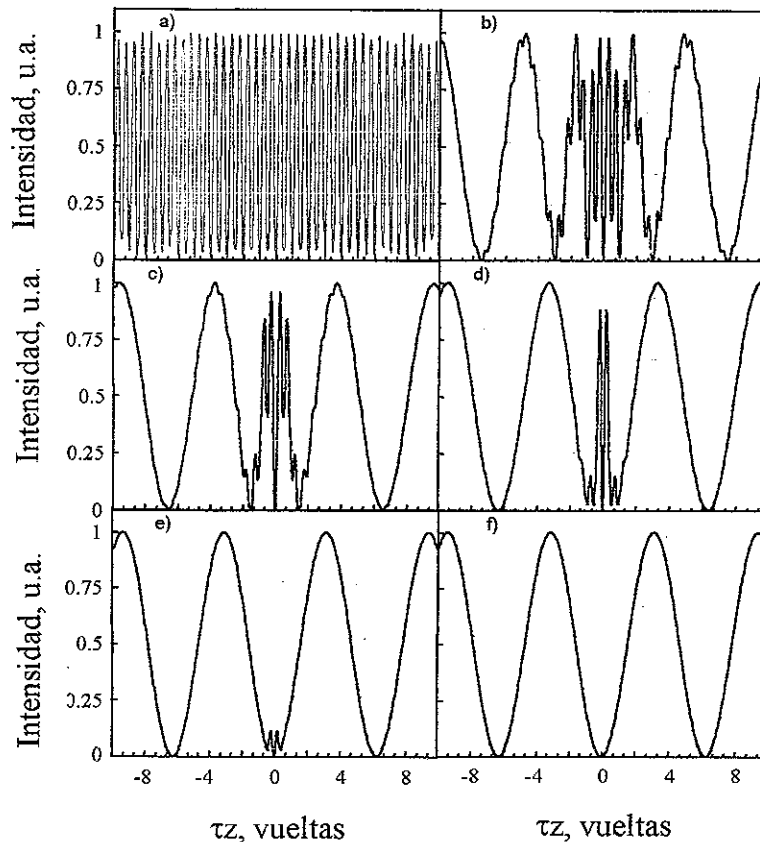


Figura 46. Dependencia de la intensidad de salida con el número de vueltas para diferentes valores del producto $\Delta n z$ en m.: (a) 10^{-4} , (b) 3.2×10^{-6} , (c) 1.6×10^{-6} , (d) 8×10^{-7} , (e) 2×10^{-7} , (f) $\Delta n = 0$.

En nuestro caso, la rotación del extremo de entrada fue restringida a tres vueltas en una dirección y se enumeró el comienzo del primer máximo a partir del punto de cero torsión. De este modo, el primer máximo ocurre cuando la rotación del extremo de entrada de la fibra es igual a un cuarto de vuelta. Sin embargo, en caso de que algún máximo ocurra

en el intervalo de torsión, éste ha de ser usado también. Cada máximo ocurre aproximadamente después de cada media vuelta. La dependencia de la intensidad normalizada para los primeros seis máximos respecto al producto $\Delta n z$ se muestra en la figura 47.

La dependencia de la intensidad de salida con la rotación del extremo de entrada de

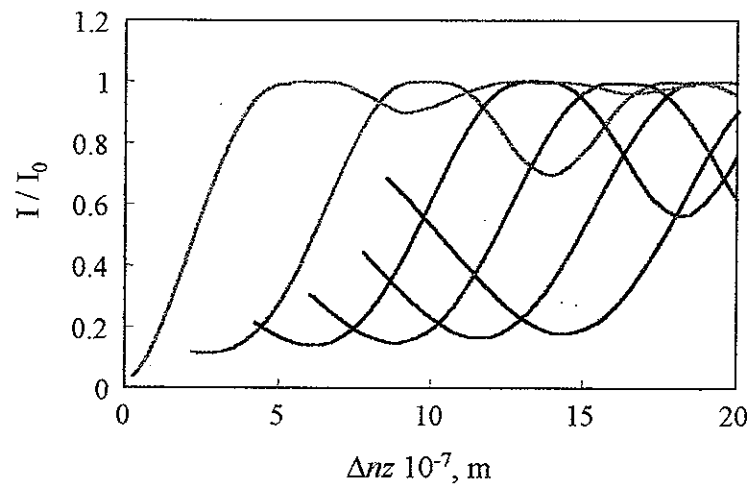


Figura 47. Dependencia de la intensidad normalizada para los primeros seis máximos como una función del producto $\Delta n z$.

la fibra $I(\tau z)$ no tiene algún máximo en el intervalo $|\tau z| < 3$ vueltas si $\Delta n z < 2.5 \times 10^{-8}$ m. Teniendo así que la curva correspondiente al primer máximo comienza en $\Delta n z \approx 2.5 \times 10^{-8}$. Puede observarse que el segundo máximo comenzará en $\Delta n z \approx 2.25 \times 10^{-7}$ m. Cuando $\Delta n z$ se incrementa cada curva en la figura 47 tenderá a su máximo y luego oscilará con una amplitud decreciente. Por lo tanto, a fin de evitar la ambigüedad en la determinación de la birrefringencia lineal, uno debe decrecer el número de máximos disminuyendo la longitud de la fibra hasta un valor tal que el producto $\Delta n z$ sea menor que 1.5×10^{-6} m. Cuando la

dependencia experimental de la intensidad con la rotación de la entrada de la fibra es medida, es fácil encontrar cual máximo de intensidad tiene la dependencia lineal con el producto $\Delta n z$. Para ello, uno debe obtener éste de la comparación de la dependencia experimental (similar a la figura 46) y los datos de la figura 47. Entonces la comparación de la intensidad normalizada en este máximo y la curva apropiada de la figura 47 darán el producto $\Delta n z$. De este modo, conocida la longitud de la fibra, z , la birrefringencia lineal Δn puede ser calculada.

Para la estimación del intervalo de birrefringencia lineal alcanzado por el método propuesto, consideramos un valor mínimo del producto $\Delta n z$, el cual nos permita observar el máximo de la intensidad en el cuarto de vuelta del extremo de la fibra, esto es, 2.5×10^{-8} m, como se mencionó anteriormente. Empleando un valor realista de 2 m para la longitud de la fibra con el método propuesto se tiene que la birrefringencia lineal será de 1.25×10^{-8} correspondiendo a una longitud de batido de 80 m para $\lambda = 1000$ nm. El valor de $\Delta n z = 1.5 \times 10^{-6}$ permite evitar la ambigüedad en la medición de la birrefringencia y limita el valor máximo que puede determinarse mediante esta técnica.

Los experimentos realizados mostraron un intervalo de torsión entre 40 y 100 vueltas/m. Ahora bien, con el fin de aplicar nuestro método de medición, fue necesario únicamente torcer cinco vueltas un extremo de la fibra. Fue factible emplear una sección de fibra tan corta como 25 cm para realizar mediciones de birrefringencia sin causar daños a la fibra. Por consiguiente, logramos obtener experimentalmente un valor de birrefringencia de 4×10^{-6} correspondiente a una longitud de batido de 0.25 m para $\lambda = 1000$ nm.

Cuando estamos midiendo la birrefringencia de una fibra monomodal mediante torsión, las partes fijas en los extremos de la fibra no están torcidas. A fin de considerar lo anterior, se propuso un modelo de tres secciones de fibra óptica para considerar los efectos asociados con secciones de la fibra sin torcer [Huang y Lin, 1985]. Cabe mencionar que en nuestro caso, el analizador de polarización selecciona uno de los modos de polarización. De este modo, la sección de fibra sin torcer a la salida del extremo de la fibra no afecta el resultado de la medición y en consecuencia podemos emplear nuestro modelo de dos secciones.

La verificación experimental del método propuesto fue aplicada para determinar el valor de birrefringencia para una fibra óptica monomodal de baja birrefringencia fabricada por Oxford Electronics, Ltd. Diversas muestras de fibra de diferentes longitudes con extremos sin torcer de 0.05 m fueron empleadas en el experimento.

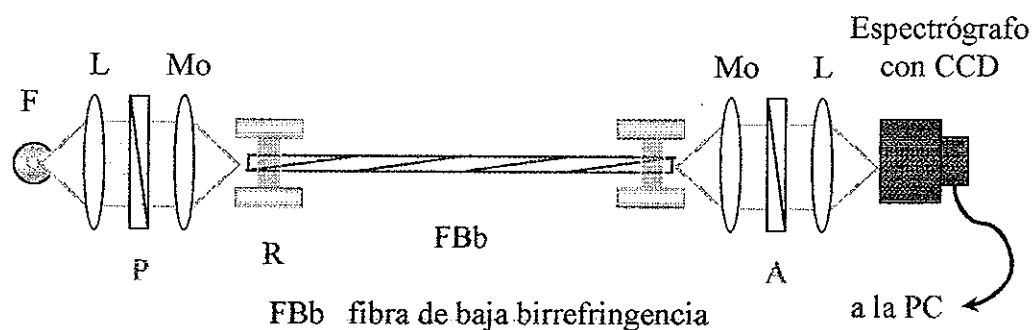


Figura 48. Arreglo experimental para la medición de baja birrefringencia por el método de torsión.

El arreglo experimental utilizado se muestra en la figura 48. Aquí, la luz emitida por la fuente de luz blanca de una lámpara de xenón de 175 W, pasa a través de un polarizador lineal y es introducida a la fibra óptica. La entrada de la fibra es fijada en una montura rotatoria permitiendo de este modo torcer la fibra con velocidad de rotación constante. La luz emitida a la salida de la fibra pasa a través de un analizador de polarización, siendo ésta capturada por el espectrógrafo CCD mediante un haz de fibras empleado como guía. El espectrógrafo CCD es controlado a través de una computadora personal, PC permitiendo observar, la intensidad de la luz a la salida de la fibra en tiempo real. Esta capacidad nos permitió grabar de manera simultánea hasta doce longitudes de onda. Durante el proceso de medición, tanto el polarizador como el analizador se ajustaron en posición cruzada una vez que la fibra fue removida del arreglo experimental con el fin de realizar mediciones

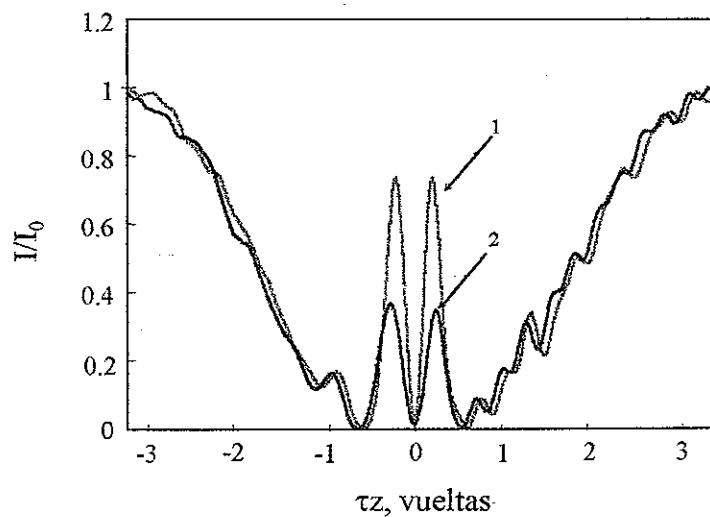


Figura 49. Dependencia experimental de la intensidad de salida respecto a la rotación del extremo de entrada.

posteriores con otras muestras. La dependencia de la intensidad de la luz a 725 nm en función del número de vueltas obtenida experimentalmente se muestra en la figura 49.

Las desviaciones mostradas en las curvas experimentales, es decir, las modulaciones, respecto a las curvas teóricas se estiman ser del 10%. Estas desviaciones son causadas principalmente por las variaciones en la intensidad, las cuales fueron asociadas con la rotación del extremo de entrada de la fibra propia de la montura rotacional empleada. Básicamente, estas variaciones son las principales fuentes de error en las mediciones realizadas. Con relación a la altura máxima de la intensidad obtenida experimentalmente para estas dos curvas, cerca del punto de cero torsión fue de 0.73 (curva 1) y 0.36 (curva 2). De acuerdo a la figura 47 estos valores corresponden al producto ΔnZ de 3.6×10^{-7} y 2.0×10^{-7} m respectivamente. De este modo, la medición de birrefringencia lineal obtenida experimentalmente en este caso fue de $(3.8 \pm 0.1) \times 10^{-7}$ y la longitud de batido de polarización fue 1.9 m. En resumen, este método permite realizar mediciones de muy baja birrefringencia en fibra con longitud de batido en el intervalo de 0.25-80 m. El arreglo experimental permite medir la birrefringencia en un intervalo espectral amplio.

VI. 3. Conclusión

En este capítulo se concluye lo siguiente:

- Se presentó un método para la medición de muy baja birrefringencia en fibras cuya longitud de batido en un intervalo de 0.25 a 80 m mediante torsión en la fibra. Para nuestro conocimiento, la ultra-baja birrefringencia de este intervalo no puede ser medido con otros métodos.

- El método desarrollado de medición es simple, en el cual una sección de la fibra puede ser tan corta que una longitud de batido de polarización necesaria para su medición.
 - El arreglo experimental propuesto permite medir la birrefringencia en un amplio rango espectral, así como la verificación de manera experimental del método de torsión propuesto en una fibra de baja birrefringencia.
-

Conclusiones

Como conclusiones finales que se obtuvieron de este trabajo de investigación se llegaron a los siguientes resultados, los cuales se enumeran a continuación:

1. Se implementó de manera experimental un sensor de temperatura de fibra óptica basado en un interferómetro de Mach-Zehnder el cual se incorporó en una fibra birrefringente mediante el empleo de acopladores espiral de polarización.
2. Se desarrolló un proceso de fabricación para un novedoso acoplador de modos de polarización en una fibra birrefringente mediante la aplicación de un arco eléctrico.
3. Se presentó un arreglo experimental de un sensor de temperatura empleando una configuración de lazo birrefringente el cual se implementó y probó experimentalmente. Empleándose para ello tres longitudes para la región sensible, a saber, 22cm, 38 cm y 70 cm.
4. Se desarrolló un método de gran exactitud basado en el cálculo de la diferencia de camino óptico entre modos ortogonales de polarización para el procesamiento de los espectros obtenidos. Dicho método se aplicó en ambas configuraciones sin cambio alguno en el algoritmo de procesamiento.
5. El método de procesamiento desarrollado permitió obtener una exactitud de la calibración dando una resolución de $3 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}$.
6. Por último, se presentó un método para la caracterización de fibras con muy baja birrefringencia con longitudes de batido para la polarización en el intervalo de 0.25 m a 80 m.



Referencias

- Al-Chalabi, S. A., B. Culshaw, y D. E. N. Davies. 1983. Partially coherent sources in interferometry. IEE (No. 221) Proceedings 2nd International Conference on Optical Fibre Sensors. London, 132-135 p.
- Beer, Ferdinand P., R. Johnston, Jr. 1993. Capítulo 3: Torsión. Mecánica de materiales. McGraw Hill. México. 112-180 p.
- Birks, T.A.; P. Morkel. 1988. Jones calculus analysis of single-mode fiber Sagnac reflector. Appl. Opt. 27(15): 3107-3113 p.
- Bosselmann, T. 1987. Multimode fiber coupled white-light interferometric position sensor. Optical Fiber Sensors. NATO, ASI Series. Series E: Applied Sciences. 132: 429-432 pp.
- Buck, John A. 1995. Fundamentals of optical fibers. Capítulo 3. Optical Fibers with Single-Step Index Profiles. Wiley-Interscience. Wiley New York. 264 pp.
- Calvani, R.; R. Caponi, F. Cisternino. 1989. Polarization measurements on single-mode fibers. IEEE J. Lightwave Technol. 7(8): 1187-1196 p.
- Corke, M.; A. D. Kersey, D. A. Jackson, y D. C. Jones. 1983. All-fibre Michelson thermometer. Electron. Lett. 19(13):471-473 p.
- Corke, M., A. D. Kersey, K. Liu y D. A. Jackson. 1984. Remote temperature sensing using polarisation preserving fibre. Electron. Lett. 19: 471-473 p.

- Cortés, R., A. V., Khomenko, A. N., Starodumov, N. Arzate, L.A. Zenteno. 1998. Interferometric fiber-optic temperature sensor with spiral polarization couplers. *Opt. Comm.* 154: 268-272 p.
- Chao-Xiang Shi; Rong-Qing Hui. 1988. Polarization coupling in single-mode single polarization optical fibers. *Opt. Lett.* 13(12): 1120-1122 p.
- Chen S., A. W. Palmer, K. T. Grattan, B. T. Meggitt, and S. Martin. 1991. Study of electronically-scanned optical-fiber white-light Fizeau interferometer. *Electron. Lett.* 27(12): 1032-1034 pp.
- Dakin, J. P. y C. A. Wade. 1984. Compensated polarimetric sensor using polarization-maintaining fibre in a differential configuration. *Electron. Lett.* 20: 51-53 p.
- Davis, C.M. 1985. Fiber optic sensors: an overview. *Opt. Engineering.* March-April. 24(2): 347-51 p.
- Davis, C. M. 1986. *Fiberoptic sensor technology handbook.* Optical Technologies Inc. Division of Dynamics Systems, Inc. 106 pp.
- De la Rosa, E., L. A. Zenteno, A. N. Starodumov, D. Monzón. 1997 *Optics Lett.* 22. pp 481-483.
- Deslisle, C. y P. Cielo. 1975. Application de la modulation spectrale a la transmission de l'information. *Can. J. Phys.* 53: 1047-1053 p.
- Dyott, R.B.; P. F. Schrank. 1982. Self-locating elliptically cored fibre with an accessible guiding region. *Electron. Lett.* 18(22): 980-981 p.
- Egorov, S.A.; A. N. Mamaev y A. S. Polyantsev. 1995. Spectral signal processing in intrinsic interferometric sensors based on birefringent polarization-maintaining optical fibers. *IEEE J. Lightwave Technol.* 13(7): 1231-1236 p.
-

- Eickoff, W. 1981. Temperature sensing by mode-mode interference in birefringent optical fibers. *Opt. Lett.* 6(4):204-206 p.
- Fang, Xiaojun; R.O., Claus. 1995. Polarization-independent all-fiber wavelength-division multiplexer based on a Sagnac interferometer. *Opt. Lett.* 20(20): 2146-2148 p.
- Giallorenzi, T.G.; J. A. Bucaro, A. Dandridge; G. H. Jr. Sigel y others. 1982. Optical fiber sensor technology. *IEEE J. Quantum Electron.* QE-18(4): 626-65 p.
- Giallorenzi, T.G.; J. A. Bucaro, A. Dandridge y J. H. Cole. 1986. Optical-fibre sensors challenge the competition. *IEEE Spect.* 23(9): 44-49 p.
- Gloge, D. 1971. Weakly guiding fibres. *Appl. Opt.* 10: 2252-2258 p.
- Harl, J. C., E. W. Saaski y G. L. Mitchell. 1987. Fibre optic temperature sensor using spectral modulation. *Proc. SPIE, 838, Fibre Optics and Laser Sensors V*, 257-261 p.
- Harmer, A.L. 1982. Review of optical fibre sensors. *Colloquium on Optical Fibre Sensors*. London. UK: IEE.
- Hill, K.O.; D. C. Johnson, F. Bilodeau, S. Faucher. 1987. Narrow-bandwidth optical waveguide transmission filters. *Electron. Lett.* 23(9): 465-466 p.
- Hocker, G. B. 1979. Fiber-optic sensing of pressure and temperature. *Appl. Opt.* 18(9): 1445-1448 p.
- Hotate, N., M. Okuma, M. Higashiguchi, y N. Niwa. 1982. Rotation detection by optical heterodyne fiber gyro with frequency output. *Opt. Lett.* 7: 331-333 p.
- Huang, Shangyuan; Zongqi Lin. 1985. Measuring the birefringence of single-mode fibers with short beam length or nonuniformity: a new method. *Appl. Opt.* 24(15): 2355-2361 p.
-

- Kuzin, E. A., J. Sánchez-Mondragon, M. A. Basurto-Pensado, B. Ibarra-Escamilla, M. Ramirez-Renero. 1997. Fiber optic polarimetric type sensors based on the loop interferometer. *Optik*. 106(4): 172-174 p.
- Jackson, D. A. 1985. Monomode optical fibre interferometers for precision measurement. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 18(12): 981-1001 p.
- Jeunhomme, L. B. 1983. *Single Mode Fiber Optics: principles and applications*. Marcel Dekker. New York. 2 ed. 275 pp.
- Johnson, M. 1979. In-line fiber optical polarization transformer. *Appl. Opt.* 18(9): 1288-9 p.
- Kaminow, I. y V. Ramaswamy. 1979. Single-polarization optical fibers: Slab model. *Appl. Phys. Lett.* 34(4): 268-270 p.
- Kaminow, I.P. 1981. Polarization in optical fibers. *IEEE J. Quantum Electron.* QE-17(1): 15-22 p.
- Kamshilin, A. A.; T. Jaaskelainen, A. V. ; Khomenko, A. Garcia-Weidner. 1995. Multimode fiber-optic sensor using photorefractive double phase conjugator. *Appl. Phys. Lett.* 67(18): 2585-2587 p.
- Kanellopoulos, S.E.; V. A. Handerek y A. J. Rojers. 1994. Simultaneous strain and temperature sensing employing a photogenerated polarisation coupler and low-order modes in an elliptically cored optical fibre. *Electron. Lett.* 30(21): 1786-1787 p.
- Kapany, N.S.J. 1959. Fiber Optics. VI. Image Quality Optical Insulation. *Opt. Soc. Am.* 49(8): 779-787 p.
- Kapany, N.S.J. 1967. *Fiber Optics: Principles and Applications*. Academic. New York.
-

- Kapron, F.P., D. B. Keck y R. D. Murer. 1970. Radiation losses in glass optical waveguides. *Appl. Phys. Lett.* 10:423-425 p.
- Kersey, A.D.; D. A. Jackson y M. Corke. 1982. High-sensitivity fibre-optic accelerometer. *Electron. Lett.* 18(13): 559-61 p.
- Kersey, A.D.; A. Dandridge. 1990. Applications of fiber-optic sensors. (39th Electronics Components Conference - ECC '89, Houston, TX, USA, 22-24 May 1989). *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology.* 13(1): 137-43 pp.
- Kersey, A. D. 1997. Optical measurement techniques and applications. Capítulo 8: Optical Fiber Sensors. Pramod K. Rastogi, editor. Boston: Artech House.
- Khomenko, A., M. Shlyagin, S. Miridinov y D. Tentori. 1993. Wavelength-scanning technique for distributed fiber-optic sensors. *Opt. Lett.* 23(18): 2065-2067 pp.
- Koch, A. and R. Ulrich. 1991. Fiber-optic displacement sensor with 0.02 μm resolution by white-light interferometry. *Sensors and Actuators A.* 25-27 pp, 201-207 pp.
- Lagakos, N., P. Macedo, T. Litovitz, R. Mohr y R. Meister. 1981. Fiber optic displacement sensor. En: Bernard Bendow, Shashanka S. Mitra (eds.). *Physics of Fiber Optics.* American Ceramic Society. Ohio. 569 pp.
- Leilabady, P.A.; J.D.C. Jones, D. A. Jackson. 1985. Monomode fibre optic interferometric techniques in flow velocity measurement. *Opt. Acta.* 32(2): 233-40 p.
- Meggitt, B. T. 1995. Fiber optic white-light interferometric sensors. En: T. V. Grattan y B. T. Meggitt (eds). *Optical Fiber Sensor Technology.* Chapman & Hall, London. 269-312 p.

- Miller, I. D., D. B. Mortimore, B. J. Ainslie, W. P. Urquhart, S. P. Craig, C. A. Millar and D. B. Payne. 1987. New All Fiber Laser. Technical Digest, Optical Fiber Communication Conference: Sixth International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication. (Optical Society of America, Washington, D. C.), paper WI3.
- Monerie, M. y P Lamouler. 1981. Birefringence measurement in twisted single-mode fibres. *Electron. Lett.* 17(7): 252-253 p.
- Nilsson, G. E., T. Tenland y P. Ake Öberg. 1980. Evaluation of a Laser Doppler Flowmeter for Measurement of Tissue Blood Flow. *IEEE Trans. on Biomed. Eng.* BME-27(10): 597-604 p.
- Noda, J.; K.; Okamoto, Y Sasaki. 1986. Polarization-maintaining fibers and their applications. *J. Lightwave Tech.* LT-4(8): 1071-1089 p.
- Okoshi, T.; S. Ryu,; K. Emura. 1981. Measurement of polarization parameters of a single-mode optical fiber. *J. Optical Comm.* 2(4): 134-141 p.
- Payne D. N. y W. A. Gamling. 1974. New silica-based low-loss optical fibre. *Electron Lett.* 10 (15): 289-290 p.
- Phillip, H. R. 1985. Handbook of Optical Constants of Solids. Ed. by E. Palik. Academic Press p. 749.
- Rashleigh, Scott C. 1983. Origins and control of polarization effects in single-mode fibers. *J. Lightwave Technol.* 1(2): 312-331 p.
- Raymond H. Marshall., Ya Nong Ning, Xiangqian Jiang, W. Palmer Andrew, T. Meggitt Beverley and T. V. Grattan Kenneth. 1996. A novel Electronically Scanned White-
-

- Light inteferometer using a Mach-Zehnder approach. *J. Lighthwave Technol.* 14(3): 397-401 pp.
- Rogers, A.J. 1977. Optical methods for measurement of voltage and current on power systems. *Opt. and Laser Tech.* 9(6):273-83 p.
- Rogers, A.J. 1988. Distributed optical-fibre sensors for the measurement of pressure, strain and temperature. *Phys. Rep.* 169(2): 99-143 p.
- Saleh, Bahaa E. A., Teich, Malvin Carl. 1991. Fundamentals of photonics. Capítulo 8. Fiber Optics. Wiley. New York. 966 pp
- Shlyagin, M. 1995. Sensores distribuidos de fibra óptica basados en la técnica de barrido espectral en longitud de onda. Tesis doctoral. CICESE. 128 pp.
- Shlyagin, M. G., A. V. Khomenko y D. Tentori. 1995. Birefringence dispersion measurement in optical fibers by wavelength scanning. *Opt. Lett.* 20(8): 869-871 p.
- Snitzer, E. y H. Osterberg. 1961. Observed dielectric waveguide modes in the visible spectrum. *J. Opt. Soc. Am.* 51(5): 499-505 p.
- Starodumov, A.N.; L.A. Zenteno, D. Monzon, y E. de la Rosa, E. 1997. Fiber Sagnac interferometer temperature sensor. *Appl. Phys. Lett.* 70(1): 19-21 p.
- Stolen, R.H.; V. Ramaswamy, P. Kaiser y W. Pleibel. 1978. Linear polarization in birefringent single-mode fibers. *Appl. Phys. Lett.* 33(8): 699-701 p.
- Tapia-Mercado, A. V. Khomenko, and A. García-Weidner. 2000. Precision and sensitivity optimization for white-light interferometric fiber-optic sensors. Sometido a *J. Lighthwave Technol.*
- Taylor, J. R. Introduction to Error Analysis. 1982. University Science Books. Oxford University Press.

- Thyagarajan, K.; Ramadas, M.R.; Shenoy, M.R. 1987. Beat-length measurement of birefringent optical fibers. *Opt. Lett.* 12(11): 935-937 p.
- Tsubokawa, M.; T. Higashi y Y. Negishi. 1988. Mode couplings due to external forces distributed along a polarization-maintaining fiber: an evaluation. *Appl. Opt.* 27(1): 166-173 p.
- Udd, Eric. 1991. *Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists.* Wiley. New York. 496 pp.
- Ulrich, R. 1983. Sensitivity vs. size of fibre-optic interferometric sensors. *First International Conference on Fibre Sensors.* 17-22 pp.
- Ulrich, R. 1994. *Optical Fiber Rotation Sensing. Capítulo 2: Polarization and birefringence effects.* Editado por Burns, W. K. Academic Press. Inc. New York. 4? pp.
- Ulrich, R.; A. Simon. 1979. Polarization optics of twisted single-mode fibers. *Appl. Opt.* 18(13): 2241-2251 p.
- Urbanczyk, W.; P. Kurzynowski, W.A. Wozniak y W.J. Bock. 1997. Performance analysis for temperature-compensated white-light interferometric fiber sensors. *Optik.* 104(4): 153-158 p.
- Vali, V. y R.W. Shorthill, 1976. Fiber ring interferometer. *Appl. Opt.* 15(5): 1099-1100 p.
- Vengsarkar, A.M.; Gasper, D.S.; Kosinski, S.G.; Walker, K.L. 1993. Single-fibre polarisation and spatial-mode interchanger. *Electron. Lett.* 29(11): 1039-1041 p.
- Wolinski, T.R.; Bock, W.J. 1995. Birefringence measurement under hydrostatic pressure in twisted highly birefringent fibers. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 44(3): 708-711 p.
- Yariv, A. 1973. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE J. Quantum Electron.* QE9(9): 919-933 p.
-

- Yariv, A. y P. Yeh. 1984. Optical wave in crystals. Capítulo 11. New York. Wiley. 405-502 p.
- Youngquist, R.C.; J.L. Brooks y H. J. Shaw. 1983. Birefringent-fiber polarization coupler. Opt. Lett. 8(12): 656-658 p.
- Zhang, F. y J.W.Y. Lit, 1993. Temperature and strain sensitivity measurements of high-birefringent polarization-maintaining fibers. Appl. Opt. 32(13): 2213-18 p.
- Zheng, W. 1997. Automated fusion-splicing of polarization maintaining fibers. J. Lightwave technol. 15(1): 125-134 p.
-



APENDICE A

Determinación de la matriz \hat{C}

Sean E_0 , E_1 y E_2 las amplitudes de campo eléctrico a la entrada y a la salida de acoplador de modos de polarización como se ilustra en la figura A1a. Definamos $\kappa = I_2/I_1$ como el coeficiente de acoplamiento. Sabiendo que $I \propto |E|^2$, por lo tanto podemos expresar el campo eléctrico a la salida del acoplador y haciendo referencia a la figura A1 como

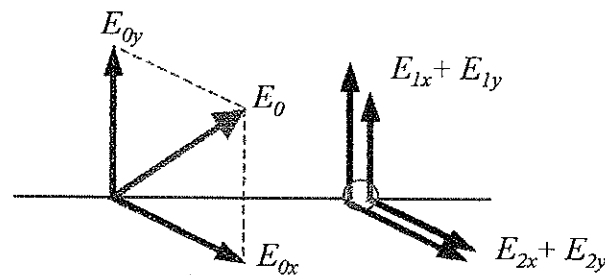


Figura A1.

$$E_1 = \sqrt{1-\kappa}E_{0x} - i\sqrt{\kappa}E_{0y} \quad (\text{A1})$$

y

$$E_2 = i\sqrt{\kappa}E_{0x} + \sqrt{1-\kappa}E_{0y} \quad (\text{A2})$$

el factor i o $-i$ es debido a la conversión del modo de polarización de entrada al modo de polarización ortogonal. Lo anterior puede ser expresado en forma matricial como

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{1-\kappa} & -i\sqrt{\kappa} \\ i\sqrt{\kappa} & \sqrt{1-\kappa} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} \quad (\text{A3})$$

De manera que si $\vec{E} = \hat{C}\vec{E}_0$, tenemos que

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} \sqrt{1-\kappa} & -i\sqrt{\kappa} \\ i\sqrt{\kappa} & \sqrt{1-\kappa} \end{pmatrix} \quad (\text{A4})$$