

TESIS DEFENDIDA POR

**Luis Antonio Arias Castro**

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

---

Dr. Mikhail Shlyagin

*Director del Comité*

---

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova

*Miembro del Comité*

---

Dr. Víctor Ruiz Cortés

*Miembro del Comité*

---

Dr. Francisco Javier Mendieta Jiménez

*Miembro del Comité*

---

Dr. César Cruz Hernández

*Miembro del Comité*

---

Dr. Pedro Negrete Regagnon

*Coordinador del programa de  
posgrado en Óptica*

---

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

*Director de Estudios de Posgrado*

3 de Noviembre de 2009

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



---

**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS  
EN ÓPTICA**

---

**SENSOR DISTRIBUIDO DE FIBRA ÓPTICA BASADO EN REJILLAS  
DE BRAGG DE ULTRA-BAJA REFLECTANCIA**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

**LUIS ANTONIO ARIAS CASTRO**

Ensenada, Baja California, México, Noviembre de 2009

**RESUMEN** de la tesis de **LUIS ANTONIO ARIAS CASTRO**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, Baja California, Noviembre de 2009.

**SENSOR DISTRIBUIDO DE FIBRA ÓPTICA BASADO EN REJILLAS DE BRAGG DE ULTRA-BAJA REFLECTANCIA**

Resumen aprobado por:

---

Dr. Mikhail Shlyagin

Director de Tesis

En este trabajo se propone una nueva técnica para la multiplexión de sensores de rejillas de Bragg y es probada experimentalmente. El método está basado en la detección de dos canales de la señal de interrogación óptica y el procesamiento de la señal digital usando la correlación cruzada entre los dos canales.

Como señal de prueba se usa el ruido de fase de un diodo láser DFB, el cual es convertido en ruido de intensidad con un interferómetro desbalanceado de fibra óptica. Esta técnica es usada con rejillas de Bragg de ultra-baja reflectancia grabada en fibras ópticas de telecomunicaciones estándar. Se presenta un análisis del desempeño y la influencia de diferentes ruidos en el sensor. También se presentan los resultados experimentales de la prueba de la técnica propuesta.

**Palabras Clave:** Sensor distribuido, Rejillas de Bragg, Multiplexión, Correlación.

**ABSTRACT** of the thesis presented by **LUIS ANTONIO ARIAS CASTRO**, in partial fulfillment of the requirements of the degree of MASTER IN SCIENCES in OPTICS with orientation in OPTOELECTRONICS. Ensenada, Baja California, November 2009.

## **DISTRIBUTED FIBER OPTIC SENSOR BASED ON ULTRA-LOW REFLECTIVITY FIBER BRAGG GRATINGS**

In this work a new technique for multiplexing of equal fiber Bragg grating sensors was proposed and tested experimentally. The method is based on two-channel detection of noisy interrogation (probe) optical signal and digital signal processing using cross-correlation between channels.

As a probe signal phase noise of the DFB diodo laser was used, which was converted into intensity noise with unbalanced fiber optic interferometer. The technique make a use of ultra low reflectivity FBG written in a standard telecommunication fiber. An analysis of sensor performance, influence of different sources of noise are presented. Results of experimental verification of the proposed technique are also presented.

**Keywords:** Distributed sensor, Bragg Gratings, Multiplexing, Correlation.

*A mi madre, a mis abuelitos y tios, a mi  
novia, amigos, y a Manuel*

# Agradecimientos

Para comenzar, agradezco especialmente al Dr. Shlyagin por permitirme trabajar con él. Por su  $\infty$  paciencia y valiosos comentarios y discusiones sobre el trabajo. Al comité de tesis por tomarse tiempo para revisar este trabajo.

Agradezco también a mi familia, novia y amigos, que creyeron en mis capacidades y me alentaron a seguir.

A mis amigos que hicieron mucho más grata mi estadía en Ensenada, con cada uno tengo recuerdos y experiencias, que recordaré por siempre.

También quiero agradecer a cinco seres muy especiales, Manuel, Federica, Negro, Lucas y Ani, con su alegría dan felicidad a mi corazón.

A todos los investigadores, estudiantes y personal del departamento de óptica por su enseñanza académica.

Al CONACyT y al proyecto de investigación por su apoyo económico.

# Contenido

	Página
<b>Resumen en español</b>	<b>i</b>
<b>Resumen en inglés</b>	<b>ii</b>
<b>Dedicatoria</b>	<b>iii</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>iv</b>
<b>Contenido</b>	<b>v</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>viii</b>
<b>Lista de Tablas</b>	<b>xi</b>
<b>I. INTRODUCCIÓN</b>	<b>1</b>
I.1 Objetivos . . . . .	3
I.2 Contenido de la Tesis . . . . .	4
<b>II. CONCEPTOS BÁSICOS</b>	<b>5</b>
II.1 Introducción . . . . .	5
II.2 Tipos y Configuración de Sensores . . . . .	5
II.3 Rejillas de Bragg . . . . .	7
II.3.1 Sensores Basados en Rejillas de Bragg . . . . .	8
II.3.2 Sensibilidad de las rejillas de Bragg a la temperatura y tensión . . . . .	9
II.4 Métodos de Fabricación de Rejillas de Bragg . . . . .	12
II.4.1 Método Holográfico . . . . .	12
II.4.2 Método de Mascarilla de Fase . . . . .	13
II.4.3 Método de grabado punto por punto . . . . .	14
II.5 Métodos de Multiplexión de Sensores . . . . .	15
II.5.1 Multiplexión por División de Tiempo (TDM) . . . . .	16
II.5.2 Multiplexión por División de Longitud de Onda (WDM) . . . . .	18
II.5.3 Multiplexión por División de Frecuencia (FDM) . . . . .	19
II.5.4 Multiplexión en el Dominio Espacial (SDM) . . . . .	20
II.6 Antecedentes . . . . .	20
II.6.1 Técnica de Multiplexión C-PFM . . . . .	20
II.6.2 Sensor Distribuido para la Detección y Localización de Fugas de Gasolina . . . . .	24
II.7 Conclusiones . . . . .	26

# Contenido (continuación)

	Página
<b>III. DESCRIPCIÓN Y SIMULACIÓN DEL SENSOR DISTRIBUIDO</b>	<b>27</b>
III.1 Descripción del Sensor . . . . .	27
III.2 Características y Método de Formación de la Señal de Prueba . . . . .	30
III.2.1 Ruido Blanco y su Señal de Autocorrelación . . . . .	31
III.2.2 Obtención de la Señal por la Conversión de Ruido de Fase a Ruido de Intensidad . . . . .	32
III.2.3 Ruido de Intensidad Óptica . . . . .	34
III.3 Fuentes de Ruido en el Sistema . . . . .	35
III.3.1 Retroesparcimiento de Rayleigh . . . . .	36
III.3.2 Ruido por Reflexiones Múltiples (“Crosstalk”) . . . . .	39
III.3.3 Ruidos de Fotodetección . . . . .	42
III.4 Ruidos en el Sistema . . . . .	44
III.5 Resolución Espacial del Sensor . . . . .	46
III.6 Simulación del Sensor Distribuido . . . . .	49
III.6.1 Simulación del interferómetro Michelson . . . . .	49
III.6.2 Simulación del sensor . . . . .	53
III.7 Conclusiones . . . . .	56
<b>IV. RESULTADOS Y ANÁLISIS</b>	<b>57</b>
IV.1 Generación de la Señal de Prueba . . . . .	57
IV.2 Prueba del Método de Multiplexión . . . . .	63
IV.2.1 Detección y Localización de una Reflexión . . . . .	63
IV.2.2 Detección Simultanea de Eventos Múltiples . . . . .	69
IV.3 Detección de Reflexiones Débiles . . . . .	73
IV.4 Espectro de Reflectancia de la Rejilla de Bragg . . . . .	76
IV.5 Conclusiones . . . . .	78
<b>V. CONCLUSIONES Y COMENTARIOS</b>	<b>79</b>
V.0.1 Conclusiones . . . . .	79
V.0.2 Actividades a Futuro . . . . .	80
<b>REFERENCIAS</b>	<b>81</b>
<b>A. Propiedades de la Convulación y Correlación</b>	<b>85</b>
A.1 Integral de Convulación . . . . .	85
A.1.1 Propiedades de la Convulación . . . . .	85
A.2 Teorema de la Correlación . . . . .	86
A.2.1 Propiedades de la correlación . . . . .	87



## Contenido (continuación)

	Página
<b>B. Funcionamiento de las Rejillas de Bragg</b>	<b>89</b>

# Lista de Figuras

Figura		Página
1	Rejilla de Bragg en fibras ópticas. . . . .	7
2	Esquema de un sensor básico de rejillas de Bragg, con opción de detección de la señal reflejada o transmitida. . . . .	9
3	Interferómetro de UV para el grabado de rejillas en fibras ópticas. . . . .	13
4	Grabado de rejilla de Bragg mediante el método de mascarilla de fase. . . . .	14
5	Esquema de multiplexión por división de tiempo (TDM). . . . .	17
6	Concepto de multiplexión por división de longitud de onda (WDM). . . . .	18
7	Esquema de multiplexión FDM por barrido de frecuencia. . . . .	19
8	Forma se la señal modulada para el sistema C-PFM (chirped pulse), con los parámetros $a = 1$ , $b = 0.1$ y $\alpha = 400\pi \times 10^7$ <i>Mhz/s</i> y $T = 0.25$ <i>mseg</i> . . . . .	21
9	Configuración experimental para el sistema de interrogación de sensores de rejillas de Bragg por intensidad; las líneas punteadas representan cables eléctricos. La imagen insertada muestra la respuesta espectral de dos rejillas al filtro usado. . . . .	23
10	Localización del sensor a partir de la diferencia de fase de la señal de modulación del láser y la señal reflejada por una rejilla. . . . .	25
11	Señales usadas para la modulación del láser del sensor de fugas. . . . .	26
12	Descripción y operación del sensor distribuido propuesto. . . . .	30
13	Ruido blanco ideal. En la figura (a) se muestra el espectro de potencia para una señal de ruido blanco ideal, en la figura (b) su señal de autocorrelación. . . . .	32
14	Conversión de variaciones de longitud de onda de la fuente óptica en variaciones de intensidad debida a la interferencia de dos señales retrasadas en el tiempo. . . . .	33
15	Coefficiente de retroesparcimiento de Rayleigh para la fibra óptica SMF-28 como función de la longitud de la fibra. . . . .	38
16	Espectro de potencia del retroesparcimiento de Rayleigh. . . . .	39

## Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
17	Trayectorias de ondas de múltiples reflexiones. . . . .	40
18	Señales del fotodetector PDA400. (a) Espectro de potencia para el fotodetector calculado a partir de mediciones de laboratorio para 5 niveles de ganancia. En la figura (b) la función de autocorrelación para cada espectro calculada a partir del teorema de Wiener-Khinchin. . . . .	48
19	Simulación de la señal de prueba del sistema. (a) señal generada por el interferómetro Michelson, (b) señal filtrada para eliminar el nivel constante de DC. . . . .	50
20	Transformada de Fourier de la señal mostrada en la figura 19. . . . .	50
21	Función de autocorrelación de la señal de prueba. (a) Con componente DC y (b) señal con filtro DC. . . . .	52
22	Simulación del sensor con dos puntos de reflexión. . . . .	53
23	Simulación del sensor con quince puntos de reflexión, para dos señales de prueba diferentes. . . . .	55
24	Conversión de variaciones de longitud de onda de la fuente óptica en variaciones de intensidad por un interferómetro Michelson. . . . .	58
25	Interferómetro Michelson de fibra óptica utilizado para la generación de la señal de prueba. . . . .	59
26	Señal de prueba generada por el interferómetro Michelson capturadas con (a) acoplamiento DC y (b) con acoplamiento AC. . . . .	59
27	Espectro de potencia calculado a partir de las señales del interferómetro Michelson capturadas con un ancho de banda de 10 <i>Mhz</i> y 700 <i>KHz</i> . . . . .	60
28	Función de autocorrelación de la señal de prueba capturada con (a) acoplamiento DC y (b) acoplamiento AC . . . . .	61
29	Función de autocorrelación para la señal del interferómetro capturada con un ancho de banda de (a) 10 <i>Mhz</i> y (b) 700 <i>KHz</i> . . . . .	62
30	Arreglo experimental utilizado para la prueba del método de multiplexión. . . . .	63
31	Señal de correlación de la señal de referencia y la señal reflejada por el sistema producida por un punto de reflexión de $\approx 3.33\%$ (punta clavada). Tiempo total de promediación 6.4 <i>mseg</i> . . . . .	65

## Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
32	Relación entre el nivel de reflectancia del sensor y la amplitud de la función de correlación. . . . .	66
33	Correlación producida por sumergir la fibra óptica en aceite de soya. Tiempo total de promediación 6.4 <i>mseg</i> . . . . .	67
34	Diagrama del arreglo utilizado para la detección de dos eventos de manera simultanea. . . . .	69
35	Señal de correlación para dos reflexiones simultaneas. . . . .	71
36	Señal de correlación para el arreglo de interferómetros formado por rejillas de Bragg.(a) 15 interferómetros con una lambda central $\lambda_1$ , (b) 3 interferómetros centrados a $\lambda_2$ . . . . .	72
37	Diagrama del arreglo utilizado para la detección de reflexión débil producida por aceite de soya. . . . .	73
38	Detección de una reflexión débil producida por sumergir la punta clivada de la fibra en aceite de soya $R \approx 0.0068\%$ . Tiempo de promediación 6.4 <i>mseg</i>	74
39	Detección del retroesparcimiento de Rayleigh para una fibra óptica de longitud (a) 1600 <i>m</i> y (b) 1000 <i>m</i> . . . . .	75
40	Arreglo para medir el espectro de una rejilla de Bragg usando un analizador de espectros. . . . .	76
41	Arreglo del sensor para medir el espectro de reflectancia de una rejilla utilizando la técnica de multiplexión por correlación. . . . .	77
42	Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg. . . . .	77

# Lista de Tablas

Tabla	Página
I Relación entre la reflexión y la distancia calculada. . . . .	68
II Relación entre la distancia calculada y el número de muestras. . . . .	69

# Capítulo I

## INTRODUCCIÓN

Las fibras ópticas se pueden utilizar como sensores para medir la tensión mecánica, deformación, temperatura, presión y otros parámetros. El tamaño pequeño y el hecho de que por ellas no circula corriente eléctrica, les da ciertas ventajas respecto a sensores eléctricos. Una de las principales ventajas de los sensores de fibras ópticas es que son inmunes a campos electromagnéticos, además la ausencia de conexiones eléctricas y las propiedades físicas de la fibra óptica, permite utilizarlos en ambientes de alto riesgo explosivo (e.g. minas, oleoductos). Existen varios tipos de sensores de fibras ópticas distribuidos que utilizan efectos como el retroesparcimiento Rayleigh, efecto Raman o Brillouin. Sin embargo, los sensores basados en rejillas de Bragg han demostrado una gran capacidad de multiplexión lo que permite tener un gran número de sensores en una fibra óptica y construir sensores cuasi-distribuidos con longitudes de hasta kilómetros.

La rejilla de Bragg es una variación periódica del índice de refracción en el núcleo de una fibra óptica. La longitud de onda con mayor reflectancia, conocida como longitud de onda de Bragg, corresponde a la longitud de resonancia de la rejilla. La longitud de Bragg depende del periodo y del índice efectivo de la rejilla. El espectro de reflectancia de una rejilla es sensible a perturbaciones externas en la fibra, como pueden ser temperatura y esfuerzos aplicados a la fibra, que producen cambios en el periodo y el índice de refracción efectivo de la rejilla. Como consecuencia se produce un corrimiento de la longitud de Bragg de la rejilla (Hill y Meltz, 1997). El principio básico de un sensor de fibra óptico basado en rejillas de Bragg, es medir el desplazamiento de la longitud de

Bragg debido a una perturbación externas (Kersey *et al.*, 1997).

En los sensores de fibra óptica la información del parámetro a medir viene determinada por un cambio en la fase, la polarización, la frecuencia o la intensidad de la señal óptica (así como cualquier combinación de ellas). Los sensores que detectan cambios en la intensidad de la señal son muy sencillos, pero sufren de muchas limitaciones. En cambio, aquellos que trabajan con la fase, la polarización o la modulación de frecuencia son más complejos, pues la señal debe ser procesada previamente dado que el fotodetector solamente detecta potencia óptica. En estos casos se emplean estructuras interferométricas del tipo Mach-Zehnder, Michelson, Fabry-Perot o Sagnac, que a su vez proporcionan alta sensibilidad.

La multiplexión de los sensores de rejilla de Bragg, contribuye tanto a la reducción del costo como la complejidad de sensor y además aumenta la competitividad de estos sensores contra los sensores eléctricos convencionales. Entre las técnicas más importantes de multiplexión, se encuentra la multiplexión por división de longitud de onda (WDM), donde una fuente óptica con un ancho espectral amplio es usado para iluminar una serie de sensores o rejillas, donde cada una ocupa un cierto ancho espectral de la fuente, por lo que el número máximo de sensores en esta técnica está limitado a 20 o 30 sensores. Además, para la interrogación de los sensores se requiere de  $n$  sistemas de detección, donde  $n$  es el número de sensores dependientes de la longitud de onda o un analizador de espectros (Kersey *et al.*, 1997).

La multiplexión por división de tiempo (TMD), utiliza un pulso de luz láser para iluminar rejillas situadas a diferentes distancias a lo largo de una fibra óptica. Cada señal reflejada por las rejillas es separada en el dominio del tiempo (Chan *et al.*, 2000). La distancia mínima entre dos sensores se determina por el ancho del pulso. Pulsos muy cortos demandan picos de potencia altos, esta es una de las principales desventajas

de esta técnica. Con esta técnica es difícil interrogar rejilla de baja reflectancia y también está limitada a unas decenas de sensores. Otra alternativa es la multiplexión por división de frecuencia (FDM). Donde una fuente óptica es modulada en frecuencia para iluminar interferómetros desbalanceados (Sakai, 1986). Esta técnica sólo es aplicable a configuraciones, donde los sensores están formados por interferómetros.

Entre las aplicaciones de los sensores de fibras ópticas destaca el monitoreo de salud estructural (SHM, del inglés “Structural Health Monitoring”). Los sensores de fibras ópticas permiten detectar daños o anomalías en estructuras, como puentes (Chan *et al.*, 2006; Tennyson *et al.*, 2001), túneles, columnas, edificios, tuberías, (Li *et al.*, 2004), etc.

Las técnicas de multiplexión conocidas tienen diversas limitantes cuando se requiere un número grande de sensores o son muy complejas. Además, los sensores de fibras ópticas basados en rejillas de Bragg tienen un gran campo de aplicaciones gracias a sus muchas ventajas. Por esto, proponemos investigar una nueva técnica de multiplexión de rejillas de Bragg de ultra baja reflectancia grabadas en fibras ópticas de telecomunicaciones estándar.

## I.1 Objetivos

El objetivo principal de este trabajo es desarrollar una técnica de multiplexión usando la función de correlación, para un sensor distribuido de fibra óptica de rejillas de Bragg de ultra-baja reflectancia ( $\ll 1\%$ ), que son grabadas en fibras ópticas estándar de telecomunicaciones. Entre los objetivos se encuentran, realizar un análisis de los parámetros del sistema, limitaciones e influencia del ruido de diferentes tipos.



## I.2 Contenido de la Tesis

En el capítulo II, se da una clasificación de los sensores de fibras ópticas, por su principio de funcionamiento y configuración. Se describe el principio básico de funcionamiento de los sensores de fibra óptica basados en rejillas de Bragg. Se presenta los métodos más comunes de fabricación de rejillas de Bragg en fibras ópticas. Se describen las técnicas básicas de multiplexión de sensores de fibra ópticas basados en rejillas de Bragg, así como las principales ventajas y desventajas de cada una de ellas. También se incluye una sección de los trabajos que motivan el desarrollo de esta tesis.

En el capítulo III, se expone la idea básica y el esquema del sensor. Se describe el método de multiplexión propuesto para el sensor distribuido. Se discuten las características importantes de la señal de prueba del sistema; el ancho de banda de la señal y su función de autocorrelación. Se propone la generación de la señal de prueba del sistema, por la conversión de ruido de fase de la fuente óptica a variaciones de intensidad por un interferómetro desbalanceado. También se muestran resultados obtenidos de la simulación del sistema.

El capítulo IV, está dedicado a exponer los arreglos experimentales usados en el laboratorio para probar la técnica de multiplexión. Se muestran los resultados obtenidos de la formación de señal usando un interferómetro Michelson desbalanceado. También se muestran los resultados de aplicar la técnica de multiplexión propuesta usando varios puntos de reflexión con diferentes niveles de reflectancia.

En el capítulo V, se hacen comentarios finales sobre los resultados obtenidos y se dan las conclusiones de este trabajo.

## Capítulo II

# CONCEPTOS BÁSICOS

### II.1 Introducción

Los sensores de fibras ópticas deben su desarrollo a dos importantes avances científicos; el primero de ellos el desarrollo del láser en 1960 (Maiman, 1960) y el segundo a la fabricación de fibras ópticas de bajas pérdidas en 1966 (Kao y Hockham, 1966). Desde entonces un gran número de grupos de investigación han enfocado su interés en esta tecnología. Los resultados de estas investigaciones son técnicas de fabricación de sensores de fibras ópticas que son ligeros, pequeños, tienen la capacidad de multiplexar varios sensores en una misma fibra, son inmunes a la interferencia electromagnética (EMI, por sus siglas del inglés “ElectroMagnetic Interference”) y pulsos electromagnéticos (EMP del inglés, “ElectroMagnetic Pulse”), son poco invasivos y en muchos casos pueden ser construidos a bajo costo (Kersey, 1996).

### II.2 Tipos y Configuración de Sensores

Los sensores de fibra óptica de acuerdo a su modo de operación pueden dividirse en dos tipos, sensores *extrínsecos* e *intrínsecos*. En los sensores *extrínsecos* la fibra no es el elemento sensor, y sólo transmite la luz de un lugar a otro, desde la fuente hasta el lugar de detección y viceversa. La medición no es resultado de algún efecto propio de la fibra, de hecho influencias de la fibra sobre la luz son indeseables y dan lugar a una representación inexacta del sensor. En este tipo de sensores la luz es afectada

directamente por la variable a medir y luego es acoplada dentro de la fibra óptica. En los sensores *intrínsecos* la fibra óptica es el elemento activo en la medición. La fibra óptica no sólo se usa para transmitir la señal, sino que también es usada para cuantificar el parámetro físico que debe medirse. El fenómeno o parámetro que debe medirse debe de afectar de alguna manera las características de la fibra, afectando la forma en que la luz se propaga a través de ella, de esta manera la señal recibida está relacionada con la medición (Oscroft, 1987).

Para algunas aplicaciones, se requiere medir el valor de un parámetro físico como temperatura, tensión o alguna variable química en una posición en particular, esto se puede lograr usando un *sensor puntual*. En este tipo de sensores sólo el final de la fibra óptica es usada como elemento sensor y toda la longitud de la fibra funciona únicamente como canal de transmisión de información. Por otro lado, cuando se requiere hacer la medición de una variable en cualquier punto del espacio es necesario usar un sensor de fibra óptica *distribuido*, en este caso toda la longitud de la fibra funciona como elemento sensor y al mismo tiempo como canal de información, en este caso, el parámetro a ser medido puede ser monitoreado en algún punto de la fibra dentro de una cierta resolución espacial determinada, la cual está limitada por el equipo optoelectrónico. Estos sensores basan su funcionamiento en efectos no lineales como esparcimiento de Raman (Dakin *et al.*, 1985) o Brillouin (Kim *et al.*, 2002) para mediciones de tensión y/o temperatura. Otra configuración que es una combinación entre las dos combinaciones anteriores es un sensor *cuasi distribuido*, donde sólo puntos específicos de la fibra funcionan como elemento sensor (Grattan y Sun, 2000).

## II.3 Rejillas de Bragg

La rejilla de Bragg es una variación periódica entre un índice de refracción bajo  $n_L$  y un índice de refracción alto  $n_H$  en el núcleo de una fibra óptica. La formación de rejillas permanentes en fibras ópticas por escritura interna fue demostrada por (Hill *et al.*, 1978) y por técnica holográfica por (Meltz *et al.*, 1989). La variación del índice en el núcleo es una estructura periódica es similar a un holograma de volumen o una red cristalina, que actúa como un filtro pasa-banda, como se muestra en la figura 1.

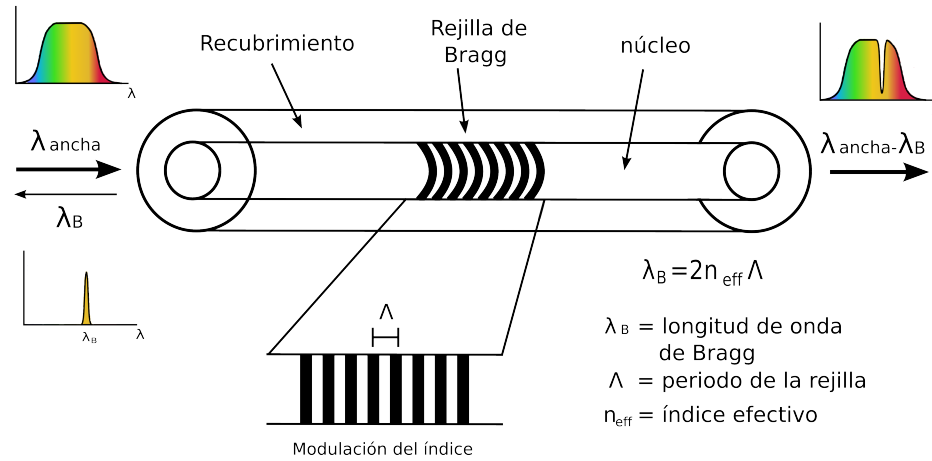


Figura 1. Rejilla de Bragg en fibras ópticas.

Sólo un ancho de banda estrecho del espectro óptico incidente dentro de la fibra, es reflejado por las dispersiones coherentes sucesivas debidas a la variación del índice. La reflexión en cada cresta del índice de refracción está en fase con la siguiente. Estas rejillas tienen un periodo fundamental donde la longitud de onda con máxima reflectividad es llamada longitud de onda de Bragg  $\lambda_B$  y se puede expresar por:

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda, \quad (1)$$

donde  $n_{\text{eff}}$  es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra y  $\Lambda$  el periodo de

las rejillas (Hill y Meltz, 1997; Kersey *et al.*, 1997). Cada cambio en las propiedades de la fibra, como tensión, temperatura, o polarización varían el índice de refracción o el periodo de la rejillas cambiando la longitud de onda de Bragg. Debido a esta propiedad las rejillas de Bragg se pueden usar como sensores monitoreando los cambios de la longitud de onda reflejada por las rejillas.

### II.3.1 Sensores Basados en Rejillas de Bragg

Los sensores de fibras ópticas basados en rejillas de Bragg grabadas dentro del núcleo de la fibra, son usados en numerosas aplicaciones importantes que van desde el monitoreo de estructuras hasta sensores de parámetros químicos (Kersey, 1996). Cualquier cambio en las propiedades de la fibra, producidos por variables físicas como tensión o temperatura o, varían el índice de refracción o el periodo de la rejilla, produciendo un cambio en la longitud de onda de Bragg ( $\lambda_B$ ). Las rejillas de Bragg son sensores intrínsecos que cambian el espectro de la señal incidente debido al acoplamiento de energía a otros modos de la fibra. En el caso más simple, la onda incidente es acoplada al mismo modo en contra propagación, y por lo tanto, es reflejada. El principio básico de operación comúnmente usado en sensores de rejillas de Bragg, es el monitoreo en el cambio de la longitud de onda de Bragg reflejada como se muestra en la figura 2.

En el esquema de la figura 2, la entrada es una fuente de luz con un espectro amplio, y sólo una banda estrecha de este espectro es reflejada por la rejilla de Bragg. En la luz transmitida, esta componente no aparece. El ancho de banda de la señal reflejada depende de varios parámetros, pero en particular de la longitud de la rejilla, que para la mayoría de las aplicaciones típicamente es de  $\approx 0.05$  a  $0.3 \text{ nm}$  (Kersey *et al.*, 1997). Una ventaja muy importante de sensores basados en rejillas de Bragg es la codificación por

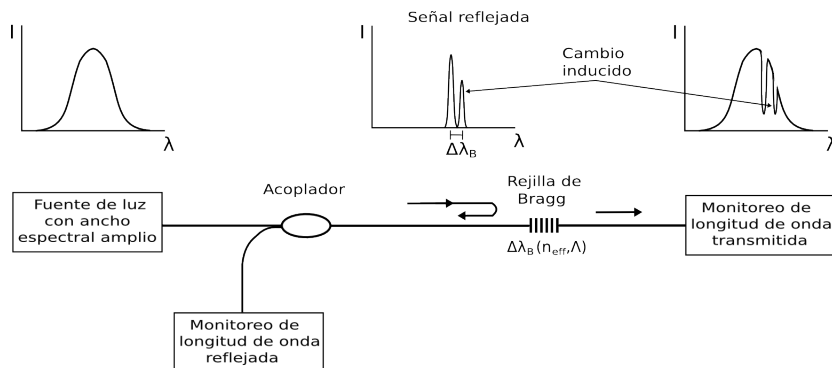


Figura 2. Esquema de un sensor básico de rejillas de Bragg, con opción de detección de la señal reflejada o transmitida.

longitud de onda. Cambios en el espectro reflejado o en el transmitido e independientes de la intensidad óptica, pueden ser relacionados exclusivamente con cada rejilla, siempre y cuando no exista un traslape entre las respuestas de rejillas diferentes. Si se escoge la longitud de onda de Bragg igual para todo el arreglo del sensor, entonces sólo se puede registrar una variación en la medida a lo largo de toda la longitud del sensor y no la respuesta de rejillas adyacentes o distantes.

### II.3.2 Sensibilidad de las rejillas de Bragg a la temperatura y tensión

La longitud de onda reflejada por una rejilla de Bragg, depende del índice de refracción efectivo del núcleo  $n_{eff}$  y de la periodicidad  $\Lambda$  (ecuación (1)). Ambos parámetros se ven afectados por cambios en la tensión de la fibra y la temperatura. Esta propiedad se utiliza en la fabricación de sensores cuya capacidad de respuesta se determina a partir de las propiedades físicas del material del que está hecha la fibra óptica. El cambio en la longitud de Bragg de la rejilla debido a la temperatura y la tensión se puede expresar como:

$$\Delta\lambda_B = 2n\Lambda \left( \left\{ 1 - \left( \frac{n^2}{2} \right) [P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})] \right\} \epsilon + \left[ \alpha + \frac{\left( \frac{dn}{dT} \right)}{n} \right] \Delta T \right), \quad (2)$$

donde  $P_{ij}$  son los coeficientes elasto-ópticos (Measures, 2001),  $\nu$  es la relación de Poisson,  $\alpha$  es el coeficiente de expansión térmica del material de la fibra y  $\epsilon$  es la deformación lineal relativa de la fibra óptica dada por  $\epsilon = \Delta L/L$ , donde  $L$  es la distancia inicial y  $\Delta L$  es el incremento en la distancia de la fibra. El factor  $\{(n^2/2)[P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})]\}$  tiene un valor numérico de  $\approx 0.22$  (Kersey *et al.*, 1997). De la sensibilidad cruzada entre la tensión y la temperatura sobre una rejilla de Bragg (ecuación (2)), surgen problemas prácticos para separar la contribución de cada efecto.

### Sensibilidad de las rejillas de Bragg a la tensión

La respuesta de la rejilla a la tensión surge tanto de la elongación física de la rejilla (con el correspondiente cambio del periodo de la rejilla), y al cambio en el índice de refracción de la fibra debido al efecto elasto-óptico. Del primer término de la ecuación (2) se puede determinar el cambio de la longitud de onda debido a una tensión aplicada y está dado por:

$$\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B} = \epsilon_1 + (n^2/2)[P_{11}\epsilon_t + P_{12}(\epsilon_1 + \epsilon_t)], \quad (3)$$

donde  $\epsilon_1$  es la deformación lineal relativa en el eje principal de la fibra y  $\epsilon_t$  la deformación lineal relativa sobre el eje transversal de la fibra. Se podría hacer más complicado introduciendo un tercer componente de la tensión aplicada a la fibra, dos componentes normales en la dirección de la polarización de la fibra y uno es la dirección de propagación de la onda. Si la tensión es homogénea e isotrópica, entonces se puede simplificar a la forma más común como:

$$\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B} = [1 - P_e]\epsilon \cong 0.78\epsilon, \quad (4)$$

donde se han considerado todas las contribuciones de los efectos elasto-óptico dentro de  $p_e$ , que está definida por:

$$p_e = (n^2/2)[P_{12}\epsilon_t - \nu(P_{11} + P_{12})], \quad (5)$$

la cual está escrita en términos de los coeficientes elasto-ópticos de la fibra  $P_{ij}$  y la relación de Poisson  $\nu$ . Valores típicos de sensibilidad para una tensión aplicada son  $1 \text{ nm}/m\epsilon$  a  $1300 \text{ nm}$  y  $0.64 \text{ nm}/m\epsilon$  a  $820 \text{ nm}$  (Kersey *et al.*, 1997; Hill y Meltz, 1997).

### Sensibilidad de las rejillas de Bragg a cambios de temperatura

Cuando una rejilla de Bragg es sometida a cambios de temperatura, ocurren dos eventos que inducen un cambio en la longitud de onda de Bragg. El primero es la expansión térmica que modifica el periodo  $\Lambda$  de la rejilla, el segundo es el cambio en el índice de refracción. La razón entre el cambio de longitud de onda de Bragg  $\Delta\lambda_B$  y la longitud de onda de Bragg de la rejilla sin perturbar se puede obtener del segundo término de la ecuación (2) y puede expresarse de la siguiente manera:

$$\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B} = (\alpha_\Lambda + \alpha_n)\Delta T, \quad (6)$$

donde  $\alpha_\Lambda$  es el coeficiente de expansión térmica de la fibra,  $\alpha_n$  representa al coeficiente termo-óptico. La sensibilidad típica es del orden de  $0.01 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  para fibras de núcleo de sílice dopado con germanio, a una longitud de onda de  $1550 \text{ nm}$  (Hill y Meltz, 1997).



## II.4 Métodos de Fabricación de Rejillas de Bragg

Las rejillas de Bragg, pueden ser fabricadas por técnicas que pueden ser clasificadas en dos categorías: *interferométricas*, basadas en la exposición del núcleo de fibra óptica a patrón de interferencia de UV y técnicas *no interferométricas*. Entre las técnicas interferométricas más importantes se encuentran el método holográfico y de mascarilla de fase, de las cuales se hablará en las siguientes secciones. Una técnica no holográfica es descrita en la sección II.4.3 como ejemplo de esta categoría.

### II.4.1 Método Holográfico

El método holográfico para el grabado de rejillas demostrado por Meltz (Meltz *et al.*, 1989), se muestra esquemáticamente en la figura 3. Esta configuración hace uso de un interferómetro comúnmente usado en la holografía básica. Está basado en un interferómetro que consta de un divisor de haz y una placa compensadora, la cual es necesaria para conservar la coherencia temporal o longitudinal de la fuente, compensando el camino óptico de la onda que pasa a través del divisor de haz. El divisor de haz se ilumina con un haz de grabado de longitud de onda  $\lambda_{uv}$ , para obtener los dos haces que son dirigidos lateralmente hacia la fibra formando un ángulo  $\theta$  entre ellos. Los haces interfieren y forman un patrón de interferencia normal al eje de la fibra fotosensible, induciendo una modulación permanente en el índice de refracción del núcleo de la fibra.

La longitud de onda de Bragg de la rejilla que se graba con este método se calcula mediante la siguiente expresión:

$$\lambda_B = \frac{n_{eff}\lambda_{uv}}{\sin(\theta/2)}, \quad (7)$$

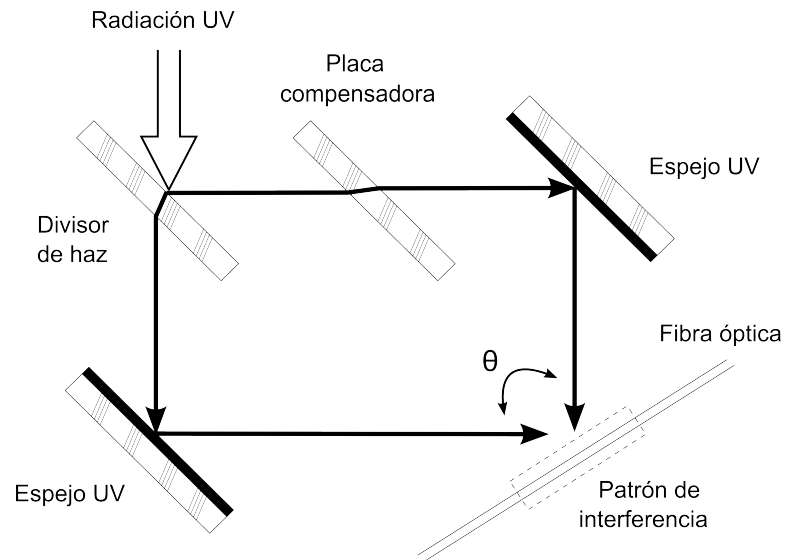


Figura 3. Interferómetro de UV para el grabado de rejillas en fibras ópticas.

donde  $\lambda_B$  es la longitud de onda de Bragg y  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo del modo en la fibra. De la ecuación (7) se puede ver que la longitud de onda de Bragg puede variarse cambiando la longitud de onda de grabado o el ángulo entre los dos haces; ésta es la principal ventaja de este método.

#### II.4.2 Método de Mascarilla de Fase

Este método se basa en la aplicación de una mascarilla de fase para generar los haces que participan en la interferencia (Hill *et al.*, 1993; Anderson *et al.*, 1993). Una mascarilla de fase es un dispositivo con perfil periódico, usualmente hecho a partir de un vidrio de sílice plano donde se graban surcos con espaciamiento y profundidad constante. El principio de operación es la difracción de un haz UV incidente en los ordenes,  $m = 0$  y  $\pm 1$ . El perfil se escoge de tal manera que cuando el haz de la luz UV incide en la mascarilla de fase, el orden cero se abate a un valor menor al 3% de la potencia transmitida; mientras que la potencia de los ordenes  $m = \pm 1$  se eleva a un valor mayor

al 35% de la potencia transmitida. En el campo cercano a la mascarilla de fase se forma un patrón de franjas generado por la interferencia entre los órdenes de difracción  $m = \pm 1$ . La fibra se coloca justo detrás de la mascarilla de fase, haciendo contacto o muy cerca de ella (figura 4). El patrón de interferencia foto-imprime una modulación en el índice de refracción del núcleo. La longitud de onda de Bragg de la rejilla grabada con este método esta dada por:

$$\lambda_B = \Lambda_{pm} n_{eff}, \quad (8)$$

donde  $\Lambda_{pm}$  es el período de la mascarilla de fase. Este método reduce la complejidad del sistema de fabricación de las rejillas ya que sólo utiliza un elemento, la mascarilla de fase. Las fuentes de UV usadas para este método no requiere una coherencia temporal alta, sin embargo, es necesaria una longitud de coherencia espacial  $> 100 \mu m$ , debido a la separación que existe entre el núcleo de fibra óptica y la mascarilla de fase.

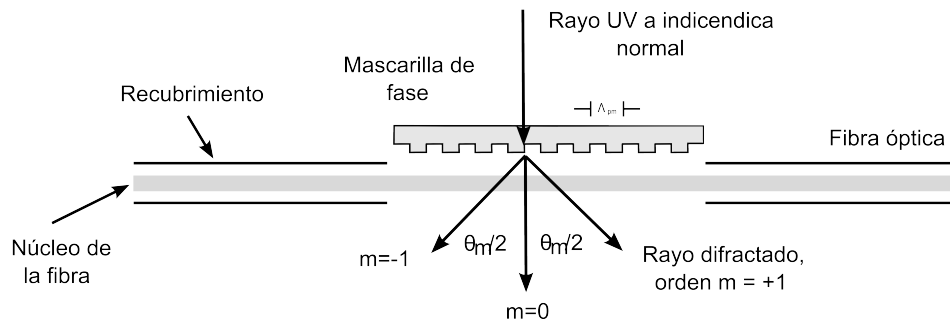


Figura 4. Grabado de rejilla de Bragg mediante el método de mascarilla de fase.

### II.4.3 Método de grabado punto por punto

En este método no holográfico para la fabricación de rejillas de Bragg desarrollado por (Hill *et al.*, 1990), cada perturbación del índice de refracción en el núcleo de la fibra

óptica es grabado punto por punto. Para rejillas con un periodo corto este método no es muy eficiente. Sin embargo, este método ha sido usado para fabricar micro rejillas de Bragg en fibras ópticas cuando se requieren tamaños del orden de  $> 100 \mu m$  que son requeridas para convertidores de modo  $LP_{01}$  a  $LP_{11}$  (Hill *et al.*, 1990) y convertidores de modos de polarización (Hill *et al.*, 1991). Una propuesta diferente utilizando el mismo principio se presenta en (Malo *et al.*, 1993). En esta técnica cada punto es producido por la imagen de una ranura y enfocada con una lente para delimitar el tamaño de la mancha de láser sobre el núcleo de la fibra. Para grabar rejillas en fibras con índices de refracción  $\approx 1.44$ , con una longitud de Bragg central de  $1558 \text{ nm}$ , se requiere de un periodo de  $533 \text{ nm}$ , lo que hace prácticamente imposible grabar rejillas con esta longitud de Bragg usando este método. Un sistema de grabado de rejillas de Bragg punto por punto presentado en (Chesnoy *et al.*, 1998) es usado para vencer la limitación de la propuesta descrita anteriormente. En este sistema se produce un rayo primario, que es usado para iluminar una rejilla de difracción que produce un segundo rayo primario de orden cero y dos rayos secundarios de un orden superior. Se usa un dispositivo óptico para enfocar los rayos secundarios dentro del área de escritura de la fibra óptica. La rejilla de difracción y el dispositivo óptico de enfocamiento definen una función de intensidad de escritura en el área de la fibra, que incluye al pico central y a los dos picos secundarios separados desde el pico central una distancia igual al periodo de la rejilla.

## II.5 Métodos de Multiplexión de Sensores

Una característica importante de los sensores de fibras ópticas es la capacidad de poder multiplexar varios sensores en una misma fibra óptica. Con el uso de una técnica de

multiplexión la fibra funciona como sensor y al mismo tiempo como canal de información de todos los sensores del arreglo. El uso de una técnica de multiplexión permite poder utilizar una fuente y un sistema de detección común, logrando reducir en algunos casos la complejidad y el volumen del sensor. Existen tres técnicas de multiplexión básicas; Multiplexión por división de tiempo (TDM, del inglés “Time Division Multiplexing”), Multiplexión por división de longitud de onda (WDM, por sus siglas en inglés “Wavelength Division Multiplexing”) y multiplexión por división de frecuencia (FDM, del inglés “Frequency Division Multiplexing”). Además, existe la posibilidad de hacer una combinación entre varias técnicas de multiplexión para ampliar el número de sensores en la misma red. Sin embargo, estas técnicas no son las únicas, existen una gran cantidad de nuevos métodos para mejorar el desempeño de los sensores de fibras ópticas.

### **II.5.1 Multiplexión por División de Tiempo (TDM)**

La multiplexión por división de tiempo (TMD, del inglés “Time Division Multiplexing”), se base en la diferencia de tiempo de respuesta entre sensores, que se puede lograr separando los sensores con una distancia de fibra óptica, que proporciona un retraso en la señal de respuesta del sensor. Para distinguir la respuesta de cada sensor se hace necesario modular la fuente de luz. La manera más simple tanto como para la modulación y demodulación, es usar un pulso corto repetitivo ( $\geq 10$  ns), de tal manera que las respuestas de diferentes sensores no se traslapen en el fotodetector y con una tasa de repetición lo suficientemente baja para permitir que la respuesta del sensor más lejano llegue al fotodetector antes del siguiente pulso de la fuente. Por lo tanto, la distancia mínima entre dos sensores adyacentes está limitada por el ancho del

pulso de la fuente, la duración del pulso debe ser menor al retardo entre dos elementos sensores adyacentes. En caso contrario las respuestas de dos sensores se traslaparían en el detector (Dakin, 1987). El concepto de TDM se ilustra en la figura 5, donde varios rejillas son iluminados por un pulso de ancho  $\Delta t$  y separadas por un retraso de tiempo  $\tau$ . Para interrogar las rejillas de Bragg se requiere sintonizar la longitud de onda del láser pulsado. Las desventajas de esta técnica de multiplexión es que requiere de una electrónica muy rápida o caminos ópticos muy grandes. Además esta técnica está limitada por la potencia del láser, ya que pulsos cortos requieren de picos de potencia altos, por otro lado, el presupuesto de potencia se reduce cuando el número de sensores aumenta, limitando el número práctico de sensores (Kersey, 1996). Otras limitaciones de esta técnica es el ruido de *crosstalk* debido a múltiples reflexiones en las diferentes elementos sensores que componen el arreglo y que puede contaminar la señal. Un análisis del ruido de crosstalk en sensores de fibras ópticas de rejillas de Bragg en presentando por Calvin Chan (Chan *et al.*, 2001).

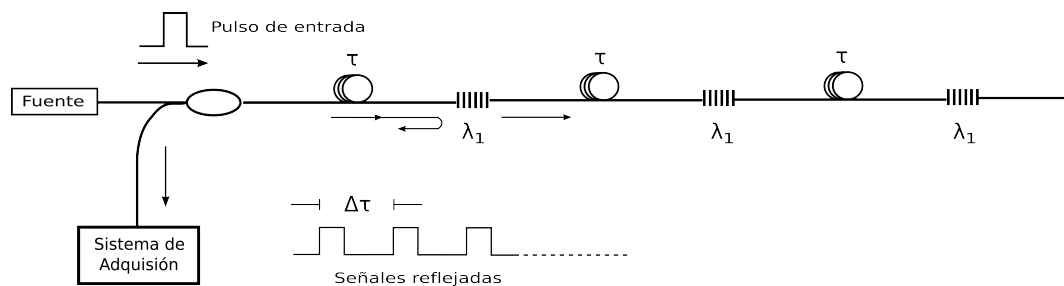


Figura 5. Esquema de multiplexión por división de tiempo (TDM).

Muchas variantes de esta técnica han sido usadas para la multiplexión de sensores de fibras ópticas. Yongbo Dai propone un sensor basado en TDM para la medición de temperatura y presión para el monitoreo de estructuras (Dai *et al.*, 2009). Otra aplicación reciente de la técnica TDM es usada por Chiaki Okawara para multiplexar

la señal de hidrófonos (Okawara y Saijyou, 2007). Luiz C.S. Nunes utiliza esta técnica para multiplexar 70 sensores con una reflectividad del 0.4% (Nunes *et al.*, 2007).

## II.5.2 Multiplexión por División de Longitud de Onda (WDM)

La técnica de multiplexión por división de longitud de onda (WDM, por sus siglas en ingles “Wavelength Division Multiplexing”), es una técnica muy común para la multiplexión de rejillas de Bragg. La técnica WDM hace uso de sensores que son dependientes de la longitud de onda, de esta manera, cada sensor o rejilla de Bragg ocupa un cierto ancho del espectro de la fuente del sistema. La señal reflejada por cada sensor es dirigida a detectores que también son dependientes de la longitud de onda o a un analizador de espectros, como se muestra en la figura 6. Otra opción es usar un láser sintonizable en longitud de onda y un sólo fotodetector. Un sensor básico multiplexado usando esta técnica, se basa en medir el corrimiento de la longitud de onda de Bragg de una rejilla (Davis y Kersey, 1994; Kersey *et al.*, 1993).

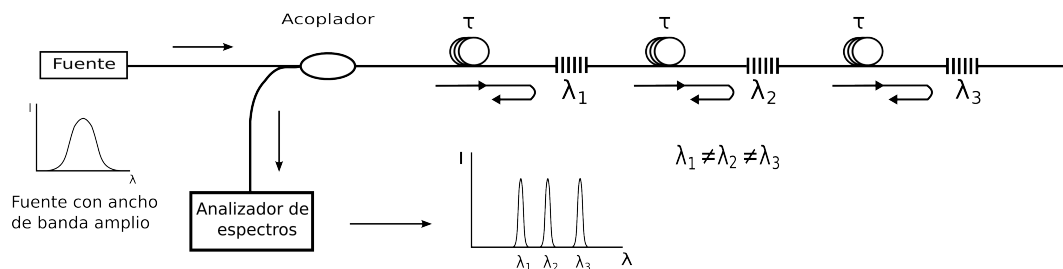


Figura 6. Concepto de multiplexión por división de longitud de onda (WDM).

La principal limitación de esta técnica es el ancho espectral de la fuente, que limita el número de sensores a 20 o 30 que pueden ser multiplexados en una fibra. Además, se requiere de varios detectores para cada sensor, aunque esta limitación se pueden vencer

haciendo usos de filtros sintonizables. Sus principales ventajas, es que no requiere de una electrónica rápida para la interrogación de los sensores y las pérdidas son bajas (Grattan y Sun, 2000; Dakin, 1987; Udd, 1991). Además, dado que cada rejilla opera a una longitud de onda diferente no existe ruido de crosstalk, por lo que las rejillas pueden ser de alta reflectancia, hasta el 100%.

### II.5.3 Multiplexión por División de Frecuencia (FDM)

La multiplexión por división de frecuencia (FDM, del inglés “Frequency Division Multiplexing”), de manera clásica utiliza varias fuentes, cada una modulada a una frecuencia diferente para iluminar varios interferómetros. El arreglo se configura de tal manera que cada fotodetector sólo contenga señales iluminadas con fuentes diferentes. Esto hace que aumentar el número de sensores se vuelva complicado y costoso. Muchas variantes de esta técnica han sido propuestas. Una alternativa utilizando el mismo principio, es utilizar una fuente óptica con un barrido de frecuencia, para iluminar diferentes interferómetros, los cuales tienen diferentes longitudes de cavidad, lo que genera diferentes frecuencias de batimiento en el fotodetector y la señales son multiplexadas en el dominio de la frecuencia (Sakai, 1986).

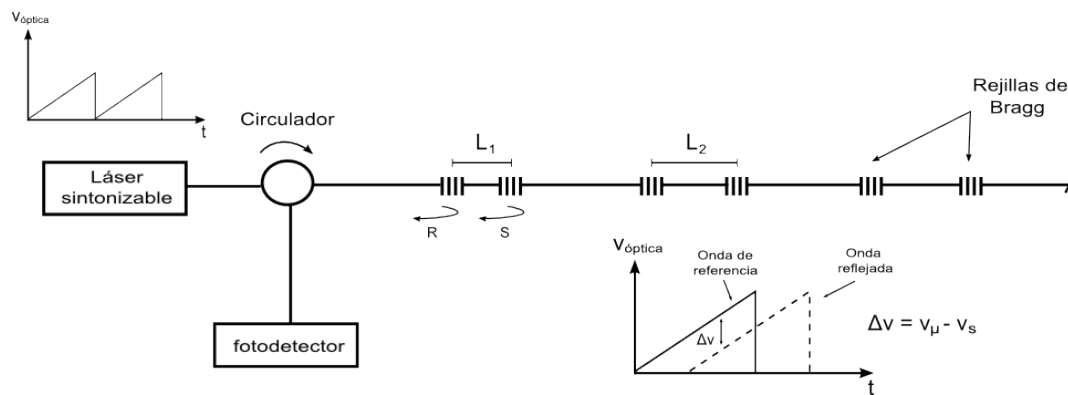


Figura 7. Esquema de multiplexión FDM por barrido de frecuencia.



Usando una combinación entre la técnica de multiplexión por longitud de onda (WDM) y la multiplexión por división de frecuencia (FDM) para sensores de rejillas gemelas (“twin-gratings sensor”) se puede aumentar la capacidad de multiplexión para interferómetros formados por rejillas de baja reflectancia, figura 7 (Shlyagin *et al.*, 1997). Otra combinación posible es usar la técnica de multiplexión por división de tiempo (TDM) y multiplexión por división de frecuencia (FDM) (Farahi *et al.*, 1988).

#### **II.5.4 Multiplexión en el Dominio Espacial (SDM)**

Básicamente este esquema consiste en conmutar un interruptor entre diferentes canales. Cada canal puede contener una o varias técnicas de multiplexión. Esta técnica tiene la capacidad de aumentar el número de canales que pueden ser interrogados. Sin embargo, la principal desventaja del uso de un interruptor mecánico es su corto tiempo de vida (típicamente  $10^6$  a  $10^7$  conmutaciones), lo que limita al sistema a sólo unas semanas de uso conmutando a sólo unas decenas de Hz (Grattan y Sun, 2000).

### **II.6 Antecedentes**

En esta sección se presentan algunos trabajos sobre sensores de fibras ópticas, que son la base principal para la realización de esta tesis. El uso de un método numérico para multiplexar señales ópticas (Breglio *et al.*, 2006), y el desarrollo de sensores distribuidos basados en rejillas de ultra-baja reflectancia (Shlyagin *et al.*, 2006).

#### **II.6.1 Técnica de Multiplexión C-PFM**

Esta técnica de multiplexión de sensores de rejillas de Bragg usada por G. Breglio, está basado en el uso de un filtro adaptativo para el procesamiento de una señal de referencia

PDR y una señal transmitida PDT que es producida por la luz reflejada por sensores distribuidos en una sola fibra óptica (Breglio *et al.*, 2006). Este filtro adaptativo tiene un mejor desempeño cuando la intensidad de la fuente óptica es modulada por un pulso cuya frecuencia va en aumento (“chirped-pulse”). Esta técnica es ampliamente usada en sistemas de radar (Franceschetti y Schirinzì, 1990; Franceschetti *et al.*, 1991).

Para el esquema mostrado en la figura 9, la luz proveniente de un SLED es modulada por un pulso que aumenta su frecuencia (“chirped-pulse”), y se puede representar por:

$$I_{SLED}(t) = \left[ a + b \sin \left( \frac{\alpha}{2} t^2 \right) \right] \text{rect} \left[ \frac{t - T/2}{T} \right], \quad (9)$$

donde  $T$  es el ancho del pulso,  $\alpha$  es el coeficiente de la frecuencia de modulación,  $a$  y  $b$  son coeficientes de amplitud. Un ejemplo de la señal usando ecuación (9) con  $a = 1$ ,  $b = 0.1$  y  $\alpha = 400\pi \times 10^7 \text{ Mhz/s}$  y  $T = 0.25 \text{ mseg}$ , se muestra en la figura 8.

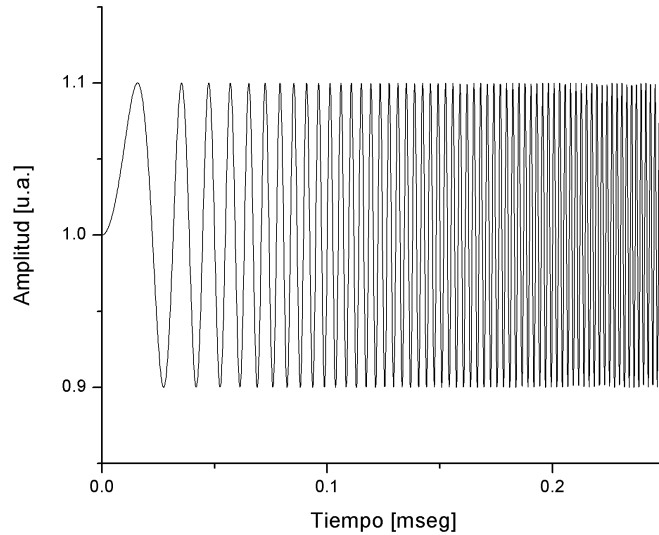


Figura 8. Forma de la señal modulada para el sistema C-PFM (chirped pulse), con los parámetros  $a = 1$ ,  $b = 0.1$  y  $\alpha = 400\pi \times 10^7 \text{ Mhz/s}$  y  $T = 0.25 \text{ mseg}$ .

Si se consideran  $n$  rejillas de Bragg con diferente longitud de Bragg, situadas a lo

largo de la misma fibra óptica, cada una de ellas reflejará una banda estrecha del espectro. Cada espectro reflejado interactúa con el filtro óptico y cada longitud de onda es escalado en amplitud de acuerdo con la respuesta de transmitancia y reflectancia del filtro mostrado en la figura 9. Finalmente, la suma de las amplitudes del espectro escalado en transmitancia y reflectancia por el filtro, son detectadas por los fotodetectores PDT y PDR, respectivamente. La señal detectada puede expresarse como:

$$\begin{aligned}
I_{PDT\_output} &= T_1 \left[ a + b \sin \left( \frac{\alpha}{2} (t - t_{1.T})^2 \right) \right] \text{rect} \left[ \frac{t - (T/2 + t_{1.T})}{T} \right] \\
&+ \dots + T_n \left[ a + b \sin \left( \frac{\alpha}{2} (t - t_{n.T})^2 \right) \right] \text{rect} \left[ \frac{t - (T/2 + t_{n.T})}{T} \right], \\
I_{PDR\_output} &= R_1 \left[ a + b \sin \left( \frac{\alpha}{2} (t - t_{1.R})^2 \right) \right] \text{rect} \left[ \frac{t - (T/2 + t_{1.R})}{T} \right] \\
&+ \dots + R_n \left[ a + b \sin \left( \frac{\alpha}{2} (t - t_{n.R})^2 \right) \right] \text{rect} \left[ \frac{t - (T/2 + t_{n.R})}{T} \right], \quad (10)
\end{aligned}$$

donde  $T_1, \dots, T_n$  y  $R_1, \dots, R_n$  son los coeficientes de cada sensor en transmitancia y reflectancia del filtro, los cuales dependen de la reflectancia de cada rejilla, de la dependencia a la longitud de onda transmitida y reflejada del filtro óptico y de la potencia de la luz emitida,  $t_{1.T}, \dots, t_{n.T}$  y  $t_{1.R}, \dots, t_{n.R}$  son los tiempos de retraso de las señales debido a la distancia relativa de cada sensor. De la ecuación (10), se pueden extraer las cantidades relativas de las variaciones de los coeficientes  $T_i$  y  $R_i$  y los tiempos de retraso  $t_i$  de cada sensor. Las dos primeras cantidades dan información sobre los cambios de presión o temperatura sobre cada elemento sensor, mientras que con el tiempo de retraso  $t_i$  se puede localizar el sensor a largo de la fibra.

El proceso de multiplexión se basa en la convolución de las señales digitalizadas del fotodetector de referencia PDR ( $g(t)$ ) y la señal reflejada por el sistema PDT ( $u(t)$ ) y se puede representar como:

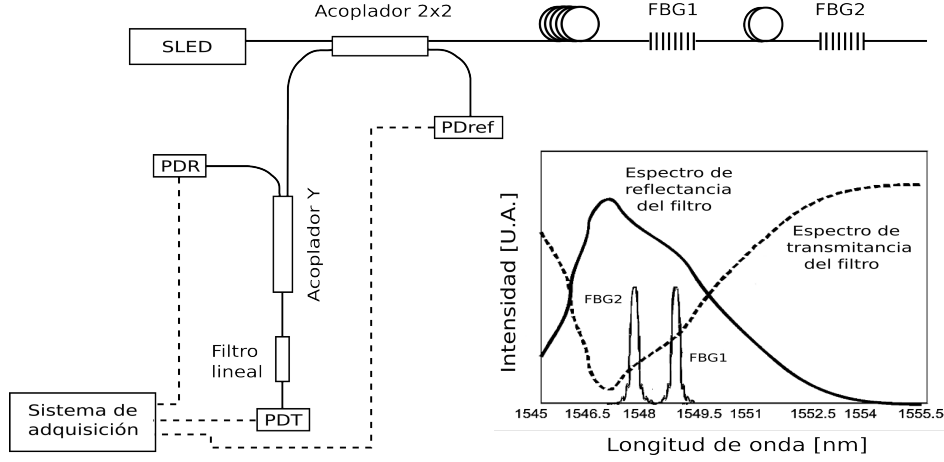


Figura 9. Configuración experimental para el sistema de interrogación de sensores de rejillas de Bragg por intensidad; las líneas punteadas representan cables eléctricos. La imagen insertada muestra la respuesta espectral de dos rejillas al filtro usado.

$$s(t) = g(t)u(-t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\tau)u(t + \tau)d\tau. \quad (11)$$

La aplicación de este filtro adaptativo a una señal modulada por un pulso cuya frecuencia (ver ecuación (9)) va en aumento (“chirped-pulse”), determina una señal  $s(t)$  la cual tiene una forma típica  $\sin(x)/x$ . El ancho del lóbulo principal de esta señal  $\Delta t_0$ , define la distancia entre los dos primeros mínimos, y es expresada por

$$\Delta t_0 \cong \frac{2\pi}{\alpha T}, \quad (12)$$

donde  $T$  es el ancho del pulso rectangular de la función  $rect(t)$  y  $\alpha$  es el coeficiente de modulación de frecuencia en el componente del seno de la señal de modulación de la ecuación (9). Esto implica que se pueden obtener lóbulos principales con anchos menores al ancho del pulso transmitido, es decir  $\Delta t_0 \ll T$ . Dado que la convolución es una transformación lineal, el filtro adaptativo actúa de manera independiente sobre cada una de las componentes aditivas de la señal de salida. Esto es, que si se tiene una señal

de salida dada por la ecuación (10), la señal filtrada consiste en la suma de  $n$  señales con la forma  $\sin(x)/x$  cada una con un tiempo de retraso  $t_i$  y escalada por los coeficientes  $T_i$  o  $R_i$  (para la señal transmitida o reflejada respectivamente). El parámetro  $\Delta t_0$  define la mínima distancia detectable entre dos sensores adyacentes. Para disminuir  $\Delta t_0$ , es necesario incrementar  $\alpha$  y/o  $T$ . Esto implica algunas limitaciones, entre las que destacan; la máxima  $\alpha$  depende de la máxima frecuencia de modulación de la fuente, el ancho del pulso  $T$  es limitado por el ancho de banda del sistema, entre otras.

## II.6.2 Sensor Distribuido para la Detección y Localización de Fugas de Gasolina

Este sensor esta basado en un arreglo de rejillas de Bragg de baja reflectancia ( $\approx 0.005\%$ ) grabadas en fibras estándar de telecomunicaciones (Shlyagin *et al.*, 2006). La operación del sistema consiste en el monitoreo continuo de la reflexión de la fibra. Como fuente óptica se usa un láser DBF que opera a una longitud con una diferencia de  $1nm$  de la longitud de onda nominal de las rejillas de Bragg del sistema. Bajo condiciones normales la reflectividad de la fibra esta determinada principalmente por el retroesparcimiento de Rayleigh. Cuando una fuga ocurre, el polímero que cubre la fibra se hincha y estira la fibra. Como resultado, una rejilla de Bragg, cercana a la fuga de gasolina es tensionada. Por lo tanto, el espectro de la rejilla afectada cambia hacia la longitud de onda del láser, y la fibra incrementa su reflexión.

Un algoritmo especial es usado para detectar señales reflejadas por una rejilla que son más debiles que el retroesparcimiento de Rayleigh. Después de que la fuga es detectada, la posición es determinada calculando el retraso de la señal reflejada con respecto a una señal de referencia dado por  $\tau = 2dn/c$ , donde  $d$  es la distancia a al

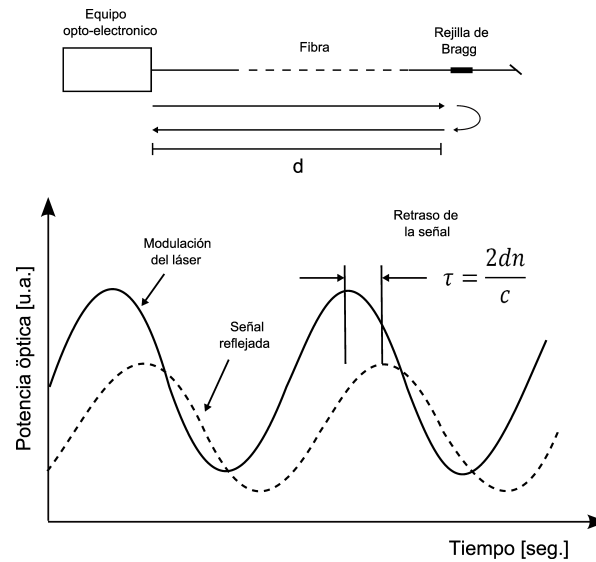


Figura 10. Localización del sensor a partir de la diferencia de fase de la señal de modulación del láser y la señal reflejada por una rejilla.

punto de reflexión,  $n$  el índice de refracción de la fibra y  $c$  la velocidad de la luz. El retraso de la señal reflejada se obtiene midiendo la diferencia de fases entre las dos señales dada por:

$$\phi_i = \tau \omega_i, \quad (13)$$

donde  $\omega_i$  es la frecuencia de modulación del láser,  $\phi_i$  la diferencia de fase con respecto a la señal de referencia de la señal de modulación  $\omega_i$ . Con el propósito de reducir el error del cálculo de la distancia, el láser DBF es modulado con una señal que consiste en varias frecuencias (figura 11), y es calculada usando una regresión lineal:

$$d = \frac{c}{2n} \frac{\sum_{i=1}^8 \phi_i \omega_i}{\sum_{i=1}^8 \omega_i^2}. \quad (14)$$

La principal desventaja de este sensor, es que debido a su algoritmo de detección, únicamente puede detectar un evento, es decir, funciona bien cuando sólo existe una reflexión. Cuando existe más de una reflexión, la intensidad de las dos señales es sumada, pero la fase resultante de la suma de estas dos ondas reflejadas produce un error en el cálculo de la distancia.

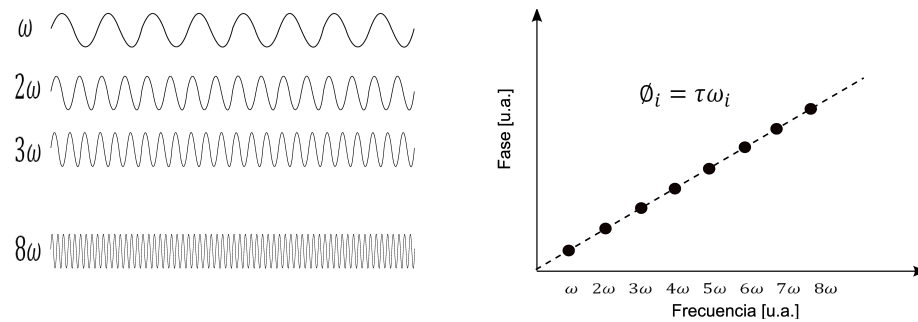


Figura 11. Señales usadas para la modulación del láser del sensor de fugas.

## II.7 Conclusiones

En este capítulo presentamos algunas de las técnicas más usadas para la multiplexión de rejillas de Bragg, además de algunos trabajos recientes sobre sensores de fibra óptica. Estas técnicas de multiplexión y sensores no cumplen con todos los parámetros deseados en una aplicación práctica. Los sensores de fibras ópticas distribuidos, son objeto de un gran número de investigaciones debido a su gran variedad de aplicaciones y ventajas sobre sensores convencionales eléctricos. Esto motiva la realización de este trabajo.

## Capítulo III

# DESCRIPCIÓN Y SIMULACIÓN DEL SENSOR DISTRIBUIDO

### III.1 Descripción del Sensor

La idea básica del sensor es ampliamente usada en sistemas de radar (término derivado del acrónimo inglés “Radio Detection And Ranging”, detección y medición de distancias por radio), sistema en el cual una señal de radio frecuencia es transmitida y reflejada por un objeto produciendo un retardo en la señal proporcional a la distancia. Otro sistema que utiliza el mismo principio es el GPS (“Global Positioning System”). En los GPS las señales emitidas son códigos pseudo aleatorios (“Pseudo Random Code”), en este caso el tiempo de retardo entre las señales emitidas se determina utilizando la función de correlación.

El sensor distribuido de fibra óptica que proponemos está formado por rejillas de Bragg de ultra-baja reflectancia ( $\ll 1\%$ ) grabadas en el núcleo de fibras ópticas estándar de comunicaciones, las cuales son grabadas usando el método de mascarilla de fase (sección II.4.2). Todas la rejillas del sensor tienen la misma longitud de onda de Bragg central  $\lambda_B$ . La longitud de onda de Bragg de las rejillas es ligeramente diferente a la longitud de onda la fuente láser  $\lambda_L$ . Por lo tanto, bajo condiciones normales la reflexión producida por la fibra es debida principalmente al retroesparcimiento de Rayleigh (Shlyagin *et al.*, 2006). Un evento es detectado, cuando una de las rejillas cambia su longitud Bragg debido a una perturbación externa. Esto produce una reflexión



de la señal de prueba debido a que el espectro de reflexión de la rejilla se mueve hacia la longitud de onda del láser, es decir  $\lambda_B \approx \lambda_L$ . Para ilustrar la idea básica del sensor, considérese el diagrama de la figura 12. Este consta de una fibra óptica de longitud  $L$  en la que se encuentra una rejilla de Bragg a una distancia  $L_g$ , la cual produce una reflexión de la señal de prueba. La señal de referencia  $x(t)$ , es una pequeña parte de la intensidad de la señal de prueba del sistema y se obtiene con un acoplador 99/1 y un fotodetector. Por otro lado, la señal reflejada por el sistema  $h(t)$ , es aislada por un circulador y capturada por un segundo fotodetector. En este sentido, la señal reflejada es una replica de la señal de prueba (sin considerar ruidos del sistema) pero escalada en amplitud por el valor de reflectancia  $R$  de la rejilla y con retardo de tiempo relativo  $t_r$ . El retraso de la señal reflejada  $t_r$  con respecto a la señal de referencia, es proporcional a la distancia del sensor que la produce y está dado por:

$$t_r = 2L_g/v, \quad (15)$$

donde  $v = c/n$  es la velocidad de propagación de la luz dentro de la fibra y el factor 2 es debido al viaje de ida y vuelta de la señal dentro de la fibra. Cuando más de una rejilla es perturbada de manera simultánea, en el detector se tiene la suma de las intensidades de cada una de las señales reflejadas, cada una escalada por la reflectancia  $R_i$  de la rejilla que la produce y retrasada por un tiempo  $t_i$  proporcional a la distancia de cada rejilla y esta dado por la ecuación (15). La intensidad total en el detector se puede expresar como:

$$\begin{aligned} I_{TOTAL}(t) &= R_1(\lambda_o)I_1(\lambda_o, t - t_1) + R_2(\lambda_o)I_2(\lambda_o, t - t_2) \\ &= + \dots + R_n(\lambda_o)I_n(\lambda_o, t - t_n) = \sum_{i=1}^N R_i(\lambda_o)I_i(\lambda_o, t - t_i), \end{aligned} \quad (16)$$

donde  $\lambda_o$  es la longitud de onda de la fuente óptica e  $I_n$  la intensidad de la señal incidente a la rejilla  $n$ -ésima. En nuestro sistema proponemos el uso de una señal de prueba formada por ruido blanco, y el cálculo de la función de correlación para determinar la posición de un sensor. Las señales de referencia  $x(t)$ , y a su versión reflejada y retrasada en el tiempo  $h(t)$  debida a un punto de reflexión sobre la fibra óptica, son usadas para el cálculo de la correlación. De manera formal la señal de correlación está definida por:

$$z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)h(t - \tau)d\tau, \quad (17)$$

donde por definición la variable  $t$  se a cambiado por la variable  $\tau$  y  $t$  es un desplazamiento o incremento en el tiempo (Brigham, 1988). De la teoría se conoce que la función de correlación de una señal formada por ruido blanco, tiene la forma de una función delta centrada en el tiempo  $t_r$ .

El aplicar la función de correlación a las dos señales capturadas y digitalizadas, da como resultado una gráfica con un pico el cual tiene su máxima amplitud en el tiempo  $t_r$ . Como la función de correlación es una transformación lineal (ver apéndice A), ésta actúa de manera independiente sobre cada una de las componentes aditivas de la señal reflejada por el sistema, si consideramos que la señal  $h(t)$  es producida por múltiples reflexiones y se puede expresar como en la ecuación (16), la señal resultante al aplicar la función de correlación consiste en la suma de  $n$  picos, cada uno centrado en un tiempo de retardo  $t_i$  y la amplitud de cada pico esta relacionada directamente con el valor de la reflectancia  $R_i$ . El valor de la reflectancia  $R_i$  de la rejilla esta en función de la magnitud del evento, ya que la rejilla tiene un espectro de reflectancia. De esta manera, no sólo se puede detectar un evento, sino que además se puede cuantificar. Finalmente,

la distancia de cada sensor se calcula por  $t_r = 2L_g n/c$ , donde  $t_r$  esta dado por el tiempo en el cual cada pico de la función de correlación tiene su máxima amplitud.

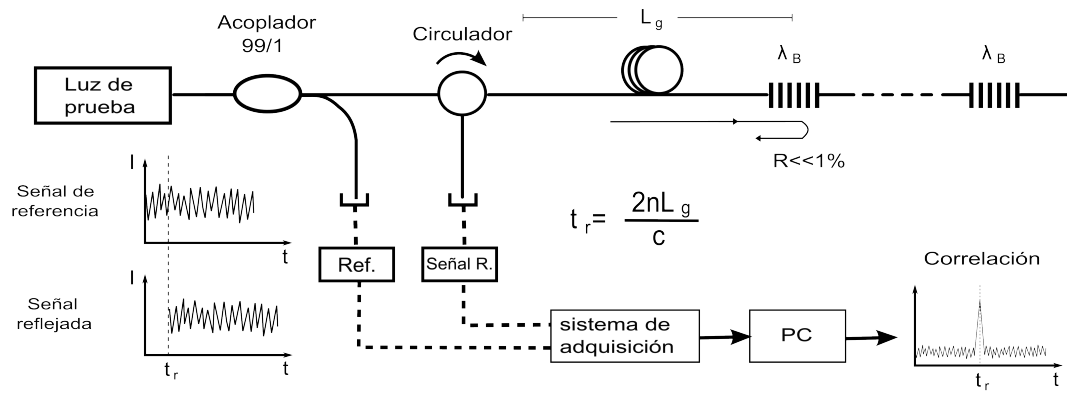


Figura 12. Descripción y operación del sensor distribuido propuesto.

## III.2 Características y Método de Formación de la Señal de Prueba

Una característica importante del sistema propuesto es la forma de la función de auto-correlación de la señal de prueba. En nuestro sistema proponemos usar una señal formada por ruido blanco, que es generada a partir de la conversión del ruido de fase de la fuente óptica, en variaciones de intensidad producidas por un interferómetro desbalanceado. Dado que esta conversión se hace de manera continua, no es necesario el uso de un modulador externo, por lo que la señal no está limitada en tiempo. Esto evita la necesidad de emitir pulsos con picos de potencia muy altos y el utilizar equipos de electrónica muy rápida para multiplexar señales de sensores adyacentes. Esto permite iluminar el sistema de manera continua, es decir mayor potencia promedio, aumentando el rango de detección. Por otro lado, dado que la señal no está formada por pulsos, la

resolución espacial del sistema esta sólo limitado por el ancho de banda de la señal de prueba, esto se discute en la sección III.5. Otro fuente de ruido que afecta a la mayoría de los sensores, es el ruido de intensidad óptica de la fuente. Sin embargo, en nuestro sistema buscamos producir variaciones de intensidad en el fotodetector, por lo que este ruido también forma parte de la señal de prueba.

### III.2.1 Ruido Blanco y su Señal de Autocorrelación

El ruido blanco es una señal aleatoria (proceso estocástico) que se caracteriza porque sus valores de señal en dos instantes de tiempo diferentes no guardan correlación estadística. Como consecuencia de ello, su densidad espectral de potencia (PSD, “Power Spectral Density”) es una constante. Esto significa que la señal contiene todas las frecuencias y todas ellas tienen la misma potencia. Dado que la luz blanca es aquella que contiene todas las frecuencias del espectro visible, el ruido blanco deriva su nombre de contener también todas las frecuencias. Como el proceso no está correlacionado, su función de autocorrelación es una delta y su densidad espectral de potencia es una constante. Como la PSD es constante, la señal no está limitada en banda y su potencia es -teóricamente- infinita (figura 13).

La relación entre el PSD y su señal de autocorrelación esta defina por el teorema de Wiener-Khinchin (sección III.5). En la práctica, se considera que una señal es blanca si su PSD es constante en la banda de frecuencia de interés en la aplicación. Por ejemplo, si se trata de una aplicación de audio, el ruido será blanco si su espectro es plano entre 20Hz y 20KHz que es la banda de frecuencia audible por el oído humano.

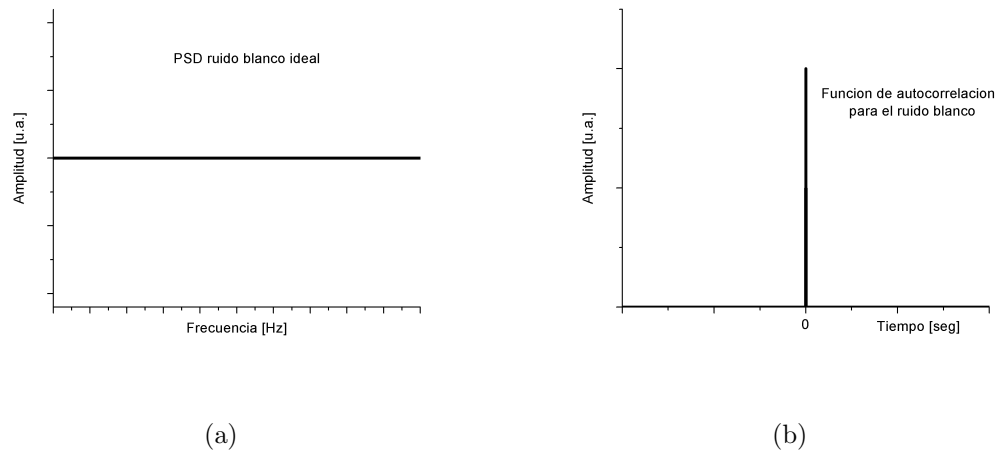


Figura 13. Ruido blanco ideal. En la figura (a) se muestra el espectro de potencia para una señal de ruido blanco ideal, en la figura (b) su señal de autocorrelación.

### III.2.2 Obtención de la Señal por la Conversión de Ruido de Fase a Ruido de Intensidad

En nuestro sistema proponemos usar el ruido de fase de la fuente óptica, que en la mayoría de los casos es una desventaja para el sistema, para convertirlo en la señal de prueba. Para esto hacemos uso de una características de los interferómetros desbalanceados, donde fluctuaciones de la fase de la fuente óptica (fluctuaciones en la frecuencia óptica) producen variaciones en la intensidad. La conversión del ruido de fase óptica en fluctuaciones de intensidad, ocurre cuando partes de la señal óptica que interfieren, han sufrido un retraso de tiempo. La figura 14 se muestra el efecto de las variaciones de la frecuencia de la fuente óptica en la fotocorriente generada después de que la señal es separada y recombinada con un retraso relativo  $\tau_o$ . La conversión interferométrica de las variaciones de frecuencia óptica en variaciones de intensidad, es una característica de los interferómetros desbalanceados como los interferómetros Michelson y Mach-Zehnder.

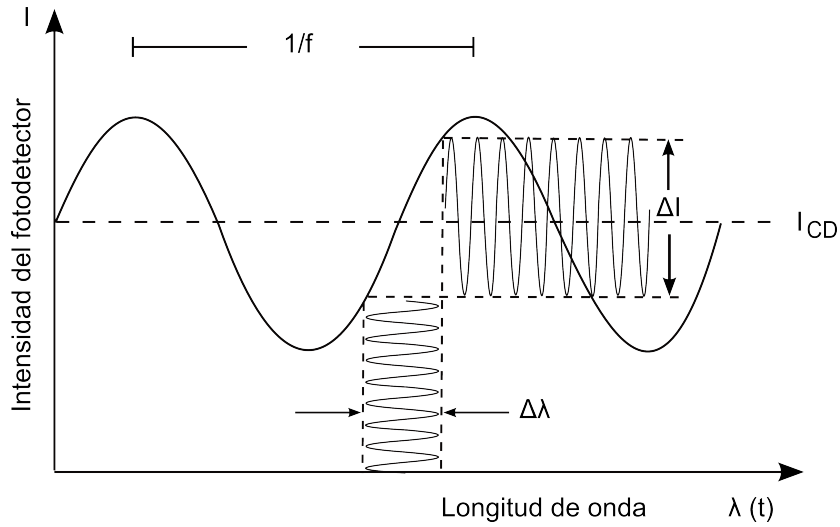


Figura 14. Conversión de variaciones de longitud de onda de la fuente óptica en variaciones de intensidad debida a la interferencia de dos señales retrasadas en el tiempo.

La fotocorriente detectada para una señal láser CW a través de uno de estos interferómetros se puede escribir como:

$$I_d(t) = P_o \mathcal{R} \left[ 1 + R_p + 2\sqrt{R_p} \cos(2\pi\tau_o\nu(t)) \right] \quad (18)$$

donde  $\mathcal{R}$  es la responsividad del fotodetector,  $P_o$  es la potencia óptica,  $\tau_o$  es el tiempo de retraso relativo,  $R_p$  es la relación entre las dos potencias de las señales que interfieren y  $\nu(t)$  es la frecuencia óptica instantánea de la fuente láser (Derickson, 1998). La ecuación (18) describe efectos de interferencia coherente, donde se asume que el tiempo de coherencia del láser es más grande que la diferencia del tiempo de retraso  $\tau_o$ . Esta ecuación también asume estados de polarización idénticos para las dos señales mezcladas. Como se muestra en la figura 14, si la frecuencia óptica es centrada en la posición de máxima pendiente (punto de cuadratura), el cambio fraccional de intensidad debido a pequeñas variaciones de frecuencia  $\Delta\nu(t)$  está dada por:

$$\frac{\Delta I(t)}{I_{prom}} \cong K_{fm} \Delta \nu(t), \quad (19)$$

donde  $K_{fm} = 4\pi\tau_o\sqrt{R_p}/(1 + R_p)$  es la máxima pendiente para la ecuación (18).

### III.2.3 Ruido de Intensidad Óptica

El ruido de intensidad óptica, se debe a variaciones de la intensidad de salida de una fuente óptica. En nuestro sistema, el ruido de intensidad óptica antes que afectar a nuestro sistema, este forma parte de la señal de prueba, generando variaciones aleatorias en la intensidad en el fotodetector.

Las fluctuaciones en la intensidad de la fuente óptica, básicamente son resultado de la interferencia entre la señal de bombeo del láser y la emisión espontánea generada dentro de la cavidad del láser. Fuentes como láseres de retroalimentación distribuida (DFB, por sus siglas en ingles, “Distributed Feedback laser”) y diodos láser Fabry-Perot (FP), exhiben ruido de intensidad cuyo valor depende de los niveles de bombeo y de las condiciones de retroalimentación. Variaciones del medio ambiente también pueden afectar la estabilidad del láser resultando en grandes variaciones de ruido de intensidad. Un modo útil de descripción y comparación del ruido de intensidad es expresarlo como la relación de intensidad de ruido normalizado en un ancho de banda de un  $1Hz$ , entre la intensidad promedio de la señal. A esta relación se le conoce como ruido de intensidad relativa (RIN, del ingles “Relative Intensity Noise”), y se expresa como:

$$RIN = \frac{\langle \Delta \hat{i}^2 \rangle}{I_{DC}^2}, \quad (20)$$

donde  $\langle \Delta \hat{i}^2 \rangle$  es el promedio temporal de la intensidad del ruido en un ancho de banda de  $1Hz$  e  $I_{DC}$  es la intensidad promedio de DC. El ruido RIN decrece con el incremento

de la potencia óptica promedio de salida. La medida típica de RIN para un láser de semiconductor es  $-156 \text{ dB/Hz}$  a  $1 \text{ mW}$  de potencia (Pacheco *et al.*, 2002). En la práctica, el RIN puede ser calculado fácilmente usando un analizador de espectros eléctricos para medir el promedio temporal de la intensidad de ruido de la fotocorriente por unidad de ancho de banda  $\langle \Delta \hat{i}^2 \rangle$ , y un amperímetro para medir el promedio de  $DC$  de la fotocorriente  $I_{DC}$ . El RIN se expresa normalmente en  $dB$  por  $Hz$ , y se puede calcular usando:

$$RIN_{dB} = 10 \log \left( \frac{\langle \Delta \hat{i}^2 \rangle}{I_{DC}^2} \right) \quad \left[ \frac{dB}{Hz} \right]. \quad (21)$$

El láser DFB Mod. CQF933/408 usado en nuestro sistema, tiene un ruido de intensidad óptica máximo de  $-157 \text{ dB/Hz}$  según la hoja de datos del fabricante.

### III.3 Fuentes de Ruido en el Sistema

En casi todas las áreas de medición, el límite máximo para la detección de señales débiles lo determina el ruido, es decir las señales indeseables que opacan las señales deseadas. Incluso si la señal que se está midiendo no es débil, la presencia de ruido degrada de todas formas la exactitud y la calidad de la medición. El ruido en muchos casos, es el factor que determina el desempeño y la eficiencia de todo sistema. En los sensores de fibras ópticas basados en rejillas de Bragg de muy baja reflectancia, los niveles de ruidos de distintas fuentes, pueden ser de magnitudes comparables a la señal reflejada por las rejillas. De aquí la importancia de hacer un análisis de las fuentes de ruido del sistema.



### III.3.1 Retroesparcimiento de Rayleigh

El retroesparcimiento de Rayleigh, se debe a heterogeneidades en el índice de refracción de una fibra óptica (Sandbank, 1980). Estas variaciones resultan del fundido y estiramiento del vidrio durante el proceso de fabricación de la fibra, por lo que el retroesparcimiento de Rayleigh siempre estará presente. Las heterogeneidades en el índice son de dimensiones mucho menores a la longitud de onda de la luz guiada por la fibra óptica que actúan como centros de esparcimiento. La luz que viaja a través de la fibra óptica es esparcida en varias direcciones. Una pequeña parte de la luz esparcida es recapturada y guiada en dirección contraria a la dirección original. Los centros de esparcimiento se localizan a lo largo de toda la fibra de manera aleatoria, a la suma de todos los campos reflejados se le conoce como retroesparcimiento de Rayleigh. En fibras modernas el esparcimiento de Rayleigh es el factor más importante de atenuación para longitudes de onda  $\approx 1.5\mu m$ . Si consideramos un pulso muy corto de luz propagándose a lo largo de una fibra óptica, la amplitud del pulso disminuye de manera exponencial a medida que se propaga por la fibra debido a la atenuación. Las reflexiones producto del retroesparcimiento de Rayleigh tienen una amplitud cada vez menor ya que provienen de un pulso reflejado que viaja una distancia mayor dentro de la fibra. En un determinado tiempo ya no hay más señal reflejada debido a la longitud finita de la fibra, este tiempo está dado por  $t = 2nL/c$ , donde  $L$  es la longitud de la fibra,  $c$  la velocidad de la luz y  $n$  el índice de refracción del medio de propagación.

La respuesta al impulso de la intensidad del retroesparcimiento de Rayleigh,  $h_r(t)$ , se puede expresar como (Gysel y Staubli, 1990a):

$$h_r(t) = \begin{cases} \frac{\alpha_s Sc}{2n} e^{-\frac{2nL}{c}t} & 0 < t \leq \frac{2nL}{c} \\ 0 & \text{de otra manera,} \end{cases} \quad (22)$$

donde  $S$  es el factor de recapturamiento de la fibra que se puede expresar como (Nakazawa, 1983):

$$S = \frac{3}{2n^2\omega_o(\omega/c)^2} \cong \frac{3/2}{(\omega_o/a)^2V^2} \left( \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1} \right), \quad (23)$$

donde  $V^2$  es la frecuencia normaliza de la fibra,  $a$  el radio del núcleo,  $n_1$  y  $n_2$  son el índice de refracción y de la cubierta respectivamente;  $\omega_o/a$  es el ancho del haz normalizado (tamaño de la mancha).

El coeficiente del retroesparcimiento de Rayleigh  $R_{RBS}$ , en el caso incoherente, esta dado por (Gysel y Staubli, 1990b):

$$R_{RBS} = \frac{\alpha_s S (1 - e^{-2\alpha L})}{2\alpha}, \quad (24)$$

donde  $\alpha_s$  es el coeficiente de atenuación de la fibra por retroesparcimiento de Rayleigh,  $\alpha$  el coeficiente de atenuación de la fibra,  $S$  es el factor de recapturamiento y  $L$  la longitud de la fibra.

En este trabajo se utilizó una fibra óptica de telecomunicaciones estándar modelo SMF-28. Esta fibra tiene los siguientes parámetros;  $\alpha_s = .15 \text{ dB/Km}$ ,  $\alpha = .25 \text{ dB/Km}$  y una factor de recapturamiento  $S = 0.0016$ . Utilizando la ecuación (24), se puede estimar el coeficiente de retroesparcimiento de Rayleigh, el cual se muestra en la figura 15.

Para la fibra SMF28, el coeficiente de retroesparcimiento de Rayleigh tiene una valor máximo cuando la fibra tiene una distancia de  $\approx 45 \text{ Km}$  donde el  $R_{RBS} = 0.049\%$ . Para nuestro arreglo experimental, la distancia máxima de la fibra usada es de sólo  $1.6 \text{ Km}$ . En este caso, la intensidad total reflejada por el retroesparcimiento de Rayleigh por esta sección de la fibra tiene un valor  $\approx 0.01\%$  de la potencia incidente. El retroesparcimiento

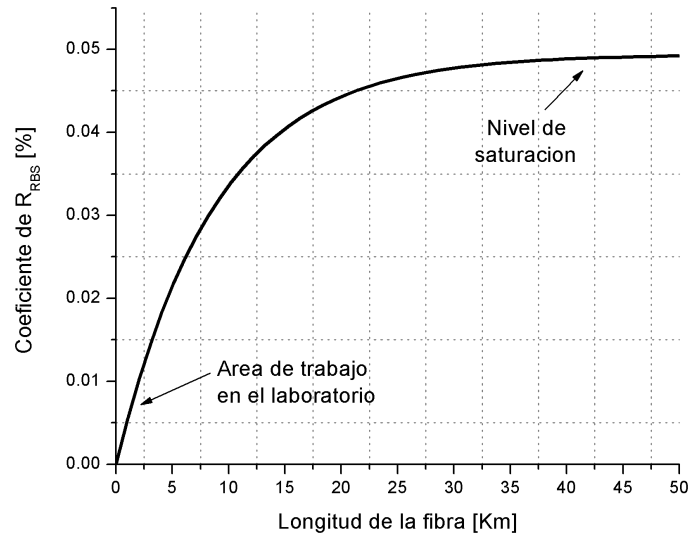


Figura 15. Coeficiente de retroesparcimiento de Rayleigh para la fibra óptica SMF-28 como función de la longitud de la fibra.

de Rayleigh tiene una respuesta a la frecuencia que se obtiene a partir de la transformada de Fourier de su respuesta al impulso que se describió en la ecuación (22). La función de transferencia esta dada por:

$$H_R(\omega) = \int_0^{\tau} h_r(t)e^{-i\omega t} dt. \quad (25)$$

El modulo de la ecuación (25) para la fibra SMF-28 se muestra en la figura 16 (Murillo, 2005). Como se puede ver, el retroesparcimiento de Rayleigh se vuelve más importante para frecuencia bajas. Como veremos más adelante, el retroesparcimiento de Rayleigh no afecta a la localización de un sensor, sin embargo, puede afectar su detección ya que este puede ser de una magnitud comparable a la reflexión producida por una rejilla de Bragg de ultra-baja reflectancia.

El retroesparcimiento de Rayleigh produce un nivel constante de intensidad reflejada. En nuestro sistema esto nivel constante produce un aumento en el ruido de

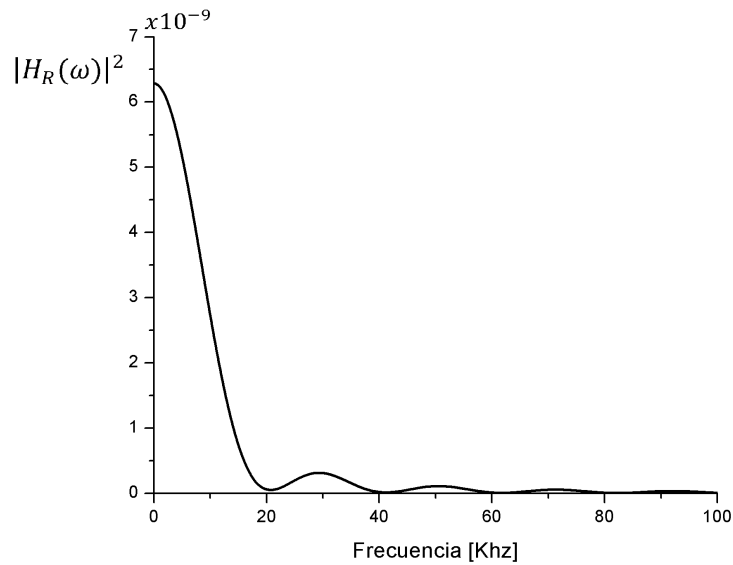


Figura 16. Espectro de potencia del retroesparcimiento de Rayleigh.

disparo (“shot noise”) en el fotodetector de la señal reflejada por presencia de este nivel constante.

### III.3.2 Ruido por Reflexiones Múltiples (“Crosstalk”)

Reflexiones múltiples que provienen de ondas que se reflejan dos o más veces entre las rejillas antes de salir de la fibra óptica, producen el ruido de “crosstalk”. En la figura 17, se ilustran las trayectorias de las ondas que pasan por reflexiones múltiples (Márquez, 2004).

Como las rejillas utilizadas en este trabajo son de baja reflectancia ( $\ll 1\%$ ), las reflexiones de orden superior contienen la mayor parte de la energía. Para las reflexiones de 3<sup>er</sup> orden, la irradiancia es proporcional a  $R^3$ , como se mostró en la figura 17. En los caminos ópticos de estas ondas ocurren tres reflexiones antes de llegar al fotodetector. La expresión para las componentes de las reflexiones múltiples de 3<sup>er</sup> orden es:

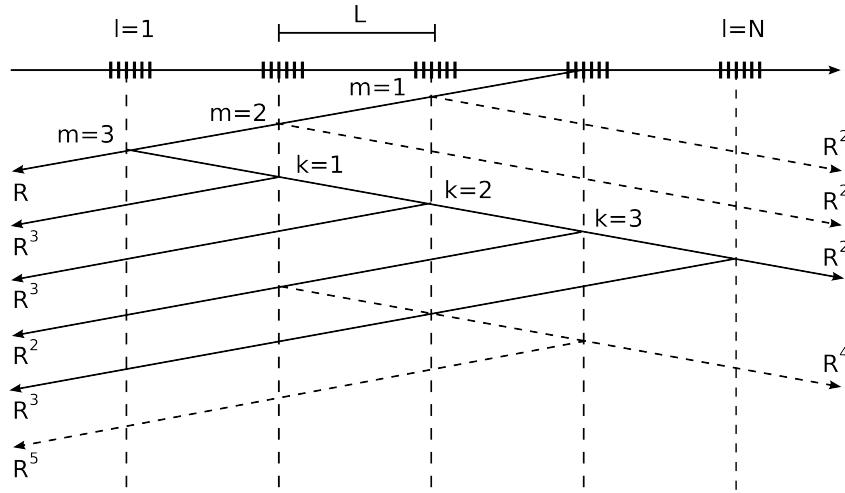


Figura 17. Trayectorias de ondas de múltiples reflexiones.

$$\sum R^3 = R^3 \sum_{l=2}^N \sum_{m=1}^{N-l} \sum_{k=1}^{N+m-l} (1-R)^{2(l+k-2)} T^{2(l+k-1)}, \quad (26)$$

donde  $l = 2, \dots, N$ ,  $m = 1, \dots, N - 1$  y  $k = 1, \dots, N - 1$  y  $T = e^{(-\alpha L)}$  representa la transmitancia de la fibra óptica;  $\alpha$  es el coeficiente de atenuación de la fibra,  $L$  es la separación entre las rejillas. En total, puede haber hasta  $(N - 1)^3$  términos cuyas amplitudes son proporcionales a  $R^3$ . El término  $(l + k - 1)$  en el exponente, determina el camino óptico de las ondas. Este camino óptico repercute en el retraso temporal para sistemas con multiplexión en el dominio del tiempo y para el dominio de la frecuencia. Por ejemplo, para la señal de la  $n_{\text{ésima}}$  rejilla es proporcional a  $2L(N - 1)$ . El retraso es igual para todas las ondas de  $3^{\text{er}}$  orden, en las cuales  $2L(l + k - 1) = 2L(N - 1)$ . Por lo tanto, todas las ondas de tercer orden con  $l + k = N$  son crosstalk para la señal de la  $n_{\text{ésima}}$  rejilla. La expresión 26 se puede modificar para calcular el nivel de la suma de reflexiones múltiples con el retraso igual de la señal de la  $n_{\text{ésima}}$  rejilla:

$$R_{mul} = R^3 \sum_{l=2}^N \sum_{m=1}^{l-1} \sum_{k=1}^{N+m-l} (1-R)^{2(l+k-2)} T^{2(l+k-1)} \zeta_{lk}, \quad (27)$$

donde:

$$\zeta_{lk} = \begin{cases} 1, & \text{si } l + k = n \\ 0, & \text{cualquier otro.} \end{cases}$$

El término  $\zeta_{lk}$  actúa sólo para las ondas, con reflexiones múltiples, cuyos camino ópticos coinciden con el camino óptico de la señal reflejada por alguna rejilla perturbada. De ahí que, sólo las ondas con  $l + k = n$  contribuyen al nivel de fondo por reflexiones múltiples ó crosstalk para la señal de la  $n$ ésima rejilla. Bajo esta situación, la ecuación (27) se puede escribir como:

$$R_{mul} = R^3 \frac{(n-1)(n-2)}{2} (1-R)^{2(n-2)} T^{2(n-1)}. \quad (28)$$

En un arreglo con  $N$  rejillas en serie con la misma reflectancia  $R$ , la reflectancia de la  $n$ ésima rejilla es:

$$R_n = R(1-R)^{2(n-1)} T^{2(n-1)}. \quad (29)$$

En un peor caso, todas la rejillas del arreglo están perturbadas de manera simultanea, en este caso el SNR lo podemos estimar por:

$$SNR = \frac{R_n}{R_{mul}} = \frac{2}{R^2 \cdot N^2}. \quad (30)$$

Si consideramos que las rejillas en nuestro sistema tienen una reflectancia de  $R = 0.005\%$ , y que un  $SNR = 3$  es suficiente para detectar cada reflexión, usando la ecuación

(30) podemos estimar el número máximo de reflexiones que podemos detectar de manera simultanea, esto resulta en  $N \approx 160$  sensores.

### III.3.3 Ruidos de Fotodetección

#### Ruido Térmico

Cualquier resistencia genera por si misma, a través de sus terminales, un voltaje con fluctuaciones aleatorias conocido como ruido térmico o Johnson (Jonhson, 1928). Este tipo de ruido es causado en un conductor por el movimiento aleatorio de los portadores de carga y se produce siempre a temperaturas por encima del cero absoluto ( $-273^{\circ}C$  o  $0^{\circ}K$ ). Toda resistencia tiene una banda de conducción poblada por electrones libres que tienden a moverse aleatoriamente en cualquier dirección. La energía de este movimiento proviene de la energía térmica del medio circundante, de modo que entre más sea la temperatura, más se moverán estos electrones y mayor será el ruido. El ruido térmico de la resistencia se puede modelar como si fuera generado por una fuente ruidosa de corriente o de voltaje. Debido a que la señal del fotodiodo parece como si fuera generada por una fuente de corriente, resulta más conveniente utilizar el modelo de fuente de corriente para la descripción del ruido térmico. Esto permite que la corriente del ruido se compare directamente con la fotocorriente generada.

El valor rms de la corriente del ruido que se genera térmicamente  $\hat{i}_{th}$ , en el ancho de banda del fotodetector, está dado por:

$$i_{th} = \sqrt{\frac{4kT\Delta f}{R}} \quad [A], \quad (31)$$

donde  $R$  es la resistencia que experimente la fotocorriente,  $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J}/^{\circ}K$  es la constante de Boltzman,  $T$  es la temperatura de la resistencia en grados Kelvin y

$\Delta f$  el ancho de banda del fotodetector. Como se puede ver en la ecuación (31), el ruido térmico puede ser reducido aumentando la resistencia del fotodetector. Aunque una resistencia más grande reduzca el ruido del detector, el valor real usado es por lo general un compromiso entre el ancho de banda de receptor y la sensibilidad. Un valor aproximado para la corriente generada por ruido térmico para el arreglo experimental, se obtiene evaluando la ecuación (31), donde  $R = 33 K\Omega$  y  $\Delta f = 50 KHz$

$$\begin{aligned} i_{th} &= \sqrt{\frac{4(1.23 \times 10^{-23} \frac{J}{eK})(300K)(50KHz)}{33K\Omega}} \\ &= 0.15nA \end{aligned}$$

### Ruido de Disparo (Shot)

El ruido de disparo o ruido “shot”, se origina por las fluctuaciones del número de fotones detectados, debido al carácter cuántico de estos.

El ruido de disparo o ruido shot es un tipo de ruido electrónico que tiene lugar cuando el número finito de partículas que transportan energía, tales como electrones en un circuito electrónico o los fonotes en un dispositivo óptico, es suficientemente pequeño para dar lugar a la aparición de fluctuaciones estadísticas apreciables en una medición. El ruido de disparo se vuelve una fuente importante de ruido cuando se trata de medir señales pequeñas en presencia de un nivel de DC grande. El valor *rms* la corriente del ruido del disparo en el ancho de banda del fotodetector esta dado por:

$$\hat{i}_{sh} = \sqrt{2qI_{DC}\Delta f} \quad [A], \quad (32)$$

donde  $q = 1.6 \times 10^{-19} C$  es la carga del electrón y  $I_{DC}$  es el valor DC de la fotocorriente.  $I_{DC}$  esta dado por la potencia óptica que incide en el fotodetector y su responsividad,



$$I_{DC} = \mathcal{R}P_o.$$

En nuestro sistema cuando ninguna rejilla es perturbada, la reflexión producida por la fibra es debida a retroesparcimiento de Rayleigh. Por lo tanto,  $I_{DC} = \mathcal{R}P_oR_{RBS}$  donde  $R_{RBS}$  es el coeficiente del retroesparcimiento de Rayleigh. Si consideremos una longitud de fibra óptica  $< 5 \text{ Km}$  el  $R_{RBS} \approx 0.021\%$ , para  $\mathcal{R} = 0.95 \text{ A/W}$  y  $P_o = 0.55 \text{ mW}$  para una ancho de banda  $\Delta f = 10 \text{ Mhz}$  el ruido shot es  $i_{sh} = .59 \text{ nA}$ . Cuando existen  $N$  rejillas en el sistema que reflejan luz con una reflectancia  $R$ , entonces  $I_{DC} = \mathcal{R}P_o(R_{RBS} + N \cdot R)$ . Si consideramos que nuestro sistema puede multiplexar  $\approx 120$  sensores de manera simultanea con una  $R \approx 0.005\%$ , entonces  $i_{sh} = 3.22 \text{ nA}$

### III.4 Ruidos en el Sistema

Si consideramos el diagrama de la figura 12, el fotodetector de referencia no es afectado por el ruido producido por crosstalk producidos por reflexiones múltiples. Además, como la longitud de la fibra óptica del acoplador al fotodetector es muy pequeña, este no es afectado por el retroesparcimiento de Rayleigh. Por otro lado, como el la señal de referencia es de un nivel muy bajo, el fotodetector ocupada todo su rango dinámico (no hay saturación por intensidad). Por lo tanto, los ruidos que podemos considerar que afectan al fotodetector de referencia son, el ruido térmico y el ruido de disparo. Por lo que la intensidad en el fotodetector de referencia la podemos expresar como:

$$S_R = \mathcal{R}I_R(t) + i_{th} + i_{sh}, \quad (33)$$

donde  $\mathcal{R}$  es la responsividad del fotodetector,  $I_R(t)$  la intensidad óptica que incide sobre el fotodetector,  $i_{th}$  e  $i_{sh}$  son los ruidos térmicos y de disparo respectivamente.

El fotodetector de la señal reflejada, no sólo contiene la señal reflejada de cada una de

las rejillas, este fotodetector también contiene la señal reflejada por retroesparcimiento de Rayleigh y el ruido de crosstalk, además del los ruidos propios de la fotodetección. La señal en el fotodetector se puede expresar como:

$$S_N = \mathcal{R}I(t - t_r)R(1 - R)^{2(N-1)}\alpha + i_{th} + i_{sh} + \gamma I(t)L, \quad (34)$$

donde  $t_r$  es el retraso de la señal reflejada,  $R$  la reflectancia de la rejilla,  $\gamma$  el coeficiente de retroesparcimiento y  $L$  la distancia de la fibra.

Para la multiplexión calculamos la correlación entre las señales detectadas por los dos fotodetectores, ecuaciones (33) y (34):

$$C_{S_R S_N} = \int_{-\infty}^{\infty} S_R(\tau)S_N(t + t_r)W(\tau)d\tau, \quad (35)$$

donde  $W(\tau)$  es la ventana de tiempo capturada por el osciloscopio y define los intervalos de la integral. Sólo el primer termino de las ecuaciones (33) y (34) tiene información sobre el sensor. Los términos restantes de cada ecuación son ruidos, y estos sólo contribuyen al nivel de DC de la señal. Si consideramos como  $i_R(t)$  e  $i_N(t)$  las componentes de cada ecuación que tiene información sobre el sensor, entonces:

$$C_{i_R i_N} = \int_{-\infty}^{\infty} i_R(\tau)i_N(t + t_r)W(\tau)d\tau, \quad (36)$$

es la función de correlación que determina la multiplexión e interrogación del sensor. Como los ruidos de cada fotodetector no guardan correlación entre ellos al ser independientes, esto no generan picos en la gráfica de correlación.

### III.5 Resolución Espacial del Sensor

La resolución espacial en nuestro sistema, se refiere a la distancia de separación mínima entre dos elementos sensores que pueden ser detectados de manera independiente. La resolución espacial está limitada por el ancho del pico de la función de autocorrelación de la señal de prueba. Señales de autocorrelación con anchos muy amplios pueden traslaparse con la señal de otro sensor adyacente, haciendo imposible distinguirlos. El ancho de la función de correlación está relacionada con el ancho de banda de la señal. La relación entre estos parámetros está definida por el teorema de Wiener–Khinchin (Mendel y Wolf, 1995). Este teorema establece que la densidad de potencia espectral (PSD del inglés, “Power Spectral Density”) de un proceso aleatorio, es la transformada de Fourier de la función de autocorrelación. Para dos señales integrables  $x(t)$  y  $y(t)$ , la correlación cruzada está definida como:

$$C_{xy}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)y(t + \tau)d\tau, \quad (37)$$

donde  $\tau$  es el retraso.

El teorema de la correlación cruzada establece que:

$$C_{xy}(t) \iff \overline{X(f)}Y(f), \quad (38)$$

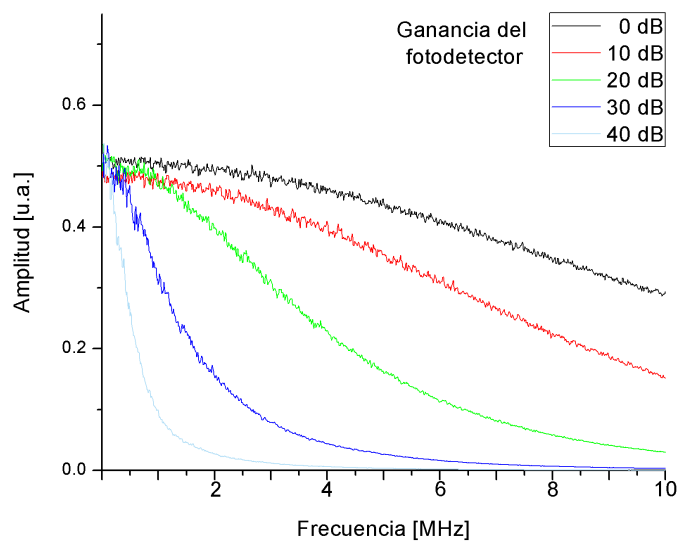
donde  $X(f)$  es la transformada de Fourier de  $x(t)$  donde  $x(t) \iff X(f)$  y  $\overline{X(f)}$  representa el complejo conjugado. El teorema de Wiener–Khinchin es un caso particular cuando  $x(t) = y(t)$ , y sustituyendo esto en la ecuación (37), se tiene que:

$$C_{xx}(t) \iff |X(f)|^2. \quad (39)$$

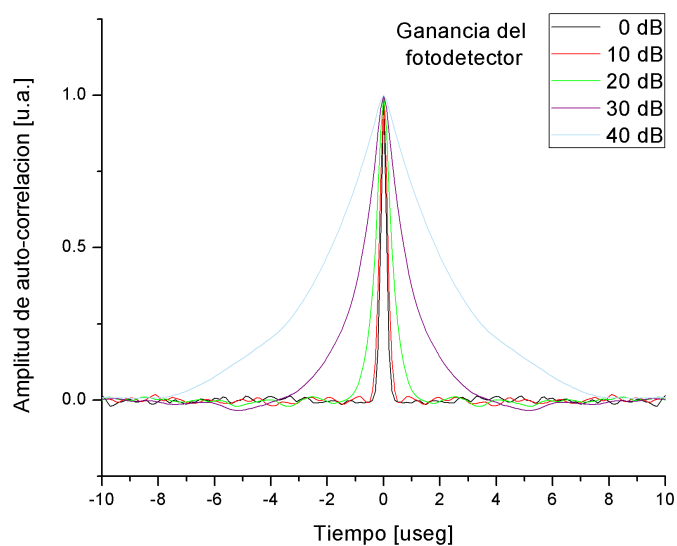
La ecuación (39) implica que el ancho del pico de la función de autocorrelación es más angosto cuando el espectro de potencia de la señal es más plano. Es decir, entre

mayor sea la potencia distribuida en el espectro frecuencia, la señal de autocorrelación será más angosta, acercándose al caso ideal (figura 13).

Para ilustrar lo anterior, en la figura 18(a), se muestran los espectros de potencia obtenidos en el laboratorio para el fotodetector PDA400 en sus diferentes niveles de ganancia. En la figura 18(b), se muestran las funciones de autocorrelación para cada espectro, calculadas a partir del teorema de Wiener-Khinchin (ecuación (39)). De la figura 18, resulta más fácil ver que tan importante es el ancho de banda del fotodetector en nuestro sensor, anchos de banda pequeños tienen como función de autocorrelación picos que ocupan un ancho en el tiempo muy grande. Esto, como se menciono antes, limita la distancia entre dos sensores adyacentes. Por otro lado, el ancho de banda del fotodetector esta en compromiso con la ganancia. Así que disminuir la ganancia para incrementar el ancho de banda trae como consecuencia otras limitaciones para el sistema, entre ellas, el mínimo de la reflectancia detectable.



(a)



(b)

Figura 18. Señales del fotodetector PDA400. (a) Espectro de potencia para del fotodetector calculado a partir de mediciones de laboratorio para 5 niveles de ganancia. En la figura (b) la función de autocorrelación para cada espectro calculada a partir del teorema de Wiener-Khinchin.

## III.6 Simulación del Sensor Distribuido

En sección presentamos algunos resultados obtenidos de la simulación del método de generación de la señal por un interferómetro desbalanceado y del método de multiplexión en base de la función de autocorrelación. Aunque en esta simulación se consideran todas las reflexiones como producto de un espejo perfecto, es decir no tiene dependencia a la frecuencia, los resultados dan una buena idea del funcionamiento del sensor en el laboratorio.

### III.6.1 Simulación del interferómetro Michelson

Para simular la señal producida por el interferómetro Michelson de fibra óptica desbalanceado, usamos la ecuación (18). Los valores usados para la simulación son:  $P_o = 1.29 \text{ mW}$  es la potencia de entrada al interferómetro,  $\mathcal{R} = .95 \text{ A/W}$  la responsividad del fotodetector,  $L = 100 \text{ m}$  la diferencia de camino físico entre los brazos,  $n = 1.447$  es el índice de refracción de la fibra óptica,  $\lambda_o = 1550 \text{ nm}$  la longitud de onda central del láser DFB,  $\Delta\lambda = 2 \times 10^{-15} \text{ m}$  el ruido de fase y  $G = 1.5 \times 10^5 \text{ V/A}$  es la ganancia del fotodetector para un ancho de banda de  $700 \text{ KHz}$ . Además, se considera que la potencia de entrada es dividida de manera igual para ambos brazos del interferómetro por un acoplador 50/50, y que la punta clivada de los brazos del interferómetro producen una reflexión del 3.33%. Las gráficas obtenidas se muestran en la figura 19.

El espectro de potencia calculado usando la transformada de Fourier a partir de la señal de la figura 19(a) se muestra en la figura 20. El espectro de la señal se puede considerar plano para todas las frecuencias (ruido blanco), aunque en la simulación no se ha considerado algún dispositivo que limite el ancho de banda de la señal. Las

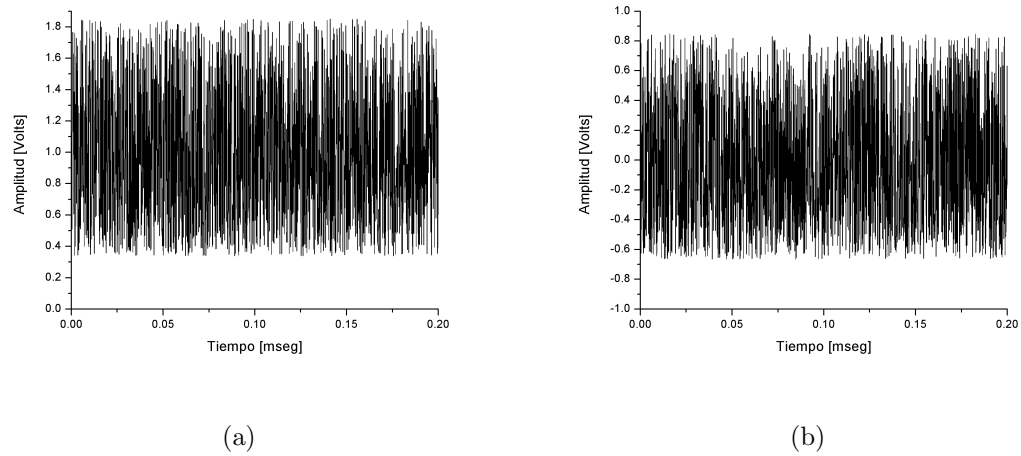


Figura 19. Simulación de la señal de prueba del sistema. (a) señal generada por el interferómetro Michelson, (b) señal filtrada para eliminar el nivel constante de DC.

frecuencias bajas del espectro de potencia, tienen un valor más elevado y corresponde al nivel constante o nivel de fondo de la señal. Este nivel de fondo de la señal, afecta la forma de la función de autocorrelación.

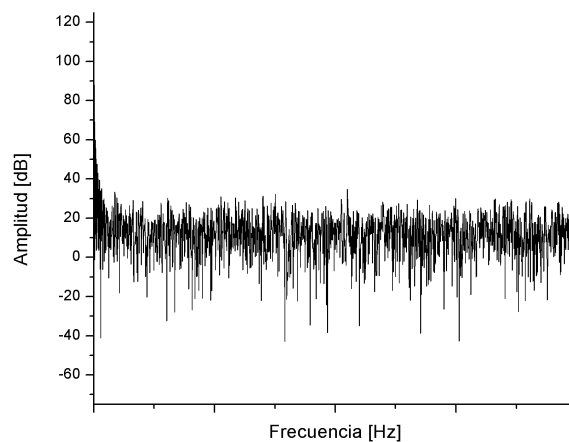


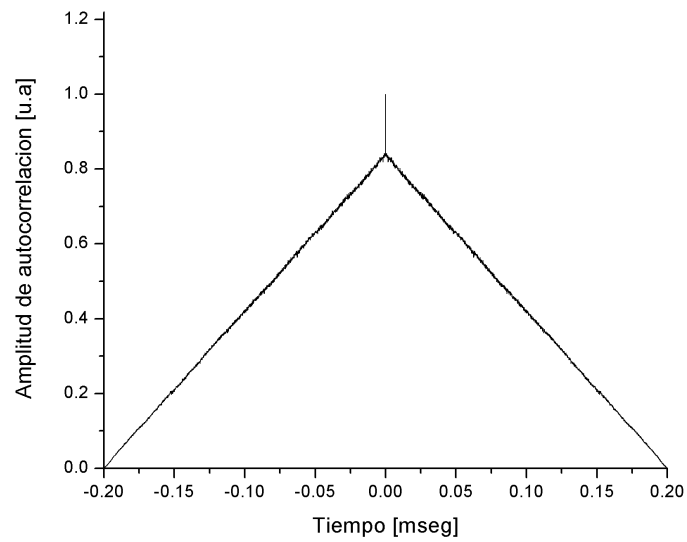
Figura 20. Transformada de Fourier de la señal mostrada en la figura 19.

Para ilustrar el efecto del nivel de DC de la señal en nuestro método de multiplexión, se han calculado las funciones de autocorrelación de las dos señales mostradas en la

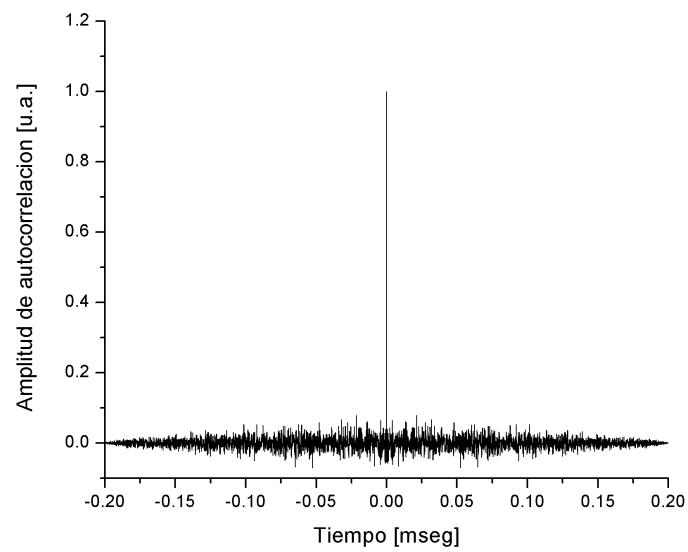
figura 19 y se muestran en la figura 21.

La forma de la figura 21(a) es debida a que una parte importante de la energía de la señal está en la componente de DC. Esta energía está contenida bajo el triángulo de la señal de autocorrelación. En la figura 21(b), el nivel de DC ha sido filtrado, es decir, ahora la señal únicamente contiene las variaciones de intensidad producidas por el interferómetro debido al ruido de fase de la fuente óptica. En este caso la función de autocorrelación es un pico característico de una señal formada por ruido blanco. Si el nivel de fondo de la señal de referencia y la señal reflejada no es eliminado antes de aplicar la función de correlación, para dos reflexiones producidas por sensores adyacentes, las funciones de correlación podrían traslaparse haciendo difícil interrogar o detectar los eventos de manera independiente. De manera ideal, la señal de prueba sólo estaría formada por variaciones de intensidad. Una manera de aumentar el ruido de intensidad producido por el interferómetro, es aumentando la diferencia de camino óptico entre los brazos, ya que las variaciones de intensidad producidas por el ruido de fase de la fuente, son fuertemente dependientes de la diferencia de camino óptico (Meng *et al.*, 2005; Dandridge *et al.*, 1981).





(a)



(b)

Figura 21. Función de autocorrelación de la señal de prueba. (a) Con componente DC y (b) señal con filtro DC.

### III.6.2 Simulación del sensor

Para la simulación del sensor utilizamos el esquema de la figura 12 de la sección III.1. Para probar el método de multiplexión se han considerado dos puntos de reflexión colocados a una distancia  $L_1 = 1.0 \text{ Km}$  y  $L_2 = 1.6 \text{ Km}$ . En la simulación estos puntos de reflexión son espejos parciales perfectos, es decir, no tienen dependencia a la frecuencia y su nivel de reflectancia se ha considerado como  $R = .005\%$ . La señal reflejada por el sistema se considera que se puede escribir como en la ecuación (16). El resultado de la simulación se muestra en la figura 22.

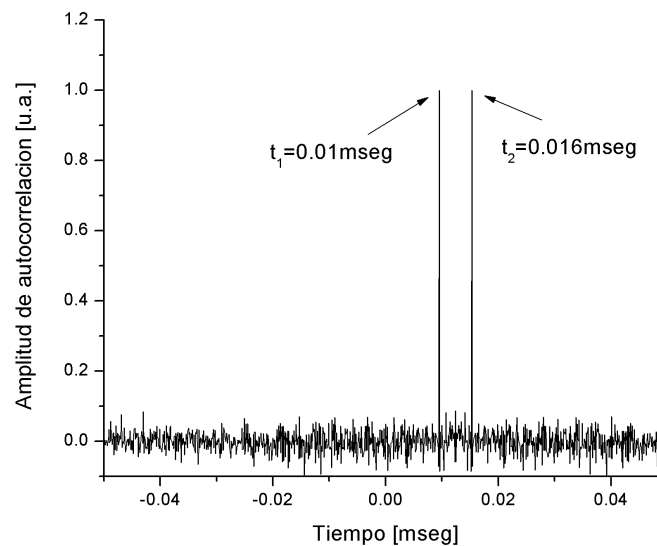
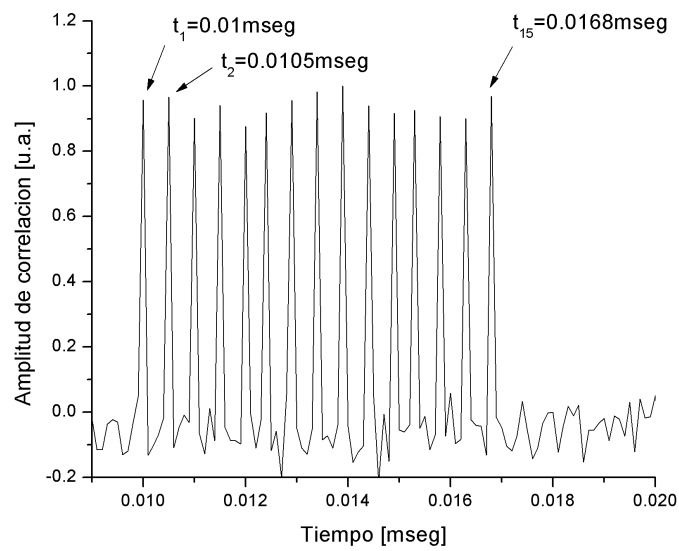


Figura 22. Simulación del sensor con dos puntos de reflexión.

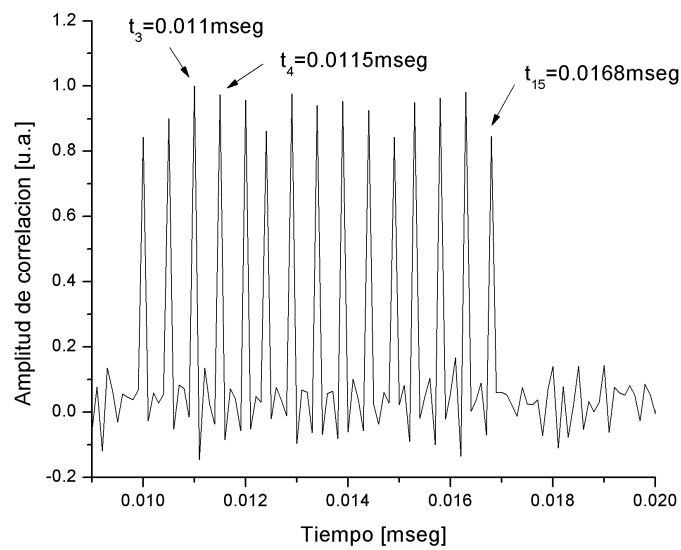
En la figura se pueden observar dos picos, centrados en los tiempos  $t_1 = 0.01 \text{ mseg}$  y  $t_2 = 0.016 \text{ mseg}$  respectivamente. Usando la ecuación (15), las distancias calculadas son  $L_1 = 1.036 \text{ Km}$  y  $L_2 = 1.658 \text{ Km}$ . Como se puede ver existe un error considerable en el cálculo de la distancia. Pero esto únicamente es por el número de muestras que se tienen en una ventana de tiempo. En el caso de la simulación tenemos 2000 muestras

de una ventana de tiempo de  $0.2 \text{ msec}$ . Si reducidos la ventana de tiempo a  $0.1 \text{ msec}$  con en mismo número de muestras, las distancias calculadas a partir de los máximos de la función de correlación son  $L_1 = 0.995 \text{ Km}$  y  $L_2 = 1.595 \text{ Km}$ . Como vemos la exactitud aumento bastante. Sin embargo, al reducir la ventana de tiempo se reduce la distancia de la fibras que se puede monitorear.

Usando el mismo esquema y el mismo programa, se consideraron 15 puntos de reflexión con una separación de  $50 \text{ m}$  entre cada uno. Cada punto de reflexión tiene la misma reflectancia  $R = 0.005\%$ . El resultado se muestra en la figura 23. De nuevo las distancias se pueden calcular a partir de los máximos de cada delta con muy buena exactitud. Por otro lado, lo que destaca de esta simulación, es que a pesar de que todos los puntos de reflexión considerados tiene la misma reflectancia y la atenuación de la fibra óptica ha sido despreciada, la amplitud de cada pico varia de forma aleatoria. Debido a que la señal de prueba varía en forma aleatoria, y que en el fotodetector se tiene la suma de intensidades, puede darse el caso donde puntos de diferentes señales reflejadas se sumen de tal manera que aumenten la amplitud de la función de auto-correlación. Para mostrar este efecto, se muestran dos simulaciones para señales de pruebas diferentes en la figura 23.



(a)



(b)

Figura 23. Simulación del sensor con quince puntos de reflexión, para dos señales de prueba diferentes.

### III.7 Conclusiones

Se presentó el esquema del sensor distribuido para la multiplexión de rejillas de Bragg de baja reflectancia utilizando la función de correlación entre la señal de referencia y la señal reflejada por el sistema. Se propuso la formación de la señal de prueba utilizando un interferómetro desbalanceado, para convertir el ruido de fase de la fuente óptica en variaciones de intensidad. Además, se mostraron algunos resultados obtenidos de la simulación del sensor distribuido utilizando la señal propuesta.

## Capítulo IV

# RESULTADOS Y ANÁLISIS

### IV.1 Generación de la Señal de Prueba

La fuente óptica utilizada para generar la señal de prueba es un láser DFB de la compañía *JDS Uniphase* Mod. CQF933/408, con una longitud de onda promedio  $\lambda = 1534.25 \text{ nm}$  sintonizable por temperatura en un intervalo  $\approx 2 \text{ nm}$ . El láser cuenta con controladores de corriente y temperatura de *THORLABS* Mod. LCD500 y TEC2000 respectivamente. Los láseres DFB se caracterizan por tener poco ruido fase. Sin embargo, el controlador de corriente del láser tiene ruido en la corriente de bombeo, provocando variaciones en la longitud de onda del láser. Las variaciones de longitud de onda producidas por este láser es de  $\Delta\lambda \approx 2 \times 10^{-15} \text{ m}$  (dato obtenido de trabajos anteriores (Martinez, 2008)).

La señal de prueba propuesta para nuestro sistema, es una señal de ruido blanco. Existen varias formas de generar esta señal. Sin embargo, nos valemos de algo que en muchos sistemas suele ser una desventaja, el ruido de fase de la fuente óptica. En nuestro sensor, usamos el ruido de fase y el ruido de intensidad óptica para generar la señal de prueba del sistema, lo cual es una ventaja porque no requiere de componentes adicionales (moduladores ó generadores de señales), además de que evitamos aumentar la complejidad del sistema. En un interferómetro, las variaciones de intensidad son fuertemente dependientes de la diferencia de camino óptico entre los brazos del interferómetro (Meng *et al.*, 2005). Basándonos en esta característica y por simplicidad utilizamos un

interferómetro tipo Michelson para generar la señal de prueba del sistema. Para hacer de manera más eficiente la conversión del ruido de fase a variaciones de intensidad, calculamos la diferencia de caminos ópticos entre los brazos del interferómetro de tal manera que este trabaje en la región lineal. El periodo del patrón de interferencia para el caso del interferómetro Michelson está dado por:

$$\lambda_M = \frac{\lambda_o^2}{2n_f L_m} \quad (40)$$

donde  $\lambda_o$  es la longitud de onda central de la fuente óptica,  $n_f$  es el índice de refracción del núcleo de la fibra óptica y  $L_m$  la diferencia de camino físico entre los brazos del interferómetro.  $L_m$  no debe de exceder la longitud de coherencia del láser. Para trabajar en la región lineal del interferómetro (ver figura 24) o punto de cuadratura, donde la conversión de ruido de fase a variaciones de intensidad es mayor (ver sección III.2.2), consideremos sólo la mitad del patrón del periodo de interferencia.

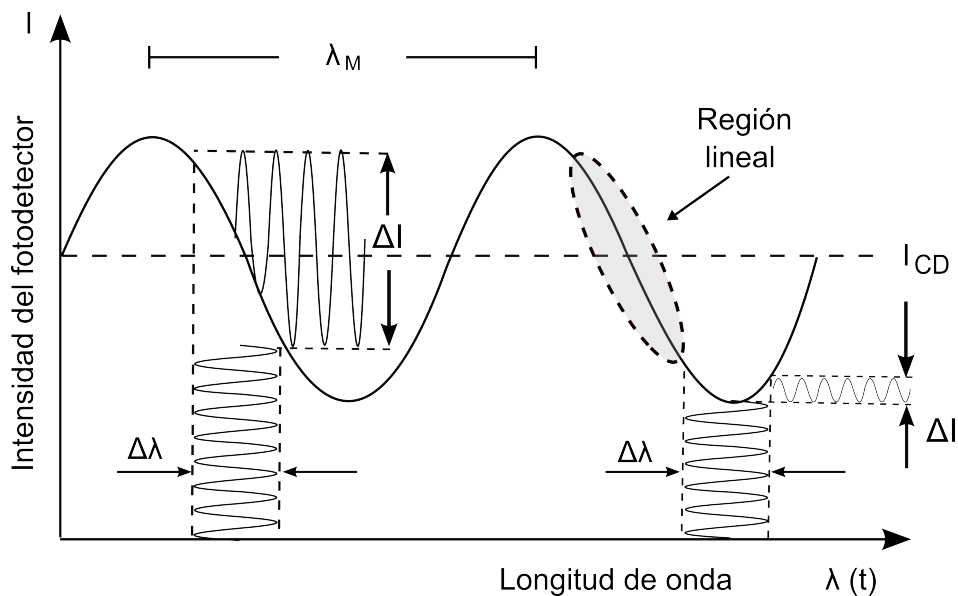


Figura 24. Conversión de variaciones de longitud de onda de la fuente óptica en variaciones de intensidad por un interferómetro Michelson.

Utilizando la ecuación (40) y  $\Delta\lambda$  del láser DFB, resulta  $L_m = 202 \text{ m}$ . Sin embargo, consideramos que  $100 \text{ m}$  de fibra óptica son suficientes para realizar las pruebas. El arreglo experimental para generar la señal se muestra en la figura 25.

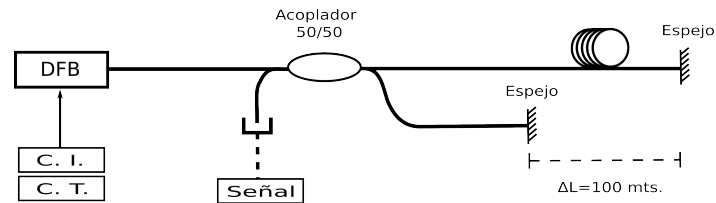


Figura 25. Interferómetro Michelson de fibra óptica utilizado para la generación de la señal de prueba.

Las puntas de las fibras de cada brazo del interferómetro son clivadas y producen una reflexión  $\approx 3.3\%$  cuando están en aire, por lo que gran parte de la potencia de entrada al interferómetro sale de la fibra. Para aumentar el valor de la reflexión y por lo tanto la potencia de salida del interferómetro, se colocan espejos de aluminio en ambos brazos. En un mejor caso, en el arreglo del interferómetro pueden usarse espejos de Faraday para evitar efectos de polarización.

En la figura 26, se muestra la señal obtenida por el interferómetro Michelson cuando es iluminado por el láser DFB con una potencia de  $1.17 \text{ mW}$ .

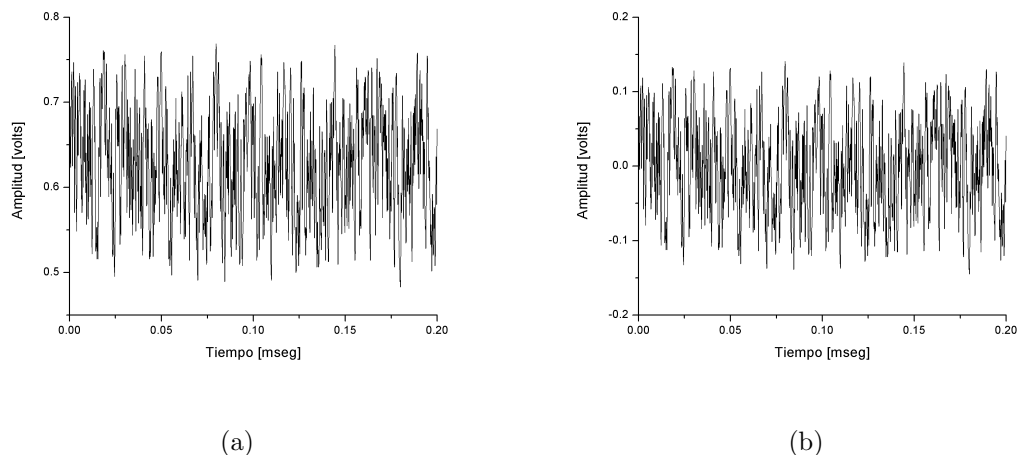


Figura 26. Señal de prueba generada por el interferómetro Michelson capturadas con (a) acoplamiento DC y (b) con acoplamiento AC.



La potencia medida de la salida del interferómetro es de  $0.33 \text{ mW}$ . En la figura 26(a), se muestra la señal capturada por el osciloscopio funcionando con acoplamiento DC. En este caso la señal tiene un nivel de DC constante. Mientras que en la figura 26(b), la señal ha sido capturada con acoplamiento AC, es decir el nivel constante de DC de la señal es filtrado y únicamente se obtienen las variaciones de intensidad, que son producidas por la conversión del ruido de fase de la fuente. De eliminar la componente de DC de la señal aparecen valores negativos en la gráfica 26(b).

Para nuestra señal de prueba proponemos una señal formada por ruido blanco, esto es que su densidad de potencia espectral sea plana en el espectro de frecuencia. Sin embargo, el ancho de banda del fotodetector limita el ancho de banda de la señal de prueba. Como es bien sabido, el ancho de banda en un fotodetector tiene una relación inversa con la ganancia. Es decir, si se aumenta la ganancia se disminuye el ancho de banda. En la figura 27, se muestra la densidad de potencia espectral calculadas usando el teorema de Wiener-Khinchin, para la señal del interferómetro capturada por un fotodetector Mod. PDA400 funcionando con un ancho de banda  $10 \text{ MHz}$  y  $700 \text{ KHz}$  con una ganancia de  $0 \text{ dB}$  y  $20 \text{ dB}$  respectivamente.

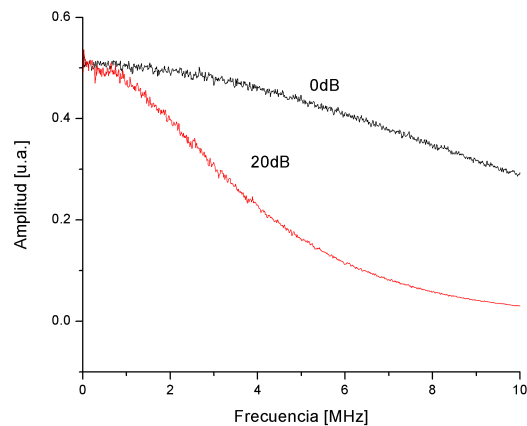


Figura 27. Espectro de potencia calculado a partir de las señales del interferómetro Michelson capturadas con un ancho de banda de  $10 \text{ MHz}$  y  $700 \text{ KHz}$ .

Un factor importante en nuestro sistema para la localización de un sensor, es el nivel de DC de la señal. Este nivel constante de DC, afecta la forma de la señal de autocorrelación. En la figura 28, se muestra la función de autocorrelación para las señales mostradas en la figura 26. La razón de la forma de la gráfica de la figura 28(a), es debida a que el nivel de DC de la señal es mucho mayor que las variaciones de intensidad en la señal, esto hace difícil la localización e interrogación de un sensor. El nivel de DC de la señal no tiene ninguna información. Sin embargo, este nivel de DC limita el rango dinámico de la tarjeta ADC ("analog-to-digital converter"), así que es mejor eliminarlo. Para eliminar el nivel de DC, se utiliza la señal capturada por el osciloscopio con el acoplamiento AC. El nivel de DC también puede ser eliminado aplicando un filtro a las versiones digitalizadas de las señales capturadas, es este caso el fotodetector no debe de estar en saturación, para no perder información de la señal. El resultado de la función de autocorrelación de la señal sin componente de DC se muestra en la figura 28(b), donde se puede apreciar un pico característico de la función de autocorrelación de una de señal de ruido blanco. Por este motivo, de aquí en adelante a todas las señales presentadas en este trabajo se les ha eliminado la componente de DC.

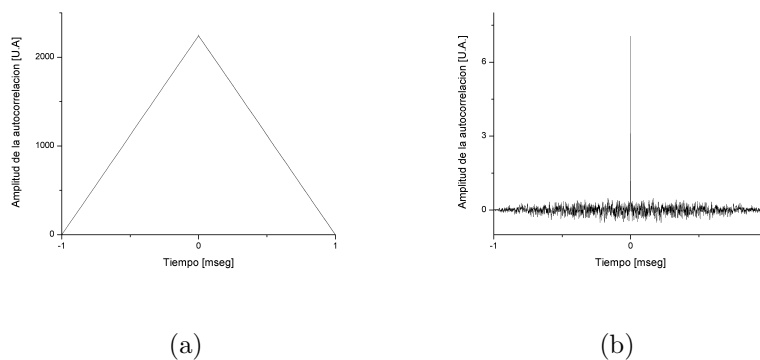
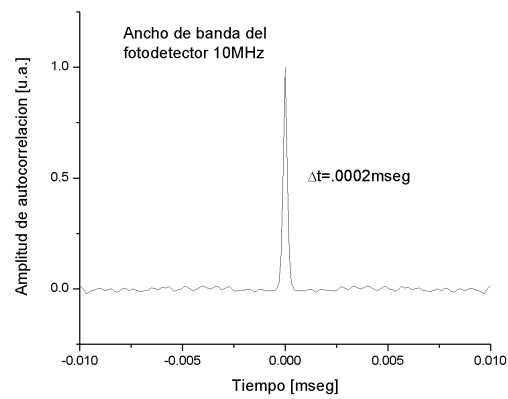
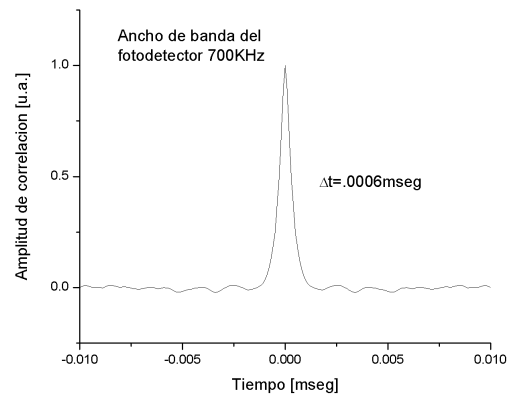


Figura 28. Función de autocorrelación de la señal de prueba capturada con (a) acoplamiento DC y (b) acoplamiento AC

Como se mostró en la sección III.5, el ancho de la delta de la función de autocorrelación está relacionado con el ancho de banda de la señal. Esto es importante ya que limita la distancia mínima entre dos sensores adyacentes. En la figura 29, se muestran las funciones de autocorrelación de las señales producidas por el interferómetro Michelson capturadas con dos diferentes anchos de bandas (10 *Mhz* y 700 *Khz*) y que fueron mostradas en la figura 27.



(a)



(b)

Figura 29. Función de autocorrelación para la señal del interferómetro capturada con un ancho de banda de (a) 10 *Mhz* y (b) 700 *KHz*.

## IV.2 Prueba del Método de Multiplexión

Esta sección está dedicada a presentar los resultados de algunos experimentos realizados en el laboratorio para probar el método de multiplexión propuesto en esta tesis.

### IV.2.1 Detección y Localización de una Reflexión

Para probar la técnica con reflexiones débiles, se utilizó el arreglo mostrado en la figura 30. En esta prueba no existen rejillas de Bragg grabadas en la fibra óptica, por lo que la señal reflejada se obtiene del clivado de la fibra óptica. El porcentaje de reflexión se puede estimar por

$$R = \left( \frac{n_f - n}{n_f + n} \right)^2 \cdot 100\% \quad (41)$$

donde  $n_f$  es el índice de refracción del núcleo de la fibra y  $n$  el índice de refracción del medio donde se encuentra la fibra. Para  $n_f = 1.447$  y  $n = 1$  para el aire, obtenemos un porcentaje de reflexión de  $\approx 3.33\%$ .

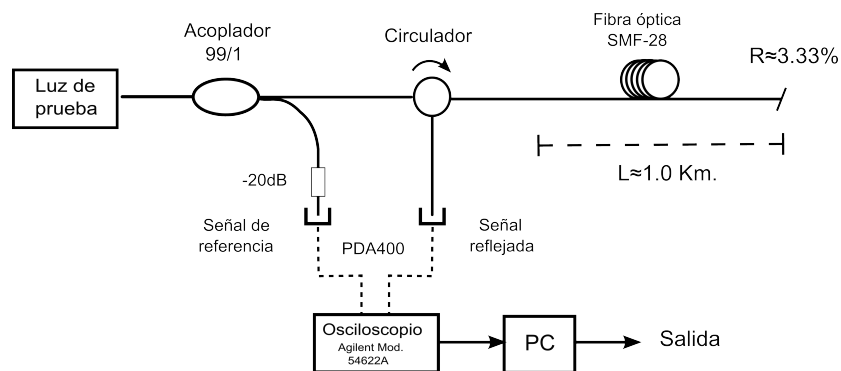


Figura 30. Arreglo experimental utilizado para la prueba del método de multiplexión.

La punta clivada se encuentra a una distancia a partir del circulador de  $1.002 \text{ Km} \pm 1 \text{ m}$ . Esta distancia fue medida utilizando un OTDR, promediando pulsos de  $10 \text{ nseg}$ .

Los fotodetectores usados para capturar la señal de referencia y señal reflejada tienen una ganancia de  $20\text{ dB}$  y el mismo ancho de banda  $700\text{ KHz}$ . Debido a que las señales reflejadas por el sistema son muy bajas, se ha puesto un atenuador de  $-20\text{ dB}$  en el fotodetector de referencia para aumentar la similitud entre las dos canales y así aumentar la amplitud de la función de correlación. Las señales son capturadas por un osciloscopio digital Agilent Mod. 54622A, del cual se puede obtener 2000 muestras de la señal mostrada en la pantalla del osciloscopio. La potencia de salida del láser es de  $\approx 1.29\text{ mW}$  y la potencia de salida del interferómetro es de  $\approx 0.62\text{ mW}$ . La señal de referencia y la señal reflejada son capturadas de manera simultanea por dos fotodetectores PDA400, los cuales están trabajando bajo las mismas condiciones. Con el propósito de aumentar la relación señal a ruido (en inglés “Signal to Noise Ratio”, SNR) se toman 32 mediciones en diferentes instantes de tiempo, cada una de  $0.2\text{ mseg}$ . A la versión digitalizada de la señal de referencia y la señal reflejada, se les aplica la función de correlación usando una computadora y el programa *MATLAB*. Las 32 funciones de correlación obtenidas son promediadas, el resultado se muestra en la figura 31.

La gráfica de la figura 31 muestra un pico de correlación cuya amplitud tiene su máximo en  $t = 0.0099\text{ mseg}$  que determina la distancia del punto de reflexión que la produce. La distancia se puede calcular utilizando la ecuación  $L = t_r c / 2n_f$ , donde  $n_f = 1.447$ , sustituyendo datos obtenemos que  $L = 1026.26\text{ m}$ . El ancho del pico de correlación es  $\Delta t = 0.5\mu\text{ seg}$ . El ancho de la ventana de tiempo capturada por el osciloscopio en este caso de  $0.20\text{ mseg}$ , y determina la distancia máxima de la fibra óptica que se puede monitorear ( $\approx 20.7\text{ Km}$ ). Esto sólo es una limitación del osciloscopio, ya que únicamente se pueden tener señales con longitudes iguales a la ventana de tiempo capturada en la pantalla del osciloscopio. El error para el cálculo de la distancia con esta configuración lo podemos estimar como

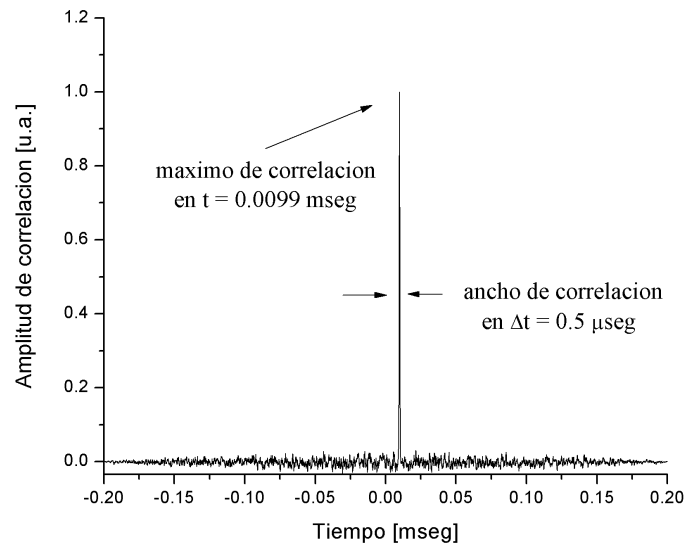


Figura 31. Señal de correlación de la señal de referencia y la señal reflejada por el sistema producida por un punto de reflexión de  $\approx 3.33\%$  (punta clavada). Tiempo total de promediación  $6.4 \text{ mseg}$

$$\text{error} \approx \frac{20.7 \text{ Km}}{2000} = \pm 10.35 \text{ m}, \quad (42)$$

para cuando el ancho de banda del fotodetector es suficientemente grande.

Para tratar de determinar el nivel mínimo de reflectancia capaz de ser detectado con la configuración del arreglo de la figura 30, se utilizaron diferentes niveles de reflectancia. Los cuales fueron producidos sumergiendo la punta clavada de la fibra en diferentes líquidos, agua, alcohol y aceite de soya. En la figura 32, se muestra como la amplitud de la correlación esta directamente relacionada con el valor de la reflexión.

Con esta configuración en particular, la reflectancia mínima detectada es de  $\approx 0.0068\%$ , que es el valor obtenido de sumergir la fibra óptica en aceite de soya. Aunque este valor es relativo, ya que se pueden mejorar el sistema, por ejemplo, aumentando la potencia de la fuente óptica para aumentar la ganancia de los fotodetectores. La función de correlación para esta prueba después de promediar 32 mediciones, se muestra en la

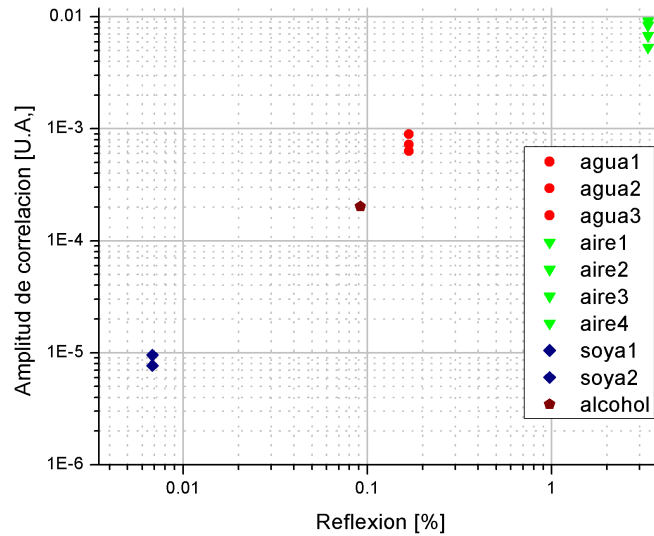


Figura 32. Relación entre el nivel de reflectancia del sensor y la amplitud de la función de correlación.

figura 33.

Cuando las reflexiones son muy débiles, hay que establecer criterios para determinar que existe un máximo de correlación que corresponde a un sensor. Por ejemplo, se puede considerar la SNR o el ancho del pico de correlación. Como podemos ver, existe dos picos de correlación; uno centrado en  $t = 0 \text{ mseg}$  y otro en  $t = 0.0099 \text{ mseg}$ . En el primer caso, este máximo podría ser provocado por una reflexión producida por algún elemento ópticos del sistema, por ejemplo el circulador. Sin embargo, el ancho de este pico de correlación es demasiado angosto ( $\Delta t = 0.24 \mu\text{seg}$ ) para ser capturado por la óptica del sistema, ya que la frecuencia de corte de los fotodetectores en esta configuración es  $700 \text{ KHz}$  (ver figura 18(b)). Con esto podemos decir que este pico es producido por un ruido electromagnético que es capturado por la electrónica del sistema de manera igual para ambos canales, lo que produce una correlación entre ellos, produciendo este pico centrado en  $t = 0 \text{ seg}$ . Para el segundo pico centrado en  $t = 0.0099 \text{ mseg}$ , se puede

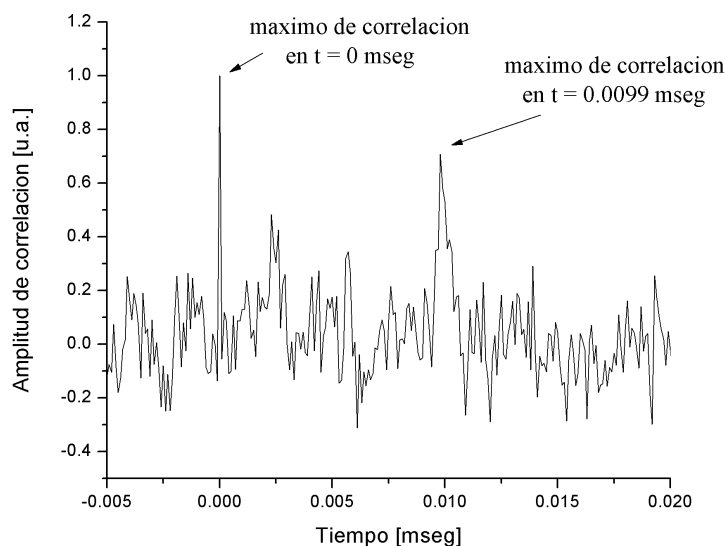


Figura 33. Correlación producida por sumergir la fibra óptica en aceite de soya. Tiempo total de promediación 6.4 *mseg*

considerar que su amplitud es aproximadamente del doble que el siguiente pico mas pequeño, es decir  $SNR \approx 2$ , con esto podemos decir con cierta seguridad que este pico corresponde a la reflexión producida por el aceite de soya.

En la tabla I, se muestran las distancias calculadas del punto de reflexión utilizando las mediciones de la figura 32. La distancia calculada no depende del nivel de reflexión y aun con niveles muy bajos de reflectancia<sup>1</sup> se puede estimar la distancia con mucha precisión y con una alta repetibilidad. Sin embargo, la exactitud del sistema esta limitada por el número de muestras que se pueden obtener de la señal en un intervalo de tiempo. En el sistema experimental, el número de muestras esta limitado a 2000 puntos de la señal que se muestra en la pantalla del osciloscopio.

Para aumentar la exactitud en el cálculo de la distancia, se puede disminuir la

<sup>1</sup>Los valores de reflectancia calculados son sólo aproximados, ya que no se conoce con exactitud los índices de refracción de cada líquido.



Tabla I. Relación entre la reflexión y la distancia calculada.

	índice de refracción	Reflectancia [%]	Distancia [m]
aire	1.000	3.3369	1026.26
agua	1.333	0.1682	1026.26
alcohol etílico	1.362	0.0916	1026.26
aceite de soya (25°C)	1.471	0.0068	1026.26

ventana de tiempo de captura del osciloscopio y tener un ancho de banda mas grande, de esta manera aumentamos la resolución. Sin embargo, el hacer esto limita la distancia de la fibra que se puede monitorear, ya que señales reflejadas con tiempo de retardo más grandes que la ventana de tiempo capturada no serían detectadas. En un caso ideal, la señal de referencia tiene una duración suficiente para cubrir toda la distancia de la fibra óptica del sensor. Por otro lado, la señal reflejada en el caso ideal tiene la misma duración de la señal de referencia más su tiempo de retardo. Sin embargo, en nuestro sistema experimental para distancias muy grandes donde los tiempo de retardo son muy largos y comparables con la ventana de tiempo capturada por el osciloscopio, parte de señal reflejada no es detectada, perdiendo parte de la energía de la señal reflejada y por lo tanto, disminuyendo la amplitud de la función de correlación. De nuevo, esta sólo es una limitación del osciloscopio. En la tabla II como el aumentar la resolución del osciloscopio, el cálculo de la distancia es más exacto considerando la distancia de la fibra igual a  $1.002 \text{ Km} \pm 1 \text{ m}$  (medida con un OTDR).

Tabla II. Relación entre la distancia calculada y el número de muestras.

Tiempo de captura [mseg]	Tiempo entre muestras [useg]	Distancia [m]
0.5	0.25	1036.6
0.2	0.1	1026.3
0.1	0.05	1026.3

#### IV.2.2 Detección Simultanea de Eventos Múltiples

Para probar como se puede usar la función de correlación para multiplexar señales de diferentes sensores colocados en la misma fibra óptica, consideramos dos puntos de reflexión. El esquema del arreglo experimental se muestra en la figura 34. En donde un punto de reflexión es producido por una rejilla de Bragg situado a una distancia  $L_1 = 1.002 \text{ Km} \pm 1 \text{ m}$  y la segunda reflexión se obtiene de clivar el final de la fibra a una distancia  $L_2 = 1.628 \text{ Km} \pm 1 \text{ m}$  sumergida en alcohol produciendo una reflexión de  $\approx 0.092\%$ . El láser es sintonizado por temperatura para emitir a la longitud de onda de Bragg  $\lambda_B$  de la rejilla para obtener la máxima reflectancia que es de  $\approx 0.08\%$ .

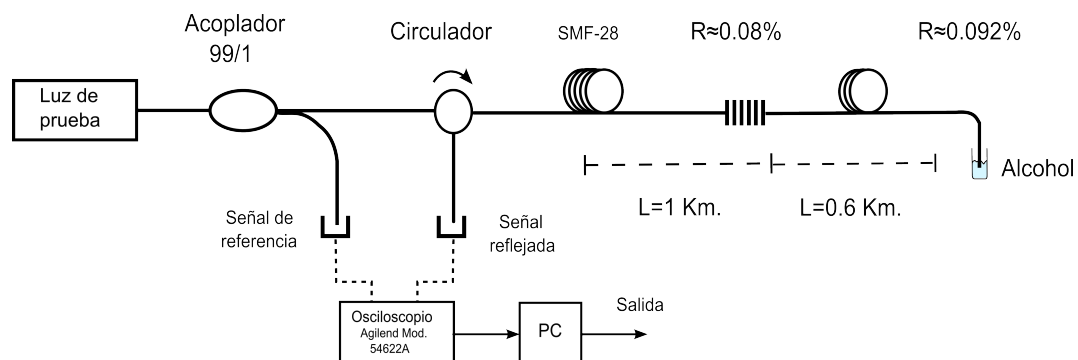


Figura 34. Diagrama del arreglo utilizado para la detección de dos eventos de manera simultanea.

Aquí se considera que la intensidad en el fotodetector es la suma de las intensidades reflejadas, cada una con su respectivo retraso de tiempo (ecuación (16)). Se toman 32 mediciones en diferentes instantes de tiempos y el promedio de la funciones de correlación de cada medición se muestra en la figura 35. La ventana de tiempo capturada es de  $0.2 \text{ mseg}$ , aunque sólo se muestra una parte de la función de correlación para apreciar mejor el resultado. En esta gráfica se pueden apreciar dos picos, las cuales tienen su máxima amplitud en un tiempo  $t_{r1} = 0.01 \text{ mseg}$  y en  $t_{r2} = 0.016 \text{ mseg}$ . Estos tiempo dan como resultados distancias de  $L_1 = 1036.62 \text{ m}$  y  $L_2 = 1658.6 \text{ m}$ . Que son distancias muy cercanas a la distancia real donde se encuentran localizados los puntos de reflexión sobre la fibra. Por otro lado y como se ha mencionado antes, la diferencia en amplitud de cada delta es debida a los diferentes niveles de la reflexión que la producen. En este caso donde las distancias son cortas, la atenuación de fibra óptica no es un factor considerable que afecte la amplitud de la señal reflejada y por la tanto la amplitud de la correlación.

Para continuar con las pruebas de detección de eventos simultáneos, se utilizó un arreglo de fibra óptica, el cual consta de 15 interferómetros formados con rejillas de Bragg con una  $\lambda_1$  central. Además cuenta con 3 interferómetros más con rejillas de Bragg centradas a una  $\lambda_2$ . La separación entre las rejillas que forman cada interferómetro es de  $1.0 \text{ m}$ . Con la limitación del ancho de banda de fotodetector PDA400 de  $10 \text{ Mhz}$ , es imposible detectar las rejillas por separado. Sin embargo, se puede considerar cada interferómetro como un punto de reflexión. Aunque la reflectancia producida por cada uno dependerá de varios factores, entre ellos la fase de la onda que interfiere en cada interferómetro. En este caso el aumentar el número de mediciones para promediar no mejorara el resultado, ya que los interferómetros pueden cambiar su punto de trabajo debido a corrientes de aire o cambios de temperatura. Los interferómetros

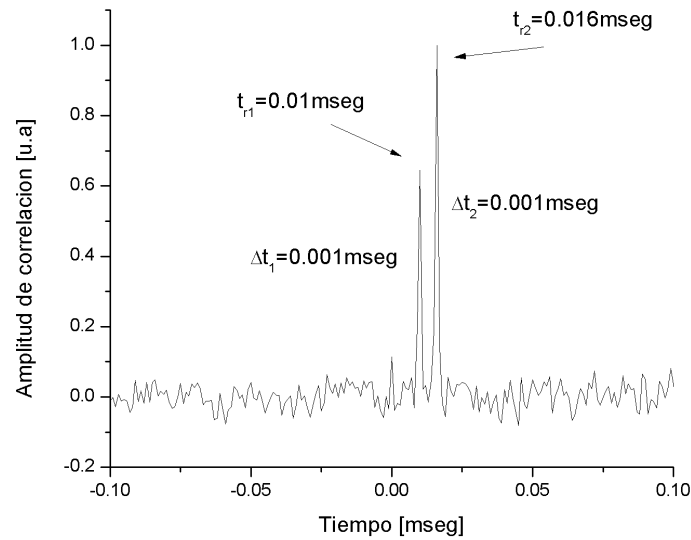
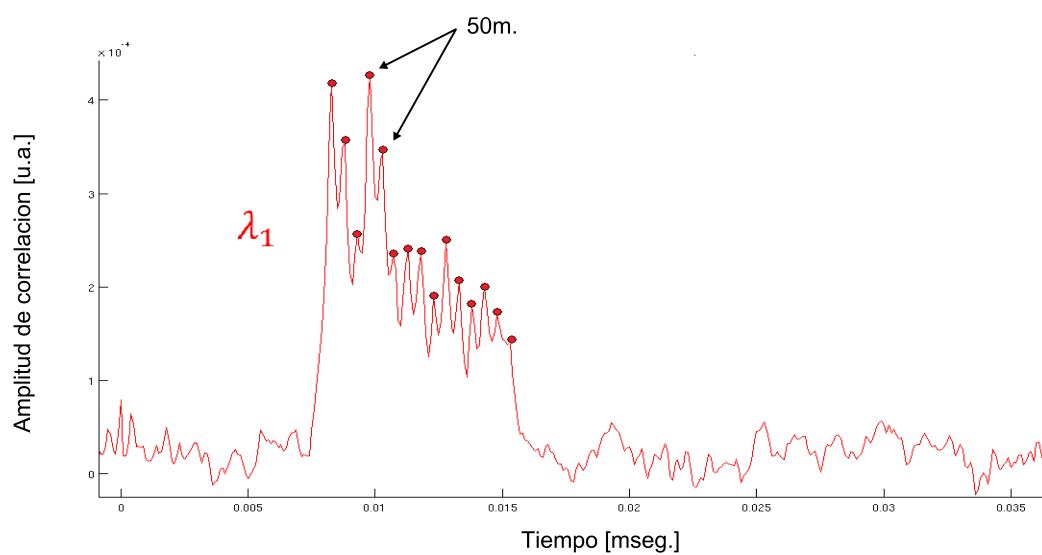
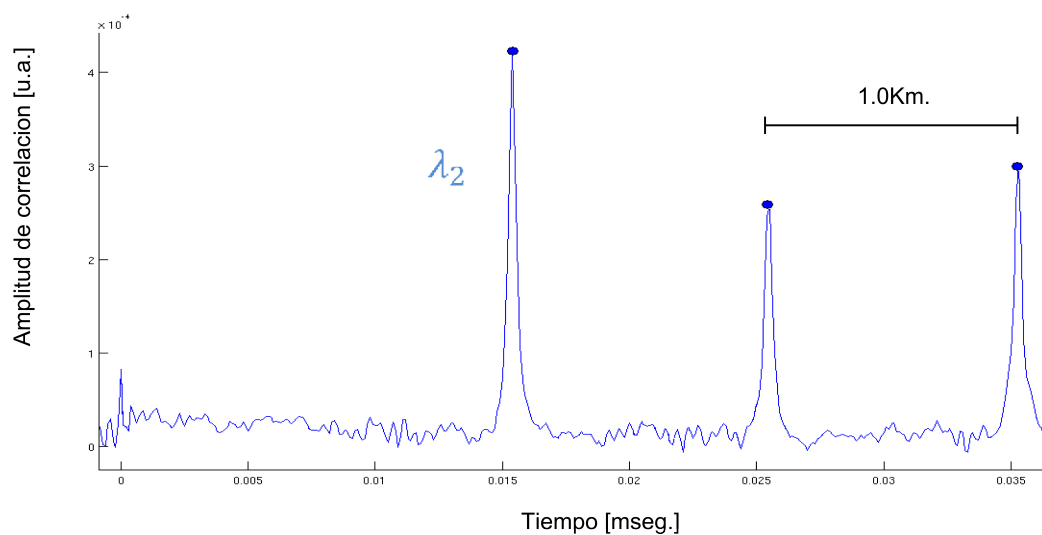


Figura 35. Señal de correlación para dos reflexiones simultaneas.

están distribuidos de tal manera que entre cada interferómetro grabado con  $\lambda_1$  existe una separación de 50 *m* y están situados en el primer kilómetro de fibra óptica, mientras que entre los interferómetros con  $\lambda_2$  central, se tiene una separación de 1.0 *Km*. Esto da como resultado una distancia total del arreglo de  $\approx 3.0$  *Km*. El resultado después de promediar 32 muestras de 0.2 *mseg* cada una se muestra en la figura 36, los círculos en las figuras representan el pico producido por cada interferómetro. Cuando el láser es sintonizado a  $\lambda_1$  no existen reflexiones provenientes de los interferómetros grabados con  $\lambda_2$  (figura 36(a)), y viceversa (figura 36(b)).



(a)



(b)

Figura 36. Señal de correlación para el arreglo de interferómetros formado por rejillas de Bragg.(a) 15 interferómetros con una lambda central  $\lambda_1$ , (b) 3 interferómetros centrados a  $\lambda_2$ .

### IV.3 Detección de Reflexiones Débiles

Para detectar señales producidas por reflectancias muy débiles, el retroesparcimiento de Rayleigh se vuelve un factor importante, ya que esta característica de la fibra óptica, limita el valor de reflectancia mínimo detectable. Para obtener una reflexión de nivel muy bajo se utiliza el arreglo mostrado en la figura 37, donde el final de la fibra es clivada y sumergido en aceite de soya produciendo una reflexión aproximada de  $R \approx 0.0068\%$ . La potencia de salida del interferómetro es de  $\approx 0.55 \text{ mW}$  y la distancia de la fibra óptica es de  $\approx 1.628 \text{ Km}$ . Para detectar este nivel de reflexión, con esta configuración en particular, es necesario aumentar la ganancia del fotodetector y por lo tanto disminuir el ancho de banda, lo que implica también disminuir la resolución espacial del sistema. La ganancia de ambos fotodetectores es de  $20 \text{ dB}$  con un ancho de banda de  $700 \text{ KHz}$ .

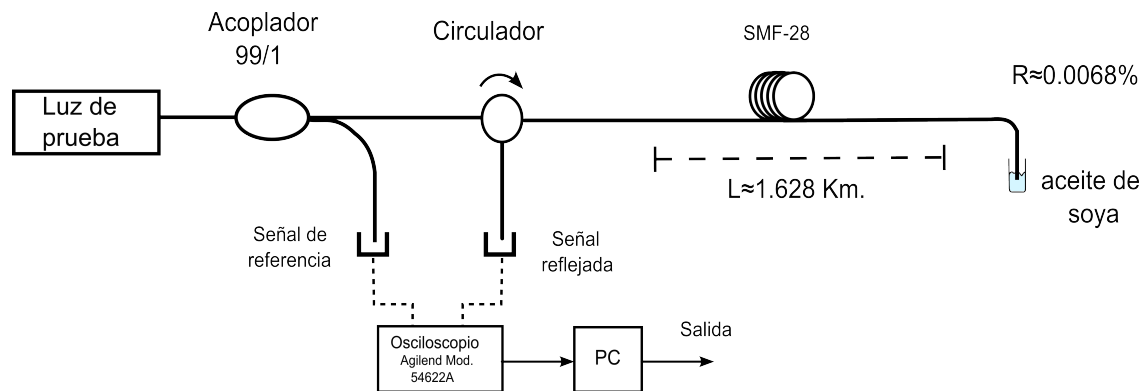


Figura 37. Diagrama del arreglo utilizado para la detección de reflexión débil producida por aceite de soya.

El resultado de promediar 32 mediciones se muestra en la figura 38. En esta gráfica se observa un pico que corresponde a la reflexión producida por el aceite de soya.

La distancia calculada a partir del máximo de la función de correlación de la gráfica 38 corresponde a la distancia real a la que está colocada el aceite de soya. Sin embargo,

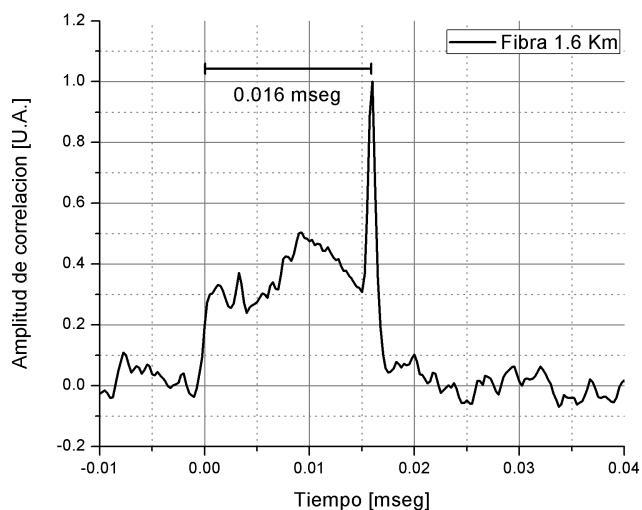
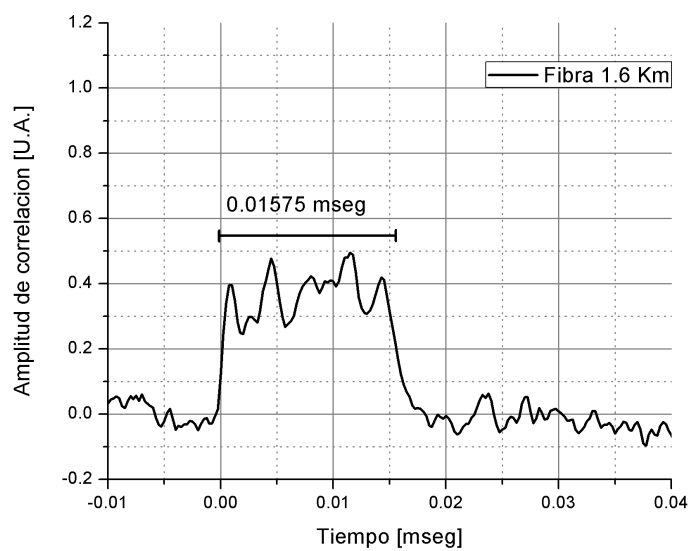


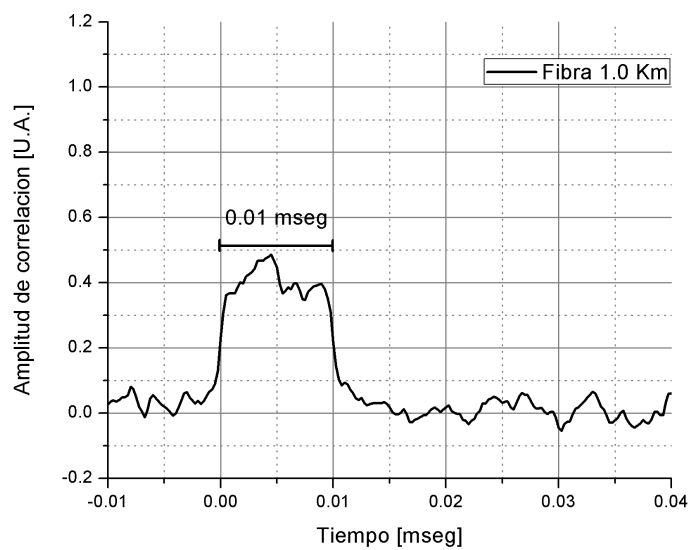
Figura 38. Detección de una reflexión débil producida por sumergir la punta clivada de la fibra en aceite de soya  $R \approx 0.0068\%$ . Tiempo de promediación  $6.4 \text{ mseg}$

en la gráfica se puede observar que existe un nivel constante, en una ventana de tiempo que corresponde a la longitud de la fibra, que es producido por el retroesparcimiento de Rayleigh.

Para comprobar que el nivel constante es producido por el retroesparcimiento de Rayleigh, se hicieron dos mediciones para dos longitudes diferentes de la fibra óptica usando la configuración mostrada en la figura 37. Para la primera medición se indujo atenuación por curvatura a la fibra óptica a una distancia  $\approx 1.6 \text{ Km}$  para eliminar cualquier reflexión producida por la punta de la fibra. El resultado de promediar 32 mediciones se muestra en la figura 39(a). Para el mismo esquema se indujo atenuación por curvatura a una distancia  $\approx 1.0 \text{ Km}$ , el resultado se muestra en la figura 39(b). En ambos casos el tiempo de promediado es de  $6.4 \text{ mseg}$ , y a pesar de ser un tiempo de promediado corto, comparado con sistemas como el OTDR, el retroesparcimiento de Rayleigh se puede ver claramente.



(a)



(b)

Figura 39. Detección del retroesparcimiento de Rayleigh para una fibra óptica de longitud (a) 1600 m y (b) 1000 m.



## IV.4 Espectro de Reflectancia de la Rejilla de Bragg

La reflectancia producida por la una rejilla depende en gran parte de la longitud de onda de la luz que se propaga a través de ella. La máxima reflectancia producida por la rejilla se alcanza cuando la longitud de onda de la luz corresponde a la longitud de onda de Bragg ( $\lambda_B$ ) de la rejilla. El espectro de reflectancia de la rejilla se puede mover alterando su periodicidad o índice de refracción efectivo (ecuación (1)). Para obtener el espectro de reflectancia de una rejilla de Bragg con una reflectancia de  $\approx .08\%$ , se utiliza un analizador de espectros y un láser DFB. Se hace un barrido en longitud de onda cambiando la temperatura del láser, figura 40. Se mide la longitud de onda para cada temperatura del láser y la potencia reflejada para cada longitud de onda. Después de normalizar los datos, la gráfica resultante se muestra marcada con círculos en la figura 42. En esta gráfica se puede observar un nivel constante en el espectro, el cual es debido al retroesparcimiento de Rayleigh. Para ver el comportamiento de la rejilla en el sistema propuesto, se usó el arreglo que se muestra en la figura 41.

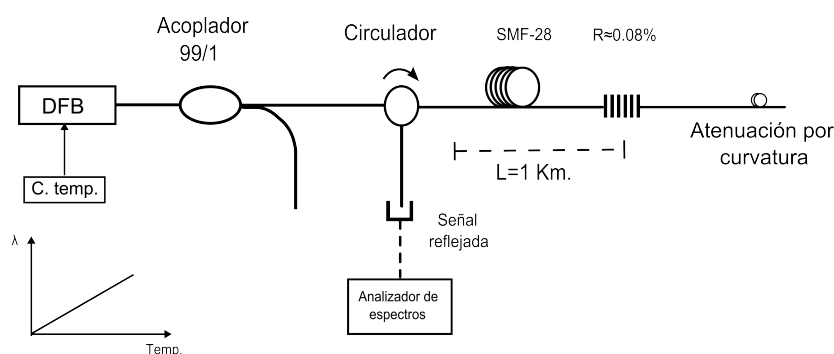


Figura 40. Arreglo para medir el espectro de una rejilla de Bragg usando un analizador de espectros.

Se usaron las mismas longitudes de onda del láser. Se tomaron 32 mediciones para cada longitud de onda y se promediaron. El resultado se muestra con cuadros en la

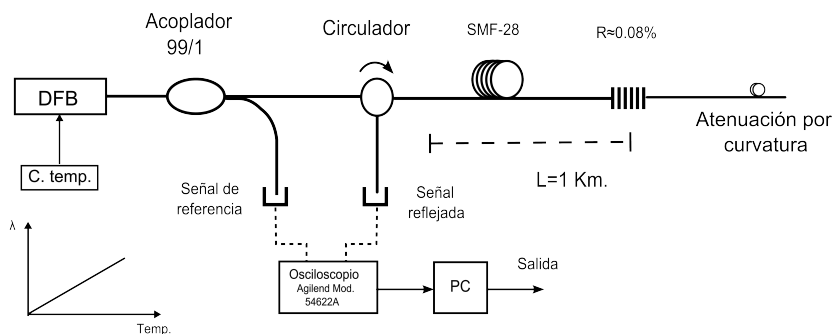


Figura 41. Arreglo del sensor para medir el espectro de reflectancia de una rejilla utilizando la técnica de multiplexión por correlación.

figura 42. En la figura se ve como la amplitud de la correlación sigue muy bien al espectro de reflectancia. Esto es un resultado importante, ya que el sensor podría no sólo detectar la presencia de un evento, sino que además se puede cuantificar. En un sensor práctico, el espectro de reflectancia de la rejilla sufriría un corrimiento debido a un evento físico, el cual sería proporcional a la magnitud del evento.

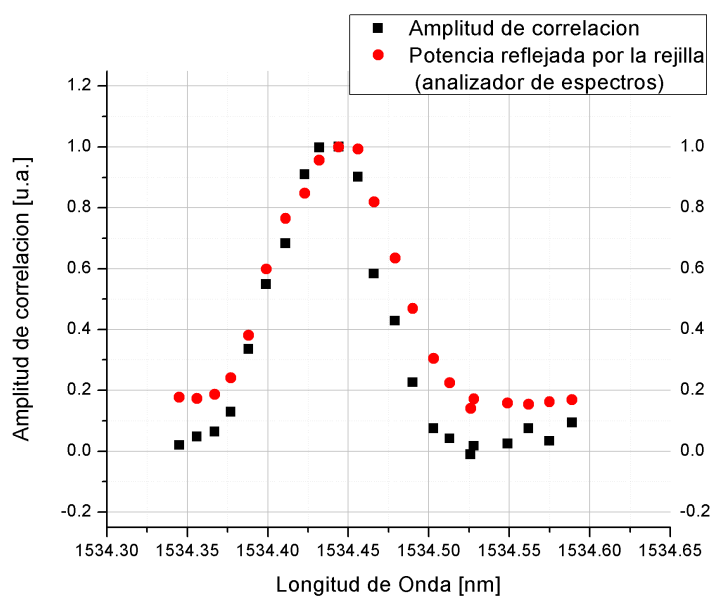


Figura 42. Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg.

Como se puede ver en la figura 42, las amplitudes para los picos de correlación que están fuera del lóbulo central del espectro de la reflectancia de la rejilla son casi cero

(en diferencia con mediciones con el analizador de espectros). Esto es debido a que la respuesta frecuencial de un reflector distribuido (retroesparcimiento de Rayleigh) tiene forma de un filtro pasa bajas (figura 16), por este motivo el pico de correlación fuera del lóbulo tiene amplitud muy reducida.

## IV.5 Conclusiones

Se presentaron los arreglos experimentales para el sensor distribuido y los resultados obtenidos de las pruebas de laboratorio. Con el sistema de multiplexión propuesto, se lograron multiplexar señales producidas por reflectancias muy bajas, utilizando una potencia acoplada a la fibra de  $\approx .55 \text{ mW}$ . También con el método de multiplexión, se logro obtener el espectro de reflectancia de una rejilla de Bragg.

## Capítulo V

# CONCLUSIONES Y COMENTARIOS

### V.0.1 Conclusiones

Se investigó una nueva técnica de multiplexión e interrogación de un sensor de fibra óptica basado en rejillas de Bragg de ultra-baja reflectancia. La técnica está basada en utilizar como señal de prueba un ruido de intensidad de la fuente de luz del sistema, y en calcular la correlación entre la señal enviada y la señal reflejada.

Se propuso la generación de la señal de prueba el sistema a partir del ruido de fase de la fuente óptica usando un interferómetro desbalanceado. Este método probó ser adecuado para la técnica de multiplexión, además de que no aumenta la complejidad del sistema.

Se desarrolló una simulación del sistema y se realizaron experimentos en el laboratorio para probar la técnica. Ambos resultados coinciden de manera aceptable. Además, se investigó la influencia de diferentes tipos de ruido en el comportamiento del sistema sensor.

Con el sistema propuesto, se logró detectar reflexiones producidas por de niveles de milésimas de porcentaje de reflectancia, usando luz de un láser DFB con potencia acoplada a la fibra óptica de alrededor de  $0.55 \text{ mW}$ .

Los experimentos realizados mostraron que el ruido más importante en nuestro sistema es el retroesparcimiento de Rayleigh, ya que puede llegar a ser del orden del nivel de la reflectancia de los sensores.

Se mostró que la técnica es capaz de medir espectros de reflexión de un rejilla de

Bragg de baja reflectividad.

## **V.0.2 Actividades a Futuro**

Los experimentos realizados en este trabajo, muestran que la técnica de multiplexión desarrollada funciona bien para interrogar sensores de rejillas de Bragg de baja reflectancia, aun sin optimizar el arreglo. Por lo que el construir un prototipo del sensor utilizando esta técnica a partir de un arreglo optimizado es una posibilidad real.

## Referencias

- Anderson, D. Z., Mizrahi, V., Erdogan, T., y White, E. (1993). Production of in-fiber gratings using a diffractive optical element. *Electron. Lett.*, **29**: 566–568.
- Breglio, G., Irace, A., Cusano, A., y Cutolo, A. (2006). Chirped-pulsed frequency modulation (c-pfm) for fibre bragg grating sensors multiplexing. *Optical Fiber Technology*, **12**: 71–86.
- Brigham, E. O. (1988). *The Fast Fourier Transform and its Applications*. Wiley-Interscience Publication, páginas 448.
- Chan, C. C., Jin, W., Ho, H. L., y Demokan, M. S. (2000). Performance analysis of a time-division-multiplexed fiber bragg grating sensor array by use of a tunable laser source. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **6**: 741–749.
- Chan, C. C., Gao, Y. J., Lau, K. T., Ho, H. L., Zhou, L. M., y Jin, W. (2001). Characterization of crosstalk of tdm fbg sensor array using a laser source. *Optics and laser technology*, **33**(5): 299–304.
- Chan, T. H. T., Yu, L., Tam, H. Y., Ni, Y. Q., Liu, S. Y., Chung, W. H., y Cheng, L. K. (2006). Fiber bragg grating sensors for structural health monitoring of tsing ma bridge: Background and experimental observationstar, open. *Engineering Structures*, **28**(5): 648–659.
- Chesnoy, J., Sansonetti, P., y Riant, I. (1998). Method of and system for writing a bragg grating point by point in an optical fiber.
- Dai, Y., Liu, Y., Leng, J., Deng, G., y Asundi, A. (2009). A novel time-division multiplexing fiber bragg grating sensor interrogator for structural health monitoring. *Optics and Lasers in Engineering*, **47**(10): 1028–1033.
- Dakin, J. P. (1987). Multiplexed and distributed optical fibre sensor systems. *Journal of Physics E. Scientific Instruments*, **20**(8): 954–967.
- Dakin, J. P., Pratt, D. J., Bibby, G. W., y Ross, J. N. Plessey ESR Limited, R. U. (1985). Distributed optical fibre raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector. *Electronics Letters*, **13**(21): 569–570.
- Dandridge, A., Tveten, A. B., Miles, R. O., Jackson, D. A., y Giallorenzi, T. G. (1981). Single-mode diode laser phase noise. *Appl. Phys. Lett.*, **38**(2): 77–78.
- Davis, M. A. y Kersey, A. D. (1994). All-fibre bragg grating strain-sensor demodulation technique using a wavelength division coupler. *Electronics Letters*, **30**(1): 75–77.

- Derickson, D. (1998). *Fiber Optic Test and Measurement*. Hewlett-Packard Professional books, páginas 642.
- Erdogan, T. (1997). Fiber grating spectra. *Journal of Lightwave Technology*, **15**(8): 1277–1294.
- Farahi, F., Jones, J. D. C., y Jackson, D. A. (1988). Multiplexed fibre-optic interferometric sensing system: combined frequency and time division. *Electronics Letters*, **24**(7): 409–410.
- Franceschetti, G. y Schirinzi, G. (1990). A sar processor based on two-dimensional fft codes. *IEEE Trans. Aerospace Electron. Syst.*, **2**(26): 356–366.
- Franceschetti, G., Mazzeo, A., Nazzocca, N., Pascazio, V., y Schirinzi, G. (1991). Time-domain processing of sar data in real time. *IEEE Proc.*, páginas 283–286.
- Grattan, K. T. V. y Sun, T. (2000). Fiber optic sensor technology: an overview. *Sensors and Actuator*, **82**: 40–61.
- Gysel, P. y Staubli, R. K. (1990a). Spectral properties of rayleigh backscattered light from single-mode fibers caused by a modulated porbe signal. *Journal of Lightwave Technology*, **8**(12): 1792–1798.
- Gysel, P. y Staubli, R. K. (1990b). Statistical properties of rayleigh backscattering single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, **8**(4): 561–567.
- Hill, K. O. y Meltz, G. (1997). Fiber bragg grating technology fundamentals and overview. *Journal Of Lightwave Technology*, **15**(8): 1263–1276.
- Hill, K. O., Fujii, Y., y Kawasaki, B. S. (1978). Photosensitivity in optical fiber waveguides: Applications to reflection filter fabrication. *Appl, Phys. Lett.*, **32**: 647–649.
- Hill, K. O., Malo, B., Vineberg, K. A., Bilodeau, F., Johnson, D. C., y Skinner, I. (1990). Efficient mode conversion in telecommunication fiber using externally written gratings. *Electron. Lett.*, **26**: 1270–1272.
- Hill, K. O., Bilodeau, F., Malo, B., y Johnson, D. C. (1991). Birefringent photosensitivity in monomode optical fiber: Application to the external writing of rocking filters. *Electron. Lett.*, **27**: 1548–1559.
- Hill, K. O., Malo, B., y Bilodeau, D. C. (1993). Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by uv exposure through a phase mask. *Appl, Phys. Lett.*, **62**: 1035–1037.
- Jonhson, J. B. (1928). Thermal agitation of electricity in conductors. *Phys. Rev.*, **32**: 97–109.

- Kao, K. C. y Hockham, G. A. (1966). Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, **113**: 1151.
- Kersey, A. D. (1996). A review of recent developments in fiber optic sensor technology. *Optical Fiber Technology*, **2**: 291–317.
- Kersey, A. D., Berkoff, T. A., y Morey, W. W. (1993). Multiplexed fiber bragg grating strain-sensor system with a feber fabry-perot wavelength filter. *Optics Letters*, **18**(16): 1370–1373.
- Kersey, A. D., Davis, M. A., Patrick, H. J., LeBlanc, M., Koo, K. P., Askins, C. G., Putnam, M. A., y Friebele, J. E. (1997). Fiber grating sensors. *Journal of Lightwave Technology*, **15**(8): 1442–1463.
- Kim, S. H., Lee, J. J., y B., K. I. (2002). Structural monitoring of a bending beam using brillouin distributed optical fiber sensors. *Smart Materials and Structures*, **11**(3): 396–403.
- Li, H.-N., Dong-Sheng, L., y Gang-Bing, S. (2004). Recent applications of fiber optic sensors to health monitoring in civil engineering. *Engineering Structures*, **26**(11): 1647–1657.
- Maiman, T. H. (1960). Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, **187**: 493 – 494.
- Malo, B., Hill, K., Bilodeau, F., Johnson, D., y Albert, J. (1993). Point-by-point fabrication of micro-bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques. *Electron. Lett.*, **29**: 1668–1669.
- Martinez, M. R. (2008). *Investigación y Desarrollo de un Sensor de Fibra Óptica Distribuido para la Detección de Vibraciones*. Tesis de maestría, CICESE, páginas 92.
- Measures, R. M. (2001). *Structural Monitoring with Fiber Optic Technology*. Jonh Wiley, San Diego, páginas 716.
- Meltz, G., Morey, W., y Glenn, W. (1989). Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Optics Letter*, **14**(15): 823–825.
- Mendel, L. y Wolf, E. (1995). *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, páginas 1166.
- Meng, Z., Hy, Y., Xiong, S., y Stewart, G. (2005). Phase noise characteristics of a diode-pumped nd:yag laser in an unbalance fiber-optic interferometer. *Applied optics*, **44**(17): 3425–3428.
- Márquez, I. B. (2004). *Estudio y Desarrollo de Redes de Grandes de Sensores Basados en Rejillas de Bragg*. Tesis de doctorado, CICESE, páginas 161.



- Murillo, B. F. (2005). *Técnica de Interrogación Sincrona para Detección y Localización de Rejillas de Bragg de Baja Reflectancia*. Tesis de doctorado, CICESE, páginas 124.
- Nakazawa, M. (1983). Rayleigh backscattering theory for single-mode optical fibers. *Opt. Soc. Am.*, **73**(9): 1175–1180.
- Nunes, C. S., Olivieri, B. S., Kato, C. C., Valente, C. G., y Braga, M. B. (2007). Fbg sensor multiplexing system based on the tdm and fixed filters approach. *Sensors and Actuators A: Physical*, **138**(2): 341–349.
- Okawara, C. y Saijyou, K. (2007). Fiber optic inteferometric hydrophone using fiber bragg grating with time division multiplexing. *Acoustical Science and Technology*, **28**(1): 39–42.
- Oscroft, G. (1987). Intrinsic fibre optic sensors. *SPIE*, **734**: 207–213.
- Pacheco, E., Mendieta, J., y Soto, H. (2002). Caracterización de propiedades espectrales de un láser de semiconductor, mediante análisis en tiempo y frecuencia. *Congreso Nacional de Instrumentación. Mérida, México*, (17EPC50).
- Papoulis, A. (1962). *The Fourier integral and its applications*. McGraw-Hill, páginas 318.
- Sakai, I. (1986). Frequency-division multiplexing of optical-fibre using a frequency-modulated source. *Journal Optical and Quantum Electronic*, **18**(4): 279–289.
- Sandbank, P. (1980). *Optical Fiber Communication Systems*. Jonh Wiley, páginas 347.
- Shlyagin, M., Miridonov, V., Tentori, D., y Castillo, J. (1997). Twin grating-based interferometric fiber sensor. *Optical Fiber Sensors. Williamsburg, Virginia*, (OThC17).
- Shlyagin, M. G., Miridonov, S. V., Spirin, V. V., Márquez, B. I., Kukushkin, S., Kulikov, V., y Belotitskii, V. (2006). Fiber bragg grating sensor for distributed detection and localization of gasoline leaks. *Optical Fiber Sensors. Cancún, Mexico*, (ThE50).
- Tennyson, R. C., Mufti, A. A., Rizkalla, S., Tadros, G., y Benmokrane, B. (2001). Structural health monitoring of innovative bridges in canada with fiber optic sensors. *Smart Mater. Struct.*, **10**: 560–573.
- Udd, E. (1991). *Fiber Optic Sensor An Introduction for Engineers and Scientists*. Wiley-Interscience Publication, páginas 492–900.

## Apéndice A

# Propiedades de la Convolución y Correlación

### A.1 Integral de Convolución

La convolución para dos funciones  $f(t)$  y  $g(t)$  se denota por  $f(t) * g(t)$ , se define como la integral del producto de ambas funciones después de que una sea invertida y desplazada una distancia  $\tau$ , esto es (Papoulis, 1962):

$$z(t) = (f * g)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau)g(t - \tau)d\tau. \quad (43)$$

El rango de integración dependerá del dominio sobre el que estén definidas las funciones.

#### A.1.1 Propiedades de la Convolución

- Conmutatividad

$$f(t) * g(t) = g(t) * f(t). \quad (44)$$

- Distributividad

$$f(t) * (g(t)_1 + g(t)_2 + \dots) = (f(t) * g(t)_1) + (f(t) * g(t)_2) + \dots \quad (45)$$

- Asociatividad con multiplicación escalar

$$a \cdot (f(t) * g(t)) = (a(t) \cdot f(t)) * g(t) = f(t) * (a \cdot g(t)), \quad (46)$$

para todo número complejo o real  $a$ .

- Teorema de convolución

$$\mathcal{F} \{f(t) * g(t)\} = (\mathcal{F} f(t)) \cdot (\mathcal{F} g(t)), \quad (47)$$

donde  $\mathcal{F}$  denota la transformada de Fourier.

- Convolución con la función Impulso

$$f(t) * \delta(t) = f(t), \quad (48)$$

$$f(t) * \delta(t - t_o) = f(t - t_o), \quad (49)$$

$$f(t - t_1) * \delta(t - t_o) = f(t - t_o - t_1), \quad (50)$$

donde  $\delta(t)$  es el impulso unitario.

## A.2 Teorema de la Correlación

Otra integral importante en aplicaciones físicas y teóricas es la integral de correlación.

La correlación es utilizada para la detección de patrones, ya que, bajo ciertas restricciones, el valor de la correlación de un patrón consigo mismo o una referencia (autocorrelación) es mayor que el de la correlación con cualquier otro patrón. Es decir, es una

medida de la similitud entre dos señales. La integral de correlación se puede escribir como (Papoulis, 1962):

$$C_{fg} = (f \star g)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau)g(t + \tau)d\tau. \quad (51)$$

Un caso especial cuando  $f(t)$  o  $g(t)$  son una función par, la función de convolución y correlación son equivalentes; esto es porque la función par y su imagen espejo son idénticas, es decir  $g(\tau) = g(-\tau)$ , en este caso el procedimiento del calculo de la convolución es idéntico al de la correlación.

### A.2.1 Propiedades de la correlación

- La correlación cruzada de dos funciones  $f(t)$  y  $g(t)$  es equivalente a la convolución de  $f^*(-t)$  y  $g(t)$

$$f(t) \star g(t) = f^*(-t) * g(t), \quad (52)$$

donde la función  $f(t)$  es una función Hermitania es decir,  $f(-t) = f^*(t)$ . Entonces si  $f(t)$  o  $g(t)$  es una función par

$$f(t) \star g(t) = f(t) * g(t). \quad (53)$$

- Transformada de Fourier

$$\mathcal{F} \{f(t) * g(t)\} = (\mathcal{F} \{f(t)\})^* \cdot \mathcal{F} \{g(t)\} \quad (54)$$

si  $f(t) = g(t)$  entonces

$$\begin{aligned}\mathcal{F}\{f(t) * f(t)\} &= (\mathcal{F}\{f(t)\})^* \cdot \mathcal{F}\{f(t)\} \\ &= |\mathcal{F}f(t)|^2.\end{aligned}\tag{55}$$

A la ecuación 55 se le conoce como *Teorema de Wiener-Khintchine*. El cual establece, que la densidad de potencia espectral (PSD) de un proceso aleatorio estacionario es la transformada de Fourier de la correspondiente función de autocorrelación.

## Apéndice B

### Funcionamiento de las Rejillas de Bragg

El siguiente análisis es usado para rejillas de Bragg uniformes donde los planos de la rejilla son perpendiculares a la dirección de propagación de la onda dentro de la guía de onda o fibra óptica. El análisis esta basado en el uso de un solo modo, y en fibras ópticas de índice escalón. Aunque es un análisis simple permite entender el funcionamiento de las rejillas de Bragg. Para determinar la longitud de onda central reflejada por una rejilla de Bragg uniforme se usa el principio de conservación de energía y de momento. Para que exista conservación de energía no puede haber cambio en la frecuencia como consecuencia de reflexiones en los planos de la rejilla. Para la conservación de momento la suma del vector de onda incidente  $k_i$  y el vector de onda de la rejilla  $K$  debe ser igual al vector de onda de la onda reflejada  $k_r$ .

$$k_i + K = k_r \quad (56)$$

Cuando la condición de Bragg es satisfecha  $k_r = -k_i$  y la ecuacion 56 puede ser escrita como

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} + \frac{2\pi}{\Lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}, \quad (57)$$

simplificando la ecuación 57 se obtiene la relación entre la longitud de onda de Bragg, el índice de refracción efectivo y el periodo de la rejilla

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (58)$$

donde  $\lambda_B$  es la longitud de onda de Bragg,  $\Lambda$  es el periodo de la rejilla y  $n_{eff}$  el índice de refracción efectivo de la guía de onda o fibra óptica.

Esta simple relación no proporciona ninguna información sobre la amplitud de banda de la respuesta como filtro o la amplitud de la reflexión de la rejilla. El método más común para determinar esta información es el uso de la teoría de modos acoplados que es usada para rejillas uniformes como para rejillas con estructuras diferentes.

Cuando la dirección de propagación es a lo largo del eje  $z$ , el perfil del índice de refracción,  $n(z)$ , a lo largo de la rejilla de Bragg esta descrito por

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}}(z) [1 + \cos(Kz)], \quad (59)$$

donde  $\overline{\delta n_{eff}}$  es el promedio de perturbación del índice de refracción sobre el período de la rejilla.

Basado en esta descripción, se puede mostrar que la variación de la reflectividad de la rejilla esta dada por (Erdogan, 1997)

$$r = \frac{\sinh^2 \left( L \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \right)}{\cosh^2 \left( L \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \right) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}}, \quad (60)$$

donde  $L$  indica el largo de la rejilla  $\kappa$  y  $\hat{\sigma}$  son coeficientes de acoplamiento. Más específicamente

$$\kappa = \frac{\pi \overline{\delta n_{eff}}}{\lambda}, \quad (61)$$

$$\hat{\sigma} = \delta + \sigma, \quad (62)$$

donde

$$\sigma = \frac{2\pi\overline{\delta n_{eff}}}{\lambda} \quad (63)$$

y

$$\delta = 2\pi n_{eff} = \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_D} \right). \quad (64)$$

El factor  $\delta$ , es obtenido de la diferencia entre la longitud de onda de propagación  $\lambda$  y la longitud de onda para la cual esta diseñada la rejilla,  $\lambda_D = 2n_{eff}\Lambda$  para una rejilla infinitamente débil. De la ecuación 60 se puede calcular la máxima reflectividad como

$$r_{max} = \tanh^2(\kappa L), \quad (65)$$

y que ocurre a

$$\lambda_{max} = \left( 1 + \frac{\overline{\delta n_{eff}}}{n_{eff}} \right) \lambda_D. \quad (66)$$