

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Programa de Posgrado en Ciencias
en Óptica**

**Investigación y desarrollo de un sensor distribuido de fibra
óptica basado en reflectometría de correlación coherente
para la detección de vibraciones**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Doctor en Ciencias

Presenta:

Luis Antonio Arias Castro

Ensenada, Baja California, México

2015

Tesis defendida por

Luis Antonio Arias Castro

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Mikhail Shlyagin
Director del Comité

Dr. Serguei Miridonov

Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez

Dr. Anatoly Khomenko

Dr. César Cruz Hernández

Dr. Evgeny Kuzin



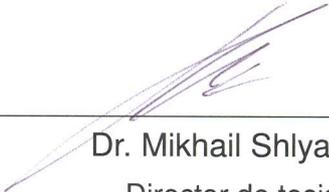
Dr. Pedro Negrete Regagnon
Coordinador del Programa de Posgrado en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez
Directora de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta Luis Antonio Arias Castro como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Óptica.

Investigación y desarrollo de un sensor distribuido de fibra óptica basado en reflectometría de correlación coherente para la detección de vibraciones

Resumen aprobado por:



Dr. Mikhail Shlyagin

Director de tesis

Presentamos el estudio de una técnica novedosa para sensores de fibra óptica capaz de detectar y localizar vibraciones de forma distribuida a lo largo de una fibra. El sensor presentado en esta tesis está basado en la reflectometría óptica de correlación. La técnica de reflectometría de correlación puede medir la distribución del coeficiente de reflexión a lo largo de una fibra óptica haciendo el cálculo de la función de correlación cruzada entre la señal óptica de prueba (referencia) y la señal que regresa de la fibra óptica por reflexiones o/y por retroesparcimiento. Para un mejor funcionamiento del sensor, la señal de prueba debe de ser una función verdaderamente aleatoria. Para la detección de vibraciones, utilizamos la luz de prueba con cierta longitud de coherencia, esta resulta modulada en el tiempo por la reflectancia de los segmentos de la fibra óptica que son afectados por las vibraciones. Para generar una señal óptica aleatoria de prueba proponemos utilizar el ruido cuántico de fase de la luz láser. Como fuente óptica utilizamos un diodo láser DFB operando en régimen de onda continua sin ninguna modulación externa. Para generar la señal de prueba utilizamos un interferómetro con una diferencia de caminos ópticos mucho más grande de la longitud de coherencia de la luz láser. La señal generada tiene una naturaleza realmente aleatoria y su función de autocorrelación resulta apropiada para ser aplicada en el sensor basado en la reflectometría óptica de correlación. Para la detección de vibraciones, buscamos variaciones en el tiempo de la amplitud de la función de correlación cruzada. Presentamos un análisis teórico y desarrollamos un modelo numérico del sensor, que incluye un modelo apropiado de la fuente óptica con ruido de fase, la distribución de los reflectores sobre la fibra óptica y el procesamiento de las señales. Comparamos los resultados del modelo numérico con los resultados experimentales. Experimentalmente verificamos el funcionamiento del sensor propuesto utilizando rejillas de Bragg de ultra-baja reflectancia grabadas en fibras ópticas de telecomunicaciones estándar y también el fenómeno del retroesparcimiento de Rayleigh. Finalmente, presentamos experimentalmente algunas de las aplicaciones en la que el sensor puede ser útil. Por ejemplo la medición de deformación o tensión en fibras ópticas utilizando rejillas de Bragg de baja reflectancia, detección y localización de fallas en sistemas WDM, detección y localización de fugas de gasolina, etc.

Palabras Clave: Reflectometría de correlación, sensor de fibra óptica, sensor distribuido, rejillas de Bragg, ruido de fase.

Abstract of the thesis presented by Luis Antonio Arias Castro as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Doctor in Sciences in Optics.

Research and development of a distributed optical fiber sensor based on coherent correlation reflectometry for detecting vibrations

Abstract approved by:



Dr. Mikhail Shlyagin

Thesis director

We present a study of a novel technique for optical fiber sensors capable for detection and localization of vibrations distributed along an optical fiber. The sensor presented in this thesis is based on methods of optical correlation reflectometry. A correlation reflectometry technique can measure distribution of reflection coefficient along the optical fiber by calculating the cross-correlation function between a probe optical signal (reference) and the signal returned back due to reflections or/and back-scattering from the fiber under the test. To obtain the best sensor performance, the probe signal should be a truly random function. For detecting vibrations, we used the probe light with certain length of coherence, this is modulated in time by the reflectance of the optical fiber segments that are affected by vibrations. To generate truly random optical signals, we proposed to use quantum phase fluctuations of laser light. As an optical source, we utilized a DFB diode laser operating in CW regime without any modulation or optical feedback. Random probe signal are generated an imbalanced interferometer was used with optical path difference much longer than the coherence length of the laser light. Generated signals were found to be a truly random nature and its autocorrelation function was appropriate for sensors based on correlation reflectometry. For detection of vibrations, one has to look for variations in time of the amplitude of the cross-correlation function. We present a theoretical analysis of the sensor and developed a numerical model of the sensor, including a correct model for simulation of the laser phase noise, a model for Rayleigh backscattering and Bragg grating reflections in the fiber and signal processing. The computer simulated results for the sensor were compared with results of the experiments. In proof-of-concept experiments, we used fiber Bragg gratings of ultra-weak reflectivity written in the standard telecom fiber as well as Rayleigh scattering. Finally, we demonstrated in experiment a suitability of the developed sensor for some other applications in addition to detection and localization of vibrations. For instance, measurement of mechanical deformations (tension) in optical fibers using fiber Bragg gratings, detection and localization of faults in fiber-optic WDM systems, detection and localization of gasoline leaks, etc.

Keywords: Correlation reflectometry, optical fiber sensor, distributed sensor, fiber Bragg gratings, phase noise.

Dedicatoria

A mi mamá quien siempre me apoyo.

A mis abuelitos quienes no pudieron ver concluido este trabajo, pero siempre están conmigo.

A mi hermosa novia Angelita, por todo el cariño que siempre me ha dado.

Agradecimientos

A mi asesor el Dr. Shlyagin quien dedico mucho tiempo para que este trabajo fuera concluido con éxito y por su gran paciencia para soportarme tantos años. Al Dr. Miridonov por sus aportaciones para esta tesis. A todo el comité de tesis por su tiempo dedicado a este trabajo y sus comentarios que fueron de gran utilidad.

A mi novia Angelita Viridiana por aguantar al peor novio del mundo, pero aun así siempre lo apoyo.

A mis amigos del “*Drink team*” Alma, Sergio y Erick por los incontables momentos de alegría y su gran amistad.

Al CICESE no solo por brindarme una formación académica, sino además por darme la oportunidad de conocer a grandes personas y amigos. Mencionarlos a todos sería imposible, pero los recordare por siempre siempre. Gracias por su gran amistad.

A todos los investigadores, personal técnico y administrativo del departamento de óptica, gracias por su importante servicio, acertadas sugerencias y consejos.

Al CONACyT por su apoyo económico.

Tabla de contenido

	Página
Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras	ix
Lista de tablas	xv
1. Introducción	1
1.1. Introducción	1
1.2. Objetivo general	2
1.3. Contenido de la tesis	2
2. Sensores distribuidos de fibra óptica	4
2.1. Sensores de fibra óptica	4
2.2. Efectos ópticos utilizados en SFO para realizar mediciones de magnitud de perturbaciones externas	7
2.2.1. Efecto elasto-óptico	7
2.2.2. Efecto termo-óptico	9
2.2.3. Esparcimiento de luz en fibras ópticas	9
2.2.3.1. Retroesparcimiento de Rayleigh	10
2.2.3.2. Esparcimiento Raman	12
2.2.3.3. Esparcimiento Brillouin	13
2.3. Técnicas interferométricas de sensado	16
2.3.1. Sensores interferométricos de fibra óptica	17
2.3.2. Rejillas de Bragg en fibras ópticas	19
2.3.2.1. Sensibilidad de las rejillas de Bragg a la temperatura	21
2.3.2.2. Sensibilidad de las rejillas de Bragg a la tensión	21
2.4. Métodos de localización para sensores distribuidos y multiplexados	22
2.5. Sensores multiplexados	22
2.5.1. Multiplexión en el Dominio del Tiempo (TDM)	22
2.5.2. Multiplexión por División de Longitud de Onda (WDM)	24
2.6. Sensores distribuidos	25
2.7. Principio de funcionamiento del OTDR	26
2.7.1. Régimen de un solo Pulso	26
2.7.2. Régimen con códigos (OTDR de correlación)	28
2.7.3. OTDR y esparcimiento de Rayleigh	29
2.8. Sistemas OTDR	31
2.8.1. OTDR coherente	31
2.8.2. OTDR sensible a la fase	32
2.8.3. OTDR de correlación	34
2.8.4. Sistemas digitales de códigos para OTDR	34
2.8.5. Sistemas analógicos para OTDR	38
2.8.5.1. Correlación de señales ópticas caóticas	38

2.8.5.2.	Conversión de ruido de fase en ruido de intensidad	40
2.9.	Conclusiones	41
3.	Descripción del sensor	42
3.1.	Ruido de fase del diodo láser para generar señales de prueba	42
3.2.	Descripción del funcionamiento del sensor de correlación	44
3.3.	Relación señal a ruido del sensor de correlación	49
3.4.	Interferómetros para generar la señal de prueba e interferómetros como sensores	52
3.4.1.	Interferencia de una onda con ruido de fase con su réplica retrasada	54
3.5.	Configuraciones de sensado para el sensor de correlación	57
4.	Modelo numérico del sensor	60
4.1.	Modelo del sensor de correlación	60
4.1.1.	Modelo de la luz del diodo láser DFB	61
4.1.2.	Modelo de la respuesta de la fibra	66
4.1.3.	Propagación de las ondas en el sensor	67
4.1.4.	Procesamiento de las señales	69
4.2.	Simulación sensor incoherente	69
4.3.	Simulación sensor coherente o sensible a la fase	72
4.3.1.	Simulación de la detección de vibraciones con la configuración coherente	73
4.3.2.	Simulación sensor interferométrico verdaderamente distribuido	75
4.4.	Simulación sensor distribuido en base de esparcimiento de Rayleigh	77
5.	Resultados experimentales	80
5.1.	Configuración experimental del sensor de correlación	80
5.2.	Caracterización y selección de componentes	83
5.2.1.	Fuente óptica: Láser	83
5.2.2.	Controlador de corriente de bombeo	83
5.2.3.	Ruidos en el sistema	86
5.2.4.	Ruido eléctrico en el sistema (interferencia electromagnética)	87
5.2.5.	Control de coherencia de la luz del diodo láser	89
5.2.6.	Modulación directa del láser	89
5.2.7.	Control de la corriente de bombeo del láser	91
5.3.	Programa para la adquisición de datos y procesamiento de señales	93
5.4.	Resultados para la configuración incoherente	95
5.5.	Resultados para la configuración coherente	99
5.5.1.	Multiplexión de interferómetros en base de rejillas de Bragg	99
5.5.2.	Detección de vibraciones con interferómetros	101
5.5.3.	Detección distribuida y localización de perturbaciones vibratorias (dinámicas)	106
5.6.	Posibles aplicaciones del sistema de reflectometría de correlación	112
5.6.1.	Medición de espectros de reflectancia	112
5.6.2.	Medición de deformación o tensión	114
5.6.3.	Sistema de correlación con dos longitudes de onda	116
5.6.4.	Detección y localización de falla en sistemas WMD	118
5.6.5.	Detección y localización de fugas de gasolina	120

6. Conclusiones	127
6.1. Conclusiones	127
6.2. Trabajo a futuro	128
Lista de referencias bibliográficas	129
A. Ruido de fase	138
B. Trabajos presentados	141
C. Modelo numérico del sensor	143

Lista de figuras

Figura	Página
1.	Esquema de la configuración de un sensor de fibra óptica básico. 4
2.	Sensores de fibra óptica distribuidos. (a) Con base a esparcimiento de luz en fibras ópticas y (b) con base en reflectores multipunto formados por rejillas de Bragg (Traducido de Adachi, 2008, p. 329). 6
3.	Espectro de luz retroesparcida en fibras ópticas por diferentes mecanismos (Imagen modifica de Adachi, 2008, p. 329). 10
4.	Esparcimiento de Rayleigh dentro de la fibra óptica. 11
5.	Diagrama a bloques para ROTDR. (Traducido de Adachi, 2008, p. 330) . . . 12
6.	En (a) el diagrama a bloques para un BOTDR (Tomado de Thévenaz, 2010, p. 330) y en (b) principio de funcionamiento del BOTDR para la detección y localización de tensión o temperatura (Tomado de Adachi, 2008, p. 330). . . 16
7.	Interferómetros de fibra óptica tipo (a) Sagnac, (b) Mach-Zender, (c) Michelson, (d) Fezeau y (e) resonador de anillo, utilizados como sensores. . . 17
8.	Rejilla de Bragg en fibras ópticas. 20
9.	Esquema de un sensor básico de rejillas de Bragg con opción de detección de la señal reflejada o transmitida. 20
10.	Principio de funcionamiento de la multiplexión en el dominio del tiempo (TDM). 24
11.	Esquema de la multiplexión por longitud de onda (WDM) para sensores de rejillas de Bragg. 25
12.	Selección de la ventana espectral ocupada por cada sensor en un arreglo de rejillas multiplexados por división de longitud de onda (WDM). 25
13.	Modelo de un refractómetro óptico para el análisis del OTDR. 27
14.	Diagrama a bloques de un refractómetro óptico en el dominio del tiempo y ejemplo de una traza obtenida con OTDR en un enlace de fibra óptica (Modificado de Acosta and David, 2014, p. 55). 30
15.	(a) Configuración experimental para la caracterización del OTDR sensible a la fase. (b) Principio de funcionamiento del OTDR sensible a la fase para la detección de intrusos (imágenes tomadas de Juárez <i>et al.</i> (2005)). . . . 33
16.	Autocorrelación de códigos complementarios: (a) y (b) son las funciones de autocorrelación individuales de cada código generado, (c) es la suma de las funciones de autocorrelación. (Gráficas tomadas de Nazarathy <i>et al.</i> , 1989, p. 27). 35

17.	(a) Diagrama esquemático del OTDR basado en correlación utilizando una señal de modulación de pseudo ruido. (b) Diagrama esquemático de la prueba de funcionamiento para evaluar en OTDR basado en correlación en sistemas TDM PON de 64 canales. (Diagramas tomados de Shim <i>et al.</i> , 2012, p. 4923).	36
18.	Medición hecha con el OTDR basado en correlación para un enlace óptico TDM PON de 64-canales. (Gráfica tomada de Shim <i>et al.</i> , 2012, p. 4925). . .	37
19.	Configuración experimental para reflectómetro caótico de correlación óptico en el dominio de tiempo (diagrama tomado de Wang <i>et al.</i> , 2008, p. 1636). . .	38
20.	(a) Detección experimental de reflectores simples localizados a 46.1, 90.3 y 140.2 m de distancia del CCOTDR, respectivamente. (b) Detección de dos reflexiones. (c) Resolución espacial de 6 cm. (Gráficas tomadas de Wang <i>et al.</i> , 2008, p. 1637).	39
21.	Relación entre el ancho de banda de la señal de prueba y la resolución espacial del sistema. (Gráficas tomadas de Arias Castro, 2009, p. 48). . . .	40
22.	Conversión de fluctuaciones de frecuencia en variaciones de intensidad debido a interferencia entre dos señales retrasadas.	44
23.	Propagación de las ondas dentro del sensor.	45
24.	Ilustración del ruido de correlación. En (a) una realización para la señal de referencia y en (b) su función de autocorrelación.	50
25.	Potencia promedio a la salida de un interferómetro para diferentes retrasos de fase entre los haces que interfieren. Tiempo de retraso normalizado sobre el tiempo de coherencia.	53
26.	Desviación estándar de la potencia óptica en la salida del interferómetro desbalanceado debido al ruido de fase. El tiempo de retraso fue normalizado con respecto al tiempo de coherencia.	56
27.	Relación entre potencia óptica promedio y su desviación estándar para diferentes tiempos de retraso.	57
28.	Diferentes tipos de configuraciones de la fibra para el sensor de reflectometría de correlación. (a) Red de sensores puntuales (sensor incoherente), (b) red de sensores interferométricos multiplexados (sensor coherente), (c) red de interferómetros para detección totalmente distribuida y localización discreta y (d) sensor distribuido basado en esparcimiento de Rayleigh . . .	58
29.	Diagrama a bloques del sensor de reflectometría de correlación utilizado para el desarrollo del modelo computacional.	61
30.	Ruido de fase sumado a la fase central o promedio de la emisión estimulada. El ruido adicional agregado causa una fase aleatoria (ruido de fase). . .	62

31. En (a) la función de autocorrelación en función del tiempo de coherencia, Ecuación 70 y en (b) el espectro de potencia calculado utilizando la ecuación 73. El tiempo y la frecuencia en estas gráficas son mostrados en unidades relativas.	65
32. Resultado de la simulación del ruido de fase en la fuente óptica como un movimiento browniano.	66
33. Señal reflejada por la fibra. Cada reflector refleja un par de ondas que provienen del interferómetro fuertemente desbalanceado.	67
34. Diagrama de flujo para la simulación del sensor basado en reflectometría de correlación.	68
35. Función de autocorrelación de la señal de prueba simulada para un ancho de banda de la señal generada de 2 MHz.	70
36. Distribución de reflectores sobre la fibra utilizados para la simulación del sensor incoherente. Aquí R_1 , R_2 , R_3 y R_4 son espejos acromáticos.	71
37. Resultado de la simulación del sensor incoherente utilizando 4 espejos acromáticos. La señal de referencia tiene un ancho espectral de 2 MHz y tiempo promediado es de 10.4 msec.	71
38. Distribución de reflectores para la simulación del sensor coherente. Cada interferómetro es formado por dos puntos de reflexión separados por 1 m. La separación entre interferómetros es 50 m.	73
39. Resultado de la simulación del sensor coherente utilizando un arreglo de 14 interferómetros formados con reflectores parciales. La reflectancia de cada interferómetros se escogió utilizando los resultados experimentales mostrados en la Figura 55. Ancho de banda 2 MHz y tiempo de promediación 5.24 msec.	73
40. Detección simultanea de vibraciones con dos interferómetros formados por reflectores parciales. La gráfica muestra las variaciones de la función de correlación en función del tiempo para tres interferómetros.	75
41. Esquema utilizado para la simulación verdaderamente distribuida utilizando interferómetros formados por reflectores parciales con una separación de 5 m.	76
42. Función de correlación cruzada para la simulación del arreglo de la Figura 41. El ancho de banda de la señal generada es de 7 MHz y el tiempo de promediación 2.62 msec	77
43. Simulación de la respuesta del sensor de correlación al esparcimiento de Rayleigh para una fibra óptica de 5 Km. En la Figura (a), la respuesta sin promediar y en (b) promediando 32 realizaciones de la señal de prueba. . .	79
44. Configuración experimental del sensor de correlación. Dentro del rectángulo punteado rojo, el interferómetro desbalanceado tipo Michelson utilizado para conversión de ruido de fase en ruido de intensidad. Las líneas punteadas indican conexiones eléctricas.	81

45. Esquema del arreglo para comparar los efectos del ruido en la corriente de bombeo en la señal generada por la conversión del ruido de fase en ruido de intensidad.	84
46. Comparación entre las señales generadas por la conversión del ruido de fase en ruido de intensidad, para controladores de corriente de bombeo con diferentes niveles de ruido. (a) espectros eléctricos de la señal en el fotodetector, en (b) las funciones de autocorrelación para ambas señales. .	85
47. Función de correlación cruzada entre los canales de referencia y de señal en ausencia de luz (ruido de oscuridad).	86
48. Funciones de correlación del ruido de oscuridad. En (a) y (b) las funciones de autocorrelación de la señales eléctricas generadas por el ruido de oscuridad en los fotodetectores de referencia y de señal respectivamente. En (c) la función de correlación cruzada entre ambos fotodetectores.	88
49. Comparación entre las señales generadas por el interferómetro desbalanceado, con y sin modulación externa. En (a) la comparación entre los espectros y en (b) las funciones de autocorrelación.	91
50. En la subfigura (a) los espectros normalizados de la señal generada para diferentes corrientes de bombeo del diodo láser para un ancho de banda entre 0.05 – 20 MHz y en (b) las funciones de autocorrelación para las misma señales.	93
51. Diagrama a bloques del programa de adquisición de datos desarrollado en LabVIEW.	94
52. Esquema experimental de la fibra óptica para el sensor incoherente. R_1 , R_2 , R_3 y R_4 son rejillas de Bragg con reflectancias menores a 0.03 % para $\lambda = 1534.0 \text{ nm}$	96
53. Multiplexión de rejillas de Bragg utilizando el sistema de correlación. En la subfigura (a) la correlación cruzada sin promediar (una sola realización), en la subfigura (b) la correlación cruzada después de promediar 64 realizaciones (10.4 msec).	97
54. Funciones de correlación para dos rejillas separadas por 60 m, cuando a la rejilla de Bragg R_2 se le han aplicado diferentes tensiones.	98
55. Esquema experimental de la fibra óptica para el sensor coherente. Los interferómetros están formados por rejillas de Bragg separadas por 1 m de distancia y 50 m de separación entre interferómetros adyacentes. La reflectancia aproximada de cada rejilla de Bragg es $\approx 0.04 \%$	99
56. Ejemplo de la función de correlación cruzada para la configuración coherente de la fibra óptica mostrada en la Figura 55. Para este ejemplo se han promediado 64 realizaciones de la señal de prueba que equivalen en tiempo a 10.4 msec.	100
57. Arreglo experimental para la perturbación de un interferómetro de 10 metros formados por rejillas de Bragg.	101

58.	(a) La amplitud del pico de correlación producida por la reflexión del interferómetro en condiciones estables en función del tiempo. (b) El espectro de frecuencias de la señal mostrada en 58(a).	103
59.	Interferómetro de 10 metros perturbado con una señal sinusoidal con una frecuencia de 1 Hz. (a) Amplitud de la función de correlación en función del tiempo para la sección de la fibra donde se encuentra el interferómetro (1 Km de distancia), perturbado con una onda sinusoidal de 1 Hz y (b) el espectro de la señal mostrada en 59(a).	104
60.	Espectros de las señales obtenidas a partir de la respuesta de la amplitud de correlación para el interferómetro de 10 metros perturbado por una frecuencia de: (a) 20 Hz y (b) 40 Hz.	105
61.	Arreglo experimental para la detección de vibraciones distribuidas a lo largo de la fibra óptica de manera simultánea.	107
62.	Función de autocorrelación de la señal de prueba generada al aplicar una modulación directa de corriente al láser. El ancho aproximado del pico de autocorrelación a la mitad del pico es de 10 m.	108
63.	Función de correlación cruzada entre la señal de referencia y reflejada para la configuración del arreglo mostrado en la Figura 61.	109
64.	Variación en el tiempo de las amplitudes de la función de correlación para diferentes secciones de la fibra. En azul, para un interferómetro aplicando una perturbación, en rojo un interferómetro en condiciones estables y en verde, una sección de la fibra donde no hay interferómetros (esparcimiento de Rayleigh).	110
65.	Variación en el tiempo de las amplitudes de la función de correlación para dos interferómetros perturbados de manera simultánea.	111
66.	Arreglo utilizado para medir el espectro de reflectancia de una rejilla de Bragg. La sintonización del láser se hace mediante la modulación de la temperatura de la cavidad láser.	113
67.	Espectro de una rejilla de Bragg, obtenido utilizando el sensor de reflectometría coherente de correlación.	113
68.	Arreglo para la medición de deformación utilizando el sistema de reflectometría de correlación.	115
69.	Espectros medidos con el sistema de reflectometría de correlación para dos rejillas de Bragg de reflectancia $< 0.04\%$. En azul, los espectros en condiciones estables de ambas rejillas. En rojo los espectros de la rejillas cuando la rejilla R_1 ha sido tensionada (elongación $\approx 0.0007\%$ ($700 \mu\epsilon$)).	116
70.	Desplazamiento del espectro de reflectancia de una rejilla de Bragg utilizando un sistema con dos longitudes de onda. En negro, el espectro de referencia. En rojo el espectro con deformación hacia arriba y en azul con una deformación hacia abajo.	118

71.	Arreglo experimental para detección de fallas en sistemas WDM con el sensor basado en la reflectometría de correlación. La sintonización de cada canal se hace por control de temperatura de la cavidad láser.	119
72.	Detección de esparcimiento de Rayleigh en un sistema WDM utilizando el sensor de reflectometría de correlación. El tiempo total promediado para cada señal es de 2.62 <i>min</i> con un ancho de banda de 14 <i>MHz</i>	120
73.	Arreglo de rejillas de Bragg idénticas dentro de un polímero sensible a gasolina.	121
74.	Principio de funcionamiento del sensor de fugas de gasolinas con rejillas de Bragg idénticas. En (a) los espectros de la rejillas en ausencia de gasolina, en (b) desplazamiento del espectro de una rejilla debido a la expansión del polímero en presencia de gasolina.	122
75.	Respuesta del sensor de correlación para el sensor de fugas de gasolina. En la subfigura (a) retroesparcimiento de Rayleigh cuando no hay eventos de alarma y en (b) la respuesta para una rejilla activada por tensión.	124
76.	Respuesta del sensor de correlación para el sensor de fugas de gasolina. En la subfigura (a) la gráfica para dos eventos de manera simultánea y en (b) la variación de la amplitud del pico de correlación para la rejilla activada por gasolina para tres tiempos diferentes.	125
77.	Respuesta del sensor de correlación para el sensor de fugas de gasolina. (a) Monitoreo del pico de correlación para la sección de la fibra sumergida en gasolina. (b) Desplazamiento del espectro de reflexión de la rejilla mientras se encuentra sumergida en gasolina y en (c) cuando inicia el secado de la gasolina sobre el polímero.	126
A.1.	Diagrama del vector de campo óptico. La figura ilustra el ruido de fase óptico generado debido a eventos de emisión espontánea.	139

Lista de tablas

Tabla

Página

1.	Niveles de ruido para los controladores de corriente LDC500 y LDX-3620.	84
----	---	----

Capítulo 1. Introducción

1.1. Introducción

En los últimos años, los sensores de fibras óptica (SFO) han impulsado el desarrollo de diferentes tecnologías para aumentar sus capacidades en lo que respecta a su resolución espacial y el rango dinámico. Este interés es el resultado de las propiedades, características y aplicaciones de los sensores de fibra óptica. Algunas de estas propiedades resultan de la naturaleza dieléctrica de las fibras ópticas, es decir, ya que a través de ellas no circula una corriente eléctrica los SFO son inmunes a interferencia electromagnética y seguros para su instalación en ambientes explosivos. Sin duda, una de las principales características de los SFO y que los hace más atractivos sobre sensores eléctricos o electrónicos convencionales, es su capacidad de tener cientos o miles de puntos de sensado sobre una misma fibra óptica. Incluso, con algunas técnicas especiales es posible tener un sensado totalmente distribuido sobre toda la longitud de la fibra óptica. La posibilidad de tener un sensado distribuido, hace a los sensores de fibra óptica muy atractivos para aplicaciones en estructuras de grandes dimensiones. Algunos ejemplos de las aplicaciones de los sensores distribuidos de fibras ópticas son: localización de fallas mecánicas o deterioro en estructuras como puentes o edificios, detección y localización de daños y fugas en tuberías, detección y localización de intrusos ilegales en perímetros protegidos, entre muchas otras más.

La característica de sensado distribuido hace a las SFO muy atractivos para diferentes grupos de investigación, los cuales han desarrollado diversos sensores basados en esparcimientos de Brillouin y Raman para la medición de deformación y temperatura (Hartog, 1983; Dakin, 1985; Hartog, 1985; Dakin *et al.*, 1986; Culverhouse *et al.*, 1989; Kurashima *et al.*, 1990; Bao *et al.*, 1994; Parker *et al.*, 1997; Horiguchi *et al.*, 1995a; Bao and Chen, 2011; Bolognini and Hartog, 2013). Sin embargo, debido a que los esparcimientos de Raman y Brillouin son de baja eficiencia, los sensores que utilizan estos esparcimientos como mecanismo de sensado requieren de tiempos de promediación bastantes largos desde algunos segundos hasta incluso algunos minutos. Por lo que estos sistemas no son apropiados para la medición de perturbaciones dinámicas o que varían bastante rápido en el tiempo.

Una alternativa bastante prometedora para la detección de eventos dinámicos es el OTDR

sensible a la fase (Taylor and Lee, 1993; Shatalin *et al.*, 1998). Este sistema utiliza pulsos de luz altamente coherente para detectar y localizar eventos a lo largo de la fibra óptica. El retroesparcimiento de Rayleigh de la luz coherente producido por los diferentes segmentos de la fibra óptica de longitud mucho menor a la resolución espacial del sistema, resulta en la interferencia de muchas ondas provenientes de cada uno de estos segmentos. Como resultado de la interferencia de estas ondas retroesparcidas, la intensidad de la luz en el fotodetector tiene un valor no predecible el cual depende de los parámetros de la luz y del estado de la fibra óptica en cada segmento. En el caso estacionario, cuando no existen cambios de las condiciones en un segmento de la fibra óptica, la intensidad de la luz detectada para este segmento de la fibra no cambia en el tiempo. Cualquier perturbación sobre la fibra, como cambios de temperatura o deformación, resultan en un cambio no predecible entre las fases de las ondas retroesparcidas. Por lo tanto la intensidad de luz en el fotodetector también tiene un cambio no predecible. Utilizando la luz coherente en régimen pulsado es posible no solamente detectar la presencia de perturbaciones, sino también determinar la posición de la perturbación a lo largo de la fibra óptica. En los últimos años esta técnica ha atraído mucho interés por la posibilidad de aplicaciones muy interesantes en sistemas de seguridad y vigilancia, en sistemas de monitoreo de ductos de transportación de hidrocarburos, etc (Ansari, 1993; Li *et al.*, 2004; Juarez *et al.*, 2005; Lu *et al.*, 2010). Estos sistemas requieren pulsos de luz con características muy avanzadas, por ejemplo el contraste o relación de extinción de los pulsos debe de ser muy alta, además los pulsos de luz deben de tener una alta coherencia. Por otra parte, existen límites fundamentales por efectos no lineales que resultan en un límite de las distancias máximas que pueden alcanzar este tipo de sensores pulsados.

1.2. Objetivo general

El objetivo general de esta tesis es el de investigar y desarrollar métodos y técnicas interferométricas para la detección distribuida de vibraciones a lo largo de fibras ópticas, utilizando efectos de retroesparcimiento de Rayleigh y/o reflexiones débiles (rejillas de Bragg).

1.3. Contenido de la tesis

El capítulo 2 de esta tesis está dedicado a dar una introducción general al lector sobre los efectos ópticos utilizados en las fibras ópticas que pueden ser utilizados como transductores para el sensado de variables físicas como la temperatura, tensión, vibraciones, etc. También se presentan los conceptos básicos utilizados en sensores de fibra óptica, así como métodos y técnicas de sensores multiplexados y distribuidos más avanzados y modernos.

En el capítulo 3 describimos el método utilizado para generar una señal adecuada para el sensor basado en reflectometría de correlación y las características que ésta debe de tener. También se hace un análisis sobre el funcionamiento del sensor y se describen las configuraciones en la que el sensor puede trabajar en función de las características de la señal de prueba generada y la configuración de la fibra óptica sensora. Además, se presentan algunas de las ventajas y desventajas del sensor basado en reflectometría de correlación presentado en este trabajo.

El capítulo 4 está dedicado a exponer el modelo computacional y los resultados obtenidos para el sensor de reflectometría de correlación coherente. Se describe el modelo de la fuente óptica del sistema con especial atención en el ruido de fase.

En el capítulo 5 se muestran y se discuten los resultados experimentales del sensor basado en reflectometría de correlación. Se presentan algunos resultados de la caracterización de los elementos utilizados en el sensor. Se muestran resultados para la detección incoherente y coherente utilizando arreglos con rejillas de Bragg como sensores puntuales o formando interferómetros. También, se muestran resultados para el sensor totalmente distribuido utilizando retroesparcimiento de Rayleigh. Finalmente se exponen algunas de las posibles aplicaciones del sensor basado en reflectometría de correlación.

En el capítulo 6 se dan las conclusiones obtenidas con el desarrollo de esta tesis, comentarios finales y trabajo a futuro.

Capítulo 2. Sensores distribuidos de fibra óptica

2.1. Sensores de fibra óptica

Cuando la luz se propaga a través de una fibra óptica, una influencia externa puede afectar las propiedades físicas del segmento de la fibra donde se localiza la perturbación. Los cambios en las propiedades de la fibra afectan directamente los parámetros de la luz. Los cambios en la luz pueden ser medidos y relacionados con un valor y lugar de la influencia externa. Este es el principio básico de funcionamiento de un sensor de fibra óptica. En la Figura 1 se muestra el esquema de un sensor de fibra óptica básico que consta de una fuente de luz, una fibra óptica y un fotodetector, además del procesamiento de las señales.

Las propiedades de luz que se propaga a través de la fibra óptica que pueden ser afectadas por la perturbación externa son: la intensidad, la fase, la polarización, la longitud de onda y el espectro. Los mecanismos por los cuales estas propiedades se ven afectadas por una influencia externa se discuten más adelante. Algunas de las variables físicas que pueden producir cambios en las propiedades físicas de la fibra son la temperatura, la deformación mecánica de la fibra y las vibraciones.

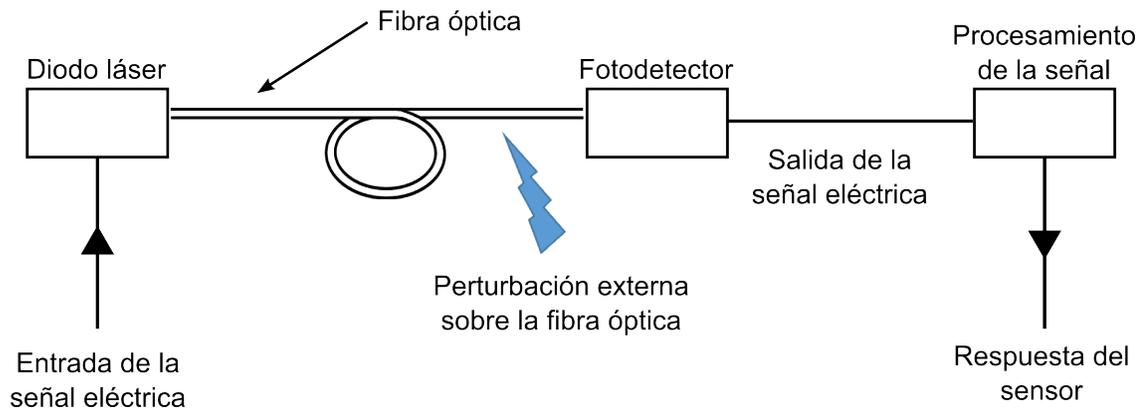


Figura 1: Esquema de la configuración de un sensor de fibra óptica básico.

Los sensores de fibra óptica (SFO) tienen varias ventajas sobre los sensores convencionales. Estas ventajas resultan del hecho de que son fabricados con materiales dieléctricos, por ejemplo de vidrio de sílice. Debido a que no circula una corriente eléctrica a través de los SFO estos son inmunes a interferencia electromagnética y de uso seguro en ambientes peligrosos. Además, en general su tamaño y peso es reducido, tienen una gran flexibilidad geométrica, son de uso robusto, etc. (Giallorenzi *et al.*, 1982;

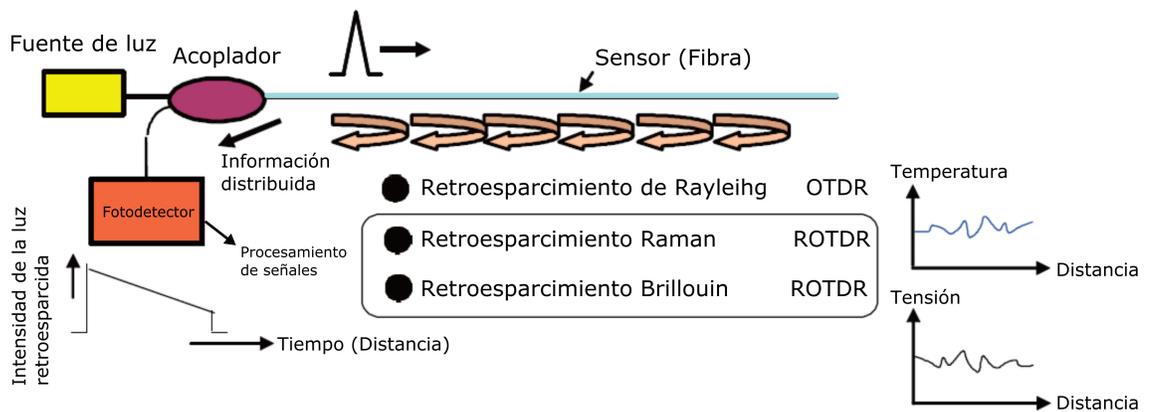
Grattan and Meggitt, 1995; Kersey, 1996) Estas cualidades hace a los sensores de fibra óptica desde su aparición en los años 70, un campo de estudio ampliamente investigado y desarrollado para un sin número de aplicaciones. Algunos de los avances en el área de los sensores de fibra óptica los podemos encontrar en los libros como Kersey and Dakin (1993), Willsch and Kersten (1995), Yin and Ruffin (2002), Fang *et al.* (2012) y en artículos como los presentados por Culshaw (2005), Adachi (2008), Culshaw and Kersey (2008) y Lin *et al.* (2012).

Existen diversos tipos de clasificación para los sensores de fibra óptica. Por su modo de operación los sensores pueden clasificarse como *extrínsecos* e *intrínsecos* (Oscroft, 1987; Gholamzadeh and Nabovati, 2008). En los sensores *extrínsecos* la fibra óptica solo se utiliza como medio para transmitir la luz desde la fuente hasta el lugar de medición (puntos de sensado) y viceversa. En estos sensores la medición no resulta de una modulación de luz debido a cambios en las propiedades de la fibra, sino a cambios introducidos en las propiedades de luz por ejemplo por un cristal o diafragma cuando la luz sale de la fibra óptica. Una vez que la luz es afectada fuera de la fibra por medio de un transductor esta es acoplada nuevamente a la fibra óptica y dirigida hasta el fotodetector. En estos sensores las influencias externas sobre la fibra son causa de ruido y degradación de la señal del sensor. En el caso de los sensores *intrínsecos* la fibra óptica no solo es un medio de transmisión, sino que funciona como un transductor del parámetro físico a medir al alterar sus propiedades ópticas y por lo tanto las propiedades de luz que viaja a través de la fibra.

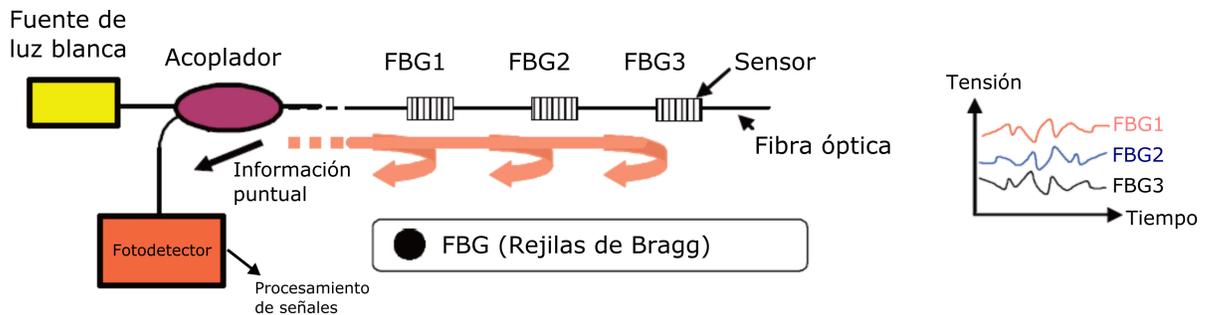
Otra clasificación de los sensores *intrínsecos* de fibra óptica, se basa en la región en el espacio que son capaces de sensar. Entonces, los SFO se pueden clasificar como *sensores puntuales*, *sensores quasi-distribuidos* y *sensores distribuidos* (Grattan and Sun, 2000). Debemos mencionar que un arreglo de sensores puntuales en una fibra óptica, puede funcionar como un sensor quasi-distribuido utilizando una técnica de multiplexión adecuada. Una clasificación más general y que se sirve mejor para el propósito de esta tesis, es clasificar a los SFO como *sensores distribuidos* y *sensores multiplexados*. El concepto de estos dos tipos de sensores se muestra en la Figura 31.

Los esparcimientos de Rayleigh, Raman y Brillouin son utilizados para realizar medi-

ciones distribuidas en fibras ópticas. El esparcimiento de Rayleigh de luz pulsada de baja coherencia es utilizado principalmente en sistemas de telecomunicaciones para caracterizar enlaces de fibra óptica (Reflectómetro óptico en el dominio del tiempo, OTDR), para la localización de atenuaciones y/o pérdidas en la fibra óptica ya sea por conectores, curvaturas, etc. Para la detección de temperatura y tensión son utilizados los esparcimientos producidos por los efectos ópticos Raman y Brillouin respectivamente. Para los sensores multipunto las rejillas de Bragg son usadas comúnmente como los elementos sensores. Las rejillas de Bragg tienen la cualidad de poder formar un sensor con cientos e incluso miles de puntos de sensado en una sola fibra óptica. Para implementar en la práctica esta capacidad, se ha desarrollado diversas técnicas de multiplexión para obtener información de los sensores multipunto formados por rejillas de Bragg. Utilizando una técnica de multiplexión adecuada los sensores multipunto pueden funcionar o comportarse como sensores distribuidos.



(a) Sensor distribuido



(b) Sensor multipunto

Figura 2: Sensores de fibra óptica distribuidos. (a) Con base a esparcimiento de luz en fibras ópticas y (b) con base en reflectores multipunto formados por rejillas de Bragg (Traducido de Adachi, 2008, p. 329).

2.2. Efectos ópticos utilizados en SFO para realizar mediciones de magnitud de perturbaciones externas

Los efectos termo-óptico y elasto-óptico son utilizados para el sensado con fibras ópticas. Ambos efectos resultan en cambios en la fase de la luz a la salida de la fibra óptica bajo una influencia externa. El resultado de estos dos efectos es un cambio en el índice de refracción de la fibra (constante de propagación). Por lo tanto, parámetros de la señal de prueba como la intensidad reflejada, fase, y/o polarización también sufren cambios. En los SFO también se utilizan efectos de esparcimiento de luz como el esparcimiento de Rayleigh y esparcimientos inelásticos de la luz tales como el esparcimiento de Raman y Brillouin. De estos dos últimos se aprovecha su dependencia con la temperatura y deformación mecánica, respectivamente. La sensibilidad de las fibras ópticas a influencias externas se describe en las siguientes secciones.

2.2.1. Efecto elasto-óptico

El efecto elasto-óptico modifica el índice de refracción del material cuando este es sometido a una deformación mecánica. En una fibra óptica el efecto elasto-óptico resulta de aplicar una tensión a la fibra, lo que produce una deformación ϵ en el área del núcleo de la fibra. Esta deformación produce una modulación en el índice de refracción y por lo tanto, un cambio en la fase de la luz que se propaga a través de la fibra. Utilizando interferómetros, la deformación de la fibra puede ser caracterizada por el desplazamiento de las franjas de interferencia. Este es el principio de funcionamiento de algunos sensores para la detección de temperatura y presión (Hocker, 1979).

La fase de luz que se propaga a través de una fibra de longitud L es $\phi = \beta L$, donde β es la constante de propagación para un solo modo. La influencia externa sobre la fibra puede afectar tanto la longitud física de la fibra L como la constante de propagación β . El cambio de fase producido por la deformación de la fibra, $\Delta\phi$, se puede expresar como:

$$\Delta\phi = \beta\Delta L + L\Delta\beta. \quad (1)$$

El primer término representa el cambio físico de la longitud de la fibra debido a la tensión, entonces el efecto por el cambio de la longitud física de la fibra se puede escribir como:

$$\beta \Delta L = \beta \epsilon_z L = -\beta (1 - 2\mu) LP/E, \quad (2)$$

donde ϵ_z es la elongación relativa a lo largo del eje z de la fibra ($\epsilon_z = \frac{\Delta L}{L}$), μ es el coeficiente de Poisson, P la presión sobre la fibra y E el módulo de Young. El segundo término de la ecuación 1 es el cambio de la fase debido al cambio en β que resulta del efecto elasto-óptico, que produce cambios en el índice de refracción efectivo de la fibra. Este cambio se puede escribir como:

$$L \Delta \beta = L \frac{d\beta}{dn} \Delta n. \quad (3)$$

Ahora $\beta = n_{eff} k_0$, donde n_{eff} es un valor efectivo del índice de refracción que corresponde a una constante de propagación de la fibra, en nuestro caso el modo fundamental para la longitud de onda de la luz λ_0 y k_0 es el número de onda $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Como este valor es constante y cercano al valor del índice de refracción del núcleo (la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y la cubierta es de alrededor del 1 %) se puede usar $\beta = nk_0$. Entonces

$$\frac{d\beta}{dn} = \frac{\beta}{n} = k_0. \quad (4)$$

Por lo tanto, para área del núcleo de la fibra óptica el cambio en el índice de refracción efectivo es:

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 [\epsilon (1 - \mu) p_{12} - \mu \epsilon p_{11}], \quad (5)$$

donde p_{ij} son los componentes del tensor elasto-óptico del material del núcleo de la fibra. Para medios isotrópicos homogéneos p_{ij} tiene solo dos valores, p_{11} y p_{12} (Butter and Hocker, 1978). El cambio de fase de la onda de luz por unidad de deformación por unidad de longitud es:

$$\frac{\Delta \phi_\epsilon}{\epsilon L} = \beta \left[1 - \frac{n^3}{2} [p_{12} - \mu (p_{11} + p_{12})] \right] = nk G_\epsilon, \quad (6)$$

donde G_ϵ es el factor estimado por tensión ("strain gauge factor"). Para un fibra óptica monomodo (SMF-28) y una deformación longitudinal, los valores típicos de cambio de fase para $\lambda = 1500 \text{ nm}$, $\Delta \phi_\epsilon = 4.6 \text{ rad}$ para $L = 1 \text{ m}$ y $\epsilon = 10^{-6} \mu\epsilon$.

2.2.2. Efecto termo-óptico

Un cambio en la temperatura en la fibra ΔT resulta en un cambio en la fase de la luz que se propaga a través de ella en $\Delta\phi_T$ debido a dos efectos: el cambio en la longitud física de la fibra debido a la expansión térmica, y al cambio en el índice de refracción inducido por la temperatura. El cambio debido a estos dos efectos se puede escribir como (Hocker, 1979):

$$\frac{\Delta\phi_T}{\Delta T L} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{n}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{dn}{dT} \right), \quad (7)$$

donde $\phi_T = nL2\pi/\lambda$, n es el índice de refracción y λ es la longitud de onda de la luz. En la ecuación 7 los efectos en el cambio en el diámetro de fibra se han despreciado ya que son muy pequeños comparados con el cambio producido por el efecto termo-óptico. Para fibras ópticas de sílice el coeficiente de expansión térmica típicamente es $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = 5 \times 10^{-7}/^\circ C$ y el coeficiente termo-óptico es $\frac{dn}{dT} = 1 \times 10^{-5}/^\circ C$, para fibras de vidrio de sílice con índice de refracción $n = 1.447$ y $\lambda = 1500 \text{ nm}$. El valor típico del cambio de fase debido al efecto termo-óptico para fibras ópticas con las mismas características es $\Delta\phi_T = (41.5 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}) \cdot L \cdot \Delta T$. Por lo tanto, el efecto termo-óptico es dominante en cambios del índice de refracción inducidos por temperatura en vidrios de sílice.

2.2.3. Esparcimiento de luz en fibras ópticas

El esparcimiento de luz en la fibra óptica es el proceso físico por el cual la luz es desviada el material del núcleo de la fibra óptica. Una parte de la luz esparcida es acoplada en un modo de propagación en dirección contraria a la fuente de luz, a esta luz se le llama *retroesparcimiento*. En el proceso de esparcimiento puede o no existir un cambio de energía de los fotones esparcidos. Cuando no existe un cambio de energía se dice que es un proceso elástico y por lo tanto no hay cambio en la frecuencia de la luz esparcida, este es el caso del esparcimiento de Rayleigh. Cuando existe un cambio de energía en los fotones se denomina como un proceso inelástico y resulta en un cambio en la frecuencia de la luz esparcida, este es el caso de los esparcimientos de Raman y Brillouin. En el proceso inelástico, en el que un fotón pierde energía, el fotón resultante tiene una longitud de onda más grande (menor frecuencia) y se conoce como componente Stokes.

Cuando por el contrario el fotón gana energía, este tiene una longitud de onda más corta (mayor frecuencia) y se le conoce como anti-Stokes. La luz esparcida por efecto Raman tiene una diferencia grande en frecuencia comparada con la frecuencia de la luz original entre 10 – 13 THz (Fischer, 1998). Para la luz esparcida por efecto Brillouin para fibras ópticas de vidrio de sílice, la frecuencia es entre 10 – 13 GHz (Fischer, 1998; Horiguchi *et al.*, 1995a). Los coeficientes de cambios de frecuencia por esparcimiento de Brillouin para temperatura y tensión para un longitud de onda de 1.3 μm son de 1.2 MHz/K y 5.8 MHz/ 10^{-4} strain (Horiguchi *et al.*, 1995a). Los cambios en frecuencia de los esparcimientos de luz en fibras ópticas se ilustran en la Figura 3. La aplicación de cada uno de estos mecanismos para la detección distribuida en sensores de fibras ópticas de discutirá en la siguientes secciones de este capítulo.

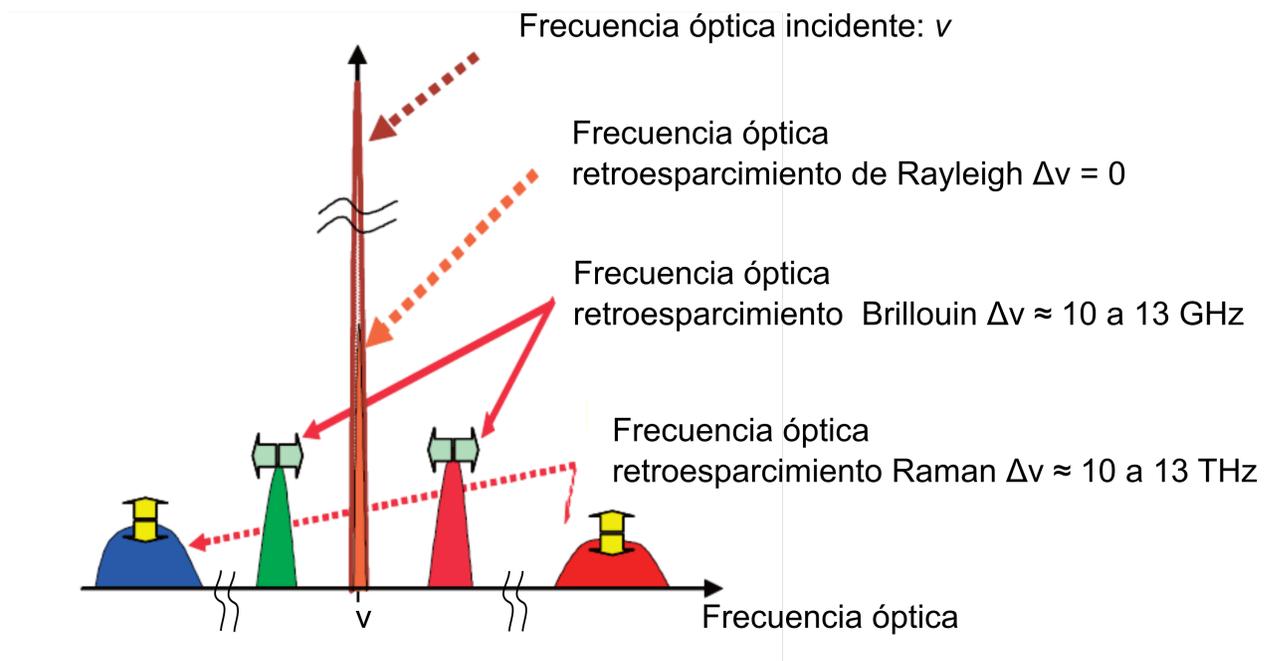


Figura 3: Espectro de luz retroesparcida en fibras ópticas por diferentes mecanismos (Imagen modificada de Adachi, 2008, p. 329).

2.2.3.1. Retroesparcimiento de Rayleigh

El retroesparcimiento de Rayleigh en fibras ópticas se debe a heterogeneidades de tamaño manométrico en el índice de refracción en el núcleo de la 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. Este fenómeno se ilustra en la Figura 4. 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 esta luz esparcida es recapturada y guiada en dirección contraria a la dirección original de la luz. A la suma de todos los campos reflejados se le llama retroesparcimiento de Rayleigh. El esparcimiento de Rayleigh depende muy fuertemente de la longitud de onda de la luz ($\approx 1/\lambda^4$) y es el factor más importante de atenuación en la fibras ópticas modernas.

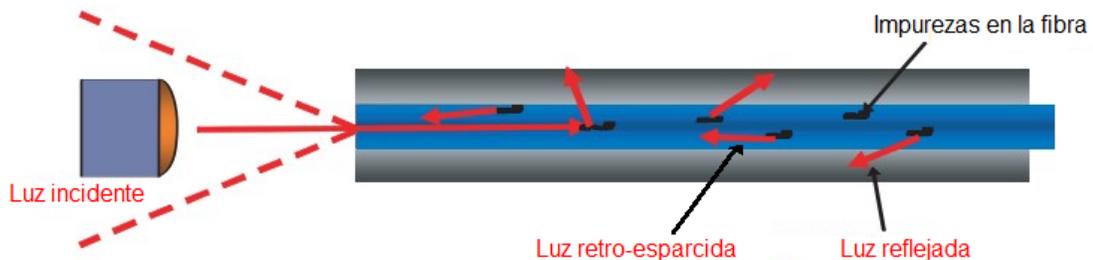


Figura 4: Esparcimiento de Rayleigh dentro de la fibra óptica.

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. Esta respuesta del esparcimiento de Rayleigh a un pulso de luz es utilizado en sistemas de reflectometría óptica en el dominio de tiempo u OTDR (del inglés “*Optical Time Domain Reflectometer*”) para la detección de fallas en enlaces de telecomunicaciones de fibra óptica. Un OTDR puede determinar la atenuación debido a las propias pérdidas de la fibra y a empalmes por fusión y microcurvaturas dentro de un enlace de fibra óptica. Además, puede localizar eventos reflectivos producidos por reflexiones de Fresnel por ejemplo, empalmes mecánicos, conectores y/o roturas de la fibra. Debe resaltarse que el esparcimiento de Rayleigh no es un mecanismo de detección, ya que en materiales sólidos y en particular vidrios la eficiencia del retroesparcimiento de Rayleigh prácticamente no depende de la temperatura o deformación del material. El esparcimiento de Rayleigh produce un “eco distribuido” el cual podría ser utilizado para la localización de los cambios producidos en el índice de refracción en la fibra óptica inducidos por una deformación o cambio de temperatura. El funcionamiento

del OTDR se analiza con más detalle en la sección 2.7.3.

2.2.3.2. Esparcimiento Raman

El esparcimiento Raman es el efecto óptico más usado para la medición o sensado de temperatura de manera distribuida. En los sistemas basados en el efecto Raman un pulso intenso de luz es acoplado a la fibra sensora produciendo esparcimiento Raman espontáneo. Este proceso resulta del intercambio de energía de los fotones con los modos vibracionales de las moléculas en el material del vidrio en el núcleo de la fibra (fonones ópticos) y que dan como resultado fotones esparcidos con diferentes frecuencias (Stokes y anti-Stokes). En general, el cambio de frecuencia por efecto Raman en vidrio de sílice está entre $10 - 13 \text{ THz}$ y depende del material de la composición e impurezas en el medio. Para mediciones de temperatura se utiliza la diferencia entre la dependencia de las componentes de Stokes y anti-Stokes a la temperatura (Dakin *et al.*, 1986). Muchos de los sensores distribuidos de temperatura que utilizan el esparcimiento Raman están basados en el principio del OTDR aplicando filtros apropiados para seleccionar las frecuencias de Stokes y anti-Stokes. El diagrama a bloques para ROTDR se muestra en la Figura 5. La dependencia de la intensidad del esparcimiento de Raman Stokes y anti-Stokes a la

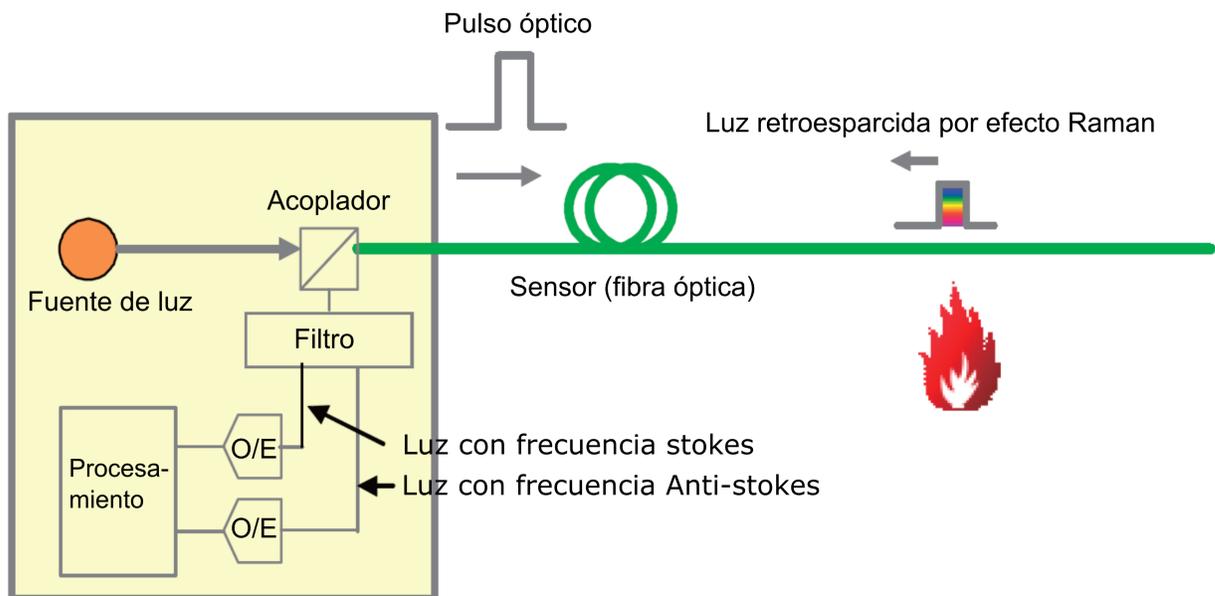


Figura 5: Diagrama a bloques para ROTDR. (Traducido de Adachi, 2008, p. 330)

temperatura está dado por las siguientes ecuaciones (Bolognini and Hartog, 2013):

$$I_s(T) = K_s \cdot \left\{ \frac{1}{\exp\left(\frac{h \cdot \Delta\nu}{k \cdot T}\right) - 1} + 1 \right\}, \quad (8a)$$

$$I_{as}(T) = K_{as} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h \cdot \Delta\nu}{k \cdot T}\right) - 1}, \quad (8b)$$

donde I_s e I_{as} son las intensidades de las componentes de Stokes y anti-Stokes respectivamente, K_s y K_{as} son constantes que representan las pérdidas de cada señal en el sistema óptico, h y k son las constantes de Planck y Boltzman y $\Delta\nu$ el corrimiento Raman de frecuencia. La relación entre la señal de anti-Stokes y Stokes es por lo tanto:

$$\frac{I_{as}(T)}{I_s(T)} = \frac{K_{as}}{K_s} \cdot \exp\left(-\frac{h \cdot \Delta\nu}{k \cdot T}\right) \quad (9)$$

La ecuación 9 es utilizada para eliminar efectos comunes entre ambas señales como pueden ser las pérdidas por propagación y variación en la potencia de entrada. La mayor ventaja de los sensores basados en esparcimiento Raman es que debido a su naturaleza el cambio en la intensidad de las componentes Stokes y anti-Stokes depende solo de la temperatura y prácticamente no depende de la deformación de la fibra. Sin embargo, debido a que el esparcimiento Raman es muy débil se requiere de sistemas complejos para su medición. Los OTDR basados en Raman han sido mejorados utilizando el principio de correlación y pulsos con códigos (Park *et al.*, 2006; Bolognini *et al.*, 2007; Jia *et al.*, 2011), un resumen de los avances más recientes en sistemas basados de Raman se presenta en el trabajo Bolognini and Hartog (2013).

2.2.3.3. Esparcimiento Brillouin

Un mecanismo muy utilizado en sensores de fibra óptica para medición de temperatura y tensión de forma distribuida es el esparcimiento de Brillouin. El esparcimiento Brillouin ocurre cuando una onda de luz al propagarse por un medio (por ejemplo, el vidrio) interactúa con variaciones de densidad (onda acústica o fonón acústico). Como resultado de esta interacción la luz es esparcida inelásticamente, es decir, existe un intercambio de energía entre los fotones y los fonones. Los fotones esparcidos al ganar

o perder energía tienen un cambio de frecuencia conocido como frecuencia de Brillouin (Stokes y anti-Stokes). Este cambio en la frecuencia la luz esparcida por efecto Brillouin cumple la relación (Cotter, 1983):

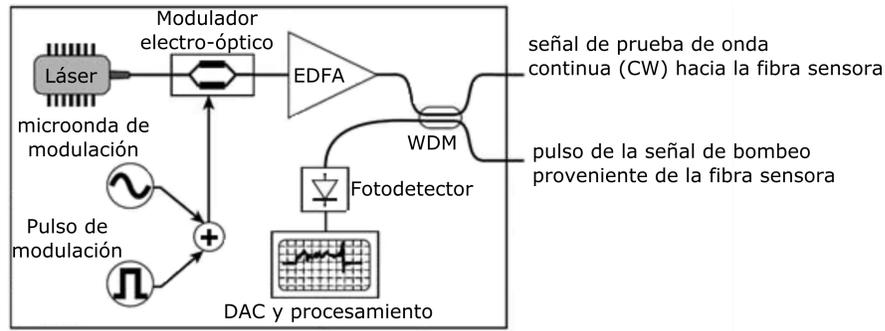
$$\nu_B = \frac{2n\nu_a}{\lambda}, \quad (10)$$

donde n es el índice de refracción del medio, ν_a es la velocidad de la onda acústica y λ la longitud de la onda de la luz.

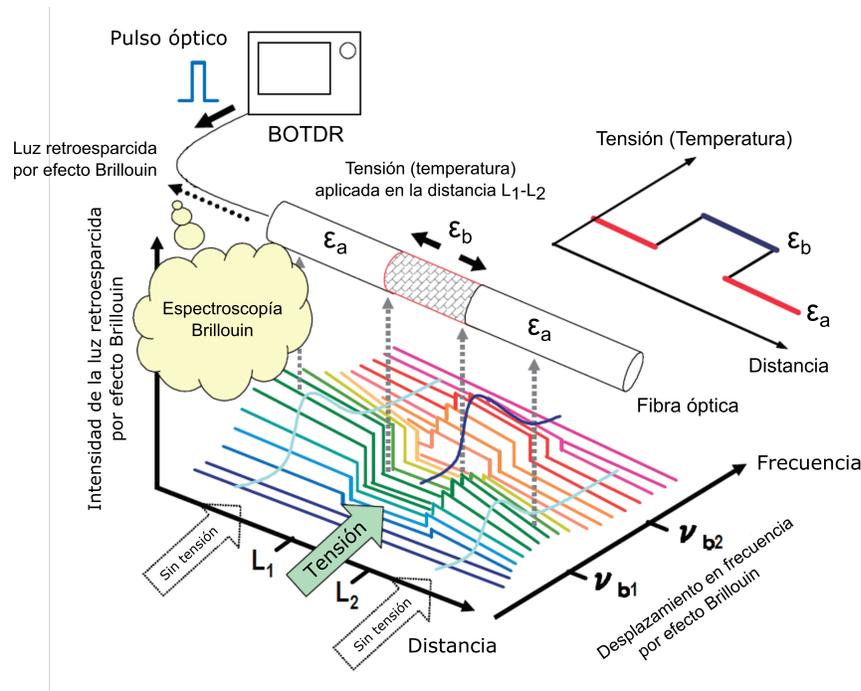
El esparcimiento de Brillouin ha sido estudiado y usado exitosamente en sensores distribuidos para la medición de temperatura y tensión (esfuerzo), debido a que el cambio en la frecuencia de Brillouin (ν_B) depende linealmente de la temperatura y la tensión (Horiguchi *et al.*, 1989, 1995b). Para la mayoría de las fibras ópticas se cumple que $\Delta\nu_B = C_T\Delta T + C_\epsilon\Delta\epsilon$, donde $C_T\Delta T$ es el coeficiente de temperatura y $C_\epsilon\Delta\epsilon$ es el coeficiente de deformación para la fibra. Por lo tanto, un cambio en la temperatura o de tensión causan un cambio en la frecuencia de Brillouin lo que hace difícil distinguir la aportación de cada coeficiente al cambio de la frecuencia ν_B (Bao and Chen, 2011). Esta sensibilidad a ambos parámetros generan problemas de sensibilidad cruzada (Culverhouse *et al.*, 1989). Sin embargo, es posible detectar de manera independiente ya sea temperatura o tensión utilizando diferentes métodos (Bao *et al.*, 1994; Parker *et al.*, 1997). El refractómetro óptico en el dominio del tiempo basado en Brillouin ó BOTDR (Brillouin optical time-domain reflectometry) está basado en Brillouin espontáneo. El principio de funcionamiento del BOTDR se muestra en la Figura 6. Un inconveniente es la amplitud del esparcimiento de Brillouin espontáneo ya que es aproximadamente -20 dB más débil que el esparcimiento de Rayleigh. De aquí el desarrollo de técnicas de detección basadas en esparcimiento de Brillouin estimulado (Horiguchi and Tateda, 1989b,a; Fellay *et al.*, 1997). EL esparcimiento de Brillouin estimulado es denominado así cuando la propia onda de luz que se propaga en el medio genera cambios de densidad en el material provocando el esparcimiento de la luz. En estos sistemas se utilizan dos ondas; onda de bombeo (pulsada y de alta potencia) y la onda de señal (onda continua CW de baja potencia). La diferencia de frecuencia entre las ondas de bombeo y señal $\Delta\nu_{12}$ es exactamente igual al cambio de frecuencia de Brillouin. En condiciones de resonancia, puede

existir transferencia de potencia de la onda de bombeo a la onda de señal amplificando esta última. Para cada cambio de frecuencia $\Delta\nu_{12}$ entre las ondas de bombeo y señal, se puede localizar la secciones de la fibra donde hay resonancia, las condiciones de resonancia depende de la temperatura. Haciendo un barrido de frecuencia óptica del láser de la señal y acumulando datos para cada $\Delta\nu_{12}$ se puede encontrar la distribución de temperatura a lo largo de la fibra. Esta técnica se conoce como BOTDA del inglés "*Brillouin optical time-domain analysis*" (Horiguchi and Tateda, 1989a). La principal ventaja del BOTDA es que las señales son mucho más fuertes que en BOTDR, sin embargo se requieren dos láseres coherentes con una estabilidad de frecuencia. Otra técnica basada en el esparcimiento de Brillouin estimulado es el Análisis óptico de Brillouin en el dominio de la correlación, BOCDA del inglés "*Brillouin optical correlation-domain analysis*" (Hotate and Hasegawa, 2000). En el BOCDA la onda láser es modulada y dividida para generar las ondas de bombeo y señal que son acopladas a la fibra en contra propagación. El esparcimiento de Brillouin estimulado ocurre cuando la correlación entre las dos ondas es alta y la distribución del espectro de Brillouin a lo largo de la fibra se obtiene variando la frecuencia de modulación del láser. La desventaja principal de este método es que se requiere acceso a ambos extremos de la fibra óptica.

La sensibilidad típica para sensores distribuidos de temperatura y tensión utilizando este efecto óptica es de $\approx 10 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ y de $\approx 1 \text{ MHz}/\mu\epsilon$ respectivamente. La resolución espacial puede ser desde los cientos de metros (en los primeros trabajos reportados) hasta algunos milímetros (Kurashima *et al.*, 1997; Li *et al.*, 2008; Liang *et al.*, 2010). Debido a que el efecto es muy débil, el cambio de frecuencia de los fotones esparcidos es de $\approx 11 \text{ GHz}$ y la luz esparcida tiene un ancho de línea de $\approx 50 \text{ MHz}$, todo esto resulta en sistemas muy complejos para realizar mediciones. Además, estos sistemas requieren de tiempos de promediación relativamente largos para obtener una buena relación señal a ruido (SNR). Debido a esto último, estos sensores no eran utilizados para la detección de vibraciones. Sin embargo, se han hecho algunos estudios sobre esta aplicación (Hotate and Ong, 2003). En general los sistemas basado en esparcimiento de Brillouin son de configuración muy complicada y de costo elevado, por lo que no son de fácil implementación.



(a)



(b)

Figura 6: En (a) el diagrama a bloques para un BOTDR (Tomado de Thévenaz, 2010, p. 330) y en (b) principio de funcionamiento del BOTDR para la detección y localización de tensión o temperatura (Tomado de Adachi, 2008, p. 330).

2.3. Técnicas interferométricas de sensado

En esta sección discutimos algunas de las técnicas interferométricas de sensado utilizadas por los sensores fibra óptica. Empezamos con métodos interferométricos útiles para medir el cambio en el índice de refracción producido por los efectos elasto-óptico y termo-óptico. Estos son sensores basados en interferómetros de dos haces (interferómetro de Michelson, Mach-Zender, etc) e interferómetros de haces múltiples (Fabry-Perot y rejillas de Bragg). Posteriormente discutimos diferentes métodos de multiplexión de interferómetros en una fibra óptica que forman un sistema de sensado cuasi-distribuido.

Finalmente discutimos sensores distribuidos basados en esparcimiento de luz en fibras ópticas.

2.3.1. Sensores interferométricos de fibra óptica

Los sensores que utilizan interferómetros se pueden clasificar como sensores intrínsecos. Los sensores interferométricos son estudiados ampliamente y han evolucionado debido a su gran número de aplicaciones. Los primeros sensores de este tipo fueron enfocados a la detección de vibraciones acústicas (Bucaro *et al.*, 1977; Cole *et al.*, 1977). El primer sensor puntual acústico de fibra óptica interferométrico fue propuesto hace 35 años (Cole *et al.*, 2011). El principio de operación detallado, avances y aplicaciones de estos sensores están presentados en algunos trabajos como Giallorenzi *et al.* (1982), Szustakowski and Ciurapinski (1999), Kirkendall and Dandridge (2004) y Udd (2009). En la Figura 7 se muestran las configuraciones de los interferómetros de fibra óptica tipo Sagnac, Mach-Zender, Michelson, Fezeau y resonador de anillo.

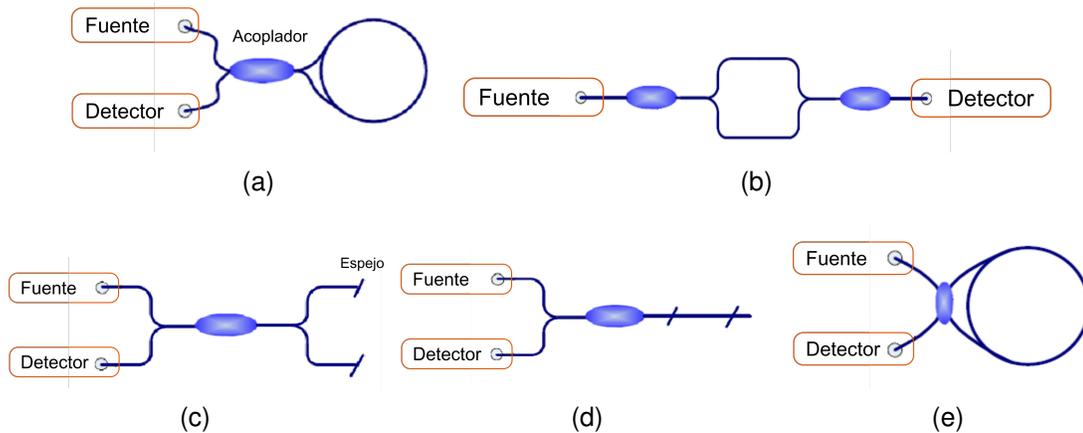


Figura 7: Interferómetros de fibra óptica tipo (a) Sagnac, (b) Mach-Zender, (c) Michelson, (d) Fezeau y (e) resonador de anillo, utilizados como sensores.

La sensibilidad de los sensores interferométricos resulta de la diferencia de fase que existe entre los brazos del interferómetro. Asumiendo que la longitud de coherencia de la fuente es mucho más grande que la diferencia de caminos ópticos entre los brazos del interferómetro, $L_c \gg n(L_R - L_S)$, donde L_c es la longitud de coherencia de la fuente, L_R y L_S la longitud de los brazos de referencia y señal respectivamente y n el índice de refracción efectivo de la fibra óptica, la intensidad de la luz en el fotodetector está dada

por:

$$I = I_R + I_S + 2\sqrt{I_R I_S} \cos(\phi_R - \phi_S), \quad (11)$$

donde $I_{R,S}$ son las intensidades ópticas y $\phi_{R,S}$ son los retardos de la fase óptica de los caminos de referencia y señal. El retraso de fase óptica para cada brazo está dado por:

$$\phi = nkL, \quad (12)$$

donde n es el índice de refracción efectivo, k es el número de onda $k = 2\pi/\lambda$, y L la longitud física del brazo del interferómetro. De manera más general la ecuación 11 se puede expresar como:

$$I_{R,S} = I_o [1 \pm V \cos(\Delta\phi)], \quad (13)$$

donde I_o es la potencia óptica promedio $(I_R + I_S)$. V es la visibilidad de las franjas de interferencia, la cual está definida como $(I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$ y está dada por $2\sqrt{I_R I_S} / (I_R + I_S)$, y $\Delta\phi$ es la diferencia de fase óptica entre los dos brazos del interferómetro $\phi_R - \phi_S$. La fracción que varía el retardo de fase óptica se puede calcular derivando la ecuación 12:

$$\frac{d\phi}{\phi} = \frac{dL}{L} + \frac{dn}{n} + \frac{dk}{k}, \quad (14)$$

donde los términos dL y dn están relacionados con los cambios físicos en la fibra óptica que inducen cambios en la longitud o el índice de refracción, mientras que dk esta relacionados con cambios en la longitud de onda. Como se puede ver de la ecuación 14, la posición y el espaciamiento entre las franjas interferométricas dependen de las variaciones de la longitud física, del índice de refracción y de la longitud de onda de la luz que utilizamos para interrogar el interferómetro. Finalmente de la ecuación 14 y usando $\epsilon = dL/L$ se reduce a (Szustakowski and Ciurapinski, 1999; Kirkendall and Dandridge, 2004):

$$d\phi = \frac{2\pi n L \xi \epsilon}{\lambda}, \quad (15)$$

donde $d\phi$ es el cambio de fase y es directamente proporcional a la tensión aplicada a la fibra y $\xi = 1 - (n^2/2)[\rho_{12} - \nu(\rho_{11} + \rho_{12})] \sim 0.78$. Por lo tanto, el cambio de la longitud física

de la fibra es la principal razón de los cambios de fase (efecto elasto-óptico). Cambios en la longitud de la fibra similares a la longitud de onda de luz $\Delta L = \lambda$ producen una diferencia de fase de alrededor de 7.8 radianes (Szustakowski and Ciurapinski, 1999). Los interferómetros de la Figura 7 pueden detectar parámetros acústicos, magnéticos, eléctricos, y de aceleración según la ecuación 15, ya que todos ellos producen un cambio en el índice de refracción por efectos como electrostricción, magneto-óptico o utilizando transductores especiales. Los interferómetros son útiles para mediciones que varían en el tiempo (señales acústicas, vibraciones, etc). Los principales problemas para lograr estas mediciones son: a) la estabilidad del punto de trabajo del interferómetro y b) para mediciones de parámetros dinámicos utilizando interferómetros, estas deben de hacerse en la región lineal del patrón de interferencia. Para mediciones de parámetros estáticos o que varían muy lentamente en tiempo (temperatura, deformaciones, etc) es más útil el método basado en medición del espectro de reflectancia de rejillas de Bragg en fibras óptica.

2.3.2. Rejillas de Bragg en fibras ópticas

Las rejillas de Bragg en fibras ópticas o FBG del inglés “*Fiber Bragg Gratings*” fueron presentadas por primera vez por Hill *et al.* (1978) y es uno de los elementos más utilizados para formar sensores multipunto. Las rejillas de Bragg también pueden ser grabadas en fibras ópticas por métodos holográficos, como el método holográfico lateral presentado por Meltz *et al.* (1989). Las FBG se forman al exponer al núcleo de la fibra a un patrón de interferencia de luz ultravioleta (UV) formando una variación periódica en el índice de refracción. Actualmente existe métodos para grabar rejillas de Bragg en la torre de estiramiento del vidrio durante la fabricación de las fibras ópticas (Askins *et al.*, 1994; Askins and Friebele, 1995; Chojetzki *et al.*, 2005). También existen métodos para grabar rejillas de Bragg sobre polímeros de revestimiento en fibras ópticas estándar utilizando luz infrarroja de pulsos ultra-cortos (Starodubov *et al.*, 1997; Martinez *et al.*, 2006; Mihailov *et al.*, 2011; Becker *et al.*, 2011). Las rejillas grabadas con estos métodos son tan fuertes mecánicamente como las fibras ópticas (Rothhardt *et al.*, 2004; Bernier *et al.*, 2014). Por su resistencia mecánica son excelentes sensores para medir deformación o elongaciones relativas de hasta 10^{-2} . La variación del índice de refracción de manera periódica que forma la rejilla de Bragg actúa como un filtro rechaza banda en transmisión y pasa-banda en reflexión, como se muestra en la Figura 8.

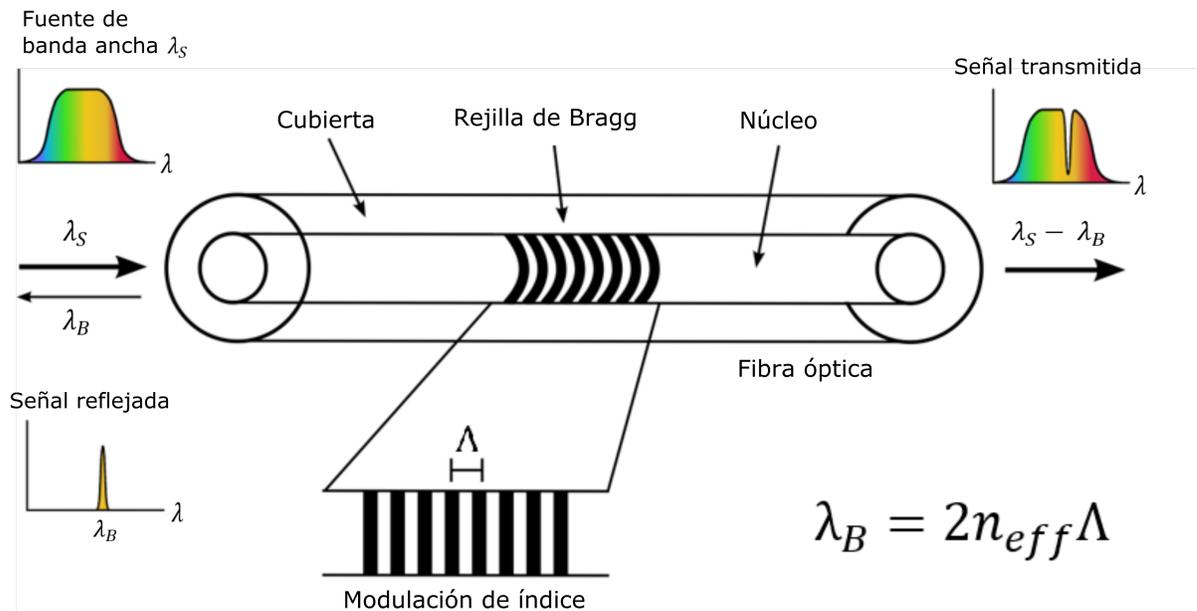


Figura 8: Rejilla de Bragg en fibras ópticas.

La longitud de onda central reflejada por la rejilla satisface la condición de Bragg y es llamada longitud de onda de Bragg, la cual está determinada por la siguiente ecuación:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda, \quad (16)$$

donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra y Λ el periodo de la rejilla (Kersey *et al.*, 1997; Hill and Meltz, 1997). Debido a la dependencia del índice de refracción y del periodo de la rejilla a la temperatura y tensión, la longitud de Bragg (λ_B) de la rejilla también cambia en función de la temperatura y/o tensión. Estos cambios son el resultado del efecto termo-óptico y de la elongación física de la fibra que produce el efecto elasto-óptico. La operación de un sensor basado en FBG, se basa en el monitoreo del cambio de la λ_B , como se muestra en la Figura 9.

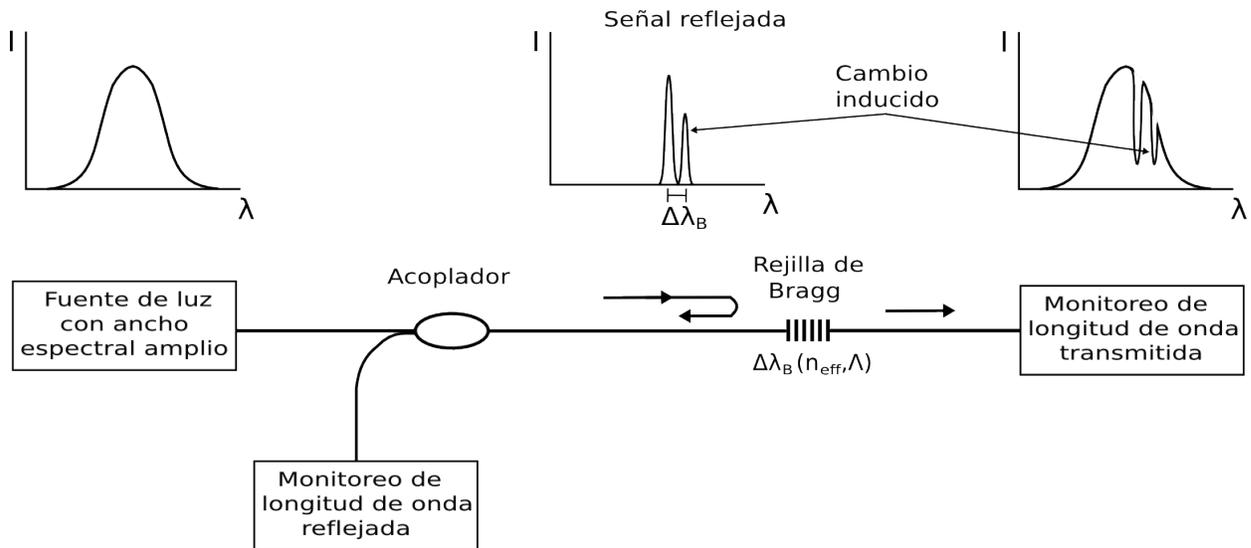


Figura 9: Esquema de un sensor básico de rejillas de Bragg con opción de detección de la señal reflejada o transmitida.

2.3.2.1. Sensibilidad de las rejillas de Bragg a la temperatura

Un cambio de temperatura sobre la fibra produce un cambio en la longitud de onda de Bragg de la rejilla debido a una expansión térmica que cambia el periodo de la rejilla Λ , y a un cambio en índice de refracción. La razón entre el cambio de la longitud de onda de Bragg $\Delta\lambda_B$ y la longitud de Bragg de una rejilla debido a un cambio en la temperatura $\Delta T = T - T_0$, donde T_0 es la temperatura de calibración y T la temperatura actual, está dado por:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (\alpha + \xi)\Delta T, \quad (17)$$

donde ξ representa al coeficiente termo-óptico y es aproximadamente igual a 8.3×10^{-6} para fibras de núcleo de sílice dopado con germanio (Takahashi and Shibata, 1979) y α es el coeficiente de expansión térmica de la fibra y es igual a 0.55×10^{-6} para el silicio (Morey *et al.*, 1990). La sensibilidad típica de las rejillas a cambios de temperatura 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 nm (Hill and Meltz, 1997).

2.3.2.2. Sensibilidad de las rejillas de Bragg a la tensión

El cambio de la longitud de Bragg λ_B de la rejilla en respuesta a una tensión o elongación sobre la fibra, resulta tanto del cambio en el periodo de la rejilla Δ y del cambio en índice de refracción debido al efecto elasto-óptico. El cambio en la longitud de onda de Bragg se puede escribir como:

$$\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B} = [1 - \rho_e]\epsilon, \quad (18)$$

donde ρ_e es la constante efectiva del efecto elasto-óptico y esa dada por:

$$\rho_e = (n^2/2)[\rho_{12} - \nu(\rho_{11} + \rho_{12})] = 0.22, \quad (19)$$

ρ_{12} y ρ_{11} son componentes de los coeficientes elasto-ópticos de la fibra, n es el índice de refracción del núcleo, y ν la relación de Poisson (Morey *et al.*, 1990). La respuesta normalizada a la tensión se puede calcular como:

$$\frac{1}{\lambda_B} \frac{\delta\lambda_B}{\delta\epsilon} = 0.78 \times 10^{-6} \mu\epsilon^{-1}. \quad (20)$$

Valores típicos de sensibilidad para una tensión aplicada son $1 \text{ nm}/m\epsilon$ a 1300 nm (Kersey, 1996) y $0.64 \text{ nm}/m\epsilon$ a 820 nm (Hill and Meltz, 1997).

2.4. Métodos de localización para sensores distribuidos y multiplexados

Una de las más importantes características y ventajas de los sensores de fibra óptica sobre los sensores eléctricos o electrónicos convencionales, es la capacidad de tener cientos de puntos de sensado en una sola fibra e incluso realizar un sensado totalmente distribuidos sobre una fibra óptica. Para obtener información de cada punto de sensado a lo largo de toda la fibra, se requiere de alguna técnica de multiplexión de las muchas señales de los diferentes sensores en la fibra óptica. En este capítulo presentamos las técnicas más comunes para la multiplexión de sensores puntuales y distribuidos.

2.5. Sensores multiplexados

2.5.1. Multiplexión en el Dominio del Tiempo (TDM)

La multiplexión en el dominio del tiempo o TDM del inglés "*Time Division Multiplexing*", se basa en el retraso del tiempo de respuesta entre sensores que están separados por una cierta distancia. Esta técnica utiliza como fuente óptica un láser de pulsos de duración muy corta. Para un arreglo de N sensores (interferómetros o rejillas de Bragg) y un pulso de duración ΔT , la respuesta del arreglo está formada por una serie de pulsos cada uno proveniente de cada sensor y separado por un tiempo de retraso que es proporcional al viaje de ida y vuelta del pulso de prueba dentro de la fibra $\tau = 2c/nL$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío, n el índice de refracción de la fibra y L la longitud de la fibra. El principio de funcionamiento de la multiplexión por TDM se ilustra en la Figura 10. El tiempo entre los pulsos de la señal de entrada debe ser mayor al tiempo de retraso de la señal del sensor más lejano del arreglo, esto para evitar el traslape de las respuestas de los diferentes sensores a dos pulsos consecutivos de la fuente. La distancia mínima entre dos sensores adyacentes (resolución espacial) está limitada por el ancho del pulso. Por otro lado, el número de sensores está limitado por las pérdidas de potencia cuando el número de sensores se aumenta (Kersey, 1996). Este límite puede incrementarse utilizando amplificadores de fibra ópticos en la redes de sensores (Sæther and Bløtekjær, 1996; Hodgson *et al.*, 1998) y/o utilizando una mezcla de varias técnicas de multiplexión (Zhang *et al.*, 2012).

Otra limitación es el ruido de "*cross-talk*" producido por reflexiones múltiples entre los diferentes sensores que conforman el arreglo. Para sistemas multiplexados por longitud de onda donde cada sensor ocupa una ventana espectral única y no generan reflexiones múltiples, este ruido no es importante. Sin embargo, para sistemas que basan su funcionamiento en el dominio del tiempo o frecuencia (las rejillas son iguales y resulta en un traslape espectral) es importante tomar en cuenta el ruido de *cross-talk*. Para reducir el nivel de "*cross-talk*" en el sistema es necesario reducir la reflectancia de las rejillas. En un sistema de semireflectores iguales, todas las ondas producidas por reflexiones múltiples contribuyen al nivel de fondo de la salida del sistema. Para un sistema de rejillas de Bragg de baja reflectancia, la salida en reflexión del sistema contiene las ondas de primer orden

(una reflexión) y las reflejadas en tres puntos por lo tanto la reflectancia es proporcional a R^3 , donde R es la reflectancia de la rejilla. Las componentes de 5^{to} orden y más altos son muy bajas y pueden no ser consideradas. La expresión para la reflectancia de estas reflexiones se puede escribir como (Márquez, 2004):

$$R_{mul} \approx R^3 \sum_{l=2}^N \sum_{m=1}^{l-1} \sum_{k=1}^{N+m-l} (1 - R)^{2(l+k-2)} T^{2(l+k-1)}, \quad (21)$$

donde $l = 2, \dots, N$, $m = 1, \dots, N - 1$ y $k = 1, \dots, N - 1$, son los números de las rejillas que participan en la formación de reflexiones múltiples (de 3^{er} orden) recorridos por la primera, segunda y tercera reflexión respectivamente, T es la transmitancia de cada rejilla. La ecuación 21 considera reflexiones que coinciden con la señal de la última rejilla en el arreglo. Para sistemas basados en rejillas de Bragg de reflectancia ultra-baja, el factor de mayor importancia puede ser el retro esparcimiento de Rayleigh. Reflexiones múltiples producidas por las inhomogeneidades dentro de una sección de la fibra, pueden funcionar como un reflector de reflectancia comparable a una rejilla de Bragg ($R = 10^{-8}$ por metro de fibra óptica). Para una rejilla de Bragg en régimen pulsado la razón señal a ruido está dada por (Márquez, 2004):

$$SNR = \frac{R_{FBG}}{(R_{mul} + R_{RBS}) \sqrt{RIN \Delta f}}, \quad (22)$$

donde R_{FBG} es la reflectancia de una rejilla, R_{RBS} reflexión producida por el esparcimiento de Rayleigh, R_{mul} es el coeficiente producido por reflexiones múltiples y $\sqrt{RIN \Delta f}$ caracteriza el ruido relativo de intensidad del láser.

La multiplexión en el dominio del tiempo es un método común para redes grandes de sensores y ha sido aplicada para la medición de temperatura (Wang *et al.*, 2011), para la multiplexión de señales de hidrófonos (Okawara and Saijyou, 2007) y detección de ondas acústicas (Akkaya *et al.*, 2013).

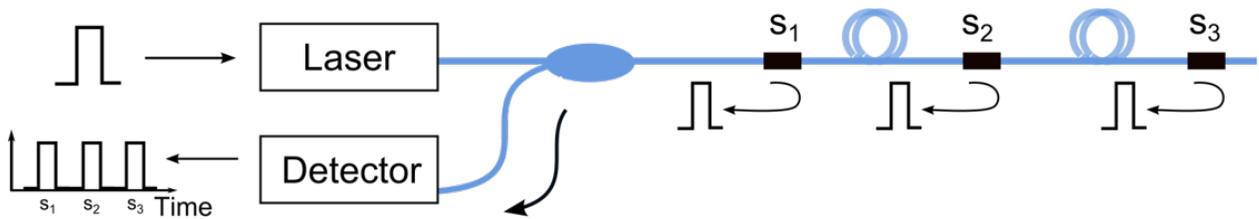


Figura 10: Principio de funcionamiento de la multiplexión en el dominio del tiempo (TDM).

2.5.2. Multiplexión por División de Longitud de Onda (WDM)

En la multiplexión por división de longitud de onda o WDM del inglés “*Wavelength Division Multiplexing*”, la señal de cada sensor (reflejada o transmitida) ocupa solo un intervalo espectral de la fuente óptica. Por lo tanto, la fuente óptica utilizada para esta técnica debe tener un ancho espectral amplio. Debido a la reflexión selectiva de la rejillas de Bragg a la longitud de onda (sección 2.3.2), esta técnica es utilizada principalmente para la multiplexión de redes formadas por estos elementos. Un sensor utilizando esta técnica de multiplexión se basa en medir el desplazamiento de la longitud central de la rejilla de Bragg debido a una perturbación externa. La Figura 11 ilustra el funcionamiento de esta técnica. El número de sensores está limitado por ancho espectral de la fuente óptica y el desplazamiento del espectro de cada rejilla bajo influencia de una perturbación externa (temperatura, tensión, etc.), como se ilustra en la Figura 12. Un elemento discriminador de longitud de onda es utilizado para separar las señales de los diferentes sensores (Analizador de espectros ópticos o filtros Fabry-Perot). El ancho del intervalo espectral “reservado” para cada sensor depende del intervalo de variación de temperatura o tensión. Se considera que un límite puede estar entre los 20 y 30 sensores en una sola fibra. Sin embargo, se pueden hacer combinaciones con otras técnicas para aumentar este límite (Yu *et al.*, 2001; Shlyagin *et al.*, 2002; Wang *et al.*, 2007). Las principales ventajas de la técnica WDM es que no requiere de una electrónica rápida para la interrogación de los sensores. Además, dado que cada sensor opera en una longitud de onda diferente el ruido por reflexiones múltiples (crosstalk), no es un problema por lo que la reflexión de las rejillas puede ser de hasta el 100 %.

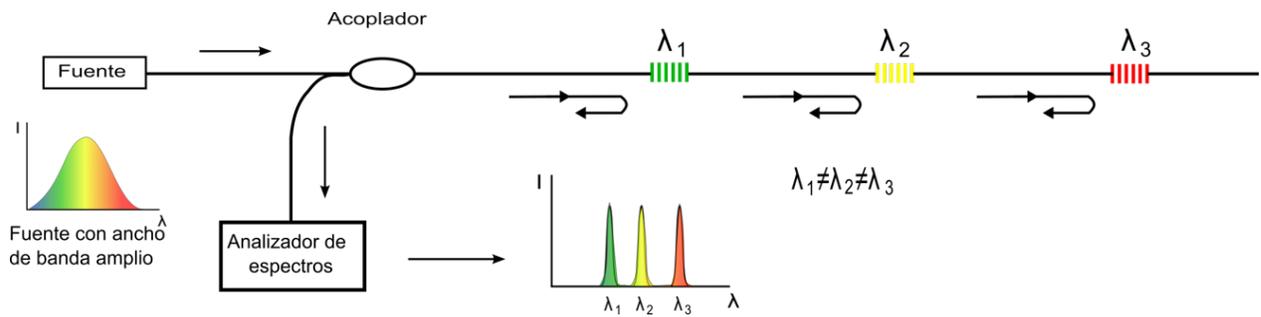


Figura 11: Esquema de la multiplexión por longitud de onda (WDM) para sensores de rejillas de Bragg.

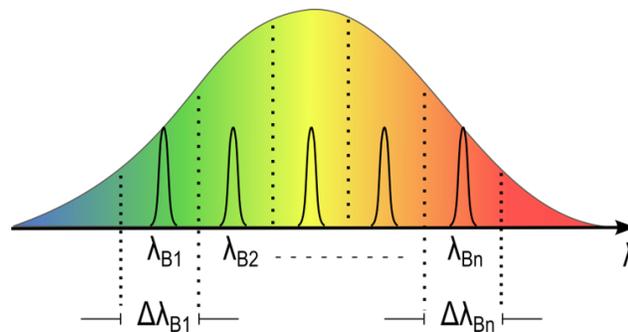


Figura 12: Selección de la ventana espectral ocupada por cada sensor en un arreglo de rejillas multiplexadas por división de longitud de onda (WDM).

2.6. Sensores distribuidos

Un sensor distribuido es aquel que es sensible en cualquier punto de la longitud de la fibra óptica que lo forma. Fibras ópticas de baja atenuación permite el sensado en distancias grandes (hasta 100 Km o más), lo que literalmente significa que se tienen muchos miles de sensores “virtuales” en una sola fibra óptica. De aquí el interés del estudio de los sensores distribuidos. La mayoría de los sensores distribuidos se basan en el esparcimiento de luz en la fibra ya sea por esparcimiento de Rayleigh, Brillouin o Raman. La técnica más utilizada para el sensado distribuido es la reflectometría óptica en el dominio del tiempo u OTDR del inglés “*Optical Time-Domain Reflectometry*”. El principio de funcionamiento del OTDR se analiza en las siguientes secciones.

2.7. Principio de funcionamiento del OTDR

2.7.1. Régimen de un solo Pulso

La técnica más común para la detección de la luz retroesparcida es la reflectometría óptica en el dominio del tiempo u OTDR. Esta técnica fue presentada por primera vez por

Barnoski and Jensen (1976) y es usada principalmente para la detección y localización de fallas en fibras ópticas. En esta sección analizamos el funcionamiento del OTDR utilizando un modelo equivalente de un reflectómetro óptico como el que se muestra en la Figura 13, (Healey, 1986; Nazarathy *et al.*, 1989).

La respuesta de la fibra $f(t)$ a la función impulso para una fibra óptica con parámetros uniformes a lo largo de su longitud, está dada por:

$$f(t) = \frac{1}{2} \alpha \nu_g S P_{in} e^{-\alpha \nu_g t}, \quad (23)$$

donde α es el coeficiente atenuación de la fibra, ν_g es la velocidad de grupo del pulso de prueba, S es el coeficiente de recapturamiento (Brinkmeyer, 1980b) y P_{in} es la potencia acoplada a la fibra. La potencia reflejada por la fibra $P(t)$, puede ser estimada por la convolución de la potencia de la señal de prueba $p(t)$ y la respuesta de la fibra a la función impulso $f(t)$, es decir:

$$P(t) = p(t) \otimes f(t), \quad (24)$$

donde \otimes denota la operación de convolución. La corriente generada por el fotodetector $i(t)$, está relacionada con la intensidad reflejada por un factor η , que es el producto de las perdidas por acoplamiento y la responsividad del fotodetector:

$$i(t) = \eta P(t). \quad (25)$$

La corriente convertida en voltaje por el fotodetector se puede calcular por la convolución de la corriente $i(t)$ con la respuesta al impulso de la impedancia $r(t)$:

$$\nu(t) = r(t) \otimes i(t). \quad (26)$$

Combinando las ecuaciones 24, 25 y 26 se obtiene que:

$$\nu(t) = \eta r(t) \otimes p(t) \otimes f(t). \quad (27)$$

La potencia de la señal recibida es proporcional a la energía de la señal de prueba que es el producto del pico de potencia y el ancho del pulso. En OTDR convencionales que

funcionan con un pulso simple, la amplitud máxima de la señal (de la parte inicial de la fibra) que resulta de solo un pulso de ancho ΔT , es aproximadamente:

$$P_{init} \approx \frac{1}{2} \alpha \nu_g S P_{in} \Delta T. \quad (28)$$

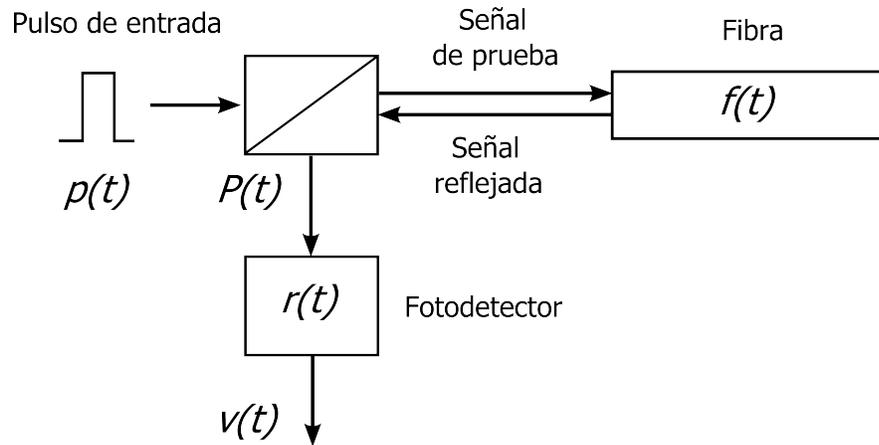


Figura 13: Modelo de un refractómetro óptico para el análisis del OTDR.

De la ecuación 28, es posible mostrar que el nivel de la señal retroesparcida depende de la duración del pulso o de su potencia pico. El compromiso que existe entre la relación señal a ruido (SNR) y la resolución del sistema para sistemas que utilizan un pulso óptico es la principal limitación de los OTDR convencionales. La SNR (en decibelios) para una fibra de tamaño z se puede expresar como:

$$SNR = P_{init} - 2\alpha_{[dB/Km]} z_{[Km]} - P_{NE} + 1.5 \log_2 N, \quad (29)$$

donde P_{init} está dada en dBm , P_{NE} es la potencia equivalente al ruido del fotodetector en dBm , N es el número de pulsos de prueba. De la ecuación 29, es posible ver que para obtener una buena SNR en un OTDR convencional, se requiere de un pulso de alta intensidad y/o un gran número de pulsos consecutivos para promediar la señal de respuesta de la fibra. Cuando la potencia máxima (P_{init}) acoplada a la fibra está limitada por razones técnicas o por un nivel umbral de efectos ópticos no lineales, la longitud máxima de la fibra z_{max} (para $SNR = 0 \text{ dBm}$) está también limitada y depende de la duración del pulso ΔT y de un número aceptable de promediaciones N .

2.7.2. Régimen con códigos (OTDR de correlación)

Para sobrepasar la limitación de los OTDR convencionales se utilizan técnicas de ensanchamiento espectral, por ejemplo el uso de métodos de correlación. Una manera de aplicar esta técnica a los OTDR es obtener la correlación entre la señal que regresa de la fibra $\nu(t)$, con la señal de prueba $\rho(t)$:

$$\begin{aligned}\rho(t) * \nu(t) &= \rho(t) * [\rho(t) \otimes \eta r(t) \otimes f(t)] \\ &= [\rho(t) * \rho(t)] \otimes [\eta r(t) \otimes f(t)],\end{aligned}\tag{30}$$

donde $*$ indica la operación de correlación. La señal $\rho(t)$ es una señal de prueba con forma conocida. Cuando la función de autocorrelación de $\rho(t)$ es más parecida a la función delta, $\rho(t) * \rho(t) \approx \delta(t)$, la señal retroesparcida por la fibra $f(t)$ puede ser recuperada con más exactitud:

$$\begin{aligned}\rho(t) * \nu(t) &\approx \delta(t) \otimes [\eta r(t) \otimes f(t)] \\ &\approx \eta r(t) \otimes f(t).\end{aligned}\tag{31}$$

El resultado de la correlación entre las señales de prueba y la señal que regresa de la fibra óptica (ecuación 31), proporciona la respuesta de la fibra $f(t)$ cuando $r(t) \approx \delta(t)$. La idea de sistemas OTDR utilizando el principio de correlación es distribuir la energía del pulso eliminando las limitaciones inherentes a los pulsos ópticos de alta potencia y de corta duración. Este principio fue utilizado inicialmente para sistemas de RADAR (del inglés “Radio Detection And Ranging”) utilizando códigos aleatorios para la modulación de la señal de prueba. En el campo de la óptica este principio fue utilizado en sistemas LIDAR (“Light detection and ranging”), utilizando una modulación aleatoria de una onda continua (Takeuchi *et al.*, 1983). Operar en régimen de onda continua (CW, del inglés “Continuous Wave”) elimina algunas de las limitaciones de sistemas que requieren pulsos ópticos, (Fishbein and Rittenbach, 1978). Diversos tipos de códigos especiales para ensanchar el espectro de la señal de prueba también han sido estudiados e implementados para sistemas de telecomunicaciones y radares (Alltop, 1980).

El sensor presentado en esta tesis utiliza dos principios, la reflectometría en el dominio

del tiempo y el uso de una señal de espectro amplio para eliminar las limitaciones del uso de pulsos cortos y de alta potencia. Además, trabajar en régimen continuo disminuye la complejidad del sistema ya que no requiere de modulares externos y sus controladores de electrónica rápida, sin perder resolución y rango dinámico del sensor. Existe una gran variedad de métodos o técnicas generar señales de espectro amplio, ya sea de manera digital o analógica. Para este sensor utilizamos el ruido de fase de la fuente óptica para generar una señal de espectro amplio. La señal resultante de esta conversión tiene una función de autocorrelación muy parecida a la función delta ($p(t)*p(t) \approx \delta(t)$), lo que la hace apropiada para la interrogación de sensores distribuidos con una resolución aceptable para muchas aplicaciones.

2.7.3. OTDR y esparcimiento de Rayleigh

El esparcimiento de Rayleigh se debe a las heterogeneidades en el índice de refracción del núcleo de la fibra óptica como resultado del fundido y estiramiento del vidrio durante el proceso de fabricación de la fibra óptica (Sandbank, 1980). Estas heterogeneidades actúan como centros de esparcimiento, como se presentó en la sección 2.2.3.1. El 98 % de la luz esparcida por la fibra es producida por esparcimiento de Rayleigh (Dakin, 1987) y su intensidad es proporcional a λ^{-4} (λ es la longitud de onda de la fuente). La técnica de interrogación basada en OTDR consiste en acoplar un pulso intenso de luz a la fibra óptica, la luz reflejada por la fibra (por esparcimiento de Rayleigh) es redirigida hacia un fotodetector usando un acoplador o un circulador. Para fibras uniformes el esparcimiento de Rayleigh detectado varía en función de la intensidad óptica acoplada a la fibra y la atenuación producida por la fibra en el viaje de ida y vuelta de luz, desde la fuente hasta el fotodetector. Por lo tanto, un OTDR es capaz de medir la distribución espacial de la atenuación en una fibra ya sea por Rayleigh, microcurvaturas y/o puntos de reflexión producidos por reflexiones de Fresnel, por ejemplo conectores o empalmes por fusión. Un ejemplo de una gráfica de la intensidad reflejada por la fibra en función del tiempo de respuesta obtenida con un OTDR se presenta en la Figura 14.

La potencia retroesparcida por una fibra de longitud L cuando la luz de la fuente no es

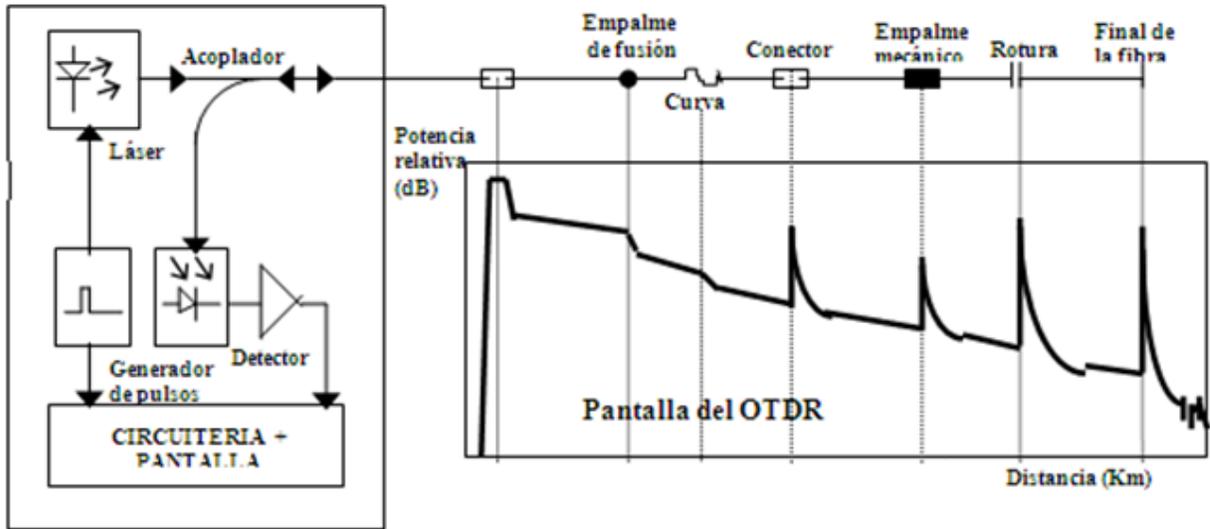


Figura 14: Diagrama a bloques de un refractómetro óptico en el dominio del tiempo y ejemplo de una traza obtenida con OTDR en un enlace de fibra óptica (Modificado de Acosta and David, 2014, p. 55).

coherente está dada por:

$$P_{RBS}(t) = P_o R_{RBS}(L) e^{-\int_0^L 2\alpha_s(L)dL}, \quad (32)$$

donde P_o es la potencia del pulso acoplado a la fibra óptica, $R_{RBS}(L)$ es el coeficiente de retrodispersión efectivo por unidad de longitud de fibra L , que está dado por:

$$R_{RBS} = \frac{\alpha_s S (1 - e^{-2\alpha L})}{2\alpha}, \quad (33)$$

donde α_s es el coeficiente de atenuación de la fibra por retroesparcimiento de Rayleigh (Brinkmeyer, 1980a), α el coeficiente de atenuación de la fibra, S es el factor de recapturamiento y L la longitud de la fibra, (Gysel and Staubli, 1990). El factor de recapturamiento S se refiere a la cantidad de luz dispersada que es nuevamente acoplada al modo de propagación de la fibra en sentido contrario al de la fuente óptica y se puede expresar como:

$$S = \frac{3}{2n^2\omega_o^2(\omega/c)^2} \cong \frac{3/2}{(\omega_o/a)^2 V^2} \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1} \right), \quad (34)$$

donde V^2 es la frecuencia normaliza de la fibra, n_1 y n_2 son el índice de refracción del

núcleo y de la cubierta respectivamente, a es el radio del núcleo de la fibra. ω_0/a es el ancho del haz normalizado (Brinkmeyer, 1980a; Nakazawa, 1983; Hartog and Gold, 1984).

La resolución espacial del OTDR convencional (sistemas que usan pulsos de luz como señal de prueba) depende de la duración del pulso. Un pulso de duración pequeña resulta en una alta resolución espacial. Por otro lado, la energía de un pulso muy corto resulta insuficiente para la medición de distancias largas. De manera inversa, un pulso ancho que contiene mayor energía es adecuado para medir distancias largas, pero la resolución espacial es baja. Esta relación entre el ancho del pulso y la resolución espacial la podemos expresar como:

$$\Delta L = \frac{c\Delta t_s}{2n} \quad (35)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, Δt_s el ancho del pulso y n el índice de refracción de la fibra.

2.8. Sistemas OTDR

La principal limitación del OTDR convencional es el compromiso que existe entre la resolución y la relación señal a ruido (SNR). En sistemas OTDR convencionales solo se puede propagar un pulso en la fibra óptica, como resultado, el tiempo de promediación podría ser muy grande. Para mejorar ambos parámetros diferentes modificaciones al OTDR se han desarrollado (Tateda and Horiguchi, 1989). Algunas de estas modificaciones son los OTDR coherentes, OTDR sensibles a la fase y OTDR de correlación. En esta sección se muestran el principio de funcionamiento de estos OTDR.

2.8.1. OTDR coherente

En un OTDR convencional (pulsos cortos como fuente óptica), la respuesta de secciones de la fibra demasiado alejadas puede llegar a ser demasiado débil para ser detectada de manera directa. La detección coherente consta de combinar una señal de baja intensidad (señal reflejada) con una señal de alta intensidad (referencia) que es generada con un oscilador local en régimen continuo (King *et al.*, 1987). Para los OTDR coherentes se

debe de utilizar pulsos de luz coherentes para realizar la detección. Al utilizar pulsos los OTDR coherentes tienen límites por fenómenos no lineales como la automodulación de fase (Izumita *et al.*, 1994). Los efectos no lineales en fibras ópticas degradan la calidad de la señal del sensor. Sin embargo, algunos OTDR coherentes tienen aplicaciones para la medición de temperatura y tensión con una alta resolución sobre distancias largas (Koyamada *et al.*, 2009).

2.8.2. OTDR sensible a la fase

En los OTDR convencionales la fase óptica es omitida, por lo que pueden ser utilizadas fuentes ópticas de baja coherencia. Esto reduce el ruido interferométrico considerablemente y permiten observar y medir perfiles de atenuación a lo largo de la fibra óptica. Sin embargo, perturbaciones sobre la fibra no solo causa cambios en la atenuación de la fibra, sino que también induce cambios en las fases de la luz esparcida debido al efecto elasto-óptico. Sistemas OTDR sensibles a la fase (“phase-OTDR” o “ Φ -OTDR”) resultan ser más sensibles a perturbaciones dinámicas externas que los OTDR convencionales incoherentes (Healey *et al.*, 1984). Los OTDR sensibles a la fase pueden ser utilizados para la detección de vibraciones, por ejemplo en el trabajo presentado por Juárez *et al.* (2005) para la detección de intrusos. El esquema experimental del Φ -OTDR para la detección de intrusos se muestra en la Figura 15(a). La luz pulsada coherente resulta en la interferencia de las ondas de luz retroesparcidas por efecto Rayleigh por diferentes secciones cortas de la fibra y que llegan de manera simultánea al fotodetector. El esparcimiento es un proceso aleatorio y como resultado de la interferencia de muchas ondas, la intensidad de la luz detectada no es predecible y varía en manera aleatoria de punto a punto. Cuando dos pulsos consecutivos de la luz son idénticos y la fibra está en condiciones estables, la gráfica que resulta de la intensidad de la luz reflejada por la fibra en función del tiempo para dos pulsos consecutivos es idéntica. Esto se ilustra en la Figura 15(b). Cuando un intruso induce una presión sobre una sección de la fibra, este resulta en cambios en la fase de luz retroesparcida por esa sección. Como resultado la traza de la intensidad para ese punto de la fibra tiene un cambio no predecible. La detección de un evento se hace haciendo la resta de dos trazas consecutivas de dos pulsos idénticos, como se ilustra en la Figura 15(b).

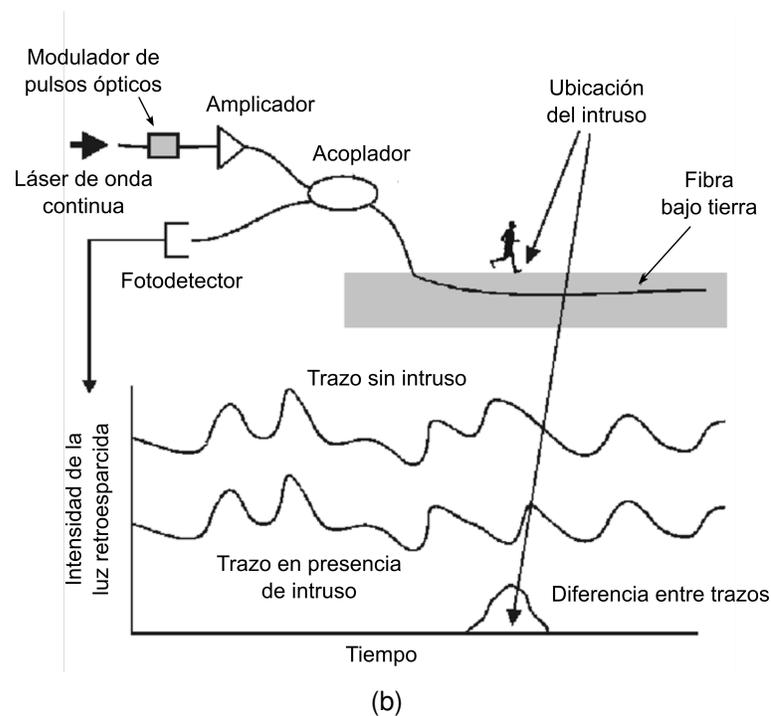
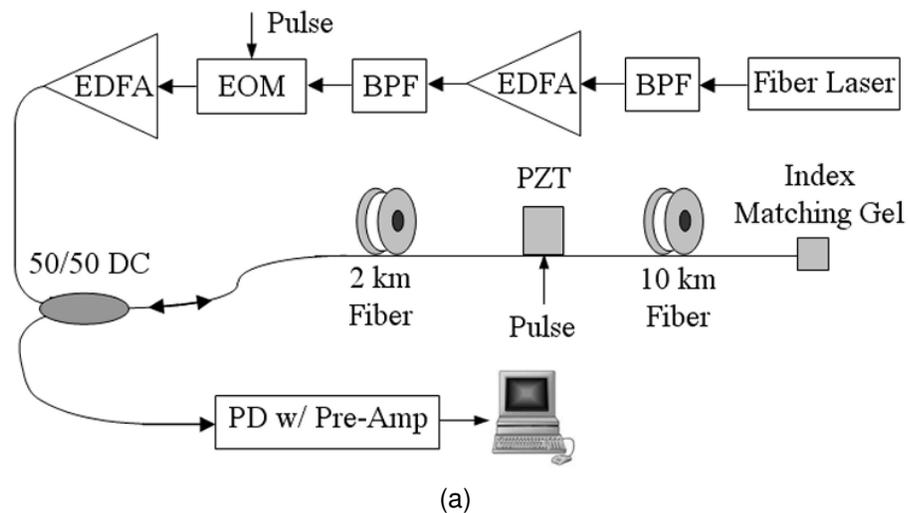


Figura 15: (a) Configuración experimental para la caracterización del OTDR sensible a la fase. (b) Principio de funcionamiento del OTDR sensible a la fase para la detección de intrusos (imágenes tomadas de Juárez *et al.* (2005)).

En la actualidad existen varias publicaciones que utilizan el principio del OTDR sensible a la fase para la detección de vibraciones (Lu *et al.*, 2010; Masoudi *et al.*, 2013). Algunas mejoras a los Φ – OTDR incluyen el control de la polarización (Qin *et al.*, 2011) o el procesamiento de señales (Qin *et al.*, 2012). Debido a sus características se han desarrollado sensores utilizando el principio del Φ -OTDR para aplicaciones específicas como la detección de tomas clandestinas en tuberías (Peng *et al.*, 2014) o detección de intrusos (Juárez *et al.*, 2005; Rao *et al.*, 2009). Sin embargo, el principal problema técnico de los

Φ – OTDR es la necesidad de utilizar pulsos de luz altamente coherente con un contraste muy alto (“High extinction ratio”). Los moduladores requeridos para generar los pulsos que cumplen estos parámetros técnicos son muy costosos y requieren controladores muy complejos.

2.8.3. OTDR de correlación

Otros avances reportados son los OTDR de correlación, los cuales utilizan códigos aleatorios o pseudo-aleatorios para modular la señal de prueba. En general los OTDR de correlación utilizan señales con espectros amplios (Nazarathy *et al.*, 1989). La idea del funcionamiento del OTDR de correlación se presentó en la sección 2.7, ecuaciones 30 y 31. Las señales aleatorias para los OTDR de correlación pueden generarse de manera digital o de manera analógica utilizando un proceso aleatorio. En las siguientes secciones mostramos algunos ejemplos de OTDR que utilizando códigos generados digitalmente o con señales analógicas.

2.8.4. Sistemas digitales de códigos para OTDR

En sistemas de OTDR de correlación son utilizados códigos aperiódicos, sin embargo, todos los códigos conocidos producen lóbulos laterales en sus funciones de autocorrelación. Por lo que se han desarrollado técnicas como la mostrada por Nazarathy *et al.* (1989), donde se emplean pares de códigos complementarios Goday que tienen funciones de autocorrelación complementarias. Al sumar las funciones de correlación generada por cada código complementario, los lóbulos laterales son eliminados como se ilustra en la Figura 16.

Otro ejemplo de la aplicación del OTDR de correlación es el trabajo presentado por Shim *et al.* (2012), para el monitoreo de redes ópticas pasivas multiplexadas por división de tiempo ó TDM PON por siglas en inglés (“*time-division-multiplexed passive optical network*”) de hasta 64 canales. La fuente es modulada a 2.5 Gb/s utilizando una secuencia digital pseudo aleatoria ó pseudo ruido. El diagrama de esta propuesta se muestra en la Figura 17(a).

El principio de funcionamiento es el cálculo de la función de correlación cruzada entre

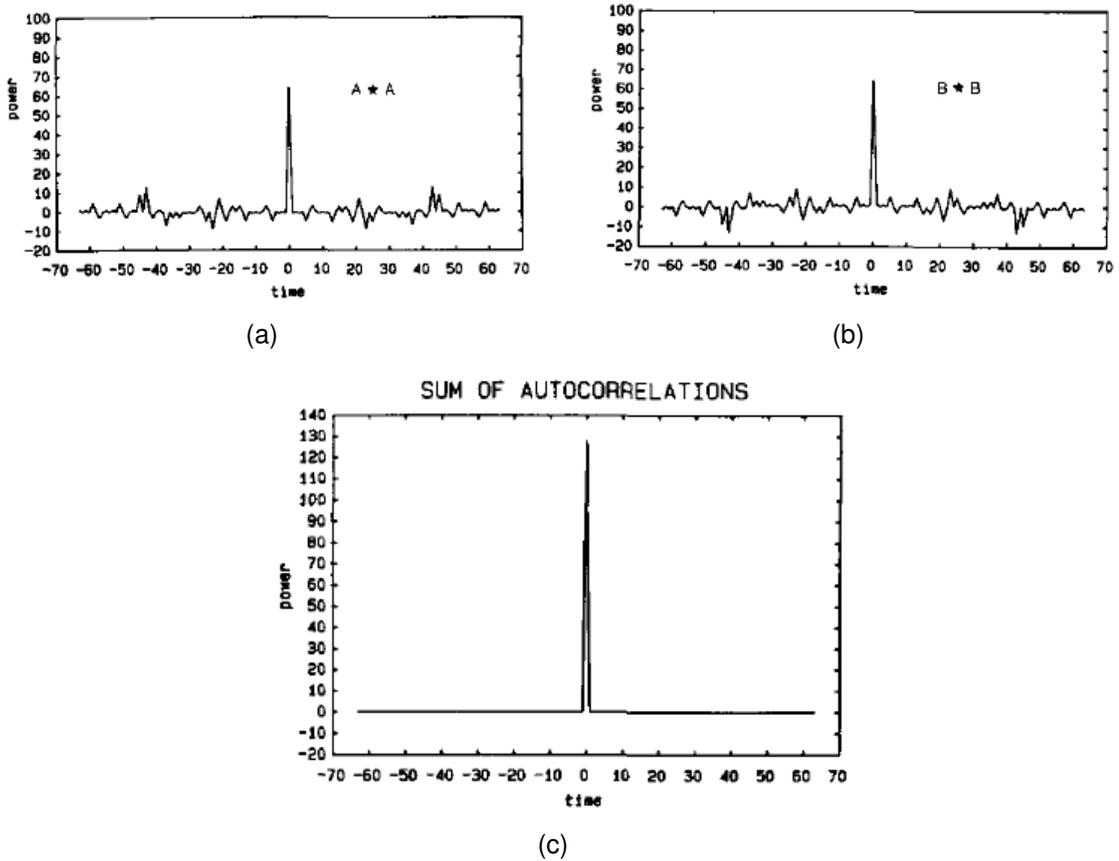
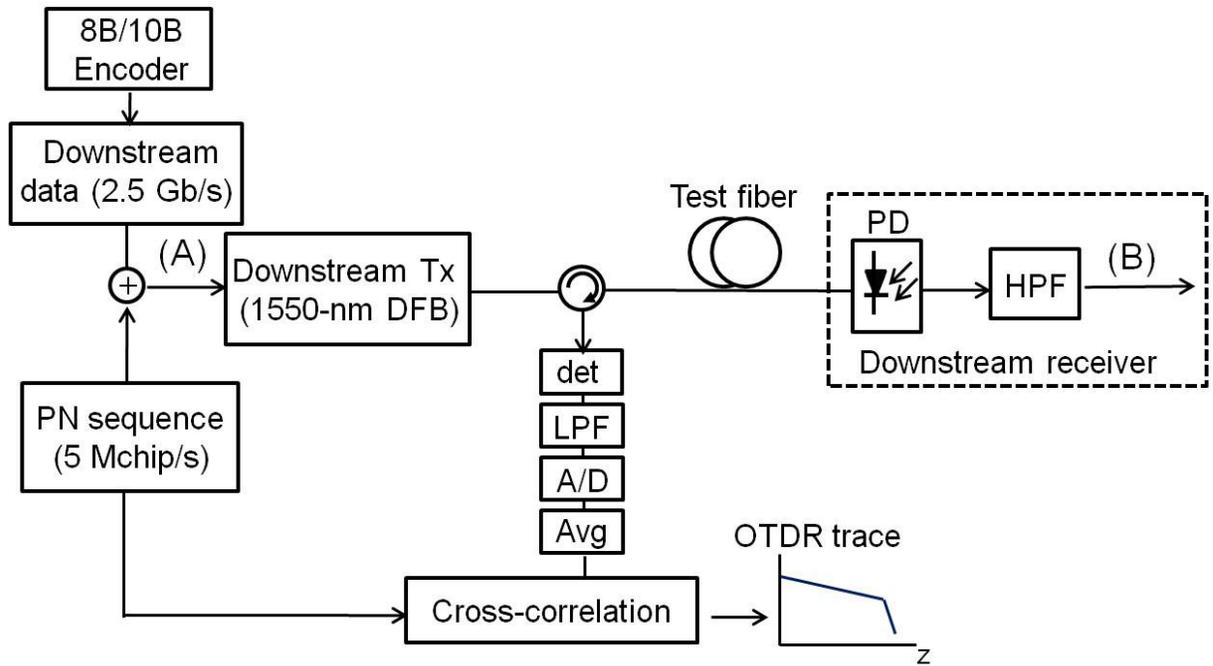


Figura 16: Autocorrelación de códigos complementarios: (a) y (b) son las funciones de autocorrelación individuales de cada código generado, (c) es la suma de las funciones de autocorrelación. (Gráficas tomadas de Nazarathy *et al.*, 1989, p. 27).

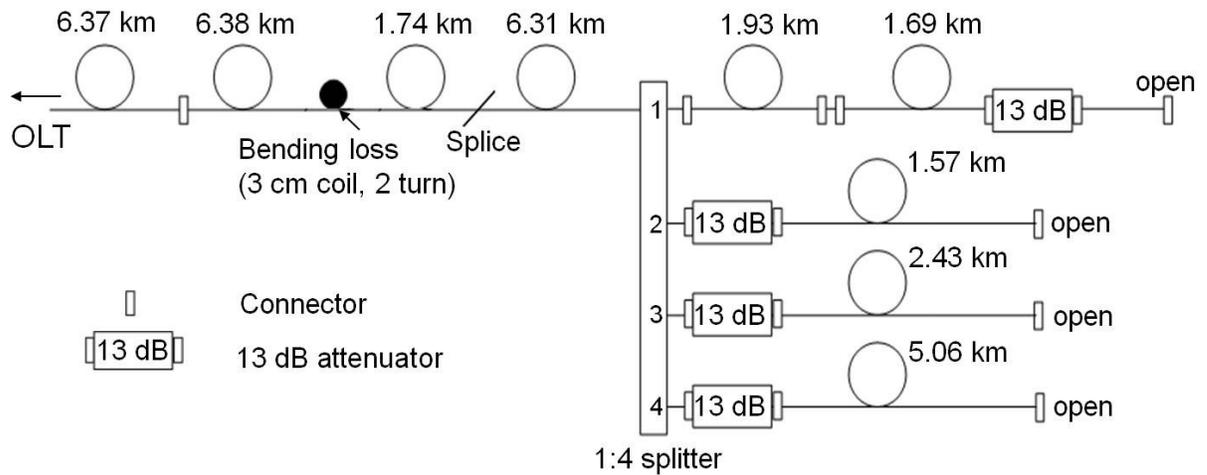
la señal referencia y la señal reflejada, ν_0 y ν_b , respectivamente. Esto es:

$$q(\tau) = \langle \nu_b(t) \cdot \nu_0(t + \tau) \rangle = \eta \varphi_s(\tau) \otimes \mathbf{R}(\nu_c \tau / 2) \otimes \xi(\tau), \quad (36)$$

donde \otimes representa la función de convolución, φ_s es la función de autocorrelación de la secuencia de pseudo ruido, $\mathbf{R}(z)$ es la distribución de la reflectividad, ν_c es la velocidad de la luz en la fibra y ξ representa la respuesta del fotodetector. De nuevo, cuando la función de autocorrelación de la señal utilizada se acerca más a una función delta ideal, se puede considerar que $q(t)$, es una réplica de la distribución de la reflectividad, $\mathbf{R}(z)$. Como ejemplo del funcionamiento de esta propuesta se muestra la medición hecha utilizando este OTDR para el sistema mostrado en la Figura 17(b), el resultado se muestra en la Figura 18.



(a)



(b)

Figura 17: (a) Diagrama esquemático del OTDR basado en correlación utilizando una señal de modulación de pseudo ruido. (b) Diagrama esquemático de la prueba de funcionamiento para evaluar en OTDR basado en correlación en sistemas TDM PON de 64 canales. (Diagramas tomados de Shim *et al.*, 2012, p. 4923).

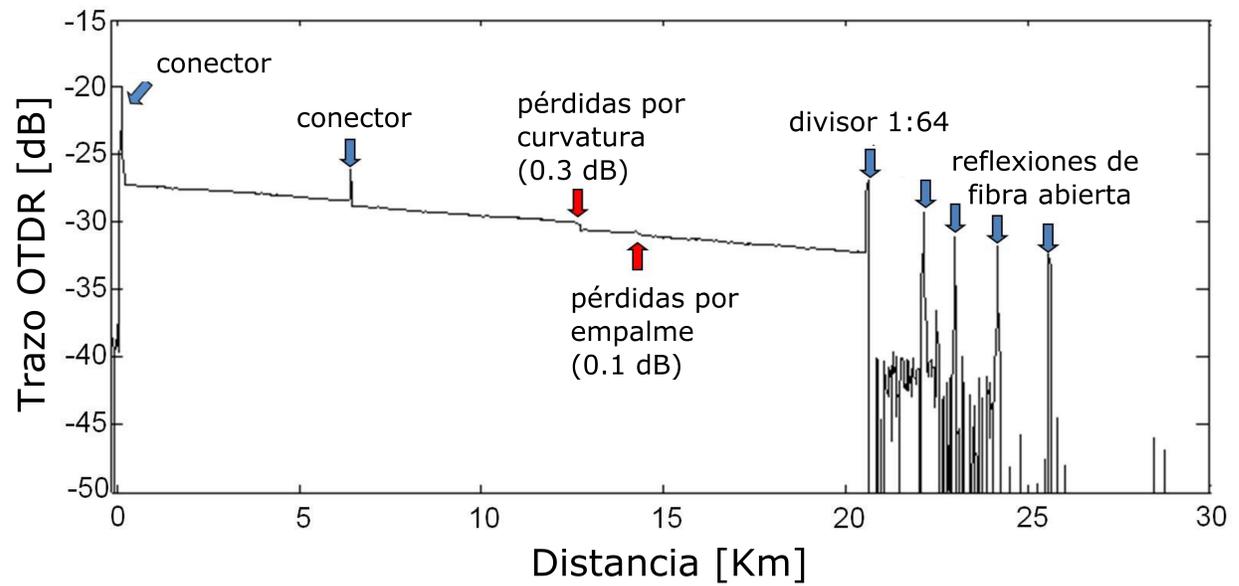


Figura 18: Medición hecha con el OTDR basado en correlación para un enlace óptico TDM PON de 64-canales. (Gráfica tomada de Shim *et al.*, 2012, p. 4925).

2.8.5. Sistemas analógicos para OTDR

Utilizar sistemas digitales para la generación de códigos puede requerir equipo electrónico complicado, moduladores de alta velocidad y contraste alto y por lo general son muy costosos. Por lo tanto, se han desarrollado técnicas para el ensanchamiento espectral de la señal de referencia que se obtiene a partir de modulación de la fuente de alguna manera analógica.

2.8.5.1. Correlación de señales ópticas caóticas

En el trabajo presentado por Wang *et al.* (2008), presentan una técnica basada en la Reflectometría Óptica en el Dominio del Tiempo. Como señal de prueba se utiliza formas de ondas caóticas de ancho espectral amplio generadas a partir de un diodo láser con una retroalimentación anillo de fibra óptica, como se muestra en la Figura 19. Con esta técnica se tienen algunas ventajas considerables como; una resolución espacial muy alta (6 cm) debido al ancho espectral generado por la fuente de alrededor de 10 GHz, no requiere de electrónica rápida para generar códigos y las limitaciones en sistemas OTDR que utilizan códigos o pulsos no están presentes.

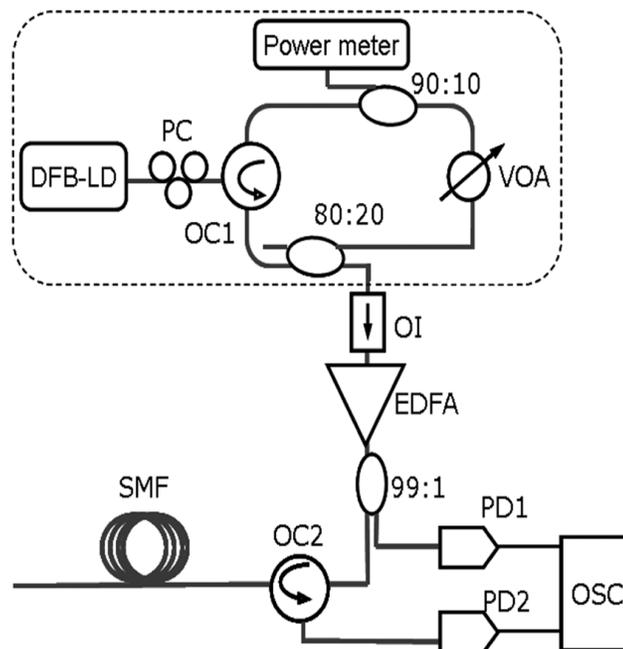


Figura 19: Configuración experimental para reflectómetro caótico de correlación óptica en el dominio de tiempo (diagrama tomado de Wang *et al.*, 2008, p. 1636).

Como muestra del funcionamiento de esta técnica para la detección de punto de reflexión, las funciones de correlación cruzada para fibras abiertas de diferentes distancias se muestran en la Figura 20(a). En la Figura se pueden apreciar cuatro picos en las distancias de 0, 46.1, 90.3 y 140.2 m. El pico situado en 0 m es utilizado como referencia y es obtenido calculando la función de correlación cruzada entre la referencia y la luz reflejada por el circulador (elemento CO2 de la Figura 19). La diferencia en las amplitudes de los picos es debida a las pérdidas en la fibra. Para la detección de dos reflexiones, utilizan un divisor 50/50. Como resolución del sistema se considera la separación entre los máximos de los picos de los lóbulos generados por las señales reflejadas, cuando los picos están separados lo suficiente como para cumplir el criterio de -3 dB , como se ilustra en la Figura 20(c). El ancho espectral de la señal generada es de 10 GHz lo que resulta en que la longitud de coherencia es de unos centímetros. Por otro lado, el lazo cerrado de retroalimentación del láser produce picos periódicos en la función autocorrelación de la señal de prueba que puede producir fantasmas en la traza del OTDR. Por lo tanto, esta técnica no resultaría útil para la detección de vibraciones utilizando métodos interferométricos como el OTDR sensible a la fase.

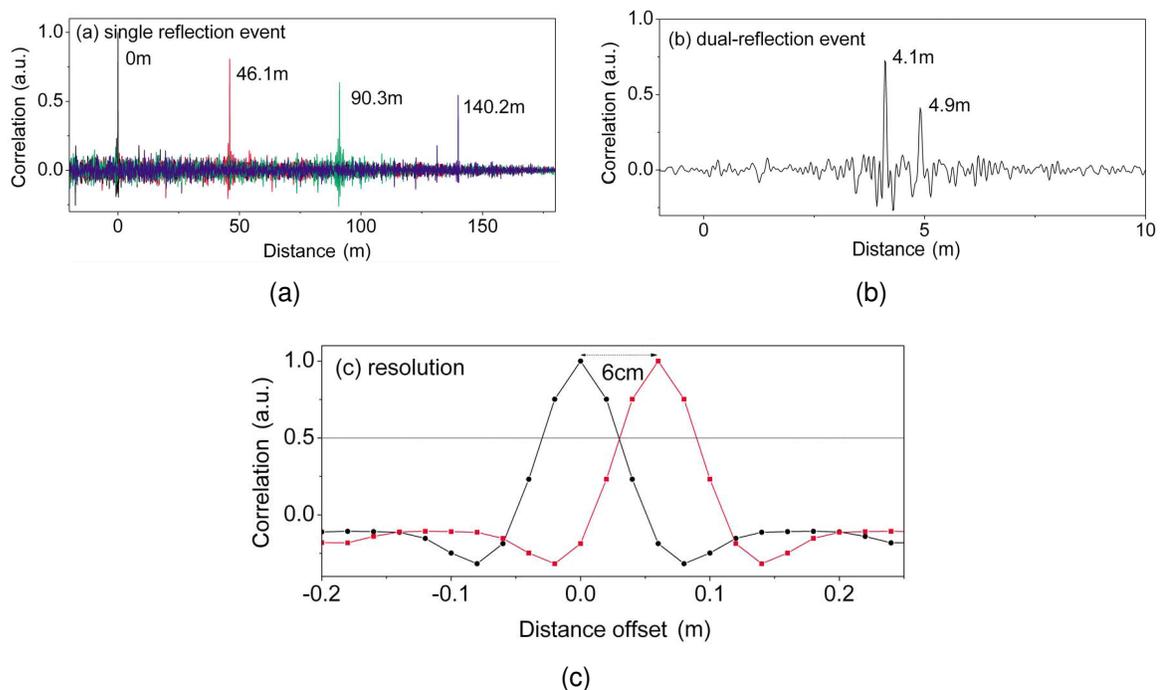


Figura 20: (a) Detección experimental de reflectores simples localizados a 46.1, 90.3 y 140.2 m de distancia del CCOTDR, respectivamente. (b) Detección de dos reflexiones. (c) Resolución espacial de 6 cm. (Gráficas tomadas de Wang *et al.*, 2008, p. 1637).

2.8.5.2. Conversión de ruido de fase en ruido de intensidad

Como precedente a este tesis, se realizó un trabajo donde la señal de prueba es generada a partir de la conversión del ruido de fase de la fuente óptica en ruido de intensidad para la detección de reflectancias ultra bajas (Arias Castro, 2009). Sin embargo, el ancho de banda está limitado por el ancho de banda del ruido de fase y por el ancho de banda del amplificador del fotodetector. Esto implica que la resolución está limitada por el ancho espacial del pico de la función de autocorrelación de la señal. Como se ilustra en la Figura 21. Sin embargo, el ancho de banda limitado del láser podría ser útil para realizar mediciones interferométricas y detectar perturbaciones dinámicas y vibraciones.

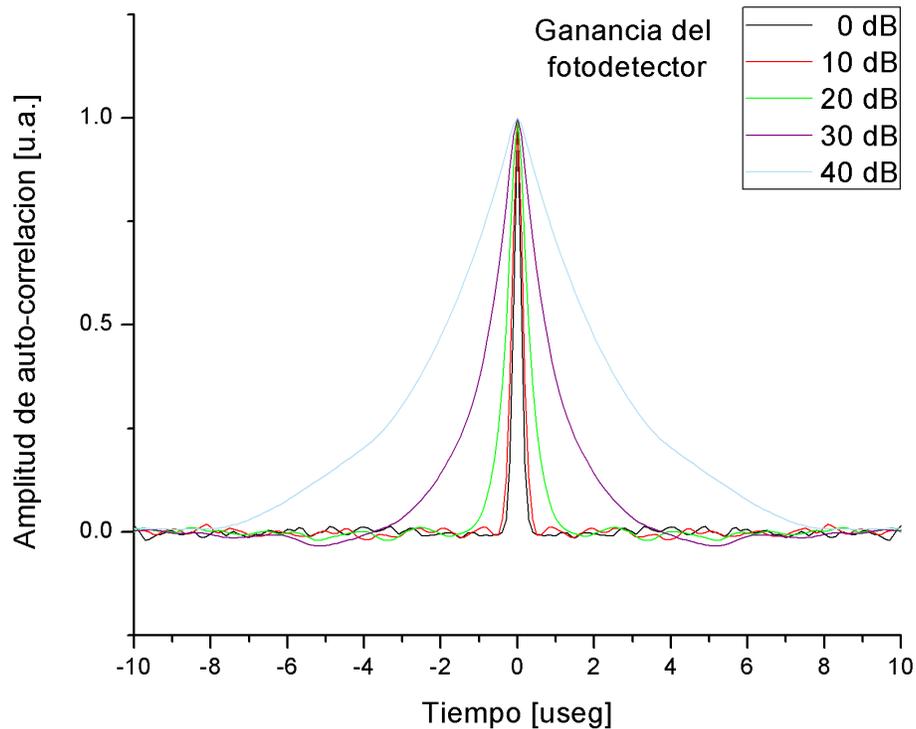


Figura 21: Relación entre el ancho de banda de la señal de prueba y la resolución espacial del sistema. (Gráficas tomadas de Arias Castro, 2009, p. 48).

En estos sistemas la resolución espacial se entiende como la separación espacial mínima que deben tener dos reflectores adyacentes, para que los picos de correlación producidos por cada uno de ellos se puedan distinguir de manera independiente. En caso contrario y si la longitud de coherencia de la fuente es lo suficientemente grande estos reflectores pueden funcionar como un interferómetro. Cuando esto ocurre, es decir, los

picos de correlación no son distinguibles de manera independiente, la amplitud del pico producido, dependerá de la fase de las ondas que son reflejada por cada reflector. De aquí la posibilidad de utilizar el ruido de fase de la fuente óptica para generar una señal apropiada la detección de vibraciones utilizando interferómetros formados por rejillas de Bragg.

2.9. Conclusiones

En este capítulo presentamos los principales mecanismos de detección para los sensores distribuidos y sus ventajas y desventajas para la detección de vibraciones de cada uno de ellos. También mostramos algunos sensores distribuidos que utilizan principalmente la reflectometría óptica como método para obtener información de los sensores. Además, presentamos algunas técnicas relevantes para la detección distribuida utilizando alguna modificación del OTDR (sensible a la base y de correlación).

En conclusión de esta capítulo podemos resumir:

- a) Existe un gran interés en aplicaciones de sensores distribuidos y cuasi-distribuidos (multiplexados) para detectar parámetros estáticos (temperatura, deformación, etc) y dinámicos (vibraciones). Algunas de las aplicaciones posibles son el área de monitores de salud estructural de construcciones grandes y extensas (monitoreo de ductos largos, protección de perímetros contra intrusos, etc).
- b) Existen técnica desarrolladas para estas aplicaciones. Las más avanzadas están basadas en “phase-sensitive OTDR” (OTDR sensibles a la fase). La mayor desventaja de estos sistemas es que son muy complicados y costosos, en particular cuando son usados para distancias cortas o moderadas (hasta unos 10 – 20 Km). Los sistemas basados en correlación tienen buenos parámetros como resolución alta y distancias grandes de detección, sin embargo las técnicas reportadas no son capaces de detectar vibraciones y otras perturbaciones dinámicas.
- c) En este trabajo se pretende desarrollar una técnica que puede sumar las ventajas de las técnicas de los “phase-sensitive OTDR” y los OTDR de correlación.

Capítulo 3. Descripción del sensor

En este capítulo se presenta el principio de funcionamiento del sensor basado en reflectometría de correlación que utiliza un diodo láser DFB operando en régimen de onda continua (CW) como fuente óptica. Para generar las señales de prueba se utiliza la interferencia entre dos ondas idénticas del láser con un tiempo de retraso entre ellas mayor al tiempo de coherencia de la luz láser. Para introducir el retraso de tiempo entre las ondas se utiliza un interferómetro de fibra óptica fuertemente desbalanceado.

3.1. Ruido de fase del diodo láser para generar señales de prueba

El ruido de fase en láseres de semiconductor es originado por la emisión espontánea. La emisión espontánea no solo genera cambios en la densidad de fotones, sino que también produce variaciones de la fase de la luz láser. Además, la dependencia del índice de refracción al número de portadores de la corriente eléctrica de bombeo aumenta significativamente el ruido de fase, lo que hace que el ancho de línea de los láseres de semiconductor sea más grande que otros tipos de láseres de estado sólido (Hui and O'Sullivan, 2009). Para diodos láseres DFB (del inglés "Distributed feedback") el ruido de fase es un factor dominante que determina el ancho de línea del láser. Un análisis detallado sobre el ruido de fase se presenta en el apéndice A.

La conversión del ruido de fase de la fuente óptica (fluctuaciones de frecuencia) en fluctuaciones de intensidad, ocurre cuando múltiples ondas de la luz interfieren en la superficie del fotodetector y son convertidas en una señal eléctrica. Estas múltiples ondas que provienen de una misma fuente óptica, resultan cuando en el camino de la fuente de la luz láser al fotodetector se encuentran uno o varios interferómetros que introducen un retraso de fase a los diferentes haces debido a los diferentes caminos ópticos que recorren cada uno de ellos antes de interferir en la superficie del fotodetector.

El ruido de fase convertido en ruido de intensidad es un factor importante en sistemas óptica coherentes. En general, el ruido de fase juega un papel negativo en sistemas interferométricos. El ruido de fase puede causar degradación de la razón señal a ruido en algunos tipos de esquemas de comunicación y técnicas interferométricas de medición. En aplicaciones de reflectometría, el ruido de fase puede ser importante en técnicas ópticas

coherentes en el dominio de la frecuencia donde señales sinusoidales pequeñas deben ser medidas en presencia de señales de fondo grandes (Derickson, 1998). La Figura 22 muestra la relación entre las variaciones de la frecuencia óptica y la corriente fotogenerada después de que la señal óptica es dividida y recombinada en un interferómetro con un retraso relativo τ_o . Esta conversión interferométrica de las variaciones de frecuencia en variaciones de intensidad es una característica de arreglos ópticos como los interferómetros Michelson y Mach-Zehnder. En interferómetros de este tipo, el ruido de intensidad producido por el ruido de fase varía linealmente con la diferencia de camino óptico entre los brazos del interferómetro (Dandridge *et al.*, 1981; Dandridge and Tveten, 1981). La corriente fotogenerada para una onda continua que pasa a través de uno de los interferómetros anteriores se puede escribir como (Derickson, 1998):

$$I_d(t) = RP_o \left[1 + R_p + 2\sqrt{R_p} \cos(2\pi\tau_o\nu(t)) \right], \quad (37)$$

donde R es la responsividad del fotodetector, P_o es la potencia óptica, τ_o es el tiempo de retraso entre las señales, R_p es la relación entre las potencias de las dos señales que interfieren y $\nu(t)$ es la frecuencia óptica instantánea de la fuente láser. La ecuación 37 describe un efecto de interferencia coherente, donde se supone que el tiempo de coherencia de la láser es más largo que el tiempo de retardo relativo, τ_o . Esta ecuación también asume estados de polarización idénticos para las dos señales que interfieren. Como se muestra en la Figura 22, si la frecuencia óptica está centrada en la máxima pendiente (punto de cuadratura), el cambio de intensidad fraccional debido a pequeños cambios de frecuencia $\Delta\nu(t)$ está dado por:

$$\frac{\Delta I(t)}{I_{avg}} \cong K_{fm} \Delta\nu(t), \quad (38)$$

donde $K_{fm} = 4\pi\tau_o\sqrt{R_p}/(1 + R_p)$ es la máxima pendiente de la ecuación 37 y puede ser considerado como un discriminador FM constante. Ya que la expresión anterior es una aproximación lineal obtenida a partir de una expresión no lineal, sólo es válida si se ponen limitaciones en $\Delta\nu(t)$. Se requieren restricciones tanto en la magnitud y la modulación de frecuencia de $\Delta\nu(t)$ (Fischer, 1998).

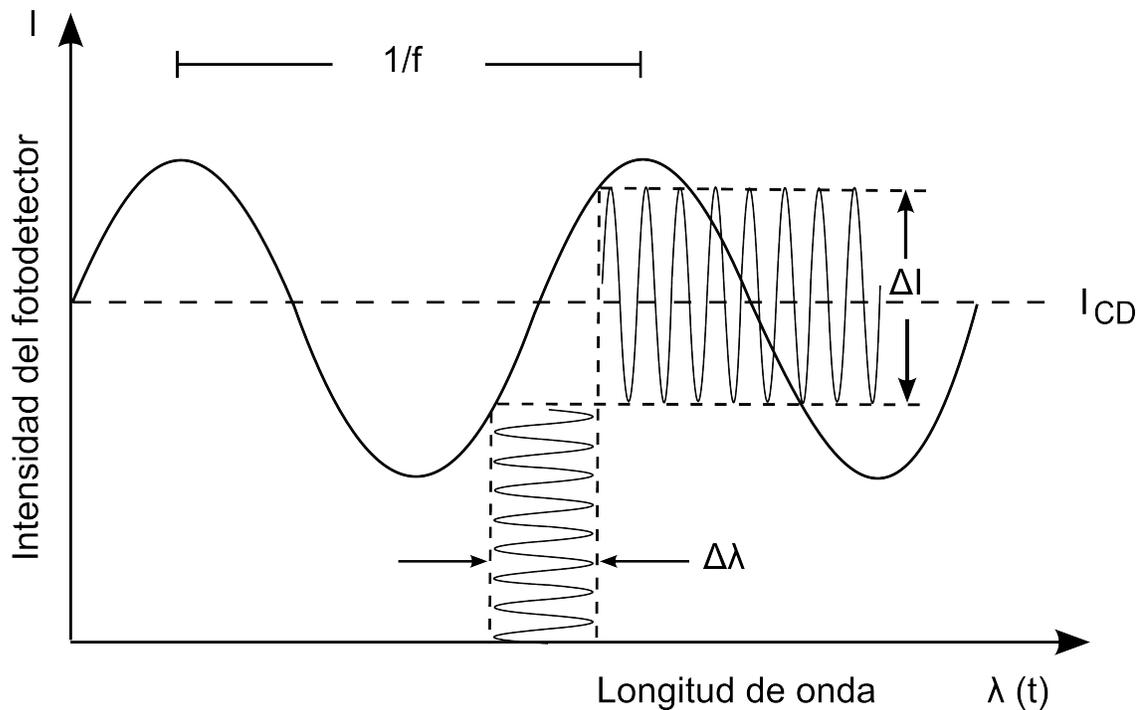


Figura 22: Conversión de fluctuaciones de frecuencia en variaciones de intensidad debido a interferencia entre dos señales retrasadas.

El ruido de fase de un láser tiene naturaleza fundamentalmente cuántica y aparece como un efecto de variación de la fase de la luz producido por la composición de fotones estimulados coherentes y fotones espontáneos con fases aleatorias. La interferencia entre dos ondas retrasadas con ruido de fase resulta en variación aleatoria de la intensidad de la luz. Esta variación de intensidad fue utilizada como una señal de prueba en reflectometría de correlación (Arias Castro, 2009). La aleatoriedad verdadera del ruido de fase fue demostrada para señales de hasta 14 GHz con pruebas especiales (Guo *et al.*, 2010).

3.2. Descripción del funcionamiento del sensor de correlación

Para explicar el funcionamiento del sensor de correlación basado en reflectometría coherente en el dominio del tiempo, consideremos el esquema de la Figura 23. La onda de salida del diodo láser DFB que llamaremos $A_0(t)$, es acoplada a un interferómetro de fibra óptica tipo Michelson formado por un acoplador 50 : 50. Este acoplador divide la onda $A_0(t)$ formando dos nuevas ondas $A_1(t)$ y $A_2(t)$, cada onda se propaga por un brazo del interferómetro. Estas dos ondas después de pasar por el acoplador las podemos escribir

como:

$$A_1(t) = 0.7E_0 e^{i[\omega_0 t + \varphi(t)]}, \quad (39a)$$

$$A_2(t) = 0.7E_0 e^{i[\omega_0 t + \varphi(t) + \frac{\pi}{2}]}, \quad (39b)$$

donde E_0 es la amplitud del campo eléctrico a la salida del láser, ω_0 la frecuencia de la luz y $\varphi(t)$ es la fase en el instante de tiempo t . El factor adicional $\frac{\pi}{2}$ en la ecuación 39b, aparece por el paso de la onda a través del acoplador 50 : 50. La amplitud del campo eléctrico E_0 es un parámetro que no cambia en el tiempo, sin embargo, este podría contener un ruido de intensidad es decir, $E = E_0 + E_{\text{ruido}}$. Como se mencionó antes los láseres DFB tienen un ruido de intensidad bajo (RIN del inglés, Relative Intensity Noise) de alrededor -150 dB/Hz . Por otro lado, el ruido de fase en láseres DFB es bastante grande y es el factor principal que determina el ancho de línea espectral, por lo que no consideramos el ruido de intensidad en este análisis. Además, para el análisis consideramos reflexiones del 100 % y polarizaciones idénticas para cada uno de los brazos del interferómetro que genera la señal de prueba.

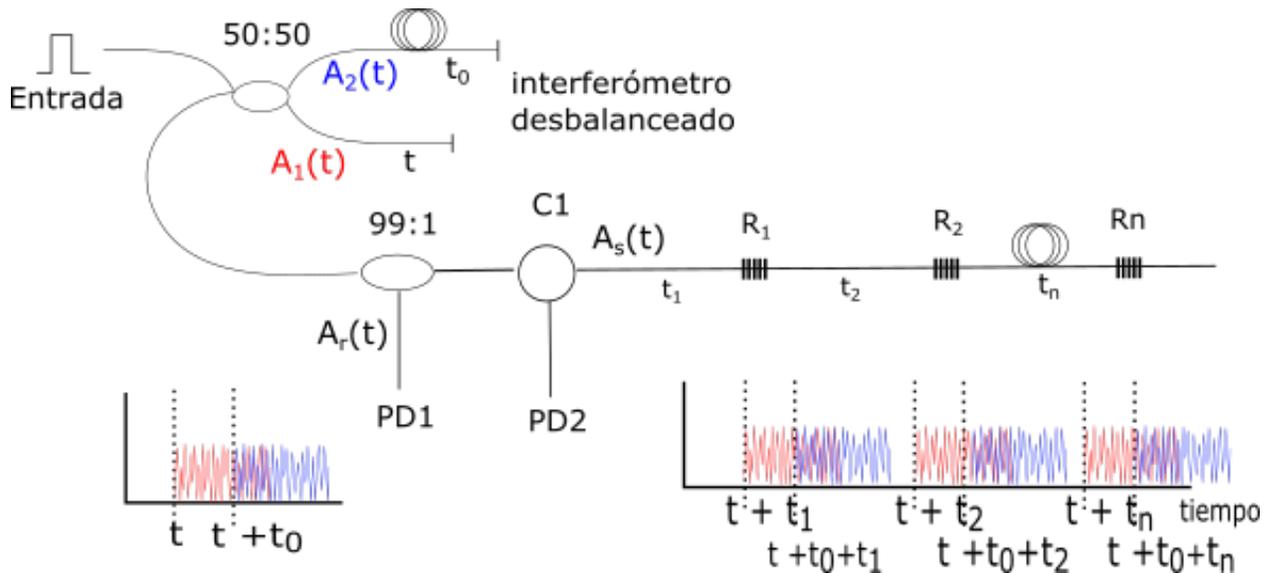


Figura 23: Propagación de las ondas dentro del sensor.

Las ondas $A_1(t)$ y $A_2(t)$ se propagan por los brazos del interferómetro los cuales tienen diferencia de caminos ópticos bastante grandes. Por lo tanto, cada señal adquiere un retraso de tiempo τ_i proporcional al camino óptico que recorre cada onda, esto es $\tau_i =$

$2L_i n_{eff}/c$, donde L_i es la distancia física que recorre cada onda, n_{eff} el índice de refracción efectivo de la fibra y c la velocidad de la luz en el vacío. La constante 2 es introducida por el viaje de ida y vuelta de la onda en el brazo del interferómetro. Las dos ondas que salen del interferómetro las podemos escribir como:

$$A_1(t + \tau_1) = 0.5E_0 e^{i[\omega_0 t + \omega_0 \tau_1 + \varphi(t + \tau_1) + \frac{\pi}{2}]}, \quad (40a)$$

$$A_2(t + \tau_2) = 0.5E_0 e^{i[\omega_0 t + \omega_0 \tau_2 + \varphi(t + \tau_2) + \frac{\pi}{2}]}, \quad (40b)$$

la fase adicional de $\pi/2$ es introducida de nuevo por el segundo paso de las ondas por el acoplador que forma el interferómetro. El retraso relativo entre las dos ondas que se propagan a través del interferómetro desbalanceado es $\tau_0 = \tau_1 - \tau_2$. Las dos ondas que salen del interferómetro ahora $A_1(t)$ y $A_2(t + \tau_0)$, son dirigidas y acopladas a un fotodetector por medio de un acoplador de fibra óptica con un coeficiente de división de intensidad 99 : 1. El 1 % de la señal óptica será utilizada para generar la señal de referencia, mientras que la señal de prueba es el 99 % de la potencia de la luz. En la salida del acoplador 50 : 50 las ondas de referencia y de prueba formadas por la suma de $A_1(t)$ y $A_2(t + \tau_0)$ después de pasar por el acoplador 99 : 1, se pueden escribir como:

$$A_r(t) = \sqrt{(1 - \kappa)} \cdot (A_1(t) + A_2(t + \tau_0)), \quad (41a)$$

$$A_s(t) = \sqrt{\kappa} \cdot (A_1(t) + A_2(t + \tau_0)), \quad (41b)$$

donde κ es el coeficiente de división del acoplador 99 : 1, $\kappa = 0.99$. La señal eléctrica generada por el fotodetector PD_1 , como resultado de la interferencia de las dos ondas de la ecuación 41a que llegan a la superficie del fotodetector con un retraso de tiempo

relativo τ_0 y que es utilizada como señal de referencia, es:

$$\begin{aligned}
I_{Ref}(t) &\sim |A_r(t)|^2 \\
&= (1 - \kappa) \cdot [|A_1(t)|^2 + |A_2(t)|^2 + A_1^* \cdot A_2 + A_1 \cdot A_2^*] \\
&= 0.25 \cdot (1 - \kappa) |E_0|^2 \cdot 2 \cdot \left[1 + e^{i[\omega_0 t + \omega_0 \tau_1 + \varphi(t + \tau_1) + \frac{\pi}{2}]} \cdot e^{-i[\omega_0 t + \omega_0 \tau_2 + \varphi(t + \tau_2) + \frac{\pi}{2}]} \right] \\
&= 0.5 \cdot (1 - \kappa) \cdot I_0 \cdot \left[1 + \frac{1}{2} e^{i[\omega_0 \Delta T + \varphi(t + \tau_1) - \varphi(t + \tau_2)]} + \frac{1}{2} e^{-i[\omega_0 \Delta T + \varphi(t + \tau_1) - \varphi(t + \tau_2)]} \right] \\
&= 0.5 \cdot (1 - \kappa) \cdot I_0 \cdot [1 + \text{sen}[\omega_0 \Delta T + \varphi(t + \tau_1) - \varphi(t + \tau_2)]] \\
&= 0.5 \cdot (1 - \kappa) \cdot I_0 \cdot [1 + S_{Ref}(t, \tau_0)], \tag{42}
\end{aligned}$$

donde * denota el complejo conjugado. El termino $\omega_0 \tau_0$ representa el punto de trabajo del interferómetro y $\Delta\varphi(t) = \varphi(t + \tau_1) - \varphi(t + \tau_2)$ representa el ruido de fase (una función aleatoria en el tiempo). La onda de prueba $A_s(t)$ de la ecuación 41b es acoplada a la fibra sensora utilizando un circulador $C1$, como se ilustra en la Figura 23. Si consideramos un elemento de reflectancia R_x a una distancia L_x sobre la fibra sensora, la onda de prueba $A_s(t)$ que se propaga a través de la fibra sensora adquiere un retraso de tiempo relativo adicional τ_x . La intensidad de la señal generada por el fotodetector después de que la onda de prueba acumula este retraso relativo adicional e interfiere en la superficie del fotodetector es:

$$\begin{aligned}
I_{señal}(t) &\sim |A_s(t + \tau_x)|^2 \\
&= 0.5 \cdot \kappa \cdot I_0 \cdot R_x \cdot \left[1 + \frac{1}{2} e^{i[\omega_0 t + \omega_0 \tau_1 + \omega_0 \tau_x + \varphi(t + \tau_1 + \tau_x) + \frac{\pi}{2}]} \cdot \frac{1}{2} e^{i[\omega_0 t + \omega_0 \tau_2 + \omega_0 \tau_x + \varphi(t + \tau_2 + \tau_x) + \frac{\pi}{2}]} \right] \\
&= 0.5 \cdot \kappa \cdot I_0 \cdot R_x \cdot [1 + \text{sen}[\omega_0 \Delta T + \tau_x + \varphi(t + \tau_1 + \tau_x) - \varphi(t + \tau_2 + \tau_x)]] \\
&= 0.5 \cdot \kappa \cdot I_0 \cdot R_x \cdot [1 + S_{señal}(t + \tau_x, \tau_0)]. \tag{43}
\end{aligned}$$

En las ecuaciones 42 y 43 los términos S_{Ref} y $S_{señal}$ son funciones aleatorias distribuidas en un intervalo de -1 a 1 . De estas mismas ecuaciones que determinan la intensidad en los fotodetectores de referencia y de señal respectivamente, se puede ver que ambas señales tienen la misma forma pero retrasadas una respecto de la otra. Los parámetros de interés que se deben determinar a la salida del sensor después del procesamiento de las señales es la reflectancia del punto(s) R_x y la(s) posición(es) a lo largo de la fibra. El cálculo de la función de correlación cruzada entre las señales I_{ref} y $I_{señal}(t)$ permite

determinar los parámetros de interés R_x y τ_x . La función de correlación cruzada contiene un pico con una altura proporcional a la reflectancia R_x y está centrado en el tiempo τ_x . Las características de la señal $S(t, \tau_0)$ se puede encontrar analizando la interferencia de dos ondas en presencia de ruido de fase.

Para un arreglo de n reflectores sobre una misma fibra óptica, en nuestro análisis consideremos espejos semitransparentes. Los espejos semitransparentes solo reflejan una porción de la luz que incide sobre ellos y dejan pasar el resto de la luz. Cada uno de estos elementos genera un reflexión de la señal de prueba, A_s , introduciendo un retraso relativo τ_i proporcional a la distancia del elemento que genera la reflexión. Para este análisis no consideremos reflexiones múltiples entre elementos adyacentes (ruido de cross-talk), sin embargo, se mencionan los efectos de estas reflexiones múltiples en la sección 2.3.2 y se hace un análisis detallado en el trabajo de tesis presentado por Márquez (2004). Aquí solo consideramos las reflexiones de 1^{er} orden, bajo el supuesto de que la reflectancia de los espejos es muy baja ($< 0.01\%$), por lo que las reflectancia de 3^{er} orden que podrían llegar al fotodetector son despreciables. La suma de todas las ondas reflejadas a lo largo de toda la fibra y dirigidas hacia el fotodetector $PD2$ mediante un circulador $C1$ como se ilustra en la Figura 23, la podemos escribir como:

$$\begin{aligned} S_{sensor}(t) &= \sum_{i=1}^n R_i \cdot \sqrt{k} \cdot (A_s(t + \tau_i)), \\ &= \sum_{i=1}^n R_i \cdot \sqrt{k} \cdot (A_1(t + \tau_i) + A_2(t + \tau_0 + \tau_i)). \end{aligned} \quad (44)$$

Este conjunto de ondas reflejadas por cada elemento localizado en la fibra óptica, interfieren en la superficie del fotodetector PD_2 . La corriente fotogenerada como resultado de esta interferencia es:

$$I_{sensor}(t) = S_{sensor}(t) \cdot S_{sensor}^*(t). \quad (45)$$

Utilizando la señal de referencia, $I_{ref}(t)$ y la señal reflejada por la fibra sensora, $I_{sensor}(t)$ (ecuaciones 42 y 45 respectivamente), es posible interrogar y localizar cada uno de los reflectores en la fibra sensora utilizando la función de correlación cruzada entre ambas señales. Usualmente la correlación cruzada se utiliza en aplicaciones para detección de señales de forma conocida contaminadas con ruido o señales débiles en presencia de

ruido de fondo alto. Por ejemplo en sistemas RADAR (del acrónimo inglés “*Radio Detection and Ranging*” o detección y medición [de distancias] por radio), LIDAR (del inglés *Light Detection and Ranging*) y sensores distribuidos de fibra óptica como los mencionados en el capítulo 2. Supongamos un sistema radar que transmite una señal, esta choca contra un objeto y se refleja de forma que el receptor recibe una señal con un retraso en el tiempo equivalente al tiempo que le tarda a la señal ir y volver desde el emisor hasta el objeto. El receptor del radar realiza la correlación cruzada entre la señal reflejada y una copia idéntica de la señal original (referencia). Si la señal reflejada por el objeto guarda correlación con la señal original, la función de correlación tendrá un máximo en el tiempo igual al tiempo de retraso de la señal reflejada. La detección de la posición del objeto se puede calcular utilizando el tiempo en el que se encuentra el máximo de correlación. De manera similar para el sistema mostrado en la Figura 23, para cada señal reflejada por la fibra sensora se tendrá un máximo de correlación situado en el tiempo proporcional al tiempo que le tarda a luz dentro de la fibra ir y volver desde el circulador hasta el punto de reflexión. La función de correlación cruzada entre las señales de referencia $I_{ref}(t)$ y la señal reflejada por la fibra $I_{sensor}(t)$, se puede calcular usando:

$$R_{rs}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{ref}(t) \cdot I_{sensor}(t - \tau) dt. \quad (46)$$

Para el cálculo de la función de correlación de la ecuación 46, se utilizan las versiones digitalizadas de las señales $I_{ref}(t)$ y $I_{sensor}(t)$. Cuando la fibra sensora contiene dos reflectores o más la corriente fotogenerada (Ecuación 45) depende de la relación entre el tiempo de coherencia del láser τ_{coh} , y el retraso relativo entre los reflectores adyacentes, $\tau_{i+1} - \tau_i$. Cuando $\tau_{i+1} - \tau_i > 4\tau_{coh}$, tenemos el caso incoherente y los picos de correlación no se traslapan. En caso contrario, $\tau_{i+1} - \tau_i < \tau_{coh}$, se puede observar interferencia entre las ondas y realizar la detección interferométrica.

3.3. Relación señal a ruido del sensor de correlación

En nuestro sistema la información útil o la señal del sensor la obtenemos del cálculo de la función de correlación cruzada entre la fotocorriente generada en el fotodetector de referencia y en el fotodetector de la señal reflejada por la fibra. Estas fotocorrientes tienen

un espectro de frecuencias amplio (señal ruidosa) y considerando además que la señal reflejada por la fibra no tiene cambios espectrales, entonces la función de correlación cruzada será en caso ideal una función delta, cuando el espectro de la señal es plano para el ancho de banda del sistema. Sin embargo, en nuestro sistema el espectro de la señal generada no es plano dentro del ancho de banda del fotodetector, lo que da lugar a lo que llamaremos ruido de correlación y que se encuentra al rededor del pico principal de la función de correlación, como se ilustra en la Figura 24. Este ruido es inherente al cálculo de la función de autocorrelación o correlación cruzada y puede ser reducido aumentando el tamaño del vector que contiene las señales digitales o haciendo un promediado varias realizaciones como se explica más adelante. Por lo tanto, la relación señal a ruido o SNR en nuestro sistema será la relación entre la amplitud máxima del pico de correlación y la desviación estándar del ruido de correlación.

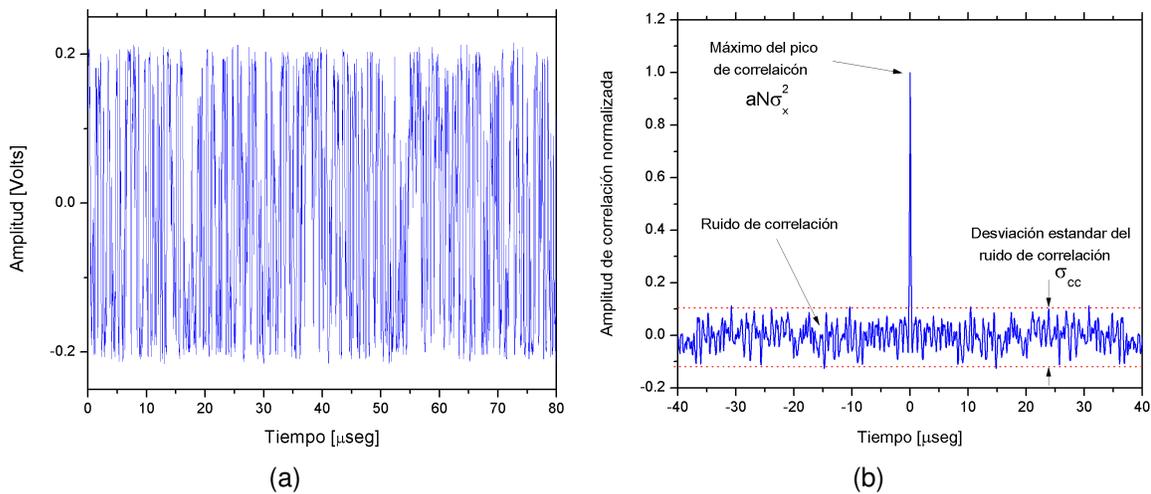


Figura 24: Ilustración del ruido de correlación. En (a) una realización para la señal de referencia y en (b) su función de autocorrelación.

Por definición la función de correlación cruzada la podemos escribir como:

$$xcorr = \sum_{i=1}^N (x_i + \xi_i) (y_{i+\Delta} + \zeta_i), \quad (47)$$

donde x_i e y_i son las fotocorrientes generadas por los fotodetectores de referencia y de la señal reflejada por la fibra respectivamente. ξ_i y ζ_i son los ruidos en los fotodetectores. El subíndice Δ representa un incremento de desplazamiento de la señal y N el número de elementos de los vectores que contienen las señales. Si consideramos que la señal

reflejada por la fibra es similar a la señal de referencia solo escalada por una amplitud a debido a la reflectancia de una rejilla, reflector o esparcimiento de Rayleigh en la fibra, $y_i = a \cdot x_i$, entonces el promedio de la señal de la correlación cruzada cuando $\Delta = 0$ es:

$$\begin{aligned} \overline{xcorr} &= \overline{\sum_{i=1}^N (x_i + \xi_i) (a \cdot x_{i+\Delta} + \zeta_i)} \\ &= a \overline{\sum_{i=1}^N (x_i \cdot x_i)} + \overline{\sum_{i=1}^N (x_i \cdot \zeta_i)} + a \overline{\sum_{i=1}^N (x_i \cdot \xi_i)} + \overline{\sum_{i=1}^N (\xi_i \cdot \zeta_i)}. \end{aligned} \quad (48)$$

Para nuestro sistema el promedio de la señal aleatoria es cero, $\overline{x_i}, \overline{\xi_i}, \overline{\zeta_i} = 0$. Además de la teoría de señales aleatorias se sabe que $\overline{x_i^2}$ es la varianza de la señal, σ_x^2 , entonces:

$$\overline{xcorr}_{pico} = a \cdot N \cdot \sigma_x^2 = N \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y. \quad (49)$$

La ecuación 49 representa el promedio de la amplitud del pico de correlación cuando $\Delta = 0$. Cuando la señal reflejada de la fibra no coincide con la señal de referencia, $\Delta \neq 0$, no existe un pico de correlación, entonces se puede mostrar que:

$$\overline{xcorr}_{np} = 0, \quad (50)$$

y

$$\sigma_{xcorr,np}^2 = N \cdot (\sigma_x^2 + \sigma_\xi^2) (\sigma_y^2 + \sigma_\zeta^2). \quad (51)$$

Si consideramos que dentro de la fibra hay M reflectores, cada uno de ellos genera su propio ruido de correlación, entonces la varianza del ruido de correlación total lo podemos escribir como:

$$\sigma_{xcorr}^2 = N \cdot (\sigma_x^2 + \sigma_\xi^2) (M \cdot \sigma_y^2 + \sigma_\zeta^2), \quad (52)$$

donde M es el número de reflectores y σ_y^2 la varianza de la señal de un reflector. Entonces, la relación señal a ruido aproximada del sensor de correlación la obtenemos como la

relación entre las ecuaciones 49 y 52:

$$SNR = \frac{\overline{XCORR}_{pico}}{\sigma_{xcorr}} = \sqrt{N} \cdot \frac{\sigma_x \sigma_y}{\sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_\xi^2) (M \cdot \sigma_y^2 + \sigma_\zeta^2)}}. \quad (53)$$

En este análisis consideramos que los ruidos de los fotodetectores ξ_i y ζ_i contienen los ruidos de fotodetección (ruido térmico y de disparo) y además que son ruidos aditivos, esto implica que los valores de las señales x_i e y_i sean valores promedio para poder considerar el ruido de disparo como un ruido aditivo. La conclusión más importante de la ecuación 53 es que el ruido de correlación depende de un factor de \sqrt{N} . Lo que implica que el ruido puede ser disminuido aumentando el tamaño de N que es el número de elementos de los vectores que contienen la señal. Sin embargo, para algunas situaciones prácticas por ejemplo el tamaño de la memoria de una tarjeta de adquisición de datos, podría ser complicado aumentar el valor de N . Por lo que la SNR puede ser mejorada haciendo un promedio de varias realizaciones. En este caso la SNR aumenta como \sqrt{k} , donde k es el número de realizaciones promediadas.

3.4. Interferómetros para generar la señal de prueba e interferómetros como sensores

Uno de los elementos más utilizados para el sensado de variables físicas, son los interferómetros de fibra óptica. Algunas de sus características y principio de funcionamiento fueron mencionadas en la sección 2.3.1. En esta tesis utilizamos los interferómetros con dos propósitos; 1) generar una señal con características especiales para la interrogación de un sensor distribuido y 2) para el sensado de variables físicas, especialmente vibraciones. En esta sección presentamos un breve análisis sobre los interferómetros de fibra óptica. La Figura 25 representa la intensidad promedio a la salida de un interferómetro después de la interferencia entre dos haces con un tiempo de retraso entre los haces que interfieren en función del tiempo de coherencia, τ_{coh} . En la gráfica, el tiempo de retraso ha sido normalizado en función de la longitud de coherencia de la fuente y θ representa la diferencia de fase entre los haces que interfieren.

Consideramos un interferómetro tipo Michelson para la generación de la señal de prueba, en este caso lo que buscamos es generar una señal modulada intensidad por

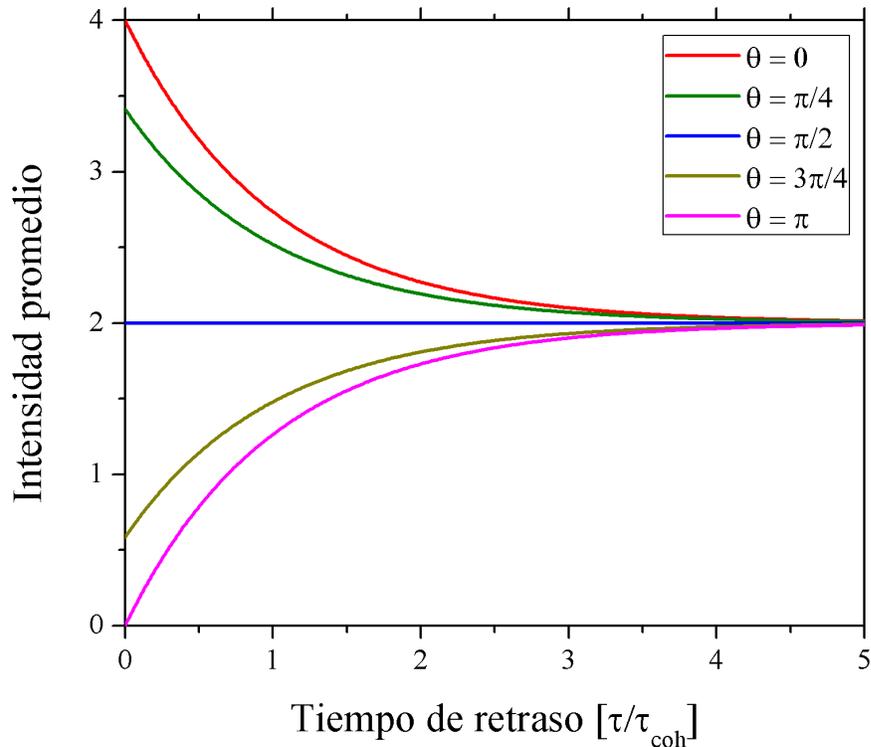


Figura 25: Potencia promedio a la salida de un interferómetro para diferentes retrasos de fase entre los haces que interfieren. Tiempo de retraso normalizado sobre el tiempo de coherencia.

la conversión del ruido de fase de la fuente óptica en variaciones de intensidad. Además, buscamos trabajar en un punto de la gráfica mostrada en la Figura 25, en el cual tengamos la máxima modulación de la intensidad y al mismo tiempo procurar que el nivel promedio de la intensidad sea en la medida de lo posible, independientes a cambios en las condiciones del interferómetro, por ejemplo a la temperatura o fluctuaciones de aire. Para nuestros fines, buscamos se tenga la mayor modulación en intensidad de la salida del interferómetro, puesto que esto producirá una mejor función de autocorrelación en la señal de prueba (una delta en el mejor de los casos). De la gráfica podemos observar que existe un nivel de saturación en donde no tiene sentido aumentar la diferencia de camino óptico entre los brazos del interferómetro. Por otra lado, la gráfica de la Figura 25 representa también la visibilidad de las franjas de interferencia. Desde el punto de vista de los interferómetros utilizados para el sensado, estos deben de tener una longitud tal que sea posible observar franjas, en caso contrario sería imposible observar las perturbaciones que los afecten.

3.4.1. Interferencia de una onda con ruido de fase con su réplica retrasada

En configuraciones ópticas con interferómetros desbalanceados, la señal de referencia es producida por la interferencia de la luz láser que tiene ruido de fase con su réplica retrasada. Aquí analizamos algunas propiedades estadísticas importantes de la señal de referencia.

La suma de dos ondas en la salida de los interferómetros desbalanceados se puede escribir como:

$$a_1(t) + a_2(t + \Delta t) = e^{-i\phi} + e^{-i\theta} e^{-i[\phi + \Delta\phi(t)]}, \quad (54)$$

donde $\theta = KL$, K es el número de onda $K = 2\pi/\lambda$, L es la diferencia de camino óptico entre los brazos del interferómetro desbalanceado, $\phi = \omega t$ la frecuencia óptica y $\Delta\phi(t)$ la diferencia de fase acumulada. La intensidad o la potencia óptica de la señal de referencia es:

$$I(t) = [a_1(t) + a_2(t + \Delta t)][a_1^*(t) + a_2^*(t + \Delta t)] = 2 \{1 + \cos[\Delta\phi(t) + \theta]\}. \quad (55)$$

Parámetros estadísticos importantes de la señal generada son: la intensidad media de la señal que representan por el valor promedio de la señal y su varianza que define su parte alternante y la amplitud de la función de correlación en el sensor. La intensidad media puede ser calculada usando la misma distribución aleatoria de fase que es usada en el cálculo de la función de autocorrelación de la onda óptica original del láser, esto es:

$$\bar{I} = 2 \left[1 + \cos \theta e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}} \right] = 2 \left[1 + e^{-2\pi\Delta\nu_{1/2}|\Delta t|} \cos \theta \right] = 2 \left[1 + e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{coh}}} \cos \theta \right], \quad (56)$$

donde el termino $\cos \theta$ forma las franjas de interferencia y el termino $e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_{coh}}}$ representa la visibilidad de las franjas. La varianza de la intensidad de la luz en la señal óptica puede ser evaluada usando una ecuación bien conocida de la teórica de probabilidad:

$$\sigma_I^2 = \bar{I}^2 - \bar{I}. \quad (57)$$

El valor medio de la intensidad al cuadrado se puede calcular de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 \bar{I}^2 &= 4 \overline{\{1 + \cos[\Delta\phi(t) + \theta]\}^2} = 4 \overline{[1 + \cos\theta \cos\Delta\phi(t) - \sin\theta \sin\Delta\phi(t)]^2} \\
 &= 4 \left[1 + \overline{\cos^2\theta \cos^2\Delta\phi(t)} + \overline{\sin^2\theta \sin^2\Delta\phi(t)} + 2 \overline{\cos\theta \cos\Delta\phi(t)} \right] \\
 &= 4 \left[1 + \frac{\cos^2\theta}{2} (1 + e^{-2\sigma_\phi^2}) + \frac{\sin^2\theta}{2} (1 - e^{-2\sigma_\phi^2}) + 2 \cos\theta e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}} \right] \\
 &= 6 + 8e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}} \cos\theta + 2e^{-2\sigma_\phi^2} \cos 2\theta.
 \end{aligned} \tag{58}$$

Por lo tanto, la varianza de la señal de referencia en la salida del interferómetro desbalanceado es igual a:

$$\begin{aligned}
 \sigma_I^2 &= \left(6 + 8e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}} \cos\theta + 2e^{-2\sigma_\phi^2} \cos 2\theta \right) - \left(4 + 8 \cos\theta e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}} + 4 \cos^2\theta e^{-\sigma_\phi^2} \right) = \\
 &= 2 + 2e^{-2\sigma_\phi^2} \cos 2\theta - 2e^{-\sigma_\phi^2} (1 + \cos 2\theta).
 \end{aligned} \tag{59}$$

Finalmente:

$$\sigma_I^2 = 2 \left[1 - e^{-4\pi\Delta\nu_{1/2}|\Delta t|} (1 + \cos 2\theta) + e^{-8\pi\Delta\nu_{1/2}|\Delta t|} \cos 2\theta \right], \tag{60}$$

o usando el tiempo de coherencia:

$$\sigma_I^2 = 2 \left[1 - e^{-\frac{2|\Delta t|}{\tau_{coh}}} (1 + \cos 2\theta) + e^{-\frac{4|\Delta t|}{\tau_{coh}}} \cos 2\theta \right]. \tag{61}$$

Las ecuaciones 56 y 61 muestran la dependencia de la intensidad promedio \bar{I} y la desviación estándar σ_I al tiempo de retraso entre las ondas que interfieren en un interferómetro desbalanceado. Estas dependencias se ilustran en las gráficas de las Figuras 25 y 26, respectivamente. De estas dos gráficas, se puede observar que para retrasos grandes, $\Delta\tau \geq 4\tau_c$, el resultado de la interferencia es un proceso aleatorio con parámetros estáticos e independencia del nivel promedio y la desviación estándar a retraso de

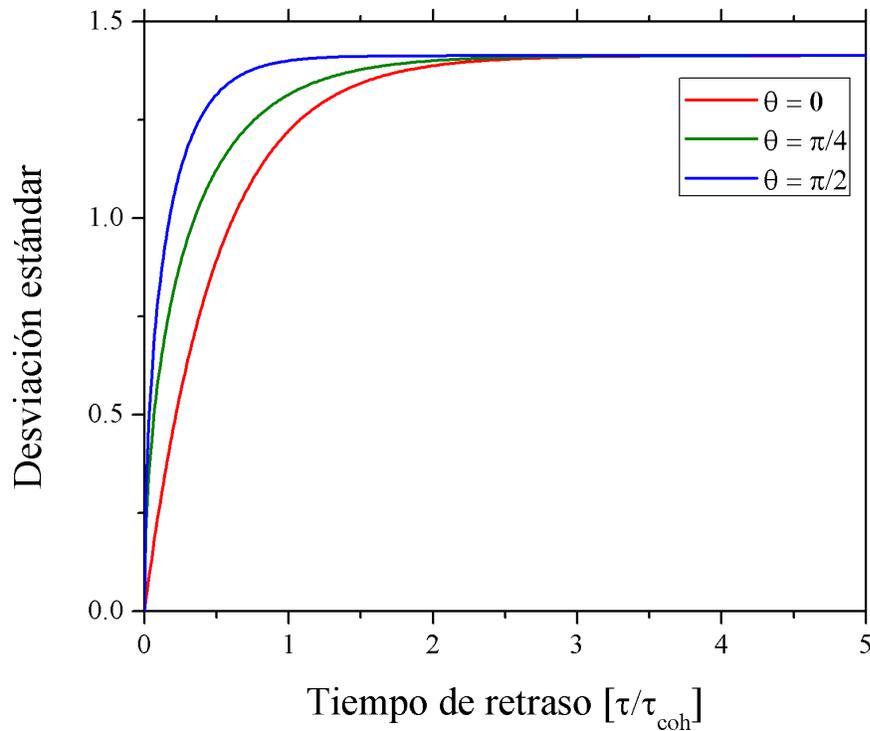


Figura 26: Desviación estándar de la potencia óptica en la salida del interferómetro desbalanceado debido al ruido de fase. El tiempo de retraso fue normalizado con respecto al tiempo de coherencia.

fase entre las ondas. Es decir, estos dos parámetros son independientes al punto de trabajo del interferómetro. Esto garantiza que la potencia de la señal de prueba será independiente de la temperatura o variaciones pequeñas de longitud de onda central del láser. La figura 27 muestra la relación entre la intensidad promedio y la desviación estándar.

La desviación estándar representa la potencia de la señal de prueba en el reflectómetro de correlación propuesto. Se puede ver de la Figura 27 que para un retraso $\Delta\tau > 4\tau_{coh}$ la potencia de la señal de prueba llega a un valor máximo posible. Por otro lado, en la fibra sensora los interferómetros formados por reflectores parciales separados por una distancia $L < \frac{L_{coh}}{2}$ son capaces de producir franjas interferométricas (Figura 26 y ecuación 56) con un buen contraste. Entonces, seleccionando correctamente los retrasos introducidos por los interferómetros para generar la señal de prueba y para el sensado será posible realizar un sensor multiplexado interferométrico sin necesidad de estabilizar la temperatura ni la longitud de onda central del láser.

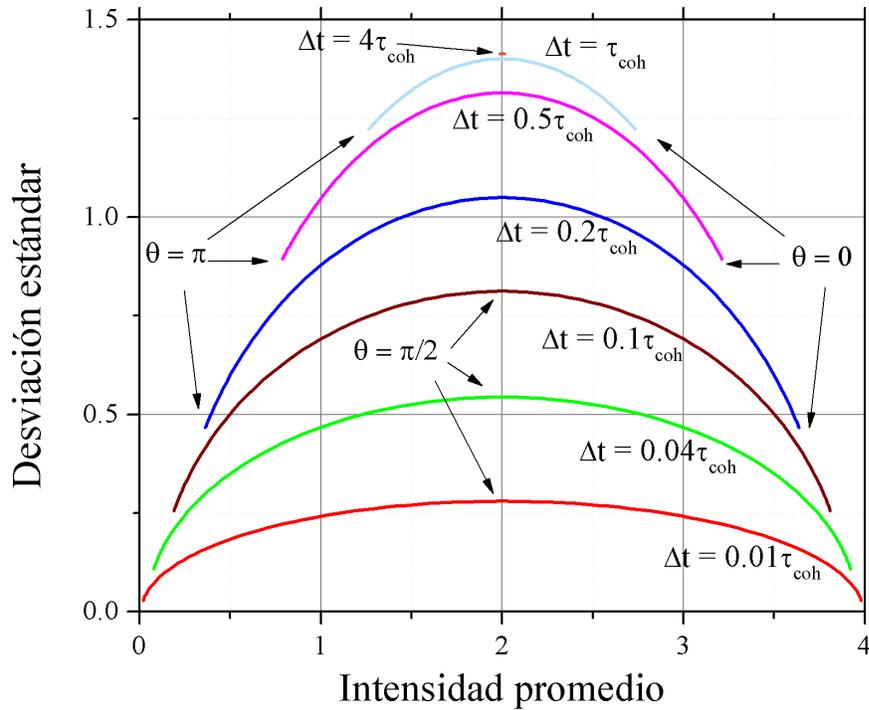


Figura 27: Relación entre potencia óptica promedio y su desviación estándar para diferentes tiempos de retraso.

3.5. Configuraciones de sensado para el sensor de correlación

La longitud de coherencia de la fuente óptica juega un papel importante para los sensores distribuidos, ya sea para sensores basados en efectos de esparcimiento o efectos interferométricos. Bajo este criterio, podemos considerar cuatro configuraciones para el sensor bajo estudio: a) sensor incoherente para detección puntual multiplexado cuando los reflectores parciales están separados por distancias mayores a la longitud de coherencia, b) sensor coherente para interrogar un arreglo de interferómetros multiplexados, c) sensor coherente para detección distribuida y detección discreta utilizando interferómetros y d) sensor totalmente distribuido para la detección y localización distribuida. Estas configuraciones se ilustran en la Figura 28.

Cuando la distancia entre sensores adyacente es más grande que la longitud de coherencia de la fuente ($L_{coherencia}$), entonces cada par de señales reflejadas producen un pico de correlación el cual está centrado en el tiempo τ_n y su amplitud será proporcional a la reflectancia del sensor R_n a la longitud de onda de la prueba e independiente de otros reflectores. En este trabajo nosotros nos referimos a este caso como sistema incoherente,

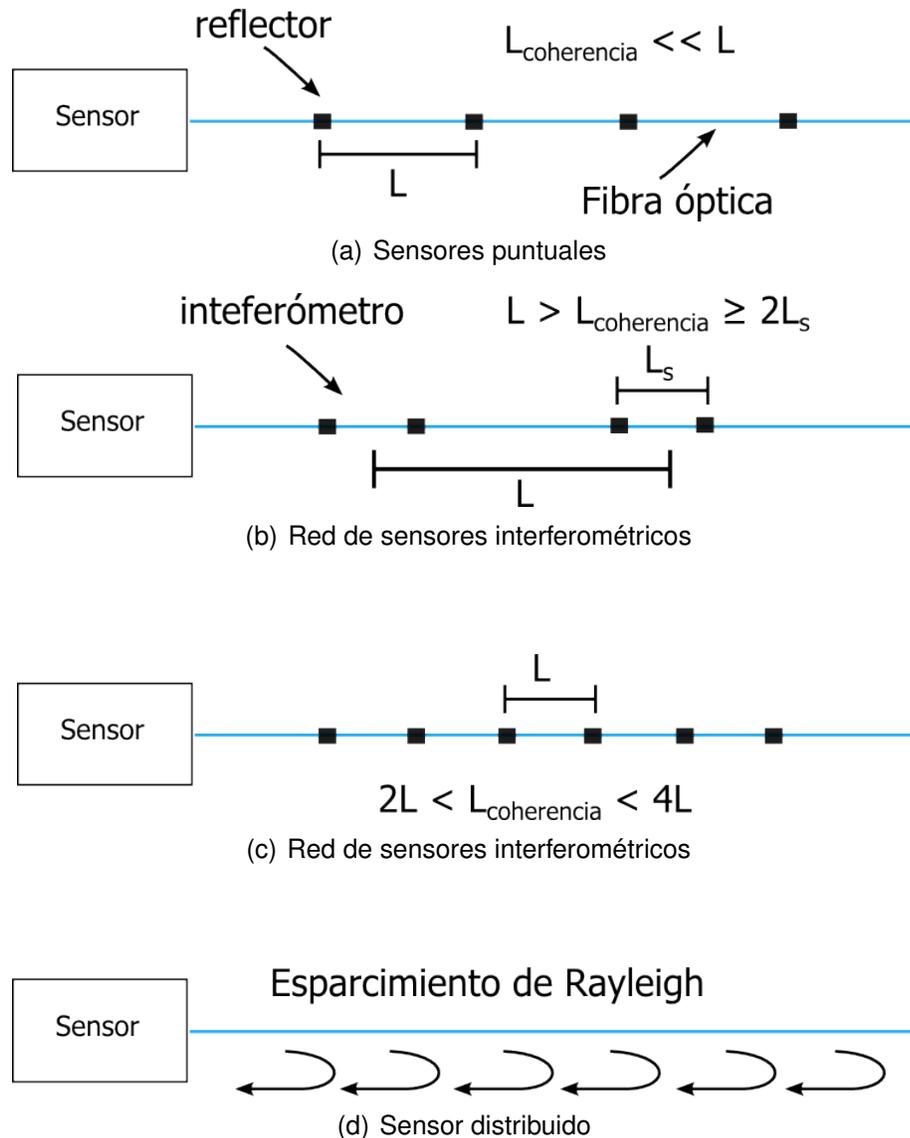


Figura 28: Diferentes tipos de configuraciones de la fibra para el sensor de reflectometría de correlación. (a) Red de sensores puntuales (sensor incoherente), (b) red de sensores interferométricos multiplexados (sensor coherente), (c) red de interferómetros para detección totalmente distribuida y localización discreta y (d) sensor distribuido basado en esparcimiento de Rayleigh

Figura 28(a). Cuando por el contrario la distancia entre dos rejillas de Bragg o reflectores parciales adyacentes es igual o menor a la longitud de coherencia, los picos de correlación se traslaparan y no podrán interrogar de manera independiente. En este caso la amplitud del pico resultante está determinada por la fase de los dos pares de ondas que interfieren, este es el caso del sensor coherente o sensible a la fase y es útil para la interrogación de interferómetros formados con rejillas de Bragg u otro tipo de reflector.

Para la configuración coherente pueden existir dos casos. Se puede formar un arreglo de interferómetros con distancias entre interferómetros adyacentes mayor a la longitud de coherencia, en este caso la detección serán la secciones de la fibra que están dentro los reflectores que forman un interferómetro. En este sentido la detección será cuasi-distribuida y de localización discreta (Figura 28(b)). El segundo caso se forma cuando se cumple que $2L < L_{coh} < L$. En este caso se forman interferómetros para detección totalmente distribuida a lo largo de toda la fibra (Figura 28(c)). Finalmente, el caso más complicado cuando se considera que cada sección de la fibra funciona como un reflector, esto sucede cuando la luz es retroesparcida por esparcimiento de Rayleigh. Aquí el resultado de la interferencia de todas las ondas reflejadas no es predecible. Sin embargo, para tiempos cortos y condiciones estables, el patrón generado por la función de correlación cruzada debe de mantenerse constante. Analizando trazas (patrones) obtenidos en diferentes instantes de tiempo consecutivos, puede obtenerse información de cambios de temperatura o tensión de manera distribuida a lo largo de toda la fibra.

Capítulo 4. Modelo numérico del sensor

En este capítulo presentamos las consideraciones tomadas para desarrollar un modelo computacional del sensor de reflectometría de correlación presentado en esta tesis. Para desarrollar el modelo computacional del sistema sensor fue necesario desarrollar un modelo del láser con ruido de fase, modelar la respuesta de la fibra óptica tomando en cuenta los retrasos producidos por los reflectores y el retroesparcimiento de Rayleigh. Además, se hace el procesamiento de las señales de intensidad en los fotodetectores para interrogar la fibra sensora.

4.1. Modelo del sensor de correlación

Para desarrollar el modelo del sensor de reflectometría de correlación utilizamos el diagrama a bloques mostrado en la Figura 29. Para el desarrollo correcto del modelo o que proporcione resultados aceptables comparados a los obtenidos experimentalmente, es necesario analizar los siguientes puntos:

- a) Realizar un modelo adecuado de la luz láser con el ancho de línea espectral de la salida determinado en su mayor parte por el ruido de fase.
- b) Desarrollar un modelo de la respuesta de la fibra óptica con reflectores y esparcimiento de Rayleigh.
- c) Modelar la propagación de las ondas ópticas en el arreglo de la fibra óptica del sensor y la detección de señales de intensidad para el procesamiento digital.
- d) Modelo del bloque del procesamiento de las señales.

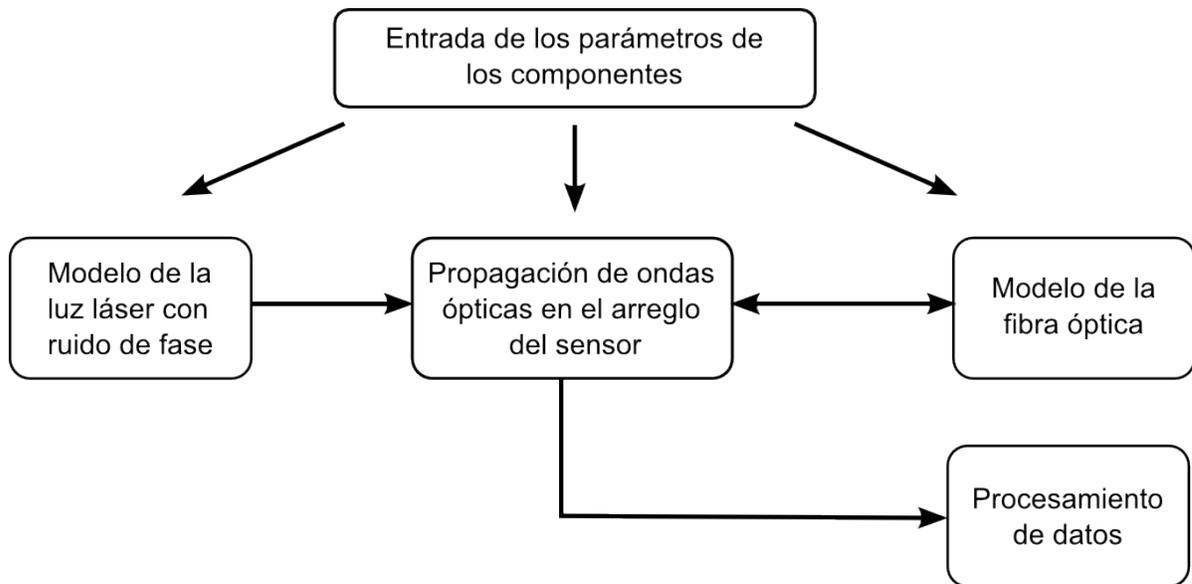


Figura 29: Diagrama a bloques del sensor de reflectometría de correlación utilizado para el desarrollo del modelo computacional.

4.1.1. Modelo de la luz del diodo láser DFB

En cualquier sistema óptico especialmente en sistemas interferométricos, el ruido de fase es una fuente importante de ruido (Dandridge *et al.*, 1981). El ruido de fase tiene su origen en la emisión espontánea dentro de la cavidad de láser y altera tanto la amplitud como la fase del campo de emisión. La emisión espontánea al sumarse a la emisión estimulada de fotones dentro de la cavidad láser, cambia tanto la intensidad como la fase promedio de la salida láser. Los fotones emitidos espontáneamente contienen fases con valores alrededor de la fase promedio de la emisión láser lo que altera la fase de la emisión estimulada. Este proceso se ilustra en la Figura 30. La trayectoria de la fase de la emisión láser puede describirse como un movimiento browniano (Lax, 1967; Henry, 1986).

Los diodos láseres DFB (por sus siglas del inglés "*distributed feedback*"), son utilizados comúnmente en enlaces ópticos de telecomunicaciones. Estos láseres tienen un ruido de intensidad bajo, pero debido a la dependencia de índice de refracción a la densidad de fotones dentro cavidad del láser, el ruido de fase aumenta significativamente lo que hace que el ancho de línea de los láseres de semiconductor sea más grande que otros tipos de láseres de estado sólido (Hui and O'Sullivan, 2009). En este trabajo, utilizamos este tipo de láser debido a esta característica la cual nos proporcionará una fuerte modu-

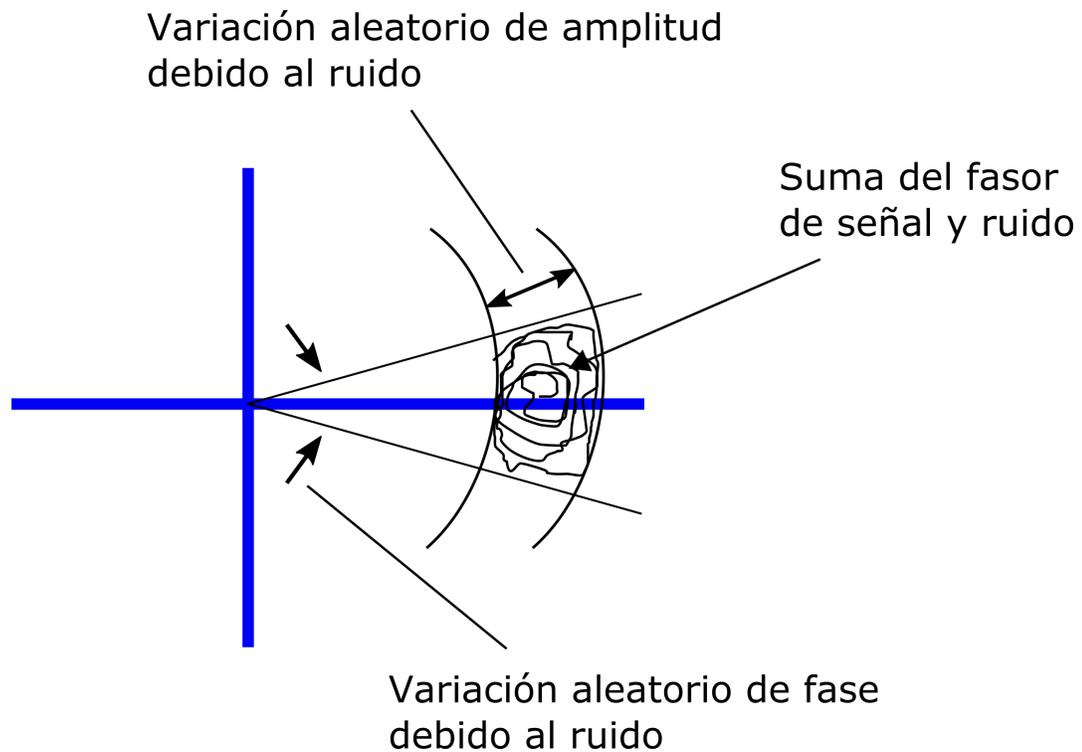


Figura 30: Ruido de fase sumado a la fase central o promedio de la emisión estimulada. El ruido adicional agregado causa una fase aleatoria (ruido de fase).

lación de la intensidad a salida del interferómetro fuertemente desbalanceado, generando una señal con un contenido espectral amplio.

Asumiendo que la fase de luz emitida por un láser cambia aleatoriamente como una partícula con movimiento browniano, la diferencia de fase acumulada $\Delta\phi$ durante el intervalo de tiempo Δt se puede escribir como la suma de pequeñas fluctuaciones aleatorias, es decir:

$$\Delta\phi(\Delta t) = \sum_k \delta\phi_k, \quad (62)$$

donde k es el número de la muestra. Por lo tanto, el ruido de fase puede ser caracterizado como incrementos de fase aleatorias con varianza que depende del intervalo de tiempo entre las mediciones de fase, $\sigma_\phi^2(\Delta t)$. De acuerdo con la teoría de los procesos estocásticos, la suma de muchas variables aleatorias se puede suponer que posee una distribución normal (Gaussiana) y la varianza de esta suma es igual a la suma de las varianzas de cada una de las variables. Por lo tanto, la varianza de la diferencia de fase

crece con el intervalo de tiempo entre mediciones:

$$\sigma_{\phi}^2(\Delta t) = V|\Delta t|, \quad (63)$$

donde el coeficiente V puede ser considerado como la velocidad de crecimiento de la varianza de la diferencia de fase. Para propósitos prácticos y de este trabajo, analizaremos una característica del ruido de fase en la radiación láser que se puede relacionar con este coeficiente. Para encontrar esto analizaremos la función de autocorrelación de la onda electromagnética láser que presenta este ruido:

$$\rho(\Delta t) = \overline{a(t) a^*(t + \Delta t)} = \overline{e^{-i\phi_1} e^{i\phi_2}}. \quad (64)$$

La barra sobre la expresión anterior indica el promedio y $*$ denota el complejo conjugado. En la expresión 64 suponemos que la onda electromagnética tienen amplitud 1, ϕ_1 y ϕ_2 son fases de esta onda en instantes de tiempos separado por intervalos Δt . Esto es, $\phi_2 = \phi_1 + \Delta\phi$:

$$\rho(\Delta t) = \overline{e^{i\Delta\phi(\Delta t)}}. \quad (65)$$

Para calcular el valor promedio en la ecuación 65, necesitamos tener en cuenta la distribución aleatoria $p(\Delta\phi)$ de la diferencia de fase:

$$\overline{e^{i\Delta\phi}} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Delta\phi} p(\Delta\phi) d\Delta\phi. \quad (66)$$

Como se mencionó arriba, la diferencia de fase puede ser considerada como variable aleatoria con distribución normal:

$$p(\Delta\phi) = \frac{1}{\sigma_{\phi}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\Delta\phi^2}{2\sigma_{\phi}^2}}. \quad (67)$$

Sustituyendo 67 en 66 podemos obtener:

$$\overline{e^{i\Delta\phi}} = \frac{1}{\sigma_\phi\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\Delta\phi^2}{2\sigma_\phi^2} + i\Delta\phi} d\Delta\phi = \frac{1}{\sigma_\phi\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\Delta\phi^2}{2\sigma_\phi^2}} \cos \Delta\phi d\Delta\phi. \quad (68)$$

Después de la evaluación de la integral se obtiene que:

$$\rho(\Delta t) = e^{-\frac{\sigma_\phi^2(\Delta t)}{2}} = e^{-\frac{V|\Delta t|}{2}}. \quad (69)$$

Ahora podemos introducir la correlación de la onda o tiempo de coherencia $\tau_{coh} = 2/V$, de modo que la función de autocorrelación puede ser reescrita como:

$$\rho(\Delta t) = e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{coh}}}, \quad (70)$$

y

$$\sigma_\phi^2(\Delta t) = \frac{2|\Delta t|}{\tau_{coh}}. \quad (71)$$

La función de autocorrelación (mostrada en la Figura 31(a)), permite calcular el espectro de potencia de la onda electromagnética:

$$S(\nu) = \frac{4V}{V^2 + 16\pi^2\nu^2}. \quad (72)$$

El fácil ver que el espectro de potencia de la onda electromagnética con ruido de fase tiene una forma de línea lorentziana con un ancho medio igual:

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{V}{4\pi} = \frac{1}{2\pi\tau_{coh}}. \quad (73)$$

Usando $\nu_{1/2}$ en lugar de V como un parámetro, el espectro de línea del láser de onda óptica normalizada con ruido de fase puede reescribirse como:

$$S(\nu) = \frac{\nu_{1/2}}{\pi^2 \left(\nu_{1/2}^2 + \nu^2 \right)}. \quad (74)$$

El espectro de potencia calculado a utilizando esta ultima expresión se gráfica en la Figura

31(b). Por lo tanto, la varianza de la diferencia de fase entre las mediciones separadas

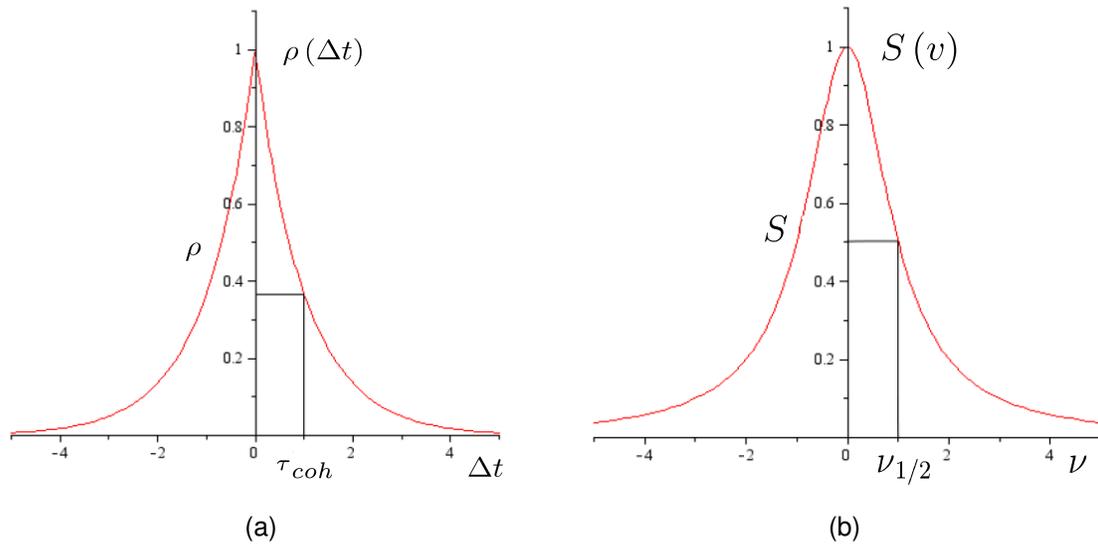


Figura 31: En (a) la función de autocorrelación en función del tiempo de coherencia, Ecuación 70 y en (b) el espectro de potencia calculado utilizando la ecuación 73. El tiempo y la frecuencia en estas gráficas son mostrados en unidades relativas.

por intervalo de tiempo Δt se puede escribir usando la anchura media del espectro de potencia del láser:

$$\sigma_{\phi}^2(\Delta t) = 4\pi\Delta\nu_{1/2}|\Delta t|. \quad (75)$$

Esta ecuación puede ser utilizada para la simulación del ruido de fase en los modelos de ordenador de la siguiente manera. Supongamos que se simula la radiación láser a velocidad de muestreo de f_s . Entonces la diferencia de fase entre las muestras k y $k + 1$ puede ser simulado como:

$$\phi_{k+1} - \phi_k = \Delta\phi_k = 2\sqrt{\frac{\pi\Delta\nu_{1/2}}{f_s}}\xi_k, \quad (76)$$

donde ξ_k una variables aleatoria con distribución normal con promedio cero y desviación estándar unidad.

En la Figura 32, se muestra la simulación del ruido de fase de la fuente óptica utilizando la ecuación 76, para un ancho de banda $\Delta\nu_{\frac{1}{2}} = 2.5 \text{ MHz}$ y una frecuencia de muestreo $f_s = 25 \text{ MHz}$, ambos son parámetros experimentales. En esta figura se aprecia una tra-

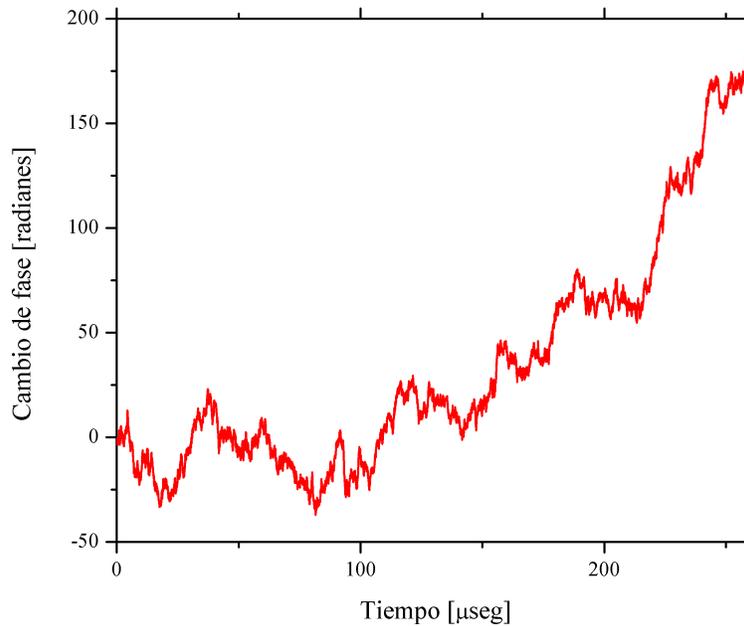


Figura 32: Resultado de la simulación del ruido de fase en la fuente óptica como un movimiento browniano.

yectoria irregular de la fase, como una partícula browniana. Consideremos este modelo para simular la fase de la fuente óptica, dado que experimentalmente el ruido de fase no tiene cambios bruscos.

4.1.2. Modelo de la respuesta de la fibra

Para analizar la respuesta de la fibra sensora en el sistema (ver sección 3.2), consideraremos que no se cambia el estado de polarización de las ondas (no hay birrefringencia) y que cada sección de la fibra está formada por reflectores puntuales, como se muestra en la Figura 33. Entonces, la onda reflejada está formada por la suma de todos los pares de ondas reflejadas ($A_1(t)$ y $A_2(t + \tau_0)$) en cada uno de los reflectores. Para el modelo computacional de la respuesta de la fibra, consideramos que la onda que llega al fotodetector $PD2$ está formada por la suma de todos los pares de ondas reflejadas por los reflectores en la fibra óptica con sus respectivos retrasos de tiempo. Esta suma de ondas

la escribimos como:

$$S_{sensor}(t) = \sum_{i=1}^n R_i \cdot \sqrt{\kappa} \cdot (A_s(t + \tau_i)). \quad (77)$$

donde τ_j es el tiempo de retraso relativo que corresponde a la posición del reflector en la fibra, R_j la amplitud de cada reflectancia en la fibra y κ es coeficiente de acoplamiento. Para modelar las configuraciones de la fibra sensora mostradas en la Figura 28, modificamos la distancia a la que se encuentra cada reflector. Por lo tanto, cada sensor introduce un retraso relativo a cada par de ondas. En este sentido el esparcimiento de Rayleigh es una suma de los pares de ondas reflejadas por una gran cantidad de reflectores puntuales por una sección de fibra. En esta parte del modelo introducimos la amplitud de las ondas que se propagan en la fibra sensora, constantes relacionadas a la fibra óptica como la longitud total, la atenuación de la fibra, distancia entre reflectores y su reflectancia.

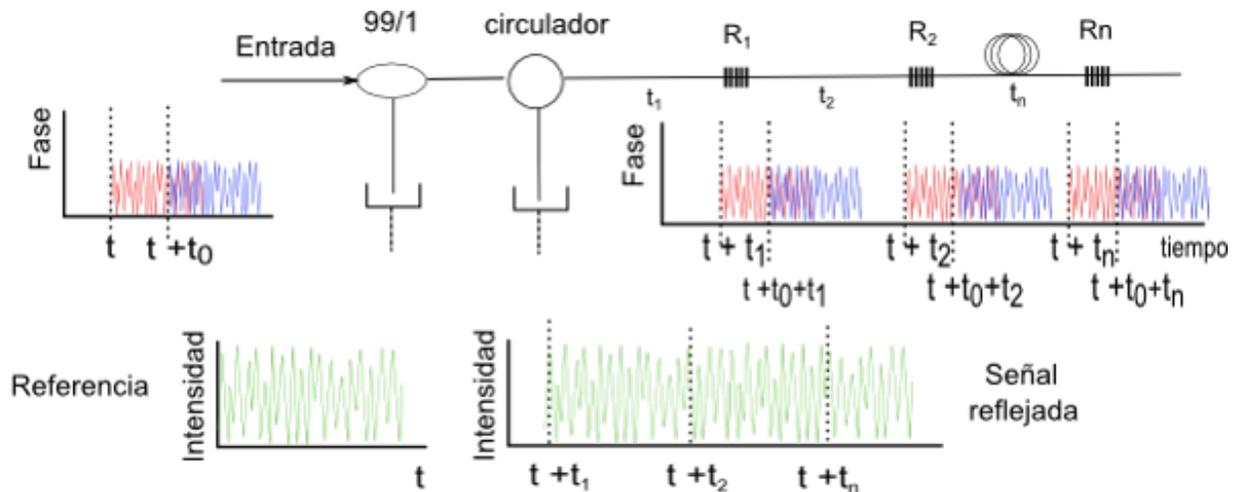


Figura 33: Señal reflejada por la fibra. Cada reflector refleja un par de ondas que provienen del interferómetro fuertemente desbalanceado.

4.1.3. Propagación de las ondas en el sensor

Para la simulación del sensor de correlación, utilizamos el esquema mostrado en la Figura 34.

La onda de salida de la luz láser es modelada por la ecuación 76. Esta ecuación nos permite cambiar el ancho de banda del ruido de fase y por tanto cambiar la longitud de coherencia de la fuente. El ancho de banda de la señal o longitud de coherencia y

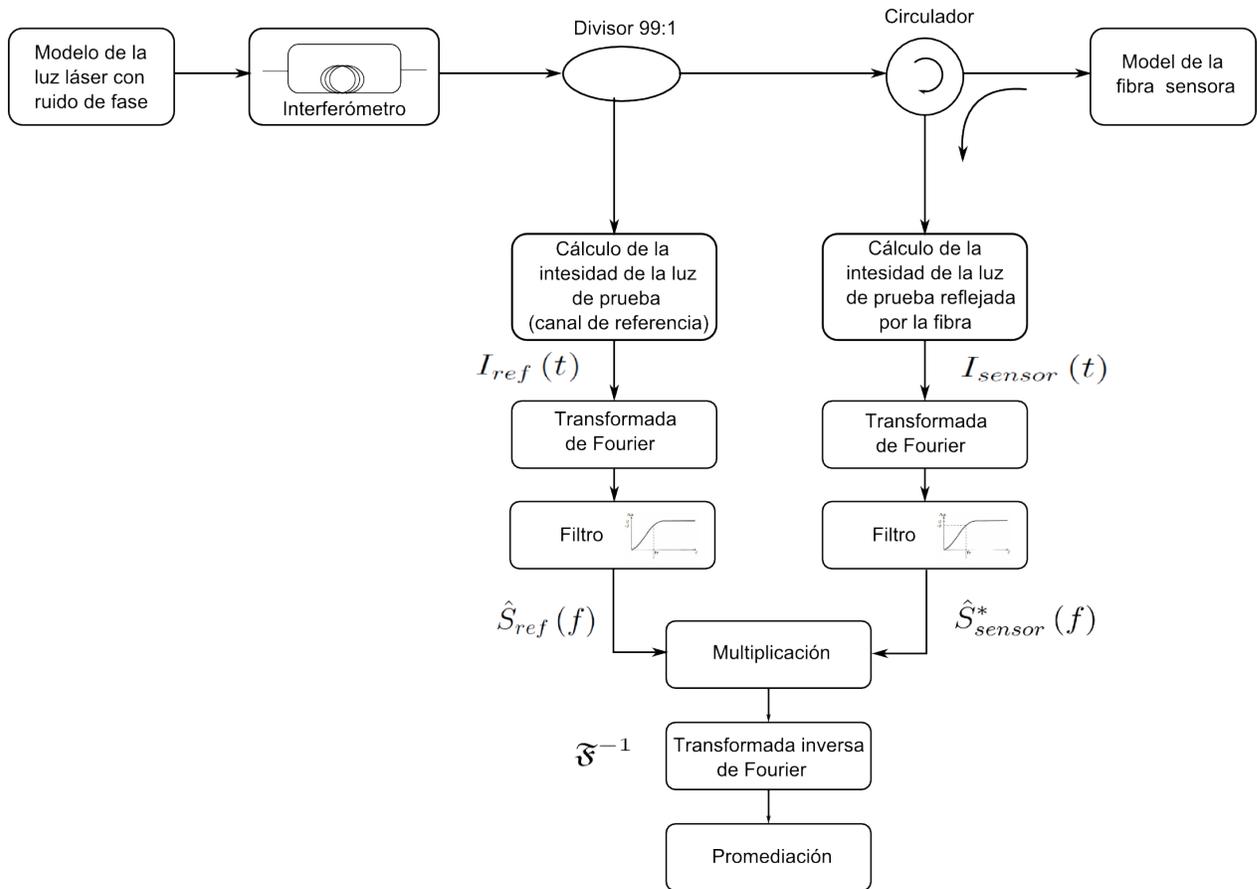


Figura 34: Diagrama de flujo para la simulación del sensor basado en reflectometría de correlación.

la distribución de los reflectores puntuales determina si la detección es coherente (sensores puntuales) o incoherente (sensores interferométricos). En esta parte del modelo introducimos parámetros como la longitud de onda de la fuente, la velocidad de muestro, el tamaño de las realizaciones (tamaño del vector) y algunas constantes. Con la salida del láser adecuada, la onda se propaga a través del interferómetro desbalanceado para generar la señal de referencia según la ecuación 42. Aquí introducimos la diferencia de camino físico entre los brazos del interferómetro y que da como resultado el retraso relativo τ_0 entre las ondas $A_1(t)$ y $A_2(t)$. Estas dos ondas son introducidas en el bloque de la respuesta de la fibra que se describió en la sección 4.1.2. La señal generada por el fotodetector como respuesta del modelo de fibra se obtiene según la ecuación 45. En este punto tenemos las señales de intensidad generadas por los dos fotodetectores. En la simulación, no consideramos la respuesta a la frecuencia de los fotodetectores, tampoco son considerados los ruidos de fotodetección ya que consideramos que estos ruidos son de menor magnitud que el ruido de correlación. En la simulación el ancho de banda de la

señal esta solamente limitado por los parámetros introducidos en la ecuación 76. También consideramos todos los reflectores como acromáticos, en otras palabras no tienen dependencia a la frecuencia óptica.

4.1.4. Procesamiento de las señales

Para cada realización de la señal de prueba se calcula un vector para las fases según la ecuación 76. Para cada una de estas realizaciones de la señal se calcula la función de correlación cruzada entre la señal de referencia y la señal reflejada por la fibra. Las señales generadas por los fotodetectores tienen un nivel de DC constante que no proporciona información útil para el sensor de correlación. Este nivel de DC es eliminado utilizando filtros pasa altas. La función de autocorrelación la calculamos utilizando el teorema de *Wiener-Khinchin*; la función de autocorrelación es la transformada inversa de Fourier de la magnitud del espectro de la señal al cuadrado, es decir:

$$R_{rr}(t) = \mathfrak{F}^{-1} \left| \hat{S}_{ref}(f) \right|^2, \quad (78)$$

donde $\hat{S}_{ref}(f)$ es la transformada de Fourier de la función en el tiempo $I_{ref}(t)$ o la señal eléctrica en el fotodetector de referencia. De manera similar calculamos la función de correlación cruzada entre ambos canales utilizando la ecuación:

$$R_{rs}(t) = \mathfrak{F}^{-1} \left| \hat{S}_{ref}(f) \cdot \hat{S}_{sensor}^*(f) \right|, \quad (79)$$

donde $\hat{S}_{sensor}^*(f)$ es el conjugado de la transformada de Fourier de la señal $I_{sensor}(t)$ o la señal eléctrica en el fotodetector del canal de la señal reflejada por la fibra óptica. Para mejorar la relación señal a ruido, los resultados de los cálculos de las correlaciones cruzadas $R_{rs}(t)$ para cada realización de la señal de prueba son promediadas. De esta manera es posible reducir significativamente el ruido, específicamente el ruido de correlación (Gong *et al.*, 1996).

4.2. Simulación sensor incoherente

Para la simulación del sensor de correlación utilizamos los parámetros utilizados en el laboratorio, con el fin de comparar los resultados del modelo con los resultados experimentales. Algunos de estos parámetros son: la potencia de entrada al interferómetro des-

balanceado de $P_o = 10 \text{ mW}$, la diferencia en longitud física de fibra óptica entre los brazos del interferómetro fue de $L_{retraso} = 100 \text{ m}$, la anchura a media altura o FWHM (del inglés Full Width at Half Maximum) del espectro de la señal generada fue de $FWHM = 2 \text{ MHz}$, este dato se obtuvo de la medición de la señal generada con un analizador de espectros eléctricos. El tamaño de las realizaciones de la señal de prueba es 4096 elementos obtenidos a una frecuencia de muestreo de 25 MHz . Utilizamos 4096 muestras, porque es del tamaño suficiente para guardar señales reflejadas desde un punto más lejano de las fibras sensoras utilizadas. Como las señales reflejadas son generadas por reflectancias muy bajas ($\approx 0.01 \%$), se requiere promediar varias realizaciones de la señal de prueba para aumentar la relación señal a ruido o SNR como se discutió en la sección 3.3. Para esta promediación se genera una señal de prueba independiente a la anterior. En la Figura 35 se muestra la función de autocorrelación de la señal de referencia generada a partir de los parámetros mencionados arriba y 64 realizaciones promediadas.

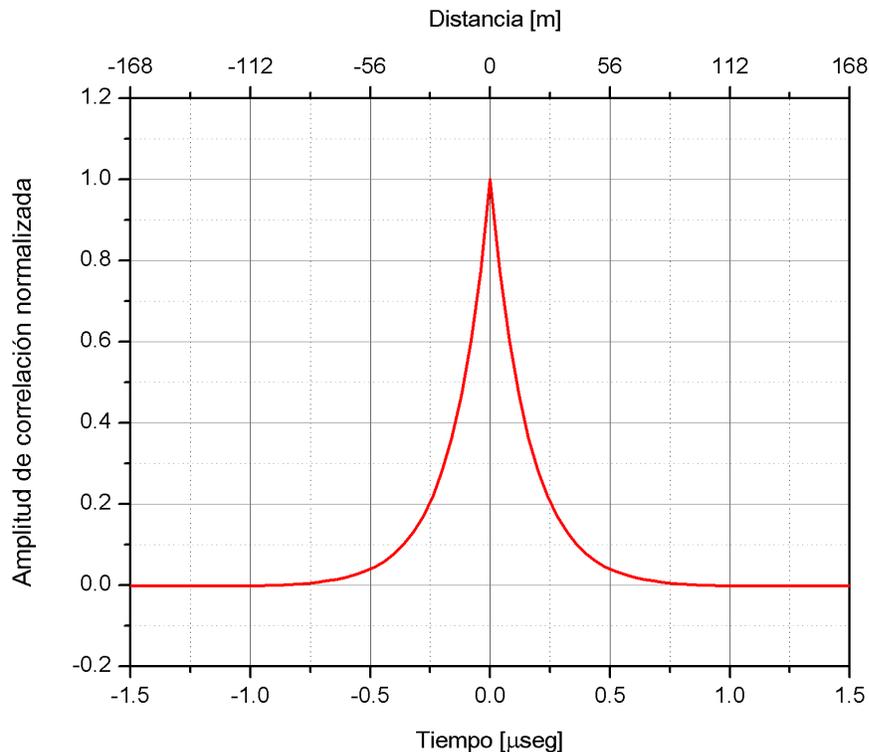


Figura 35: Función de autocorrelación de la señal de prueba simulada para un ancho de banda de la señal generada de 2 MHz .

Utilizamos los parámetros mencionados anteriormente para probar la simulación del sensor incoherente. Introducimos los parámetros de un arreglo formado por cuatro rejillas de Bragg como se ilustra en la Figura 36. Para hacer una comparación entre el resultado

de la simulación y el resultado experimental, los parámetros utilizados son los correspondientes a los del experimento mostrado en la sección 5.4. En la simulación las reflexiones son producidas por espejos acromáticos, es decir, no tienen dependencia a la longitud de onda de la fuente. Sin embargo las reflectancias para cada punto de reflexión fueron seleccionadas según el valor obtenido en el laboratorio para $R_1 = 0.03\%$, $R_2 = 0.01\%$, $R_3 = 0.02\%$ y $R_4 = 0.03\%$. Las distancias a las que se encuentran colocadas son 1000, 1054, 1600 y 4600 metros, respectivamente.

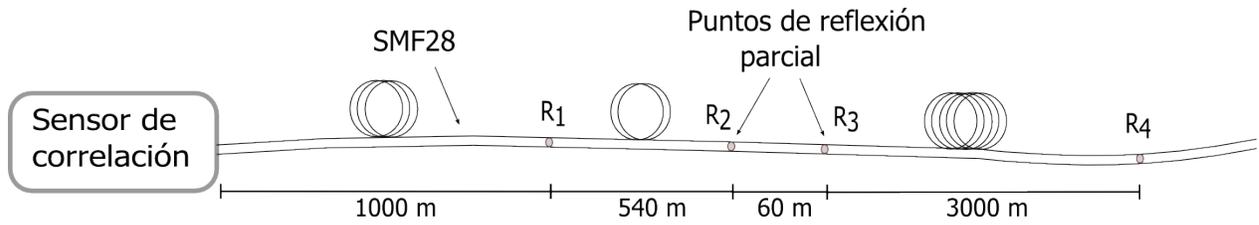


Figura 36: Distribución de reflectores sobre la fibra utilizados para la simulación del sensor incoherente. Aquí R_1 , R_2 , R_3 y R_4 son espejos acromáticos.

La señal de correlación obtenida para la simulación descrita anteriormente se muestra en la Figura 37. Cada pico en la función de correlación cruzada en la Figura 37 puede resolverse de manera independiente. Esto implica que no existe ruido “cross-talk” entre reflectores adyacentes, este el caso del sensor incoherente.

En la Figura 37 los 4 picos corresponden a cada espejo en el arreglo. Cada uno de ellos tiene un tiempo de retraso que es proporcional a la distancia a la que se encuentran colocados sobre la fibra. Esta distancia se puede calcular usando $Distancia = t_{retraso}/2nc$, donde n es el índice de refracción de la fibra y c la velocidad de la luz en el vacío. La amplitud de cada pico está en función de la reflectancia del espejo. La amplitud de los picos de correlación también puede entenderse como el valor de reflectancia a la longitud de onda de la señal de prueba, sin embargo no es posible determinar el valor absoluto de la reflectancia debido a que no se tiene una referencia fija.

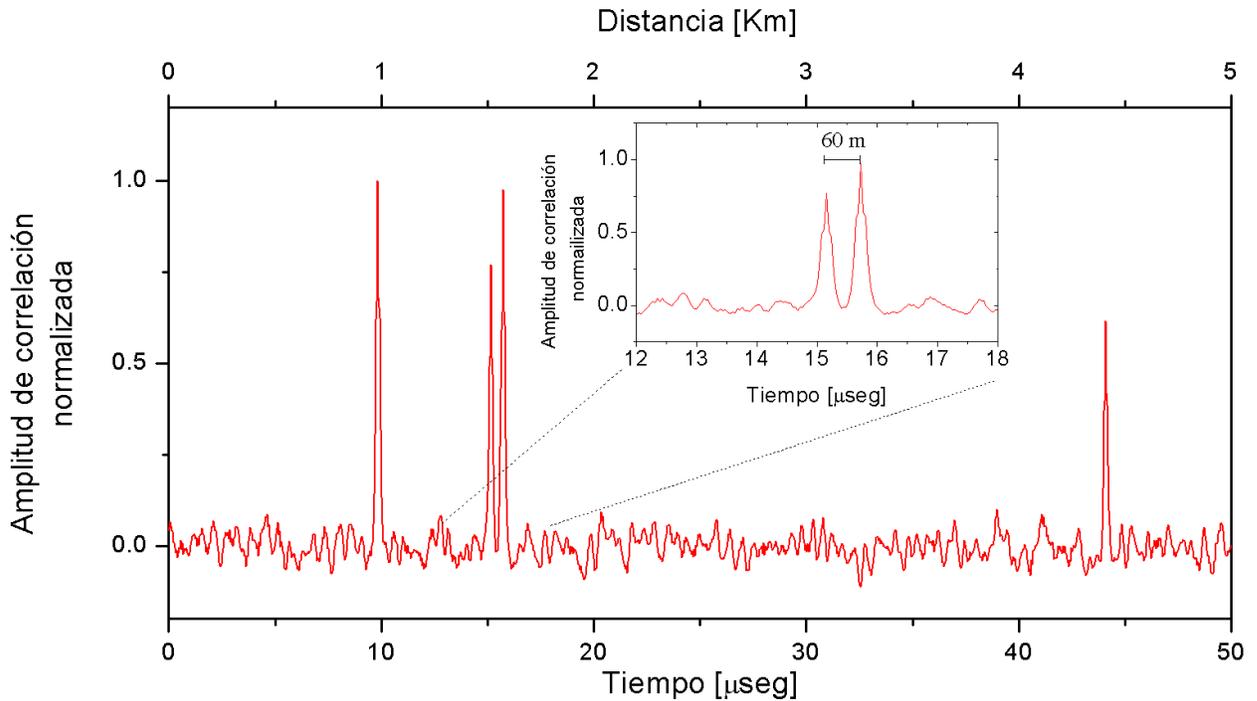


Figura 37: Resultado de la simulación del sensor incoherente utilizando 4 espejos acromáticos. La señal de referencia tiene un ancho espectral de 2 MHz y tiempo promediado es de 10.4 msec.

4.3. Simulación sensor coherente o sensible a la fase

En esta sección simulamos el sensor coherente o sensible a la fase para interferómetros multiplexados con la configuración que se ilustra en la Figura 28(b). En esta configuración se cumple que la separación entre los interferómetros es más grande que la longitud de coherencia de la luz y que el doble de la separación entre las rejillas o reflectores que forman los interferómetros es menor que la longitud de coherencia de la luz, $L > L_{coherencia} \geq 2L_s$. Para la simulación utilizamos la configuración que se muestra en la Figura 38. Los interferómetros están formados por espejos semitransparentes (sin dependencia a la longitud de onda de la fuente) con una separación entre ellos de $L = 1 \text{ m}$. La distancia entre cada interferómetro en el arreglo es de 50 m. Esta configuración corresponde a la utilizada en el laboratorio y los resultados experimentales se muestran en la sección 5.5. Para la simulación se usaron los siguientes parámetros: ancho de banda de la señal 2 MHz, tiempo total promediado 5.24 msec (32 realizaciones independientes de 4096 muestras capturadas a 25 MHz), la reflectancia de cada interferómetro depende del punto de trabajo de cada uno y de la fase de las ondas que interfieren. Experimentalmente el punto de trabajo de cada uno de ellos no fue controlado, por lo que su reflectancia

no es predecible. Para la simulación se ajustaron las reflectancias de cada interferómetro solo con propósitos comparativos con los resultados experimentales. El resultado de esta simulación con interferómetros se muestra en la Figura 39.

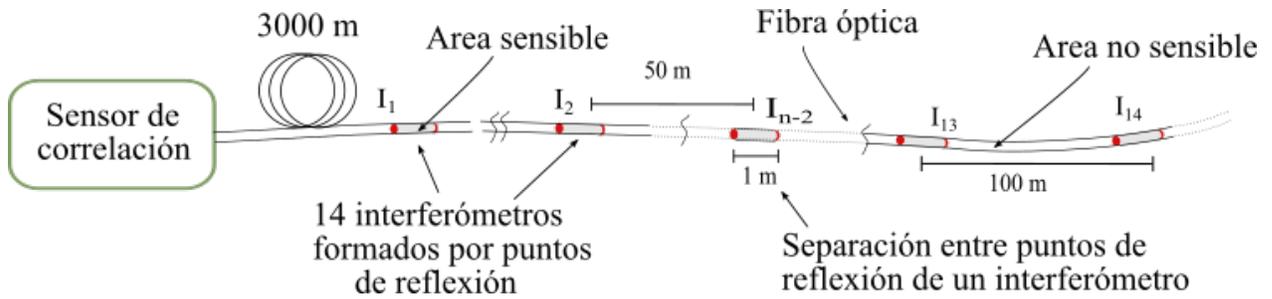


Figura 38: Distribución de reflectores para la simulación del sensor coherente. Cada interferómetro es formado por dos puntos de reflexión separados por 1 m. La separación entre interferómetros es 50 m.

Como la separación entre los espejos que forman un interferómetro es mucho menor que el ancho de pico de la señal de autocorrelación, estos dos espejos no pueden distinguirse o ser resueltos de manera independiente. En consecuencia estos dos espejos solo forman un pico de correlación, cuya amplitud no solo depende de la reflectancia de los espejos que lo forman, sino además de las fases de las ondas que se reflejan en cada espejo del interferómetro. En este sentido, la amplitud del pico puede variar si existe una perturbación en la fibra que se encuentra entre los dos espejos, de aquí que esta configuración la llamemos coherente o sensible a la fase.

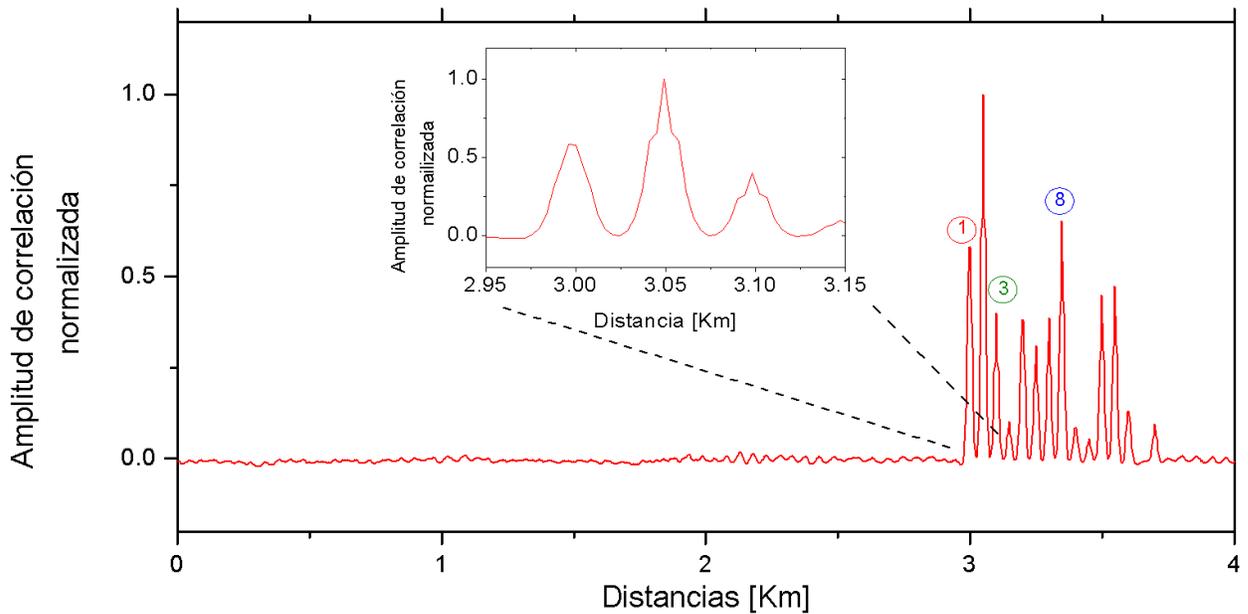


Figura 39: Resultado de la simulación del sensor coherente utilizando un arreglo de 14 interferómetros formados con reflectores parciales. La reflectancia de cada interferómetros se escogió utilizando los resultados experimentales mostrados en la Figura 55. Ancho de banda 2 MHz y tiempo de promediación 5.24 msec.

4.3.1. Simulación de la detección de vibraciones con la configuración coherente

La luz láser de un diodo DFB, tiene una longitud de coherencia bastante larga (≈ 50 metros), que permite utilizarla para interrogar sensores interferométricos con diferencias de caminos ópticos menores a 10 metros. La reflectancia y por lo tanto la amplitud del pico de correlación generado por un interferómetro depende del retraso de fase entre las ondas que interfieren con una diferencia de caminos ópticos menor que la longitud de coherencia. Estas variaciones de la fase pueden ser el resultado de cambios en el índice de refracción de la fibra entre dos reflectores debido a cambios de temperatura (efecto termo-óptico) y/o deformación en la fibra (efecto elasto-óptico). En la simulación un cambio de fase es introducido en la sección sensible del interferómetro como un cambio en el índice de refracción, esto produce un cambio en la fase de las ondas que interfieren afectando la amplitud del pico de correlación. Para la simulación de la detección de vibraciones con una red de interferómetros usamos el esquema de la Figura 38. A dos interferómetros en el arreglo (el tercero y el octavo) se les ha aplicado una modulación de forma sinusoidal para variar el índice de refracción entre los reflectores que forman los interferómetros. Este cambio en el índice de refracción produce un cambio en el tiempo de

retraso introducido en la señal de prueba reflejada y por lo tanto en la fase. El tiempo total promediado es de 2.62 msec , los cuales son parámetros experimentales. El resultado de ésta simulación se muestra en la Figura 40. La gráfica muestra como varían las funciones de autocorrelación en el tiempo para los dos interferómetros afectados y un interferómetro en estado estable (sin perturbación aplicada).

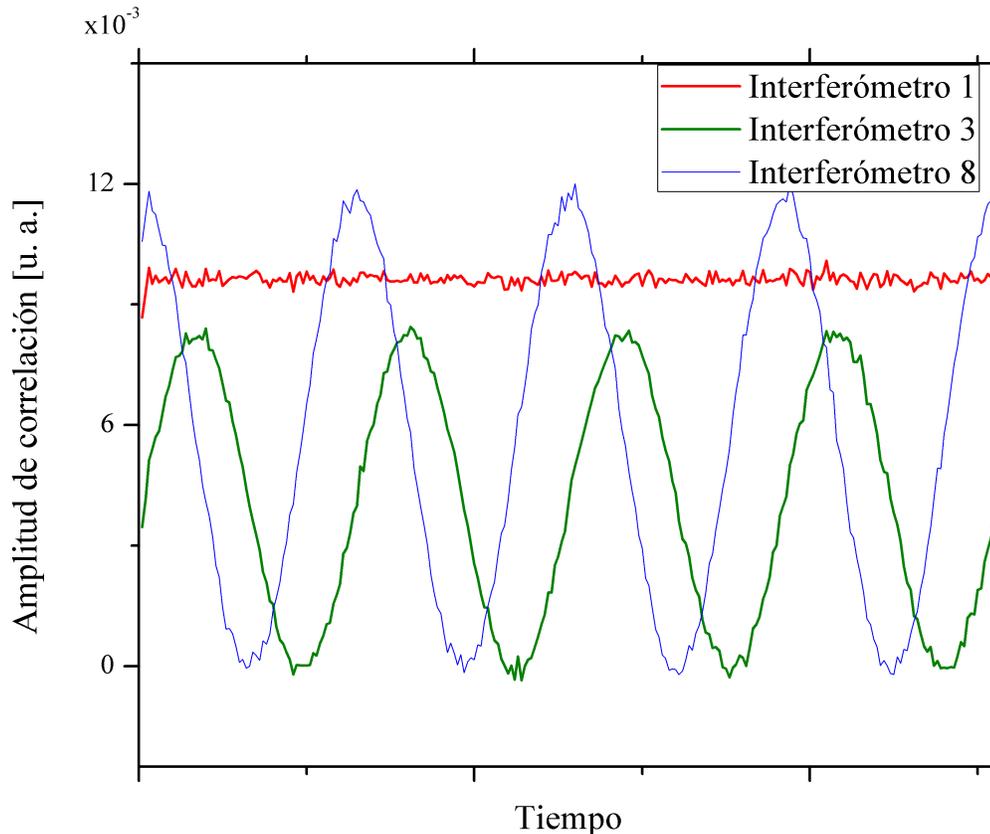


Figura 40: Detección simultánea de vibraciones con dos interferómetros formados por reflectores parciales. La gráfica muestra las variaciones de la función de correlación en función del tiempo para tres interferómetros.

4.3.2. Simulación sensor interferométrico verdaderamente distribuido

En la configuración del sensor coherente mostrado en la sección 4.3.1, las áreas sensibles a perturbaciones sobre la fibra óptica son aquellas que se encuentran entre los espejos que forman los interferómetros. En esta configuración los interferómetros tienen una longitud de ≈ 1 metros y la distancia entre dos interferómetros adyacentes es mayor a la longitud coherencia. En este caso, una perturbación de un segmento de la fibra entre los interferómetros no será detectada. Sin embargo, se puede llegar a una configuración de detección verdaderamente distribuida formando interferómetros con reflectores

parciales cuya distancia este dentro de la longitud de coherencia. El ancho del pico de autocorrelación para la condiciones de este experimento es de $\approx 10\text{ m}$, por lo que un esquema utilizando para la detección de vibraciones verdaderamente distribuida puede ser como el mostrada en la Figura 41. Con esta configuración cada sección de la fibra es sensible de debido a efectos interferométricos.

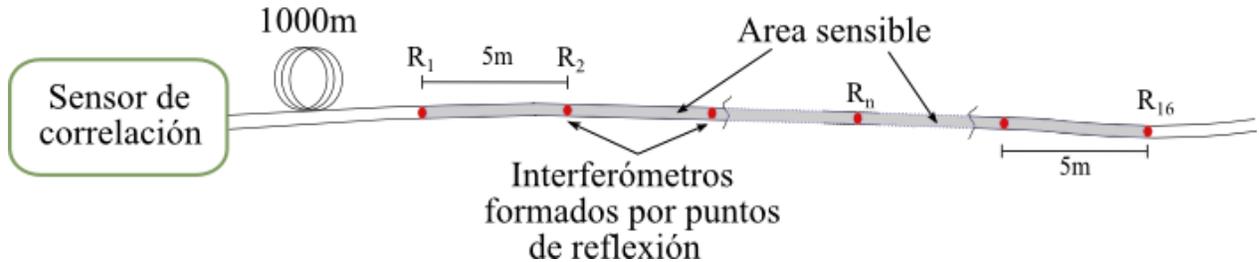


Figura 41: Esquema utilizado para la simulación verdaderamente distribuida utilizando interferómetros formados por reflectores parciales con una separación de 5 m .

Los parámetros utilizados en la parte experimental para esta configuración fueron utilizados para hacer la simulación. El ancho de banda utilizado para la señal generada para esta simulación fue 7 MHz . La frecuencia de muestreo 25 MHz . Cada realización de la señal de prueba capturada está formada por 4096 elementos. Se han promediado 16 realizaciones, lo que da un total de tiempo de promediado de 2.62 msec . Las reflectancias de los reflectores parciales es de 0.005% . Sin embargo, se les han cambiado ligeramente a valores aleatorios para hacer una comparación con el resultado experimental. En la Figura 42 se muestra el resultado del modelo matemático para esta configuración.

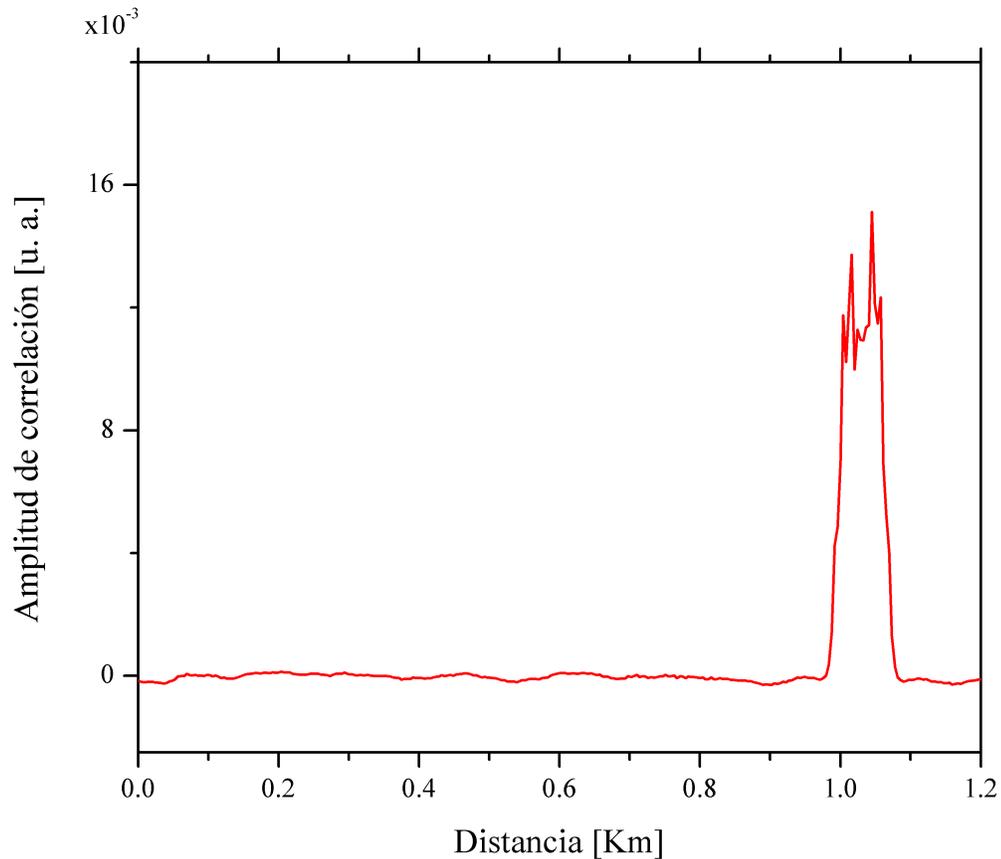


Figura 42: Función de correlación cruzada para la simulación del arreglo de la Figura 41. El ancho de banda de la señal generada es de 7 MHz y el tiempo de promediación 2.62 msec

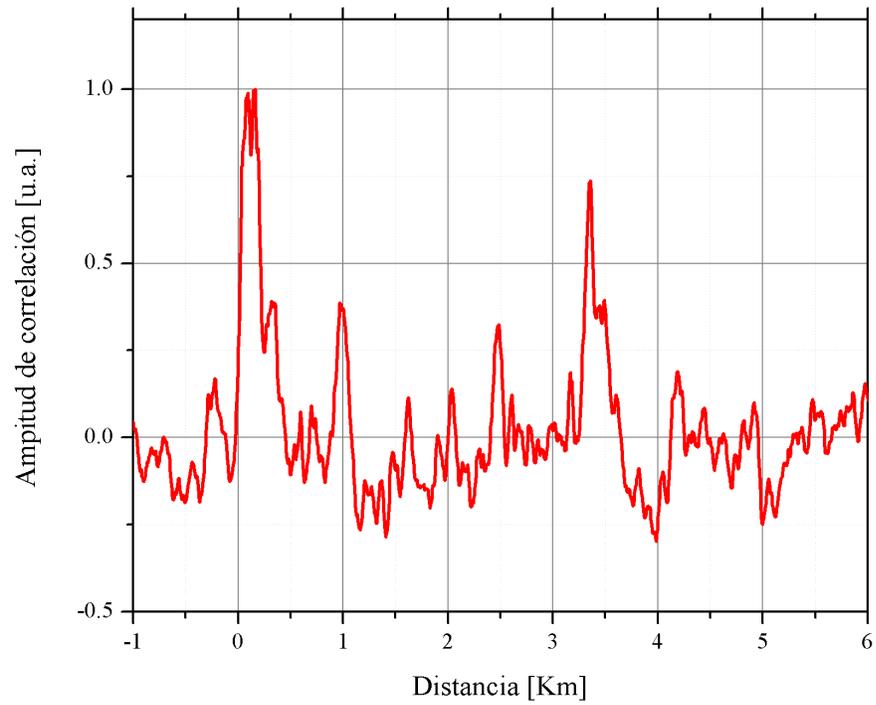
4.4. Simulación sensor distribuido en base de esparcimiento de Rayleigh

El principal fenómeno utilizado para el sensado en esta configuración es el retro esparcimiento de Rayleigh. En este caso, cada sección de la fibra funciona como un reflector. La reflectancia de una sección de la fibra óptica del tamaño de la longitud de coherencia, depende de la interferencia de todas las componentes retroesparcidas de esa sección particular de la fibra.

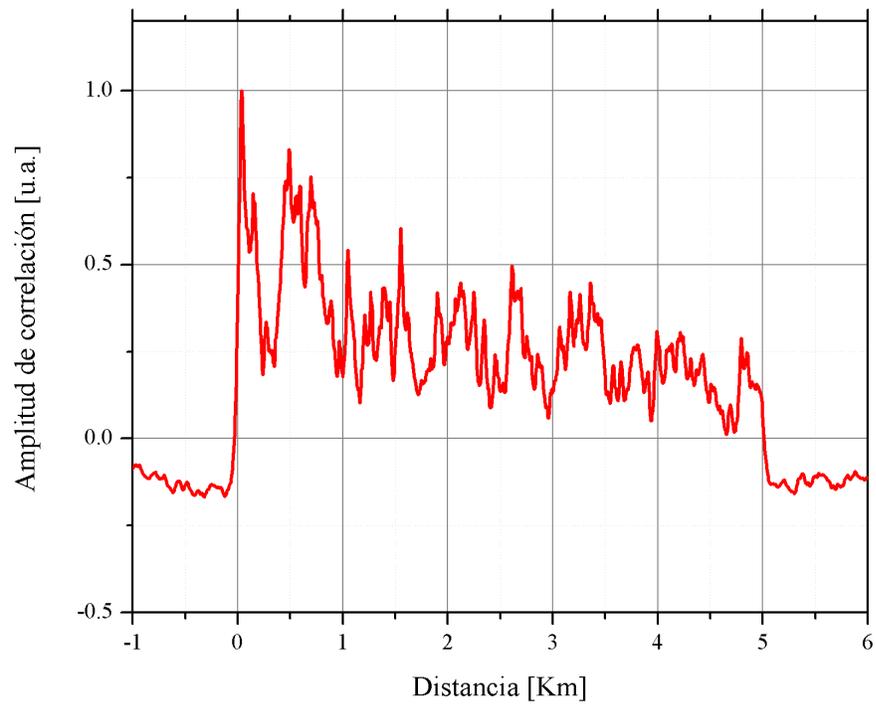
Para la simulación del esparcimiento de Rayleigh utilizamos la ecuación 77. Como se sabe la respuesta del esparcimiento de Rayleigh no es predecible a lo largo de la fibra. Para modelar esta situación introducimos pequeños cambios en el índice de refracción de manera aleatoria a lo largo de toda la fibra. Estos cambios en el índice de refracción, producen cambios en los tiempos de retraso de las ondas y por lo tanto cambios en las fases. Para el valor de reflectancia R_j de la ecuación 77, consideramos como el valor del coeficiente del retroesparcimiento de Rayleigh, R_{RBS} de la ecuación 33 con un valor 10^{-7}

para una sección de fibra óptica de longitud de 1 metro. Los resultado del modelo numérico para el sensor distribuido en base al retroesparcimiento de Rayleigh se muestran en la Figura 46.

En la Figura 43(a) se muestra el resultado de la función de correlación cruzada para una sola realización de la señal de prueba. Como la señal reflejada por la fibra óptica debido al esparcimiento de Rayleigh es muy débil, la SNR es muy baja y es difícil obtener información útil del sensor en estas condiciones. Como hemos mencionado antes la SNR en el sensor de correlación puede incrementarse haciendo un promedio de varias realizaciones de la señal de prueba. Como ejemplo en la Figura 43(b), se muestra el resultado de la función de correlación cruzada cuando se han promediado 32 *realizaciones* de la señal de prueba, esto equivale a 5.24 *mseg* de tiempo promediado. En esta gráfica es ahora posible determinar el inicio y final de la fibra óptica, en este caso 5 *Km*. Además es posible observar una pendiente que es consecuencia de la atenuación de la fibra óptica. Este resultado muestra que el sensor de correlación puede utilizar para detectar y localizar puntos de reflexión y atenuación a lo largo de fibra óptica.



(a)



(b)

Figura 43: Simulación de la respuesta del sensor de correlación al esparcimiento de Rayleigh para una fibra óptica de 5 Km. En la Figura (a), la respuesta sin promediar y en (b) promediando 32 realizaciones de la señal de prueba.

Capítulo 5. Resultados experimentales

En este capítulo, se muestra los resultados experimentales obtenidos con el sensor de reflectometría de correlación propuesto en este trabajo. Mostramos los resultados obtenidos para las diferentes configuraciones del sensor: incoherente, coherente y distribuido basado en retro-esparcimiento de Rayleigh. Se presentan dos técnicas que pueden ser utilizadas para controlar la longitud de coherencia de la fuente. Además, se muestran experimentalmente algunas de las posibles aplicaciones de la reflectometría de correlación.

5.1. Configuración experimental del sensor de correlación

La configuración experimental del sensor de reflectometría de correlación se muestra en la figura 44. Como fuente óptica se utiliza un diodo láser de telecomunicaciones estándar de realimentación distribuida o DFB por sus siglas en inglés “*Distributed Feedback Lasers*”. Los diodos láseres DFB se caracterizan por tener un ruido de intensidad muy bajo, pero poseen relativamente un alto ruido de fase. El ruido de fase producido por estas fuentes ópticas resulta apropiado para generar la señal de prueba para el sistema de reflectometría de correlación propuesto en esta tesis. Por lo mencionado antes, utilizamos como fuente óptica el diodo láser DFB modelo CQF933/408-19540 del fabricante JDS Uniphase. Este diodo láser emite a una longitud de onda central de 1534.25 nm con una potencia máxima de salida de 10 mW , ruido de intensidad relativo (RIN) de -157 dB/Hz , y un ancho de línea espectral $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 1 - 3 \text{ MHz}$. Todas estas características son especificadas en la hoja de datos del fabricante. El diodo láser se encuentra montado en una base tipo mariposa de THORLABS modelo LM14S la cual permite la conexión de los controladores de corriente y temperatura del diodo. Esta montura tipo mariposa también permite una modulación directa de la corriente de bombeo a través adaptador BIAS-T, que es útil para el control de coherencia del láser.

El diodo láser DFB contiene un su arreglo (internamente) un aislador óptico que debe proteger el láser en condiciones de funcionamiento estándar en sistemas de telecomunicaciones ópticas optimizados. En nuestro arreglo pueden existir reflexiones de niveles altos hacia el láser producidas por el interferómetro desbalanceado. Para evitar inestabilidad del láser por estas reflexiones ópticas, incluimos en el arreglo un aislador adicional de 50 dB . La posición del aislador óptico en el arreglo se muestra en la Figura 44 como

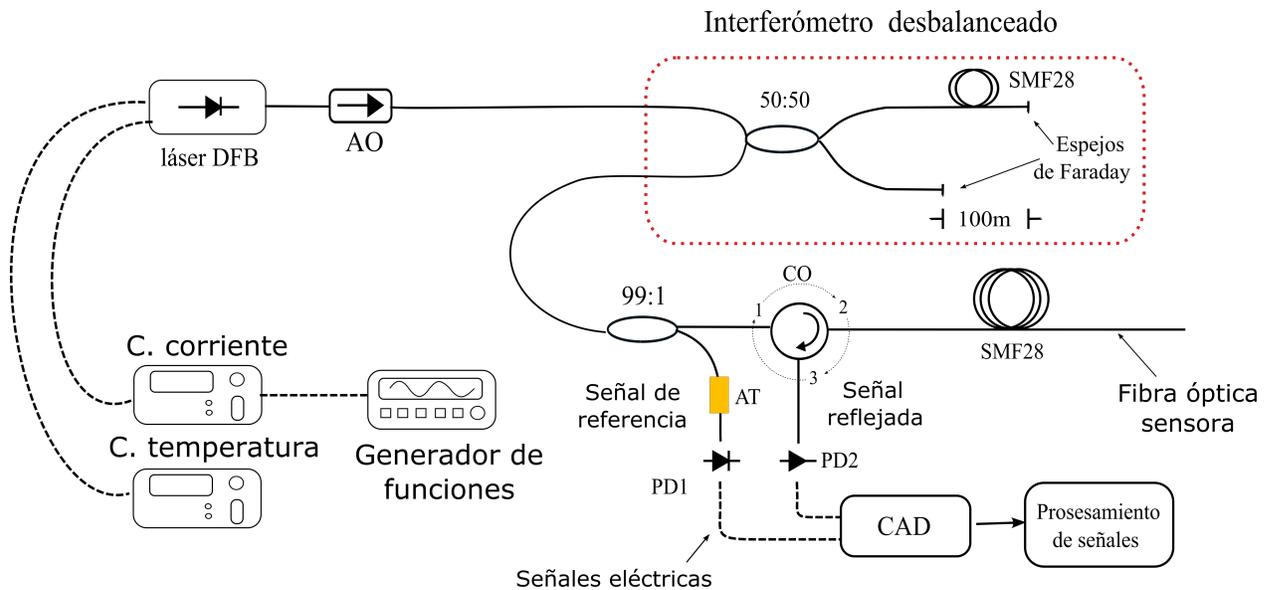


Figura 44: Configuración experimental del sensor de correlación. Dentro del rectángulo punteado rojo, el interferómetro desbalanceado tipo Michelson utilizado para conversión de ruido de fase en ruido de intensidad. Las líneas punteadas indican conexiones eléctricas.

el elemento AO. Pruebas especiales realizadas con este arreglo nos indican la ausencia de alguna inestabilidad del láser por retroreflexiones.

Para convertir el ruido de fase del diodo láser DFB en variaciones de intensidad utilizamos un interferómetro de fibra óptica tipo Michelson, como se ilustra en el rectángulo punteado de la Figura 44. El interferómetro está formado por un acoplador 2×2 de fibra óptica con un coeficiente de acoplamiento 50 : 50. Para aumentar la diferencia de camino óptico entre los brazos del interferómetro se empalmado (por fusión) fibra óptica de telecomunicaciones estándar SMF-28. Utilizando el criterio explicado en la sección 3.4.1 la diferencia de longitud de los brazos del interferómetro seleccionada fue de 100 metros. En sensores de fibra óptica (interferómetros) la variación de los estados de polarización de la luz de los brazos del interferómetro puede disminuir la visibilidad de la interferencia (Stowe *et al.*, 1982), disminuyendo la relación señal a ruido (SNR). Esta degradación se conoce en inglés como “*polarization fading*”. En el arreglo experimental la fibra que forma el interferómetro desbalanceado por comodidad se encuentra enrollada en un círculo de 20 cm de diámetro, esto pueda causar una birrefringencia inducida en la fibra debido a tensión o torceduras a lo largo de toda la fibra lo que puede cambiar los estados de polarización de manera no predecible. El efecto de “*polarization fading*” puede reducirse

haciendo un control de la polarización (Kersey *et al.*, 1988). Para evitar los efectos de “polarization fading” y utilizar más eficientemente la potencia de la fuente óptica, se colocaron espejos de Faraday en los extremos de cada brazo del interferómetro acoplados con conectores de fibra óptica con ángulo (conectores APC). Los espejos de Faraday tienen una reflectancia cercana al 100 % y su propiedad más importante es que un espejo de Faraday cambia el estado de polarización de la luz incidente a un estado ortogonal. Como resultado, todos los efectos de birrefringencia en los brazos del interferómetro están compensados y a la salida del interferómetro se tienen estados de polarización iguales para la luz de ambos brazos del interferómetro. Los espejos de Faraday nos permiten reducir los efectos de “polarization fading” y generar la señal de prueba con la máxima potencia posible. La salida del interferómetro desbalanceado es acoplada a un divisor de haz (acoplador de fibra óptica) con un coeficiente de acoplamiento de 99 : 1. El puerto de salida de este acoplador con el 1 % de la intensidad óptica es conectada al fotodetector etiquetado como *PD1* en la Figura 44. Para algunas condiciones experimentales el 1 % de la señal óptica puede saturar el foto detector, por lo que también es conectado un atenuador variable óptico adicional a este puerto, elemento *AT* en la Figura 44. La señal eléctrica generada por el fotodetector *PD1* es utilizada como la señal de referencia para el sistema de correlación. La salida del acoplador con el 99 % de la potencia óptica es acoplada a la fibra sensora a través del circulador *CO*. El circulador es un tipo de aislador óptico con varios puertos, los cuales permiten el paso de toda la luz que entra por uno de ellos y la dirigen al siguiente puerto, como indican las flechas sobre el circular *CO*. La luz que entra por el puerto 1, es decir la onda de prueba, sale por el puerto 2 propagándose por la fibra sensora. La(s) onda(s) reflejada(s) por la fibra sensora, son acopladas al puerto 2 del circulador y dirigidas hacia el fotodetector *PD2* a través del puerto 3 del circulador. La señal eléctrica generada por el fotodetector *PD2* es la respuesta de la fibra sensora. Para evitar la pérdida de correlación entre la señal de referencia y la señal reflejada debido a posibles diferencias en las características ópticas y eléctricas de los fotodetectores de los dos canales, se utilizan fotodetectores idénticos en los mismos regímenes de funcionamiento (ganancia). En los experimentos realizados utilizamos dos pares de fotodetectores de diferentes fabricantes: 1) *THORLABS* modelo *PDA400* con ganancia variable de 0 – 40 *dB* en 5 pasos seleccionables (estos fotodetectores tienen un ancho de banda máximo de 10 *MHz* para una ganancia de 0*dB*) y 2) *FEMTO* modelo *DHPCA – 100* los cuales

tienen una ganancia seleccionable de 1×10^2 hasta 1×10^8 V/A , un ancho de banda de hasta 200 MHz y filtros adicionales de 1 y 10 MHz a la salida del amplificador.

5.2. Caracterización y selección de componentes

5.2.1. Fuente óptica: Láser

Sin duda, la selección de una fuente adecuada para cualquier sistema óptico es en gran medida un factor que determina la eficiencia del sistema. Para nuestro sensor buscamos una fuente que nos permita tener control sobre la longitud de coherencia o ancho espectral y al mismo tiempo una fuente con el suficiente ruido de fase para generar la señal de prueba adecuada para el sistema. El diodo láser DFB, nos permite modificar estos dos parámetros cambiando las características de funcionamiento del sensor basado en reflectometría de correlación presentado en esta tesis. Las técnicas para modificar estas características se explican en las secciones siguientes.

5.2.2. Controlador de corriente de bombeo

El ruido fundamental de fase en la fuente óptica láser es debido principalmente a la emisión espontánea de fotones dentro de la cavidad del láser. Pero además, fluctuaciones en la corriente eléctrica de bombeo puede generar inestabilidades y producir un ruido adicional. En esta sección buscamos la influencia de estas variaciones en la corriente de bombeo sobre la función de autocorrelación de la señal generada. Para verificar la influencia del ruido del controlador de corriente sobre la señal utilizamos dos controladores de corriente con diferentes niveles de ruido. Los controladores utilizados son el modelo *LDC500* del fabricante *THORLABS* y la fuente de corriente de ultra bajo ruido modelo *LDX3620* del fabricante *ILX Lightwave*. Los niveles de ruido según las hojas de datos de los fabricantes para cada controlador se indican en la tabla 1 (THORLABS, 1997; Lightwave, 2011).

Suponemos que las fluctuaciones en la corriente del bombeo de láser generan inestabilidades en la salida láser. Es decir, las fluctuaciones en la corriente de bombeo producen un ensanchamiento espectral de la señal generada y por lo tanto una disminución en el ancho del pico de la función de autocorrelación. Para investigar de manera experimental como afectan los niveles de ruido de los controladores de corriente a la señal generada

Tabla 1: Niveles de ruido para los controladores de corriente LDC500 y LDX-3620.

Controlador	Rango de corriente	Fuente de alimentación	Nivel de ruido (rms)
LDC500	0 ... + 500 mA	AC	$< 5 \mu A$
LDX-3620	0 ... + 500 mA	AC	$\leq 2 \mu A$
	0 ... + 200 mA	AC	$\leq 3 \mu A$
	0 ... + 500 mA	Batería	$\leq 8 \mu A$
	0 ... + 200 mA	Batería	$\leq 850 nA$

por la conversión del ruido de fase en ruido de intensidad, exclusivamente los efectos de este ruido en la función de autocorrelación de la señal utilizamos el arreglo de la Figura 45. El controlador de corriente *LDX3620* es utilizado en su modo de menor ruido, es decir operando con baterías y en el rango de corriente de 0 ... + 200 mA. Ambos controladores bombean el láser con una corriente de 50 mA.

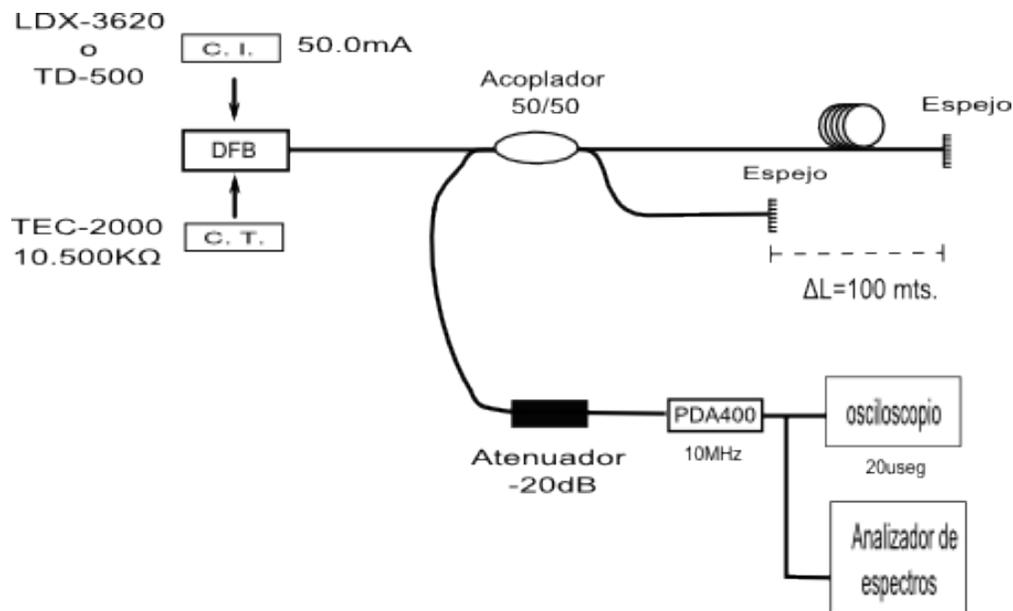
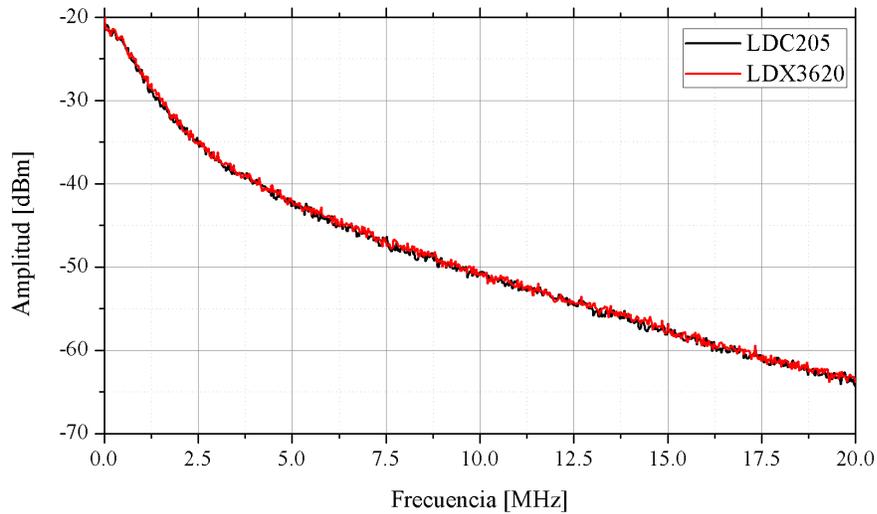
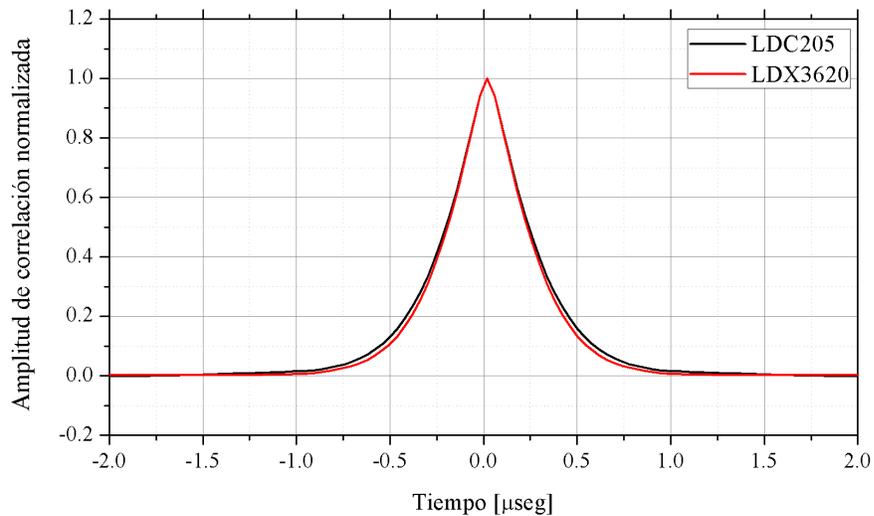


Figura 45: Esquema del arreglo para comparar los efectos del ruido en la corriente de bombeo en la señal generada por la conversión del ruido de fase en ruido de intensidad.

También utilizamos un analizador de espectros eléctricos como se ilustra en el esquema de la Figura 45, para obtener el espectro de la señal generada por el fotodetector. Los espectros de las señales generadas con ambos controladores de corriente se muestran en la Figura 46(a). Las funciones de autocorrelación de estas señales después de promediar un tiempo total de 2.56 msec, se muestran en la Figura 46(b).



(a)



(b)

Figura 46: Comparación entre las señales generadas por la conversión del ruido de fase en ruido de intensidad, para controladores de corriente de bombeo con diferentes niveles de ruido. (a) espectros eléctricos de la señal en el fotodetector, en (b) las funciones de autocorrelación para ambas señales.

De la Figura 46(a) podemos observar que no existe cambio evidente en el espectro de la señal eléctrica generada por el fotodetector de referencia. Esto se confirma observando las funciones de autocorrelación calculadas a partir de las señales eléctricas y las cuales se muestran en la Figura 46(b). El ancho de función de correlación es el mismo para los dos controladores de corriente usados. De los resultados de las pruebas realizadas, podemos concluir que el ruido que predomina y determina el ancho de banda de la señal generada es el ruido fundamental de fase del diodo láser DFB. El ruido introducido por los controladores de corriente no afecta de manera considerable la señal generada. Esta

conclusión está también sustentada por los resultados presentados en las sección 5.2.7 (Control de la corriente de bombeo del láser).

5.2.3. Ruidos en el sistema

El ruido de fotodetección puede degradar la calidad de la señal o reducir la relación señal a ruido. Para sistemas ópticos los ruidos de fotodetección son el ruido térmico, ruido de intensidad óptica, ruido de disparo y ruido de fase convertido en ruido de intensidad. Estos cuatro ruidos combinados determinan el ruido total de fotodetección en un sistema óptico. En el reflectómetro de correlación las componente de ruido más importantes son el ruido de correlación, el ruido de disparo para reflectores de muy baja reflectancia y el ruido térmico en los fotodetectores. Los ruidos de intensidad y el ruido de fase en el láser son componentes de la señal de prueba en nuestro reflectómetro de correlación. La corriente de ruido generada por los estos ruidos de disparo y térmico se puede calcular con la siguiente ecuación (Derickson, 1998):

$$i_{total} = \sqrt{\frac{4k\Delta fT}{R} + 2qI_{dc}\Delta f} \quad [A]. \quad (80)$$

Los ruidos presentado en la ecuación 80 no guardan ninguna correlación entre ellos, es decir, cada ruido es independiente del otro debido a su naturaleza. En nuestro sistema utilizamos dos fotodetectores cada uno genera de manera independiente su ruido de fotodetección (ruido térmico y de disparo) y por tanto, sin correlación entre ellos por lo que no la función de correlación cruzada entre ambos fotodetectores no deberían de producir un pico. La Figura 47 muestra la función de correlación cruzada entre los fotodetectores del canal de referencia y de señal cuando no hay luz en el sistema (ruido de oscuridad).

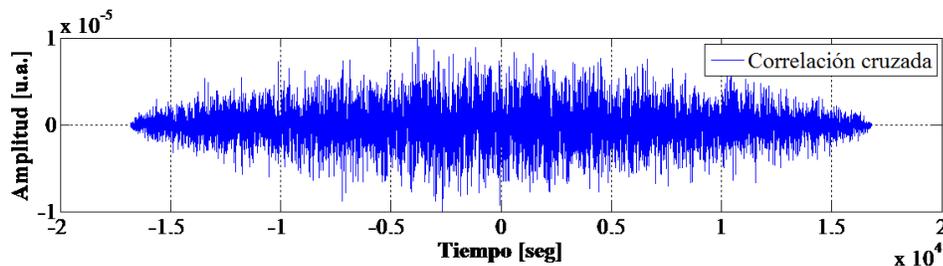


Figura 47: Función de correlación cruzada entre los canales de referencia y de señal en ausencia de luz (ruido de oscuridad).

De la Figura 47, es fácil ver que los ruidos de oscuridad entre los fotodetectores no guarda correlación alguna, por lo que no producen un pico de correlación. En cuanto al ruido de correlación, este ruido no es naturaleza óptica sino que aparece del procesamiento de las señales. Como su nombre lo dice aparece del cálculo de la función de correlación. Este ruido debido a su naturaleza aleatoria, puede ser reducido de dos formas; incrementando el tamaño de la realización de la señal (un vector más grande) o promediando muchas realizaciones de la señal, como se discutió en la sección 3.3. Este ruido ha sido estudiado con detalle para sistemas OTDR (Gong *et al.*, 1996).

5.2.4. Ruido eléctrico en el sistema (interferencia electromagnética)

Como se explicó en la sección 5.2.3, los ruidos producidos en el proceso de fotodetección no guardan correlación entre sí, cada fotodetector genera su ruido de manera independiente. Sin embargo, en el proceso de prueba del sensor de correlación encontramos que cuando no hay luz en el sistema (ruido de oscuridad), existe cierta correlación entre las señales de corriente generadas por los canales de referencia y de señal. Es otras palabras, producen unos picos de correlación. Las funciones de autocorrelación y correlación cruzada para los canales de referencia y de señal producidas por el ruido de oscuridad se muestran en la Figura 48.

Para señales aleatorias con espectros planos (dentro del ancho de banda del fotodetector), de la teoría se espera que la función de autocorrelación sea una función delta centrada en el tiempo cero. Esto no ocurre para las señales generadas por ruido de oscuridad en los fotodetectores de referencia y señal tomadas en el arreglo experimental. En las Figuras 48(a) y 48(b), se puede apreciar que existe un ruido de interferencia eléctrica que tiene periodicidad durante la ventana de tiempo en la función de autocorrelación de cada canal. Este ruido que afecta a ambos canales, afecta también la señal de correlación cruzada entre ambos canales y produce la señal que se muestra en la Figura 48(c). Este ruido que afecta al sistema de fotodetección como se verá en algunos resultados mostrados más adelante afecta la señal producida por el sensor de correlación. Durante las pruebas del sistema, intentamos eliminar este ruido que consideramos inicialmente provenían de los toma corrientes del laboratorio. El cual no cuenta con instalaciones eléctricas adecuadas y es compartida con otros laboratorios los cuales podrían contami-

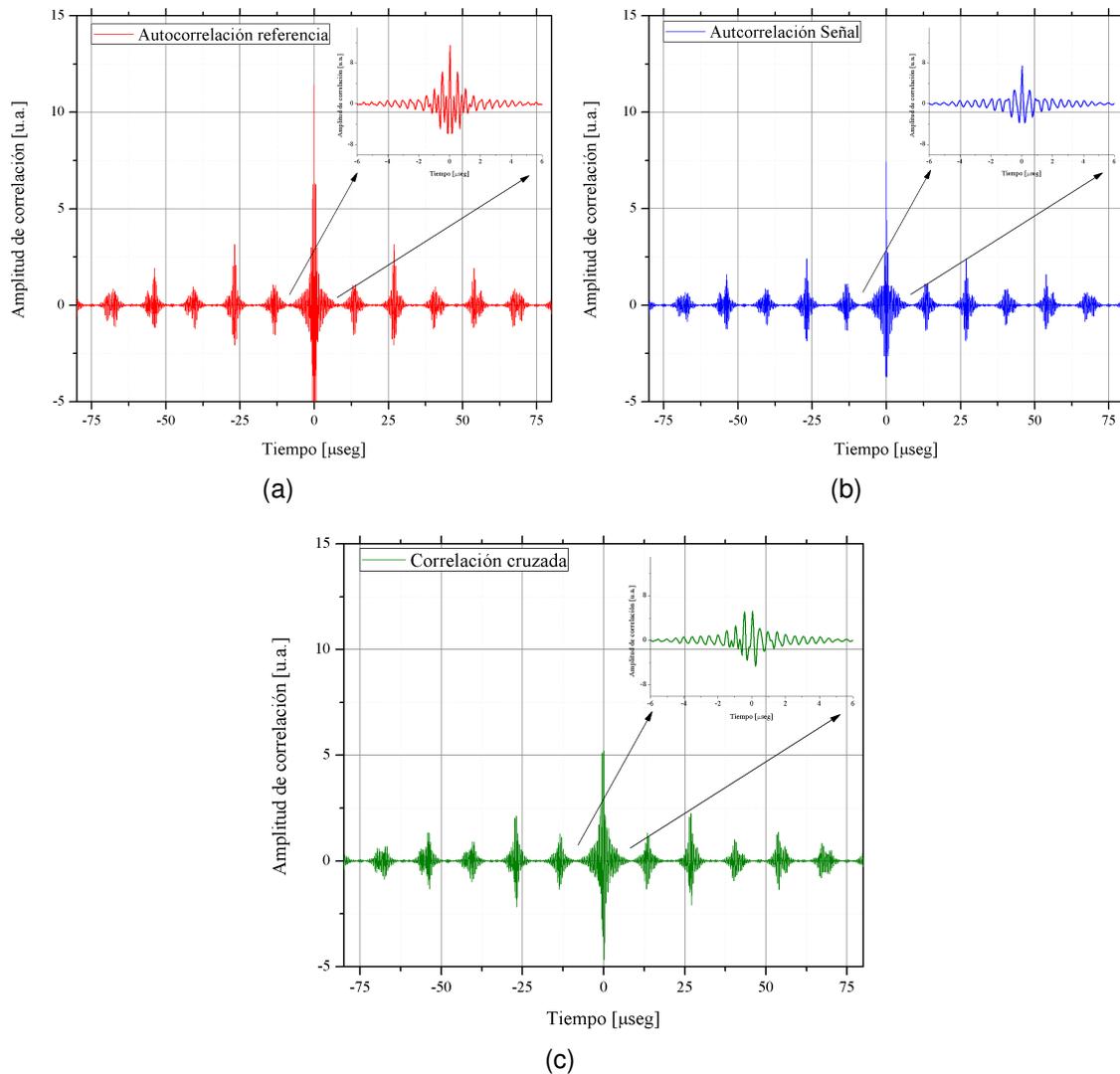


Figura 48: Funciones de correlación del ruido de oscuridad. En (a) y (b) las funciones de autocorrelación de la señales eléctricas generadas por el ruido de oscuridad en los fotodetectores de referencia y de señal respectivamente. En (c) la función de correlación cruzada entre ambos fotodetectores.

nar la línea eléctrica introduciendo este ruido. Para intentar eliminar este ruido eléctrico, aislamos el toma corriente que alimenta todos los componente eléctricos que forman parte del sensor de correlación (fotodetectores, computadora, controladores láser, etc). Para esto, utilizamos un transformador de relación 1 : 1 entre sus devanados y un sistema de alimentación interrumpida o UPS (del inglés *Uninterruptible Power Supply*) funcionando solo con las baterías. Ambos sistemas de aislamiento no redujeron el ruido en la funciones de autocorrelación de la señal fotodetectada. Por lo que consideramos que este ruido es de naturaleza electromagnética o incluso generado por la fuente de alimentación de la computadora utilizada para la tarjeta de adquisición de datos. Desafortunadamente, las

especificaciones de las fuentes de alimentación para computadores no caracterizan el nivel de ruido producido. Seleccionando por método de prueba y error fue posible seleccionar una fuente de alimentación de computadora adecuada para reducir este ruido.

5.2.5. Control de coherencia de la luz del diodo láser

El ancho de línea, ancho espectral, longitud de coherencia y tiempo de coherencia, son características que se refieren a la misma propiedad del láser. El tiempo de coherencia τ_c es producido por eventos aleatorios, por ejemplo, la emisión espontánea en la cavidad láser que altera la fase o frecuencia de la salida láser. El tiempo de coherencia τ_c , varía inversamente con el ancho de línea $\Delta\nu$ y se define para espectros con formas lorentzianas como:

$$\tau_c = \frac{1}{\pi\Delta\nu}. \quad (81)$$

La relación anterior indica que cuando el ancho de línea aumenta, el tiempo de coherencia decrece. La longitud de coherencia L_c , es el tiempo de coherencia multiplicado por la velocidad de la luz en el medio $\nu = c/n$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío y n el índice de refracción.

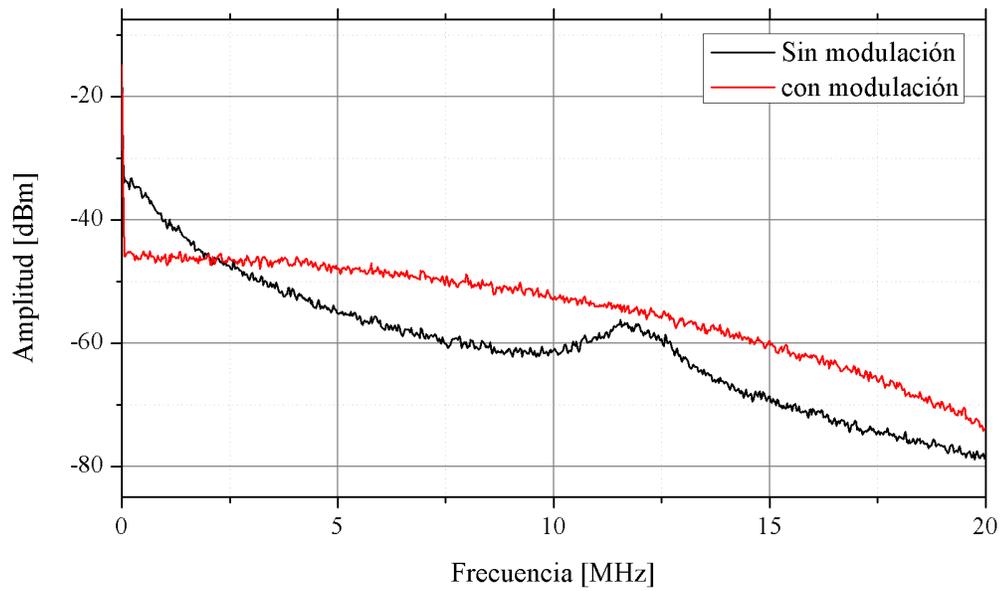
$$L_c = \nu\tau_c. \quad (82)$$

De las ecuaciones 81 y 82, se puede asumir que variando el ancho espectral de la fuente es posible controlar la longitud de coherencia. En este trabajo como hemos mencionada anteriormente, la longitud de coherencia es un factor que define la configuración y distribución de los reflectores en la fibra óptica y el tipo de sensor que puede ser interrogado con la reflectometría de correlación. En las siguientes secciones se explican dos formas de controlar la longitud de coherencia de la fuente.

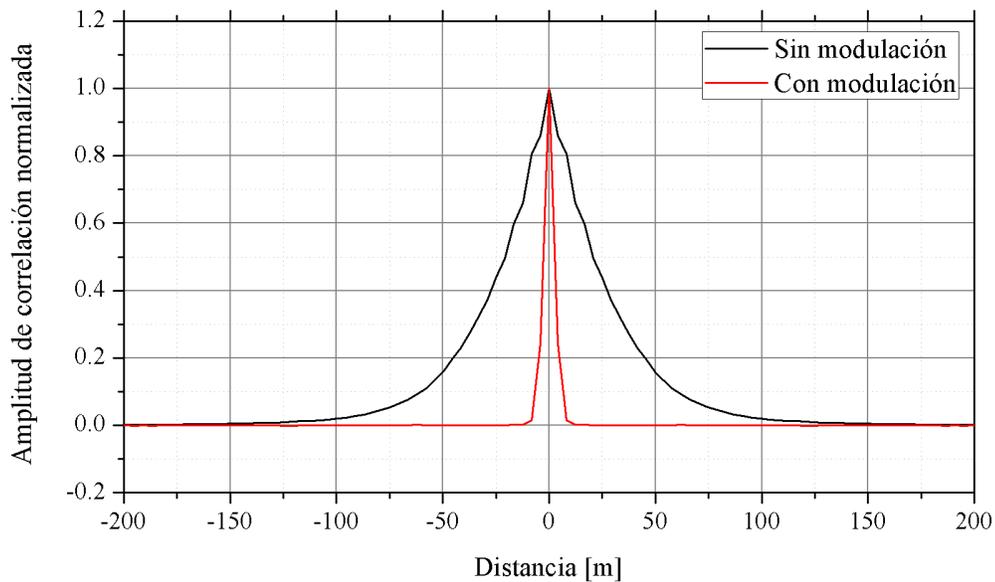
5.2.6. Modulación directa del láser

Una técnica para reducir la longitud de coherencia de la fuente es aplicar una modulación directa a la corriente de bombeo de láser. Esto producirá inestabilidades en la cavidad láser lo cual ensanchará el espectro de salida del láser y por lo tanto reducirá la

longitud de coherencia. Este ensanchamiento en el espectro reducirá el ancho de la función de autocorrelación de la señal generada por el interferómetro fuertemente desbalanceado. El diodo láser se encuentra montado en una base tipo mariposa de THORLABS LM14S con un adaptador BIAS-T compatible con esta montura permite la aplicación de una modulación directa de corriente del láser. Para diodos láseres DFB el coeficiente de dependencia de la frecuencia óptica para un cambio de la corriente de bombeo es $\frac{\Delta\nu}{\Delta I} \approx 30 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}}$ (Funabashi *et al.*, 2004). Recordemos que buscamos ensanchar el ancho espectral de la señal generada, tanto para aumentar la resolución espacial del sistema (un ancho de pico de autocorrelación más angosto) y disminuir o aumentar la coherencia de la fuente. Para ensanchar el ancho espectral del láser inicialmente planeamos utilizar como señal de modulación una señal ruidosa la cual proviene de un generador de funciones. Sin embargo, experimentalmente encontramos que el hecho de conectar un cable a la entrada de modulación directa (al conector BIAS-T), este introduce una interferencia electromagnética que incrementa el ancho de banda considerablemente. Este señal electromagnética modula la corriente de bombeo y resulta en un ensanchamiento de la línea espectral del láser. En la Figura 49 se muestra las comparaciones de los espectros de las señales generadas por el interferómetro desbalanceado, con y sin la modulación externa. En la Figura 49(a) se muestra la comparación de los espectros y en la Figura 49(b) las funciones de la autocorrelación de las señales generadas. Las condiciones eléctricas del laboratorio no nos permiten utilizar este método para variar en manera controlada la longitud de coherencia del láser, pues al introducirse esta interferencia electromagnética en la corriente de bombeo del láser deja sin efecto alguno sobre el ancho de línea del láser alguna otra modulación aplicada a través del conector BIAS-T del láser.



(a)



(b)

Figura 49: Comparación entre las señales generadas por el interferómetro desbalanceado, con y sin modulación externa. En (a) la comparación entre los espectros y en (b) las funciones de autocorrelación.

5.2.7. Control de la corriente de bombeo del láser

Cuando la corriente de bombeo del láser está muy cerca de la corriente de umbral ($I_{\text{bombeo}} \approx I_{\text{umbral}}$), la emisión predominante dentro de la cavidad es la emisión espontánea. Es decir, es una emisión esencialmente aleatoria y el tiempo de coherencia entonces es pequeño. Por otro lado, cuando la corriente de bombeo está por encima de la corrien-

te de umbral ($I_{\text{bombeo}} > I_{\text{umbral}}$), la mayor parte de la emisión es por emisión estimulada, por lo tanto la mayoría de los fotones tienen la misma fase por lo que el ancho espectral disminuye y por lo tanto el tiempo de coherencia aumenta (Schawlow and Townes, 1958; Villafranca *et al.*, 2005). Debido a la naturaleza cuántica del ruido de fase este es utilizado para generar números verdaderamente aleatorios (Stipčević and Rogina, 2007; Guo *et al.*, 2010; Qi *et al.*, 2010; Xu *et al.*, 2012). Nosotros aprovechamos esta propiedad del ruido de fase para generar una señal con un ancho espectral lo suficientemente amplio para que la función de autocorrelación sea una función delta. En nuestro sistema, para controlar la longitud de coherencia cambiamos el valor de la corriente de bombeo del diodo láser para producir un ensanchamiento del ancho espectral para corrientes de bombeo cercas a la corriente de umbral láser. El ancho espectral y las funciones de autocorrelación para la señal eléctrica generada por el fotodetector conectado a la salida del interferómetro desbalanceado se muestran en la Figura 50. Los espectros de la figura 50(a) están normalizados para un ancho de banda entre 0.05 – 20 MHz. Las funciones de autocorrelación de la Figura 50(b) están normalizadas para poder hacer una comparación del ancho de la función de autocorrelación para los diferentes niveles de la corriente de bombeo.

De las Figuras 50, podemos concluir que variar la corriente de bombeo del láser puede ser una técnica útil y sencilla para el control de la coherencia. Podemos llevar el ancho del pico de la señal de autocorrelación desde 10 hasta 50 *m* aproximadamente. Por otro lado, esta técnica conlleva a inconvenientes, por ejemplo, la potencia de salida del láser cambia con la corriente de bombeo.

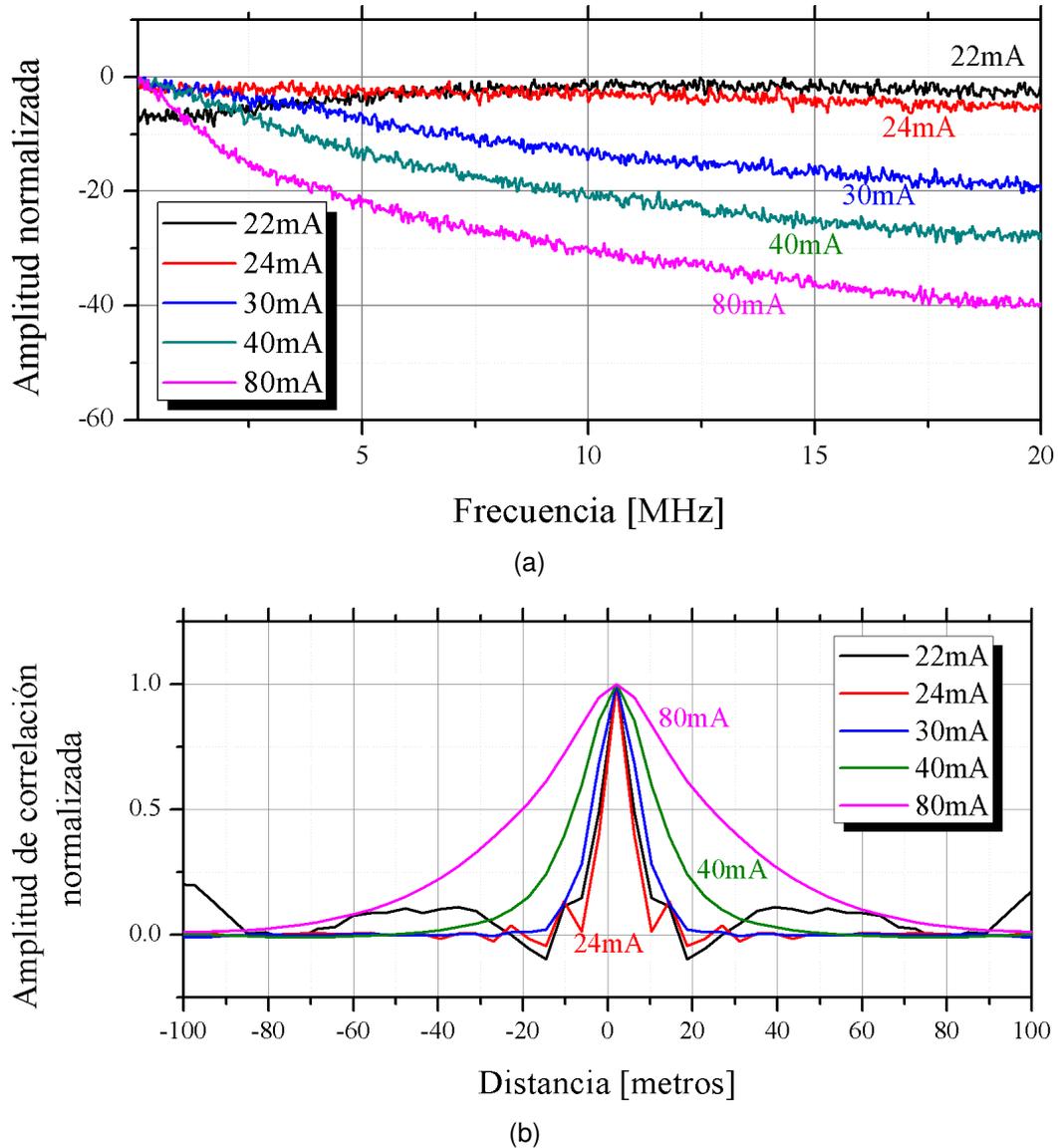


Figura 50: En la subfigura (a) los espectros normalizados de la señal generada para diferentes corrientes de bombeo del diodo láser para un ancho de banda entre 0.05–20 MHz y en (b) las funciones de autocorrelación para las mismas señales.

5.3. Programa para la adquisición de datos y procesamiento de señales

Para adquirir de manera automática la señal de los canales de referencia y señal y hacer el procesado de los datos, se desarrolló un programa basado en el software LabVIEW. El esquema de este programa se muestra en la Figura 51. El primero bloque configura una tarjeta de adquisición de datos del fabricante SPECTRUM modelo M2i.3130. Algunas de las características de esta tarjeta son: 2 canales de adquisición simultánea con una frecuencia de muestreo máxima de 25 MHz, resolución de 12 bits y una memoria interna de 256 MByte. Una vez configurada la tarjeta se inicia la captura de datos. A cada captura

de datos compuesta por varias muestras (tamaño de la memoria) le llamaremos en esta tesis como “realización” y al resultado de hacer un promedio de las funciones de correlación cruzada de cada “realización” capturada le llamaremos “medición”. Cada realización es guardada en un archivo de datos que contiene las señales de ambos canales para un procesamiento posterior. Las señales eléctricas capturadas directamente de los fotodetectores tienen un nivel DC el cual no proporciona información útil en nuestra configuración, por lo que este nivel de DC es filtrado. Una vez filtradas las señales el programa calcula de la función de autocorrelación de la señal de referencia y la correlación cruzada entre ambos canales para cada realización. Para aumentar la SNR se hace un promedio de las correlaciones cruzadas de varias realizaciones y la medición se muestran en pantalla para observar prácticamente en tiempo real la respuesta del sensor.

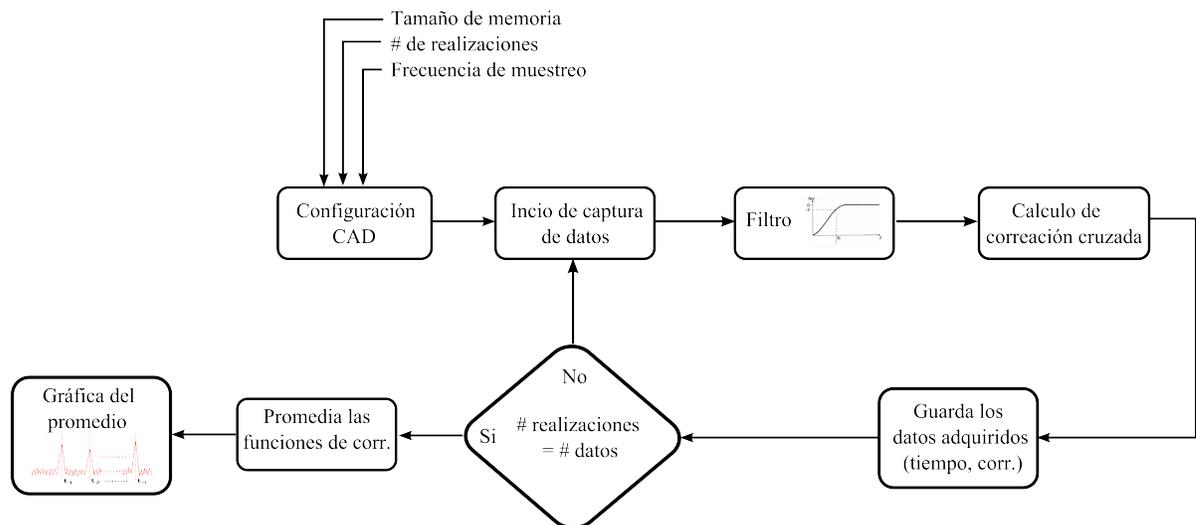


Figura 51: Diagrama a bloques del programa de adquisición de datos desarrollado en LabVIEW.

La función de autocorrelación cruzada se calcula utilizando el teorema de *Wiener-Khinchin*; la función de autocorrelación es la transformada inversa de Fourier de la magnitud del espectro de la señal al cuadrado, es decir:

$$r(t) = \mathfrak{F}^{-1} \left(\left| \hat{S}_{ref}(f) \right|^2 \right), \quad (83)$$

donde $\hat{S}(f)$ es la transformada de Fourier de la función en el tiempo $s_{ref}(t)$ o la señal eléctrica en el fotodetector de referencia. De manera similar calculamos la función de

correlación cruzada entre ambos canales utilizando la ecuación:

$$r(t) = \mathfrak{F}^{-1} \left(\left| \hat{S}_{ref} \cdot \hat{S}_{señal}^*(f) \right| \right), \quad (84)$$

donde $\hat{S}_{señal}^*(f)$ es el conjugado de la transformada de Fourier de la señal $s_{señal}(t)$ o la señal eléctrica en el fotodetector del canal de la señal. El uso de LabVIEW en esta configuración tiene una limitación que resulta del tiempo que le toma al programa adquirir datos, procesarlos y guardarlos en memoria. Es decir, existen tiempos muertos en lo que no se captura la señal de manera continua. Por lo que con esta configuración existen limitantes para la detección de vibraciones de frecuencias relativamente altas ($> 100 \text{ Hz}$). Sin embargo, esta configuración es suficiente para el trabajo en el laboratorio, verificar algunos conceptos, verificar el funcionamiento del sensor, etc.

5.4. Resultados para la configuración incoherente

En esta sección se muestra la multiplexión e interrogación de rejillas de Bragg, utilizando el sistema de correlación en su configuración incoherente. Para esta configuración la longitud de coherencia de la fuente ideal debe ser menor que la distancia entre reflectores adyacentes ($L_{coherencia} < L$). Está condición evitaría interferencia entre reflexiones múltiples (ruido de crosstalk). El arreglo experimental utilizado se muestra en la Figura 52, donde las puntos de reflexión de las ondas en la simulación del sistema (ver Figura 36), son ahora rejillas de Bragg. Los parámetros para esta medición son los siguientes: ancho espectral de la señal generada por el interferómetro $\approx 2 \text{ MHz}$, ancho a la mitad del pico de autocorrelación (resolución) $\approx 50 \text{ m}$, el tamaño de las realizaciones de las señales capturadas es de 4096 muestras a una frecuencia de muestreo de 25 MHz lo que equivale a 0.16 msec por realización. Para este experimento se ha promediado (en el espacio de correlación) 64 realizaciones lo que equivale a 10.4 msec de tiempo total promediado por medición. La reflectancia aproximada de las rejillas es de $R_1 = 0.03 \%$, $R_2 = 0.01 \%$, $R_3 = 0.02 \%$ y $R_4 = 0.03 \%$. Estos valores de reflectancia fueron calculados durante el proceso de grabación de las rejillas y en el arreglo el valor de la reflectancia puede cambiar debido a las condiciones en las que se encuentran, por ejemplo, temperatura, tensión o torsión sobre la fibra, porque estos valores solo son aproximados. La potencia acoplada a la fibra sensora es de 1 mW . Después de hacer el procesamiento

de los datos utilizando el programa mostrado en la sección 5.3, la función de correlación cruzada obtenida entre los canales de referencia y de señal, se muestra en la Figura 53.

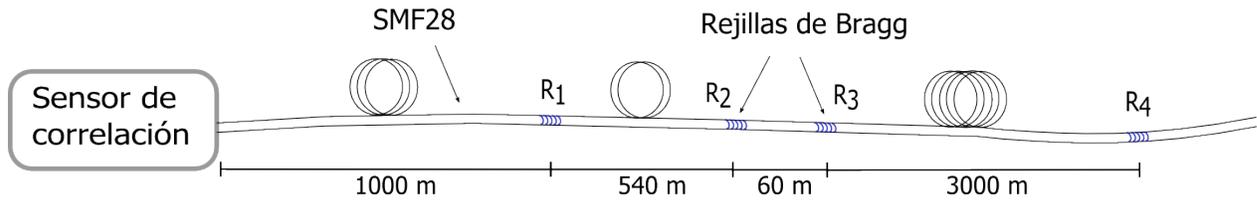
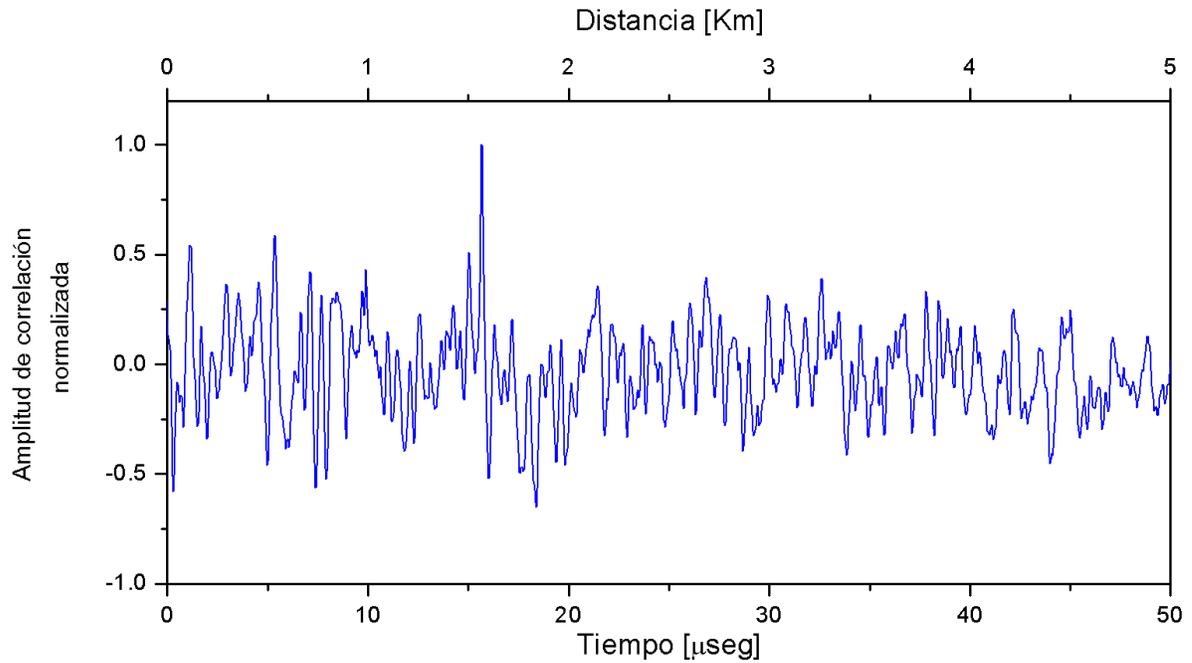
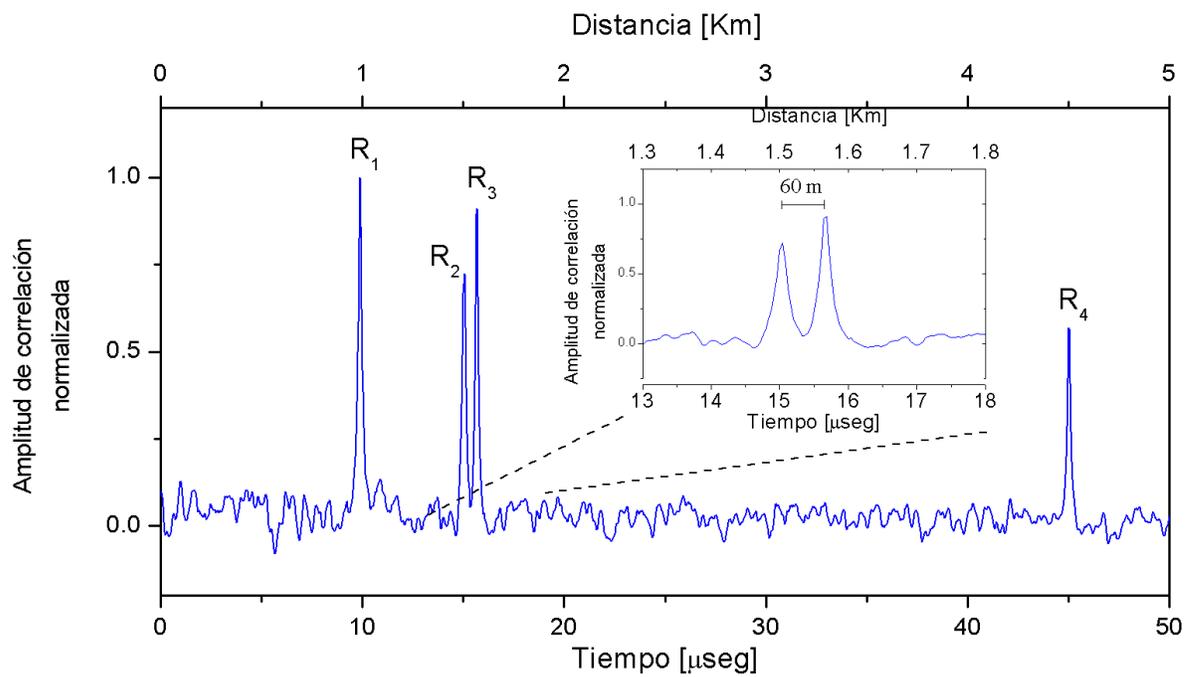


Figura 52: Esquema experimental de la fibra óptica para el sensor incoherente. R_1 , R_2 , R_3 y R_4 son rejillas de Bragg con reflectancias menores a 0.03% para $\lambda = 1534.0 \text{ nm}$.

En la Figura 53, se pueden apreciar 4 picos producidos por la correlación entre la señal de referencia y cada una de las señales reflejadas por las rejillas de Bragg. El tiempo al cual se encuentran situados los picos corresponden al retraso relativo entre la señal de referencia y la señal de prueba. Este retraso corresponde al tiempo de viaje de ida y vuelta de las ondas dentro de la fibra hasta el punto de reflexión. A partir de este tiempo de retraso se puede calcular la distancia del sensor. Para la configuración incoherente, la separación entre las rejillas es más grande que el ancho de pico de correlación. Por lo que los picos no se traslapan y sus amplitudes dependen de la reflectancia de las rejillas, de la potencia de la señal de prueba y de la atenuación de la fibra óptica. Para la fibra *SMF – 28* la atenuación es de 0.2 dB/Km , lo que resulta en una atenuación de $\approx 2 \text{ dB}$ para la rejilla R_4 . Para esta configuración ($L_{\text{coherencia}} < L$) no existen franjas de interferencia entre las ondas reflejadas por dos rejillas adyacentes. Para verificar lo anterior, utilizamos dos rejillas de Bragg separadas por 60 m en las mismas condiciones experimentales utilizadas en el experimento anterior. Aplicamos diferentes tensiones a la rejilla R_2 con el propósito de cambiar el valor de la reflectancia para la longitud de onda del láser. El resultado de este experimento se muestra en la Figura 54. Como se puede observar en la figura la amplitud del pico de correlación de la rejilla a la que se aplica tensión cambia en función de la tensión aplicada, debido a que la reflectancia de la rejilla cambia para la longitud de onda de prueba de la fuente óptica. Para la rejilla R_3 que no es afectada, el pico de correlación permanece constante pues no es afectada por los cambios en la rejilla adyacente. En otras palabras, no existen efectos coherentes entre las rejillas que se encuentran separadas por una longitud mayor al ancho del pico de autocorrelación de la señal de prueba.



(a)



(b)

Figura 53: Multiplexión de rejillas de Bragg utilizando el sistema de correlación. En la subfigura (a) la correlación cruzada sin promediar (una sola realización), en la subfigura (b) la correlación cruzada después de promediar 64 realizaciones (10.4 *mseg*).

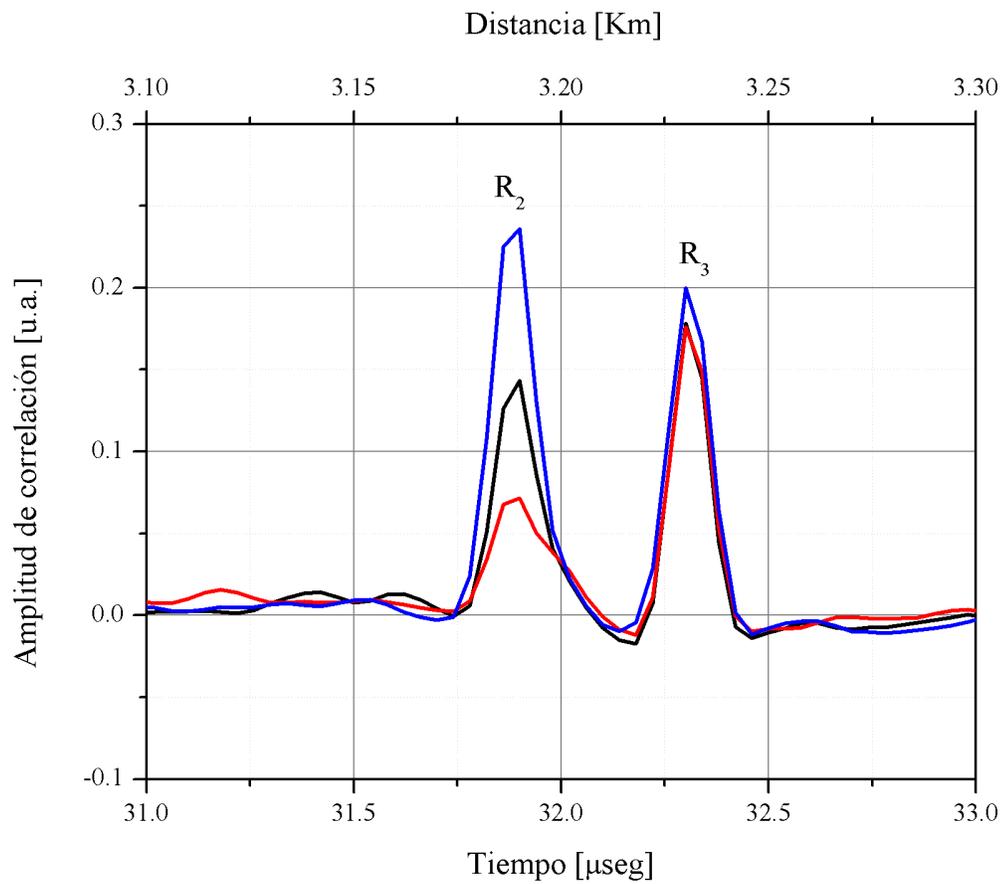


Figura 54: Funciones de correlación para dos rejillas separadas por 60 m, cuando a la rejilla de Bragg R_2 se le han aplicado diferentes tensiones.

5.5. Resultados para la configuración coherente

5.5.1. Multiplexión de interferómetros en base de rejillas de Bragg

Para mostrar el funcionamiento del sensor de correlación en el caso coherente, utilizamos el arreglo experimental mostrado en la Figura 55. Como sensores utilizamos interferómetros formados por rejillas de Bragg de reflectancia $\approx 0.05\%$ a una longitud de onda central $\approx 1534.2\text{ nm}$. La separación entre dos rejillas que forman un interferómetro es de 1 m y la separación física entre interferómetros adyacentes es de 50 m . Para esta configuración, dos rejillas adyacentes que forman un interferómetro están dentro la longitud de coherencia de la señal de prueba. Es decir, los picos de correlación formados por las reflexiones de cada una de estas rejillas no podrían ser distinguidos (resueltos) de forma independiente. En este caso, la amplitud del pico resultante para estas dos rejillas depende no solo de la reflectancia de las rejillas, sino además de las fases de las ondas que se reflejan en cada rejilla y que interfieren en el fotodetector. Los parámetros del sistema para esta experimentos son los siguientes: la potencia de la onda acoplada a la fibra es de $\approx 1\text{ mW}$, el ancho de banda de la señal generada es de $\approx 2\text{ MHz}$, el ancho de banda de los fotodetectores es de 10 MHz con una ganancia de 10^6 V/A . Para estos experimentos la frecuencia de muestreo de la tarjeta de adquisición de datos es de 25 MHz con un tamaño por realización 4096 muestras que equivale en tiempo a 0.16 msec por realización. Se promediaron 64 funciones de correlación cruzada por lo que el tiempo total promediado para la medición es de 10.4 msec . Un ejemplo de la correlación cruzada entre el canal de referencia y señal para la configuración de la Figura 55 se muestra en la gráfica 56 para cuando se han promediado 64 realizaciones.

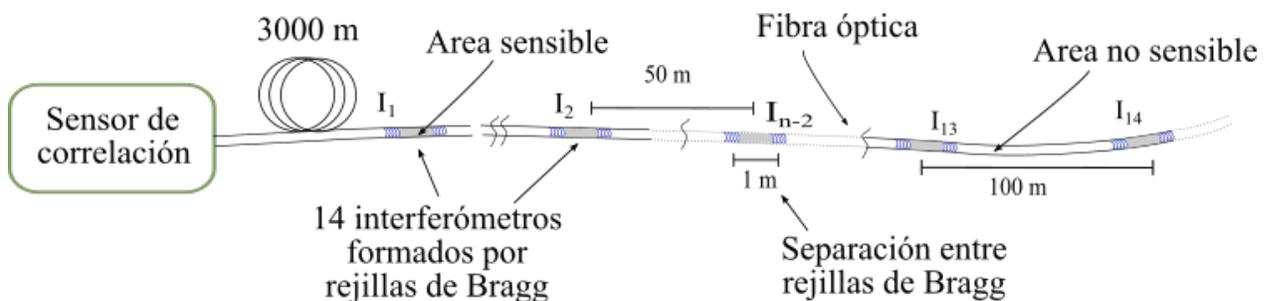


Figura 55: Esquema experimental de la fibra óptica para el sensor coherente. Los interferómetros están formados por rejillas de Bragg separadas por 1 m de distancia y 50 m de separación entre interferómetros adyacentes. La reflectancia aproximada de cada rejilla de Bragg es $\approx 0.04\%$.

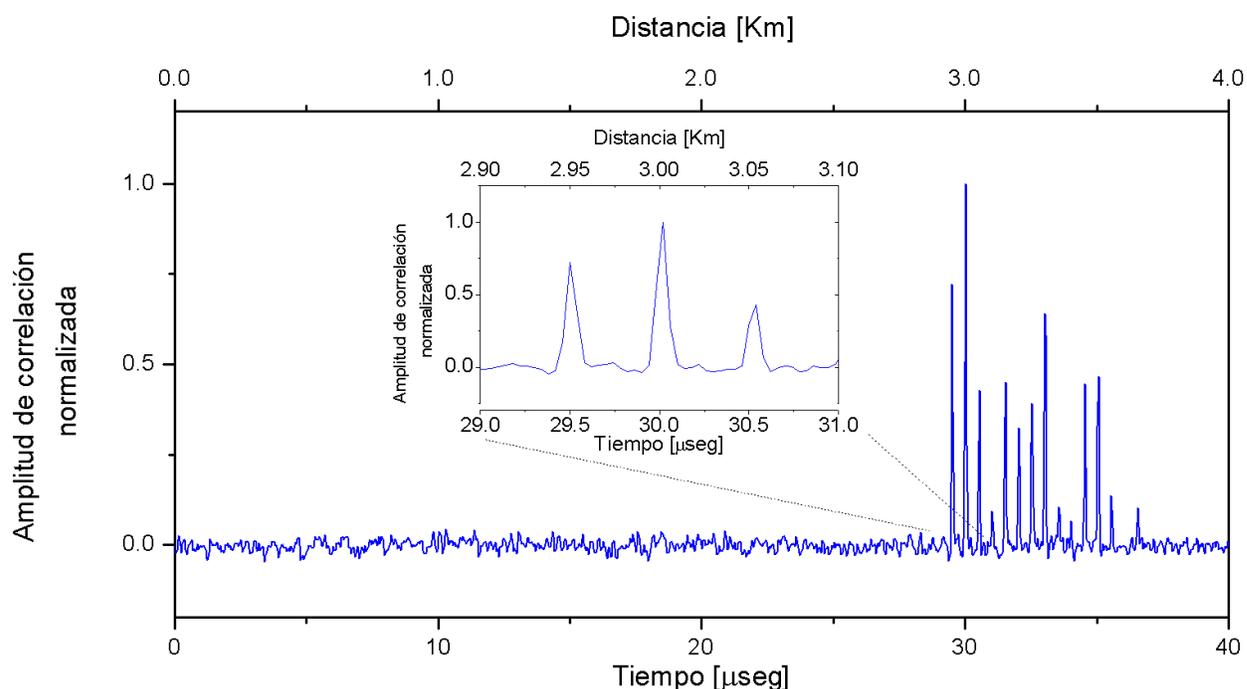


Figura 56: Ejemplo de la función de correlación cruzada para la configuración coherente de la fibra óptica mostrada en la Figura 55. Para este ejemplo se han promediado 64 realizaciones de la señal de prueba que equivalen en tiempo a 10.4 *mseg*.

Como se puede apreciar en la gráfica 56, aparecen 14 picos de correlación centrados a las distancias que corresponden a cada uno de los interferómetros en el arreglo separados por 50 *m*. Para la configuración coherente, la amplitud de los picos de correlación depende del punto de trabajo del interferómetro formado por las rejillas, pues dependen de la diferencia de fases de las ondas reflejadas por cada par de rejillas que forman un interferómetro. Este experimento el punto de trabajo de cada interferómetro no está controlado dado que estos interferómetros están expuestos a perturbaciones en el ambiente (fluctuaciones de aire y/o temperatura), la amplitud de cada pico no es predecible y de aquí la diferencia en amplitudes entre los picos de los diferentes interferómetros del arreglo. Como la amplitud del pico de correlación depende de la fase de las ondas que reflejan las rejillas que forman el interferómetro, entonces un cambio en el índice de refracción en la sección de la fibra entre las dos rejillas introduce un cambio en la fase de ondas reflejadas y por lo tanto un cambio en la amplitud del pico de correlación. De esta forma es posible detectar y localizar vibraciones utilizando el sensor basado en reflectometría de correlación coherente.

5.5.2. Detección de vibraciones con interferómetros

En la sección 5.5.1, se mostró la posibilidad de multiplexar interferómetros formados con rejillas de Bragg utilizando el sensor basado en reflectometría coherente de correlación. Como se ha explicado en secciones anteriores y se mostró en la simulación del sistema (ver sección 4.3.1), es posible detectar vibraciones cuando la fase entre las ondas reflejadas por las rejillas que forman el interferómetro son afectadas debido a un cambio en el índice de refracción. Este cambio en la fase puede ser el resultado de una elongación de la fibra dentro de la sección donde se encuentran las rejillas, lo que resulta en un cambio en el índice de refracción por efecto *elasto-óptico*. Un cambio en la temperatura sobre la sección sensible resulta también en un cambio en el índice de refracción debido al efecto *termo-óptico*. Ambas casos resultan en un cambio en la fase de las ondas y por la tanto en la amplitud del pico de correlación producido por el interferómetro. Para mostrar cómo es posible detectar vibraciones utilizando la técnica de reflectometría de correlación coherente, utilizamos un interferómetro de 10 metros formado por rejillas de Bragg con una reflectancia $\approx 0.04\%$, situado a 1 Km de distancia. Este se ha instalado de tal forma que una sección de la fibra entre las rejilla se encuentra situada sobre dos postes de manera tal que un piezoeléctrico puede aplicar una deformación sobre esta sección de la fibra, como se ilustra en la Figura 57.

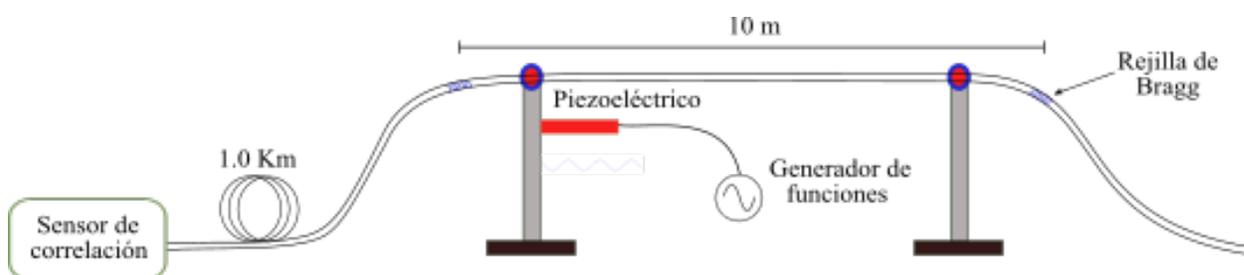
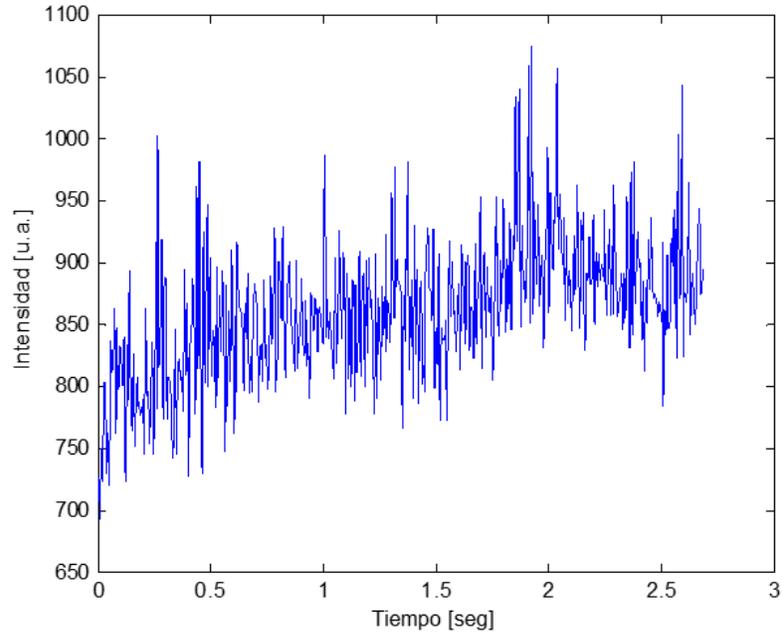


Figura 57: Arreglo experimental para la perturbación de un interferómetro de 10 metros formados por rejillas de Bragg.

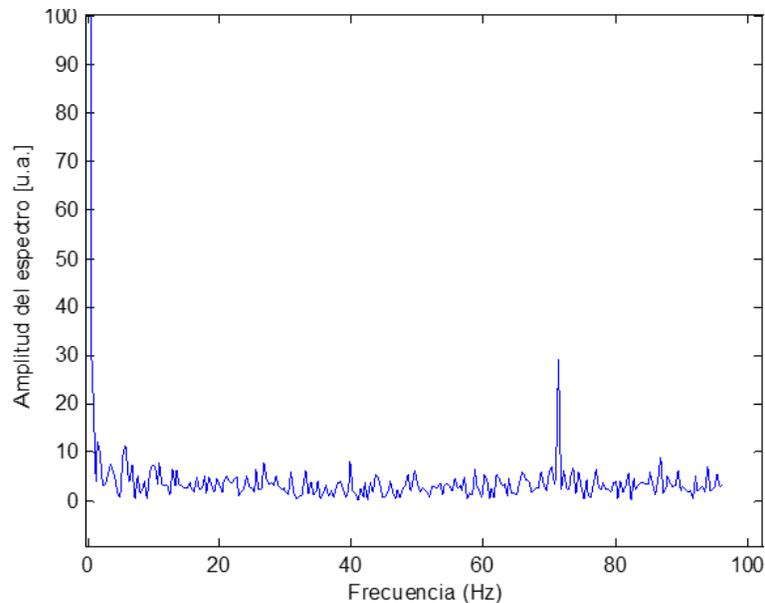
Para este experimento se utilizaron los siguientes parámetros: la potencia de la onda acoplada a la fibra es de $\approx 1\text{ mW}$, el ancho de banda de la señal generada es de $\approx 2\text{ MHz}$ y el ancho de banda de los fotodetectores es 10 MHz . Para este experimento la frecuencia de muestreo de la tarjeta de adquisición de datos es de 25 MHz . Se promediaron las correlaciones cruzadas de 32 realizaciones de la señal de prueba de un tamaño

de 4096 puntos que en total equivale a 5.24 *mseg* promediados. En la Figura 58(a) se muestra la amplitud del pico de correlación producido por la reflexión de la sección de la fibra donde se encuentra el interferómetro en función del tiempo en condiciones estables. Cada punto en la Figura 58(a) es el resultado de la promediación de las 32 correlaciones cruzadas (5.24 *mseg*) y representan la altura promediada del pico de correlación para la distancia donde se localiza el interferómetro. Para evitar perturbación con cambios de temperatura o fluctuaciones de aire, la sección de la fibra que contiene el interferómetro fue aislada durante el proceso de adquisición de datos. De la gráfica podemos observar que la amplitud de este pico, se mantiene con pequeños cambios en función del tiempo (≈ 2.65 *seg*). Estos cambios en la amplitud del pico de correlación, pueden deberse no solo a fluctuaciones sobre el área sensible del interferométrico, sino además a cambios en la potencia contenida por cada muestra tomada de la señal de prueba debido a su naturaleza aleatoria y al ruido de correlación. En la gráfica 58(b) se muestra el espectro de frecuencias de la gráfica de la Figura 58(a), en la que se puede observar que mayor parte de la energía está contenida en las bajas frecuencias, un nivel constante. Excepto por el pico que aparece en la frecuencia de 70 *Hz*, la cual consideramos como un ruido externo y desconocemos su naturaleza. Considerando lo anterior, podemos decir que el pico de correlación se mantiene bastante estable en función del tiempo.

Para la detección de perturbaciones utilizamos la misma configuración del experimente anterior. La vibración la formamos aplicando una deformación a la fibra. Para esto utilizamos un piezoeléctrico que se encuentra en contacto con la sección de la fibra que se encuentra entre las rejillas de Bragg que forman al interferómetro. La señal eléctrica aplicada al piezoeléctrico es una onda sinusoidal con una de frecuencia 1 *Hz* y una amplitud suficiente para generar un desplazamiento de μm . En la Figura 59, se muestran los resultados de la señal obtenida por el interferómetro perturbado. En la Figura 59(a) se muestra la amplitud de la función de correlación en función del tiempo. Como se puede ver, existe una variación periódica que corresponde a la perturbación aplicada sobre la fibra con una amplitud que corresponde a un cambio de la fase entre $\pi < \Delta\phi(t) < \frac{3}{2}\pi$. Sin embargo, existen deformaciones en las cimas y valles de la onda sinusoidal de la amplitud del pico de correlación. Estas deformaciones son debidas a que la amplitud de la deformación aplicada sobre la fibra es grande y la modulación de fase excede una franja



(a)

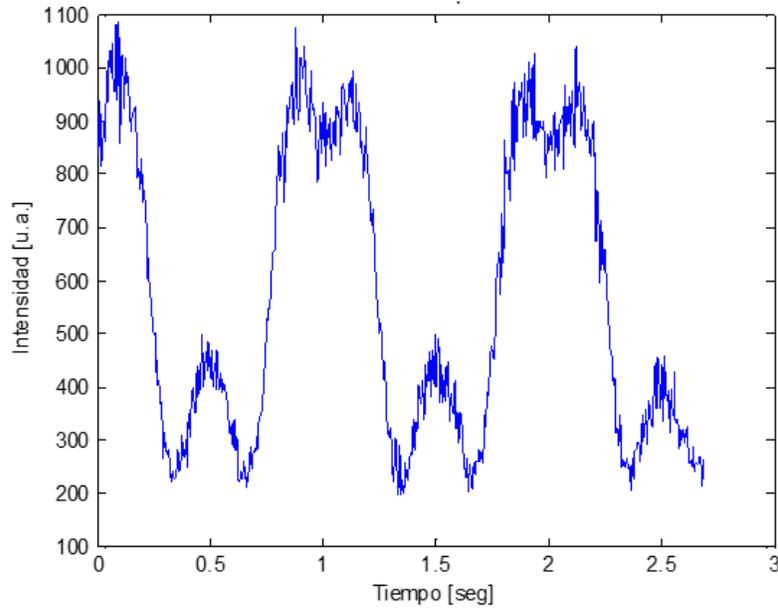


(b)

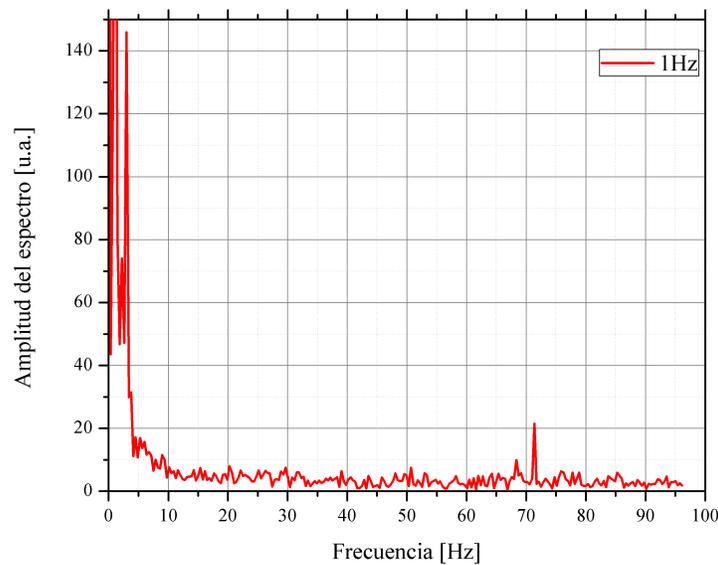
Figura 58: (a) La amplitud del pico de correlación producida por la reflexión del interferómetro en condiciones estables en función del tiempo. (b) El espectro de frecuencias de la señal mostrada en 58(a).

de interferencia del interferómetro. Finalmente el espectro de la señal obtenida se muestra en la Figura 59(b), donde se puede apreciar un aumento en la amplitud de las señales de baja frecuencia y de nuevo aparece una frecuencia parásita en 70 Hz.

Utilizando el mismo esquema, aplicamos voltaje con frecuencia más alta al piezo-



(a)

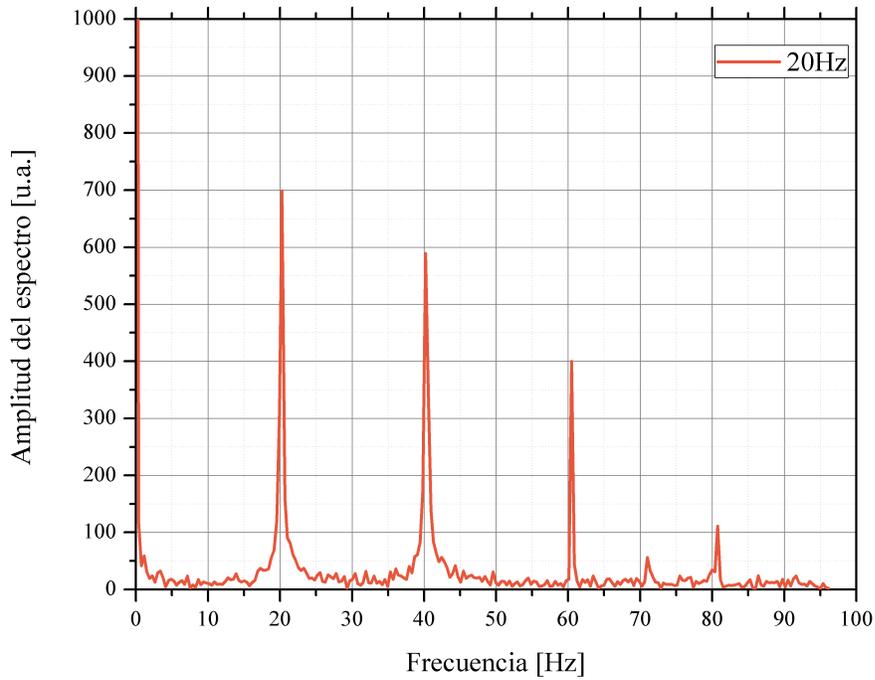


(b)

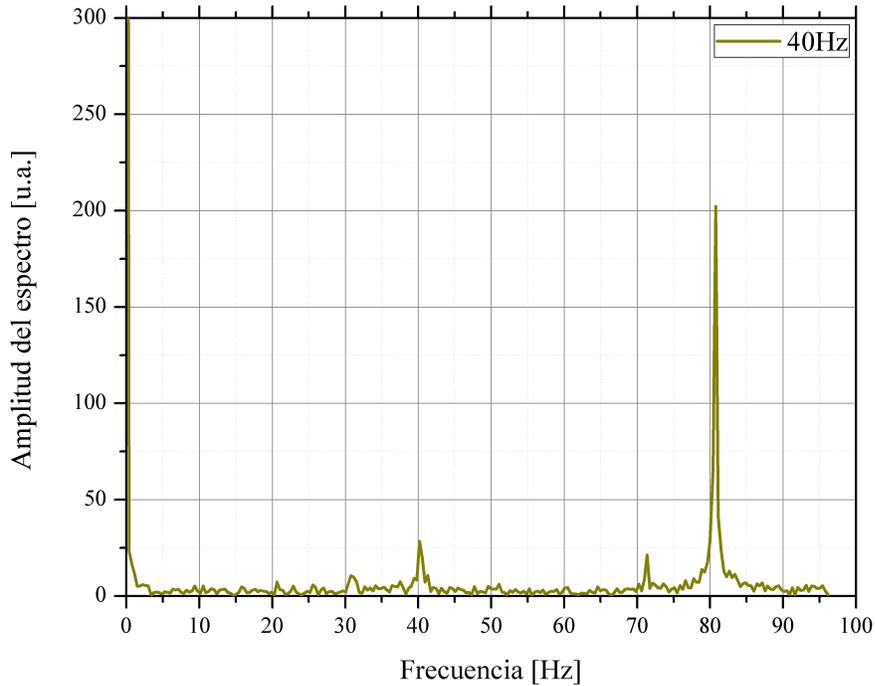
Figura 59: Interferómetro de 10 metros perturbado con una señal sinusoidal con una frecuencia de 1 Hz. (a) Amplitud de la función de correlación en función del tiempo para la sección de la fibra donde se encuentra el interferómetro (1 Km de distancia), perturbado con una onda sinusoidal de 1 Hz y (b) el espectro de la señal mostrada en 59(a).

eléctrico para perturbar la fibra. En las gráficas Figura 60, se puede muestran los espectros de las señales obtenidas para una frecuencia de 20 y 40 Hz. Para la frecuencia de excitación de 20 Hz el punto de trabajo del interferómetro estaba cercano al punto de cuadratura, mientras que para la frecuencia de excitación de 40 Hz el punto de trabajo

estaba cercano al mínimo de reflexión del interferómetro.



(a)



(b)

Figura 60: Espectros de las señales obtenidas a partir de la respuesta de la amplitud de correlación para el interferómetro de 10 metros perturbado por una frecuencia de: (a) 20 Hz y (b) 40 Hz.

En las gráficas 60, aparecen las en el espectro la frecuencia fundamental de la señal aplicada al interferómetro a través del piezoeléctrico, además de algunos armónicos para

cada frecuencia fundamental y la frecuencia de 70 Hz que consideramos como ruido. En esta sección probamos experimentalmente que el sensor basado en reflectometría de correlación coherente, es capaz de detectar y localizar vibraciones con una frecuencia de decenas de Hz. Aquí solo se mostró como ejemplo de detección de vibraciones el resultado para un interferómetro en el arreglo experimental. Sin embargo, en este ejemplo se han realizado cálculos de la correlación cruzada para toda la longitud de la fibra de 5 Km, la cual es capaz de multiplexar hasta 100 interferómetros separados por 50 metros. Monitoreando la variación de las amplitudes de los picos es posible detectar en manera simultánea vibraciones en un gran número de puntos a lo largo de una fibra óptica.

5.5.3. Detección distribuida y localización de perturbaciones vibratorias (dinámicas)

En esta sección mostramos un arreglo para localizar y detectar vibraciones en forma distribuida a lo largo de una fibra óptica de manera simultánea utilizando el sensor de reflectometría de correlación coherente. En el arreglo utilizado en la sección 5.5.1 formado por una red de interferómetros en serie formados por rejillas de Bragg con una distancia entre interferómetros adyacentes de 50 m (Figura 55), la longitud de coherencia del láser con una modulación externa (interferencia electromagnética) es menor que la distancia entre interferómetros adyacentes, lo que resulta en que los picos de correlación cruzada no se traslapen y se pueden interrogar de manera independiente cada interferómetro, como se puede observar en la Figura 56. Esto significa que los segmentos de la fibra óptica entre los interferómetros no sean sensibles y no produzcan señales. Por lo tanto, no se pueden detectar perturbaciones que actúan en secciones de la fibra entre los interferómetros adyacentes y la detección no es totalmente distribuida, pero es discreta a lo largo de toda la fibra (sensor quasi-distribuido). Para algunas aplicaciones por ejemplo la detección de intrusos ilegales es importante que la detección sea realmente distribuida, entonces la vibración debería ser detectada en cualquier posición a lo largo de la fibra sensora.

Para realizar la detección realmente distribuida, utilizamos un arreglo de rejillas de Bragg de baja reflectancia las cuales están distribuidas uniformemente a lo largo de la fibra óptica con una distancia de 5 m entre rejillas adyacentes. Las ondas de prueba reflejadas por las rejillas de Bragg se suman coherentemente en el fotodetector produciendo un patrón

aleatorio a lo largo de la fibra (la forma de la correlación cruzada no es predecible y es similar a un patrón de “especkles”). Sin embargo, en condiciones estables sin perturbaciones externas, la diferencia de fase de las ondas de prueba reflejadas por las rejillas de Bragg es estable en el tiempo. Como resultado, el valor o forma de la correlación cruzada se mantiene estable para diferentes realizaciones de la señal de prueba. La perturbación de la fibra resulta en un cambio en el retraso de las fases entre ondas reflejadas por las rejillas de Bragg, y como consecuencia en un cambio del valor de la función correlación cruzada para la posición de la perturbación. Una perturbación en un punto afectara las fases de las ondas reflejadas por las rejillas localizadas en un tramo de la fibra óptica con una longitud equivalente a la longitud de coherencia del láser. Para realizar la detección distribuida la longitud de coherencia de la luz láser debe ser mayor o igual a la distancia entre las rejillas de Bragg. Por otro lado, para lograr la localización de las perturbaciones de manera más exacta y para resolver dos perturbaciones simultaneas en dos puntos más cercanos a lo largo de la fibra, el ancho del pico de autocorrelación (que corresponde a la longitud de coherencia de la luz láser) debe ser aproximadamente dos veces la distancia entre las rejillas en la fibra sensora. Para verificar experimentalmente el método propuesto para la detección distribuida de vibraciones, utilizamos un arreglo que consta de 12 rejillas de Bragg grabadas en una fibra estándar *SMF – 28*. La distancia entre rejillas adyacentes es de 5 m, como se ilustra en la Figura 61.

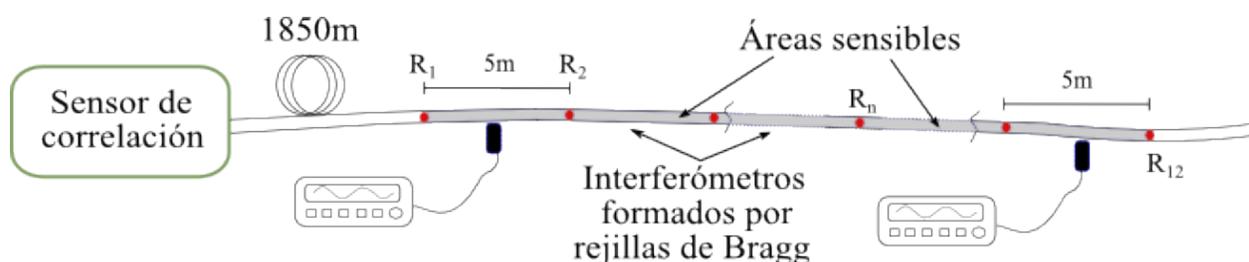


Figura 61: Arreglo experimental para la detección de vibraciones distribuidas a lo largo de la fibra óptica de manera simultánea.

Con esta configuración, toda la sección de la fibra donde se encuentran las rejillas de Bragg es sensible. Es decir, cualquier cambio en el índice de refracción de la sección de fibra donde se encuentran las rejillas de Bragg que forman los interferómetros (una longitud total aproximada de 55 m), provocara un cambio en la fase de las ondas que se reflejan y por lo tanto un cambio en la amplitud del pico de correlación. Para aumentar la

resolución del sistema aplicamos una modulación directa al láser para aumentar su ancho espectral y reducir el ancho de la función de autocorrelación de la señal de prueba. La modulación aplicada en este caso, es el ruido electromagnético que se introduce al láser por medio del conector BIAS-T de la montura tipo mariposa del láser al conectar un cable (antena), como se explicó en la sección 5.2.6. La función de autocorrelación de la señal generada al aplicar esta modulación se muestra en la Figura 62. De esta figura podemos estimar el ancho de la función de autocorrelación a la mitad del pico en aproximadamente 10 m.

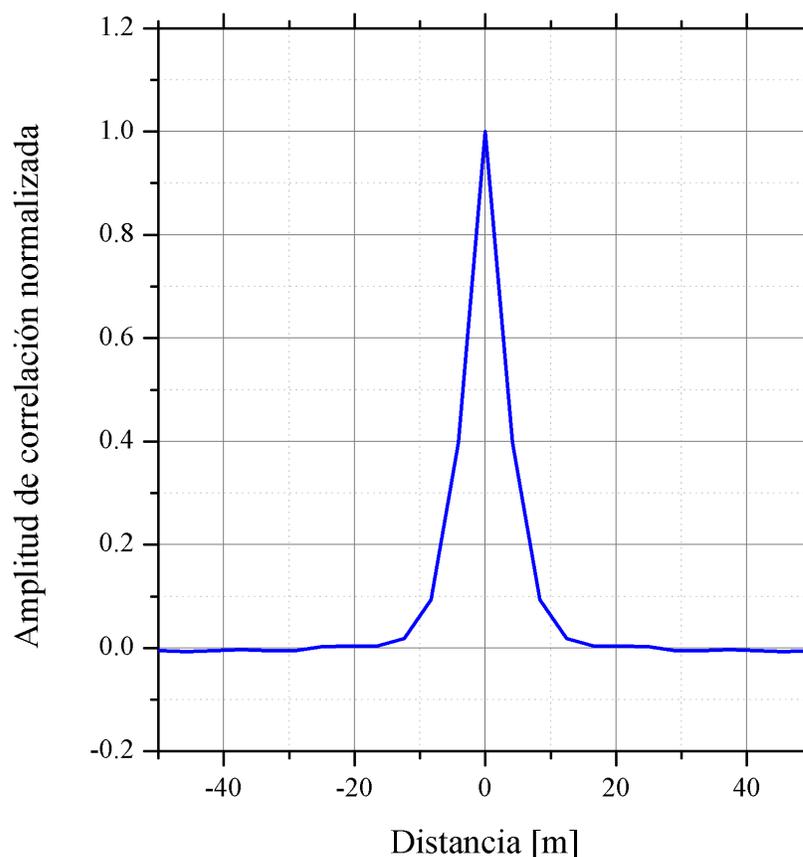


Figura 62: Función de autocorrelación de la señal de prueba generada al aplicar una modulación directa de corriente al láser. El ancho aproximado del pico de autocorrelación a la mitad del pico es de 10 m.

Para aplicar una perturbación a la fibra óptica sensible, utilizamos un motor pequeño con un contra peso para generar vibraciones el cual colocados entre las rejillas de Bragg. Las rejillas de Bragg en este caso funcionan como reflectores parciales de baja reflectancia ($\approx 0.05\%$). El motor fue activado con una señal eléctrica con una forma de onda cuadrada y con una amplitud que corresponde a un cambio de fase de 90° del interferómetro perturbado (que equivale a una elongación de la fibra de $\approx 0.2 \mu\text{m}/5\text{m}$).

En un primer ejemplo de la detección distribuida de vibraciones, aplicamos una perturbación a la última sección sensible de la fibra. De manera simultánea monitoreamos tres secciones de la fibra; la sección de la fibra en donde se aplica la perturbación, una sección sensible en condiciones estables y una sección por fuera de donde se encuentran las rejillas de Bragg.

Para cada función de correlación cruzada presentada en estos experimentos se han promediado 16 *realizaciones*, lo que equivale a un tiempo total promediado por medición de 2.62 *mseg*. Para realizar las mediciones de la variación de la respuesta en tiempo de la fibra óptica se tomaron 512 mediciones en un tiempo de 180 *seg*, por lo tanto el periodo entre los puntos presentados en las gráficas de las Figuras 64 y 65 es de 350 *mseg*. La forma de la función de correlación cruzada para una medición en esta configuración se muestra en la Figura 63.

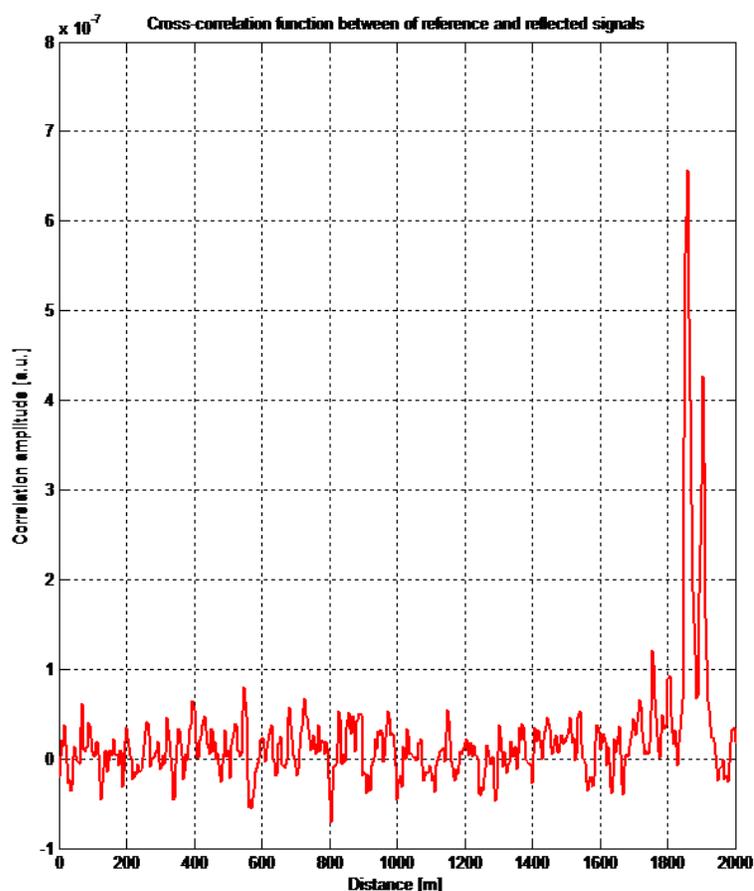


Figura 63: Función de correlación cruzada entre la señal de referencia y reflejada para la configuración del arreglo mostrado en la Figura 61.

En la Figura 64, se muestran como varían las amplitudes de los picos de correlación para las tres posiciones diferentes de la fibra. En azul la sección de la fibra que está siendo perturbada por una vibración, en rojo la sección en condiciones estables y en verde una sección por fuera de las rejillas de Bragg. En esta figura es posible apreciar como la amplitud de la función correlación de la sección perturbada (en azul), varía en forma periódica y que corresponde a la forma de la vibración del motor. Para la sección sensible en condiciones estables (línea roja), se puede observar en la gráfica que para algunos instantes de tiempo la amplitud del pico de correlación cruzada también sigue en cierto grado a la perturbación aplicada. Esto lo atribuidos a efectos coherentes, ya que el ancho de pico de la función de autocorrelación de la señal de prueba en su parte baja es más ancha ($\approx 20 \text{ m}$) y puede traslaparse en cierto grado con esta sección produciendo variaciones en la amplitud de correlación.

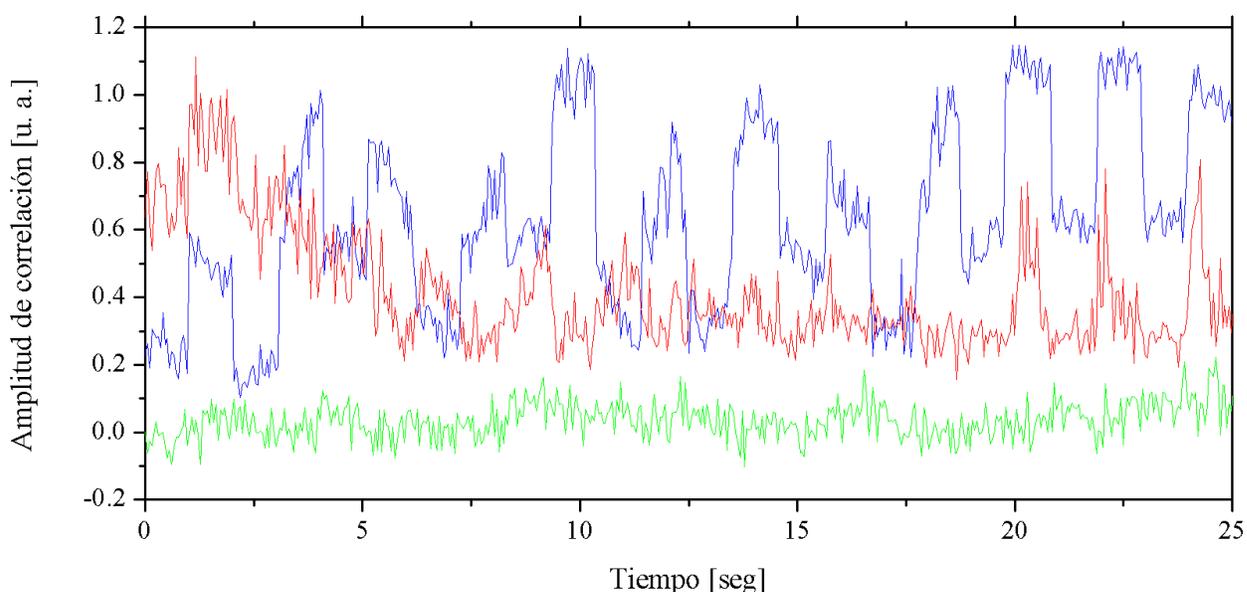


Figura 64: Variación en el tiempo de las amplitudes de la función de correlación para diferentes secciones de la fibra. En azul, para un interferómetro aplicando una perturbación, en rojo un interferómetro en condiciones estables y en verde, una sección de la fibra donde no hay interferómetros (esparcimiento de Rayleigh).

Para la detección de vibraciones de manera simultánea en diferentes puntos de la fibra óptica sensible, aplicamos una vibración de manera simultánea a dos secciones de la fibra sensible. En este ejemplo, aplicamos una vibración al primer y último interferómetro en la fibra. La gráfica 65, muestra las variaciones en el tiempo de los picos de correlación para las secciones de las fibras donde se encuentran los interferómetros perturbados de

manera simultánea. En azul el primer interferómetro situado a 1860 m en rojo el último interferómetro en el arreglo el cual se encuentra a una distancia de 1905 m y en verde una sección fuera del área sensible de la fibra a una distancia de 500 m.

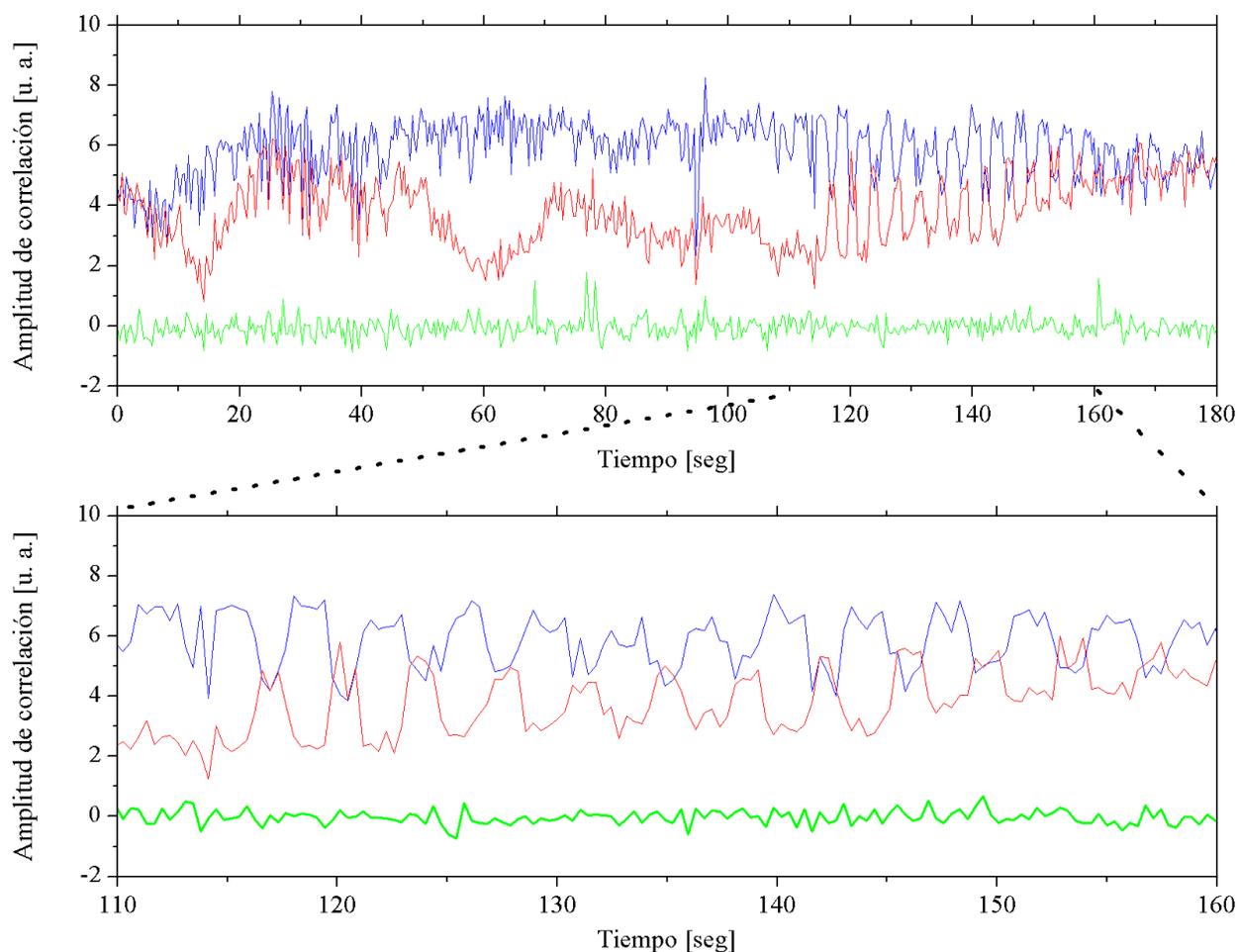


Figura 65: Variación en el tiempo de las amplitudes de la función de correlación para dos interferómetros perturbados de manera simultánea.

En la Figura 65, la perturbación se aplicó de manera simultánea a ambos interferómetros a partir del segundo 110. Los cambios producidos antes de este tiempo, son atribuidos a fluctuaciones de aire sobre los interferómetros o cambios lentos de temperatura y a la naturaleza aleatoria de la señal de prueba. Sin embargo, es claro donde se encuentran cambios rápidos en la amplitud del pico de correlación en las secciones donde se aplica una vibración.

En los resultados presentados de los datos obtenidos solo se ha eliminado el nivel DC de las señales producidas por los fotodetectores, que como hemos mencionado antes no

tiene información útil en nuestro sistema. Los resultados presentados son el resultado solo de promediar las funciones de correlación. Ningún procesamiento de señales adicional se ha aplicado a estos datos. Un procesamiento de la señal adecuado podría mejorar mucho las señales obtenidas, por ejemplo utilizar filtros digitales para eliminar los cambios lentos en la función de correlación cruzada producido por factores externos, como los que se mencionan antes.

5.6. Posibles aplicaciones del sistema de reflectometría de correlación

Como mostrados en las secciones anteriores de este capítulo, el sensor presentado en este trabajo que está basado en la reflectometría de correlación es muy versátil y aplicable a diferentes configuraciones. En esta sección mostramos experimentalmente algunas de las posibles aplicaciones del sensor.

5.6.1. Medición de espectros de reflectancia

Los diodos láseres DFB pueden ser sintonizados fácilmente su longitud de onda de emisión variando la temperatura del semiconductor. Típicamente un láser DFB de telecomunicaciones estándar puede cambiar su longitud de onda en un intervalo de $\approx 2 \text{ nm}$ alrededor de su la longitud central de emisión. El sensor basado en reflectometría de correlación, nos permite obtener la dependencia de la reflectancia a la longitud de onda de la fuente. Esto es posible haciendo un barrido de longitud de onda y obteniendo la amplitud del pico de la correlación cruzada para cada longitud de onda emitida por el láser. Esto es útil cuando se requiere obtener espectros de reflectancia de elementos como las rejillas de Bragg o interrogar enlaces de telecomunicaciones con elementos dependientes a la longitud de onda por ejemplo, multiplexores por división en longitud de onda (ver sección 5.6.4). Para mostrar cómo es posible medir espectros de reflectancia, utilizamos el sensor de correlación haciendo un barrido lineal en longitud de onda por temperatura y una rejilla de Bragg con reflectancia aproximada a 0.04 % localizada a una distancia de 1 Km. El arreglo utilizado para realizar esta medición es mostrado en la Figura 66. El barrido de temperatura aplicado a través del controlador nos permite variar la longitud de onda central de la fuente entre aproximadamente 1533.3 – 1534.1 nm.

El resultado de la medición del espectro de la rejilla de Bragg se muestra en la Figura

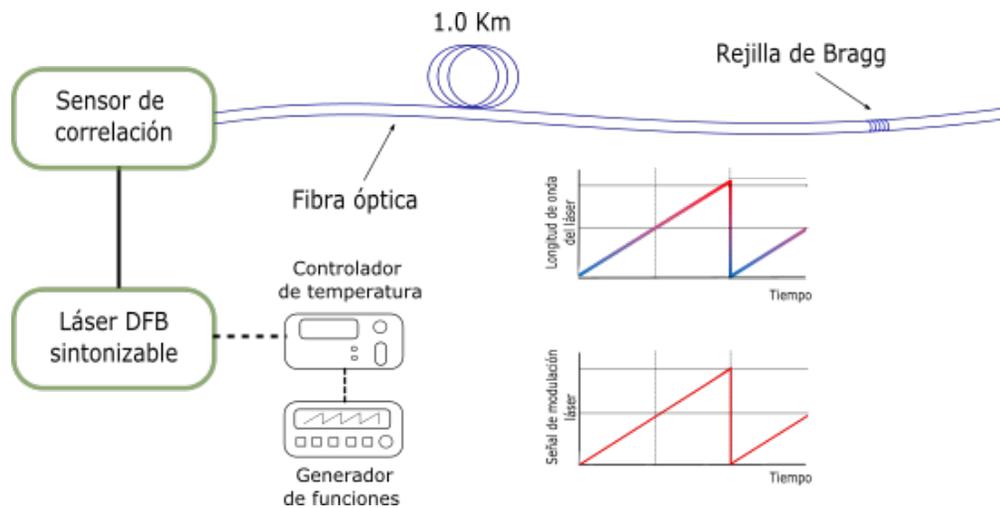


Figura 66: Arreglo utilizado para medir el espectro de reflectancia de una rejilla de Bragg. La sintonización del láser se hace mediante la modulación de la temperatura de la cavidad láser.

67. Para cada punto en la gráfica se han promediado 1024 realizaciones cada una de 4096 muestras, lo que hacen un total de 167.7 *mseg* de tiempo promediado.

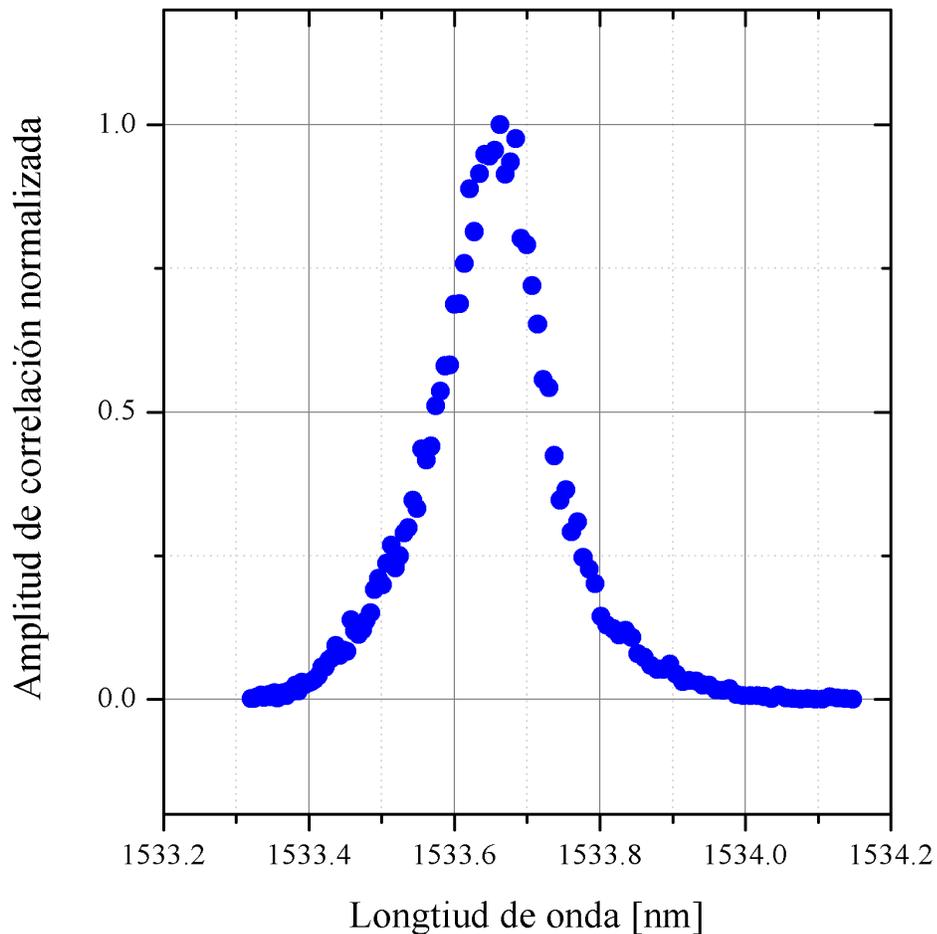


Figura 67: Espectro de una rejilla de Bragg, obtenido utilizando el sensor de reflectometría coherente de correlación.

Cuando hablamos de medir espectros de reflectancia nos referimos a obtener la dependencia de la amplitud del pico de correlación a la reflectancia a la longitud de onda de prueba. Con la configuración utilizada para obtener el espectro de la Figura 67, no es posible obtener su valor real de reflectancia a falta de una referencia fija. Haciendo referencia a la Figura 67 para aplicaciones prácticas por ejemplo, medición de deformación o tensión utilizando rejillas de Bragg, no es necesario obtener tantos puntos del espectro de reflectancia para estimar estos parámetros. Para determinar la longitud de onda de Bragg y desmodular el sensor en base de una rejilla es suficiente obtener unos (hasta 10) puntos en la línea de reflexión espectral. La obtención de tantos puntos en esta medición mostrada en la Figura 67 solo lo hacemos con intenciones ilustrativas y mostrar la flexibilidad del sistema sensor presentado en esta tesis. En este ejemplo solo mostramos el espectro de una sola rejilla de Bragg en la fibra óptica sin embargo, al calcular la función de correlación cruzada obtenemos información de reflectancia en un gran número de puntos a lo largo de la fibra óptica y de esta manera podemos multiplexar e interrogar de manera independiente un arreglo de unos cientos de rejillas en una misma fibra óptica.

5.6.2. Medición de deformación o tensión

En esta sección mostramos como podemos utilizar el sistema basado en reflectometría de correlación para la medición de deformación o tensión utilizando rejillas de Bragg de baja reflectancia grabadas en fibras ópticas de telecomunicaciones estándar. Como se mostró en la sección 5.6.1 es posible medir el espectro de una rejilla de Bragg haciendo un barrido en longitud de onda. Como ya se sabe, las rejillas de Bragg son un excelente sensor de temperatura, tensión y/o deformación, debido a la dependencia de la longitud de Bragg de la rejilla a estas variables físicas ($\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda$). Por otro lado, también ya mostrados como es posible hacer la multiplexión de muchos sensores utilizando la técnica de correlación presentada en esta tesis. Para mostrar cómo podemos medir una deformación o tensión y al mismo tiempo la multiplexión de sensores, utilizamos el arreglo mostrado en la Figura 68. Este arreglo está formado por dos rejillas de Bragg con una reflectancia menor a 0.04 %. Estas rejillas están localizadas a una distancia aproximada de 1.0 y 1.1 Km. La distancia de separación de 100 m entre las rejillas se seleccionó así ya que el láser funciona para este experimento en régimen normal sin modulación externa. Con esta distancia de separación evitamos efectos de interferencia entre las dos rejillas.

La primera rejilla de Bragg (R_1 en la Figura 68), está colocada y fijada sobre una placa flexible que se encuentra sobre dos postes, como se ilustra en la figura. Esta configuración permite colocar un peso a la base flexible elongando al mismo tiempo tanto la base como la fibra óptica. Al deformarse la rejilla de Bragg se induce un cambio en el índice de refracción n_{eff} por efecto elasto-óptico y al mismo tiempo se cambió el periodo de la rejilla (Λ) debido al estiramiento de la fibra. Esto causa un cambio en la longitud de onda de Bragg, λ_{Bragg} . Este cambio en la longitud de Bragg de la rejilla, resulta en un corrimiento del espectro de reflectancia de la rejilla R_1 . La segunda rejilla de Bragg en el arreglo (R_2), como se indicó antes se coloca para probar la multiplexión del sistema y no se induce sobre ella ningún cambio.

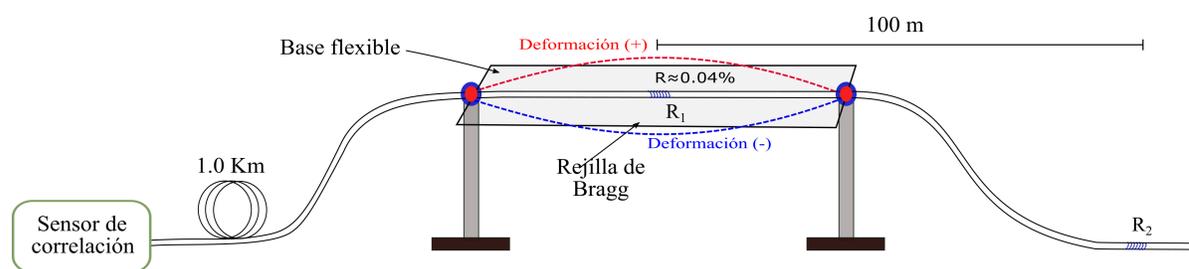


Figura 68: Arreglo para la medición de deformación utilizando el sistema de reflectometría de correlación.

Para mostrar cómo afecta la deformación al espectro de la rejilla de Bragg a la cual se aplica un peso, se hacen dos mediciones. La primera cuando ninguna de las rejillas ha sido modificada (espectros sin desplazamiento) y la segunda medición cuando se ha aplicado un peso sobre la base flexible para elongar la fibra. El resultado de estas mediciones se muestran en la Figura 69. Para ambas mediciones se aplicó un barrido lineal en la temperatura del láser que corresponde a un barrido en longitud de onda entre 1533.3 y 1533.8 nm . Para cada valor de longitud de onda se han promediado 128 realizaciones que equivalen a un tiempo total de promediación de 20.48 $mseg$.

En la Figura 69, en azul se muestran los espectros de las dos rejillas cuando no han sido afectadas y en rojo cuando una de ellas ha sido tensionada. De la figura se puede observar el desplazamiento del espectro de reflectancia de la rejilla R_1 deformada. Mientras que el espectro de la rejilla R_2 , prácticamente permanece sin cambios. El desplazamiento en longitud de onda entre los espectros en condiciones normales de la rejilla y el espectro desplazado de la rejilla R_1 es de aproximadamente 0.075 nm . Este despla-

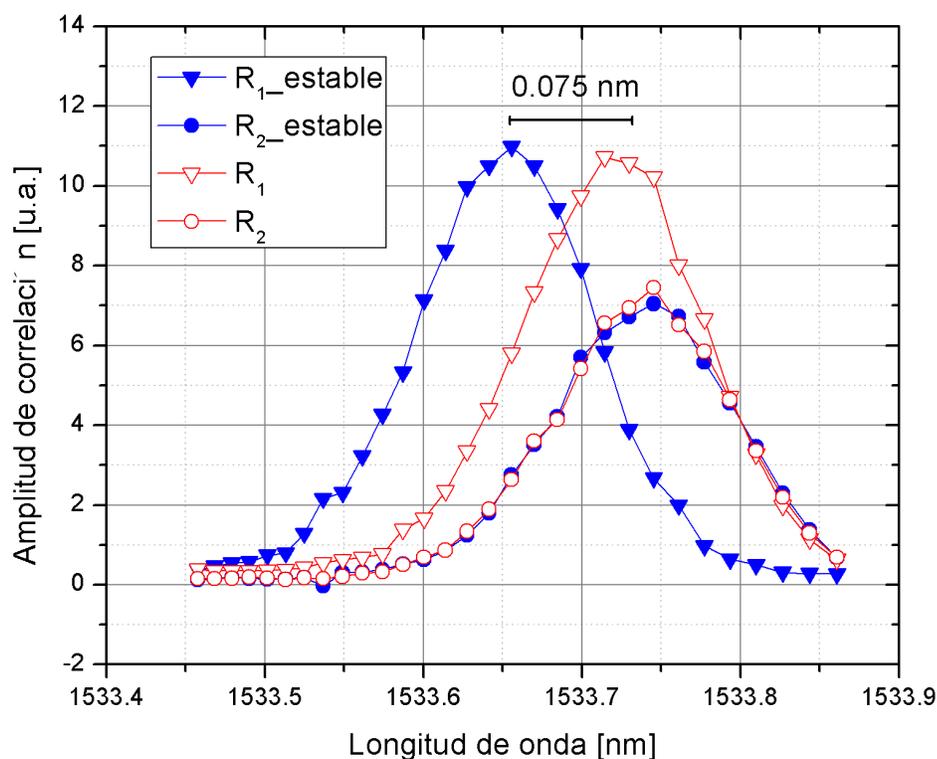


Figura 69: Espectros medidos con el sistema de reflectometría de correlación para dos rejillas de Bragg de reflectancia $< 0.04\%$. En azul, los espectros en condiciones estables de ambas rejillas. En rojo los espectros de la rejillas cuando la rejilla R_1 ha sido tensionada (elongación $\approx 0.0007\%$ ($700 \mu\epsilon$)).

zamiento corresponde a una elongación de aproximadamente $700 \mu\epsilon$ (microstrain). De nuevo el número de puntos presentados en la gráfica es excesivo y depende del método (algoritmo) que se utilice para estimar la longitud de onda de Bragg de la rejilla. Para una buena razón señal a ruido es suficiente utilizar 3 o 5 puntos dentro del espectro sin perder la resolución (Miridonov *et al.*, 2003).

5.6.3. Sistema de correlación con dos longitudes de onda

Como mostrados en la sección anterior, el sistema de correlación basado en reflectometría de correlación nos permite obtener el espectro de reflectancia para rejillas de Bragg haciendo un barrido en la longitud de onda. Este cambio en la longitud de onda se logra modulando la temperatura de la cavidad del láser semiconductor. Antes de que la temperatura en la cavidad sea estabilizada por el controlador de temperatura, la frecuencia óptica de la salida del láser es inestable. Para tiempos de medición relativamente cortos estas inestabilidades no serán factor de error adicional en las mediciones espectrales, porque cada punto espectral se obtiene en unos milisegundos y el tiempo del barrido

total es de ≈ 1 seg. Sin embargo, podría ser el caso que para algunas aplicaciones se requiera mediciones con una mayor velocidad. Además como ya mencionamos antes, la respuesta de una rejilla puede ser desmodulada a partir de solo unos puntos espectrales. De lo anterior, proponemos una modificación del sistema de reflectometría de correlación utilizando como fuentes ópticas dos láseres con un switch de conmutación rápida. Esta configuración permitiría medir el desplazamiento del espectro de reflectancia de una rejilla a partir de la medición de solo dos puntos espectrales y realizar mediciones con una velocidad de hasta algunos *KHz*. Para verificar el funcionamiento de esta idea propuesta, utilizamos un mismo láser pero con una conmutación entre dos longitudes de onda. Al momento de realizar este experimento en nuestro laboratorio no contábamos con un switch rápido para realizar el experimento. Actualmente existen en el mercado switches de 1x2 con velocidades de conmutación de ≈ 300 nseg y son bastante económicos. Los parámetros de un switches comerciales son adecuados para el funcionamiento del arreglo propuesto a alta velocidad. Sin embargo, la demostración realizada experimentalmente demuestra el principio de funcionamiento para esta propuesta. Para mostrar cómo puede funcionar la configuración con dos longitudes de onda, utilizamos el sensor de correlación y sintonizamos solo dos longitud de onda de salida del láser, $\lambda_1 \approx 1533.5$ nm y $\lambda_2 \approx 1533.78$ nm. Utilizando los picos de correlación cruzada para cada longitud de onda ajustamos una curva con la forma del espectro de la rejilla de Bragg. Para obtener una curva que se ajuste al espectro de reflectancia de la rejilla utilizada, se hizo una medición adicional para la máxima reflectancia de la rejilla. Del arreglo de la Figura 68, utilizamos solo la primera rejilla, *R1*. A esta rejilla aplicamos dos deformaciones en sentido contrario. El resultado de estas mediciones y el ajuste de la curva para el espectro de reflectancia de la rejilla se muestra en la Figura 70. Para la deformación marcada como (+), el periodo de la rejilla de Bragg (Λ) se hace más grande, lo que resulta en un desplazamiento del espectro hacia la derecha. Mientras que para la deformación (-), el periodo de la rejilla se hace más corto, es decir la sección de la fibra donde se encuentra la grabada la rejilla se comprime, esto resulta en un desplazamiento del espectro hacia la izquierda. El cambio de amplitud del pico de correlación es debido al cambio de la reflectancia de la rejilla de Bragg para la longitud de onda de la señal de prueba. Como se puede observar de la gráfica 70, es posible utilizar un sistema con dos fuentes de luz con longitud de onda ligeramente diferentes para medir y multiplexar rejillas de Bragg utilizando el sistema de

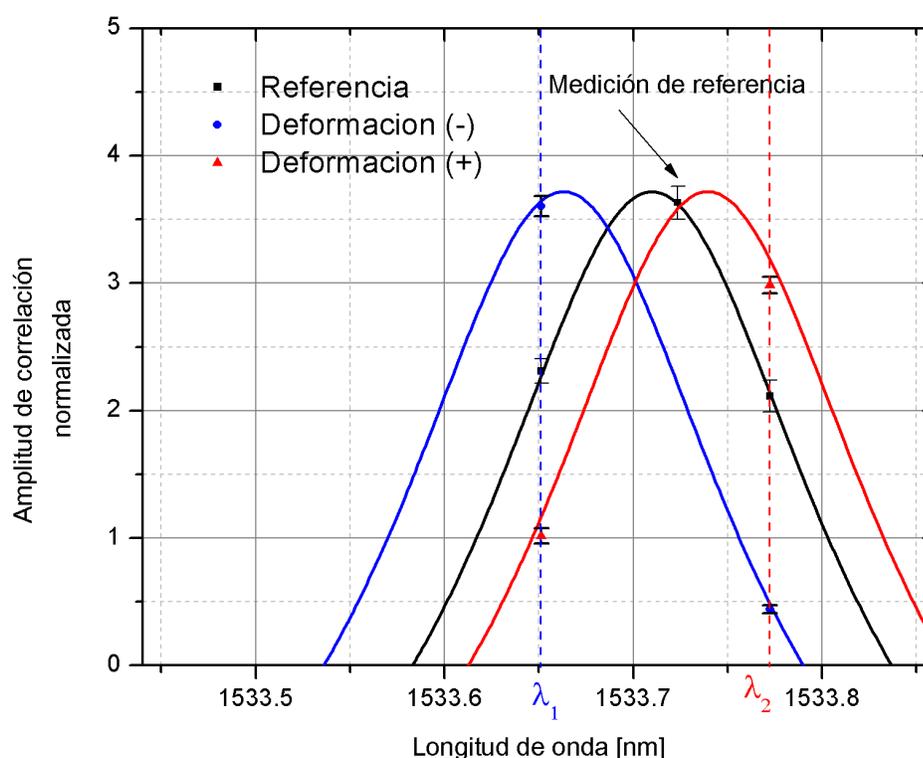


Figura 70: Desplazamiento del espectro de reflectancia de una rejilla de Bragg utilizando un sistema con dos longitudes de onda. En negro, el espectro de referencia. En rojo el espectro con deformación hacia arriba y en azul con una deformación hacia abajo.

reflectometría de correlación. Calculando una razón entre los picos que corresponden a diferente longitud de onda es posible desmodular la respuesta de la rejilla, además este sistemas puede ser aplicado para obtener información en una red grande de rejillas de Bragg con una velocidad alta.

5.6.4. Detección y localización de falla en sistemas WMD

Una de las desventajas de los OTDR convencionales, es que poseen un ancho espectral muy amplio. Esto hace que los OTDR convencionales no pueden ser utilizados para la detección y localización de fallas en sistemas con elementos que son dependientes a la longitud de onda. Por ejemplo, en sistemas de comunicaciones ópticas multiplexados por división de longitud de onda o WDM, del inglés *Wavelength Division Multiplexing* (Takushima and Chung, 2010). Estos sistemas utilizan multiplexores o demultiplexores de varios canales, cada uno de estos canales utiliza una diferente longitud de onda. En estos sistemas para determinar el estado del enlace óptico con un OTDR convencional es necesario hacer las mediciones después de estos elementos. Esto requiere la interrupción

del servicio y dificulta la detección de fallas, ya que se tiene que hacer mediciones en diferentes puntos del enlace óptico. Algunos OTDR más avanzados utilizan láseres y filtros sintonizable Fabry-Perot y/o rejillas de Bragg para vencer estas limitaciones (Hann *et al.*, 2006; Park *et al.*, 2007). De nuevo utilizamos un ejemplo práctico para resaltar la flexibilidad de nuestro sistema basado en reflectometría de correlación, el cual utiliza un diodo láser DFB estándar para telecomunicaciones el cual puede ser fácilmente sintonizable en longitud de onda. El esquema de la Figura 71, muestra el arreglo óptico utilizado para simular un enlace WDM. Se utilizó un multiplexor WDM de 4 canales (solo se utilizaron 3 canales), a la salida de cada canal se colocaron fibras ópticas de telecomunicaciones estándar *SMF* – 28 con longitudes de 1, 3 y 5 Km. Todas estas conexiones se realizaron con conectores con ángulo (APC). Las reflexiones producidas por los finales de las fibras de los dos primeros canales *CH52* y *CH53* se atenuaron por curvaturas. Mientras que en el canal *CH54* el final de la fibra es un conector abierto con ángulo APC. Para esta medición se utilizaron los fotodetectores de corriente *DHPCA* – 100 funcionando con ancho de banda de 14 *MHz*. El resultado de la interrogación de los tres canales utilizando el

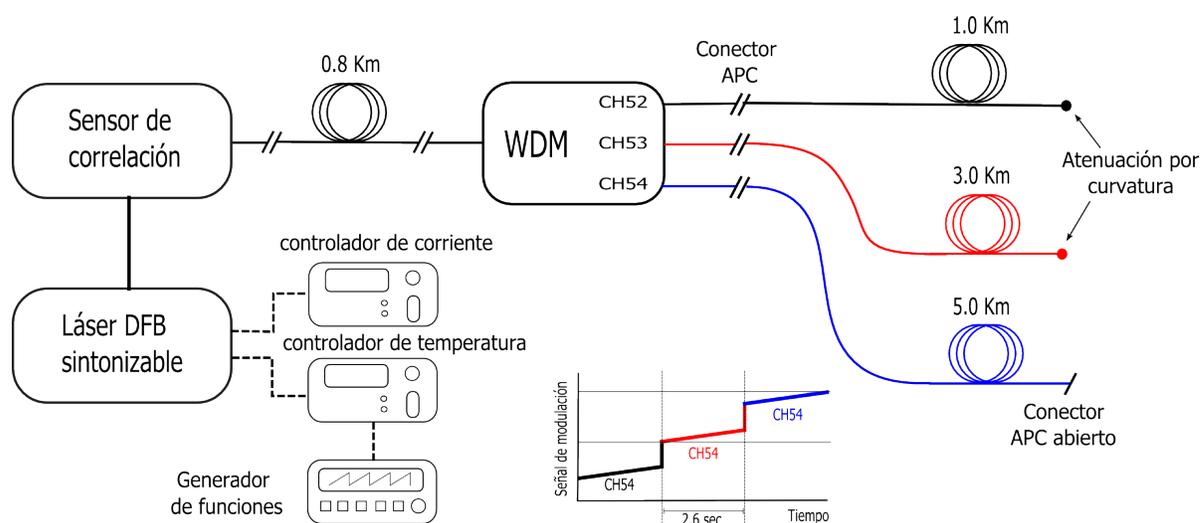


Figura 71: Arreglo experimental para detección de fallas en sistemas WDM con el sensor basado en la reflectometría de correlación. La sintonización de cada canal se hace por control de temperatura de la cavidad láser.

sensor de reflectometría de correlación coherente se muestra en la gráfica de la Figura 72. Para estas gráficas se han promediado tiempos relativamente largos. Para cada traza se ha promediado un tiempo total de 2.62 *min*. Como se puede observar en la gráfica para cada traza existe una señal a lo largo de toda la fibra óptica debido al espaciamiento de

Rayleigh. Para las trazas de los dos primeros canales, *CH52* y *CH53*, se puede apreciar una caída brusca en esta señal que coincide con el final de la fibra. En el caso del canal *CH54*, se puede observar un punto de reflexión debido al conector APC abierto colocado al final de la fibra. Los picos que aparecen a la distancia de 800 m, son atribuidos al funcionamiento del WDM (reflexión interna o mal acoplamiento). La diferencia entre las amplitudes de la señal producida por esparcimiento de Rayleigh para los diferentes canales, es debida a la dependencia de la potencia de salida del láser a la longitud de onda.

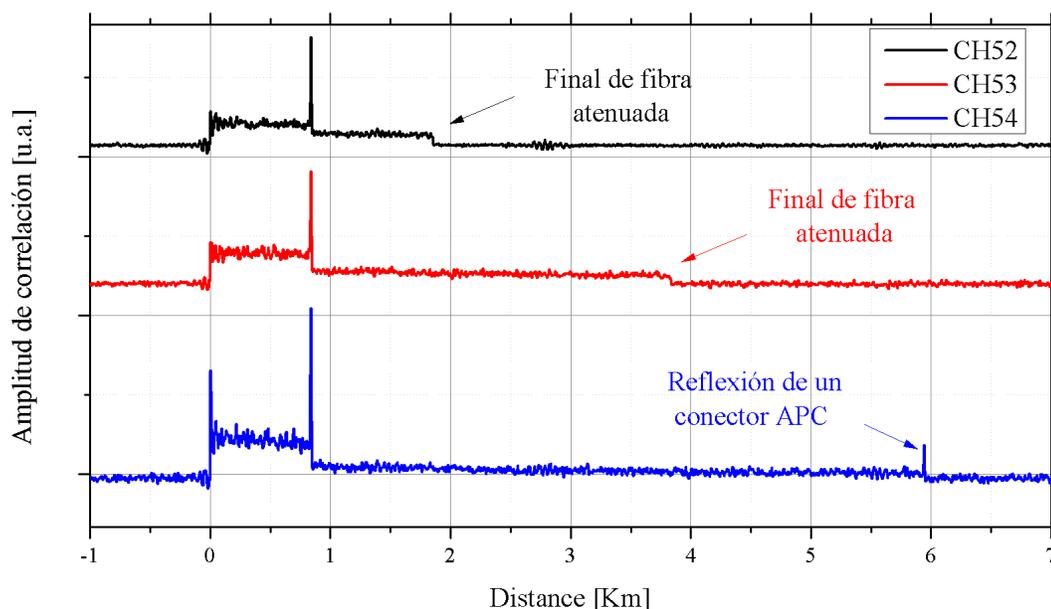


Figura 72: Detección de esparcimiento de Rayleigh en un sistema WDM utilizando el sensor de reflectometría de correlación. El tiempo total promediado para cada señal es de 2.62 min con un ancho de banda de 14 MHz.

El resultado obtenido en esta sección muestra la flexibilidad del sistema para ser utilizado en enlaces ópticos WDM. Puede ser utilizado para la detección y localización de fallas en estos enlaces y posiblemente sin interrumpir el servicio.

5.6.5. Detección y localización de fugas de gasolina

Para la detección de fugas de gasolinas utilizamos un arreglo de Rejillas de Bragg idénticas con una reflectancia máxima de $\approx 0.005\%$ grabadas en fibra óptica de telecomunicaciones estándar *SMF – 28*. El arreglo de rejillas se encuentra dentro de un polímero que se expande en contacto con gasolina. La configuración de la fibra se ilustra en la Figura 73. Para esta configuración el láser DBF está sintonizado en una longitud de

onda con una diferencia de 1 *nm* de la longitud de onda nominal de las rejillas de Bragg del sistema, como se ilustra en la Figura 74(a). La operación de este sensor consiste en el monitoreo continuo de la reflexión de la fibra. Bajo condiciones normales (cuando no hay fuga) la reflectividad de la fibra está determinada principalmente por el retroesparcimiento de Rayleigh. Cuando ocurre una fuga, el polímero que cubre la fibra se expande 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, como se muestra en la Figura 74(b). Esta configuración del cable presentada en trabajos anteriores se utilizada para la detección de fugas de gasolina utilizando una modulación de la luz láser con una señal eléctrica que contiene varias componentes sinusoidales con diferentes frecuencias. Un algoritmo especial permite detectar y localizar una fuga de gasolina calculado el retraso de fase para cada componente de la señal reflejada (Shlyagin *et al.*, 2006). Sin embargo, el principio de funcionamiento y este algoritmo de detección únicamente permiten la detección de un solo evento o fuga de manera simultánea. No es posible localizar con un error aceptable dos o más eventos simultáneos.

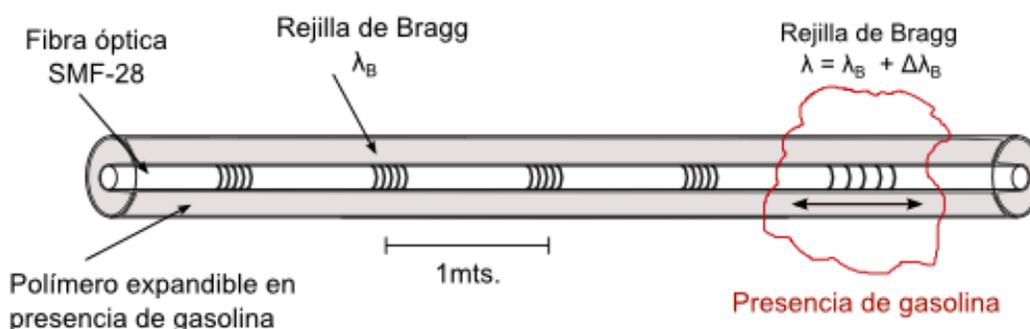


Figura 73: Arreglo de rejillas de Bragg idénticas dentro de un polímero sensible a gasolina.

El funcionamiento del sensor de reflectometría de correlación que presentado en esta tesis, resulta muy apropiado para la detección y localización con una alta exactitud de eventos múltiples simultáneos de alarmas utilizando la configuración del cable sensor mostrado en la Figura 73. Para estos experimentos el tiempo promediado por medición es de 1.4 *mseg*. Para reducir los efectos coherentes de la reflexiones por deferentes rejillas, aplicamos una modulación lenta de forma sinusoidal con una frecuencia de 2 *Hz* de la longitud de onda del láser, de esta manera se hace una promediación en longitud

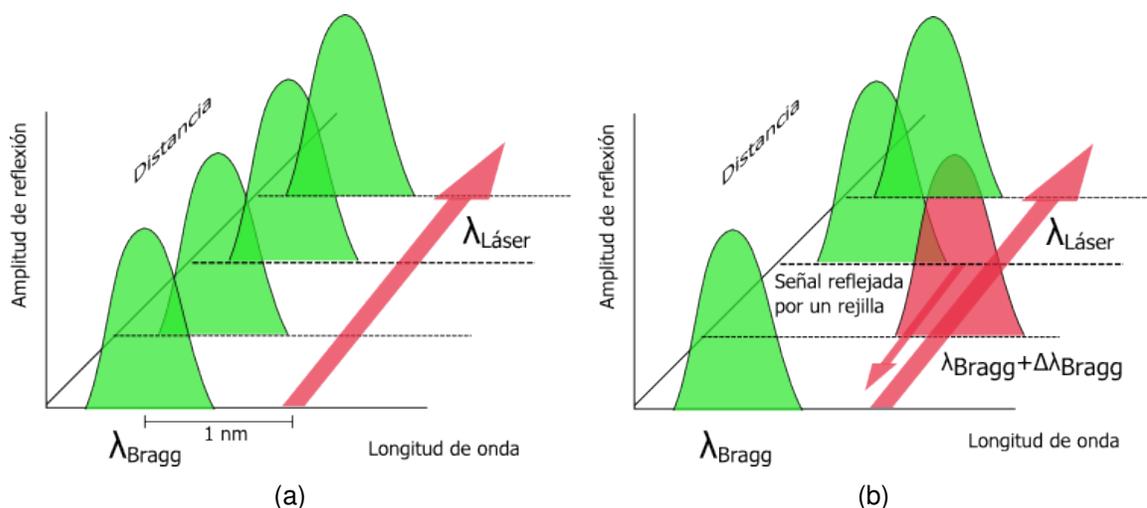


Figura 74: Principio de funcionamiento del sensor de fugas de gasolinas con rejillas de Bragg idénticas. En (a) los espectros de la rejillas en ausencia de gasolina, en (b) desplazamiento del espectro de una rejilla debido a la expansión del polímero en presencia de gasolina.

de onda reduciendo los efectos coherentes. En la Figura 75(a), se muestra una medición con el sensor de correlación cuando ningún espectro de reflexión de las rejillas de Bragg está dentro de la línea de emisión de la luz láser, no hay un evento de alarma. Entonces, la luz reflejada por la fibra solo está determinada por el retroesparcimiento de Rayleigh. Para mostrar que es posible la detección y localización de más de un evento de manera simultánea utilizando el cable sensor de la Figura 73 y el sensor de reflectometría de correlación, activamos una de las rejillas en el cable aplicando una tensión sobre una sección de la fibra. El resultado de esta medición se muestra en la Figura 75(b), donde se puede apreciar que aparece un pico de correlación a una distancia de $\approx 3.2 \text{ Km}$. La amplitud de este pico depende de la reflectancia de esta rejilla a la longitud de onda de la señal de prueba. Para la detección de una fuga de gasolina, sumergimos la sección de la fibra con el polímero que contiene una rejilla en gasolina por algunos segundos. El resultado de la función de correlación cruzada para esta medición se muestra en la Figura 76(a). En la gráfica se pueden apreciar un segundo pico de correlación situado a una distancia de $\approx 3.26 \text{ Km}$. Durante el proceso en el cual el polímero se expande en contacto con la gasolina, es el espectro de reflexión de la rejilla se va desplazando hacia la longitud de onda del láser. Por lo que la amplitud del pico de correlación depende de la posición del espectro de la rejilla sobre la línea de emisión del láser. Este cambio en la reflectancia de la rejilla se ilustra en la Figura 76(b) para tres mediciones diferentes.

El proceso completo del desplazamiento del espectro de reflexión de una rejilla de Bragg antes y después de haber sido sumergida en gasolina se muestra en la Figura 77. Monitoreamos el pico de correlación para la distancia correspondiente a la rejilla sumergida en gasolina durante 300 *seg.* Cada etapa del proceso la marcamos como se indica en la Figura 77(a). En la etapa 1, sumergimos una sección de la fibra en gasolina. Durante algunos segundos el polímero absorbe la gasolina y empieza a expandirse, expandiendo a la rejilla de Bragg y desplazando su espectro hacia la longitud de onda del láser sin producir reflexión. Entre la etapa 1 y 2 el espectro de la rejilla está dentro de la línea de emisión láser y se produce una reflexión por la rejilla y por tanto un pico de correlación. Entre la etapa 2 y 3 se alcanza la reflectancia máxima de la rejilla y por lo tanto la máxima amplitud de correlación para la longitud de onda del láser. En la etapa 3 y 4 el espectro de la rejilla sobre pasa la línea de emisión del láser y la reflectancia empieza a disminuir. Estas primeras etapas se ilustran en la Figura 77(b). Entre las etapas 4 y 5 la sección de la fibra es sacada de la gasolina y empieza el proceso de secado. Cuando la gasolina se empieza a secar el polímero se empieza a contraer hasta su tamaño original. Entonces, el espectro de reflexión de la rejilla se desplaza en sentido contrario. Inicialmente el desplazamiento del espectro de reflexión es muy rápido entre las etapas 5 y 6. Entre las etapas 6 y 7 la evaporación de la gasolina es más lento.

De la Figura 77(a) que muestra la respuesta del sensor de correlación, es posible ver que solo se requieren de algunos segundos para obtener una señal con una buena SNR para detectar y localizar una fuga. También mostramos que utilizando el sensor de reflectometría de correlación y la configuración del cable adecuada es posible detectar de manera simultánea muchas reflexiones o alarmas, por lo que sería útil en la aplicación para la detección y localización de fugas de gasolina.

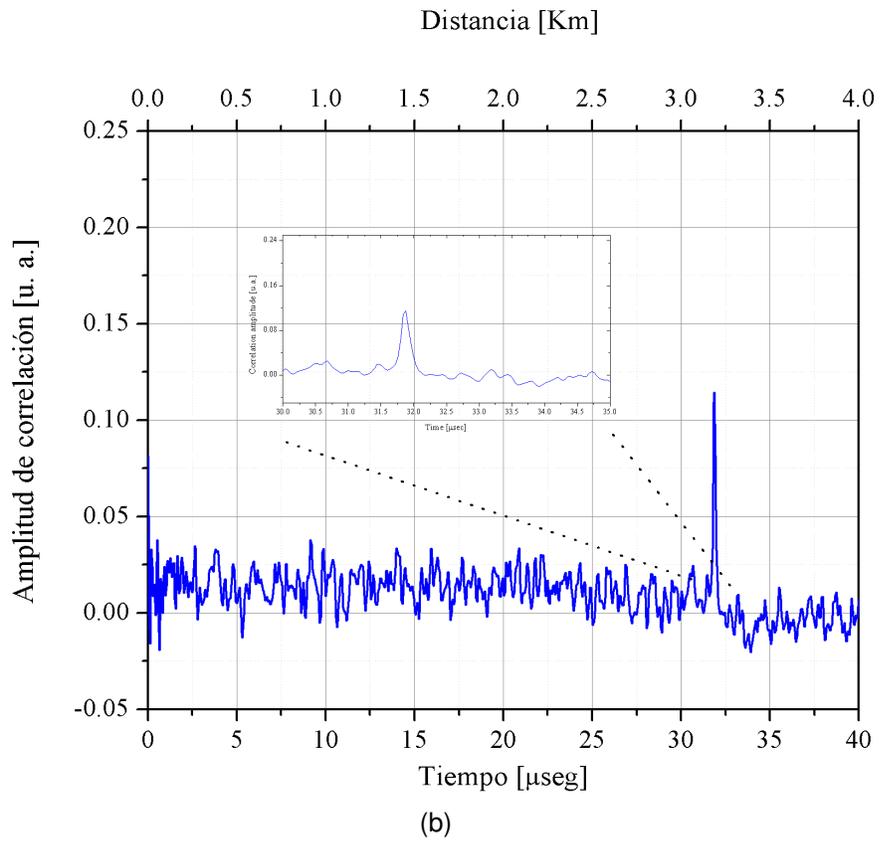
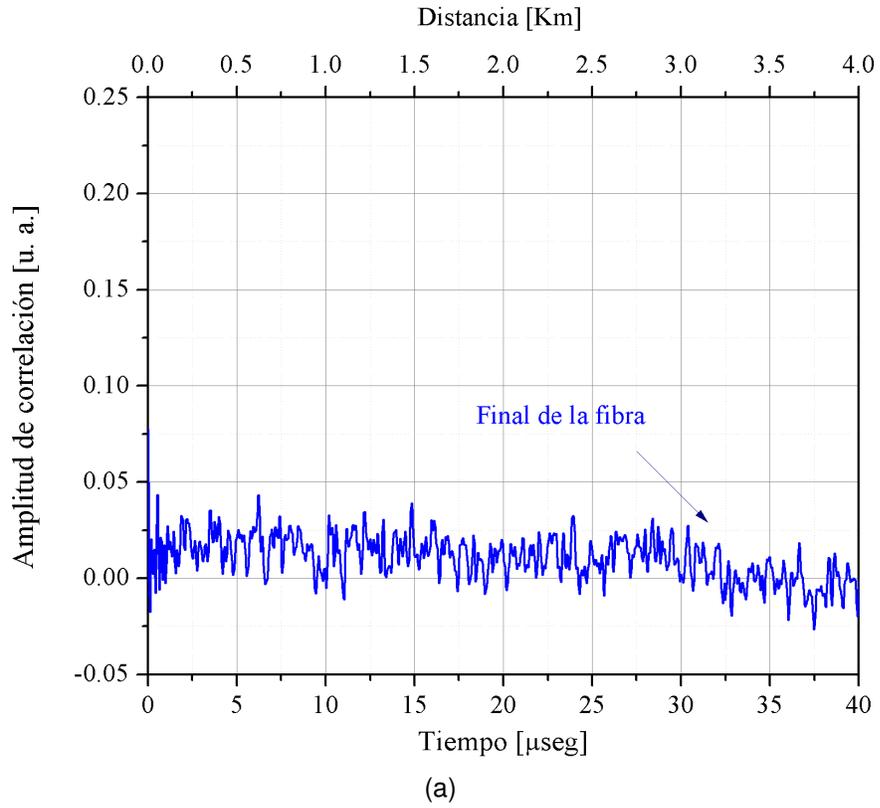


Figura 75: Respuesta del sensor de correlación para el sensor de fugas de gasolina. En la subfigura (a) retroesparcimiento de Rayleigh cuando no hay eventos de alarma y en (b) la respuesta para una rejilla activada por tensión.

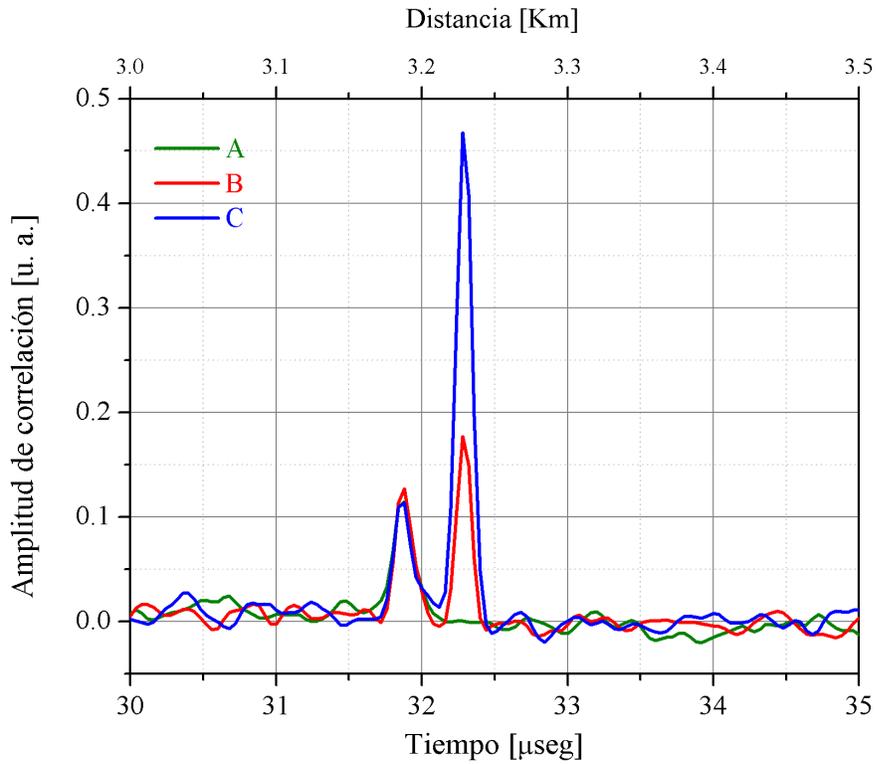
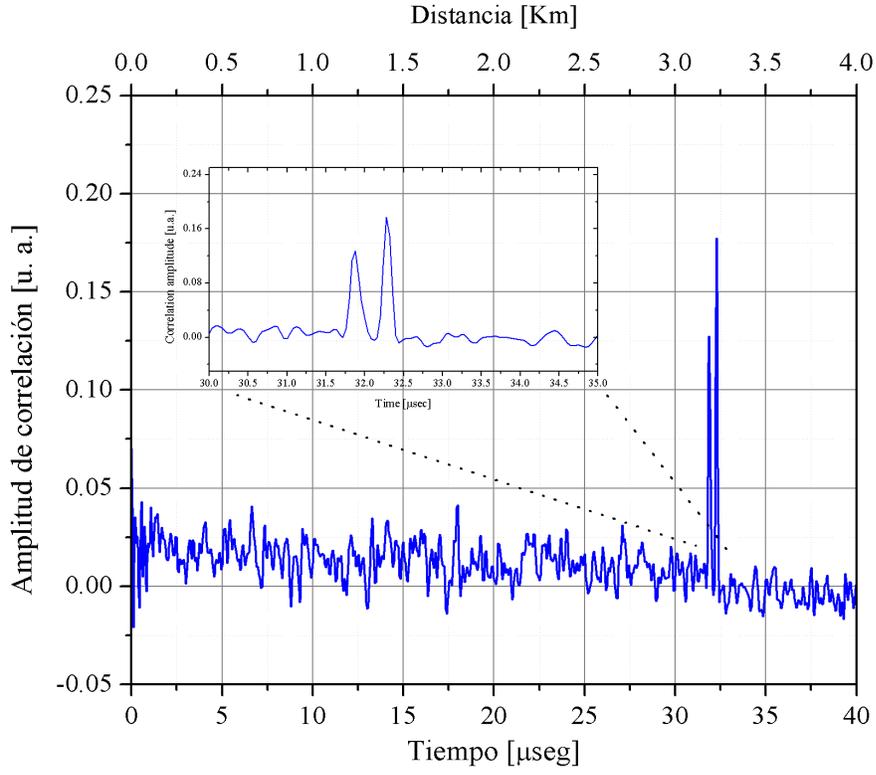
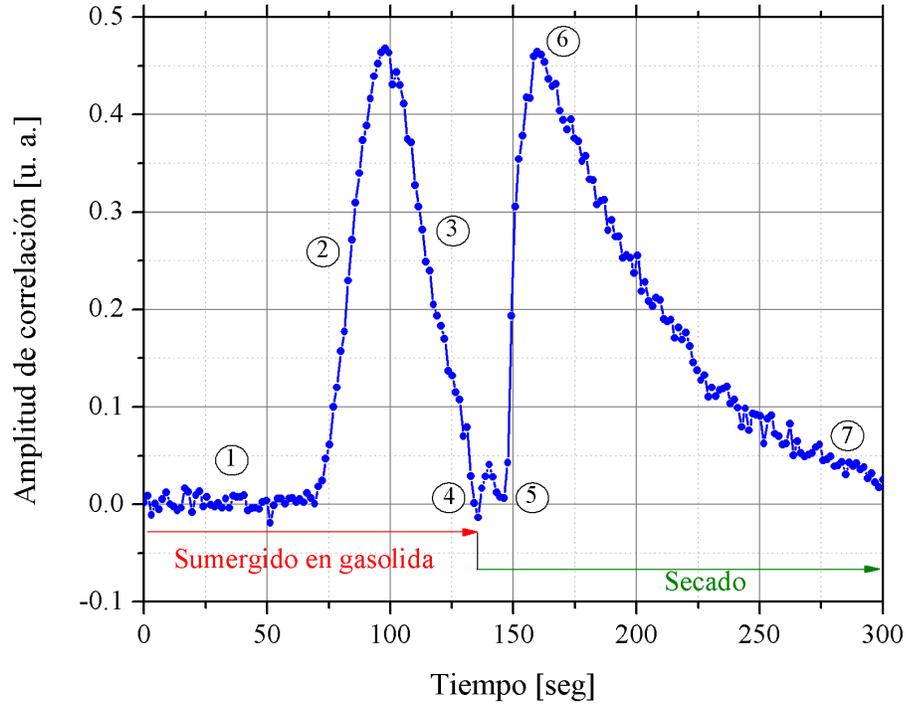
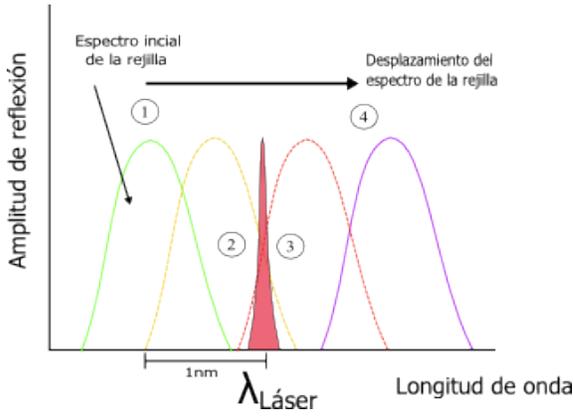


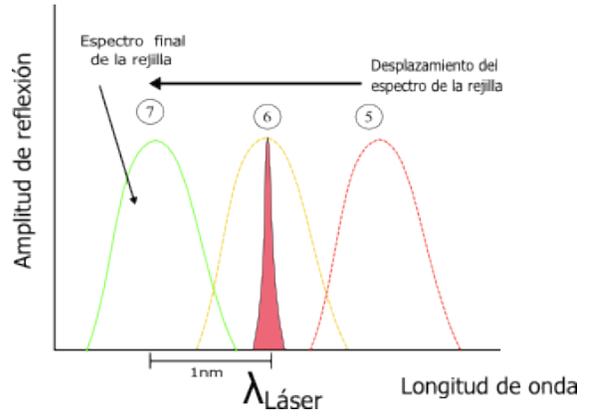
Figura 76: Respuesta del sensor de correlación para el sensor de fugas de gasolina. En la subfigura (a) la gráfica para dos eventos de manera simultánea y en (b) la variación de la amplitud del pico de correlación para la rejilla activada por gasolina para tres tiempos diferentes.



(a)



(b)



(c)

Figura 77: Respuesta del sensor de correlación para el sensor de fugas de gasolina. (a) Monitoreo del pico de correlación para la sección de la fibra sumergida en gasolina. (b) Desplazamiento del espectro de reflexión de la rejilla mientras se encuentra sumergida en gasolina y en (c) cuando inicia el secado de la gasolina sobre el polímero.

Capítulo 6. Conclusiones

En este capítulo se resumen las principales contribuciones de este trabajo doctoral e indica algunas líneas de investigación a futuro para continuar con el desarrollo de la técnica novedosa propuesta en este proyecto para sensores de fibra óptica.

6.1. Conclusiones

- Propusimos una técnica novedosa para sensores distribuidos y multiplexados de fibra óptica capaz de detectar y localizar perturbaciones dinámicas a lo largo de la fibra óptica utilizando luz láser no modulada.
- La técnica se basa en la reflectometría óptica coherente de correlación para la cual propusimos utilizar la luz láser en régimen de onda continua con ruido fundamental de fase que tiene naturaleza cuántica. Para obtener señales moduladas en intensidad de forma realmente aleatoria, producimos interferencia con ondas idénticas pero retrasadas por un tiempo más grande que el tiempo de coherencia de la luz láser utilizando un interferómetro fuertemente desbalanceado. La función de correlación cruzada entre las señales del fotodetector de referencia y del fotodetector de la señal reflejada por la fibra representa la distribución de la reflectancia a lo largo de la fibra óptica.
- Presentamos los resultados del análisis teórico-experimental del comportamiento del método propuesto y desarrollamos un modelo numérico del sensor para realizar simulaciones en diferentes regímenes del láser y configuraciones de la fibra sensora. El modelo numérico incluye módulos para generar el ruido de fase del láser, el esparcimiento de Rayleigh y de reflectores puntuales en la fibra óptica, las cuales utilizan los parámetros del láser (ancho de línea) y otros componentes obtenidos experimentalmente. Los resultados de la simulación numérica coinciden muy bien con los resultados obtenidos en los experimentos de laboratorio.
- Desarrollamos un prototipo de laboratorio del sistema sensor propuesto. Desarrollamos un programa basado en el software LabVIEW y Matlab para controlar el funcionamiento del prototipo y hacer el procesamiento de las señales. Realizamos experimentos para verificar el concepto de funcionamiento de la técnica propuesta

en diferentes regímenes de operación y configuraciones de la fibra sensora comprobando la posibilidad de detectar y localizar perturbaciones dinámicas (vibraciones) con la técnica desarrollada.

- Finalmente, presentamos y verificamos con experimentos algunas de las aplicaciones en las cuales el sensor de reflectometría de correlación coherente podría ser usado: detección de fallas en sistemas WDM, detección y localización de vibraciones en forma distribuida, interrogación de arreglos grandes de interferómetros multiplexados en fibras ópticas largas, detección y localización de fugas de hidrocarburos líquidos, etc.

6.2. Trabajo a futuro

En este trabajo nosotros propusimos y desarrollamos una técnica para sensores distribuidos y multiplexados de fibra óptica. Los resultados de análisis y pruebas del prototipo en laboratorio muestran una alta capacidad para aplicaciones prácticas. Sin embargo, es deseable hacer investigaciones y actividades futuras para optimizar el funcionamiento e incrementar el rendimiento del sensor. Por mencionar algunas:

- Investigar la posibilidad de multiplexar dos láseres con longitud de onda casi iguales para realizar detección en cuadratura.
- Investigar la posibilidad de utilizar la técnica de correlación propuesta en sensores distribuido de temperatura basados en esparcimiento de Raman para mejor los parámetros alcanzados.

Lista de referencias bibliográficas

- Acosta, T. and David, R. (2014). *Aplicaciones prácticas en el OTDR emulador para sistemas de comunicaciones ópticas*. Tesis de doctorado.
- Adachi, S. (2008). Distributed optical fiber sensors and their applications. En: *SICE Annual Conference, 2008*. IEEE, pp. 329–333.
- Akkaya, O., Digonnet, M. J. F., Kino, G. S., and Solgaard, O. (2013). Time-division-multiplexed interferometric sensor arrays. *J. Lightwave Technol.*, **31**(16): 3001–3008.
- Alltop, W. O. (1980). Complex sequences with low periodic correlations. *IEEE Transactions on Information Theory*, **26**: 350–354.
- Ansari, F. (1993). Applications of fiber optic sensors in engineering mechanics. ASCE.
- Arias Castro, L. A. (2009). *Sensor distribuido de fibra óptica basado en rejillas de Bragg de reflectancia ultra-baja*. Tesis de doctorado, CICESE.
- Askins, C. G. and Friebele, E. J. (1995). Technique to prepare high-reflectance optical fiber Bragg gratings with single exposure in-line or fiber draw tower. US Patent 5,400,422.
- Askins, C. G., Putnam, M. A., Williams, G. M., and Friebele, E. J. (1994). Stepped-wavelength optical-fiber Bragg grating arrays fabricated in line on a draw tower. *Opt. Lett.*, **19**(2): 147–149.
- Bao, X. and Chen, L. (2011). Recent progress in Brillouin scattering based fiber sensors. *Sensors*, **11**(4): 4152–4187.
- Bao, X., Webb, D. J., and Jackson, D. A. (1994). Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber. *Opt. Lett.*, **19**(2): 141–143.
- Barnoski, M. K. and Jensen, S. M. (1976). Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics. *Appl. Opt.*, **15**(9): 2112–2115.
- Becker, M., Brückner, S., Leich, M., Lindner, E., Rothhardt, M., Unger, S., Jetschke, S., and Bartelt, H. (2011). Towards a monolithic fiber laser with deep UV femtosecond-induced fiber Bragg gratings. *Optics Communications*, **284**(24): 5770 – 5773.
- Bernier, M., Trépanier, F., Carrier, J., and Vallée, R. (2014). High mechanical strength fiber Bragg gratings made with infrared femtosecond pulses and a phase mask. *Opt. Lett.*, **39**(12): 3646–3649.
- Bolognini, G. and Hartog, A. (2013). Raman-based fibre sensors: Trends and applications. *Optical Fiber Technology*, **19**(6): 678–688.
- Bolognini, G., Park, J., Soto, M. A., Park, N., and Pasquale, F. D. (2007). Analysis of distributed temperature sensing based on Raman scattering using OTDR coding and discrete Raman amplification. *Measurement Science and Technology*, **18**(10): 3211.
- Brinkmeyer, E. (1980a). Analysis of the backscattering method for single-mode optical fibers. *J. Opt. Soc. Am.*, **70**(8): 1010–1012.

- Brinkmeyer, E. (1980b). Backscattering in single-mode fibres. *Electronics Letters*, **16**(9): 329–330.
- Bucaro, J., Dardy, H., and Carome, E. (1977). Fiber-optic hydrophone. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **62**(5): 1302–1304.
- Butter, C. D. and Hocker, G. (1978). Fiber optics strain gauge. *Applied optics*, **17**(18): 2867–2869.
- Chojetzki, C., Rothhardt, M., Ommer, J., Unger, S., Schuster, K., and Mueller, H.-R. (2005). High-reflectivity draw-tower fiber Bragg gratings-arrays and single gratings of type II. *Optical Engineering*, **44**(6): 060503–060503.
- Cole, J., Johnson, R., and Bhuta, P. (1977). Fiber-optic detection of sound. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **62**(5): 1136–1138.
- Cole, J. H., Bucaro, J. A., Kirkendall, C. K., and Dandridge, A. (2011). The origin, history and future of fiber-optic interferometric acoustic sensors for us navy applications. Vol. 7753, pp. 775303–775303–4.
- Cotter, D. (1983). Stimulated Brillouin scattering in monomode optical fiber. *Journal of Optical Communications*, **4**(1): 10–19.
- Culshaw, B. (2005). Fiber-optic sensors. *Optics and photonics news*, **16**(11): 24–29.
- Culshaw, B. and Kersey, A. (2008). Fiber-optic sensing: A historical perspective. *Journal of Lightwave Technology*, **26**(9): 1064–1078.
- Culverhouse, D., Farahi, F., Pannell, C., and Jackson, D. (1989). Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors. *Electronics Letters*, **25**: 913–915(2).
- Dakin, J. (1985). Distributed optical fibre Raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector. *Electronics Letters*, **21**: 569–570(1).
- Dakin, J. P. (1987). Multiplexed and distributed optical fibre sensor systems. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, **20**(8): 954.
- Dakin, J. P., Pratt, D. J., Bibby, G. W., and Ross, J. N. (1986). Temperature distribution measurement using Raman ratio thermometry. Vol. 0566, pp. 249–256.
- Dandridge, A. and Tveten, A. (1981). Phase noise of single-mode diode lasers in interferometer systems. *Applied Physics Letters*, **39**(7): 530–532.
- Dandridge, A., Tveten, A., Miles, R., Jackson, D., and Giallorenzi, T. (1981). Single-mode diode laser phase noise. *Applied Physics Letters*, **38**(2): 77–78.
- Derickson, D. (1998). *Fiber Optic Test and Measurement*. Hewlett-Packard Professional books. p. 642.
- Fang, Z., Chin, K., Qu, R., and Cai, H. (2012). *Fundamentals of optical fiber sensors*, Vol. 226. John Wiley & Sons.

- Fellay, A., Thévenaz, L., Facchini, M., Niklès, M., and Robert, P. (1997). Distributed sensing using stimulated Brillouin scattering : towards ultimate resolution. En: *12th International Conference on Optical Fiber Sensors*. Optical Society of America, p. OWD3.
- Fischer, G. L. (1998). Fiber optic test and measurement, by Dennis Derickson. *Optics & Photonics News*, **9**: 67.
- Fishbein, W. and Rittenbach, O. (1978). Continuous wave correlation radar system. US Patent 4,078,234.
- Funabashi, M., Nasu, H., Mukaihara, T., Kimoto, T., Shinagawa, T., Kise, T., Takaki, K., Takagi, T., Oike, M., Nomura, T., and Kasukawa, A. (2004). Recent advances in dfb lasers for ultradense wdm applications. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, **10**(2): 312–320.
- Gholamzadeh, B. and Nabovati, H. (2008). Fiber optic sensors. *World Academy of Science, Engineering and Technology*, **42**(3): 335–340.
- Giallorenzi, T., Bucaro, J., Dandridge, A., Sigel, G., Cole, J., Rashleigh, S., and Priest, R. (1982). Optical fiber sensor technology. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, **30**(4): 472–511.
- Gong, Y., Stokes, A. D., and Thorncraft, D. (1996). Noise analysis on a correlation otdr. *Measurement Science and Technology*, **7**(2): 170.
- Grattan, K. and Sun, T. (2000). Fiber optic sensor technology: an overview. *Sensors and Actuators A: Physical*, **82**(1): 40–61.
- Grattan, K. T. and Meggitt, B. (1995). *Optical fiber sensor technology*, Vol. 1. Springer.
- Guo, H., Tang, W., Liu, Y., and Wei, W. (2010). Truly random number generation based on measurement of phase noise of a laser. *Physical Review E*, **81**(5): 051137.
- Gysel, P. and Staubli, R. (1990). Statistical properties of Rayleigh backscattering in single-mode fibers. *Lightwave Technology, Journal of*, **8**(4): 561–567.
- Hann, S., Yoo, J.-s., and Park, C.-S. (2006). Monitoring technique for a hybrid PS/WDM-PON by using a tunable OTDR and FBGs. *Measurement Science and Technology*, **17**(5): 1070.
- Hartog, A. (1983). A distributed temperature sensor based on liquid-core optical fibers. *Lightwave Technology, Journal of*, **1**(3): 498–509.
- Hartog, A. (1985). Distributed temperature sensing in solid-core fibres. *Electronics Letters*, **21**: 1061–1062(1).
- Hartog, A. H. and Gold, M. P. (1984). On the theory of backscattering in single-mode optical fibers. *Journal of lightwave technology*, **2**(2): 76–82.
- Healey, P. (1986). Instrumentation principles for optical time domain reflectometry. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, **19**(5): 334.

- Healey, P., Booth, R., Daymond-John, B., and Nayar, B. (1984). OTDR in single-mode fibre at 1.5 μm using homodyne detection. *Electronics Letters*, **20**(9): 360–362.
- Henry, C. H. (1986). Phase noise in semiconductor lasers. *Lightwave Technology, Journal of*, **4**(3): 298–311.
- Hill, K. O. and Meltz, G. (1997). Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview. *Lightwave Technology, Journal of*, **15**(8): 1263–1276.
- Hill, K. O., Fujii, Y., Johnson, D. C., and Kawasaki, B. S. (1978). Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication. *Applied Physics Letters*, **32**(10): 647–649.
- Hocker, G. (1979). Fiber-optic sensing of pressure and temperature. *Applied optics*, **18**(9): 1445–1448.
- Hodgson, C., Wagener, J., Digonnet, M., and Shaw, H. (1998). Optimization of large-scale fiber sensor arrays incorporating multiple optical amplifiers—part I: Signal-to-noise ratio. *Lightwave Technology, Journal of*, **16**(2): 218–223.
- Horiguchi, T. and Tateda, M. (1989a). BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: theory. *Lightwave Technology, Journal of*, **7**(8): 1170–1176.
- Horiguchi, T. and Tateda, M. (1989b). Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave. *Opt. Lett.*, **14**(8): 408–410.
- Horiguchi, T., Kurashima, T., and Tateda, M. (1989). Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **1**(5): 107–108.
- Horiguchi, T., Shimizu, K., Kurashima, T., and Koyamada, Y. (1995a). Advances in distributed sensing techniques using Brillouin scattering. Vol. 2507, pp. 126–135.
- Horiguchi, T., Shimizu, K., Kurashima, T., Tateda, M., and Koyamada, Y. (1995b). Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering. *Lightwave Technology, Journal of*, **13**(7): 1296–1302.
- Hotate, K. and Hasegawa, T. (2000). Measurement of Brillouin gain spectrum distribution along an optical fiber using a correlation-based technique—proposal, experiment and simulation—. *IEICE transactions on electronics*, **83**(3): 405–412.
- Hotate, K. and Ong, S. (2003). Distributed dynamic strain measurement using a correlation-based Brillouin sensing system. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **15**(2): 272–274.
- Hui, R. and O'Sullivan, M. (2009). *Fiber Optic Measurement Techniques*. Elsevier Science.
- Izumita, H., Koyamada, Y., Furukawa, S., and Sankawa, I. (1994). The performance limit of coherent OTDR enhanced with optical fiber amplifiers due to optical nonlinear phenomena. *Lightwave Technology, Journal of*, **12**(7): 1230–1238.

- Jia, X.-H., Rao, Y.-J., Deng, K., Yang, Z.-X., Chang, L., Zhang, C., and Ran, Z.-L. (2011). Experimental demonstration on 2.5-m spatial resolution and 1 °C temperature uncertainty over long-distance BOTDA with combined Raman amplification and optical pulse coding. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **23**(7): 435–437.
- Juarez, J. C., Maier, E. W., Choi, K. N., and Taylor, H. F. (2005). Distributed fiber-optic intrusion sensor system. *Journal of lightwave technology*, **23**(6): 2081.
- Kersey, A., Dandridge, A., and Tveten, A. (1988). Elimination of polarization induced signal fading in interferometric fiber sensors using input polarization control. En: *Optical Fiber Sensors*. Optical Society of America, p. WCC2.
- Kersey, A. D. (1996). A review of recent developments in fiber optic sensor technology. *Optical fiber technology*, **2**(3): 291–317.
- Kersey, A. D. and Dakin, J. (1993). *Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors III*. SPIE Society of Photo-Optical Instrumentation Engi.
- Kersey, A. D., Davis, M. A., Patrick, H. J., LeBlanc, M., Koo, K. P., Askins, C. G., Putnam, M. A., and Friebele, J. E. (1997). Fiber grating sensors. *Journal of Lightwave Technology*, **15**(8): 1442–1463.
- King, J. P., Smith, D., Richards, K., Timson, P., Epworth, R., and Wright, S. (1987). Development of a coherent OTDR instrument. *Lightwave Technology, Journal of*, **5**(4): 616–624.
- Kirkendall, C. K. and Dandridge, A. (2004). Overview of high performance fibre-optic sensing. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **37**(18): R197.
- Koyamada, Y., Imahama, M., Kubota, K., and Hogari, K. (2009). Fiber-optic distributed strain and temperature sensing with very high measurand resolution over long range using coherent OTDR. *J. Lightwave Technol.*, **27**(9): 1142–1146.
- Kurashima, T., Horiguchi, T., and Tateda, M. (1990). Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers. *Optics Letters*, **15**(18): 1038–1040.
- Kurashima, T., Tateda, M., Horiguchi, T., and Koyamada, Y. (1997). Performance improvement of a combined OTDR for distributed strain and loss measurement by randomizing the reference light polarization state. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **9**(3): 360–362.
- Lax, M. (1967). Classical noise. V. noise in self-sustained oscillators. *Physical Review*, **160**(2): 290.
- Li, H.-N., Li, D.-S., and Song, G.-B. (2004). Recent applications of fiber optic sensors to health monitoring in civil engineering. *Engineering Structures*, **26**(11): 1647 – 1657.
- Li, W., Bao, X., Li, Y., and Chen, L. (2008). Differential pulse-width pair BOTDA for high spatial resolution sensing. *Opt. Express*, **16**(26): 21616–21625.
- Liang, H., Li, W., Linze, N., Chen, L., and Bao, X. (2010). High-resolution DPP-BOTDA over 50 km length using return-to-zero coded pulses. *Opt. Lett.*, **35**(10): 1503–1505.

- Lightwave, I. (2011). *User's Guide Ultra Low Noise Current Source LDX-3620*. P. O. Box 6310 Bozeman, MT, U.S.A.
- Lin, W., Zhang, C., Li, L., and Liang, S. (2012). Review on development and applications of fiber-optic sensors. En: *Photonics and Optoelectronics (SOPO), 2012 Symposium on*. IEEE, pp. 1–4.
- Lu, Y., Zhu, T., Chen, L., and Bao, X. (2010). Distributed vibration sensor based on coherent detection of phase-OTDR. *Lightwave Technology, Journal of*, **28**(22): 3243–3249.
- Márquez, I. B. (2004). *Estudio y desarrollo de redes de grandes de sensores basados en rejillas de Bragg*. Tesis de doctorado, CICESE.
- Martinez, A., Khrushchev, I. Y., and Bennion, I. (2006). Direct inscription of Bragg gratings in coated fibers by an infrared femtosecond laser. *Opt. Lett.*, **31**(11): 1603–1605.
- Masoudi, A., Belal, M., and Newson, T. P. (2013). A distributed optical fibre dynamic strain sensor based on phase-OTDR. *Measurement Science and Technology*, **24**(8): 085204.
- Mazur, P. (1959). On the theory of brownian motion. *Physica*, **25**(1): 149–162.
- Meltz, G., Morey, W. W., and Glenn, W. H. (1989). Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Opt. Lett.*, **14**(15): 823–825.
- Mihailov, S. J., Grobnic, D., Smelser, C. W., Lu, P., Walker, R. B., and Ding, H. (2011). Bragg grating inscription in various optical fibers with femtosecond infrared lasers and a phase mask. *Optical Materials Express*, **1**(4): 754–765.
- Miridonov, S. V., Shlyagin, M. G., and Spirin, V. V. (2003). Resolution limits and efficient signal processing for fiber optic Bragg grating sensors with direct spectroscopic detection. Vol. 5144, pp. 679–686.
- Morey, W. W., Meltz, G., and Glenn, W. H. (1990). Fiber optic Bragg grating sensors. Vol. 1169, pp. 98–107.
- Nakazawa, M. (1983). Rayleigh backscattering theory for single-mode optical fibers. *J. Opt. Soc. Am.*, **73**(9): 1175–1180.
- Nazarathy, M., Newton, S., Giffard, R., Moberly, D. S., Sischka, F., Trutna, W.R., J., and Foster, S. (1989). Real-time long range complementary correlation optical time domain reflectometer. *Lightwave Technology, Journal of*, **7**(1): 24–38.
- Okawara, C. and Saijyou, K. (2007). Fiber optic interferometric hydrophone using fiber Bragg grating with time division multiplexing. *Acoustical Science and Technology*, **28**(1): 39–42.
- Oscroft, G. (1987). Intrinsic fibre optic sensors. *Proc. SPIE*, **0734**: 207–213.
- Park, J., Bolognini, G., Lee, D., Kim, P., Cho, P., Di Pasquale, F., and Park, N. (2006). Raman-based distributed temperature sensor with simplex coding and link optimization. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **18**(17): 1879–1881.

- Park, J., Baik, J., and Lee, C. (2007). Fault-detection technique in a WDM-PON. *Optics express*, **15**(4): 1461–1466.
- Parker, T. R., Farhadiroushan, M., Handerek, V. A., and Rogers, A. J. (1997). Temperature and strain dependence of the power level and frequency of spontaneous Brillouin scattering in optical fibers. *Opt. Lett.*, **22**(11): 787–789.
- Peng, F., Wu, H., Jia, X.-H., Rao, Y.-J., Wang, Z.-N., and Peng, Z.-P. (2014). Ultra-long high-sensitivity ϕ -OTDR for high spatial resolution intrusion detection of pipelines. *Opt. Express*, **22**(11): 13804–13810.
- Qi, B., Chi, Y.-M., Lo, H.-K., and Qian, L. (2010). High-speed quantum random number generation by measuring phase noise of a single-mode laser. *Opt. Lett.*, **35**(3): 312–314.
- Qin, Z., Zhu, T., Chen, L., and Bao, X. (2011). High sensitivity distributed vibration sensor based on polarization-maintaining configurations of phase-OTDR. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **23**(15): 1091–1093.
- Qin, Z., Chen, L., and Bao, X. (2012). Continuous wavelet transform for non-stationary vibration detection with phase-OTDR. *Opt. Express*, **20**(18): 20459–20465.
- Rao, Y.-J., Luo, J., Ran, Z.-L., Yue, J.-F., Luo, X.-D., and Zhou, Z. (2009). Long-distance fiber-optic ϕ -OTDR intrusion sensing system.
- Rothhardt, M. W., Chojetzki, C., and Mueller, H. R. (2004). High-mechanical-strength single-pulse draw tower gratings. Vol. 5579, pp. 127–135.
- Sæther, J. and Bløtekjær, K. (1996). Optical amplifiers in multiplexed sensor systems-theoretical prediction of noise performance. En: *Optical Fiber Sensors*. Optical Society of America, p. Th325.
- Saleh, B. E., Teich, M. C., and Saleh, B. E. (1991). *Fundamentals of photonics, Ch 14*, Vol. 22. Wiley New York.
- Sandbank, C. P. (1980). *Optical fibre communication systems*. Wiley. Chichester, p. 347.
- Schawlow, A. L. and Townes, C. H. (1958). Infrared and optical masers. *Physical Review*, **112**(6): 1940.
- Shatalin, S. V., Treschikov, V. N., and Rogers, A. J. (1998). Interferometric optical time-domain reflectometry for distributed optical-fiber sensing. *Applied optics*, **37**(24): 5600–5604.
- Shim, H. K., Cho, K. Y., Takushima, Y., and Chung, Y. C. (2012). Correlation-based OTDR for in-service monitoring of 64-split TDM PON. *Opt. Express*, **20**(5): 4921–4926.
- Shlyagin, M., Miridonov, S., Borbon, I. M., Spirin, V., Swart, P., and Chtcherbakov, A. (2002). Multiplexed twin Bragg grating interferometric sensor. En: *Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, 2002. Ofs 2002, 15th*. IEEE, pp. 191–194.
- Shlyagin, M., Miridonov, S., Spirin, V., Martinez Manuel, R., Márquez Borbón, I., Kukushkin, S., Kulikov, V., and Belotitskii, V. (2006). Fiber Bragg grating sensor for distributed detection and localization of gasoline leaks. En: *Optical Fiber Sensors*. Optical Society of America, p. ThE50.

- Starodubov, D. S., Grubsky, V., Feinberg, J., Kobrin, B., and Juma, S. (1997). Bragg grating fabrication in germanosilicate fibers by use of near-UV light a new pathway for refractive-index changes. *Opt. Lett.*, **22**(14): 1086–1088.
- Stipčević, M. and Rogina, B. M. (2007). Quantum random number generator based on photonic emission in semiconductors. *Review of scientific instruments*, **78**(4): 045104.
- Stowe, D., Moore, D., and Priest, R. (1982). Polarization fading in fiber interferometric sensors. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, **30**(10): 1632–1635.
- Szustakowski, M. and Ciurapinski, W. M. (1999). Interferometric fiber sensors: technology and application. En: *Proc. SPIE*. Vol. 4018, pp. 80–95.
- Takahashi, S. and Shibata, S. (1979). Thermal variation of attenuation for optical fibers. *Journal of Non-Crystalline Solids*, **30**(3): 359 – 370.
- Takeuchi, N., Sugimoto, N., Baba, H., and Sakurai, K. (1983). Random modulation CW lidar. *Appl. Opt.*, **22**(9): 1382–1386.
- Takushima, Y. and Chung, Y. C. (2010). In-service OTDR for passive optical networks. En: *National Fiber Optic Engineers Conference*. Optical Society of America, p. NWC2.
- Tateda, M. and Horiguchi, T. (1989). Advances in optical time domain reflectometry. *Light-wave Technology, Journal of*, **7**(8): 1217–1224.
- Taylor, H. F. and Lee, C. E. (1993). Apparatus and method for fiber optic intrusion sensing. US Patent 5,194,847.
- THORLABS, I. (1997). *LDC 500 Laser Diode Controller Instruction Manual*. 435 Route 206N, Newton, NJ 07860 USA, Rev D 7-9-2000.
- Thévenaz, L. (2010). Brillouin distributed time-domain sensing in optical fibers: state of the art and perspectives. *Frontiers of Optoelectronics in China*, **3**(1): 13–21.
- Udd, E. (2009). A personal tour of the fiber optic sagnac interferometer. En: *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics and Photonics, pp. 73160R–73160R.
- Villafranca, A., Lázaro, J. A., Salinas, I., and Garcés, I. (2005). Measurement of the linewidth enhancement factor in DFB lasers using a high-resolution optical spectrum analyzer. *IEEE photonics technology letters*, **17**(11): 2268–2270.
- Wang, Y., Wang, B., and Wang, A. (2008). Chaotic correlation optical time domain reflectometer utilizing laser diode. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **20**(19): 1636–1638.
- Wang, Y., Gong, J., Wang, D., Dong, B., Bi, W., and Wang, A. (2011). A quasi-distributed sensing network with time-division-multiplexed fiber Bragg gratings. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **23**(2): 70–72.
- Wang, Z., Shen, F., Song, L., Wang, X., and Wang, A. (2007). Multiplexed fiber Fabry–Perot interferometer sensors based on ultrashort Bragg gratings. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **19**(8): 622–624.

- Willsch, R. and Kersten, R. T. (1995). *Selected papers on fiber optic sensors*, Vol. 108. Society of Photo Optical.
- Xu, F., Qi, B., Ma, X., Xu, H., Zheng, H., and Lo, H.-K. (2012). Ultrafast quantum random number generation based on quantum phase fluctuations. *Opt. Express*, **20**(11): 12366–12377.
- Yin, S. S. and Ruffin, P. (2002). *Fiber optic sensors*. Wiley Online Library.
- Yu, Y., Lui, L., Tam, H., and Chung, W. (2001). Fiber-laser-based wavelength-division multiplexed fiber Bragg grating sensor system. *Photonics Technology Letters, IEEE*, **13**(7): 702–704.
- Zhang, M., Sun, Q., Wang, Z., Li, X., Liu, H., and Liu, D. (2012). A large capacity sensing network with identical weak fiber Bragg gratings multiplexing. *Optics Communications*, **285**(13): 3082–3087.

Apéndice A. Ruido de fase

El ruido de fase en láseres de semiconductor es originado por la emisión espontánea. La emisión espontánea no solo genera cambios en la densidad de fotones, sino que también produce variaciones de la fase. Además, la dependencia de índice de refracción a la densidad de fotones en la cavidad de láser aumenta significativamente el ruido de fase, lo que hace que el ancho de línea de los láseres de semiconductor sea más grande que otros tipos de láseres de estado sólido (Hui and O'Sullivan, 2009).

Asumiendo que el campo óptico dentro de la cavidad láser es:

$$E(t) = \sqrt{N(t)}e^{j(\omega_0 t + \phi(t))}, \quad (85)$$

donde $N(t)$ es la densidad de fotones dentro de la cavidad láser, ω_0 es la frecuencia óptica central, y $\phi(t)$ es el tiempo de variación de la fase óptica. La ecuación diferencial que describe la velocidad de variación de la fase en el dominio del tiempo es:

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = F_\phi(t) - \frac{\alpha_{lw}}{2P} F_P(t), \quad (86)$$

donde α_{lw} el factor de ensanchamiento del ancho de línea del láser semiconductor, que representa el acoplamiento entre la intensidad y las variaciones de fase. $F_\phi(t)$ y $F_P(t)$ es el termino de ruido Langevin (ecuación que describe el movimiento browniano) (Mazur, 1959) para la fase e intensidad, las cuales son aleatorias y sus medidas estadísticas son:

$$\langle F_P(t)^2 \rangle = 2R_{sp}N, \quad (87)$$

y

$$\langle F_\phi(t)^2 \rangle = \frac{R_{sp}}{2N}, \quad (88)$$

donde R_{sp} es el factor de emisión espontánea del láser.

El primer término es creado directamente debido a la contribución del cambio de fase debido a la emisión espontánea. Cada evento aleatorio de emisión espontánea emite un fotón el cual cambia la fase óptica como se ilustra en la figura A.1. El segundo término en

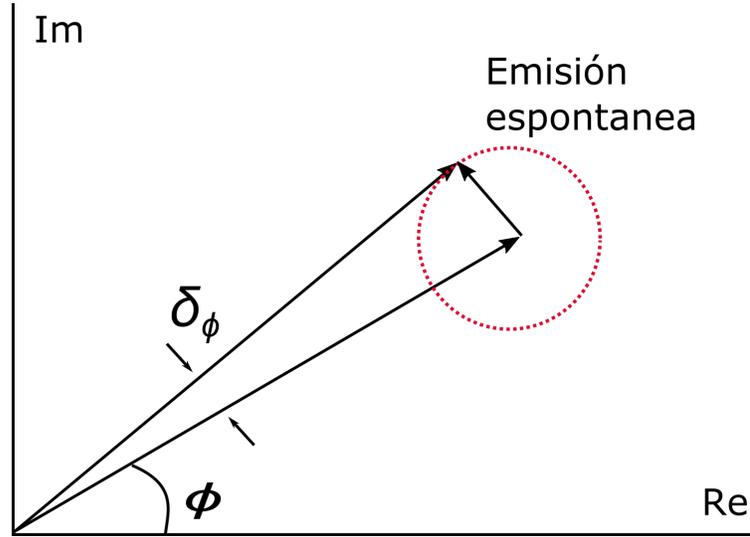


Figura A.1: Diagrama del vector de campo óptico. La figura ilustra el ruido de fase óptico generado debido a eventos de emisión espontánea.

la ecuación 86 muestra que cada evento aleatorio de emisión espontánea emite un fotón el cual cambia la densidad de portadores, y este cambio en la densidad de portadores a su vez, cambia en el índice de refracción del material. Entonces este cambio en el índice altera la condición de resonancia de la cavidad láser y por lo tanto va a introducir un cambio de fase del campo óptico emitido. La ecuación 86 puede ser resuelta por la integración de:

$$\phi(t) = \int_0^t \frac{d\phi(t)}{dt} dt = \int_0^t F_\phi(t) dt - \frac{\alpha_{IW}}{2P} \int_0^t F_P(t) dt. \quad (89)$$

si se tiene un promedio conjunto, la densidad espectral de potencia de ruido de fase se puede expresar como:

$$\begin{aligned} \langle \phi(t)^2 \rangle &= \left\langle \left[\int_0^t F_\phi(t) dt - \frac{\alpha_{IW}}{2P} \int_0^t F_P(t) dt \right]^2 \right\rangle = \\ &= \int_0^t \langle F_\phi(t)^2 \rangle dt - \frac{\alpha_{IW}}{2P} \int_0^t \langle F_P(t)^2 \rangle dt = \\ &= \left[\frac{R_{sp}}{2P} + \left(\frac{\alpha_{IW}}{2P} \right)^2 R_{sp} P \right] |t| = \\ &= \frac{R_{sp}}{2P} [1 + \alpha_{IW}^2] |t|, \end{aligned} \quad (90)$$

donde $\phi(t)$ es un proceso aleatorio Gaussiano, es decir:

$$\langle e^{j\phi(t)} \rangle = e^{-\frac{1}{2} \langle \phi(t)^2 \rangle}. \quad (91)$$

Entonces la potencia de densidad espectral óptica es:

$$S_{op}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle E(t)E^*(0) \rangle e^{-j\omega t} dt = P \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j(\omega-\omega_0)t} e^{-\frac{1}{2}\langle \phi(t)^2 \rangle}. \quad (92)$$

La densidad de potencia espectral óptica normalizada es entonces:

$$S_{op}(\omega) = \frac{\left[\frac{R_{sp}}{4P} (1 + \alpha_{lw}^2) \right]^2}{\left[\frac{R_{sp}}{4P} (1 + \alpha_{lw}^2) \right]^2 + (\omega - \omega_0)^2}. \quad (93)$$

El ancho de línea a FWHM del espectro es:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{R_{sp}}{4\pi P} (1 + \alpha_{lw}^2). \quad (94)$$

El ancho de línea espectral de un láser sin modulación es determinado por el ruido de fase, que es una medida de la coherencia de la onda de luz. Otras medidas, tales como la longitud de tiempo de coherencia pueden estar relacionados con la anchura de línea.

El tiempo de coherencia se define como:

$$t_{coh} = \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (95)$$

que es el tiempo durante el cual una onda de luz puede todavía ser considerada coherente para un perfil rectangular del ancho de línea del láser Saleh *et al.* (1991). En otras palabras, es el intervalo de tiempo donde fase de la onda de luz es predecible. La longitud de coherencia es determinada por:

$$L_{coh} = t_{coh}\nu_g = \frac{\nu_g}{\Delta\nu}, \quad (96)$$

L_{coh} es la distancia de propagación sobre la cual la onda de luz mantiene su coherencia, ν_g es la velocidad de grupo de la señal óptica.

Apéndice B. Trabajos presentados

Durante el desarrollo de este trabajo de tesis, algunos de los resultados obtenidos a partir de la técnica de reflectometría de correlación coherente fueron presentados en algunos congresos, algunos de ellos como presentaciones orales. Además, como requisito para la obtención del grado se publicó un artículo mostrando la técnica presentada en esta tesis. La lista de estos trabajos se enumera a continuación:

1. Arias, A., Shlyagin, M. G., Miridonov, S. V., & Manuel, R. M. (2015). Phase-sensitive correlation optical time-domain reflectometer using quantum phase noise of laser light. *Optics Express*, 23(23), 30347-30356.
2. Shlyagin, M. G., Arias, A., & Manuel, R. M. (2014, June). Distributed detection and localization of multiple dynamic perturbations using coherent correlation OTDR. In *OFS2014 23rd International Conference on Optical Fiber Sensors* (pp. 91576Z-91576Z). International Society for Optics and Photonics.
3. Shlyagin, M. G. & Arias, A. (2013, Sept). Distributed fiber-optic sensors using a simple correlation reflectometer with CW DFB diode laser. *Mexican Optics and Photonics Meeting (MOPM-2013)*.
4. Arias, A. & Shlyagin, M. G. (2012, Oct). Sensor de fibra óptica cuasi-distribuido en base de rejillas de Bragg grabadas en fibra óptica no fotosensible. *LV Congreso Nacional de Física*.
5. Arias, A., Shlyagin, M. G., & Miridonov, S. V. (2011, May). Multiplexing FBG-based sensors using unmodulated continuous wave DFB diode laser. In *SPIE Optics+ Optoelectronics* (pp. 80731Y-80731Y). International Society for Optics and Photonics.
6. Arias, A. & Shlyagin, M. G. (2011, Aug). Fiber optic multiplexed sensors using coherent correlation domain reflectometry. In *22nd General Congress of the International Commission for Optics (ICO-22)*.
7. Shlyagin, M. G., & Arias, A. (2011, May). Simple CW correlation OTDR for interrogation of multiplexed low-reflectivity FBG sensors. In *21st International Conference*

on Optical Fibre Sensors (OFS21) (pp. 77538V-77538V). International Society for Optics and Photonics.

8. Shlyagin, M. G., Castro, L. A. A., Manuel, R. M., & Miridonov, S. V. (2010, March). Long range multiplexed sensors based on identical Bragg gratings with ultra-low reflectivity. In SPIE Smart Structures and Materials+ Nondestructive Evaluation and Health Monitoring (pp. 764805-764805). International Society for Optics and Photonics.

Apéndice C. Modelo numérico del sensor

En este apéndice se muestra el modelo numérico desarrollado para la simulación del sensor basado en reflectometría de correlación. Este modelo fue descrito y sus resultados presentados en el capítulo 4.

```

%Modelo numerico del sensor basado en reflectrometria de correlacion
%Antonio Arias
%Mayo, 2012
%Ensenada, B.C.
%CICESE

close all
clear all

%Dedicion de parametros del sistema

c = 3e8; %Velocidad de luz [m/s]
samplingFreq = 25e6; %Frecuencia de muestreo [Hz]
samplingPeriod = 1/samplingFreq; %Periodo de muestreo [s]
samples = 4096; %Tamano del vector (realizacion)
%[numero de elementos]

phaseNoiseBandW = 3.8e6; %Ancho de banda del ruido de fase

%Caracteristicas de la fibra optica

fiberLength = 5e3; %Tamano de la fibra sensora [m]
refrIndex = 1.47; %Indice de refraccion de la fibra
attenuation = 0.2; %Coeficiente de atenuacion [dB/km]
%
scattRayleigh = 5e-8; %
waveLength = 1.534e-6; %Longitud de onda de la fuente [m]
Rbragg = 0.05; %Reflectancia de las rejillas [%]

```

%Definicion de las distancias donde se encuentran las rejillas de Bragg del arreglo de la Figura 61

```
sensorL = [5 10 15 20 25 30 35 40 45 50 55 60]+1000;
```

%Definicion de los coeficientes de reflexion de las rejillas de Bragg

%Estos valores fueron ajustados para reproducir el resultado experimental

```
R = [.8 .45 .6 .55 .33 .4 .25 .35 .83 .45 .63 .7]*.005;
```

%Para la simulacion del esparcimiento Rayleigh se define un vector de n

%secciones. Donde n es el numero de reflectores con reflectancia aleatoria

%dentro de la fibra. El tamaño de estos reflectores esta en funcion de la

%longitud de coherencia de la fuente.

%Definicion del tamaño de los vectores que contendran las senales generadas

```
maximos=[];
```

%Diferencia en la longitud de los brazos del interferometro para

%convertir el ruido de fase en ruido de intensidad [m]

```
DCOinter = 100;
```

%tiempo de retraso entre los brazos del interferometro [muestras]

```
Tdelay = ceil((2 * refrIndex * DCOinter) / (c * samplingPeriod));
```

%Tiempo máximo de respuesta de la fibra sensora

```
Tmax = ceil(2*refrIndex*fiberLength/(c * samplingPeriod));
```

%Vector de tiempo (usado para graficar)

```
Tsignal = zeros(1,samples+2*Tmax+2*DCOinter);
```

%Tiempo de retraso para cada sensor [muestras]

```
TimeResp = ceil(2*refrIndex*sensorL/(c * samplingPeriod));
```

%Calculo del número de muestras necesario para contener las senales

%[muestras]

```
Samples = size(Tsignal,2);
```

```

N = 1:Samples;
%Distancia acumulada (para la fase)

%Las vibraciones resultas basicamente en un cambio de fase de las ondas
%que se propagan dentro de la fibra. Este cambio de fase se puede
%simular como un cambio en el indice de refraccion en la fibra.

%indice de refraccion para cada elemento (para caso estable)
n = ones(1,Samples) * refrIndex;

L = c * samplingPeriod * N ./ 2 .* n ;

%% Inicio de la generacion de la senales
%Aqui tambien se incluye la promediacion de diferentes realizaciones para
%reducir el ruido de correlacion
%En esta simulacion no se incluyen el ruido de fotodeteccion, pues lo
%consideramos de menor amplitud que el ruido de correlacion.

Nsec = 256;           %numero de muestras
muestras = 16;       %numero de realizaciones a promediar por muestra

tprom = linspace(0,1,Nsec);

%modulacion de indice:

t_n=linspace(0,1,Nsec);

%Variable para contener los resultados obtenidos
crosss = 0;

%Matrices para guardar los datos obtenidos

```

```

AutoREF = zeros (Nsec, (samples+2*Tmax)-Tmax+1);
CrossSig = zeros (Nsec, (samples+2*Tmax)-Tmax+1);

n_i = 1.4666

for qw=1:Nsec

    %Dentro de este ciclo se hace el calculo (incluyendo el promediado)
    %para cada muestra

    GG = (qw/Nsec)*100;
    for qs=1:muestras
        FF = (qs/muestras)*100;
        clc
        fprintf('muestras promediadas %d%% \n realizaciones completas %d%%',
            FF, GG)
        %R(1) = nR(qw);

%SIMULACION DE LA SENAL DE REFERENCIA

        %Generacion del ruido de pase para cada realizacion
        %Se genera a partir de la ecuacion 76
        sigma_dphi = 2 * sqrt(pi * phaseNoiseBandW / samplingFreq);
        dphi = sigma_dphi * randn(1, Samples);
        phi_i = cumsum(dphi);
        t_phi = [0:1:size(phi_i,2)-1]*samplingPeriod*1e6;

%Amplitud de la senales (Aqui se puede considerar el coeficiente de
%acoplamiento del divisor del haz que forma el interferometro.

        A1 = 1;
        A2 = 1;

%senal de salida del laser con ruido de fase
        AmpSig = exp(-1i*2*pi* L .*n /waveLength).*exp(-1i*phi_i);

```

```

%Aquí se introduce el coeficiente de acoplamiento del divisor de haz y
%se retrasa
%una de la senales
    arm1 = A1*AmpSig(Tmax+Tdelay:samples+2*Tmax+Tdelay);
    arm2 = A2*AmpSig(Tmax:samples+2*Tmax);

%Se generar los vectores de tiempo utilizados para realizar las graficas

    t = [0:1:size(Tsignal,2)-1];
    t = (t - t(Tmax+Tdelay))*samplingPeriod*1e6;

    %tiempo relativo [useg]
    time = [0:1:length(arm1)-1]*samplingPeriod*1e6;
    %Tiempo para graficas de correlacion
    tS = time - time(ceil(length(time)/2)+1);
    Z = tS/1e6*c/(2*refrIndex);

%Suma de las ondas que llegan al fotodetector de referencia
    RefSig = arm1 + arm2;

%intensidad en el fotodetector de referencia como resultado de la
%interferencia de las ondas

    I_RefSig = RefSig .* conj(RefSig);           %Senal de referencia

%Calculo de la funcion de autocorrelacion utilizando la transformada de
%Fourier
    ref_corr = fftshift(iffshift(fft(I_RefSig) .* conj(fft(I_RefSig)))/Samples
- mean(I_RefSig)*mean(I_RefSig))
    ref_corr = fftshift(iffshift(fft(RefSig) .* conj(fft(RefSig)))/Samples
- mean(RefSig)*mean(RefSig));
    ref_corrAC = ref_corr - mean(ref_corr);      %Elimina el nivel de DC

```

```
%SIMULACION DE LA RESPUESTA DE LA FIBRA
```

```
sig1 = zeros(size(arm1));
```

```
sig2 = zeros(size(arm2));
```

```
%Incremento del indice de refraccion como resultado de una vibracion
```

```
%En caso de la simulacion de una perturbacion, es necesario incluir una
```

```
%modulacion de este indice para cada seccion perturbada.
```

```
delta_n = n_i + 0.001;
```

```
%Inicio de un ciclo para calcular la respuesta de cada seccion de la fibra
```

```
%como se explico en la seccion 4.1.2 y ecuacion 77, la respuesta de la
```

```
%fibra es el resultado de la suma de cada para de ondas de referencia
```

```
%reflejadas por cada reflector en la fibra sensora.
```

```
for q=1:size(sensorL, 2)
```

```
    %Dentro de este ciclo se hace el promediado de las diferentes
```

```
    %realizaciones para disminuir el ruido de correlacion
```

```
    %Aqui se considera el cambio de fase o de indice de refraccion de cada
```

```
    %seccion de la vibra afecta (si es el caso)
```

```
n = ones(1, Samples) * refrIndex;
```

```
n(Tmax-TimeResp(q)+1+Tdelay:samples+2*Tmax-TimeResp(q)+1+Tdelay)
```

```
= delta_n;
```

```
L = c * samplingPeriod * N ./ 2 .* n ;
```

```
AmpSigA = exp(-1i*2*pi* L .* n /waveLength).*exp(-1i*phi_i);
```

```
    %Suma de cada onda reflejada por cada reflector en la fibra
```

```
sig1 = sig1 + R(q)*AmpSigA(Tmax-TimeResp(q)+1+Tdelay:samples+2*Tmax
```

```
-TimeResp(q)+1+Tdelay);
```

```
sig2 = sig2 + R(q)*AmpSigA(Tmax-TimeResp(q)+1:samples+2*Tmax
```

```
-TimeResp(q)+1);
```

```
end
```

```
%Suma de todos los pares de ondas que llegan al fotodetector
```

```
%de la senal reflejada
```

```
sensorSig = sig1 + sig2;
```

```
%intensidad en el fotodetector de la senal como resultado de la
```

```
%interferencia de todos los pares de ondas reflejados por la fibra
```

```
I_sensor = sensorSig .* conj( sensorSig );
```

```
%Calculo de la funcion de autocorrelacion de la senal reflejada
```

```
sensorCorr = fftshift(iff(fft(sensorSig) .* conj(fft(sensorSig))))
```

```
/Samples - mean(sensorSig)*mean(sensorSig));
```

```
sensor_CorrAC = sensorCorr - mean(sensorCorr); %Elimina el nivel de DC
```

```
%Matriz para guardar las funciones de autocorrelacion de la senal
```

```
%reflejada
```

```
AutoREF(qw,:) = sensor_CorrAC;
```

```
%Calculo de la funcion de correlacion cruzada entre las intensidades del
```

```
%fotodetector de referencia y fotodetector de la senal reflejada.
```

```
crossCorr = fftshift(iff(fft(sensorSig) .* conj(fft(RefSig)))/Samples
```

```
- mean(RefSig)*mean(sensorSig));
```

```
crossCorrAC = crossCorr - mean(crossCorr);
```

```
%Matriz para guardar las funciones correlacion cruzada
```

```
CrossSig(qw,:) = CrossSig(qw, :)+ crossCorrAC;
```

```
end
```

```
CrossSig(qw,:) = CrossSig(qw,:)/muestras;
```

```
crosss = crosss + crossCorrAC;
```

```
end
```

```
%Las lineas del programa para realizar las graficas no se anexa pues se  
%puede realizar de diferentes formas.
```

```
%Fin de programa
```