

UNIVERSIDAD TECNICA
FEDERICO SANTA MARIA



“IMPLEMENTACIÓN DE UN ESQUEMA INTERFEROMÉTRICO DE
DETECCIÓN DE FASE ÓPTICA PARA SENSORES ACÚSTICOS
DISTRIBUIDOS”

Memoria para optar al título de
Ingeniera Civil Electrónica

Valparaíso, 31 de mayo de 2022

Autora: Loreto Romero Ponce
Profesor Guía: Marcelo Soto Hernández
Profesor Correferente: Ricardo Olivares Véliz

Agradecimientos

A mi familia, a mi pareja, a mi profesor guía, a mis compañeros de laboratorio, a mis amigos y amigas, y a todas las personas que me acompañaron en este proceso llamado "sacar la carrera".

Agradezco también a los proyectos que hicieron posible la parte experimental de esta memoria de titulación y mi participación en este tema de investigación:

- FONDEF IDeA I+D ID20I10089, ANID
- FONDEQUIP EQM180226, Conicyt
- FONDECYT Regular 1200299, ANID
- Basal FB008, ANID

Resumen

Se realiza la implementación de dos sensores phase-sensitive Optical Time-domain Reflectometry (Φ -OTDR) con el objetivo de comparar su desempeño al detectar perturbaciones de vibraciones en el rango 60 - 120 Hz sobre una fibra óptica superior a 5 km. El primero de ellos es un sensor distribuido de vibraciones (DVS) basado en intensidad y logra recuperar correctamente la frecuencia de la perturbación, mientras que el segundo corresponde a un sensor acústico distribuido (DAS) interferométrico, el cual permite reconstruir tanto la forma como la frecuencia y fase de la perturbación. La mejor resolución espacial probada en ambos casos es de 2 m. Se describen las optimizaciones de la configuración experimental realizadas para mejorar la estabilidad de los sensores y la localización de las perturbaciones. Se presenta una comparación entre dos algoritmos de desenvolvimiento de fase para la demodulación del sensor DAS aplicada a un escenario particular y se describe brevemente el procesamiento efectuado para refinar la detección.

Abstract

Two phase-sensitive optical time-domain reflectometry (ϕ -OTDR) sensors are implemented, and their performance for distributed dynamic strain sensing are carried out in a range of 60 - 120 Hz over more than 5 km-long optical fibers. The first sensor corresponds to a distributed vibration sensor (DVS) based on intensity measurements, which correctly recovers the disturbance frequency. The second sensor refers to an interferometric distributed acoustic sensor (DAS), which is qualified to obtain the entire acoustic field (amplitude, frequency and phase) of the disturbance. The best spatial resolution in each sensor is 2 m. The experimental set up improvements applied to both sensors are described in detail, allowing for enhanced sensors stability and better disturbance localization. Two phase-unwrapping algorithms are described and analyzed for DAS phase demodulation stage, assessing also the required computational processing time.

Índice

1. Introducción	6
1.1. Motivación	6
1.2. Objetivos	7
1.3. Estructura de esta memoria de titulación	7
2. Marco teórico	8
2.1. Rayleigh backscattering	8
2.2. Fundamentos de OTDR (Incoherente)	9
2.3. Sensores ϕ -OTDR	10
2.3.1. Sensores ϕ -OTDR basados en detección directa	13
2.3.2. Sensores ϕ -OTDR basados en detección de fase	18
3. Implementación de un sensor distribuido de vibraciones basado en intensidad	26
3.1. Configuración experimental	26
3.2. Resultados preliminares	28
3.3. Mejoramiento de configuración experimental	31
3.4. Resultados en diferentes escenarios	34
4. Diseño e implementación de sensor acústico distribuido interferométrico	45
4.1. Configuración experimental de detector de fase interferométrico	45
4.2. Validación del detector	46
4.3. Configuración experimental de sensor completo	53
4.4. Procesamiento de phase-unwrapping	56
4.4.1. Tipos de procesamiento	56
4.5. Resultados obtenidos comparando ambos tipos de procesamiento	58
4.6. Resultados en distintos escenarios	61
4.7. Resultados a lo largo de 26 km de fibra	65
5. Conclusiones	68
5.1. Acerca del trabajo	68
5.2. Líneas futuras de estudio	68

Índice de figuras

1.	Múltiples reflexiones de la onda de campo electromagnético propagada al incidir en una zona con coeficiente de refracción distinto adaptado desde [22].	8
2.	Diagrama de OTDR estándar (incoherente) adaptado desde [22].	9
3.	Interrogación de la fibra por un pulso óptico que genera Rayleigh Backscattering al atravesar las celda de resolución A y B adaptado desde [8].	10
4.	Representación de la variación $\Delta\phi$ experimentada por la suma resultante de las dispersiones individuales dentro de una celda cuando cada una de éstas varía en $\Delta\phi$	11
5.	Obtención de representación en frecuencia de un punto de la fibra a partir de trazas temporales para distintas frecuencias ópticas. Los valores de frecuencia son relativos a la frecuencia central.	13
6.	Correlación cruzada entre una señal de referencia y una señal que contiene una perturbación.	14
7.	Diagrama de sensor distribuido de vibraciones basado en intensidad (DVS) adaptado desde [7].	15
8.	Diagrama de Sensor Distribuido basado en Pulso Chirpeado adaptado desde [22].	17
9.	Diagrama de sensor acústico distribuido basado en detección coherente heterodina adaptado desde [7].	19
10.	Diagrama de sensor acústico distribuido basado en detección coherente homodina adaptado desde [7].	21
11.	Diagrama de sensor acústico distribuido interferométrico adaptado desde [7].	23
12.	Diagrama de la etapa de creación del pulso óptico interrogador.	26
13.	Diagrama de sensor distribuido de vibraciones basado en intensidad.	27
14.	Ejemplo de (a) pulso óptico que interroga la fibra, (b) traza de respuesta.	28
15.	Representación de trazas consecutivas en arreglo de distancia vs. tiempo.	29
16.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los primeros $L_t = 60m$ de fibra. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	30
17.	Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.	31
18.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los primeros $L_t = 60m$ de fibra, posterior a la sustitución del láser. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	32
19.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los primeros $L_t = 60m$ de fibra, posterior a optimización mecánica de la vibración. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	32
20.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los primeros $L_t = 60m$ de fibra, posterior a la adición de un EOM en cascada. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	33
21.	Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.	34
22.	Diagrama de Sensor Distribuido de Vibraciones basado en Intensidad mejorado.	34
23.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los últimos $L_t = 60m$ de fibra a una distancia de $6642 m$, posterior al mejoramiento del esquema. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	35
24.	Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.	35
25.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100ns$ para perturbación mecánica a la frecuencia $f_t = 105Hz$ en los últimos $L_t = 60m$ de fibra a una distancia de $6642 m$ obtenida con (a) $V_t = 0.2V_{pp}$, (b) $V_t = 0.6V_{pp}$ y (c) $V_t = 1.0V_{pp}$	36
26.	Secuencia temporal de la medición a la distancia de $6664 m$	37
27.	Magnitud de la FFT a la distancia de $6664 m$	38

28.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 300Hz$ en los últimos $L_t = 60m$ de fibra a una distancia de $6642 m$. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	39
29.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los primeros $L_t = 60m$ de fibra. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	39
30.	Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.	40
31.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los últimos $L_t = 60m$ de fibra a una distancia de $6642 m$. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	41
32.	Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.	41
33.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 0.5V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los últimos $L_t = 60m$ de fibra a una distancia de $6642 m$. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	42
34.	Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.	42
35.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$, $f_t = 105Hz$ y $L_t = 2m$ cerca del final de la fibra a una distancia de $6642 m$. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	43
36.	Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.	43
37.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 0.5V_{pp}$, $f_t = 105Hz$ y $L_t = 2m$ cerca del final de la fibra a una distancia de $6642 m$. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	44
38.	Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.	44
39.	Diagrama de detector de fase interferométrico (demarcado con línea punteada) alimentado con señal modulada en fase.	45
40.	Diagrama de Detector de Fase Interferométrico con etapa de monitoreo.	47
41.	Medición obtenida para una señal moduladora de voltaje sinusoidal de $V_a = 4V_{pp}$ y $f_a = 20kHz$. (a) Señales moduladas en la salida de 3×3 . (b) Señal demodulada y forma de onda original.	47
42.	Forma de onda de las salidas moduladas para $\Delta L = 10m$	48
43.	Medición obtenida para una señal moduladora de voltaje sinusoidal de $V_a = 4V_{pp}$ y $f_a = 20kHz$ en un instante con deformación. (a) Señales moduladas en la salida de 3×3 . (b) Señal demodulada y forma de onda original.	48
44.	Medición obtenida para una señal moduladora de voltaje arbitrario de $V_a = 4V_{pp}$ y $f_a = 20kHz$. (a) Señales moduladas en la salida de 3×3 . (b) Señal demodulada para cuatro períodos y (c) para veinte períodos, donde en esta última se aprecia la fluctuación del nivel continuo.	49
45.	Forma de onda de las salidas moduladas para $\Delta L = 2m$	50
46.	Forma de onda de las salidas moduladas al añadir aislación térmica.	51
47.	Medición obtenida para una señal moduladora de voltaje sinusoidal de $V_a = 4V_{pp}$ y $f_a = 500Hz$. (a) Señales moduladas en la salida de 3×3 . (b) Señal demodulada y forma de onda original.	51
48.	Mediciones obtenidas para distintas posiciones de PC2: señal modulada para (a) estado 1, y (b) estado 2 de PC2.	52
49.	Mediciones obtenidas para un mismo estado de PC1 y PC2 en distintos instantes: señal modulada para (a) instante 1, y (b) instante 2 del detector.	52
50.	Diagrama de sensor acústico distribuido interferométrico.	53
51.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 2V_{pp}$, $f_t = 60Hz$ y $L_t = 2m$ a una distancia de $6636 m$. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR de cada canal: S_A , S_B y S_C . (b) Magnitud de la FFT temporal vs. distancia por canal.	54

52.	Superposición de $n_{10} = 199$ señales de campo eléctrico reconstruido desde señales in-phase y quadrature en torno al tramo perturbado a una distancia de 6636 m para el caso de la Figura 51. (a) Magnitud y (b) fase diferencial del campo eléctrico.	55
53.	Superposición de $n_{10} = 199$ señales de fase diferencial absoluta de campo eléctrico post phase-unwrapping con el primer tipo de procesamiento. (a) Desenvolvimiento de fase en toda la fibra y (b) con zoom en torno a perturbación.	56
54.	Superposición de $n_{10} = 199$ señales de fase diferencial absoluta de campo eléctrico post phase-unwrapping con el segundo tipo de procesamiento. (a) Desenvolvimiento de fase en toda la fibra y (b) con zoom en torno a perturbación.	57
55.	Superposición de $n_{10} - 1 = 198$ señales de fase diferencial relativa de campo eléctrico obtenidas de restar cada traza con la referencia: (a) para método 1 (función <i>unwrap()</i>), y, (b) para método 2 (función <i>Unwrap_TIE_DCT_Iter()</i>).	59
56.	Superposición de $n_{10} - 1 = 198$ señales de fase diferencial relativa de campo eléctrico después de aplicar procesamiento: (a) para método 1 (función <i>unwrap()</i>), y, (b) para método 2 (función <i>Unwrap_TIE_DCT_Iter()</i>).	59
57.	Arreglo espacio-temporal de fase diferencial relativa: (a) para método 1 (función <i>unwrap()</i>), y, (b) para método 2 (función <i>Unwrap_TIE_DCT_Iter()</i>).	60
58.	Evolución temporal del resultado de la demodulación a una distancia de 6638 m : (a) para método 1 (función <i>unwrap()</i>), y, (b) para método 2 (función <i>Unwrap_TIE_DCT_Iter()</i>).	61
59.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20\text{ ns}$ y repetición de $f_p = 12\text{ kHz}$ para perturbación de $f_t = 60\text{ Hz}$, $V_t = 1\text{ Vpp}$ y $L_t = 2\text{ m}$ cerca del final de la fibra de 6.6 km . (a) Señal demodulada a una distancia de 6638 m . (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	61
60.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20\text{ ns}$ y repetición de $f_p = 12\text{ kHz}$ para perturbación de $f_t = 60\text{ Hz}$, $V_t = 4\text{ Vpp}$ y $L_t = 2\text{ m}$ cerca del final de la fibra de 6.6 km . (a) Señal demodulada a una distancia de 6638 m . (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	62
61.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20\text{ ns}$ y repetición de $f_p = 12\text{ kHz}$ para perturbación de $f_t = 60\text{ Hz}$, $V_t = 8\text{ Vpp}$ y $L_t = 2\text{ m}$ cerca del final de la fibra de 6.6 km . (a) Señal demodulada a una distancia de 6637 m . (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	63
62.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20\text{ ns}$ y repetición de $f_p = 12\text{ kHz}$ para perturbación de $f_t = 120\text{ Hz}$, $V_t = 2\text{ Vpp}$ y $L_t = 2\text{ m}$ cerca del final de la fibra de 6.6 km , promediando 10 trazas. (a) Señal demodulada a una distancia de 6639 m . (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	64
63.	Señal demodulada a una distancia de 6639 m , promediando 20 trazas.	64
64.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20\text{ ns}$ y repetición de $f_p = 12\text{ kHz}$ para perturbación de $f_t = 60\text{ Hz}$, $V_t = 2\text{ Vpp}$ y $L_t = 60\text{ m}$ cerca del final de la fibra de 6.6 km . (a) Señal demodulada a una distancia de 6703 m . (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	65
65.	Fase diferencial relativa espacial versus distancia.	66
66.	Medición realizada con pulso de $\tau_p = 50\text{ ns}$ y repetición de $f_p = 2\text{ kHz}$ para perturbación de $f_t = 160\text{ Hz}$, $V_t = 6\text{ Vpp}$ y $L_t = 60\text{ m}$ al final de la fibra de 26 km . (a) Señal demodulada a una distancia de 26.03 km . (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.	66
67.	(a) Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación, y (b) a una distancia de 26.027 km	67

Índice de tablas

1. Potencia a la salida de acoplador 3×3	46
---	----

1 Introducción

1.1 Motivación

La interrogación de fibra óptica utilizando reflectometría óptica en el dominio temporal (OTDR: optical time-domain reflectometry) constituye una poderosa herramienta para evaluar su estructura interna y el estado del entorno cercano a lo largo de grandes distancias. Mediante un testeo periódico utilizando pulsos ópticos de corta duración, es posible conocer rápidamente la ocurrencia de perturbaciones en la fibra, tales como variaciones de temperatura y deformaciones de manera confiable. Gracias a su simplicidad y gran escalabilidad, es útil en una amplia variedad de aplicaciones industriales, desarrollo de tecnología de seguridad [1]-[3], control de estructuras civiles [4]-[5], entre otras.

Los pulsos ópticos son enviados hacia la fibra donde la señal de luz interactúa precisamente con la estructura del vidrio a nivel molecular, dentro de un tramo longitudinal de la fibra dado por el ancho del pulso, generando la suma localizada de todas las pequeñas reflexiones producidas por las múltiples interacciones, las cuales se pueden describir con su propia magnitud y fase, es decir, la suma resultante queda caracterizada con una magnitud y una fase determinada. Este proceso se repite por cada posición a lo largo de la propagación del pulso óptico y produce una señal que viaja en sentido opuesto denominada *Rayleigh backscattering* que se mide en el mismo extremo desde donde se envían los pulsos. A partir del monitoreo de la amplitud de esta señal, se puede determinar puntos de pérdida de potencia o fallas en la fibra [6]. No obstante, esta técnica no logra cuantificar perturbaciones debido a que las sumas localizadas no varían linealmente con las respectivas magnitudes dentro de cada tramo. Por otro lado, existe una relación fija entre la fase de la señal de luz incidente y la fase de cada pequeña reflexión que, cuando la interrogación de la fibra se realiza con una fuente coherente, produce que la fase resultante del tramo completo ocupado por el pulso se vuelva consistente [7]. Por lo tanto, la señal de backscatter contiene información sensible al cambio de fase experimentado en cada punto de la fibra dando lugar al desarrollo de los sensores phase-sensitive OTDR (ϕ -OTDR). Bajo esta nueva técnica que monitorea la fase de la señal de backscatter Rayleigh en el dominio temporal se puede diferenciar entre distintos tipos de perturbaciones que afecten la fibra, tanto por cambios de temperatura como por deformaciones de decenas y sobre 1 kHz [8], con resoluciones espaciales menores a 1 m [9], bajo condiciones de baja relación señal-ruido (SNR: signal to noise ratio) [10] y en distancias de hasta 100 km [11]. Adicionalmente, al interrogar la fibra con distintas longitudes de onda portadoras se obtiene información adicional que se puede procesar en función de la frecuencia y así permite monitorear variaciones más lentas en la fibra como se ha demostrado experimentalmente para cambios de temperatura de 0.01 K en distancias superiores a 8 km [12].

Por su parte, con el monitoreo de las diferencias de fase producidas en la señal de backscatter, un sensor ϕ -OTDR es capaz de recuperar con precisión la forma de la deformación aplicada y cuantificar igualmente las variaciones de temperatura en la fibra. Esto se logra determinando las señales I (*in-phase*) y Q (*quadrature*) relativas a la onda de campo eléctrico de la señal backscatter, ya sea mediante la combinación con un oscilador local óptico (OLO) y detección coherente heterodina [13]-[16] u homodina [17]-[18] con posterior demodulación digital, o bien, de manera directa obteniendo la fase diferencial análogamente a través de un interferómetro Mach-Zehnder [19]-[21].

Este trabajo es motivado por la demostración práctica de evaluar los alcances de un sensor que extrae información de la fase de la señal de backscatter, comparándolo con uno que utiliza mediciones de intensidad. De esta forma, se busca determinar las ventajas de cada uno bajo distintos criterios evaluativos y comparar los resultados alcanzados.

1.2 Objetivos

El objetivo principal de este trabajo de titulación es:

- Realizar una implementación robusta de un sensor acústico distribuido en fibra óptica basado en un detector interferométrico de fase óptica.

Los objetivos secundarios del trabajo son:

- Recuperar confiablemente una perturbación aplicada a la fibra óptica.
- Realizar una comparación de desempeño y características entre detección interferométrica y directa.
- Proveer estabilidad al interferómetro Mach Zehnder desbalanceado utilizado en recepción.
- Demodular la fase de la señal de backscatter Rayleigh a lo largo de una fibra óptica de sensado.
- Estudiar e implementar técnicas de desenvolvimiento de fase robustas al ruido de medición.

1.3 Estructura de esta memoria de titulación

El capítulo 1 corresponde a la Introducción del trabajo. En el capítulo 2, se desarrolla el marco teórico que explica los fundamentos de la tecnología OTDR incoherente y de los sensores ϕ -OTDR. Estos últimos se subdividen en sensores basados en detección directa y sensores basados en detección de fase. En el capítulo 3, se describe el armado de un esquema de detección directa, el cual comprende la generación del pulso interrogador, la interrogación de la fibra de sensado y la recepción de la señal de intensidad de la señal Rayleigh. En el capítulo 4, se describe la etapa de demodulación de fase óptica basada en un interferómetro Mach-Zehnder que produce tres salidas moduladas con la información necesaria para recuperar la fase de la señal de entrada. Este sistema debe ser optimizado y adaptado para evitar fluctuaciones de temperatura y prever otras posibles fuentes de ruido para, posteriormente, ser acoplado dentro del esquema de detección interferométrica de fase óptica. Adicionalmente, se incluye una breve comparativa entre algoritmos de desenvolvimiento de fase y se explica el procesamiento computacional que permite llevar a cabo la detección. Finalmente, en el capítulo 5 se desarrollan las principales conclusiones del trabajo.

2 Marco teórico

2.1 Rayleigh backscattering

La estructura de una fibra óptica permite que la luz se propague en su interior. Esta forma cilíndrica está conformada principalmente por un núcleo fabricado con dióxido de silicio (SiO_2) y otros materiales dopantes, un revestimiento de sílice puro y un recubrimiento de polímeros. La luz se transporta mayoritariamente dentro del núcleo por efecto de la reflexión interna total en la interfaz con el revestimiento, gracias a la diferencia en el índice de refracción de ambos medios.

El vidrio tiene una estructura fija en su interior. Dentro de la fibra, existen diminutas variaciones aleatorias de la densidad del material por imperfecciones en la fabricación o por asimetría en la disposición de sus moléculas. Las dimensiones de estas variaciones pueden llegar a ser comparables con la longitud de onda de la luz propagante, lo cual genera una interacción de la onda electromagnética viajando con cada diferencial de material que incide. De esta forma, se producen múltiples pequeñas reflexiones en todas direcciones asociadas a cada interacción y caracterizadas con un índice de refracción levemente distinto, las cuales pueden escaparse de la fibra, o bien, reflejarse hacia un sentido u otro de la propagación, tal como se ilustra en la Figura 1.

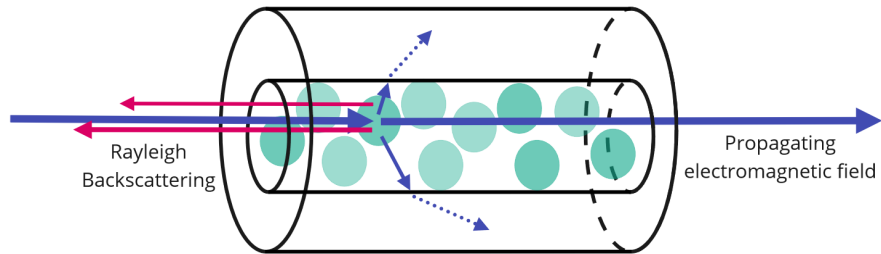


Figura 1: Múltiples reflexiones de la onda de campo electromagnético propagada al incidir en una zona con coeficiente de refracción distinto adaptado desde [22].

El conjunto de reflexiones que se producen en el sentido contrario a la propagación se denomina Rayleigh Backscattering. Esta onda resultante tiene la misma frecuencia de la señal original y tiene un coeficiente de retrodispersión $\alpha_{Rb} \approx -72 \text{ dB/m}$ para fibras monomodo [22]. A su vez, su magnitud y fase son impredecibles debido a que se rigen esencialmente según la relación entre la disposición de las inhomogeneidades del material con la frecuencia portadora. Por tanto, esta respuesta puede modelarse como una variable compleja aleatoria.

El fenómeno de Rayleigh backscattering corresponde a una dispersión de tipo elástica, a diferencia de la dispersión Raman y Brillouin que son del tipo inelásticas. En el primer caso, los fotones de la onda electromagnética incidente tienen la misma energía que los fotones dispersados, permitiendo que la frecuencia entre ambos no varíe. Por su lado, en el segundo caso se produce un intercambio de energía con el medio y los fotones dispersados por efecto Raman o Brillouin resultan con una frecuencia diferente respecto a los de la onda incidente [22]. Además, para este tipo de dispersiones, las variaciones localizadas del índice de refracción son transitorias mientras que para la retrodispersión Rayleigh estas fluctuaciones son fijas [7].

En los tres tipos de dispersiones mencionadas, el uso de señales de backscatter es esencial para sensores distribuidos basados en reflectometría en la fibra donde se utilizan pulsos ópticos interrogadores para obtener información de su estructura. En particular, para este trabajo se estudia el efecto de la dispersión Rayleigh, en cuyo caso la medición se lleva a cabo colectando en el extremo que envía la señal interrogadora el conjunto de las múltiples señales de backscatter Rayleigh a lo largo de la fibra para cada uno de los puntos de inho-

mogeneidades que enfrenta un pulso al viajar a lo largo de ésta. A partir de esto, las señales retrodispersadas se suman de manera incoherente o coherente dependiendo de la coherencia de la fuente de luz, es decir, de la coherencia del pulso interrogador que se envía en la fibra. Cuando el largo de coherencia es inferior al largo del pulso interrogador, entonces la suma es incoherente, mientras que, cuando el largo de coherencia de la fuente es mucho mayor, la suma de las diferentes componentes del Rayleigh backscattering es coherente y se produce interferencia de las señales. Según este criterio, se pueden definir dos tipos de sensores: con tecnología basada en OTDR estándar (incoherente) que utiliza una fuente de luz no-coherente, y ϕ -OTDR (OTDR coherente, sensible a la fase) donde la fuente de luz es altamente coherente [22].

Existen dos categorías fundamentales de sensores distribuidos de fibra óptica basados en Rayleigh scattering que se diferencian en el dominio de análisis que ocupan, esto es, usando un dominio temporal (*Optical Time Domain Reflectometry*) o en frecuencia (*Optical Frequency Domain Reflectometry*). Los sensores mencionados anteriormente, con tecnología OTDR estándar y ϕ -OTDR, entran en la primera de estas categorías. A continuación, se presenta brevemente cada uno de estos tipos de sensores.

2.2 Fundamentos de OTDR (Incoherente)

La tecnología OTDR se fundamenta en la interrogación de una fibra de sensado mediante pulsos ópticos que generan señales de Rayleigh Backscatter que son capturadas al retornar por la fibra. La representación esquemática de este sistema se presenta en la Figura 2.

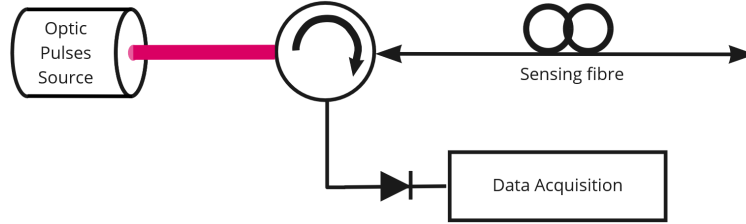


Figura 2: Diagrama de OTDR estándar (incoherente) adaptado desde [22].

La frecuencia de repetición de pulsos está restringida al largo L de la fibra de sensado según la ecuación (2.2.1), pues se debe asegurar que la reflexión producida por el pulso al final de la fibra llegue al comienzo de la fibra sin ser interferida con otro pulso entrante [7].

$$f_{max} = \frac{c}{2Ln_{eff}} \quad (2.2.1)$$

donde $c = 3 \times 10^8$ m/s es la velocidad de la luz en el vacío y n_{eff} denota el índice de refracción efectivo de la fibra, de lo cual se infiere que el pulso viaja a una velocidad $v_g = c/n_{eff}$. A su vez, la duración temporal del pulso τ_p se relaciona con su ancho espacial w_p mediante la ecuación (2.2.2) [7]:

$$\tau_p = \frac{2w_p n_{eff}}{c} \quad (2.2.2)$$

El largo del pulso w_p representa una medida de la celda de resolución espacial del sensor, lo cual da una medida cuantitativa de la distancia mínima a la que dos eventos separados pueden ser distinguidos como tal. Equivalentemente, de la ecuación (2.2.2) se puede interpretar que el tiempo de viaje mínimo del pulso para evitar superposiciones entre reflexiones de centros de scattering distintos es de $\tau_p/2$. Luego, al recorrer cada sección de la fibra, el pulso genera Rayleigh incoherente debido a las inhomogeneidades de la fibra e

incoherencia de la luz incidente dentro del pulso. Esta señal Rayleigh retorna en forma de backscatter, siendo sumada incoherentemente en el fotodetector ubicado posterior al circulador como se muestra en la Figura 2. En esta etapa de recepción, se captura el total de todas las reflexiones formando una traza temporal en cada período de repetición de pulsos. El fotodetector convierte la señal Rayleigh en señal eléctrica, para seguidamente ser digitalizada y procesada.

Cada traza OTDR aporta información relacionada con el estado de la fibra interrogada. Por ejemplo, si hay un empalme o un conector en el trayecto de la luz, éste se traduce en un súbito decaimiento de corta intensidad del nivel de potencia de la señal. Junto con esto, una traza OTDR es de utilidad para detectar cuando existan roturas de la fibra, pues esto es sencillo de identificar al obtener una traza incompleta, así como también para estimar la atenuación de la fibra [6]. Para este caso, se debe tener en cuenta que la atenuación sufrida por el haz de luz se aplica en ambos sentidos del recorrido, es decir, tanto el pulso como la señal de backscatter son atenuados, siendo este efecto reflejado en las trazas.

2.3 Sensores ϕ -OTDR

Los sensores ϕ -OTDR son aquellos cuya señal de Rayleigh Backscatter generada a partir de luz altamente coherente, haciendo la traza ϕ -OTDR sensible a la fase relativa de cada reflexión Rayleigh dentro de la fibra. Este principio se puede representar con el diagrama de la Figura 3, donde se indican dos zonas de la fibra, A y B, que definen dos celdas de resolución con sus respectivos centros espaciales e igual reflectividad r , separados una distancia ΔL , los cuales al ser impactados por una onda de campo electromagnético E_0 correspondiente a un pulso incidente que viaja por la fibra, producen las reflexiones de backscatter Rayleigh R_A y R_B , respectivamente, al reflejarse en las componentes de dispersión de su interior.

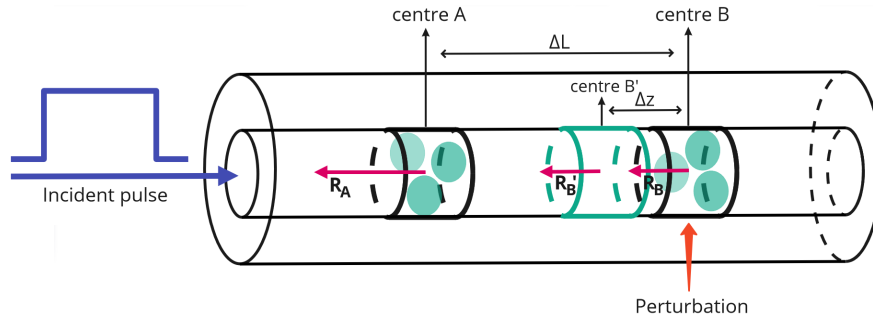


Figura 3: Interrogación de la fibra por un pulso óptico que genera Rayleigh Backscattering al atravesar las celda de resolución A y B adaptado desde [8].

Las señales de backscatter detectadas en una posición $z = z_0$ en un tiempo t provenientes de cada uno de estos centros se modelan como las expresiones (2.3.1)-(2.3.2) adaptadas desde [22]:

$$R_A(z = z_0) = E_0 r \exp[j(\omega t + \phi_{0A})] \quad (2.3.1)$$

$$R_B(z = z_0) = E_0 r \exp[j(\omega t + \phi_{0A} + \phi_{AB})] \quad (2.3.2)$$

donde ω denota la frecuencia angular de la onda incidente, ϕ_{0A} es el cambio de fase entre la posición z_0 y el centro A, y ϕ_{AB} es el cambio de fase entre el centro A y el centro B, esto es, a lo largo del tramo ΔL . A partir de esta expresión, se puede calcular la intensidad de las señales detectadas por un fotodetector en la etapa de recepción con la ecuación (2.3.3) [22]:

$$I(z = 0) = |R_A + R_B|^2 = 2|E_0 r|^2 [1 + \cos(\phi_{AB})] \quad (2.3.3)$$

Para una suma incoherente, es decir, cuando la fase varía aleatoriamente, el valor promedio del término de interferencia $\cos(\phi_{AB})$ se hace igual a cero, mientras que para una suma coherente, este término prevalece en un valor medio diferente de cero. Por ende, se hace evidente la dependencia fija que existe de la intensidad detectada con el diferencial de fase entre ambos puntos, permitiendo que la detección sea sensible a las variaciones de fase localizadamente.

Al analizar una celda de resolución espacial en una posición z de la fibra, la suma del total de M contribuciones de backscatter dentro de la celda, es decir, la sección iluminada por una mitad del pulso que pasa por esa posición, que se reflejan hasta el inicio de la fibra determinan el campo eléctrico que se detecta en este punto ($z = 0$) que se presenta en la ecuación (2.3.4) adaptada desde [23]:

$$E(t = 2T, z = 0) = E_0 \exp(-2\alpha\bar{z}) \exp(j\omega t) \sum_{m=1}^M r_m \exp(j\phi_m) \quad (2.3.4)$$

donde $T = z/v_g$ denota el tiempo que tarda el pulso en llegar a la posición z , α la atenuación de la fibra, \bar{z} el centro de la celda analizada, r_m la reflectividad de la m -ésima dispersión en la celda y $\phi_m = (2\pi n_{eff} z_m)/\lambda$ su variación de fase desde el inicio de la fibra hasta la posición z_m . La suma presentada en la ecuación (2.3.4) es altamente sensible a las perturbaciones que afectan a la fibra, esencialmente porque resulta de la interferencia de cada una de las M contribuciones de las dispersiones individuales dentro de cada celda de resolución.

La suma del total de señales de backscatter es aleatoria pero fija en el tiempo pues depende de la estructura interna de la fibra, como se menciona en la sección anterior, y se mantiene constante si las componentes de dispersión no sufren cambios. Al extender este cálculo a cada posición z en la fibra que recorre el pulso óptico interrogante, se puede comprender la razón de que las trazas tengan un aspecto aleatorio pues en cada paso del pulso algunas componentes de scattering quedan fuera y otras entran, por lo que el conjunto de vectores sumados es diferente.

Cuando ocurre una perturbación, las componentes de scattering sufren un cambio de posición produciendo que las fases relativas entre los campos reflejados interactúen de forma diferente. Así, ahora la suma de señales de backscatter cambia para una misma celda, generando una variación en cada una de sus componentes. Para una fuente coherente, se puede verificar que la variación de fase $\Delta\phi$ experimentada por la suma resultante dentro de una celda es igual al $\Delta\phi$ experimentado por cada dispersión individual y de manera consistente con la fase de la luz incidente, como se ilustra en la Figura 4. Por otra parte, al calcular la intensidad del campo según la ecuación (2.3.3), se obtiene el cuadrado del campo eléctrico, por lo cual se puede predecir que la relación de amplitud no es lineal.

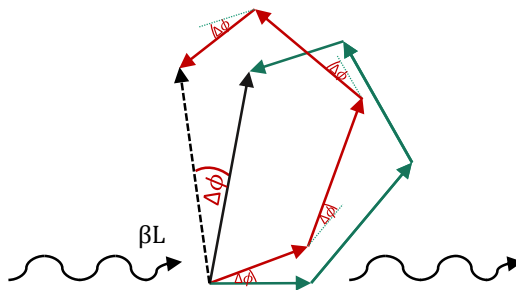


Figura 4: Representación de la variación $\Delta\phi$ experimentada por la suma resultante de las dispersiones individuales dentro de una celda cuando cada una de éstas varía en $\Delta\phi$.

En la Figura 3 se representa la ocurrencia de una perturbación en la fibra que afecta a la zona B y que

se manifiesta como un corrimiento Δz de su centro hacia una posición B', el cual va a generar una señal de backscatter $R_{B'}$ distinta a R_B , modificando el patrón de la suma total en consecuencia, resultando en amplitud y fase diferentes.

A partir de este modelo se tiene que el cambio de fase acumulado $\Delta\phi$ a lo largo del tramo perturbado Δz se presenta en la ecuación (2.3.5) [22]:

$$\Delta\phi = 2\frac{2\pi}{\lambda}\Delta n\Delta z \quad (2.3.5)$$

donde λ es la longitud de onda portadora del pulso y Δn corresponde a la variación del índice de refracción que afecta al tramo B inducido por la perturbación. El origen de esta variación puede ser por cambios de *strain* (elongación o compresión) o de temperatura.

En el caso de tener una perturbación de tipo strain, el valor de $\Delta\phi$ para una variación de tensión $\Delta\varepsilon$ aplicada se calcula como indica la ecuación (2.3.6) adaptada desde [24]:

$$\Delta\phi = \left[1 - \frac{1}{2}n_{eff}^2[(1 - \mu)p_{12} - \mu p_{11}]\right] \times \beta\Delta\varepsilon\Delta z \quad (2.3.6)$$

donde $\beta = 2\pi n_{eff}/\lambda$ es la constante de fase, $\mu = 0.17$ es el radio de Poisson, y $p_{11} = 0.121$ y $p_{12} = 0.27$ son los coeficientes elasto-ópticos [25]. Por otra parte, el cambio de fase producido por una variación de temperatura ΔT viene dado por la ecuación (2.3.7) adaptada desde [25]:

$$\Delta\phi = \left(\frac{1}{\Delta z} \frac{dz}{dT} + \frac{1}{n_{eff}} \frac{dn}{dT}\right) \times \beta\Delta T\Delta z \quad (2.3.7)$$

donde $\frac{1}{\Delta z} \frac{dz}{dT}$ es el coeficiente de expansión térmica que depende de los componentes de la fibra y $\frac{dn}{dT}$ es el índice de refracción dependiente de la temperatura y de la longitud de onda.

Las relaciones aproximadas de Δn con $\Delta\varepsilon$ y ΔT se presentan en las expresiones respectivas (2.3.8) y (2.3.9) obtenidas desde [12]:

$$\frac{\Delta n}{n_{eff}} \approx -0.78 \times \Delta\varepsilon \quad (2.3.8)$$

$$\frac{\Delta n}{n_{eff}} \approx (-6.92 \times 10^{-6}) \times \Delta T \quad (2.3.9)$$

donde se utiliza la expresión que relaciona el cambio de frecuencia Δf con Δn para convertirlo en función de este último. Dicha expresión viene dada por la ecuación (2.3.10) [12]:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta n}{n_{eff}} \quad (2.3.10)$$

la cual indica que un cambio de frecuencia en torno a un valor central f_0 es capaz de compensar una pequeña variación del índice de refracción respecto al valor original n_{eff} . Adicionalmente, cabe mencionar que el término constante de la ecuación (2.3.9) es demostrado empíricamente en [26], donde también se demuestra la relación lineal que existe entre los cambios de temperatura y de strain con las variaciones de frecuencia.

La manera en que se realiza la detección determina dos principales categorías para este tipo de sensores. Por una parte, se tienen aquellos basados en detección directa que extraen información de la intensidad de

las señales de backscatter, la cual tiene una respuesta altamente no-lineal y solo logra reconstituir información relativa a la frecuencia de la perturbación y, en algunos casos, cuantificar la tensión o deformación experimentada. Por otra parte, la segunda categoría hace referencia a aquellos que se basan en detección de fase. En este caso, se puede llegar a recuperar la forma de la perturbación aplicada, incluyendo las otras características mencionadas, debido a la linealidad que existe entre los cambios de fase y las variaciones del índice de refracción.

En este capítulo se presentan brevemente algunos sensores ϕ -OTDR relativos a cada categoría, y se introducen especialmente aquellos dos sensores que se estudian en los capítulos posteriores, donde cada uno corresponde a un tipo diferente de detección.

2.3.1 Sensores ϕ -OTDR basados en detección directa

1. Sensor cuasi-estático basado en Rayleigh backscattering

Este sensor lleva el nombre de estático o cuasi-estático pues está diseñado para medir variaciones lentas en la fibra óptica, principalmente de temperatura o de tensión. Para este tipo de mediciones se debe asegurar que los datos adquiridos sean comparables con conjuntos de datos anteriores, incluso si se ha desconectado el equipo interrogador. Por lo tanto, se suele aplicar en sistemas estables y fijos a largo plazo, donde se deseen cubrir tramos de tiempos de varios segundos, o incluso largos períodos en los cuales exista una continuidad de las muestras en relación a una situación inicial [7].

En esencia, para este sensor se busca obtener la representación de la intensidad de la señal de backscatter Rayleigh en función de la frecuencia óptica de interrogación para un amplio rango espectral con pequeños pasos de frecuencia f_s , los cuales deben cumplir con ser menores al ancho espectral del pulso interrogador ($w_{sp} = 1/\tau_p$) para obtener un muestreo suficiente de éste. Para lograr la medición, se adquiere el conjunto de trazas temporales de la fibra, es decir, en función de la distancia a lo largo de la fibra como se muestra en el gráfico de la izquierda de la Figura 5 donde cada traza se captura para un valor de frecuencia distinto dentro del rango espectral $\{f_1, f_2, \dots, f_m\}$. Luego, se aplica un cambio de coordenadas y se extraen los datos en frecuencia para cada posición, obteniendo la representación de la derecha de la Figura 5 que muestra el espectro de un punto de la fibra [12].

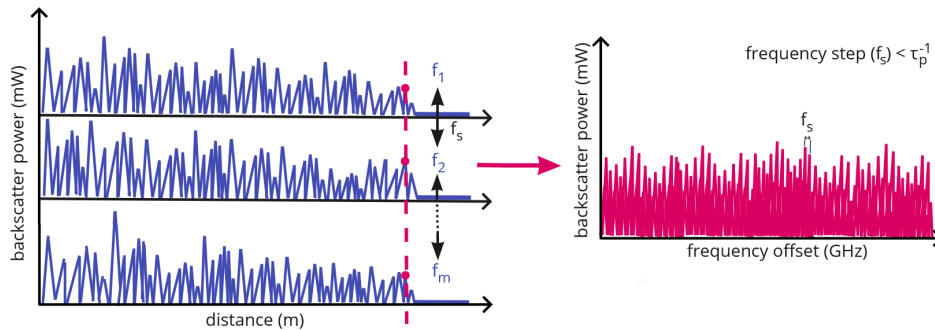


Figura 5: Obtención de representación en frecuencia de un punto de la fibra a partir de trazas temporales para distintas frecuencias ópticas. Los valores de frecuencia son relativos a la frecuencia central.

De esta forma, se construye una representación en frecuencia para cada conjunto de datos adquiridos, con la particularidad de que este resultado se conserva invariable con el transcurso del tiempo y se puede volver a recrear para una misma frecuencia. Esto sucede porque la interacción de la luz con las inhomogeneidades de la fibra ocurre de la misma forma cada vez que se interroga con igual longitud de onda puesto que la constitución del material es fija si la temperatura y strain de la fibra no cambian.

Esta propiedad de restaurabilidad de las trazas backscatter Rayleigh se demuestra en [26] e implica que las trazas de backscatter Rayleigh tengan la misma respuesta para cada longitud de onda bajo el supuesto de que la fibra sea interrogada con un pulso coherente y no exista variaciones en la fibra.

En concordancia con lo anterior, al ocurrir una perturbación que afecta al índice de refracción de una sección de la fibra analizada, existe un corrimiento determinado en frecuencia Δf capaz de compensar dicha variación del índice de refracción Δn basado en el mismo principio de restaurabilidad mencionado [26]. Para conocer el tamaño del corrimiento experimentado, basta con calcular la correlación cruzada entre el espectro de referencia con aquella que presenta el cambio de temperatura o deformación, cuyo procedimiento se muestra en la Figura 6. De este cálculo se extrae el valor de Δf con el que se puede determinar el correspondiente Δn mediante la ecuación (2.3.10).

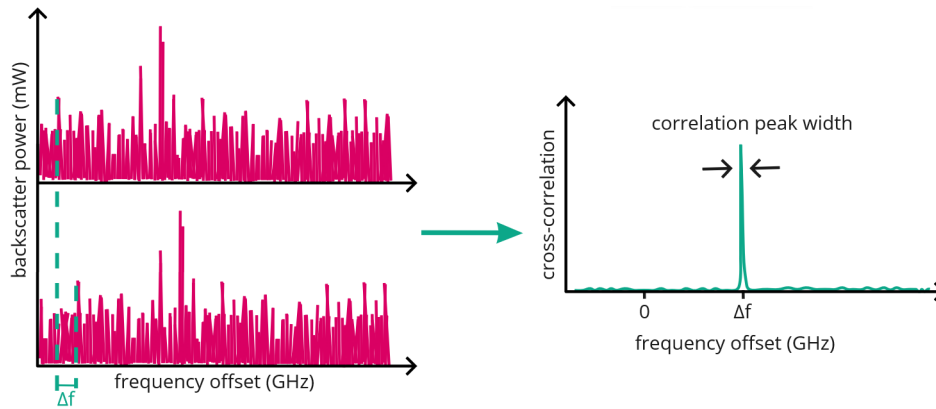


Figura 6: Correlación cruzada entre una señal de referencia y una señal que contiene una perturbación.

Al identificar la variación del índice de refracción, se puede cuantificar el cambio de temperatura o de strain producido en el punto de la fibra correspondiente con las ecuaciones (2.3.8) y (2.3.9), a pesar de que en el caso del strain la separación entre inhomogeneidades se ve afectada tanto por la variación del índice de refracción como por la deformación misma y no se pueden separar [7]. No obstante, la idea principal es que es posible obtener un perfil distribuido de las variaciones de strain o temperatura en la fibra entre dos instantes diferentes a partir del cambio de frecuencia que compensa cada variación mientras su estructura no cambie [12].

Existe un compromiso entre el paso de frecuencia f_s y el ancho espectral del pulso interrogador w_{sp} , pues un pulso más corto (menor τ_p) tiene mejor resolución espacial pero w_{sp} mayor, lo cual implica un aumento del rango de muestreo en frecuencia necesario para la medición. Este rango determina la variación de temperatura que el sistema es capaz de detectar (por ejemplo, a $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ se tiene que 1 GHz puede medir una variación de 0.75 K, donde la relación es lineal según las ecuaciones (2.3.9) y (2.3.10)). A su vez, usar un pulso más largo (mayor τ_p) reduce w_{sp} y conlleva un menor rango de muestreo en frecuencia, pero con el costo de incurrir en una degradación de la resolución espacial del sensor. A partir de estos parámetros, corresponde utilizar un f_s suficiente para obtener varias muestras dentro del ancho espectral del pulso y cubrir todo el rango de muestreo en frecuencia, teniendo en consideración que valores muy pequeños de f_s aumentan ineficientemente el tiempo de medición y procesamiento. Además, esto implica una alta correlación de las mediciones y un ensanchamiento del peak de correlación representado en la Figura 6, disminuyendo así la precisión espectral. En otras palabras, el nivel de correlación entre mediciones solo debe ser capaz de producir un muestreo en frecuencia confiable y que la resolución sea cercana al ancho espectral del pulso. Cabe mencionar que cuando se utilizan pulsos muy largos, el ancho del peak de correlación tiene una limitación fundamental

dada por el ancho de línea del láser [27].

Para realizar la detección en la fibra completa y obtener la posición de variaciones localizadas existen dos enfoques principales [7]: una interrogación solo en el dominio de la frecuencia y una interrogación que combina el dominio de la frecuencia y el tiempo. Para el primer caso, se obtiene una traza en función de la frecuencia óptica utilizada para interrogar la fibra, se le aplica la Transformada de Fourier para convertirla a información espacial, seguido de aplicarle la Transformada de Fourier Inversa por segmentos de fibra para tener información localizada y se obtiene la correlación cruzada de cada segmento de fibra relativa a una referencia. A este método se le conoce como reflectometría óptica en el dominio de la frecuencia (OFDR: optical frequency-domain reflectometry) [28]-[29]. Por su parte, para el segundo enfoque la frecuencia óptica es modulada con un pulso para generar una representación de la traza temporal para diferentes frecuencias, de lo cual se tiene información espacial y en frecuencia para determinar las variaciones del índice de refracción. Este método corresponde a un phase-sensitive optical time-domain reflectometry (ϕ -OTDR) [12], [26]- [27].

Las características descritas son propias de un sensor estático o cuasi-estático y se diferencian del resto de sensores que se presentan en esta sección ya que estos otros están orientados a medir variaciones rápidas en la fibra, pudiendo detectar vibraciones con frecuencias superiores a decenas de Hertz y, en general, las aplicaciones de este caso están más relacionadas con perturbaciones mecánicas o acústicas que no guardan relación con instantes anteriores. Además, en la mayoría de los casos utilizan una frecuencia óptica fija y la señal de backscatter se interpreta en función del tiempo y de la posición a lo largo de la fibra. Debido a lo anterior, estos sensores se clasifican como Sensores Dinámicos [7].

2. Sensor distribuido de vibraciones basado en intensidad

El sensor distribuido de vibraciones basado en intensidad (DVS) corresponde a un tipo de sensor dinámico que mide la intensidad de la señal de backscatter Rayleigh proveniente de cada punto de la fibra y, en base a esto, realiza la detección de las perturbaciones en función de la posición a lo largo de ésta. Para ello, utiliza el principio de OTDR con una fuente coherente para obtener trazas en el dominio temporal, donde el esquema convencional se muestra en la Figura 7.

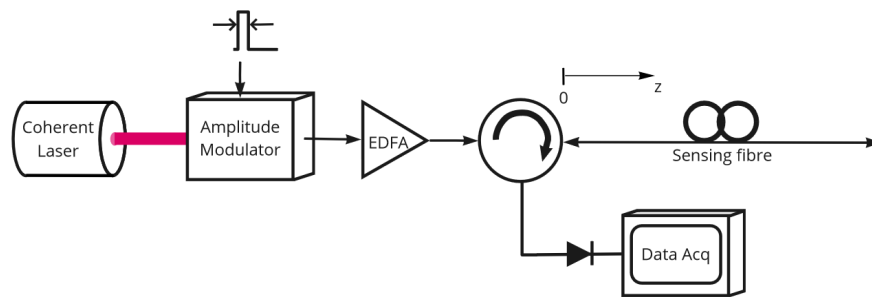


Figura 7: Diagrama de sensor distribuido de vibraciones basado en intensidad (DVS) adaptado desde [7].

La fuente del láser se sintoniza a una única frecuencia óptica (longitud de onda) y entrega potencia continua hacia el sistema. El modulador se encarga de darle forma de pulsos rectangulares, donde se ajusta el ancho τ_p y la frecuencia de repetición f_p . Luego, la señal se somete a una etapa de amplificación óptica a través de un EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*) y se envía hacia la fibra de sensado. A su vez, en el inicio de la fibra se captura la suma de las múltiples reflexiones de backscatter Rayleigh que conforman una traza temporal, cuya expresión del campo eléctrico en ese punto ($z = 0$) para una reflexión proveniente desde una posición z se modela con la ecuación (2.3.4).

En la recepción de la señal se tiene un fotodetector que convierte la intensidad óptica de los campos eléctricos a señales eléctricas. Como se señala en la ecuación (2.3.3), la intensidad corresponde al cuadrado de la suma de todos los campos eléctricos producidos por reflexión Rayleigh, y, puesto que los campos son números complejos, la intensidad contiene tanto términos cuadráticos de un mismo campo como términos cruzados que aportan a la fase resultante. Posteriormente, dado que la señal de voltaje en la salida del fotodetector tiene relación lineal con la intensidad en la entrada, los datos adquiridos corresponden a una señal proporcional a la intensidad del Rayleigh scattering, mientras que ésta, por consecuencia de lo anterior, depende no-linealmente de las pequeñas reflexiones en la fibra. Por último, en el procesamiento computacional no se realiza ningún tipo de demodulación adicional, sino más bien se extrae información directamente de los valores de intensidad óptica capturados [23]. De esta forma, este sensor solo detecta cambios en la intensidad de las señales de backscatter y no obtiene información relativa a su fase.

A pesar de esto, la intensidad de la señal de backscattered Rayleigh sigue siendo sensible a las variaciones espaciales que sufren las componentes de scattering por efecto de perturbaciones en la fibra. Por tanto, las mediciones obtenidas se pueden procesar para extraer algunas características de la perturbación, como por ejemplo, la frecuencia de oscilación de vibraciones mecánicas [23]. Además, al ser una detección directa, es sencillo apreciar la localización de la vibración viendo solo varias trazas consecutivas de la fibra completa, sobretodo cuando las trazas son estables.

Al ocurrir una perturbación en una zona de la fibra, se produce una variación del índice de refracción lo que genera un corrimiento de fase a lo largo de la zona perturbada (tal como indica la ecuación (2.3.5)). Esto logra que la traza temporal varíe su forma para esa posición de manera aleatoria. Como se muestra en la Figura 4, la respuesta en fase de la suma resultante varía lineal, sin embargo, no ocurre lo mismo para la amplitud de la señal de intensidad donde el cambio de fase prevalece modificando la suma de manera cuadrática. La respuesta no-lineal es la razón por la cual no se puede reconstituir la forma de onda de la perturbación, lo cual constituye la limitación fundamental de este tipo de sensores. Ciertamente, una perturbación de mayor magnitud provoca un comportamiento no-lineal mayor [1]. En consecuencia, bajo el sensor DVS se puede lograr una buena detección, de manera sencilla y directa, pero no es recomendable cuando se necesite una respuesta lineal del sistema o cuando se desee modelar la función de transferencia del sensor [7].

Al interrogar la fibra con un pulso de manera repetida dentro de un intervalo corto de tiempo se puede obtener información suficiente sobre el estado reciente de toda la fibra, y por ende, detectar eventuales perturbaciones. Ejemplos de aplicaciones de sensores ϕ -OTDR que monitorean cambios de la intensidad de la señal de backscatter se lee en trabajos preliminares como [2]-[3], y utilizando procesamiento de imágenes (*edge detection method*) para mejorar SNR y resolución espacial en [10]. En línea con lo anterior, en el siguiente capítulo se presenta la implementación llevada a cabo en el laboratorio para un sensor DVS y se comprueban algunas de las ventajas y desventajas acá expuestas.

3. Sensor acústico distribuido basado en pulso chirpeado

El Sensor Acústico Distribuido basado en Pulso Chirpeado desarrolla la capacidad de un solo disparo de pulso para interrogar la fibra en un rango completo de frecuencias en lugar de un barrido por medio de varios pulsos. A diferencia de otros sensores Phase-OTDR que mantienen un perfil uniforme de la fase del pulso, este sensor trabaja con pulsos linealmente chirpeados cuya fase abarca un intervalo de frecuencias definido en torno a una longitud de onda central (λ_0 , o frecuencia central ν_0), lo cual le otorga mayor sensibilidad, una respuesta lineal ante perturbaciones y una disminución del tiempo de medición [22].

Como se menciona para los sensores anteriores, es complejo cuantificar las perturbaciones solo a partir de la intensidad de la señal de backscatter puesto que no se tiene una relación directa entre la forma de la perturbación y la intensidad de las reflexiones en la fibra. Sin embargo, al tener un solo pulso con la información asociada a un rango de frecuencias, se puede relacionar cada posición del pulso con una frecuencia y establecer una traza de referencia de la señal de backscatter Rayleigh de la fibra interrogada con un pulso chirpeado, la cual se conserva intacta mientras las condiciones de la medición no cambien. Así, al ocurrir una perturbación en determinada posición de la fibra, se va a producir un corrimiento longitudinal de la traza de tamaño Δz (o, equivalentemente, $\Delta t = 2\Delta z/v_g$) de manera localizada en tal posición y asociado a un desplazamiento en frecuencia $\Delta\nu$ dado por el pulso. Si se compara la nueva traza obtenida con aquella de referencia, es posible identificar el valor de Δt similar a como se calcula $\delta\nu$ en [27]. De esta forma, bajo el mismo principio de que un desplazamiento en frecuencia puede compensar un cambio del índice de refracción [12], se puede obtener δn y, en consecuencia, las variaciones de strain y temperatura con las expresiones (2.3.8) y (2.3.9).

La sensibilidad del sensor ante una pequeña variación del índice de refracción Δn en un intervalo corto de tiempo Δt ($\Delta t \ll \tau_p$) viene dada por el chirpeado que se aplica a los pulsos, como se muestra en la ecuación (2.3.11) extraída desde [30]:

$$\left(\frac{\Delta n}{n}\right) = -\left(\frac{1}{\nu_0}\right) \times \left(\frac{\delta\nu}{\tau_p}\right) \times \Delta t \quad (2.3.11)$$

donde $\delta\nu$ corresponde al contenido espectral del pulso chirpeado que se asume muy pequeño. Por lo tanto, la técnica consiste en interrogar la fibra con un pulsos chirpeados y calcular la correlación cruzada respecto a la traza de referencia para determinar Δt y encontrar Δn .

Para conocer las componentes que permiten el funcionamiento de este sensor, se presenta el diagrama en la Figura 8 adaptado desde [22].

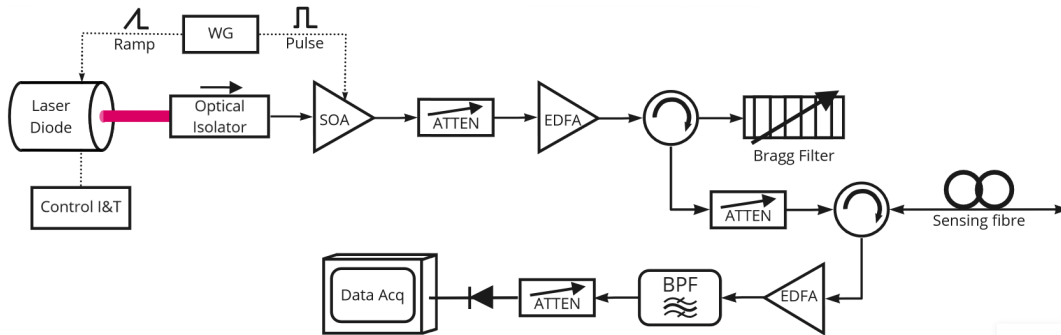


Figura 8: Diagrama de Sensor Distribuido basado en Pulso Chirpeado adaptado desde [22].

En la Figura 8 se muestra el diagrama experimental para medir perturbaciones en la fibra de sensado usando pulsos chirpeados. Este esquema es similar al de un Phase-OTDR estándar, con la principal diferencia en que la fuente es un diodo láser altamente coherente cuya corriente de control se utiliza para añadir un chirpeado lineal al pulso. Este patrón de chirpeado se ajusta desde el generador de señales WG, mientras que la intensidad de la corriente y la temperatura son reguladas por el módulo de Control I&T, el cual también sintoniza la longitud de onda central de funcionamiento.

La salida del láser tiene potencia continua y pasa a través de un aislador óptico para llegar a un SOA (*Semiconductor Optical Amplifier*) cuya corriente es controlada igualmente desde el WG para generar

los pulsos interrogadores sincronizados con el chirpeado de la fuente. Luego, se añade un atenuador variable para regular los efectos no lineales antes de pasar al EDFA para elevar el nivel de la señal. Para filtrar el ruido ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) se incluye una FBG (*Fiber Bragg Grating*) ajustable a través de un circulador y se incorpora otro atenuador variable, donde en conjunto logran acondicionar el nivel de potencia del pulso que se envía hacia la fibra de sensado evitando el surgimiento de efectos no lineales, principalmente *modulation instability* (MI) [31].

En la recepción, la señal de backscatter se amplifica con un EDFA seguido de un filtro pasabanda de espectro angosto, y los datos se capturan por medio de un digitalizador conectado a la salida de un fotodetector que convierte las señales ópticas a voltaje. En este paso es válido mencionar que tanto el ancho de banda de la conversión como el muestreo de la digitalización implican un alto costo de recursos computacionales en comparación a otros sensores distribuidos Phase-OTDR. En particular, se debe apuntar a abarcar el ancho de banda completo del chirpeado del pulso $\delta\nu$, lo que genera un mayor ruido en el proceso de detección [22].

En relación a las limitaciones de la detección, existen dos fuentes de ruido esenciales que pueden degradar el rendimiento del sensor. La primera de éstas corresponde al ruido de fase del láser, ya que toda la detección se basa precisamente en el chirpeado de la fase de esta señal y, por ende, este ruido de fase influye directamente en las mediciones. A su vez, la segunda fuente importante de ruido es aquella relativa al gran ancho de banda requerido en la detección, pues esto produce que aumente el ruido eléctrico proveniente de los fotodetectores, baje el SNR de las trazas y se vea reflejado igualmente en las mediciones. Sin embargo, aumentar $\delta\nu$, y por ende el contenido espectral de las trazas, mejora el rendimiento de la estimación del strain pues añade robustez a la obtención de Δt permitiendo medir distancias más largas, lo cual no representa totalmente una limitación [32].

Por otro lado, es notable mencionar que este método ha demostrado tener un comportamiento lineal, es decir, no presenta armónicas en la detección de la perturbación, además de mostrar un buen seguimiento de la forma de la señal aplicada, lo cual le da una ventaja importante frente a otros sensores distribuidos como un DVS. El alcance de este sensor logra cuantificar de manera precisa las perturbaciones de la fibra en un solo disparo de pulso, sumado a que también puede realizar mediciones dinámicas durante varias horas. En efecto, se ha demostrado experimentalmente una resolución de al menos $8 \times 10^{-3}^\circ\text{C}$ en mediciones de temperatura, $4 \text{ n}\epsilon$ en mediciones de vibraciones y $100 \text{ }\mu\epsilon$ en mediciones de tensión [22]. En cuanto a la sensibilidad del sensor, se ha logrado obtener niveles de sensibilidad de vibraciones en torno a pocas centenas de $\text{p}\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ para distancias de hasta 100 km y hasta $3.4 \text{ p}\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ en fibras monomodo de 10 km. Más información acerca de estos resultados se presenta detalladamente en [32].

2.3.2 Sensores ϕ -OTDR basados en detección de fase

1. Sensor acústico distribuido basado en detección coherente heterodina

Este sensor realiza una detección coherente heterodina en la que se mezcla la señal de Rayleigh Backscattering con una señal de Oscilador Local Óptico (OLO) a distinta frecuencia, y de cuya interferencia resulta la información de fase requerida para hacer la demodulación. El principio de funcionamiento se basa en la relación lineal que existe entre la variación del índice de refracción Δn y el cambio de fase inducido $\Delta\phi$ en la sección de fibra perturbada Δz , representada con la ecuación (2.3.5).

La demodulación se lleva a cabo mediante la obtención de trazas en el dominio temporal con el sistema que se muestra en la Figura 9.

De la Figura 9, se tiene que la fuente láser altamente coherente sintonizada en ω_0 se dirige por dos caminos a través de un acoplador 99:1. El primero tiene la potencia mayor y se conduce hacia la creación

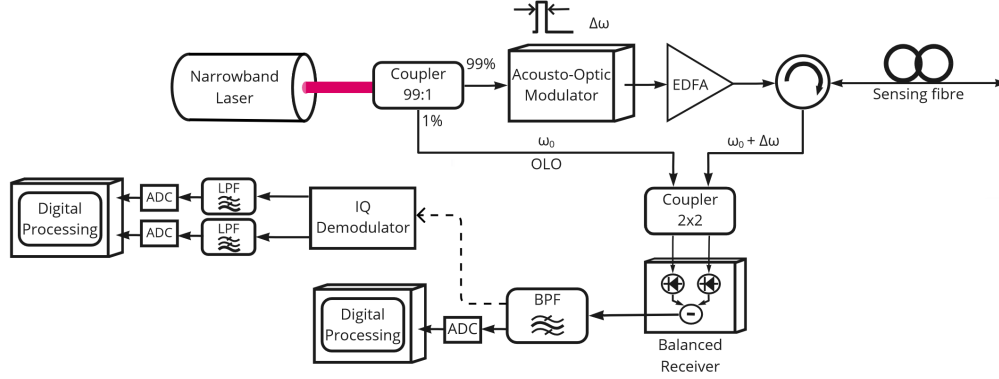


Figura 9: Diagrama de sensor acústico distribuido basado en detección coherente heterodina adaptado desde [7].

del pulso interrogador donde la señal pasa por un AOM (*Acousto-Optic Modulator*) que configura el ancho τ_p y la frecuencia de repetición f_p del pulso, además de añadir un corrimiento en frecuencia de $\Delta\omega$ respecto a la frecuencia óptica. Luego, se añade un EDFA para ajustar el nivel de potencia del pulso y se envía hacia la fibra de sensado por medio de un circulator. También se puede incluir un filtro pasa-banda que elimine el ruido ASE proveniente del EDFA.

A su vez, en el segundo camino se tiene la señal del OLO que se combina con la señal de backscatter Rayleigh de la ecuación (2.3.12) proveniente desde la fibra a través de un acoplador 2×2 que divide la potencia en partes iguales hacia cada una de sus salidas (-3 dB respecto a la entrada). En este caso, la señal de backscattering puede ser expresada como [14]:

$$E(t, z = 0) = E_R(t) \exp[j((\omega_0 + \Delta\omega)t + \Delta\phi(t))] \quad (2.3.12)$$

donde $E_R(t)$ es la amplitud del campo eléctrico de la señal backscatter Rayleigh al inicio de la fibra, $\omega_0 = 2\pi f_0$ es la frecuencia angular, f_0 es la frecuencia óptica, $\Delta\omega$ corresponde al cambio de frecuencia inducido por el modulador acusto-óptico y $\Delta\phi(t)$ es el cambio de fase resultante de la variación del índice de refracción en la fibra. La expresión de la intensidad de cada salida del acoplador se presenta en la ecuación (2.3.13) para $k = \{-1, 1\}$, respectivamente, adaptada desde [14]:

$$I_k(t) = \frac{1}{2} [E_R^2 + E_{OLO}^2 + 2E_R E_{OLO} \cos(\theta) \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi(t) - \frac{\pi}{2}k)], \quad k = \{-1, 1\} \quad (2.3.13)$$

donde E_{OLO} es la amplitud del campo eléctrico del OLO y θ denota el ángulo de polarización entre las señales de entrada combinadas. Las salidas tienen un desfase de π entre ellas introducido por el acoplador 2×2 [33]. Ambas pasan por un detector balanceado (*balanced receiver*) cuya finalidad es eliminar la componente continua, banda base, y el ruido RIN (*relative intensity noise*). La salida del detector tiene la forma planteada en la ecuación (2.3.14) adaptada desde [33]:

$$I(t) = 2R\sqrt{P_R P_{OLO}} \cos(\theta) \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi(t) - \phi_{OLO}(t)) \quad (2.3.14)$$

donde R es la responsividad de los fotodetectores del detector balanceado, P_R y P_{OLO} son las potencias de las señales combinadas, y $\phi_{OLO}(t)$ es la fase del campo eléctrico del OLO. Esta señal $I(t)$ es filtrada para retener la componente en $\Delta\omega$ resultante de la interferencia, pues en dicha componente se encuentra la información de la fase de la señal backscatter que interesa determinar. Finalmente, es necesario una

etapa de demodulación para reconstruir la señal de fase espacial relativa a cada posición de la fibra a través del cálculo de las señales I (*in-phase*) y Q (*quadrature*), la cual se puede llevar a cabo de manera eléctrica a través de un convertidor ADC o digitalmente como se señala en el camino entrecortado de la Figura 9.

Al ejecutarla de manera computacional, tiene la ventaja de ser más sencilla y utilizar menos hardware pero con una limitación en el requerimiento de una alta tasa de muestreo por tener que muestrear la portadora eléctrica a una frecuencia intermedia, a diferencia de un sensor DVS que no posee el corrimiento en frecuencia dado por el modulador acusto-óptico. Alternativamente, con la demodulación eléctrica disminuye la complejidad computacional y también baja la tasa de muestreo requerida puesto que las señales I y Q son capturadas en banda-base [7]. La obtención de estas señales, ya sea digital o eléctricamente, permite reconstruir tanto la magnitud como la fase del campo eléctrico de la señal de backscatter de cada punto de la fibra, lo cual le da una significativa ventaja respecto a sensores como el DVS que pueden recuperar solo la frecuencia. Sin embargo, este procedimiento requiere de un procesamiento adicional de *phase-unwrapping*, lo cual puede significar una dificultad importante en condiciones de baja SNR.

En ambos tipos de demodulación, la detección entrega la señal de fase espacial, la cual representa la acumulación de fase en cada punto de la fibra y no muestra claramente la posición afectada. Es por esta razón que primero se debe transformar esta señal a una fase diferencial realizando una diferenciación de la fase entre dos puntos de la fibra separados por un intervalo fijo para cada posición a lo largo de ésta. Dicho intervalo se denomina *gauge length* y se mide entre el centro de las dos celdas que se comparan para obtener la fase diferencial, implicando que, para que la comparación tenga sentido, el gauge length deba ser mayor o igual al largo del pulso τ_p . Con el gauge length se determina la resolución espacial de la detección dado que el sensor no puede detectar correctamente una variación que quede dentro de este tramo [7]. Posteriormente, se realiza la sustracción de la señal de referencia a cada traza de fase diferencial para lograr visualizar la localización de la perturbación en la fibra [14]. Cabe mencionar que resulta muy conveniente poder escoger dicho parámetro durante el procesamiento de la señal en favor de un mejor resultado ya que, dependiendo de la aplicación, puede ser útil adecuar el gauge length a las condiciones locales de la fibra con la correspondiente penalidad en costo computacional.

Cuando el campo eléctrico de la señal de backscatter Rayleigh llega al acoplador 2×2 con una polarización alineada a la del campo eléctrico del OLO en la otra entrada al acoplador (esto es, $\theta = 0 \text{ rad}$ en la ecuación (2.3.13)), se obtiene un óptimo batimiento de la señal de backscatter con la señal del OLO, implicando que el nivel de potencia en la salida del acoplador sea máximo, ante lo cual resulta opcional agregar un amplificador en esta etapa. La señal eléctrica a la salida del detector es la media geométrica de la potencia de las señales combinadas como indica la ecuación (2.3.14). Por lo tanto, teniendo un nivel suficiente de potencia de la señal del OLO se obtiene robustez ante el efecto del ruido del receptor. Junto con esto, también se mejora el rango dinámico de la señal resultante, pues el decaimiento de su potencia por atenuación a lo largo de la fibra es más lento en comparación a tener únicamente la señal de backscatter [7]. Como consecuencia de ello, este sensor presenta una mayor SNR y mejora la sensibilidad de la detección, elevando así el desempeño de la etapa de phase-unwrapping y la obtención de resultados. Además, su robustez al ruido implica una ventaja particularmente útil en escenarios donde la fibra de sensado tiene longitudes kilométricas.

En contraste a lo anterior, una restricción considerable es la exigencia de una ultra-alta coherencia de la fuente láser, pues esta debe ser de al menos el doble del largo de la fibra de sensado ($2L$) para lograr una mezcla coherente de la señal backscatter con el OLO después que la luz recorra la fibra completa en el trayecto de ida y de vuelta. Esto, sumado a la alta potencia de procesamiento, involucra un costo elevado de las componentes del sistema y una limitación importante de las dimensiones del sensor a

pesar de su buen desempeño.

Adicionalmente, como se puede apreciar en la ecuación (2.3.13), existe una dependencia directa del resultado de la combinación del campo eléctrico de las señales con el ángulo de polarización entre éstas. Para una situación crítica, si $\theta = \frac{\pi}{2}$, se anula el batimiento y se producen desvanecimientos por polarización. Dado que no se puede prever la polarización de la luz al momento de llegar al acoplador 2×2 , se pueden producir desvanecimientos de manera aleatoria a lo largo de la traza [33]. Por esta razón es apropiado incluir esquemas adicionales que eliminen este efecto. Uno de ellos consiste en la discriminación de polarización de las componentes ortogonales de la señal, es decir, procesarlas separadamente y usarlas para reconstruir la señal en la etapa de procesamiento posterior [15]-[16].

2. Sensor acústico distribuido basado en detección coherente homodina

El presente sensor implementa una detección coherente homodina en la que se mezcla la señal de Rayleigh Backscattering con una señal de Oscilador Local Óptico (OLO) a la misma frecuencia ω_0 pues ya no se le añade el corrimiento en frecuencia al pulso, a diferencia de la detección coherente heterodina. En este caso, se utiliza una componente adicional denominada híbrida óptica (*Optical Hybrid*) con una diversidad de fase de 90° , la cual produce cuatro interferencias escalonadas de fase de 90° con el objetivo de extraer la fase y amplitud de la señal de backscatter.

El diagrama que representa al sistema encargado de la generación de las trazas temporales a procesar se visualiza en la Figura 10.

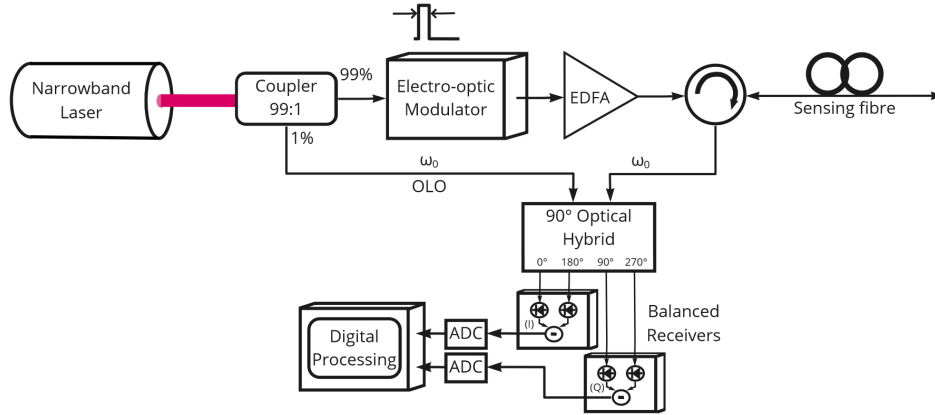


Figura 10: Diagrama de sensor acústico distribuido basado en detección coherente homodina adaptado desde [7].

El diagrama de la Figura 10 muestra que la combinación de la señal de backscatter y la señal del OLO se realiza en la híbrida óptica. Esta componente se encarga de generar diversidad de fase a través de la mezcla de la señal de backscatter con los cuatro estados del plano complejo asociados al OLO. La potencia de las salidas de la híbrida tiene la forma dada en la expresión (2.3.15) para $k = \{0, 1, 2, 3\}$, respectivamente, adaptada desde [34]:

$$I_k(t) \propto [P_R + P_{OLO} + 2\sqrt{P_R P_{OLO}} \cos(\theta) \cos(\omega_0 t + \Delta\phi(t) - \frac{\pi}{2}k)], \quad k = \{0, 1, 2, 3\} \quad (2.3.15)$$

donde P_R y P_{OLO} son las potencias de la señal de backscatter y del OLO, respectivamente, θ es el ángulo de polarización entre ambas señales, ω_0 es la frecuencia angular a la frecuencia f_0 del láser y $\Delta\phi$

es el cambio de fase por efecto de la variación del índice de refracción en la fibra. La híbrida entrega las cuatro señales obtenidas hacia dos detectores balanceados para construir las señales I y Q con los puertos 0° - 180° y 90° - 270° , respectivamente. Análogamente a la ecuación (2.3.14), en las ecuaciones (2.3.16)-(2.3.17) se presenta la forma de la intensidad de dichas señales en la salida de cada detector balanceado, adaptadas desde [34]:

$$I(t) \propto \sqrt{P_R P_{OLO}} \cos(\theta) \cos(\omega_0 t + \Delta\phi(t) - \phi_{OLO}(t)) \quad (2.3.16)$$

$$I(t) \propto \sqrt{P_R P_{OLO}} \cos(\theta) \sin(\omega_0 t + \Delta\phi(t) - \phi_{OLO}(t)) \quad (2.3.17)$$

Luego, ambas señales son muestreadas con un conversor A/D para terminar de ser procesadas digitalmente. Como se puede apreciar, para este caso el procesamiento es más sencillo que en el detector coherente heterodino al lograr la constitución de las señales I y Q en el dominio eléctrico antes de ser procesadas, y por requerir la mitad de ancho de banda de los fotodetectores. Sin embargo, el costo viene dado por un aumento de los detectores balanceados y por utilizar una híbrida óptica [33].

Por otro lado, a partir de la ecuación (2.3.15) se puede observar que, al igual que el receptor heterodino, el receptor homodino también es vulnerable ante desvanecimientos por polarización, puesto que para $\theta = \frac{\pi}{2}$ se anulan los términos del batimiento. Frente a esto, también debe adoptarse esquemas para dar robustez ante este tipo de desvanecimientos, incluyendo controladores de polarización [17],[35], o utilizando una híbrida óptica de polarización dual [36], duplicando a cuatro la cantidad de fotodetectores balanceados para compensar los desvanecimientos de polarización.

Sumado a esto, también es necesario contemplar una etapa de phase-unwrapping, puesto que la fase se obtiene de calcular la arcotangente de las señales I y Q, e incluir la diferenciación de la fase con un gauge length adecuado. En general, la sensibilidad de la OSNR (*optical signal-to-noise ratio*) del receptor homodino es similar a la de su equivalente heterodino y ambos permiten obtener información completa sobre la señal de backscatter Rayleigh, es decir, la amplitud, la fase y el estado de polarización [33].

3. Sensor acústico distribuido interferométrico

El Sensor Acústico Distribuido Interferométrico se basa en la comparación de la reflexión de Rayleigh Backscatter proveniente desde dos puntos de la fibra separados por un tramo ΔL al pasar la señal de backscatter producida por un pulso interrogador a través de un interferómetro Mach Zehnder desbalanceado. Esto se logra puesto que, al tener una rama más larga que la otra, se produce una diferencia de fase entre ambas señales relativa al retardo aplicado [19]. A partir de dicha comparación, el interferómetro obtiene la fase diferencial de la señal de backscatter que contiene información asociada al estado de la fibra entre ambos puntos. De esta forma, se puede reconocer cuando ocurre una perturbación en cualquier posición de la fibra, utilizando una resolución espacial definida por ΔL , la cual determina el gauge length del sensor.

El retardo entre las señales es fijo y queda determinado físicamente al momento de montar el sistema. El diagrama convencional para este sensor se presenta en la Figura 11.

Del diagrama de la Figura 11, se tiene una fuente láser cuya coherencia debe ser de al menos del tamaño del gauge length para que la interferencia del backscattering originado por ambas secciones de la fibra separadas por ΔL sea coherente. El láser es seguido de un EOM (*Electro-Optic modulator*) para darle forma rectangular y periodicidad al pulso óptico, un EDFA para amplificación y un filtro para eliminar el ruido ASE producido. En este caso también se pueden utilizar dos EOMs en cascada o un SOA para tener una mejor relación de extinción del pulso, lo cual es importante para disminuir el paso de potencia

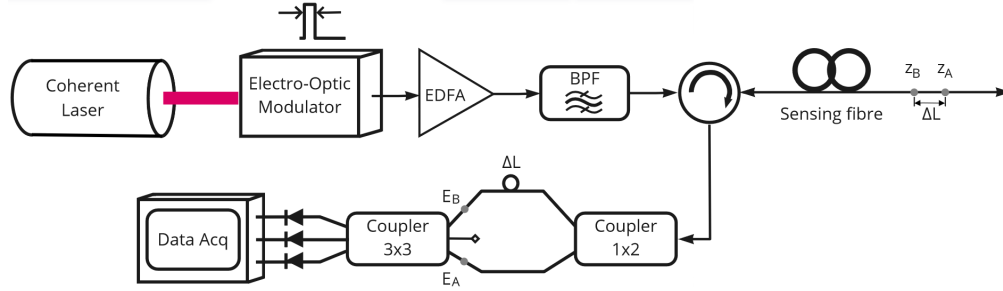


Figura 11: Diagrama de sensor acústico distribuido interferométrico adaptado desde [7].

continua hacia la fibra que se pueda traducir en un deterioro de la traza. Por otro lado, se puede notar que la exigencia de la coherencia del láser es significativamente menor a la de los dos sensores anteriores ($\Delta L \ll 2L$), lo cual reduce el costo del sistema o mejora el desempeño bajo las mismas condiciones.

Luego, el pulso es enviado hacia la fibra de sensado por medio de un circulator óptico y, al retornar, se obtiene la traza de backscatter antes entrar al interferómetro dada por la suma de las múltiples reflexiones de backscatter Rayleigh definidas en la ecuación (2.3.4). Esta señal pasa por un acoplador 1×2 y en sus salidas se obtiene la misma señal pero con la mitad de potencia y un desfase de $\pi/2$ entre éstas [37]. Cada salida del acoplador 1×2 se dirige por una rama del interferómetro, donde la superior sigue un tramo más largo respecto a la inferior debido al retardo dado por ΔL como se puede visualizar en la Figura 11. Ambas señales, denominadas E_A y E_B , ingresan al acoplador 3×3 , lo cual genera una combinación instantánea entre señales provenientes de distintas posiciones de la fibra separadas por ΔL , permitiendo así la comparación entre fases distintas de la señal de backscatter Rayleigh de manera directa. Para asegurar el óptimo batimiento de las señales, se suele agregar un PC (*polarization controller*) en uno de los caminos del interferómetro.

Las expresiones de los campos eléctricos E_A y E_B a la entrada del acoplador 3×3 provenientes desde dos puntos z_A y z_B , respectivamente, a lo largo de la fibra separados por un tramo ΔL como se indica en la Figura 11 en un instante t de medición se presentan en las ecuaciones (2.3.18)-(2.3.19) adaptadas desde [8],[37]:

$$E_A(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} E_{0A}(t, z) \exp[j(\omega_0 t + \phi_A(t, z) + \frac{\pi}{2})] \quad (2.3.18)$$

$$E_B(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} E_{0B}(t, z) \exp[j(\omega_0 t + \phi_B(t, z))] \quad (2.3.19)$$

con [7]:

$$\phi_B(t, z) = \phi_A(t, z) + \frac{2\pi n_{eff} \Delta L}{\lambda_0} + \Delta\phi(t, z) \quad (2.3.20)$$

donde E_{0A} y E_{0B} son las magnitudes de los campos eléctricos de la señal de backscatter, ϕ_A y ϕ_B son las respectivas fases intrínsecas en z_A y z_B , ω_0 es la frecuencia angular a la frecuencia f_0 del láser, n_{eff} es el índice de refracción efectivo de la fibra y λ_0 es la longitud de onda portadora. El coeficiente $1/\sqrt{2}$ y el desfase de $\pi/2$ corresponden a los efectos del acoplador 1×2 . En la ecuación (2.3.20) se puede apreciar que ϕ_B contiene a la fase ϕ_A , y además incluye el término $\frac{2\pi n_{eff} \Delta L}{\lambda_0}$ que representa la variación de fase producida por el retardo ΔL y el término $\Delta\phi$ que es el cambio de fase atribuido a la variación del índice de refracción Δn en el tramo $[z_A, z_B]$ descrito en la ecuación (2.3.5). En caso de no haber perturbación, $\Delta\phi$ es igual a cero y la diferencia entre ϕ_B y ϕ_A viene dada solo por la fase de la señal de backscatter Rayleigh que alcanza a variar desde z_A hasta z_B .

Finalmente, las salidas del acoplador 3×3 dependen no solo de la amplitud de los campos E_A y E_B sino

también de la diferencia de fase óptica entre éstos. La intensidad de la luz en cada salida del acoplador 3×3 tiene un tercio de las potencias de las entradas combinadas que se representa con el término $1/\sqrt{3}$, tal como se muestra en las ecuaciones (2.3.21)-(2.3.23) [20], las cuales son capturadas con tres fotodetectores idénticos para realizar la adquisición de datos.

$$I_1 = \left| \frac{1}{\sqrt{3}}E_A + \frac{1}{\sqrt{3}}E_B \exp(j\frac{2\pi}{3}) \right|^2 \quad (2.3.21)$$

$$I_2 = \left| \frac{1}{\sqrt{3}}E_A + \frac{1}{\sqrt{3}}E_B \right|^2 \quad (2.3.22)$$

$$I_3 = \left| \frac{1}{\sqrt{3}}E_A \exp(j\frac{2\pi}{3}) + \frac{1}{\sqrt{3}}E_B \right|^2 \quad (2.3.23)$$

Nótese que las salidas I_1 e I_3 tienen un corrimiento en fase de $2\pi/3$ de las señales E_B y E_A , respectivamente, también por efecto del acoplador 3×3 . Esta configuración otorga más precisión y mejor robustez al desvanecimiento de fase puesto que sus componentes son complementarias y nunca se anulan simultáneamente. Al desarrollar las expresiones (2.3.21)-(2.3.23), éstas se pueden escribir como:

$$I_1 = I_0 + M \operatorname{sen}(\Delta\varphi - \frac{2\pi}{3}) \quad (2.3.24)$$

$$I_2 = I_0 + M \operatorname{sen}(\Delta\varphi) \quad (2.3.25)$$

$$I_3 = I_0 + M \operatorname{sen}(\Delta\varphi + \frac{2\pi}{3}) \quad (2.3.26)$$

De lo anterior, se tiene que $I_0 = \frac{1}{6}(E_{0A}^2 + E_{0B}^2)$, $M = \frac{1}{3}(E_{0A}E_{0B})$ y $\Delta\varphi = \phi_B - \phi_A$, donde este último representa la diferencia de fase de la señal de backscatter Rayleigh entre z_A y z_B que contiene la información de interés $\Delta\phi$ para determinar Δn .

Posteriormente, la demodulación de las trazas capturadas en cada canal se termina de realizar a través de un procesamiento con operaciones matemáticas sencillas. Sean las señales S_A , S_B y S_C la representación digitalizada de las señales I_1 , I_2 e I_3 , donde el orden puede variar a favor de la eliminación de los posibles efectos de flujo continuo por asimetría en el acoplador o por diferencias en los canales de detección y adquisición. Con éstas, se obtienen las señales I y Q según indican las ecuaciones (2.3.27)-(2.3.28) necesarias para reconstruir la amplitud y fase del campo eléctrico de la señal de backscatter Rayleigh [20].

$$S_I = -\frac{1}{2}S_A + S_B - \frac{1}{2}S_C \quad (2.3.27)$$

$$S_Q = -\frac{\sqrt{3}}{2}S_A + \frac{\sqrt{3}}{2}S_C \quad (2.3.28)$$

Al aplicar la función de arcotangente ($\Delta\varphi = \tan^{-1}(S_Q/S_I)$), se obtiene la señal diferencial de fase óptica relativa a cada posición de la fibra, a diferencia de los dos sensores coherentes anteriormente revisados donde el resultado corresponde a la fase instantánea y debe ser transformada a diferencial digitalmente con un gauge length a elección. Para este caso ese paso ya se ha realizado con el interferómetro de manera análoga utilizando un gauge length fijo determinado físicamente por ΔL , mas igualmente se debe considerar una etapa de phase-unwrapping.

Como se menciona previamente, la eficacia del batimiento de las señales en el acoplador 3×3 se ve afectada por la polarización de los campos eléctricos E_A y E_B . Si las polarizaciones son ortogonales, no ocurre interferencia y se anula el patrón interferométrico en la salida, generando desvanecimientos a lo largo de la traza. Una alternativa para enfrentar este problema es añadir diversidad de polarización de las salidas, tal como se menciona para el sensor heterodino. No obstante, esto aumenta al doble la cantidad de fotodetectores necesarios, aumentando considerablemente el costo de la implementación. A su vez, otra técnica de detección consiste en utilizar un rotador de polarización de alta velocidad en

una de las ramas del interferómetro Mach-Zehnder que alterna la polarización de la señal óptica entre dos componentes ortogonales antes del batimiento con la otra rama, de cuyo resultado se construye un vector de campo ponderado. De esta manera, se asegura que toda interferencia entre dos puntos de la fibra van a producir un patrón interferométrico no nulo en la salida y la medición resultante presenta menos distorsión y más precisión [21], con el costo de reducir la capacidad dinámica del sensor DAS debido a que esta alternativa requiere promediar un gran número de trazas, lo cual disminuye considerablemente el ancho de banda acústico del sensor.

Por otra parte, el sensor DAS posee una elevada sensibilidad a los cambios de fase debido a que la detección se realiza directamente en el dominio óptico, lo cual lo hace más perceptivo a las variaciones del entorno, facilitando la detección de los cambios de temperatura o strain en la fibra. Por lo mismo, es recomendable mantener la etapa del detector interferométrico bajo aislación térmica para proveer de estabilidad al sistema y evitar fluctuaciones de las trazas por variaciones de temperatura que no provengan de la fibra de sensado, tal como se realiza en [8]. Sin embargo, también el ruido de la recepción puede ser una limitación en situaciones de baja SNR pues puede incrementar la aparición de errores en el proceso de phase-unwrapping. La estimación de este tipo de errores se ha estudiado recientemente en [20], en particular para la supresión de errores en el desenvolvimiento de fase, logrando proponer un método de solución aplicable a todos los sensores ϕ -OTDR basados en detección de fase.

Por último, cabe mencionar que es esperable que los enfoques de detección coherente presenten mejor SNR por tener niveles de potencia más altos, permitiéndoles ser más robustos ante el ruido del receptor. No obstante, al comparar el detector interferométrico con uno coherente, se tiene que en este último el ruido de fase del láser es más crucial ya que es más sensible ante las variaciones de fase al momento de generarse el batimiento con la señal del OLO. Esto implica mayores exigencias en el láser, el cual ya es costoso a causa de la alta coherencia requerida (dos veces el tamaño de la fibra de sensado), convirtiéndose en una limitación fundamental para este tipo de sensores basados en detección coherente [7].

3 Implementación de un sensor distribuido de vibraciones basado en intensidad

3.1 Configuración experimental

Se comienza por armar la primera parte de la implementación, correspondiente a la etapa de generación del pulso óptico que se enviará hacia la fibra de sensado. El diagrama que representa dicha etapa se muestra en la Figura 12.

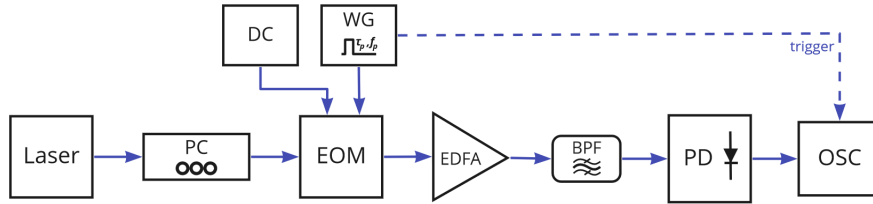


Figura 12: Diagrama de la etapa de creación del pulso óptico interrogador.

Describiendo el esquema, se tiene el láser que produce la señal óptica de intensidad continua con una portadora en $\lambda = 1550 \text{ nm}$. Esta señal es modulada en amplitud, para lo cual se utiliza un EOM (*Electro-optic modulator*) que es dependiente de la polarización de entrada, por lo que se debe poner un controlador de polarización (PC) previamente. A la salida del EOM se obtiene la señal en forma de pulsos, cuyo ancho τ_p y frecuencia de repetición f_p son controlados por un generador de señales (WG). La frecuencia de repetición debe ser tal que no se produzca superposición de señales de backscattering de diferentes pulsos a lo largo de la fibra de sensado. El punto de operación del EOM se ajusta con una fuente de voltaje continuo (DC). Para la amplificación se añade un EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*) seguido de un filtro pasa-banda (BPF) sintonizado en λ para filtrar el ruido ASE (*Amplified Spontaneous Emission*). A la salida del filtro se obtiene el pulso con la forma y potencia suficiente para conectarse a la segunda parte del esquema.

Por último, la señal obtenida se puede visualizar por medio de un fotodetector (PD), el cual convierte la luz incidente en voltaje mediante una relación lineal conocida, permitiendo así monitorear la señal óptica midiendo la señal eléctrica con un osciloscopio (OSC). La señal de trigger para sincronización es entregada por el WG.

Para comenzar a armar esta etapa se deben tener en cuenta los límites de potencia que soporta cada componente. Para ello se hace una caracterización previa de cada uno, pues esto permite conocer las pérdidas de inserción y estimar la potencia que se tiene en sus entradas y salidas al conectarlos. Como sistema de monitoreo se utilizan fotodetectores, ya que las señales ópticas no se pueden medir con instrumentos eléctricos. Por tanto, se mide la relación de potencia-voltaje en zona lineal de los PDs disponibles conectados al OSC, y, con esto, se puede conocer el nivel de potencia en tiempo real en cada punto del sistema, teniendo cuidado de no sobrepasar el máximo límite de potencia permitida (13 dBm máximo, -4.4 dBm para la saturación del PD utilizado en este trabajo). Para efecto de no poner en riesgo los PD, se usan atenuadores en sus entradas.

Sintonizando el láser con potencia de salida en su máximo de 13 dBm , y dado que las pérdidas del PC son del orden de 0.1 dB al igual que la de los conectores, entonces a la entrada del EOM se tiene poco menos de 13 dBm . El resto del esquema puede regular su nivel variando la corriente que circula por el EDFA, considerando que las pérdidas del EOM son de alrededor de 3.5 dB y las del BPF son de 3.2 dB . La potencia peak del pulso a la salida del BPF se configura en 25 dBm considerando un nivel de potencia permitido tal de no producir modulation instability en la fibra utilizada ($> 5 \text{ km}$) [38].

Para definir el ancho y la frecuencia de repetición de los pulsos es necesario tomar en cuenta el largo de la fibra, el cual en un comienzo es $L = 5,6 \text{ km}$, por lo tanto, de la ecuación (2.2.1) se define $f_p = 15 \text{ kHz}$. A su vez, el ancho de pulso utilizado en este sensor es de $\tau_p = 100 \text{ ns}$ para tener una resolución espacial de $w_p = 10 \text{ m}$ de acuerdo con la ecuación (2.2.2).

Luego de tener la primera parte del esquema se procede a armar el esquema completo, el cual se presenta en la Figura 13. Se puede apreciar que se añade un acoplador 99:1 (coupler) previo al fotodetector de la primera parte, el cual cumple la función de dividir la potencia que recibe entre su rama de 1%, donde se mantiene el monitoreo del pulso interrogador, y la rama de 99% que se conecta con el resto del sistema. El pulso es enviado a través de un circulador (CIRC) hacia la fibra de sensado de largo L e índice efectivo de refracción $n_{eff} = 1.468$ en λ (G.652D). La señal de Rayleigh backscattering se recibe en el puerto 2 del circulador y se redirige hacia su salida por el puerto 3.

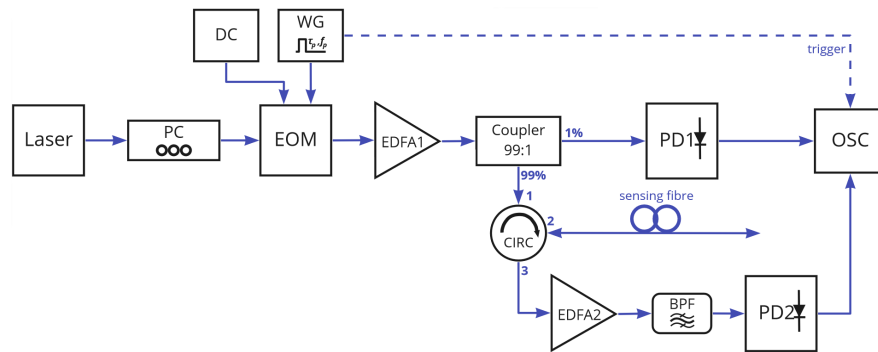


Figura 13: Diagrama de sensor distribuido de vibraciones basado en intensidad.

Para la recepción de la traza se añade otro EDFA, ante lo cual se debe reubicar el BPF a la salida de éste. Esto se determina según la posición en que el filtrado es más favorable. Por un lado, si se ubica el BPF después del EDFA1, se tiene el EDFA2 produciendo una significativa amplificación del ruido ASE presente en la traza, tornando imprescindible realizar un filtrado en este punto. Por otro lado, al ubicar el BPF a la salida del EDFA2, se puede filtrar el ruido ASE de la traza resultante sin producir una alteración mayor por su ausencia en la salida del EDFA1. Esto se explica según el hecho de que el piso de ruido a la salida del EOM es muy bajo, producto de su buena tasa de extinción ($\sim -40 \text{ dB}$), por lo que no se amplifica de manera considerable ni empeora la calidad del pulso.

Finalmente, el EDFA2 se ajusta para obtener un nivel de potencia apropiado de la traza para realizar la demodulación. En este caso se configura para obtener una potencia promedio de al menos -10 dBm a la salida de BPF y operar en el rango lineal del fotodetector.

Ajustando el EOM en su punto de operación y el largo de los pulsos se logra visualizar en el OSC un pulso y una traza como los que se muestran en las Figuras 14(a) y 14(b), respectivamente. Usando la respuesta “mV - mW ópticos” de cada fotodetector, se convierte la señal de voltaje en señal de intensidad, donde el factor de conversión se determina empíricamente para cada PD, siendo aproximadamente 5000 [mV/mW] en el rango de operación lineal de cada uno ($< -4.4 \text{ dBm}$). Cabe señalar que el nivel de intensidad óptica incluye atenuadores en las entradas de los PDs.

El monitoreo que se hace con PD1 no solo permite conocer la forma del pulso que se envía hacia la fibra de sensado, sino que también, conociendo la relación fija de potencia entre la entrada de PD1 y el puerto 2 del circulador, se puede predecir el nivel de potencia del pulso justo al comienzo de la fibra. Para medir esta relación se mide la potencia con fotodetectores solo en estos dos puntos para una potencia continua de entrada

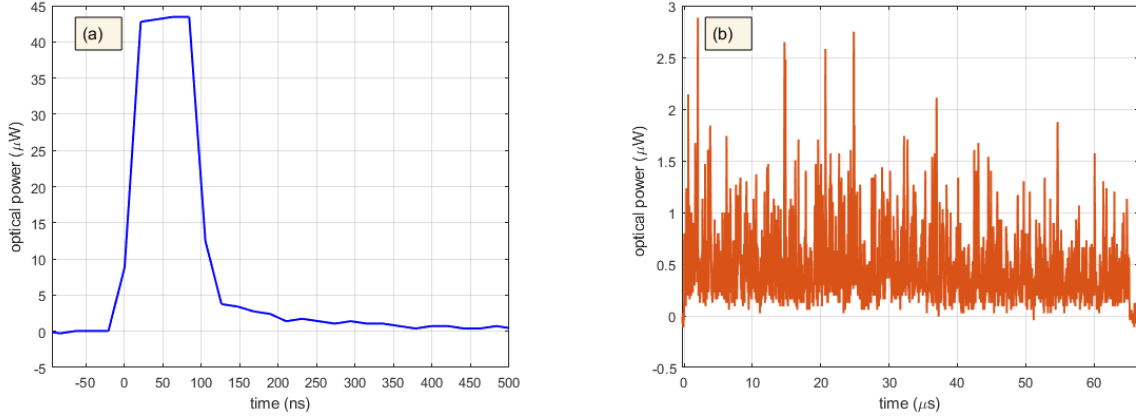


Figura 14: Ejemplo de (a) pulso óptico que interroga la fibra, (b) traza de respuesta.

al acoplador, definiendo así el parámetro $\Delta = 43.1 \text{ dB}$ como la diferencia entre ambas cantidades. En el caso del pulso de la Figura 14(a), se tiene una potencia peak de $0.042 \text{ mW} \equiv -13.767 \text{ dBm}$, lo cual implica que el pulso de entrada a la fibra tiene una potencia peak de 29.3 dBm , donde se sitúa el nivel de potencia en el máximo permitido para no producir modulation instability. De sobrepasar este límite, se comienza a observar distorsión de las trazas ϕ -OTDR.

3.2 Resultados preliminares

Para conocer el desempeño del sensor DVS implementado es necesario aplicar una perturbación a la fibra de sensado cuya frecuencia, magnitud y posición se pueda manipular. Para este propósito, el sistema montado en el laboratorio consiste en un tramo de fibra óptica de $L_t = 60 \text{ m}$ enrollado en un tarro de aluminio de diámetro 10 cm y altura 11 cm , el cual se ubica sobre la salida acústica de un parlante. La frecuencia y el voltaje de la vibración se regula a través de su alimentación. Luego, este tramo de fibra se puede unir al rollo de la fibra de sensado de $5,6 \text{ km}$ descrito, tanto al comienzo como al final de ésta. Se debe cumplir que $L_t \geq w_p$ para que la resolución espacial del sensor sea menor que la zona perturbada.

La idea principal de la medición es capturar un conjunto de trazas consecutivas y construir un arreglo con información espacio-temporal, es decir, que dé cuenta de la evolución temporal de cada punto de la fibra, con un muestro a la frecuencia de repetición de cada pulso como se visualiza en la Figura 15. De esto se desprende que la perturbación más rápida a detectar en la fibra está limitada por la frecuencia de Nyquist $f_N = \frac{f_p}{2} = 7500 \text{ Hz}$, la cual define el ancho de banda acústico del sensor DVS implementado.

El período de muestreo temporal corresponde a $T_p = \frac{1}{f_p} = 66.67 \mu\text{s}$. A su vez, existe un período de muestreo espacial dado por las características del osciloscopio que se denomina T_m y puede variar según la ventana de tiempo muestreada. Se cumple que $T_m \ll T_p$. La tasa de muestreo del osciloscopio determina además la resolución de lectura espacial d_m dada por la ecuación (3.2.1), la cual debe ser más corta que la resolución espacial determinada por el ancho del pulso:

$$d_m = \frac{cT_m}{2n_{eff}} \quad (3.2.1)$$

donde se debe cumplir que $d_m < w_p$. Con la ecuación (3.2.1) se hace la conversión del vector de tiempo al vector de distancia para observar las características espaciales.

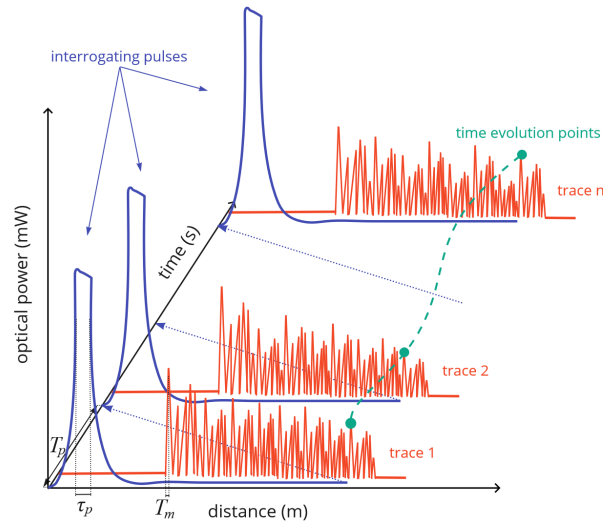


Figura 15: Representación de trazas consecutivas en arreglo de distancia vs. tiempo.

Dado que este esquema solo permite recuperar la frecuencia de la perturbación, la herramienta útil para la demodulación es la Transformada Rápida de Fourier (FFT). Al calcular la FFT de cada punto de la traza a lo largo del tiempo se obtiene una representación de distancia vs. frecuencia en la cual es posible apreciar visiblemente la oscilación del rollo de fibra. Se puede entender comprendiendo que cada punto que oscila dentro de la fibra se comporta como una señal modulada y la FFT permite extraer los componentes de frecuencia de la señal moduladora asociada a cada posición.

Bajo un caso ideal debería obtenerse solo componentes en frecuencia de la FFT en un tramo similar a L_t en la posición que se aplique la perturbación a la frecuencia correspondiente. Sin embargo, existen limitaciones a considerar para obtener un buen resultado. Por una parte, se tiene que si la tasa de extinción del láser no es suficientemente alta, se pierde la localización de la perturbación y, al aplicar la demodulación, se pueden ver restos de energía a lo largo de toda la fibra por efecto de la componente continua que logra propagarse. Una tasa de extinción adecuada va a depender de la longitud L de la fibra, pues mientras más larga sea la fibra de sensado, más notorio será este efecto debido a la interferencia del Rayleigh backscattering generado por la parte continua que no se extingue perfectamente en la generación del pulso. Por lo tanto, para utilizar un largo de fibra mayor es necesario tener una modulación de pulso con alta tasa de extinción.

Por otra parte, la respuesta del sistema no es lineal, por lo que además se presentan múltiplos de la frecuencia fundamental de perturbación. Dado que no se conoce cómo varía el comportamiento del actuador que perturba la fibra ante distintas vibraciones, no se puede eliminar la aparición de armónicas de manera preventiva. En algunos de los casos presentados a continuación, se puede apreciar que existe una disminución de la magnitud de las armónicas al bajar el voltaje de perturbación pero que no se logran atenuar totalmente. Sin embargo, debido a la respuesta no-lineal del sensor, no es posible saber si este efecto es debido a la respuesta del sensor o a una respuesta no-lineal del sistema mecánico que hace vibrar la fibra. Se observa que la reducción de la magnitud de la perturbación conlleva un debilitamiento de la SNR de la fundamental.

Cabe mencionar que en las mediciones se pueden encontrar dos tipos de ruidos principalmente. Uno de estos es denominado ruido de fase y proviene de las fluctuaciones de fase del láser en torno a la longitud de onda central. Asimismo, otra fuente de ruido corresponde a cambios en las condiciones externas que afectan a la fibra, como fluctuaciones térmicas lentas u otras variaciones (inestabilidades térmicas) que no corresponden a la perturbación que se busca medir.

El primero de ellos puede modelarse como un ruido gaussiano de varianza igual a cero que solo tiene componentes dentro del ancho de línea del láser ($< 1 \text{ kHz}$) y para compensarlo se puede utilizar promediados de trazas, pero igualmente no afecta gravemente la detección de la perturbación. A su vez, el segundo tipo de ruido contiene componentes de solo baja frecuencia, ante lo cual se añade una etapa de eliminación del nivel continuo de cada traza en la demodulación de manera digital.

Para las pruebas realizadas se comienza por enviar un pulso de 100 ns con potencia peak de 30 dBm al inicio de la fibra de sensado tal que sea suficientemente alto para tener buena SNR pero no producir efectos no-lineales en la fibra. La perturbación es aplicada en los primeros $L_t = 60 \text{ m}$ de fibra y corresponde a una sinusoidal con amplitud $V_t = 0.1 \text{ Vpp}$ y frecuencia $f_t = 105 \text{ Hz}$. Al coleccionar la señal óptica resultante de las reflexiones en PD2, se capturan $n = 1000$ trazas consecutivas, cuya superposición espacial para una de las mediciones típicas obtenidas se puede visualizar en la Figura 16(a) donde se visualiza un tramo inicial de 400 m de la fibra de sensado. Del arreglo espacio-temporal construido con éstas, se obtiene la representación de FFT para cada posición de la fibra como se muestra en la Figura 16(b).

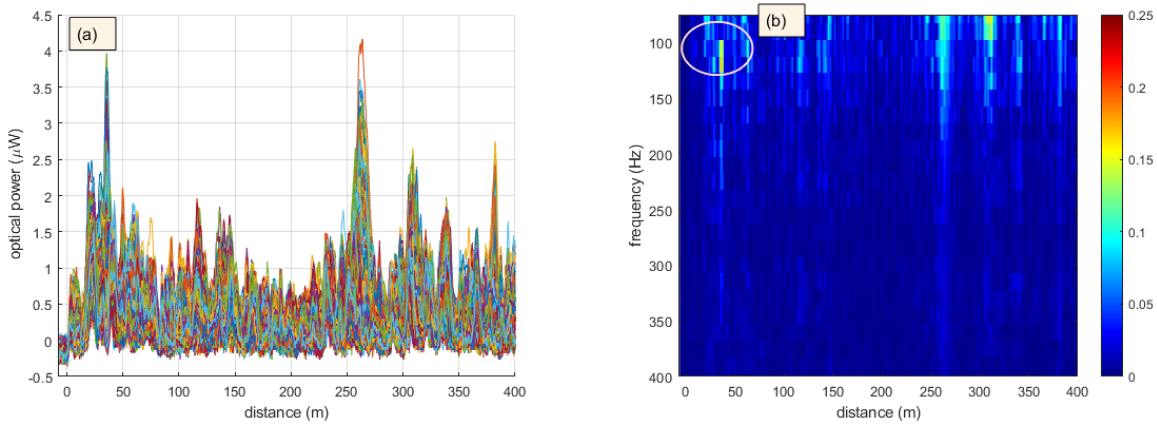


Figura 16: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100 \text{ ns}$ para perturbación de $V_t = 0.1 \text{ Vpp}$ y $f_t = 105 \text{ Hz}$ en los primeros $L_t = 60 \text{ m}$ de fibra. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

En este caso, la zona perturbada corresponde a la posición entre 10 y 70 m y se puede observar que, a la frecuencia $f_t = 105 \text{ Hz}$ sí se obtiene energía en dicho tramo pero es bastante tenue y desaparece, sumado a que también se replica en otros puntos fuera de la perturbación. Para ver en detalle el comportamiento a la frecuencia de interés, se presenta la magnitud de la FFT como función de la distancia para la frecuencia de 105 Hz en la Figura 17, donde se puede apreciar claramente que no es posible hacer la detección más que de un punto en la posición de 43 m .

De la medición presentada se pueden evidenciar algunos de los problemas mencionados anteriormente. Por una parte, se puede ver ruido de fase al tener una traza poco coherente en la Figura 16(a), lo cual se relaciona con la poca definición de los peaks en la traza, es decir, la baja repetibilidad de la traza. Por otra parte, se alcanza a apreciar el ruido de bajas frecuencias en la Figura 16(b) y, principalmente, la imposibilidad de distinguir correctamente la localización de la perturbación, pues hay componentes fuera de la zona perturbada. El origen del problema radica, por una parte, en la baja tasa de extinción del modulador utilizado, mientras que también cabe mencionar que el ancho de línea del láser (300 kHz [39]) es muy grande para garantizar alta coherencia de las trazas ϕ -OTDR. Para enfrentar estos impedimentos, se realizan las optimizaciones del sistema que se describen en la siguiente sección.

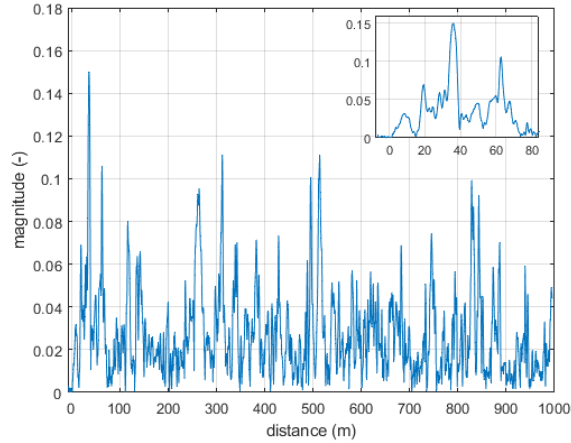


Figura 17: Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.

3.3 Mejoramiento de configuración experimental

Luego de completar las primeras mediciones es necesario realizar cambios en la implementación para lograr mejores resultados. En primer lugar, se sustituye el láser por otro con menor ancho espectral ($< 1 \text{ kHz}$). Esta característica se traduce en una mayor coherencia de la señal portadora, y por tanto, la traza ϕ -OTDR se vuelve más estable.

Al caracterizar el nuevo láser se tiene un rango de potencia lineal de salida entre 10.44 dBm y 14.77 dBm . Considerando que el máximo permitido a la entrada del EOM es de 20 dBm , se puede situar la potencia inicial dada por el láser en 14.77 dBm . Con esto el EDFA1 tiene una mayor potencia de entrada permitiendo una mayor saturación del amplificador, lo que reduce el nivel de ruido ASE a la salida.

Se repite la prueba para este nuevo escenario, utilizando un pulso de $\tau_p = 100 \text{ ns}$ para interrogar la fibra de largo $L = 5.6 \text{ km}$, produciendo una perturbación de amplitud $V_t = 0.1 \text{ Vpp}$, frecuencia $f_t = 105 \text{ Hz}$ y largo $L_t = 60 \text{ m}$ al inicio de la fibra. Se capturan nuevamente $n = 1000$ trazas consecutivas, de las cuales se muestran los primeros 400 m en la Figura 18(a), y se calcula la FFT como función de la distancia que se muestra en la Figura 18(b).

Para este caso es notable la mejora obtenida en las trazas ϕ -OTDR, las cuales son más estables como muestra la Figura 18(a). Esto representa una mejora significativa con respecto a la estabilidad de la Figura 16(a). La estabilidad se puede apreciar en el hecho de que bajo la repetición de 1000 trazas la forma se mantiene similar y la superposición de éstas resulta muy precisa. No obstante, en la Figura 18(b) no se logra el objetivo esperado de ver componentes notoriamente entre 0 y 60 m a la frecuencia $f_t = 105 \text{ Hz}$, a pesar de haber mucho menos ruido que en la Figura 16(b).

Un factor importante a considerar es la posición del tarro en el sistema de la perturbación. Se comprueba de manera experimental que si el tarro se ubica horizontalmente sobre el parlante, la transmisión de la vibración es más efectiva que en posición vertical. Por lo tanto, entre los mejores resultados, se obtiene la medición de la Figura 19 con el tarro en la posición óptima de transmisión de la vibración desde el parlante.

Con el resultado de la Figura 19(b), se logra ver el efecto notorio de la mejora aplicada al cambiar el láser por uno de menor ancho espectral. Mientras se aprecia una traza bastante estable, también se obtiene una clara localización de la perturbación, con poca energía fuera de la zona correspondiente, excepto por la aparición

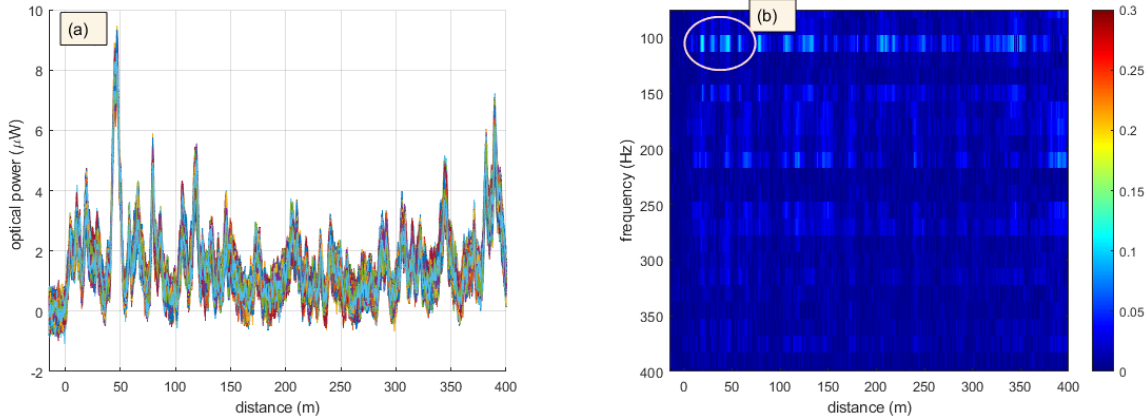


Figura 18: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los primeros $L_t = 60m$ de fibra, posterior a la sustitución del láser. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

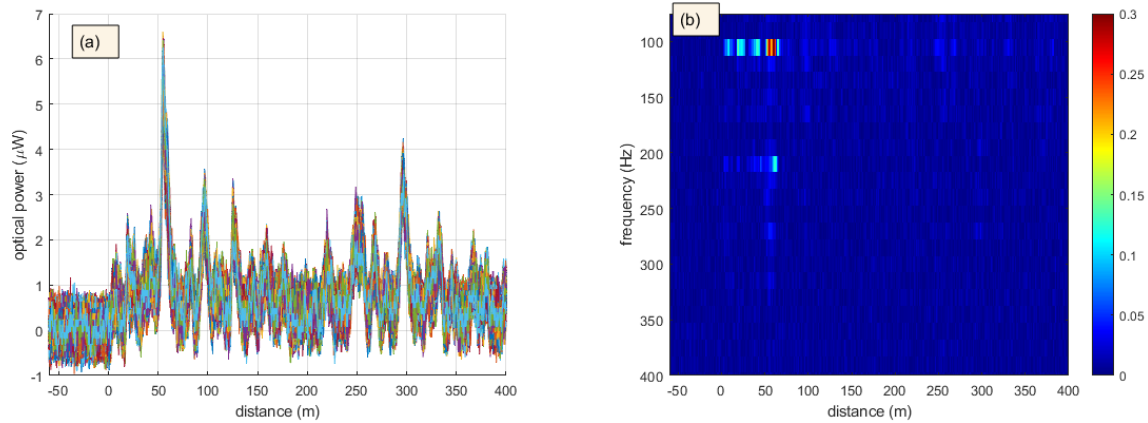


Figura 19: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los primeros $L_t = 60m$ de fibra, posterior a optimización mecánica de la vibración. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

de una armónica en la frecuencia de $210 Hz$.

Posteriormente, para mejorar la tasa de extinción de los pulsos ópticos enviados en la fibra de sensado se utilizan dos EOMs en cascada. Esta implementación en cascada permite interrogar mayores distancias para obtener una detección localizada de la perturbación. Utilizar solo un EOM tiene mejor desempeño cuando la fibra es más corta, lo cual es verificado experimentalmente para una distancia de $500 m$ obteniendo una buena localización de la perturbación, lo cual se debe a que, al tener menor integración en el espacio, hay menor reflexión de la componente continua desde los puntos de la fibra que no son perturbados, resaltando así la zona que sí es perturbada. Al tener cada EOM una tasa de extinción cercana a $40 dB$, se puede llegar a obtener un valor estimado de $80 dB$ por la configuración completa, sin considerar pérdidas por conexión.

Para conectar los EOM, uno seguido del otro, es necesario encontrar el punto de operación de cada uno por

separado. Por lo tanto, sin desconectar la parte eléctrica del EOM pre-existente, se quita del esquema y, en su lugar, se ubica un nuevo EOM para ser ajustado con su entrada DC. A su vez, se toma la precaución de configurar el pulso de éste a la misma frecuencia de repetición f_p (definida por el largo de la fibra), pero con un ancho temporal levemente superior a τ_p para asegurar que no afecte los cantos de subida y bajada del primero. Luego, se ubican en cascada dentro del esquema y, con esto, ya se puede visibilizar la traza más estable. Si se requiere, se corrigen los valores de voltaje DC de cada uno con el objetivo de optimizar el punto de operación de cada EOM y así mejorar la estabilidad de la traza ϕ -OTDR.

En este paso también se repite la prueba anterior bajo las mismas condiciones, pero se varía levemente el largo de la fibra y se reajusta la frecuencia de repetición del pulso. A partir de este caso, se utiliza $L = 6.6 \text{ km}$ y $f_p = 12 \text{ kHz}$. Por su parte, se mantiene el ancho del pulso en $\tau_p = 100 \text{ ns}$ y las características de la perturbación, $V_t = 0.1 \text{ Vpp}$, $f_t = 105 \text{ Hz}$ y $L_t = 60 \text{ m}$, al inicio de la fibra de sensado. Los resultados de capturar $n = 1000$ trazas se presentan en la Figura 20(a).

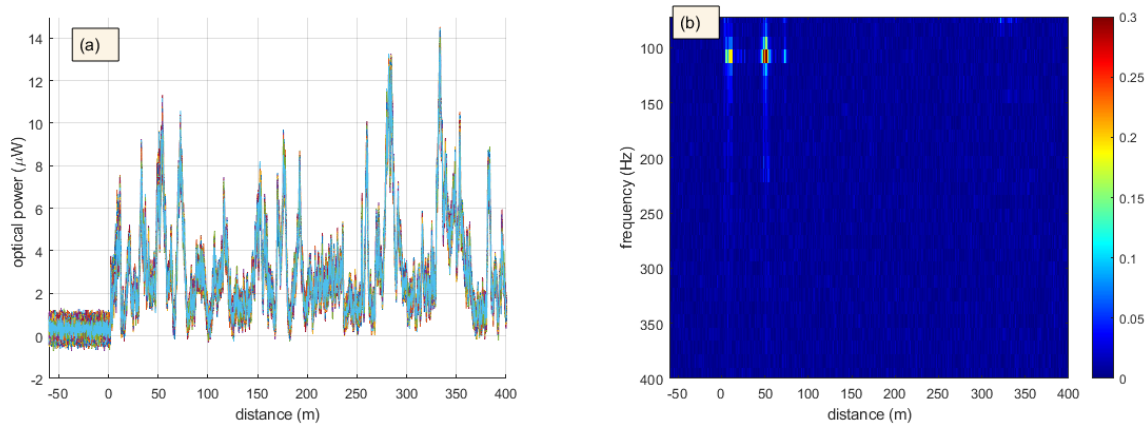


Figura 20: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100 \text{ ns}$ para perturbación de $V_t = 0.1 \text{ Vpp}$ y $f_t = 105 \text{ Hz}$ en los primeros $L_t = 60 \text{ m}$ de fibra, posterior a la adición de un EOM en cascada. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

En la Figura 20(b) se pueden ver claramente los tramos perturbados de la fibra, con la particularidad de que solo se marcan los extremos de esta, lo cual puede deberse a la respuesta mecánica del tarro ante la vibración aplicada. Este fenómeno no se había visualizado en los casos anteriores, y se estima que puede deberse a la mayor exactitud y visualización que permite la modificación adoptada. No obstante, se puede ver con la FFT calculada en cada posición de la fibra que la frecuencia y posición de perturbación son evidentes frente al resto de frecuencias y otros puntos de la fibra.

Respecto a esta última prueba se presenta la Figura 21, donde también se puede ver el mejoramiento respecto a la Figura 17, con una mayor SNR y una mejor definición del tramo perturbado a la frecuencia de 105 Hz . A partir de este gráfico es posible determinar que la vibración se encuentra entre la posición 5 y 75 m, lo cual es levemente mayor al largo nominal $L_t = 60 \text{ m}$ utilizado e indica la posición más exacta donde se aplica la perturbación.

Dicho lo anterior se presenta el esquema completo con las transformaciones realizadas en la Figura 22. En esta, se puede observar la sustitución del láser y la adición de un EOM2 posterior al que se usaba en la implementación anterior. Es importante señalar que la alimentación DC es independiente entre EOMs, mientras que la señal de RF de ambos proviene desde el mismo generador, es decir, comparten el trigger. Sin embargo, a pesar de tener señales sincronizadas, el retardo es distinto en cada uno para compensar el retardo

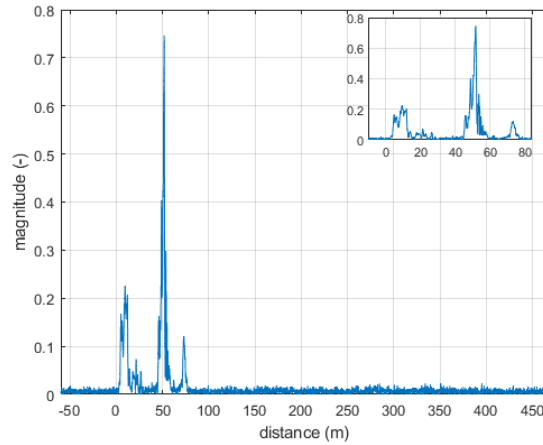


Figura 21: Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.

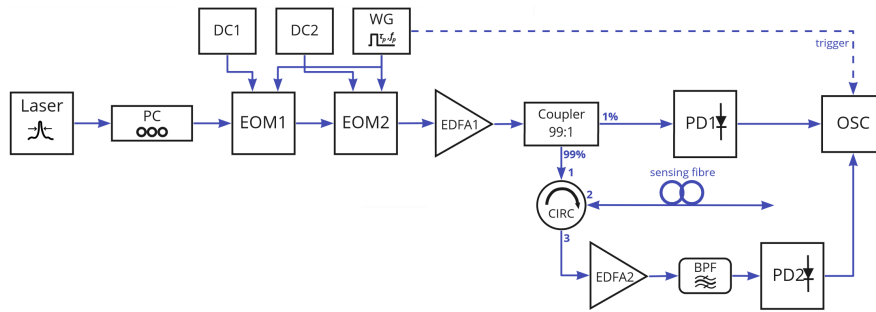


Figura 22: Diagrama de Sensor Distribuido de Vibraciones basado en Intensidad mejorado.

de propagación de la luz entre el primer y segundo EOM, por lo cual se agrega un desfase al segundo pulso para así hacerlo coincidir con el primero.

Por otra parte, si bien ambos EOMs son dependientes de la polarización de entrada, basta con utilizar solo un controlador de polarización a la entrada del primero, pues sus terminales están construidos con fibra mantenedora de polarización y están alineados en el mismo eje.

Nótese que con la implementación mejorada (es decir, con un láser más estrecho y un doble EOM), se logra un nivel de detección superior a la versión anterior debido a una mejor coherencia del láser (lo cual reduce el ruido de fase del sistema) y a una mayor tasa de extinción del pulso óptico. Por lo tanto, se procede a probar el desempeño del sensor bajo distintos escenarios en la siguiente sección.

3.4 Resultados en diferentes escenarios

Seguidamente al mejoramiento de la implementación del sensor expuesto en la sección anterior con la perturbación al comienzo de la fibra de sensado (ver Figura 20), se procede a realizar una detección al final, esto es, ubicando el sistema de perturbación posterior al rollo de fibra, el cual vuelve a ser de $L = 6.6 \text{ km}$. El objetivo de realizar esta prueba es probar el desempeño del sensor para una detección en la posición de la fibra con peor SNR, pues en el último tramo de la fibra la atenuación sufrida por el pulso y Rayleigh backscattering es mayor, resultando en una menor SNR.

Por lo tanto, se repite la prueba manteniendo las condiciones del pulso con $\tau_p = 100 \text{ ns}$ y $f_p = 12 \text{ kHz}$, y de la perturbación con $V_t = 0.1 V_{pp}$, $f_t = 105 \text{ Hz}$ y $L_t = 60 \text{ m}$ pero ubicada al final de la fibra. Se genera la captura de $n = 1000$ trazas y en las Figuras 23(a)-(b) se muestran los últimos 400 m de la fibra.

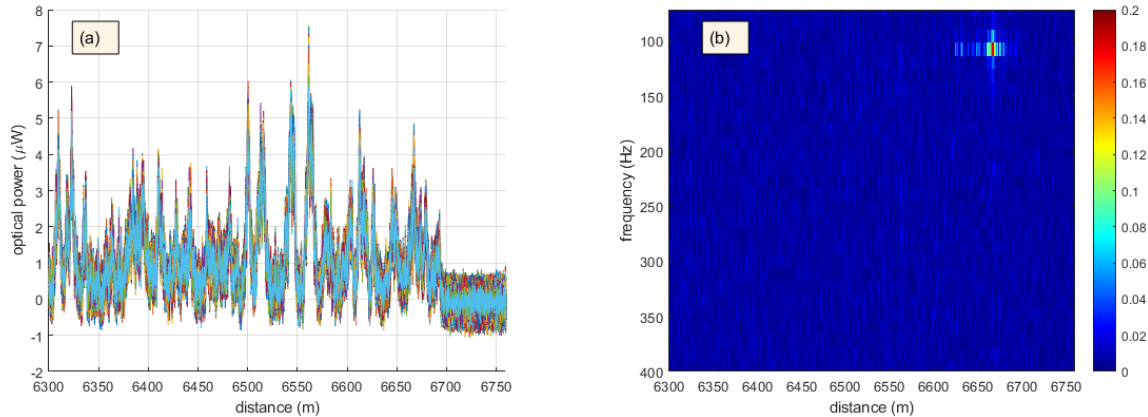


Figura 23: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100 \text{ ns}$ para perturbación de $V_t = 0.1 V_{pp}$ y $f_t = 105 \text{ Hz}$ en los últimos $L_t = 60 \text{ m}$ de fibra a una distancia de 6642 m , posterior al mejoramiento del esquema. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

A partir de la Figura 23(b) se puede concluir que el sensor es efectivo en la identificación de la posición de la perturbación y de la frecuencia aplicada. Se puede observar que hay componentes en el tramo esperado pero tienen muy baja magnitud. En relación a ello, resulta más útil ver la magnitud de la FFT a la frecuencia aplicada de 105 Hz como función de la distancia como se puede ver en la Figura 24, donde se observa que la vibración se encuentra entre la posición 6625 m y 6695 m . Si bien no es exactamente una distancia igual al tamaño nominal de 60 m , el resultado es bastante similar como en el caso de la Figura 21 (mejor SNR) y la diferencia se puede deber a que el rollo de fibra perturbada sea levemente mayor al indicado.

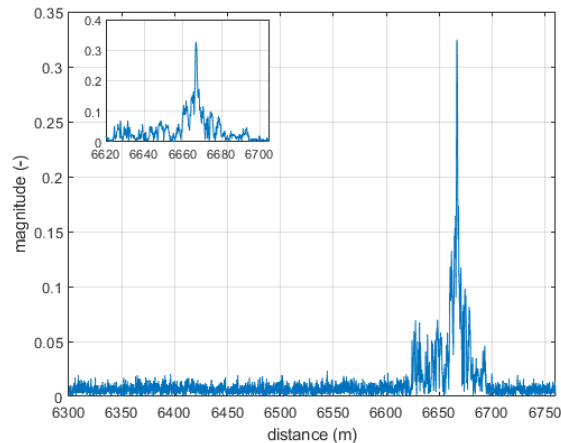


Figura 24: Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.

A partir del caso descrito anteriormente se puede extender la eficacia del sensor hacia los puntos intermedios de la fibra, pues una perturbación al final representa el peor escenario debido a un nivel de atenuación mayor

de la traza ϕ -OTDR (peor SNR). Una alternativa estudiada a continuación para enfrentar esta penalidad de *mayor alcance - peor SNR* de la detección es la de aumentar la magnitud de la vibración que perturba la fibra. No obstante, se debe tomar en cuenta la respuesta intrínsecamente no-lineal del sensor DVS, como se explica en el capítulo anterior, a lo cual puede sumarse una no-linealidad mecánica dada por el sistema de perturbación utilizado.

El ejercicio consiste en realizar pruebas para distintos valores de V_t , los cuales modifican la amplitud de la vibración mecánica, y así comparar el comportamiento de la detección. Para ello se realiza la interrogación de la fibra de largo $L = 6.6 \text{ km}$ con un pulso de ancho $\tau_p = 100 \text{ ns}$ a una frecuencia de repetición $f_p = 15 \text{ kHz}$. La perturbación es la misma en cada caso, y corresponde a una sinusoidal con frecuencia $f_t = 105 \text{ Hz}$ sobre un tramo de $L_t = 60 \text{ m}$ al final de la fibra, y solo varía la amplitud del voltaje entre los valores 0.2, 0.6 y 1.0 V_{pp} . Luego, la representación obtenida para $n = 1000$ trazas se puede ver en la Figura 25(a)-(c) para cada valor de V_t , respectivamente.

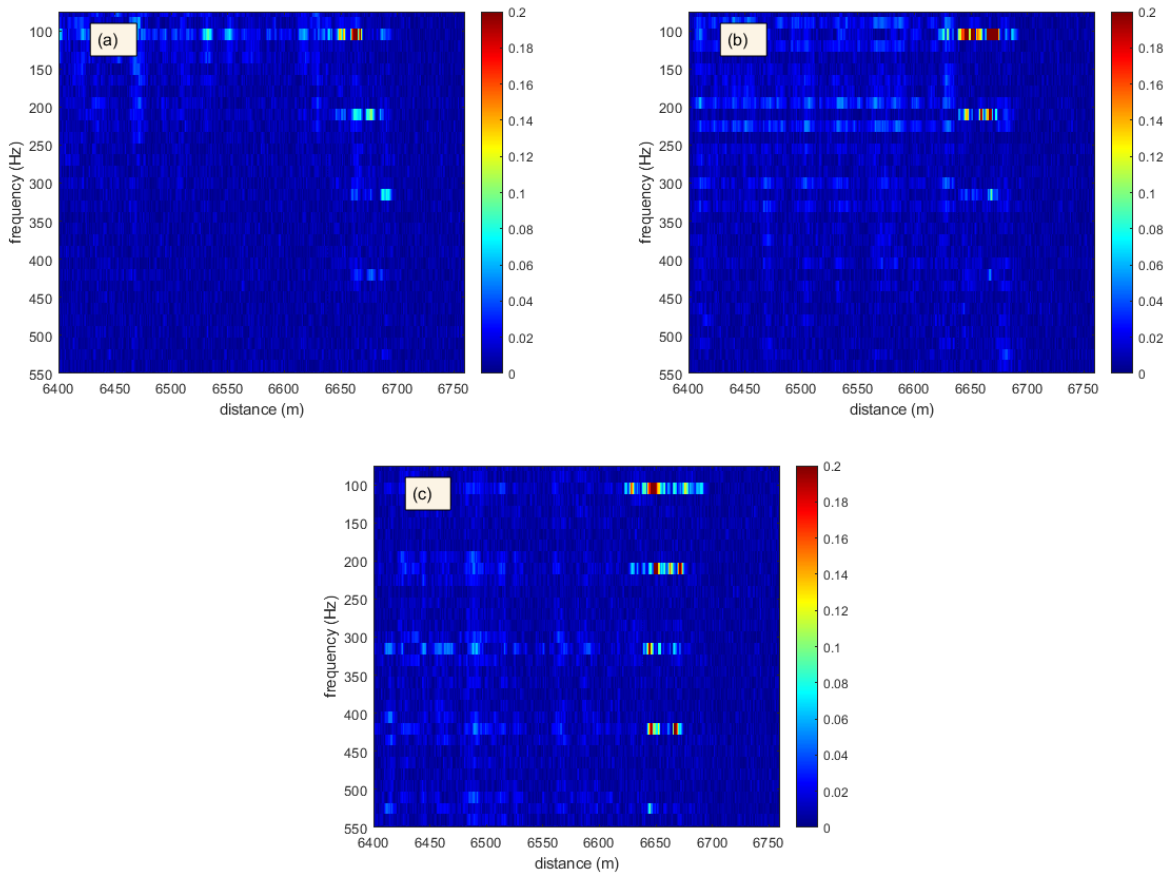


Figura 25: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100 \text{ ns}$ para perturbación mecánica a la frecuencia $f_t = 105 \text{ Hz}$ en los últimos $L_t = 60 \text{ m}$ de fibra a una distancia de 6642 m obtenida con (a) $V_t = 0.2 \text{ V}_{pp}$, (b) $V_t = 0.6 \text{ V}_{pp}$ y (c) $V_t = 1.0 \text{ V}_{pp}$.

A partir de la FFT calculada en cada posición de la fibra para cada caso, se puede reconocer primeramente un incremento evidente en la cantidad de armónicas con el aumento de la magnitud de la perturbación. En el primer caso (Figura 25(a)), el voltaje aplicado no es suficiente para cubrir todo el tramo de $L_t = 60 \text{ m}$

de manera clara, además que deja ver la presencia de múltiplos de f_t de baja magnitud. En el segundo caso (Figura 25(b)), se puede distinguir mucho mejor el tramo perturbado, no obstante, la aparición de las armónicas es más evidente. En el último caso (Figura 25(c)) es donde se presenta la mayor cantidad de múltiplos de la fundamental y se logra ver hasta el quinto armónico para cierto punto de la fibra. Sin embargo, también se puede notar que la energía no es homogénea espacialmente ni en el eje de las frecuencias. De hecho, el tramo que contiene la energía de la vibración tiende a ser de menor longitud para armónicas mayores y los máximos espaciales cambian de posición.

Para conocer la raíz del comportamiento observado en frecuencia es pertinente observar la variación temporal efectuada por los puntos de la fibra. A modo de ejemplo, se obtiene el gráfico de la evolución en el tiempo para la posición 6664 m, la cual está dentro de la zona perturbada, y se muestra en la Figura 26 para cada valor de V_t analizado.

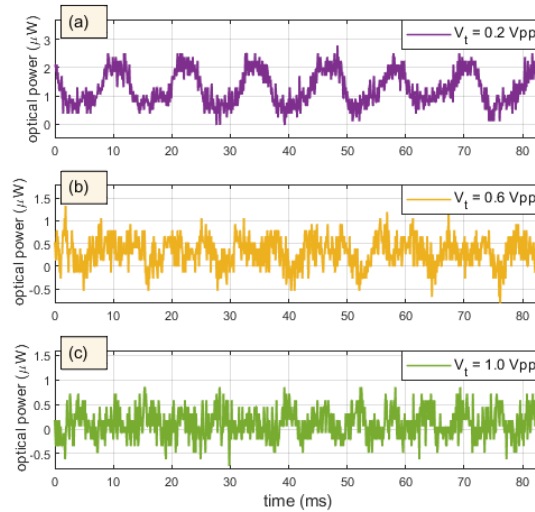


Figura 26: Secuencia temporal de la medición a la distancia de 6664 m.

Como se aprecia en la Figura 26, el mismo punto de la fibra presenta distintos comportamientos según la amplitud de la vibración mecánica. Para $V_t = 0.2 Vpp$ se alcanza a reconocer la cantidad de períodos esperados para una frecuencia de perturbación $f_t = 105 Hz$: ~ 7 períodos. Esto no sucede para los casos de $V_t = 0.6 Vpp$ y $V_t = 1.0 Vpp$, donde se pueden ver efectos de frecuencias superiores a la fundamental y deformaciones de las secuencias temporales. El resultado de la Figura 26 es congruente con lo que muestra la Figura 25 donde la respuesta ante un aumento de la amplitud de la vibración mecánica es no-lineal. Para evidenciar esto, se extrae el comportamiento espectral de la FFT en el mismo punto de interés desde las representaciones de la Figura 25. La comparación gráfica entre los tres casos se presenta en la Figura 27 para los cinco primeros múltiplos de la frecuencia fundamental en la misma posición de la fibra.

Como se puede ver en la Figura 27, la aparición de armónicas no sucede de manera lineal ni muestra tener relación con la variación del voltaje de perturbación. Tal como se espera, para un punto determinado el menor voltaje tiene la mayor magnitud en la frecuencia fundamental, cuyo valor disminuye al aumentar V_t . A su vez, para un mismo voltaje se obtienen armónicas superiores de mayor tamaño que otras inferiores como se observa para $V_t = 0.6 Vpp$ y $V_t = 1.0 Vpp$, de lo cual no se puede determinar el criterio de la ocurrencia de éstas.

Por lo tanto, el ejercicio anterior demuestra que el sensor DVS tiene una respuesta no-lineal con respecto a

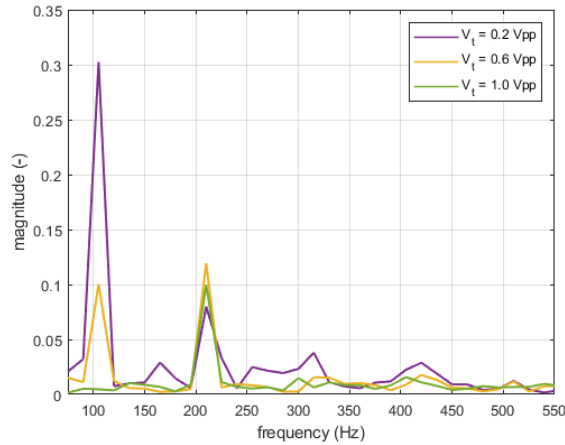


Figura 27: Magnitud de la FFT a la distancia de 6664 m.

la amplitud de las vibraciones. Como se explica en el capítulo anterior, el sensor DVS es sensible solo a la intensidad de la señal de backscatter Rayleigh, la cual es resultado de la suma de millones contribuciones de dispersiones individuales dentro de cada celda de resolución a lo largo de la fibra. Ante una perturbación, la suma del total de los campos eléctricos producidos por las múltiples reflexiones depende de la fase relativa entre éstos, lo cual produce una variación no-lineal de la magnitud resultante pero que sí es lineal con respecto al cambio de fase experimentado (ver Figura 4). Debido a esto, no es capaz de detectar la frecuencia de perturbación original sin potenciales errores inducidos por la presencia de armónicas y deformaciones de las señales temporales. Respecto a esto, es importante recordar que este sensor solo permite encontrar la frecuencia de perturbación mas no la forma de la deformación aplicada, por lo cual lo anterior representa una significativa desventaja frente a otros sensores mencionados en el capítulo anterior y aquel a estudiar en el capítulo siguiente.

Por otra parte, para corroborar que el efecto de la disminución de energía en torno al tramo perturbado no sea a causa de la frecuencia aplicada en relación a la respuesta mecánica del sistema, se obtiene una medición para una frecuencia de perturbación distinta. La medición se lleva a cabo para una perturbación de $V_t = 0.1 V_{pp}$ y $f_t = 300 Hz$ en un tramo de $L_t = 60 m$ al final de la fibra, bajo la interrogación de un pulso de ancho $\tau_p = 100 ns$ y frecuencia de repetición $f_p = 15 kHz$ a una fibra de largo $L = 6.6 km$. Se capturan y procesan $n = 1000$ trazas, cuyo resultado se presenta en la Figura 28(a).

En la Figura 28(b) se puede extraer que el tramo perturbado cubre un rango aproximado entre las distancias 0 y 60 m, lo cual se corresponde con el largo del tramo perturbado L_t , si bien la energía en este espacio no es uniforme ni bien definida. Esto puede deberse a la respuesta no-lineal del sensor, pero es suficiente para apreciar la posición y frecuencia esperados de la perturbación.

Si bien sería interesante investigar el rango de frecuencias en que el sensor tiene buena detección, se deja como desafío futuro y la evaluación del desempeño no profundiza en esa dirección. Se espera que el sensor pueda obtener una correcta detección de perturbaciones en el rango de frecuencias limitados teóricamente por el teorema de Nyquist ($f_p/2$). La conclusión que se rescata de la última prueba es que se mantiene el rango de detección para una vibración con frecuencia más alta comparada con aquellas estudiadas previamente, y que la distribución espacial de la vibración para las armónicas observadas en la Figura 25 varía independientemente de la frecuencia aplicada.

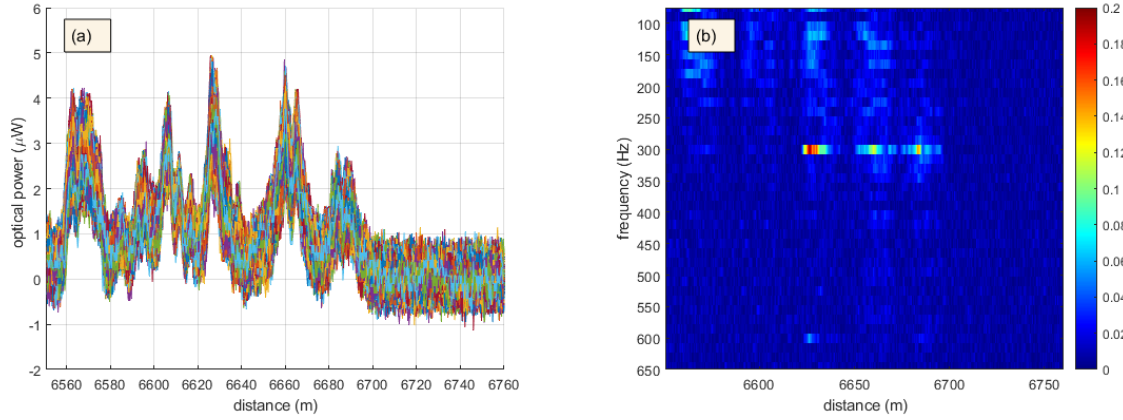


Figura 28: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 100ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 300Hz$ en los últimos $L_t = 60m$ de fibra a una distancia de 6642 m. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

Por último, se evalúa brevemente el desempeño del sensor para un pulso de menor ancho temporal. Se utiliza un pulso de ancho $\tau = 20 ns$, lo cual implica tener una resolución espacial de $w_p = 2 m$ y una disminución de la energía enviada hacia la fibra. Vale mencionar que la potencia peak del pulso a la entrada de la fibra se mantiene en $\sim 30 dBm$, debido a lo cual la corriente del EDFA1 se debe bajar levemente, pues un pulso más corto genera una distribución de la misma energía en menos tiempo en el proceso de amplificación. A su vez, la corriente del EDFA2 se aumenta levemente para aumentar el nivel de las trazas ϕ -OTDR pues la potencia de la señal de Rayleigh backscattering disminuye aproximadamente en un factor 5 ($\sim 7 dB$) debido al uso de un pulso más corto y, por tanto, la SNR es menor. Se realiza la interrogación de la fibra de largo $L = 6.6 km$ con el pulso de ancho $\tau_p = 20 ns$ a una frecuencia de repetición $f_p = 12 kHz$. Para una primera evaluación, la perturbación se coloca al comienzo de la fibra y tiene largo $L_t = 60 m$, frecuencia $f_t = 105 Hz$ y amplitud $V_t = 0.1 V_{pp}$. Se capturan $n = 1000$ trazas y se les aplica el mismo procesamiento utilizado previamente, lo cual se presenta en la Figura 29.

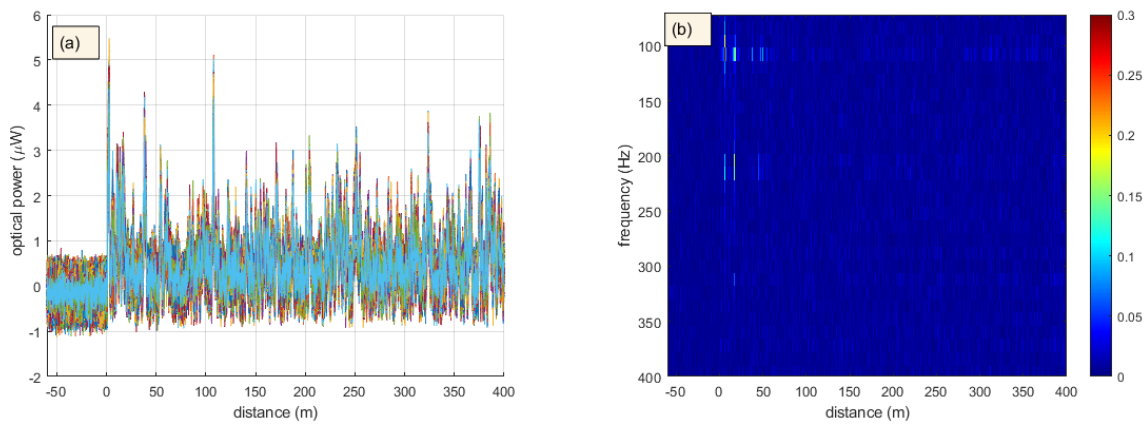


Figura 29: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los primeros $L_t = 60m$ de fibra. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

Notar que las trazas ϕ -OTDR de la Figura 29(a) tienen más ruido que en el caso anterior ya que al aumentar la amplificación del EDFA2 para un nivel de potencia de entrada bajo se produce mayor ruido ASE. Además, se puede ver que el nivel de potencia disminuye respecto al escenario de la Figura 20(a) por efecto del acortamiento del pulso. A su vez, con el resultado de la Figura 29(b) se aprecia que la amplitud de la vibración no es suficiente para resaltar el tramo perturbado de $L_t = 60 m$ completamente y, en su lugar, sólo muestra la primera parte del tramo en intervalos cortos.

Dado que sí logra detectar la frecuencia de perturbación correcta, se puede obtener el gráfico de la magnitud de la FFT para la frecuencia de $105 Hz$ versus distancia, lo cual se puede observar en la Figura 30.

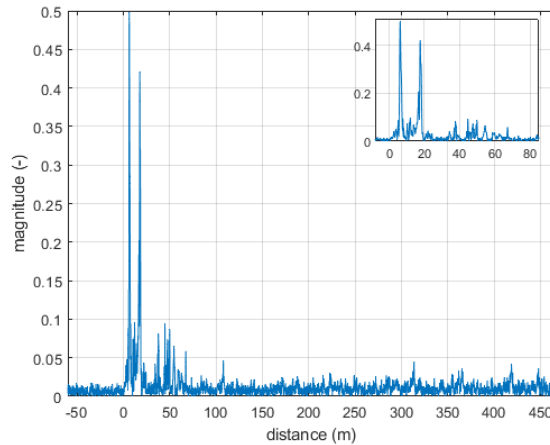


Figura 30: Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.

En la Figura 30 es posible ver que hay componentes de frecuencia en $105 Hz$ entre las posiciones 0 y $70 m$, aproximadamente, pero que se concentran mayoritariamente en el primer tercio de esta sección de fibra. Por otro lado, se puede notar componentes más angostas y concentradas que en el caso de los pulsos de $100 ns$ en la Figura 21, mejorando la resolución espacial. Esto tiene sentido considerando que un pulso más largo actúa como un filtro pasa-bajos al tener que promediar una ventana mayor de puntos, suavizando los cambios abruptos puntuales de la fibra.

A continuación se repite la prueba bajo las mismas condiciones pero con la perturbación colocada al final de la fibra, cuya representación se puede apreciar en la Figura 31. De esta forma, se puede conocer el desempeño para un pulso corto, que lanza menos energía a la fibra y contiene mayor ruido ASE, bajo una condición de baja SNR de la traza.

De la Figura 31(b) se pueden levemente distinguir pequeños tramos de baja magnitud en la zona de la perturbación, donde determinar la frecuencia aplicada se torna engorroso. Para observar el intervalo de la perturbación de mejor manera se genera la Figura 32, donde es posible visualizar la magnitud de la FFT versus distancia para la frecuencia $f_t = 105 Hz$ y sirve para estimar el tramo perturbado.

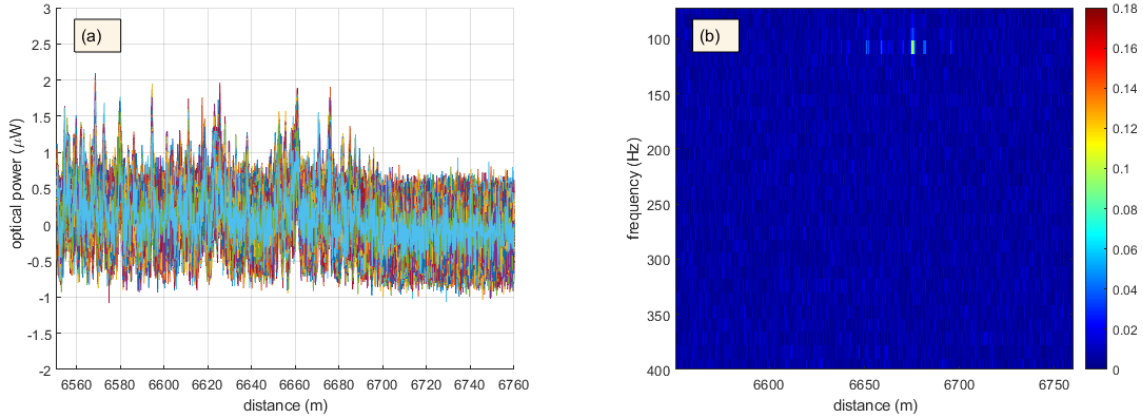


Figura 31: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los últimos $L_t = 60m$ de fibra a una distancia de $6642 m$. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

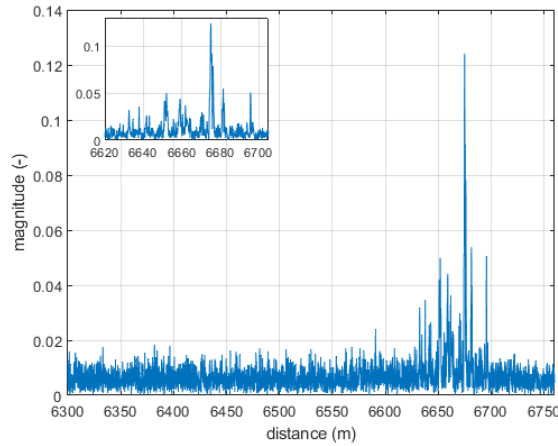


Figura 32: Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.

A pesar de esto, se puede apreciar que, bajo el escenario evaluado con una resolución espacial de $2 m$, el desempeño del sensor está al límite y se considera subir el valor de V_t . Por ende, se repite la prueba en las mismas condiciones, pero con $V_t = 0.5 V_{pp}$, lo cual se presenta en la Figura 33.

Para este caso, es más claro referirse a la Figura 34 para conocer el tramo perturbado, pues en la Figura 33(b) no mejora significativamente respecto a la Figura 31(b). Con este resultado, se puede determinar que la perturbación se encuentra entre las distancias de $6630 m$ y $6695 m$, aproximadamente, siendo semejante al valor de $L_t = 60 m$.

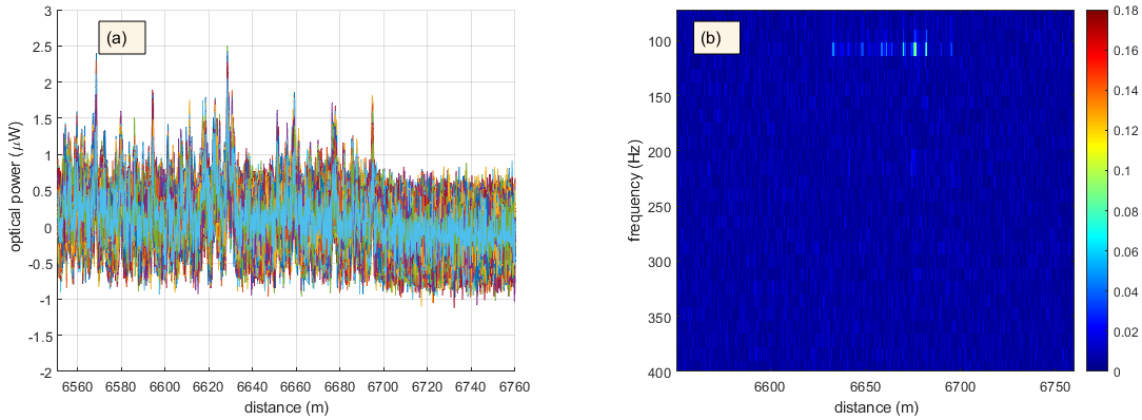


Figura 33: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 0.5V_{pp}$ y $f_t = 105Hz$ en los últimos $L_t = 60m$ de fibra a una distancia de 6642 m. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

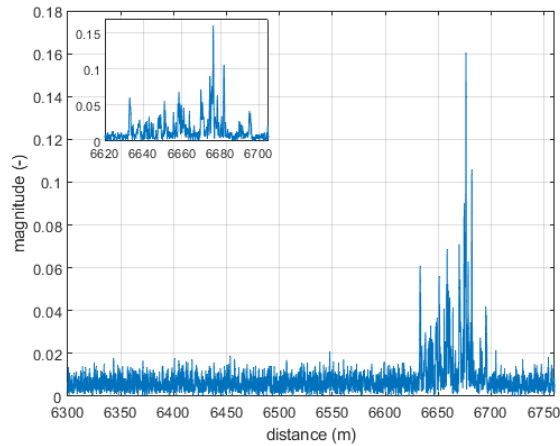


Figura 34: Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.

Finalmente, se procede a evaluar bajo un escenario levemente más estricto. En esta ocasión se utiliza un tramo de fibra perturbada de $L_t = 2 m$ enrollada en un tarro de dimensiones similares al anterior usado, y se ubica directamente al final de la fibra de sensado. Este caso solo puede ser detectado por el pulso de ancho máximo $\tau_p = 20 ns$ (es decir, con una resolución espacial de 2 m), pues solo este cumple con $L_t \geq w_p$. Por consiguiente, se repite la prueba con los mismos parámetros anteriores, considerando ambos valores de V_t , con lo cual se obtiene las representaciones de las Figuras 35 y 37, respectivamente.

En la Figura 35(a) se obtiene una SNR baja debido a la débil potencia de la señal, similar a los casos anteriores para un pulso de ancho $\tau_p = 20 ns$. En cuanto a la Figura 35(b) se logra localizar la perturbación a la frecuencia esperada, pero el tramo observado resulta menor al valor de L_t perturbado. Para este complejo escenario, se extrae el comportamiento a la frecuencia aplicada a la fibra y se muestra en la Figura 36, donde se logra ver un tramo cercano a 2 m ubicado cerca del final de la fibra, con relativamente buena SNR.

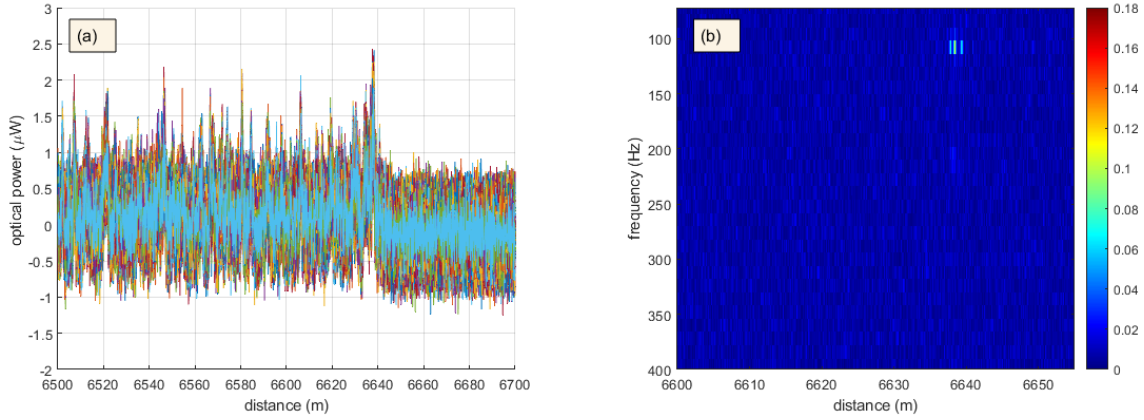


Figura 35: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 0.1V_{pp}$, $f_t = 105Hz$ y $L_t = 2m$ cerca del final de la fibra a una distancia de 6642 m. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

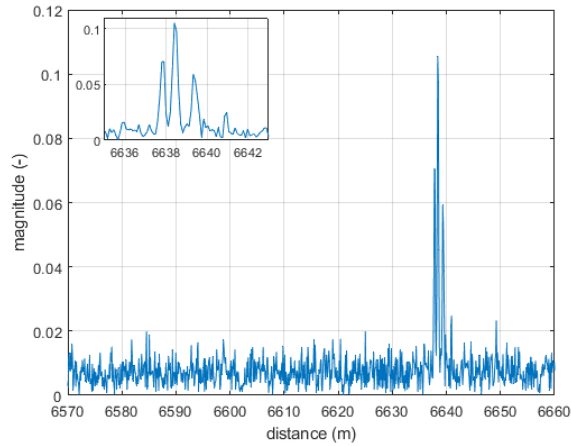


Figura 36: Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.

Por otro lado, para $V_t = 0.5 V_{pp}$ se alcanza la detección del tramo perturbado completo, a pesar de la baja SNR que se observa en la Figura 37(a). Se puede ver en la Figura 37(b) que tanto la magnitud como el intervalo detectados aumentaron respecto a la Figura 35(b). Cabe mencionar que, si se compara con la Figura 33(b), ocurre una mejor detección de la perturbación al concentrarse la energía en un intervalo más pequeño. Con esto se verifica que cuando w_p es semejante al valor de L_t , la localización es más asertiva, debido a la mejor resolución espacial del sensor.

Con la Figura 38 se determina que la perturbación se encuentra entre las posiciones 6638 m y 6640 m, lo cual resulta consistente con la perturbación aplicada de $L_t = 2 m$. A pesar de haber aumentado el voltaje V_t , tanto en este caso con $L_t = 2 m$ como en el anterior con $L_t = 60 m$, no se obtienen armónicas apreciables y el sensor mejora su desempeño.

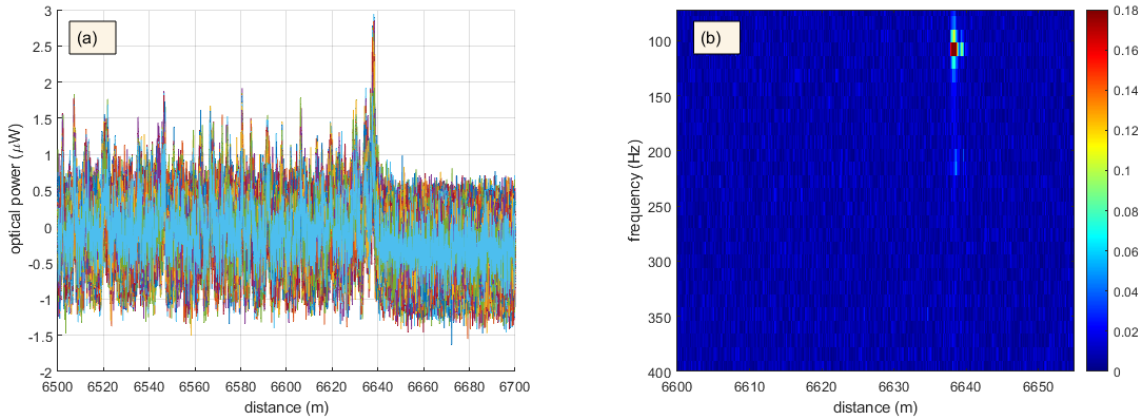


Figura 37: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ para perturbación de $V_t = 0.5V_{pp}$, $f_t = 105Hz$ y $L_t = 2m$ cerca del final de la fibra a una distancia de 6642 m. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

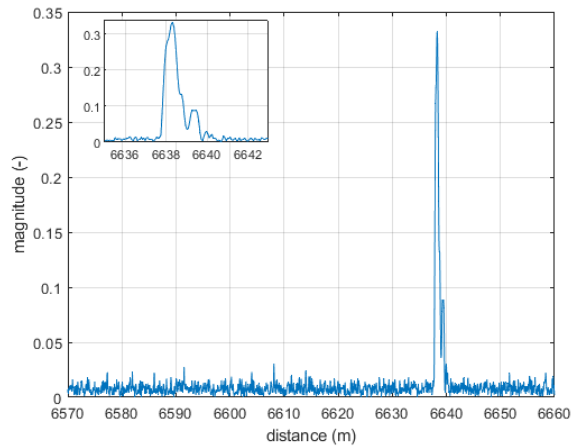


Figura 38: Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación.

Con las pruebas realizadas en esta sección se busca demostrar el correcto funcionamiento del sensor DVS implementado y evidenciar las desventajas que presenta frente a distintos escenarios. Los resultados muestran sucintamente el proceso de mejoramiento del desempeño del sensor y los alcances más relevantes alcanzados dentro del laboratorio, que luego podrán ser comparados con las capacidades del sensor acústico distribuido (DAS) a analizar en el siguiente capítulo.

4 Diseño e implementación de sensor acústico distribuido interferométrico

4.1 Configuración experimental de detector de fase interferométrico

En este capítulo se estudia la implementación del sensor acústico distribuido interferométrico, el cual se construye a partir del sensor distribuido de vibraciones basado en intensidad que se presenta en el capítulo anterior. A dicho sensor se le modifica la etapa de recepción para realizar la detección de la fase óptica a través de un interferómetro Mach Zehnder y un acoplador 3×3 . De acuerdo con ello, en esta sección se comienza presentando las componentes de la nueva etapa encargada de la demodulación de las trazas de fase y se describe brevemente el armado del esquema.

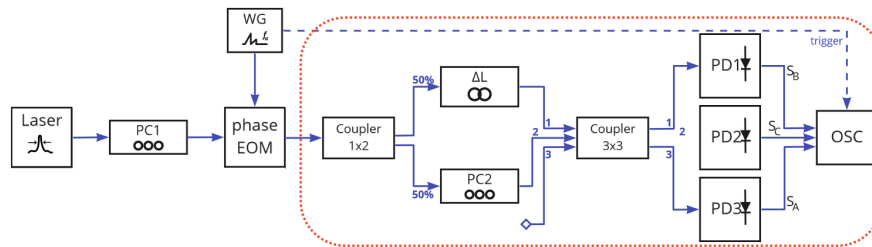


Figura 39: Diagrama de detector de fase interferométrico (demarcado con línea punteada) alimentado con señal modulada en fase.

En la Figura 39 se presenta la configuración implementada para realizar la demodulación de fase de la señal óptica modulada que ingresa al detector de fase interferométrico encerrado con línea punteada. Dicha configuración se basa en un interferómetro Mach Zehnder que compara una señal consigo misma retrasada en un tramo ΔL . Para obtener las dos versiones de la señal, se utiliza un acoplador (Coupler 1×2) que divide la señal de su entrada entre dos caminos con la mitad de potencia cada uno. En el primero, se ubica un rollo de fibra óptica mantenedora de polarización (PM) de largo $\Delta L = 10 \text{ m}$ para efectuar el retardo temporal de la señal de esa rama, mientras que en el segundo se añade un controlador de polarización (PC2) para regular el estado de polarización a la entrada del otro acoplador (Coupler 3×3) puesto que el resultado del batimiento de las señales a comparar depende del estado de polarización relativo entre los campos eléctricos de entrada. Este acoplador divide la potencia de la combinación de sus entradas entre sus tres salidas, donde la representación teórica se tiene en las expresiones 2.3.21-2.3.23.

Posteriormente, se añade un fotodetector en cada rama de salida (PD1-PD3) para convertir las señales de intensidad de campo eléctrico en voltaje y ser capturadas en el OSC. Dado que se utilizan las entradas 1 y 2 del acoplador 3×3 , las señales digitalizadas se obtienen en la secuencia $S_B - S_C - S_A$. Luego, las señales de cada canal son procesadas tal como se describe en la sección 2.3.2.

Por su parte, a la entrada del interferómetro se añade la etapa de generación de una señal modulada en fase, para lo cual se utiliza el láser de menor ancho espectral introducido en el capítulo anterior, y se coloca un modulador phase-EOM que modifica solo la fase de la señal portadora y mantiene una potencia constante a su salida. Junto con el modulador de fase, se añade un controlador de polarización (PC1) en su entrada pues dicho componente requiere polarización lineal a su entrada, y se usa el generador de señales (WG) para manejar la modulación a producir. Este modulador no necesita tener un punto de operación para funcionar, por lo que no se añade una fuente de voltaje DC.

Para el armado del detector se deben tener en cuenta los niveles de potencia permitidos por cada componente. Considerando que el rango de potencia de salida del láser varía entre 10.44 dBm y 14.77 dBm , es necesario

hacer la estimación del nivel de potencia en cada conexión y utilizar atenuadores en los puntos que se requiera.

Para comenzar, el phase-EOM permite una potencia de entrada óptica máxima de 20 *dBm* [40], por lo cual el rango completo del láser está permitido. De la misma hoja de datos del phase-EOM se obtiene que el voltaje necesario para producir un cambio de fase de π en la onda óptica, V_π , es igual a 4 *Vpp*. Además, se realiza el procedimiento descrito en el manual [41] para medir las pérdidas de inserción que resultan ser de 1.6 *dB*.

Luego se miden igualmente las pérdidas de los acopladores 1×2 y 3×3 , siendo en torno a 3.4 *dB* y 5.6 *dBm*, respectivamente, entre sus entradas y salidas. Dado que la división de potencia no es perfecta para ninguno de los acopladores, sumado a las pérdidas introducidas en los conectores de la fibra de retardo y PC2, es importante evaluar el aporte de ambas ramas del interferómetro y utilizar atenuadores para compensar las diferencias de potencia en caso de ser necesario.

Para hacer la medición se conecta el láser a la entrada del acoplador 1×2 por medio de un atenuador de aproximadamente 10 *dB* y se miden las salidas del acoplador 3×3 . La idea es conocer la diferencia de potencias aportada por cada rama, por lo tanto, para un caso, se deja la rama superior del interferómetro conectada y la salida 2 del acoplador 1×2 unida a un aislador, y se mide la potencia en cada una de las tres salidas. Para el otro caso, se deja la salida 1 del acoplador 1×2 unida a un aislador y se deja la rama inferior conectada y con PC2 posicionado con alineación máxima, para observar las potencias en las tres salidas. El resultado de estas mediciones se presenta en la Tabla 1.

	Pout 1	Pout 2	Pout 3
Solo rama superior (dBm)	-8.901	-8.904	-8.901
Solo rama inferior (dBm)	-8.760	-8.910	-8.976
Diferencia (dB)	0.141	-0.006	-0.075

Tabla 1: Potencia a la salida de acoplador 3×3 .

Con los indicadores observados en la Tabla 1 se puede deducir que la diferencia entre el aporte de ambas ramas es cercana a 0 *dB* para las tres salidas, por lo que no es compensable con un atenuador y se considera lo suficientemente balanceada. Asimismo, se puede apreciar que el cociente entre los tres canales es distinto para cada rama como debiese ser para un sistema simétrico ideal, sin embargo, eso no se puede compensar y solo se debe tener en consideración cuando se hace la validación del detector.

Por último, se miden las pérdidas con ambas ramas del interferómetro conectadas y se obtiene una atenuación promedio de 6.5 *dB* entre la entrada del acoplador 1×2 y las salidas del acoplador 3×3 con PC2 ajustado con alineación máxima. De esta manera, conociendo los valores de atenuación se puede estimar que si la entrada del sistema se fija en su mínimo de 10.44 *dBm* y se utilizan atenuadores de 10 *dB* a la entrada de los PDs, entonces éstos trabajan estrechamente en zona lineal, ante lo cual se opta por añadir un atenuador de 9 *dB* a la entrada del acoplador 1×2 y así tener un rango de trabajo más amplio, utilizando igualmente los atenuadores en los fotodetectores.

4.2 Validación del detector

Previo al armado del sensor completo se procede a realizar un estudio breve del comportamiento del detector anteriormente construido para predecir posibles fuentes de ruido y error. La idea principal es obtener en la demodulación de la señal la misma forma que se utiliza para modular su fase, por lo tanto, se prueban distintos tipos de onda y se analiza la influencia de los principales factores asociados, como la estabilidad térmica del sistema, la polarización de los campos eléctricos y la simetría del acoplador 3×3 .

Las formas de onda usadas para la modulación son arbitrarias y se configuran con el WG. Para observar que

la modulación que se realice sea solo de fase y no de amplitud, se añade una etapa de monitoreo a la salida del phase-EOM utilizando un acoplador 90 : 10, tal como se muestra en la Figura 40.

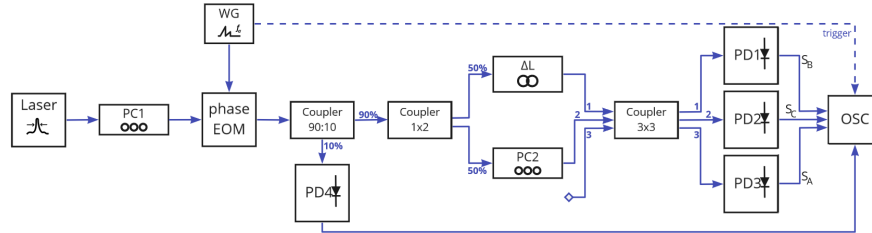


Figura 40: Diagrama de Detector de Fase Interferométrico con etapa de monitoreo.

Con este monitoreo se observa que para una determinada posición de PC1 se obtiene una modulación de amplitud adicional, es decir, el tener una polarización no correctamente ajustada a la entrada del phase-EOM puede producir una variación en la magnitud de la señal resultante. Por lo tanto, al momento de ajustar PC1 se considera dejarlo en una posición que produzca una magnitud constante en la salida del phase-EOM. Es importante señalar que se verifica experimentalmente que un mal ajuste de PC1 se puede traducir en una deformación de la señal modulada en fase.

En primer lugar se modula la fase con una forma de onda sinusoidal de frecuencia $f_a = 20 \text{ kHz}$ y amplitud $V_a = V_\pi = 4 \text{ Vpp}$. Las señales capturadas se muestran en la Figura 41(a). Al aplicar el procesamiento descrito en la sección 2.3.2, y luego un desenvolvimiento de fase con la función de Matlab *unwrap()* se obtiene la señal de la Figura 41(b), donde se ha sobrepuesto la forma de la señal sinusoidal moduladora de entrada para comparar el resultado.

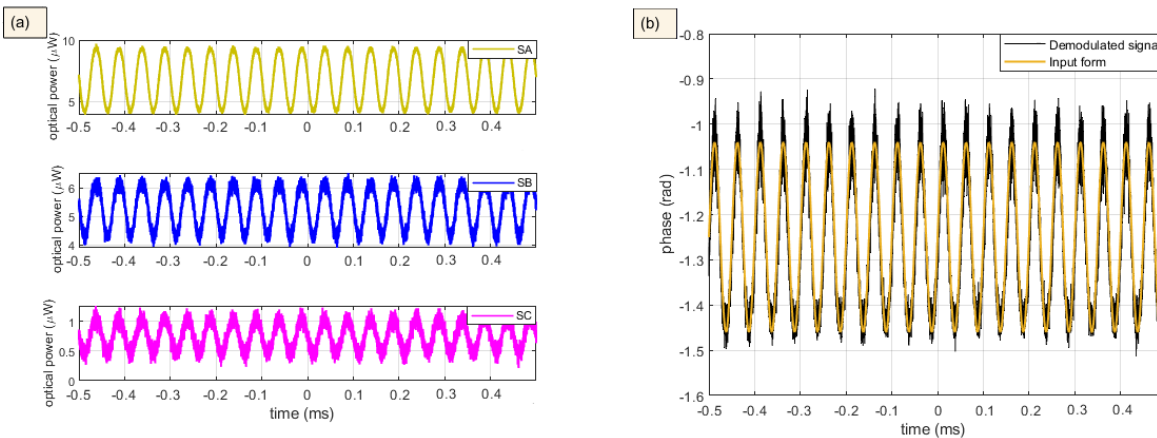


Figura 41: Medición obtenida para una señal moduladora de voltaje sinusoidal de $V_a = 4Vpp$ y $f_a = 20kHz$. (a) Señales moduladas en la salida de 3×3 . (b) Señal demodulada y forma de onda original.

No obstante, a pesar de obtenerse un alto nivel de acierto respecto a la forma de onda original, en el osciloscopio se visualiza que este resultado no permanece estable en el tiempo. Se observa que hay una fluctuación del nivel continuo de las salidas del acoplador 3×3 cuya magnitud tiende a disminuir si se baja la potencia de entrada y ocurre independientemente del tamaño de la modulación aplicada. La fluctuación es complementaria entre los tres canales y produce alteración en la forma de onda en los extremos superior e inferior entre los que oscila y también genera un cambio de fase en puntos de baja amplitud. Esta variación es aleatoria y se puede apreciar en la Figura 42 para un rango temporal de 20 s .

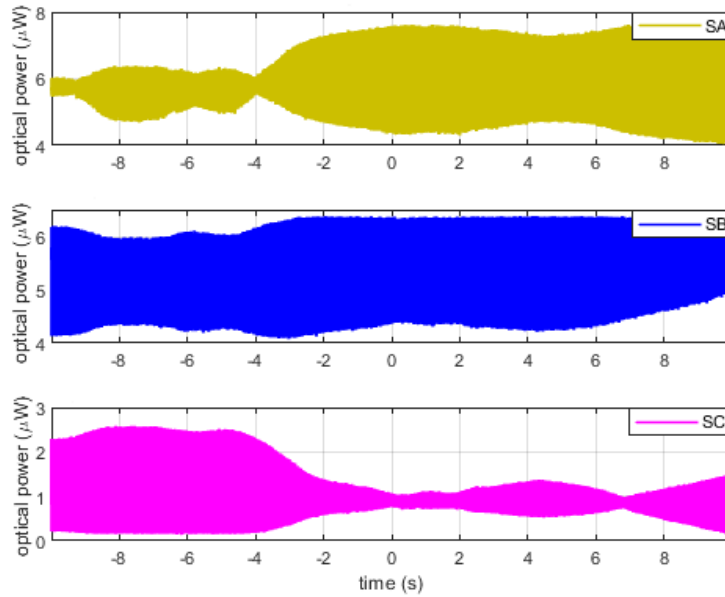


Figura 42: Forma de onda de las salidas moduladas para $\Delta L = 10m$.

Esto puede estar relacionado con el ruido de fase introducido por el láser o por el interferómetro, o con cambios de polarización por efecto térmico. Para reducir parcialmente este efecto se baja la potencia del láser a 13 dBm pues en este punto se ve más estable, y se debe verificar la compensación el efecto térmico al realizar la demodulación.

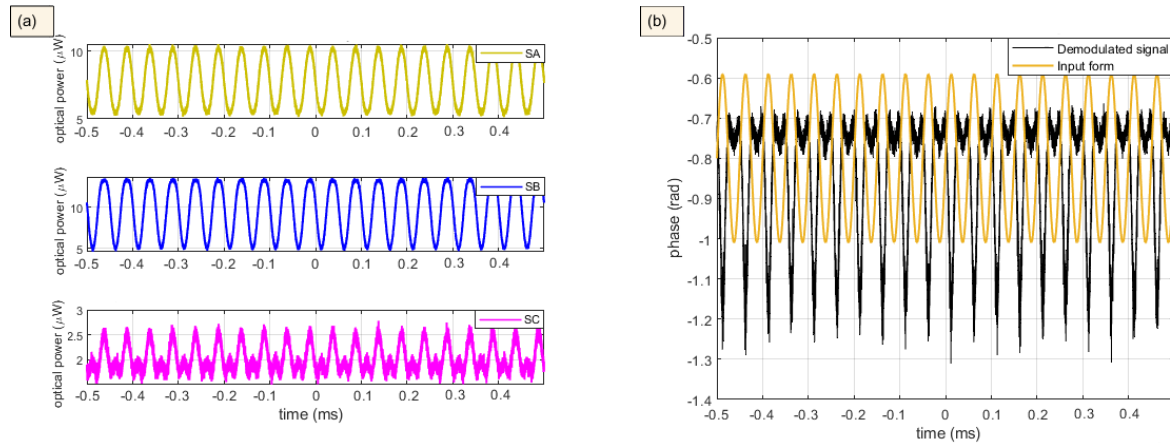


Figura 43: Medición obtenida para una señal moduladora de voltaje sinusoidal de $V_a = 4V_{pp}$ y $f_a = 20kHz$ en un instante con deformación. (a) Señales moduladas en la salida de 3×3 . (b) Señal demodulada y forma de onda original.

Sin embargo, las variaciones del nivel de las señales persiste y se demuestra que produce errores en la demodulación. Como ejemplo de esto, se presenta un caso donde una de las señales se ha deformado por efecto de la fluctuación en la Figura 43(a). En la Figura 43(b) se observa que la deformación es apreciable

en la señal demodulada, pues tiene una forma y fase distinta a la señal original.

Además de la señal sinusoidal se prueban otras formas de ondas arbitrarias para observar el comportamiento del detector. Uno de los casos revisados corresponde a una señal de voltaje escalón sumada con una sinusoidal de alta frecuencia y baja amplitud, lo cual se presenta en la Figura 44. La frecuencia de repetición de la onda y su amplitud máxima son $f_a = 500 \text{ Hz}$ y $V_a = 4 \text{ Vpp}$, respectivamente. Usando un valor menor de f_a , es más visible el efecto de las variaciones del nivel de las señales como se muestra en este caso.

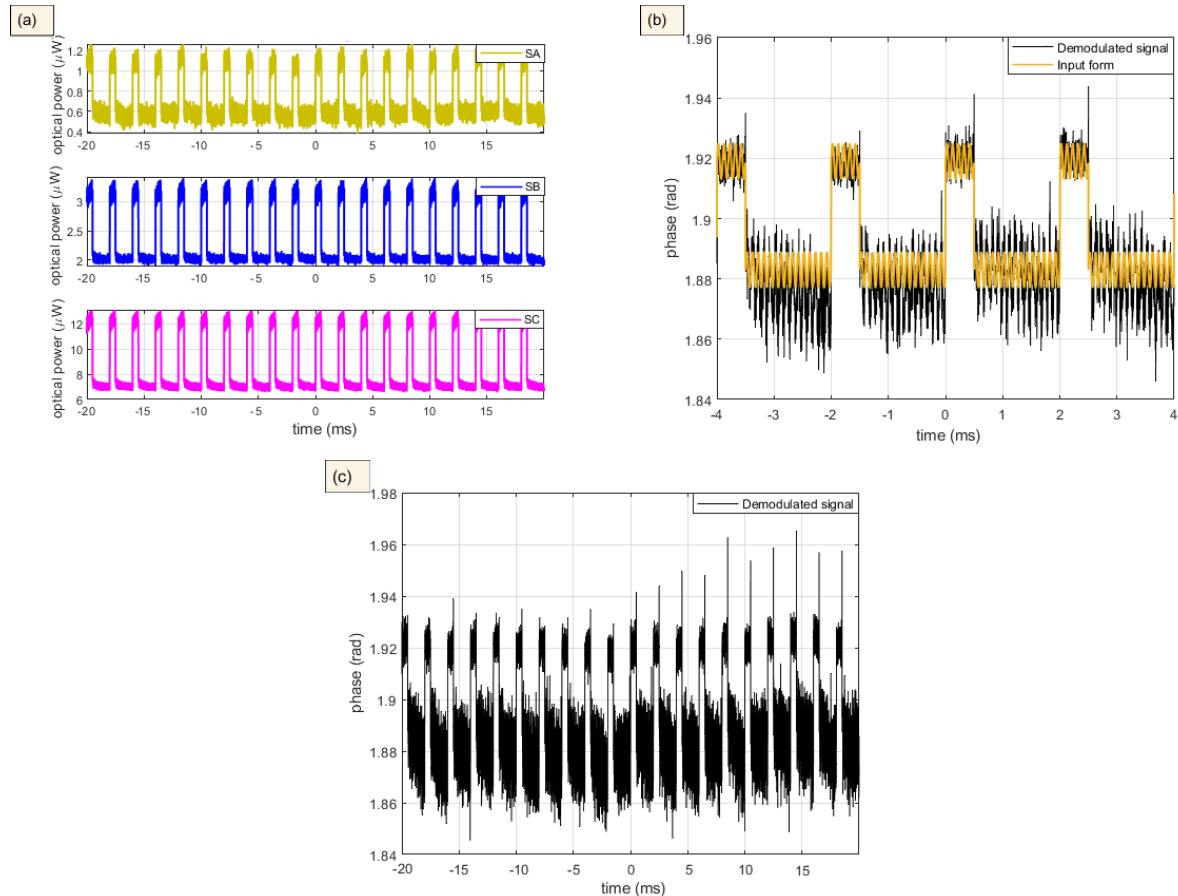


Figura 44: Medición obtenida para una señal moduladora de voltaje arbitrario de $V_a = 4V_{pp}$ y $f_a = 20kHz$. (a) Señales moduladas en la salida de 3×3 . (b) Señal demodulada para cuatro períodos y (c) para veinte períodos, donde en esta última se aprecia la fluctuación del nivel continuo.

Se puede notar en la Figura 44(c) que no se compensa el efecto de la fluctuación de las salidas moduladas, sino más bien se magnifica en la señal demodulada, lo cual sucede, en parte, porque el acoplador 3×3 no es perfectamente simétrico, así como también por utilizar una fibra de retardo PM. Usar fibra mantenedora de polarización puede ser contraproducente para el batimiento de las señales pues en esta transmisión se separa las dos componentes del campo eléctrico lo que genera cambios en el estado de polarización de salida debido a birefringencia.

Por tanto, se decide cambiar la fibra de retardo a una fibra SM de 2 m . Debido a esto, se reubica el PC2 en la rama superior que aporta con 2 m de fibra para obtener un gauge length de 4 m , se compensa el aporte de

potencia entre ambas ramas con un atenuador en la rama inferior y se disminuye la atenuación de las salidas para elevar el nivel de potencia. Ante la sustitución de la fibra de retardo, se observa que la variación de los niveles de potencia de las señales aumenta su velocidad, como se puede ver en la Figura 45.

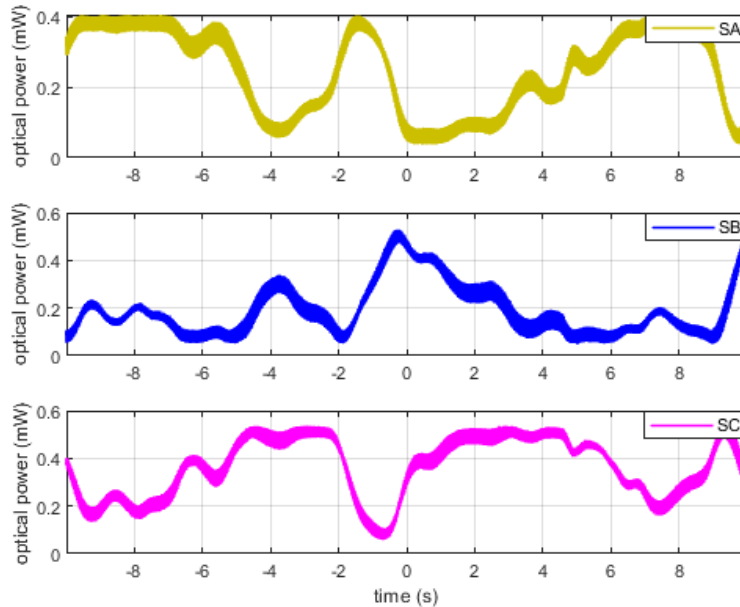


Figura 45: Forma de onda de las salidas moduladas para $\Delta L = 2m$.

Con esto se comprueba que la disminución de la fibra de retardo produce una aceleración de la respuesta del interferómetro Mach Zehnder, lo cual tiene sentido al comprender que las señales que se comparan en el acoplador 3×3 son más próximas entre sí. Si bien con este paso se pierde estabilidad, sirve para mejorar el batimiento de las señales y evitar una distorsión adicional por atenuación diferenciada entre componentes de campo eléctrico.

Por su parte, la inestabilidad de las señales se aborda realizando un aislamiento térmico del interferómetro completo, incluyendo a PC1 por estar compuesto de fibra SM, introduciendo los componentes dentro de una caja que evita la circulación de aire y los cambios de temperatura desde el exterior. El propósito es que las dos señales a comparar permanezcan inalteradas térmicamente para evitar variaciones en sus constantes de propagación correspondientes.

Bajo un caso ideal, un acoplador 3×3 simétrico debiese ser capaz de compensar las desigualdades en las constantes de propagación de cada rama, las cuales teóricamente debiesen ser iguales pero que en realidad varían por la temperatura del entorno. Sin embargo, los acopladores 3×3 no suelen tener perfecta división de potencia entre sus tres entradas ni tampoco la diferencia de fase es exactamente de 120° entre éstas, por lo tanto, es fundamental reducir las variaciones de temperatura al mínimo. Al mismo tiempo, este factor influye en la polarización de los campos electromagnéticos de las fibras, y por tanto, en el batimiento de las señales. Se verifica experimentalmente que, para una temperatura estable, se logra obtener una combinación óptima mediante el ajuste del PC2 en una de las ramas del interferómetro.

Al igual que la modificación anterior, la implementación de una aislación térmica también implica una alteración de la respuesta del interferómetro puesto que logra establecer un perfil más permanente a lo largo del

tiempo. Con esto, se pretende alcanzar el nivel de estabilidad de las señales que permita eliminar deformaciones imprevistas.

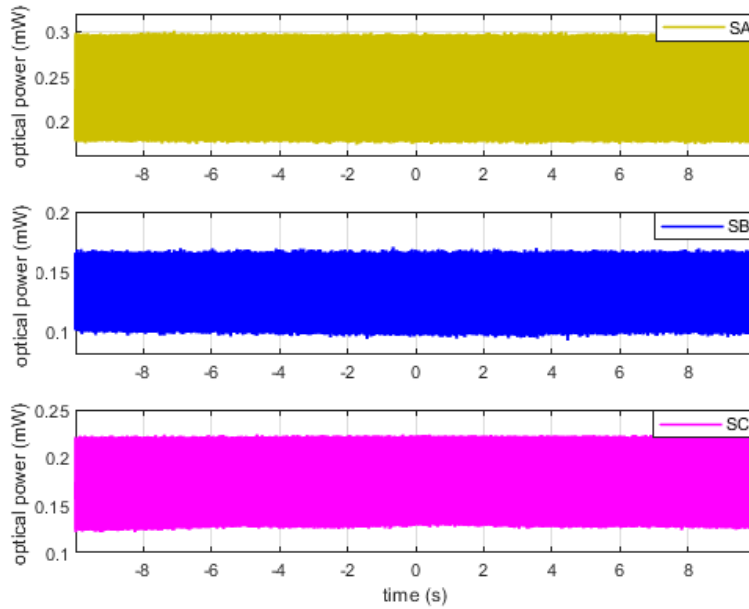


Figura 46: Forma de onda de las salidas moduladas al añadir aislación térmica.

Al llevar a cabo la aislación térmica del detector, se logra una buena estabilidad de las señales en pocos minutos, y el resultado de esto se muestra en la Figura 46, donde se puede apreciar que no varía el nivel continuo de las salidas moduladas para ninguno de los tres canales en un largo período de tiempo. Como consecuencia de ello, ya no se visualiza deformaciones ni cambios de fase indeseables y, para probar esto, se presenta la demodulación de la Figura 47.

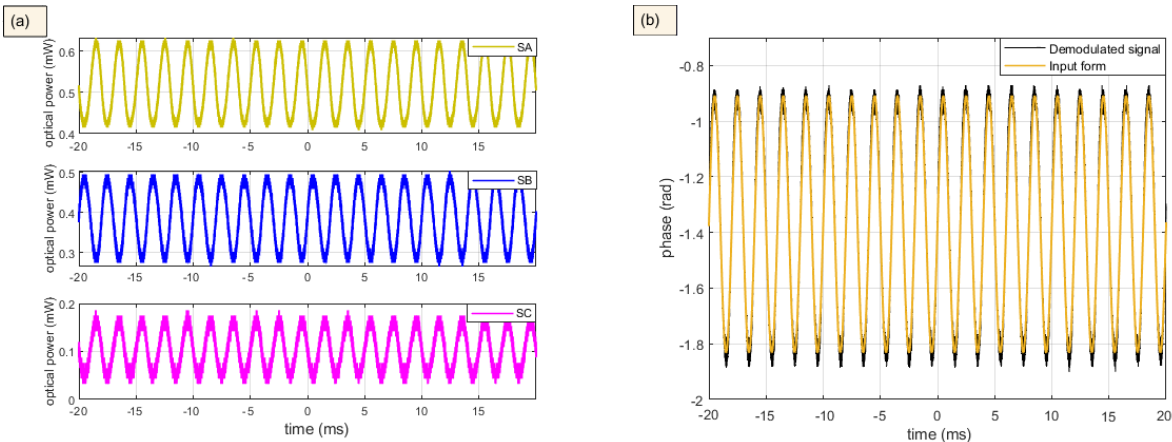


Figura 47: Medición obtenida para una señal moduladora de voltaje sinusoidal de $V_a = 4V_{pp}$ y $f_a = 500Hz$. (a) Señales moduladas en la salida de 3×3 . (b) Señal demodulada y forma de onda original.

En la Figura 47(b) se puede visualizar el correcto desempeño del detector al obtener una señal demodulada

bastante similar a la señal de entrada. No obstante, el tener una señal estable no garantiza generar siempre el mismo resultado, a pesar de tener la misma señal moduladora. Es por este motivo que se analiza el efecto de PC2, pues no se había considerado en el análisis de los factores que influyen en el resultado de la demodulación.

Cabe mencionar que el efecto de PC1 se conoce a través del monitoreo y está relacionado con la forma de la moduladora. Por lo tanto, se toman mediciones dejando fijo PC1 y variando PC2 para observar cómo varía el resultado bajo las mismas condiciones. Dos ejemplos de esto se muestran en la Figura 48, donde se obtiene la misma señal resultante pero con distinto nivel continuo, esto es, misma amplitud y misma forma entre ambas señales demoduladas (a)-(b).

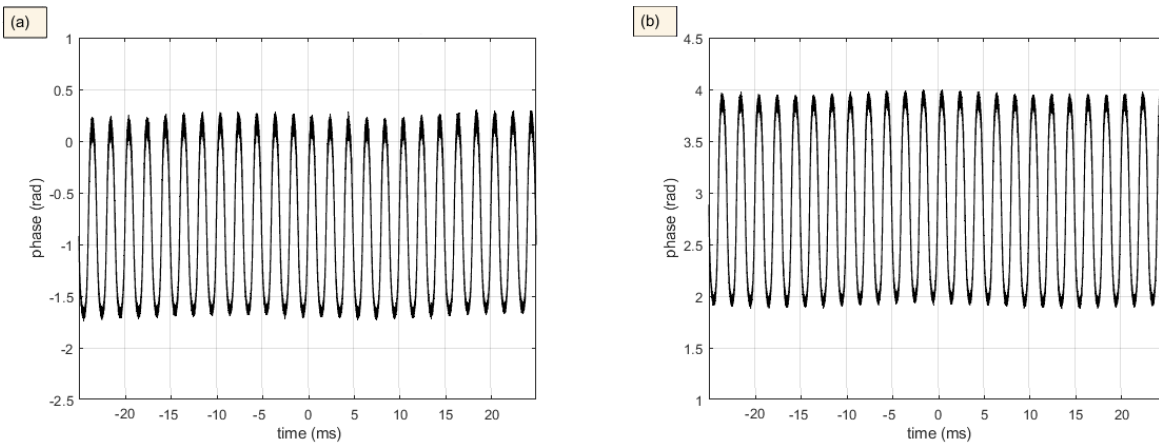


Figura 48: Mediciones obtenidas para distintas posiciones de PC2: señal modulada para (a) estado 1, y (b) estado 2 de PC2.

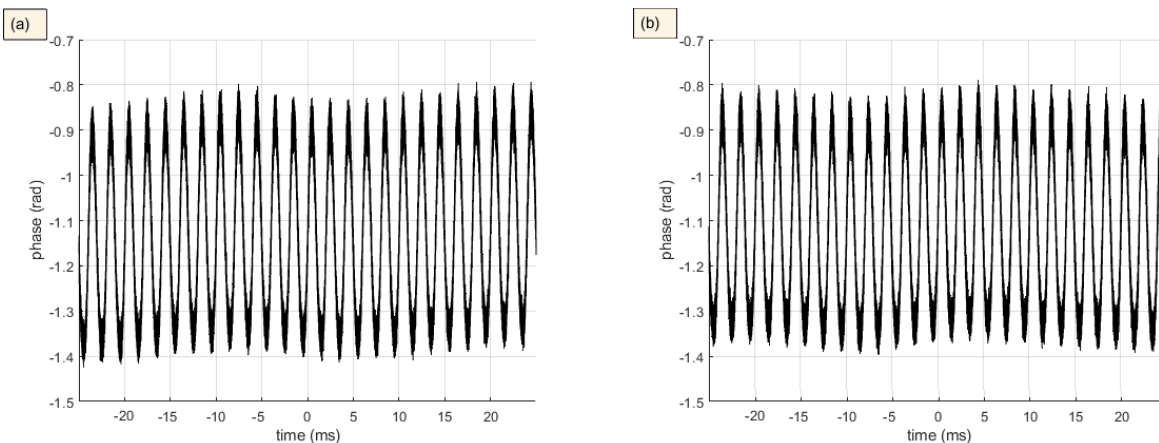


Figura 49: Mediciones obtenidas para un mismo estado de PC1 y PC2 en distintos instantes: señal modulada para (a) instante 1, y (b) instante 2 del detector.

Por último, en la Figura 49 se presentan dos casos generados bajo las mismas condiciones en instantes distintos, es decir, mismas posiciones de PC1 y PC2, de lo cual se obtienen dos señales demoduladas (a)-(b) prácticamente idénticas en forma, amplitud y nivel continuo promedio, a pesar de las pequeñas fluctuaciones que se aprecian por variaciones de la temperatura. Estas fluctuaciones disminuyen con el paso del transiente

y se considera una fuente de error que se puede atenuar si se espera un tiempo suficiente para alcanzar estabilidad térmica antes de tomar la medición.

El resultado de la Figura 49 es determinante pues, de esta forma, se puede concluir que es posible controlar las condiciones del sistema para obtener una misma solución a partir de la misma entrada. Esto demuestra un detector estable y preparado para hacer la demodulación de las trazas.

4.3 Configuración experimental de sensor completo

Luego de la validación del detector se materializa el montaje del sensor completo, uniendo la generación del pulso utilizada en el sensor DVS con el detector de fase interferométrico. El esquema del sistema completo se presenta en la Figura 50.

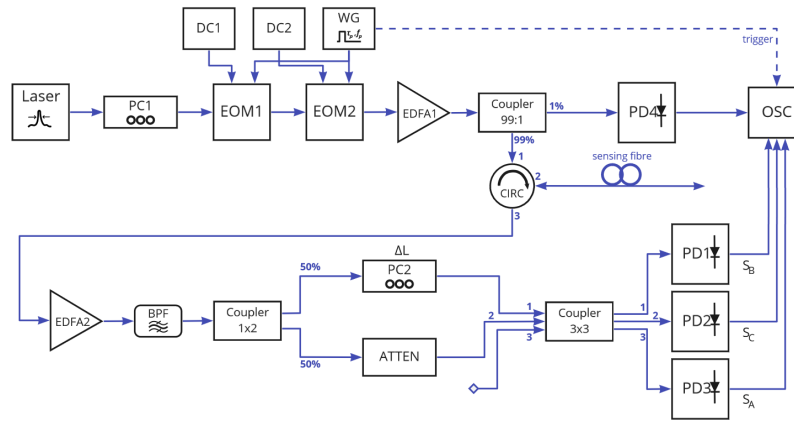


Figura 50: Diagrama de sensor acústico distribuido interferométrico.

Bajo esta configuración se incluyen las mejoras añadidas a la etapa de creación del pulso súper coherente y con alta tasa de extinción, la etapa de monitoreo del pulso que se envía hacia la fibra de sensado, la etapa de recepción de la traza y la etapa del detector de fase estudiado en la sección previa. Respecto al interferómetro se considera solo el PC2 en la rama superior del interferómetro y un atenuador en la rama inferior para compensar las diferencias de atenuación. De esta manera se tiene un gauge length de $\Delta L = 2 \text{ m}$.

Se debe cumplir que el valor de la precisión del detector sea menor o igual al tamaño de la perturbación, por tanto, con este detector solo es posible medir tramos $L_t \geq 2 \text{ m}$. Por su parte, se debe tener en cuenta que el tamaño del pulso también queda determinado por el valor de ΔL , debido a lo cual solo se realizan pruebas con pulsos de ancho $\tau_p = 20 \text{ ns}$. La frecuencia de interrogación de la fibra se mantiene en $f_p = 12 \text{ kHz}$.

Para conectar el armado del sensor DVS al detector, se revisa primeramente que el nivel de potencia de la salida de uno sea adecuado para la entrada del siguiente. Con una potencia de entrada del LASER de 14.77 dBm , se ajusta el EDFA1 para tener un pulso con potencia peak de 30 dBm en la entrada a la fibra de sensado. Luego, con el EDFA2 se ajusta el nivel de potencia de la traza que se transmite hacia el detector, teniendo cuidado con la potencia a la entrada de los fotodetectores, pues el resto de las componentes tienen un rango mayor de operación. Por lo tanto, observando el nivel máximo de potencia de cada canal del osciloscopio, se eleva la amplificación del EDFA2 hasta obtener un peak en torno a 250 mV .

Si bien la amplificación del EDFA2 y el rango de los fotodetectores permitía alcanzar una potencia mayor, es preferible tener una baja ganancia de la amplificación para disminuir el ruido ASE. Además, el requerimiento

de amplificación se compensa utilizando baja atenuación en las entradas de los fotodetectores, lo cual mejora igualmente la SNR de la demodulación. Es debido a esto que los fotodetectores PD1-PD3 ocupan atenuadores de 3 dB en sus entradas, donde el máximo de potencia de las trazas moduladas alcanza un valor aproximado de -8 dBm.

Con la configuración completa armada, se inician las pruebas del detector donde el primer objetivo es visualizar la perturbación con un procesamiento similar al utilizado en el sensor DVS del capítulo anterior aplicado directamente sobre la magnitud de las salidas. Para ello, se utiliza el mismo sistema de perturbación consistente en un tramo de fibra a perturbar enrollado en un tarro de aluminio montado sobre la salida acústica de un parlante.

Utilizando una entrada sinusoidal de amplitud $V_t = 2 V_{pp}$, frecuencia $f_t = 60$ Hz y largo $L_t = 2$ m, con el tarro localizado al final de la fibra de sensado de largo $L = 6.6$ km, se calcula la FFT para cada salida modulada a partir de $n = 1000$ trazas capturadas por canal. La medición obtenida para este caso se muestra en la Figura 51.

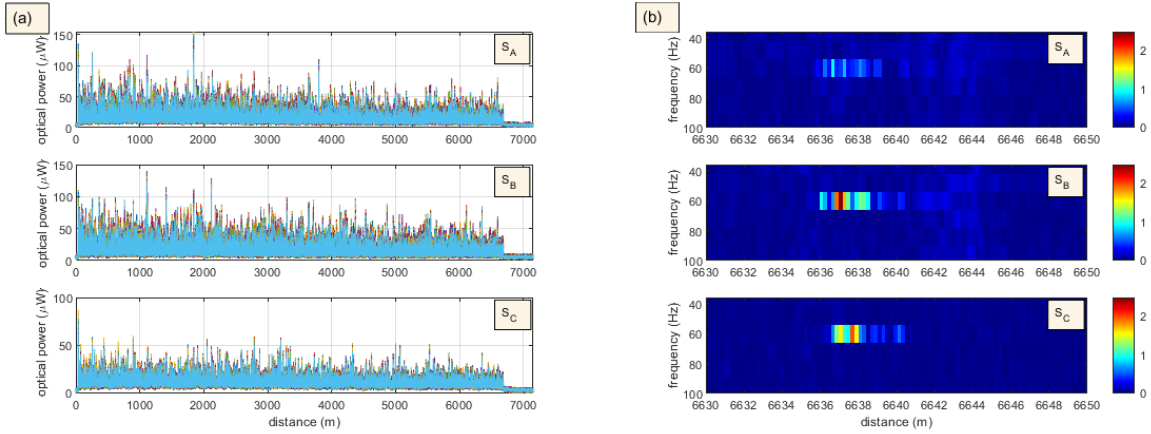


Figura 51: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20$ ns para perturbación de $V_t = 2V_{pp}$, $f_t = 60$ Hz y $L_t = 2$ m a una distancia de 6636 m. (a) Superposición de $n = 1000$ trazas ϕ -OTDR de cada canal: S_A , S_B y S_C . (b) Magnitud de la FFT temporal vs. distancia por canal.

En la Figura 51(a) se presenta la superposición de trazas moduladas asociadas a cada una de las tres salidas para la fibra óptica completa. A su vez, en la Figura 51(b) se puede ver la magnitud de la FFT calculada para cada punto espacial de la fibra, donde se destaca claramente el tramo de la perturbación a la frecuencia en una posición entre 6636 m y 6638 m, aproximadamente. Al respecto, es relevante recordar que la precisión del detector es del tamaño del gauge length, es decir, de 2 m. En vista de esto, se puede notar que la localización es bastante exacta, pues son pocos los puntos que se atenúan por estar en el borde de la perturbación, y que se acentúa en el punto en que el pulso calza perfectamente con el tramo perturbado. Esto representa una ventaja al detectar perturbaciones que son comparables con la precisión del sistema.

Dado que se logra ver la localización de la perturbación de manera directa, se procede a realizar el procesamiento de la demodulación de fase interferométrica propiamente del detector. En primer lugar, se realiza un promediado de trazas consecutivas por canal para disminuir el ruido del sistema, el cual se supone como ruido blanco gaussiano con media cero. Esto es posible de realizar pues existe una frecuencia de muestreo con los pulsos interrogadores muy superior a la frecuencia de la perturbación $f_t = 60$ Hz. Por lo tanto, se comienza por agrupar cada 5 trazas con una ventana móvil de 10 trazas a promediar, lo cual disminuye la frecuencia a detectar admitida por criterio de Nyquist a $F_N = 600$ Hz.

Del paso anterior se obtiene un nuevo conjunto de $n_{10} = 199$ trazas promediadas, al cual se le aplica el procesamiento de demodulación y se obtienen los conjuntos de señales in-phase (S_I) y quadrature (S_Q) que permiten recrear la magnitud ($\sqrt{S_I^2 + S_Q^2}$) y fase diferencial ($\tan^{-1}(S_Q/S_I)$) del campo eléctrico en cada posición. Para el mismo caso revisado previamente en la Figura 51, se grafica la magnitud y diferencial fase en las Figuras 52(a)-(b), de las cuales se hacen algunas observaciones importantes.

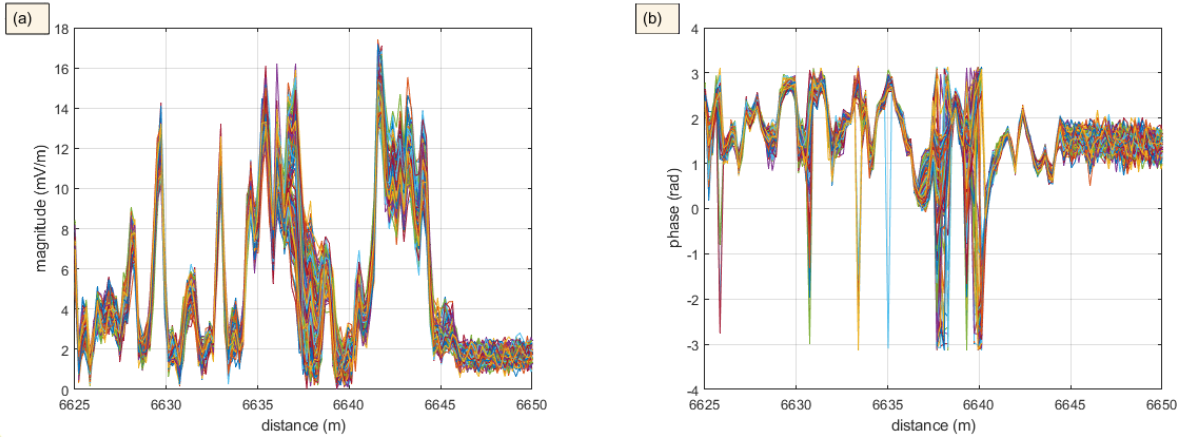


Figura 52: Superposición de $n_{10} = 199$ señales de campo eléctrico reconstruido desde señales in-phase y quadrature en torno al tramo perturbado a una distancia de 6636 m para el caso de la Figura 51. (a) Magnitud y (b) fase diferencial del campo eléctrico.

En la Figura 52(a) es relevante observar que la posición asociada a la perturbación (entre 6636 m y 6638 m) muestra una mayor variabilidad de la señal para las distintas señales superpuestas de magnitud. En otras palabras, se aprecian valores de distinta intensidad del campo que evidencian una oscilación en esa zona. Asimismo, para otros puntos espaciales se puede ver que la señal es bastante estable a lo largo del tiempo indicando ausencia de perturbación, excepto por aquellos en que el ruido sigue siendo notorio.

A partir de la posición 6645 m se tiene ausencia de luz puesto que la fibra es temporalmente más corta que el período entre pulsos y en este lugar se observa solo ruido. Este nivel de ruido sirve para establecer un margen y determinar la ubicación de puntos de *fading* o desvanecimientos espaciales, los cuales pueden producir efectos indeseados en el procesamiento posterior de las señales y no se deben ignorar. El efecto de eliminar los puntos de fading se describe en una sección posterior.

Por su parte, en la Figura 52(b) se aprecia el comportamiento de la fase diferencial y lo relevante es advertir el envolvimiento de ésta entre $-\pi$ y π rad al existir saltos irregulares entre estos límites. Además, se distingue una alta concentración de los saltos de fase dentro del tramo de la perturbación, lo cual cobra sentido al comprender que en esa posición se produce una gran variación de fase (6637 m – 6638 m). A su vez, en otro tramo que se genera una alta tasa de saltos de fase corresponde a aquel que se ajusta al punto de fading del gráfico de magnitud de la Figura 52(a) en la posición en torno a 6640 m . Esto sucede porque en ese punto la señal de campo eléctrico tiene una magnitud muy pequeña que ocasiona que la operación $\arctan()$ de Matlab entregue valores indeterminados, por lo cual el diferencial de fase crece de manera sobresaliente y aleatoria.

Dado el resultado anterior, es imprescindible añadir la etapa de desenvolvimiento de fase para poder visualizar el diferencial de fase adecuadamente. No obstante, adicionalmente se deben implementar mecanismos que permitan sortear los efectos de los puntos de fading y la presencia de ruido persistente. En las próximas secciones se comparan dos alternativas para ejecutar el desenvolvimiento de fase y se describe brevemente el

procesamiento complementario utilizado para obtener una detección eficaz y robusta de la perturbación.

4.4 Procesamiento de phase-unwrapping

Hasta el procedimiento anterior se posee la señal de diferencial de fase del campo eléctrico para la distribución espacial de la fibra de sensado y a lo largo del tiempo contenido en $n_{10} = 199$ trazas, las cuales comprenden un período de $70 \mu s$ aproximadamente. Sin embargo, la señal de fase se encuentra enrollada entre $-\pi$ y $\pi \text{ rad}$ por efecto de la función arcotangente y se plantea estudiar la manera de utilizar la información espacial y temporal para encontrar la forma original de la señal desenvuelta.

Debido a esto, para aplicar el desenvolvimiento de fase o *phase unwrapping* a la señal envuelta se presentan dos algoritmos implementados en Matlab: una es optimizada en 2D (espacio y tiempo) y la otra es 1D pero aplicada en ambas dimensiones de manera consecutiva. Al tener dos dimensiones, se pueden corregir errores que en una dimensión no se alcanzan a preveer y la visualización de la perturbación es más evidente.

Los algoritmos seleccionados se ejecutan bajo las mismas condiciones y solo se compara su velocidad y resultado ya que han mostrado soluciones diferentes en ciertos casos. Una explicación y demostración breve de su funcionamiento se presenta a continuación.

4.4.1 Tipos de procesamiento

1. Algoritmo basado en función `unwrap()` de Matlab

Este método se deriva de aplicar la función `unwrap()` de desenvolvimiento de fase de Matlab en cada una de las dimensiones de la matriz con información espacial y temporal. Con esta idea de base se prueban distintas combinaciones de desenvolvimiento 2D, con lo cual se llega a la conclusión de que emplear `unwrap()` en el sentido espacial a lo largo de la traza y después en el sentido temporal entre éstas produce el mejor resultado. Por lo tanto, siguiendo la técnica desarrollada para el caso expuesto en la Figura 52(b), se le entrega la matriz de señales demoduladas entre $-\pi$ y π a la función `unwrap()` para aplicar el desenvolvimiento de fase en sentido espacial, y luego, el arreglo conseguido se vuelve a procesar con dicha rutina pero en dirección temporal. La solución de aplicar este método se presenta en la Figura 53.

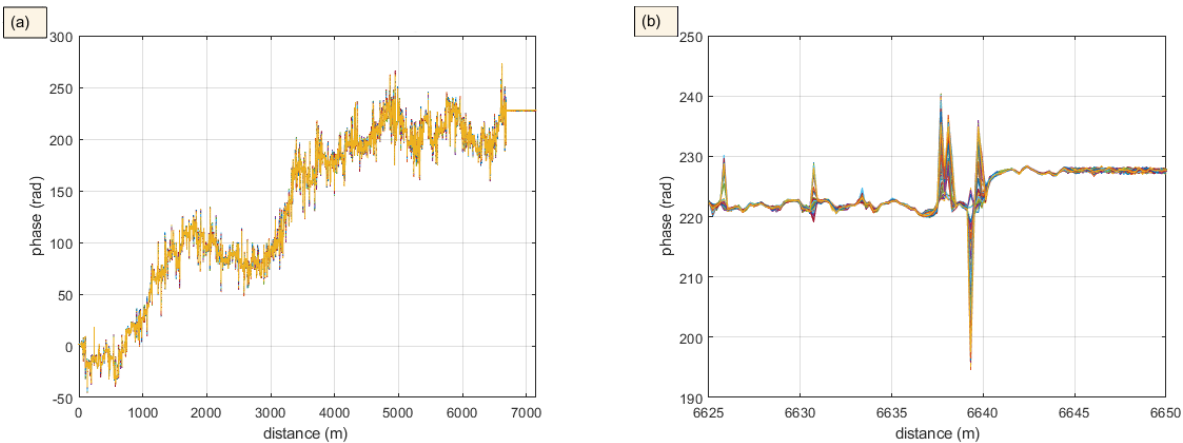


Figura 53: Superposición de $n_{10} = 199$ señales de fase diferencial absoluta de campo eléctrico post phase-unwrapping con el primer tipo de procesamiento. (a) Desenvolvimiento de fase en toda la fibra y (b) con zoom en torno a perturbación.

La Figura 53(a) muestra la forma de la señal demodulada original bajo este método, donde se pueden apreciar peaks aleatorios en toda la fibra que surgen por fadings o por saltos residuales no corregidos. A pesar de esto, se reconoce la repetibilidad entre las señales superpuestas pues tienen un comportamiento aparente semejante

A su vez, para ver detalladamente la perturbación se presenta una ampliación en la vecindad del tramo perturbado en la Figura 53(b). En este gráfico se visibilizan los peaks correspondientes a la perturbación entre 6637 m y 6638 m, junto con una disminución general de los peaks aleatorios respecto a la Figura 52(b). Sin embargo, el punto de fading que se presumía en la posición 6640 m se logra apreciar con peaks de magnitudes comparables a los de la perturbación. Esto conlleva una dificultad en la determinación de la localización de la perturbación y es necesario incorporar procesamiento adicional, lo cual se estudia en la siguiente sección.

El ejercicio se repite cinco veces para tener una referencia adecuada del tiempo que requiere para hacer el procesamiento, y mediante las funciones *tic()* y *toc()* de Matlab se obtiene un tiempo de ejecución promedio de:

Tiempo promedio: 1.13 s

2. Algoritmo basado en publicación

Este método utiliza la función *Unwrap_TIE_DCT_Iter()* disponible en el repertorio de paquetes de Matlab [42], la cual ejecuta un algoritmo de desenvolvimiento de fase 2D basado en el manuscrito titulado "Robust 2D phase unwrapping algorithm based on the transport of intensity equation" [43]. Este algoritmo realiza la resolución de la ecuación de transporte de intensidad (TIE) a través de la transformada rápida de coseno, añadiendo una etapa posterior de corrección de fase con múltiples iteraciones, demostrando obtener soluciones robustas incluso en situaciones de baja SNR. Para utilizar la función se le debe proporcionar el arreglo de fase con valores entre $-\pi$ y π y como resultado entrega la cantidad de iteraciones efectuadas y el arreglo de fase desenvuelto. Al llevarlo al contexto de este trabajo, se aplica sobre la matriz con la distribución espacial y temporal de la señal demodulada, y para el ejemplo de la Figura 52(b) se obtiene el resultado que se presenta en la Figura 54.

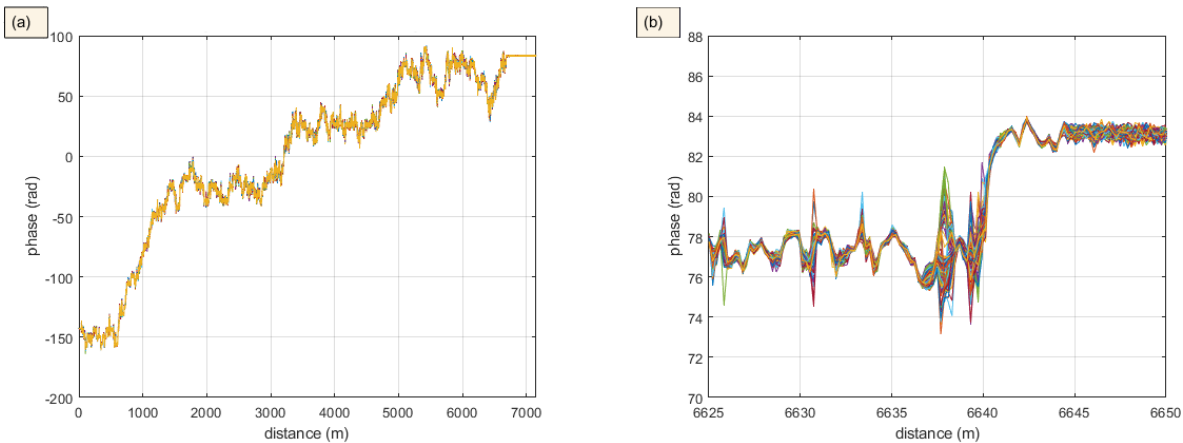


Figura 54: Superposición de $n_{10} = 199$ señales de fase diferencial absoluta de campo eléctrico post phase-unwrapping con el segundo tipo de procesamiento. (a) Desenvolvimiento de fase en toda la fibra y (b) con zoom en torno a perturbación.

Como se puede ver en la Figura 54(a), la forma aparente obtenida para las señales superpuestas es similar a la obtenida para el primer método de la Figura 53(a), con una sutil reducción de la cantidad y magnitud de los peaks por fading a lo largo de toda la fibra. Esto se ve representado en la Figura 54(b) puesto que el peak de la posición 6640 *m* tiene una amplitud mucho menor en comparación con el primer método. En efecto, la oscilación producto de la perturbación entre 6637 *m* y 6638 *m* destaca respecto a los puntos de su vecindad, si bien no suficientemente viendo toda la fibra, por lo cual es necesario igualmente añadir procesamiento adicional para mejorar su visualización.

El ejercicio se repite cinco veces bajo las mismas condiciones del método anterior, de lo cual se tiene un tiempo de cómputo promedio de:

Tiempo promedio: 2633.69 s

Al comparar el tiempo de procesamiento de cada método para una misma muestra de datos, es concluyente ver que el primero de ellos es dos mil veces menor que el segundo pues esta implicancia puede ser determinante en instancias donde el tiempo es acotado. En cambio, para conocer el desempeño relacionado con la obtención más acertada de la señal desenvuelta, en la siguiente sección se presentan las soluciones de detección de fase siguiendo ambos caminos y se comparan los resultados incorporando técnicas que mejoran la visualización.

4.5 Resultados obtenidos comparando ambos tipos de procesamiento

En esta sección se presentan los principales resultados obtenidos para ambos tipos de procesamiento de fase unwrapping, llegando al punto de la visualización de la forma de onda temporal conseguida al ver la evolución en el tiempo de la fase en una determinada posición de la fibra. Esto representa una de las ventajas más considerables de este detector, pues se demuestra que no solo se obtiene información de la frecuencia de la perturbación sino también la forma de onda temporal del campo acústico medido.

Posterior a ejecutar el desenvolvimiento de fase de las señales de diferencial de fase de campo eléctrico, del conjunto de $n_{10} = 199$ trazas promediadas se extrae la primera de éstas y se define como una señal de referencia o de posición inicial. Luego, el resto de $n_{10} - 1$ trazas promediadas se resta con la referencia y se genera un nuevo conjunto de señales de fase diferencial relativa.

Para observar las señales obtenidas en el caso de estudio, se muestran las señales de fase diferencial relativa en la Figura 55 bajo cada uno de los algoritmos de desenvolvimiento de fase presentados en las Figuras 53-54. La información que aporta esta nueva representación expone puramente la variación experimentada por el diferencial de fase en cada punto y se vuelve independiente de la acumulación de fase que puede afectar a zonas más lejanas de la fibra.

Al graficar las señales de fase diferencial relativa se debería apreciar manifiestamente el tramo en que se hubiese aplicado la perturbación, pues el resto de posiciones de la fibra se encuentra físicamente inmóvil y no va a registrar una gran diferencia con la traza de referencia. Sin embargo, como se ha reiterado previamente y tal como se comprueba con las representaciones de la Figura 55, es necesario realizar una etapa de acondicionamiento de las señales antes de poder visualizar la perturbación y, en relación a esto, se añade una etapa de filtrado y eliminación de puntos con fading o desvanecimiento.

El filtrado surge de la existencia de variaciones lentas en las formas de onda temporales que modifican el nivel de la señal resultante, debido a lo cual se añade un filtro pasa-altos con baja frecuencia de corte que suprime las variaciones de baja velocidad, y así, se produce una señal temporal con un nivel continuo más parejo. Estas variaciones pueden estar relacionadas con fallas en el proceso de phase-unwrapping o por condiciones del entorno que no pretenden ser capturadas bajo este experimento. Por su parte, se incluye una etapa de

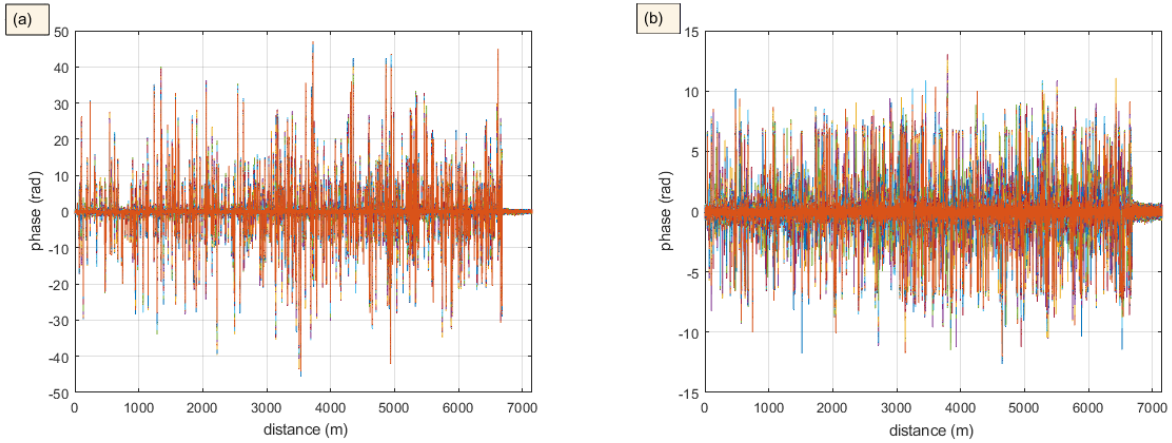


Figura 55: Superposición de $n_{10} - 1 = 198$ señales de fase diferencial relativa de campo eléctrico obtenidas de restar cada traza con la referencia: (a) para método 1 (función *unwrap()*), y, (b) para método 2 (función *Unwrap_TIE_DCT_Iter()*).

eliminación de puntos con fading para mejorar la predominancia de la perturbación en la fibra respecto al resto de peaks, teniendo en cuenta que no es una técnica recomendable porque puede deteriorar la medición. En su lugar, normalmente se aplican técnicas de procesamiento digital de imágenes como el método de “rotated-vector-sum” [44] para suprimir el efecto de los puntos de fading cuya aplicación queda fuera del alcance de esta memoria.

En vista de lo anterior, se presenta el resultado de aplicar el procesamiento descrito a ambas alternativas de phase-unwrapping exhibidas en la Figura 55. Esto incluye tanto el filtrado de bajas frecuencias como la eliminación de puntos de fading. Los resultados se muestran en la Figura 56.

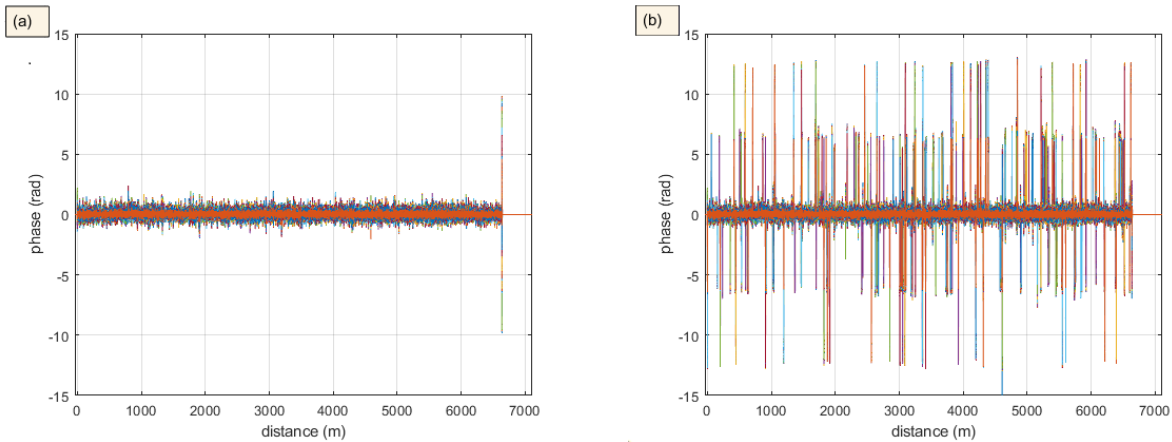


Figura 56: Superposición de $n_{10} - 1 = 198$ señales de fase diferencial relativa de campo eléctrico después de aplicar procesamiento: (a) para método 1 (función *unwrap()*), y, (b) para método 2 (función *Unwrap_TIE_DCT_Iter()*).

Para el método de desenvolvimiento de fase basado en la función *unwrap* de Matlab, la Figura 56(a) muestra que el nivel de la señal es estable en torno a 0 rad y que el peak de la perturbación cerca del final de la

fibra destaca claramente de otros puntos en la fibra. Por lo tanto, el procesado efectuado resulta ser eficaz para este método, no así completamente para el algoritmo basado en la publicación [43] como se aprecia en la Figura 56(b). En este caso, se logra centrar las señales para un nivel en 0 rad pero aún existen peaks indeseables en el resto de la fibra, los cuales se estima que pueden ser saltos múltiples de 2π que surgieron al aplicar el método de phase-unwrapping y restar las trazas pero que no corresponden necesariamente a puntos con perturbación.

Alternativamente, se procede a obtener la representación 2D (distancia versus tiempo) del conjunto de señales de fase diferencial relativa, pues así resulta ser más evidente observar cuando hay una variación periódica en alguna posición de la fibra. Por tanto, se generan los mapas espacio-temporales para cada uno de los algoritmos y se exhiben en la Figura 57.

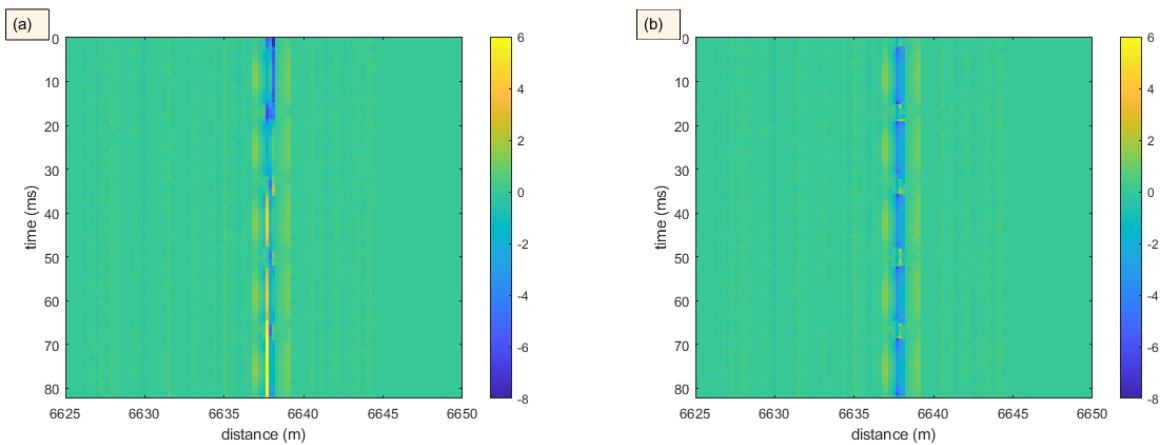


Figura 57: Arreglo espacio-temporal de fase diferencial relativa: (a) para método 1 (función *unwrap()*), y, (b) para método 2 (función *Unwrap_TIE_DCT_Iter()*).

En la Figura 57(a) se alcanza a destacar la perturbación en algunos de los puntos entre 6637 m y 6639 m ya que el resto de la fibra tiene un color bastante uniforme. Por su parte, la Figura 57(b) muestra un poco más de ruido en otras posiciones, pero en cuanto a la zona perturbada, se puede detectar fácilmente en ese mismo tramo. Además, para este caso sí se reconoce correctamente un patrón de cinco períodos a lo largo del tiempo en congruencia con la señal de entrada, con lo cual se genera la Figura 58 para ambas opciones, donde se muestra la evolución temporal de la fase para la posición de 6638 m utilizando ambos métodos de desenvolvimiento.

Con esta última representación de la evolución temporal para un punto dentro del tramo perturbado, se obtiene el principal resultado del sensor DAS interferométrico, donde se aprecia la recuperación de la forma de la perturbación experimentada por la fibra con un alto grado de proximidad con la señal moduladora de entrada. Al comparar las soluciones generadas con cada método de phase-unwrapping, se puede apreciar que la forma temporal de la perturbación es prácticamente la misma en ambos casos, si bien la forma de la Figura 58(a) es estrechamente más grande que la de la Figura 58(b).

De lo anterior, recordando el análisis del tiempo de procesamiento de ambos algoritmos y priorizando la buena visualización de la perturbación alcanzada para el primer método, se opta por continuar aplicando dicho procedimiento para la demodulación de los casos evaluados en la siguiente sección. El segundo algoritmo se dispone para comprobar el resultado de la demodulación en situaciones que la rutina con la función *unwrap* genere errores y para contextos con baja SNR.

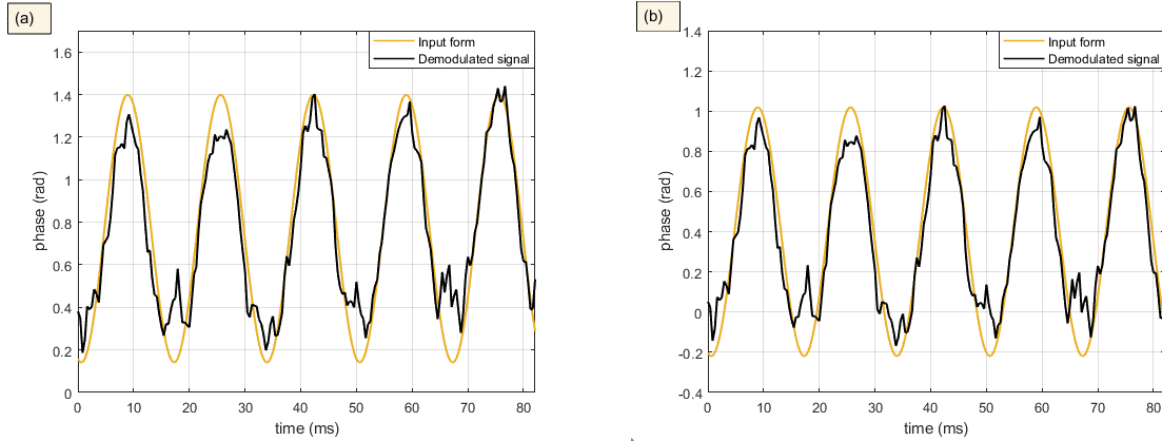


Figura 58: Evolución temporal del resultado de la demodulación a una distancia de 6638 m: (a) para método 1 (función $unwrap()$), y, (b) para método 2 (función $Unwrap_TIE_DCT_Iter()$).

4.6 Resultados en distintos escenarios

En esta sección se muestra el desempeño del sensor bajo análisis frente a pequeñas variaciones de las condiciones de la perturbación. Esencialmente, se estudian cambios en la magnitud de la perturbación mecánica que afecta a la fibra y la respuesta tanto del detector como la capacidad del parlante para transmitir la vibración hacia la fibra, así como también la eficacia de la detección al subir la frecuencia al doble y el utilizar un tramo de perturbación mucho mayor a la resolución del sistema.

En primer lugar, se prueba bajando el voltaje aplicado al actuador (parlante) a la mitad de la amplitud que se usa en la medición de las secciones anteriores (ver Figura 58). Por lo tanto, sin cambiar el resto de los parámetros ni el procesamiento computacional seguido, se realiza una medición con $V_t = 1 V_{pp}$ y el resultado de la demodulación se puede ver en la Figura 59.

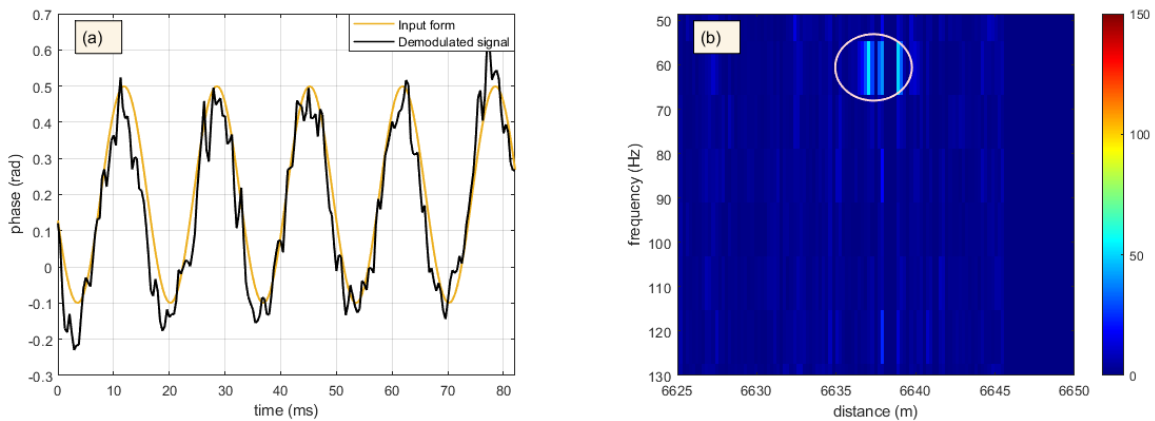


Figura 59: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ y repetición de $f_p = 12kHz$ para perturbación de $f_t = 60Hz$, $V_t = 1V_{pp}$ y $L_t = 2m$ cerca del final de la fibra de 6.6km. (a) Señal demodulada a una distancia de 6638m. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

Comparando el resultado de la Figura 59(a) con el de la Figura 58(a), se observa una disminución de la

amplitud de la forma obtenida, así como también un aspecto más ruidoso que se debe precisamente a la mayor resolución vertical utilizada para ver una señal de menor amplitud. Junto con esto, se presenta la FFT de la señal demodulada en cada punto de la fibra en la Figura 59(b) para tener una visión más amplia de la medición. Con esta figura se puede detectar fácilmente la señal de perturbación de 60 Hz , localizando el tramo perturbado entre 6637 m y 6638 m , en concordancia con la posición real de la perturbación.

No obstante, al ver esta representación 2D, se puede identificar claramente el fenómeno de variabilidad espacial de la perturbación, esto es, que la oscilación no es homogénea dentro del tramo perturbado. Esta singularidad también aparece en los resultados del sensor DVS, por lo cual se estima que puede deberse a una característica propia del sistema de perturbación utilizado en este trabajo. Además, los puntos de fading igualmente afectan la visibilidad de oscilaciones, pero la posibilidad de tener puntos de fading dentro de la zona perturbada es menor cuando dicho tramo es pequeño.

Para evaluar cómo afecta el parámetro relativo a la amplitud del voltaje de la señal de entrada, también se repite la medición para el doble y cuádruple del voltaje original usado, esto es, para $V_t = 4\text{ Vpp}$ y $V_t = 8\text{ Vpp}$.

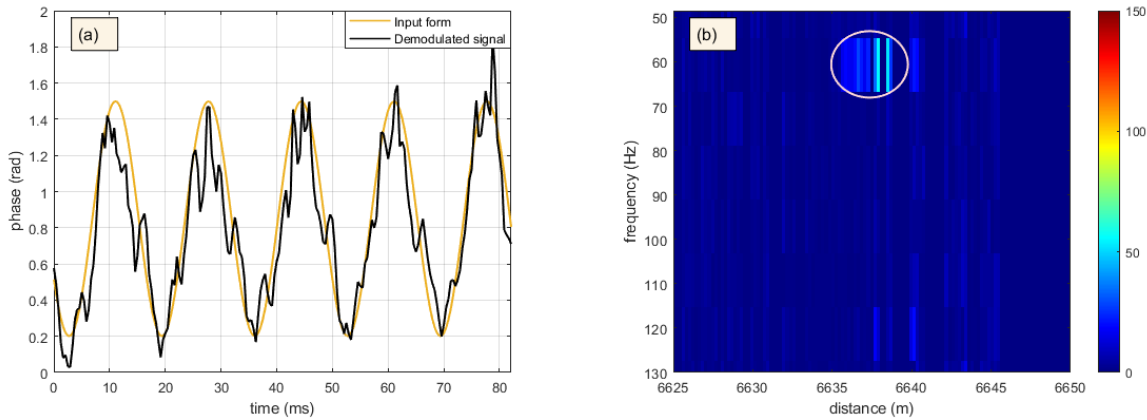


Figura 60: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20\text{ ns}$ y repetición de $f_p = 12\text{ kHz}$ para perturbación de $f_t = 60\text{ Hz}$, $V_t = 4\text{ Vpp}$ y $L_t = 2\text{ m}$ cerca del final de la fibra de 6.6 km . (a) Señal demodulada a una distancia de 6638 m . (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

El resultado de la demodulación para $V_t = 4\text{ Vpp}$ y $V_t = 8\text{ Vpp}$ se presenta en las Figuras 60 y 61, respectivamente. De la Figura 60(a) se puede notar que al duplicar el voltaje inicial no hay un crecimiento al doble de fase de la señal obtenida con la demodulación respecto al caso de la Figura 58(a), si bien sí aumenta de tamaño. Esto puede deberse a la manera en que se realiza la perturbación de la fibra, donde el sistema montado no permite controlar la compresión directamente de la fibra. Por su parte, la Figura 60(b) muestra una oscilación de la zona perturbada mucho más uniforme que el caso anterior, por lo cual, en general, no se puede predecir el comportamiento de la variabilidad espacial de la perturbación. Sin embargo, lo más notable de este resultado es que no se observan componentes armónicos, lo cual es debido a la detección lineal de la forma de la perturbación que caracteriza a este sensor.

Viendo la Figura 61(a), el aumento de la amplitud de la señal demodulada es más notorio y se aproxima más al tamaño esperado de cuatro veces la amplitud obtenida en la Figura 58(a), sin embargo, para este escenario resalta una anomalía adicional. Según se aprecia en la forma de esta señal para los casos anteriores, los extremos superiores e inferiores de la forma sinusoidal son aquellos que más distorsión presentan pero de manera sutil, mientras que para el caso del mayor voltaje, se torna evidente una deformación aparentemente relacionada con la respuesta mecánica del sistema de perturbación. Por otra parte, en la magnitud de la FFT

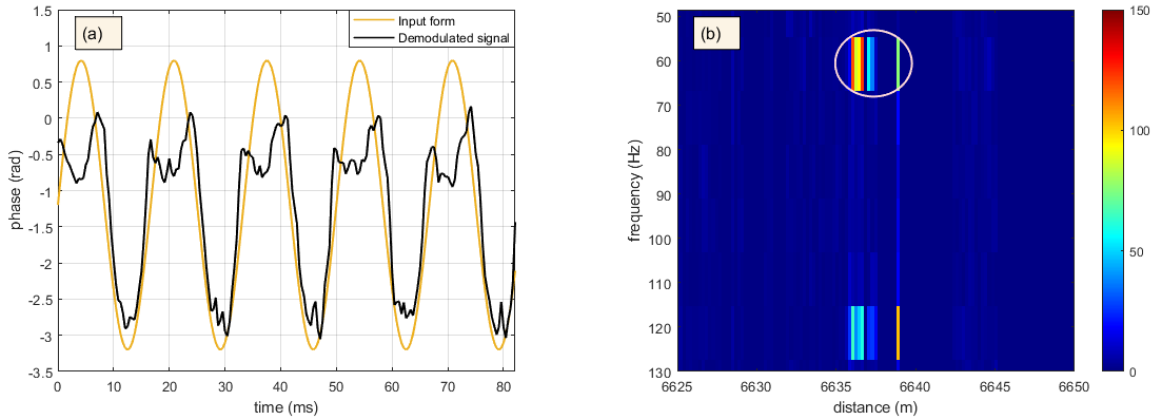


Figura 61: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ y repetición de $f_p = 12kHz$ para perturbación de $f_t = 60Hz$, $V_t = 8Vpp$ y $L_t = 2m$ cerca del final de la fibra de $6.6km$. (a) Señal demodulada a una distancia de $6637m$. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

de la Figura 61(b) se logra visualizar la presencia de componentes armónicos de la frecuencia de perturbación, a pesar de que la detección es lineal. Por lo tanto, este fenómeno de no linealidad guarda relación directa con la respuesta del sistema de perturbación dado que se aprecia en la Figura 61(b) que la señal demodulada solo toma valores negativos, es decir, la compresión de la fibra ocurre en un solo sentido y la mecánica del sistema no permite una descompresión efectiva de la fibra deformada.

Adicionalmente, se incluye el escenario de prueba para una frecuencia del doble de la f_t original, es decir, de $120 Hz$, por ende, la cantidad de ciclos a recuperar para el mismo tiempo de medición asciende a diez ciclos. La solución generada bajo las mismas condiciones anteriores se muestra en la Figura 62(a)-(b), de lo cual se concluye que la detección sigue siendo buena pues tanto la forma y la localización de la perturbación son acertadas. Al respecto, es válido notar que la forma de la señal se vuelve un poco menos suave en comparación con la de la Figura 58(a) puesto que hay más períodos para una misma cantidad de puntos. Por su parte, en la Figura 62(b) se obtiene componentes de la FFT solo a la frecuencia de la fundamental y no se observan armónicos tal como se espera para este sensor.

La restricción que limita el aumento de la frecuencia a detectar viene dada por el criterio de Nyquist, que para esta situación corresponde a $f_N = 600 Hz$, pues se está haciendo un promediado de 10 trazas en el procesamiento implementado para bajar el ruido. En relación a esto, se prueba con aplicar un promediado de 20 trazas, considerando igualmente una ventana móvil cada 5 trazas, con lo cual el criterio de Nyquist es más estricto, siendo ahora $f_N = 300 Hz$. No obstante, dado que se siguen realizando promediados cada 5 trazas, la cantidad de puntos por período no disminuye pues es la misma frecuencia de perturbación. Dicho esto, el resultado de repetir el procesamiento para un promediado mayor a partir de los mismos datos de la Figura 62(a)-(b) se presenta en la Figura 63.

Comparando los resultados para promediados de 10 y 20 trazas, es claro notar que la señal de la Figura 63 se ve más suavizada y con una amplitud menor en relación con aquella de la Figura 62(a). Haciendo una analogía entre el promediado de trazas continuas y un filtro pasa-bajos, tiene sentido que las variaciones de frecuencias superiores tiendan a disminuir. Se puede identificar que tienen la misma forma y, a pesar de disminuir el tamaño, cumple el objetivo de atenuar los efectos del ruido. Esta alternativa sería tolerable para escenarios con bajo SNR, siempre respetando los límites del muestreo.

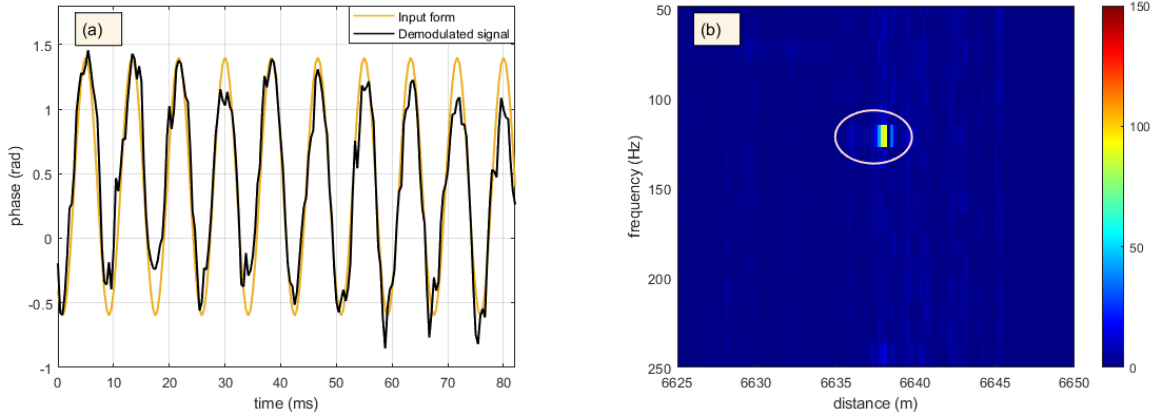


Figura 62: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ y repetición de $f_p = 12kHz$ para perturbación de $f_t = 120Hz$, $V_t = 2V_{pp}$ y $L_t = 2m$ cerca del final de la fibra de $6.6km$, promediando 10 trazas. (a) Señal demodulada a una distancia de $6639m$. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

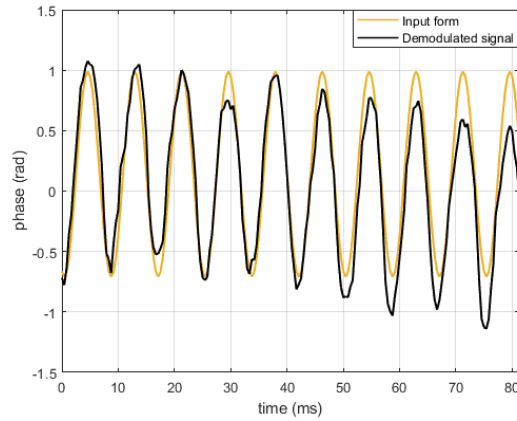


Figura 63: Señal demodulada a una distancia de $6639m$, promediando 20 trazas.

Sumado a lo anterior, se presenta el resultado de la detección para una perturbación de largo $L_t = 60 m$, siendo particularmente interesante por el hecho de que L_t ahora es mucho mayor que el tamaño del gauge length del sistema. Volviendo al caso original de $f_t = 60 Hz$ y $V_t = 2V_{pp}$, se repite la medición para el nuevo tramo de perturbación y se presenta el resultado de la demodulación igualmente para promediados de 10 trazas en la Figura 64.

Para este caso, se obtiene una buena forma de la señal demodulada para determinados puntos de la zona perturbada, uno de ellos se grafica en la Figura 64(a). Se tiene la particularidad de que este escenario presenta las señales demoduladas con mejor forma, tal como se observa en esta figura, donde no se visualiza demasiado ruido y se apega bastante a una sinusoidal. Debido a que el tramo es mayor, se integra un mayor cambio de fase lo que mejora la SNR acústica y permite obtener dichos resultados. Sin embargo, también se obtiene la mayor variabilidad espacial entre todos los casos estudiados, lo cual provoca que se tenga un perfil muy desigual a lo largo del tramo perturbado como se puede ver en la Figura 64(b). Esto se explica según el hecho de que, al utilizar una fibra más larga para aplicar la vibración, la probabilidad de encontrar puntos de fading

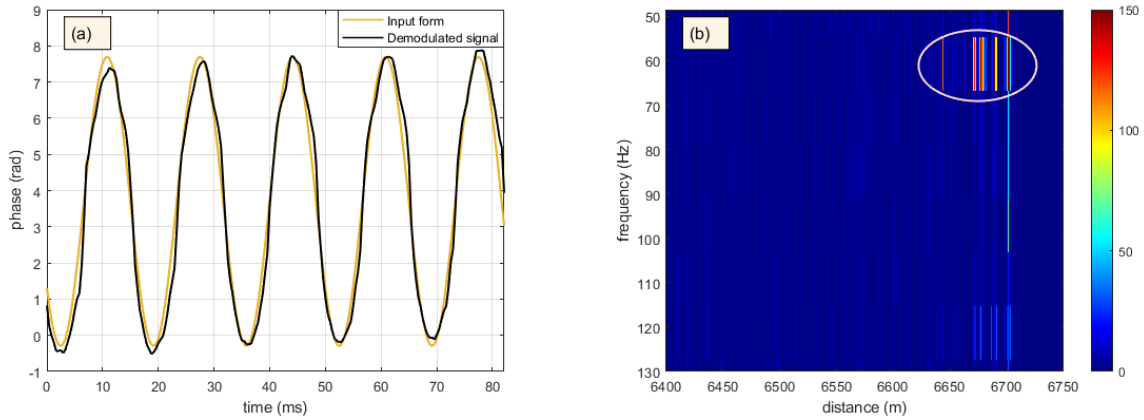


Figura 64: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 20ns$ y repetición de $f_p = 12kHz$ para perturbación de $f_t = 60Hz$, $V_t = 2Vpp$ y $L_t = 60m$ cerca del final de la fibra de $6.6km$. (a) Señal demodulada a una distancia de $6703m$. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

aumenta.

En vista de lo anterior, se demuestra que tener una perturbación demasiado extendida a lo largo de la fibra presenta mayor número de puntos de fading que alteran la homogeneidad del tramo a detectar. A su vez, cuando la longitud de una perturbación es mayor al valor del gauge length utilizado, se puede medir de mejor manera el punto de vibración máxima, mientras que si ambos son iguales o la perturbación es más corta puede suceder que no alcance a muestrearse el punto de maximización de la señal. En resumen, el valor del gauge length determina las perturbaciones que el sensor es capaz de detectar y existe un mejor desempeño cuando aquellas tienen longitudes comparables por sobre el valor de este parámetro pues para tramos superiores aumenta el número de puntos de fading.

4.7 Resultados a lo largo de 26 km de fibra

Como último caso de estudio se realiza la medición de una perturbación localizada en el último tramo de $L_t = 60 m$ de una fibra de $L = 26.06 km$. Para este escenario, las pérdidas por atenuación de la fibra son cercanas a $10 dB$ (para el pulso y la señal Rayleigh backscattering), esto es, cerca de $8 dB$ más de atenuación que en los casos anteriores. Por otro, dado que la frecuencia de repetición está limitada por el largo de la fibra según la ecuación (2.2.1), entonces se utiliza $f_p = 2 kHz$ y el ancho de banda acústico disminuye a $1 kHz$, lo cual representa una limitación para la cantidad de trazas que se pueden promediar. Dado que la perturbación a probar tiene una frecuencia de $f_t = 160 Hz$, se opta por no utilizar promediado de trazas para no disminuir aún más el ancho de banda acústico y tener que operar cerca del límite de Nyquist. Por esta razón, tampoco se compensa la baja SNR como en los casos anteriores en donde se promediaban 10 trazas. En base a esto, se decide utilizar un pulso interrogador de largo $\tau_p = 50 ns$ que atenúa esta pérdida de SNR incrementando el nivel de energía que se entrega a la fibra. La representación de tiempo versus distancia del conjunto de señales de fase diferencial relativa obtenida de aplicar la demodulación para este escenario se observa en la Figura 65.

En la Figura 65 se puede distinguir el patrón sinusoidal de 10 períodos en torno a una distancia de $26.03 km$, si bien el tramo perturbado se encuentra entre $26 km$ y $26.06 km$. El detectar un tramo menor de perturbación se puede deber a que en el final de la fibra hay muy baja SNR dado que la señal de luz llega muy atenuada, produciendo mayor probabilidad de puntos de desvanecimiento en comparación al caso anterior. A

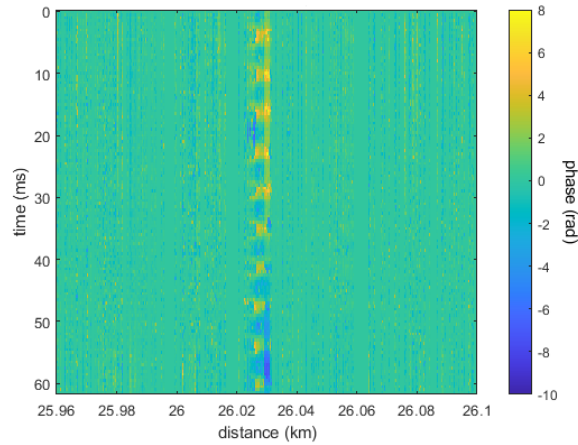


Figura 65: Fase diferencial relativa espacial versus distancia.

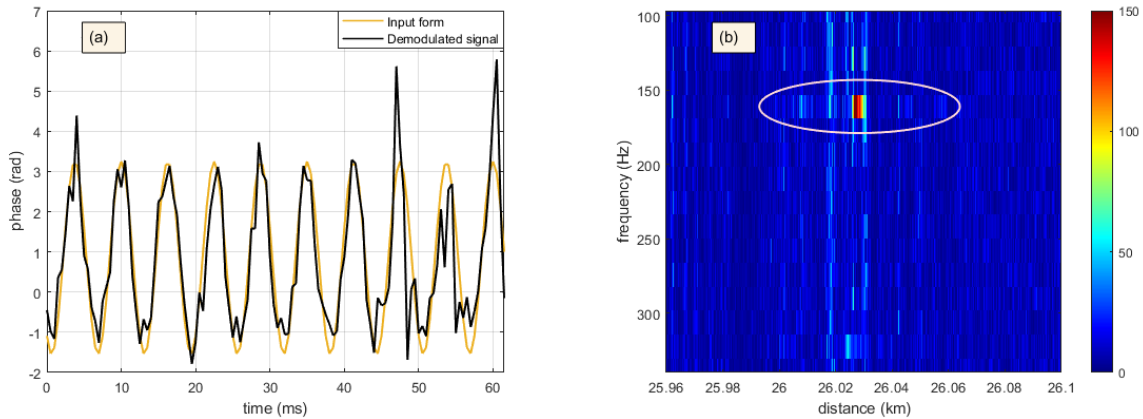


Figura 66: Medición realizada con pulso de $\tau_p = 50ns$ y repetición de $f_p = 2kHz$ para perturbación de $f_t = 160Hz$, $V_t = 6V_{pp}$ y $L_t = 60m$ al final de la fibra de $26km$. (a) Señal demodulada a una distancia de $26.03km$. (b) Magnitud de la FFT temporal versus distancia.

continuación, se presenta la evolución temporal para un punto a una distancia de $26.03 km$ ubicado dentro del tramo perturbado en la Figura 66(a), así como también la FFT enventanada en los últimos metros de fibra en la Figura 66(b).

Tal como se esperaba para la posición a $26.03 km$, en la Figura 66(a) se puede apreciar que la forma de la señal recuperada sigue la forma de la perturbación aplicada. Si bien se puede apreciar un poco de ruido, se reconocen correctamente los períodos de la señal demodulada sin sufrir un deterioro significativo respecto a los casos anteriores, como por ejemplo en comparación al resultado de la Figura 64(a), más que en la variabilidad espacial dentro del tramo perturbado como se observa también en la Figura 66(b). La FFT muestra componentes de frecuencia en la frecuencia fundamental de la perturbación pero no en el tramo perturbado completo. En comparación con la Figura 64(b), se puede notar que disminuye la magnitud de las componentes de la FFT en el tramo perturbado debido a que llega menos potencia al final de la fibra más larga. Además, se pueden ver componentes en otras frecuencias que pueden deberse principalmente a ruido. A

pesar de ello, la localización es buena ya que en otras posiciones no se aprecian componentes. Para visualizar esto, se presenta la magnitud de la FFT en 60 Hz en la Figura 67(a) y a una distancia de 26.027 km vs. frecuencia en la Figura 67(b).

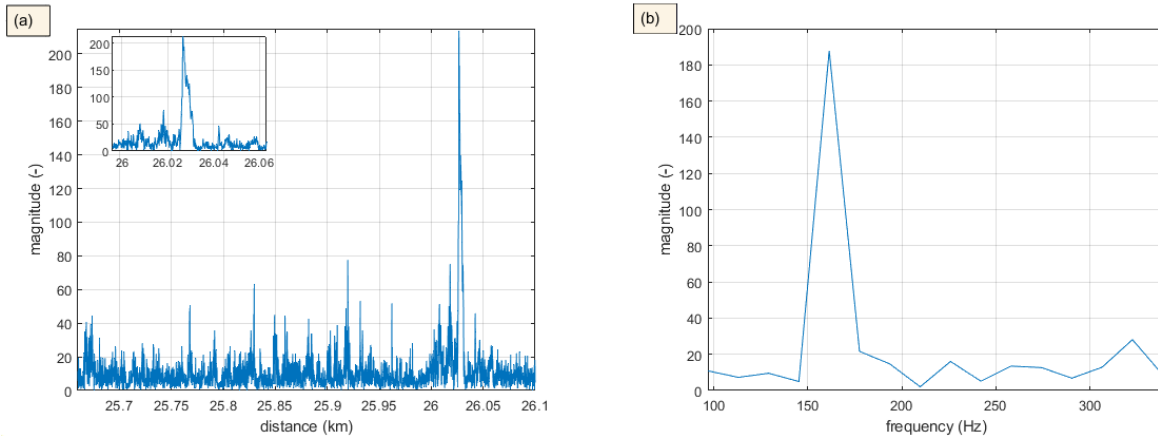


Figura 67: (a) Magnitud de la FFT para la frecuencia fundamental de la perturbación, y (b) a una distancia de 26.027 km .

Al visualizar la amplitud de la frecuencia fundamental de la perturbación en la Figura 67(a) es apreciable solo un tramo menor de aproximadamente 5 metros perturbados en torno a una distancia de 26.03 km . Con esto se verifica que un nivel de potencia más bajo de la señal de luz disminuye la SNR produciendo que no se logre reconocer completamente los 60 metros. No obstante, esto podría mejorarse aumentando el largo del pulso interrogador y no debe empañar el resultado de la demodulación logrado en la Figura 66(a). Por su parte, en la Figura 67(b) se verifica que existe solo la componente de la frecuencia fundamental lo que se debe a que la medición es lineal. Por lo tanto, es muy probable que las componentes en otras frecuencias se deban a tener una baja SNR.

En general, los resultados de las demodulaciones muestran buenos resultados en la recuperación de la perturbación de manera lineal como se esperaba para este sensor. En conclusión, se puede destacar que el funcionamiento del sensor descrito en este capítulo muestra resultados eficaces para lograr una buena detección y se comprueba su robustez ante distintos cambios en la perturbación que se aplique a la fibra de sensado, mostrando un desempeño razonable incluso en distancias por sobre 26 km .

5 Conclusiones

5.1 Acerca del trabajo

A lo largo de este trabajo se logra dar cumplimiento a los objetivos planteados en el Capítulo 1, de lo cual se extraen las siguientes conclusiones:

- El sensor DVS implementado logra localizar las perturbaciones en la fibra y varía no-lineal con la amplitud de las vibraciones.
- El sensor DAS interferométrico implementado permite detectar la forma de la perturbación aplicada de manera lineal incluso en distancias sobre 26 km.
- Para el caso de la fibra de 26 km, disminuye el ancho de banda acústico de las perturbaciones a detectar dado que la frecuencia de repetición de los pulsos también es menor por interrogar a una fibra más larga, lo cual no da cabida a realizar promediados de las muestras, y ésto, sumado a una mayor atenuación de la señal Rayleigh explica la forma más ruidosa de la señal demodulada obtenida en comparación a los otros escenarios evaluados.
- En la etapa de la implementación de los sensores DVS y DAS, el utilizar una modulación basada en dos EOMs en cascada permite mejorar significativamente la detección de las perturbaciones, evidenciando el efecto importante que tiene la razón de extinción del pulso interrogador en la exactitud de las reflexiones de backscatter, así como también el ancho espectral del láser influye en la estabilidad de las trazas ϕ -OTDR. Esta configuración logra resultados con mejor SNR y precisión de la perturbación.
- Para la detección del sensor DAS es esencial contar con aislamiento térmico del detector que dé estabilidad y proteja de circulación de aire a los componentes del interferómetro debido a la alta sensibilidad de una fibra SM que contiene las señales a combinar. En teoría, se debe mantener estable toda la fibra del detector cuya polarización variase y que pueda producir inestabilidades en la traza. Al respecto, inicialmente se había probado la detección con una fibra PM en el gauge length pero resultó ser contraproducente para el batimiento de las señales pues el resultado mostraba cierto grado de distorsión producida por cambios en la polarización de salida y en parte también por la inestabilidad de temperatura que afectaba la respuesta del sistema. Al solucionar ambos inconvenientes, el resultado de la detección mejora notablemente.
- De las técnicas de desenvolvimiento de fase estudiadas se observa que ambas requieren de un procesamiento adicional dirigido a solucionar dificultades propias de un sensor ϕ -OTDR, como los desvanecimientos de la traza o fluctuaciones del entorno. Comparando dos alternativas de desenvolvimiento de fase, el resultado obtenido en ambos casos es similar. Sin embargo, al comparar el rendimiento, el algoritmo basado en la función *unwrap* de Matlab tarda dos mil veces menos que lo que demora el algoritmo basado en la ecuación de transporte de intensidad (TIE) [43].

5.2 Líneas futuras de estudio

Uno de los objetivos que quedan por abordar de este trabajo se relaciona con mejorar la calidad de las mediciones y dar robustez a los sensores, en especial en los puntos de desvanecimiento para fibras largas. Se debería buscar obtener mayor uniformidad en la respuesta a la perturbación para que los resultados tengan menor variabilidad espacial.

Otra mejora por estudiar sería que en la detección del DAS se añada una etapa de monitoreo de la optimización adecuada del controlador de polarización del interferómetro (PC2), pues este influye directamente en la

combinación de las señales y en este trabajo no se consideró idear la manera de obtener la configuración que maximizar el batimiento. En relación a esto, también podría incluirse el rotador de polarización mencionado en [21] para una mayor robustez a los desvanecimientos de polarización.

Por último, se puede trabajar en la creación de un algoritmo computacional óptimo de phase-unwrapping dirigido especialmente para resolver integralmente las dificultades de los sensores Phase-OTDR, como fadings [44] y fluctuaciones de baja frecuencia. Este algoritmo además debe considerar que el procesamiento de los sensores involucra altos tamaños de datos, por lo que podría adaptarse para distintas resoluciones y tamaños de fibra.

Referencias

- [1] S. V. Shatalin, V. N. Treschikov, A. J. Rogers, “Interferometric optical time-domain reflectometry for distributed optical-fiber sensing,” *Appl Opt*, vol. 37, no. 24, pp. 5600-5604, 1998.
- [2] J. C. Juarez, E. W. Maier, K. N. Choi, H. F. Taylor, “Distributed Fiber-Optic Intrusion Sensor System,” *J Lightwave Technol*, vol. 23, no. 6, pp. 2081-2087, 2005.
- [3] J. C. Juarez, H. F. Taylor, “Polarization discrimination in a phase-sensitive optical time-domain reflectometer intrusion-sensor system,” *Opt Lett*, vol. 30, no. 24, pp. 3284-3286, 2005.
- [4] F. Peng, N. Duan, Y.-J. Rao, J. Li, “Real-time position and speed monitoring of trains using phase-sensitive OTDR,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 20, pp. 2055-2057, 2014.
- [5] S. Liehr, S. Münzenberger, and K. Krebber, “Wavelength-scanning coherent OTDR for dynamic high strain resolution sensing,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 8, pp. 10573-10588, 2018.
- [6] M. K. Barnoski, S. M. Jensen, “Fiber waveguides: A novel technique for investigating attenuation characteristics,” *Appl Opt*, vol. 15, no. 9, pp. 2112-2115, 1976.
- [7] A. H. Hartog, “Rayleigh Backscatter Distributed Vibration Sensors and Static Measurements,” *An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors*. Boca Raton: CRC Press, 2017, cap. 6, pp. 231-278.
- [8] A. Masoudi, M. Belal, T. P. Newson, “A distributed optical fibre dynamic strain sensor based on phase-OTDR,” *Meas Sci Technol*, vol. 24, no. 8, pp. 1-7, 2013. doi:10.1088/0957-0233/24/8/085204
- [9] A. Masoudi, T. P. Newson, “High spatial resolution distributed optical fiber dynamic strain sensor with enhanced frequency and strain resolution,” *Opt Lett*, vol. 42, no. 2, pp. 290-293, en., 2017. doi:10.1364/OL.42.000290
- [10] T. Zhu, X. Xiao, Q. He, D. Diao, “Enhancement of SNR and Spatial Resolution in φ -OTDR System by Using Two-Dimensional Edge Detection Method,” *J Lightwave Technol*, vol. 31, no. 17, pp. 2851-2856, 2013.
- [11] E. Awwad, C. Dorize, S. Guerrier, J. Renaudier, “Detection-Localization-Identification of Vibrations Over Long Distance SSMF With Coherent $\Delta\phi$ -OTDR,” *J Lightwave Technol*, vol. 38, no. 12, pp. 3089-3095, 2020.
- [12] Y. Koyamada, M. Imahama, K. Kubota, K. Hogari, “Fiber-Optic Distributed Strain and Temperature Sensing With Very High Measurand Resolution Over Long Range Using Coherent OTDR,” *J Lightwave Technol*, vol. 27, no. 9, pp. 1142-1146, 2009.
- [13] Y. Lu, T. Zhu, L. Chen, X. Bao, “Distributed Vibration Sensor Based on Coherent Detection of Phase-OTDR,” *J Lightwave Technol*, vol. 28, no. 22, pp. 3243-3249, 2010.
- [14] Z. Pan, K. Liang, Q. Ye, H. Cai, R. Qu, Z. Fang, “Phase-sensitive OTDR system based on digital coherent detection,” *ACP*, vol. 8311, pp. 1-6, 2011. doi:10.1117/12.905657
- [15] Q. Yan, M. Tian, X. Li, Q. Yang, Y. Xu, “Coherent Φ -OTDR based on polarization-diversity integrated coherent receiver and heterodyne detection,” *SPIE*, 2017.

- [16] T. Sun, X. Hu, S. Wang, F. Xie, J. Cui, "Polarization-fading-free distributed acoustic sensing system," *ICOCN*, pp. 1-3, 2019.
- [17] T. Hodgkinson, R. Harmon, and D. Smith, "Demodulation of optical DPSK using in-phase and quadrature detection," *Electron Lett*, vol. 21, no. 19, pp. 867-868, sept., 1985.
- [18] T. Hodgkinson, R. Harmon, D. Smith and P. Chidgey, "In-phase and quadrature detection using 90° optical hybrid receiver: experiments and design considerations," *IEE Proc*, vol. 135, no. 3, pp. 260-267, jun., 1988.
- [19] R. Posey, G. Johnson, S. Vohra, "Rayleigh Scattering Based Distributed Sensing System for Structural Monitoring," *Proc. of SPIE*, vol. 4185, pp. 678-681, nov., 2000. doi:10.1117/12.2302157
- [20] X. Lu, K. Krebber, "Phase error analysis and unwrapping error suppression in phase-sensitive optical time domain reflectometry," *Opt. Express*, vol. 30, no. 5, pp. 6934-6948, feb., 2022. doi:10.1364/OE.446517
- [21] S. Bakhtiari Gorajoobi, A. Masoudi, G. Brambilla, "Polarization fading mitigation in distributed acoustic sensors based on a high-speed polarization rotator," *Opt Lett*, vol. 47, no. 5, pp. 1283-1286, mar., 2022. doi:10.1364/OL.450388
- [22] J. Pastor, "Chirped-Pulse Phase-Sensitive Optical Time Domain Reflectometry," Ph.D., Depto. Electr., UAH., Madrid, España, 2018. pp. 1-191.
- [23] H. F. Martins, S. Martin-Lopez, P. Corredera, M. L. Filograno, O. Frazão, M. González-Herráez, "Coherent noise reduction in high visibility phase sensitive optical time domain reflectometer for distributed sensing of ultrasonic waves," *J Lightwave Technol*, vol. 31, no. 23, pp. 3631-3637, 2013.
- [24] C. D. Butter, G. B. Hocker, "Fiber optics strain gauge," *Appl Opt*, vol. 17, no. 18, pp. 2867-2869, 1978.
- [25] G. B. Hocker, "Fiber-optic sensing of pressure and temperature," *Appl Opt*, vol. 18, no.9, pp. 1445-1448, 1979.
- [26] M. Imahama, Y. Koyamada, K. Hogari, "Restorability of Rayleigh Backscatter Traces Measured by Coherent OTDR with Precisely Frequency-Controlled Light Source," *IEICE Trans Commun*, vol. E91-B, no. 4, pp. 1243-1246, 2008.
- [27] M. A. Soto, X. Lu, H. F. Martins, M. Gonzalez-Herraez, L. Thévenaz, "Distributed phase birefringence measurements based on polarization correlation in phase-sensitive optical time-domain reflectometers," *Opt Express*, vol. 23, no. 19, pp. 24923-24936, 2015. doi:10.1364/OE.23.024923
- [28] M. Froggatt, J. Moore, "High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with Rayleigh scatter," *Appl Opt*, vol. 37, no. 10, pp. 1735-1740, 1998.
- [29] D. K. Gifford, B. J. Soller, M. S. Wolfe, M. E. Froggatt, "Distributed fiber-optic temperature sensing using Rayleigh backscatter," *Proc. ECOC 2005*, vol. 3, pp. 511-512, 2005. doi: 10.1049/cp:20050584.
- [30] J. Pastor-Graells, H. F. Martins, A. Garcia-Ruiz, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, "Single-shot distributed temperature and strain tracking using direct detection phase-sensitive OTDR with chirped pulses," *Opt Express*, vol. 24, no. 12, pp. 13121-13133, 2016.

- [31] H. F. Martins, S. Martin-Lopez, P. Corredera, P. Salgado, O. Frazão, M. González-Herráez, “Modulation instability-induced fading in phase-sensitive optical time-domain reflectometry,” *Opt Lett*, vol. 38, no. 6, pp. 872–874, 2013.
- [32] M. R. Fernández-Ruiz, L. Costa, H. F. Martins, “Distributed acoustic sensing using chirped-pulse phase-sensitive OTDR technology,” *Sensors*, vol. 19, no. 20, pp. 4368–4396, 2019. doi:10.3390/s19204368
- [33] Y. Tang, X. Yi, W. Shieh, “Optical performance monitoring for coherent optical systems,” *Optical Performance Monitoring Advanced Techniques for Next-Generation Photonic Networks*. Academic Press, 2010, cap. 13, pp. 351–383.
- [34] Optoplex Corporation, *Optical Hybrid Enables Next-Generation Optical Communication*. pp. 1–5. Disponible en http://www.optoplex.com/Optical_Hybrid.htm
- [35] Z. Wang, L. Zhang, S. Wang, N. Xue, F. Peng, M. Fan, W. Sun, X. Qian, J. Rao, Y. Rao, “Coherent Φ -OTDR based on I/Q demodulation and homodyne detection,” *Opt Express*, vol. 24, no. 2, pp. 853–858, 2016.
- [36] T. Ozeki, T. Kudo, M. Oguma, H. Takahashi, K. Iwasaki, “Digital homodyne OTDR with dual polarization optical hybrid for PMD distribution measurement,” in *Optical Fiber Communication Conf. and Expo. and the Nat. Fiber Optic Engineers Conf. (OFC/NFOEC)*, 2013, pp. 1–3. doi:10.1364/OFC.2013.OW1K.4.
- [37] X. Lu, M. A. Soto, P. J. Thomas, E. Kolltveit, “Evaluating phase errors in phase-sensitive optical time-domain reflectometry based on I/Q demodulation,” *J Lightwave Technol*, vol. 38, no. 15, pp. 4133–4141, 2020.
- [38] M. Alem, M. A. Soto, L. Thévenaz, “Analytical model and experimental verification of the critical power for modulation instability in optical fibers,” *Opt Express*, vol. 23, pp. 29514–29532, 2015.
- [39] APEX Technologies, *Optical test & measurement. Catalog*. p. 15. Disponible en <https://www.apex-t.com/company/>
- [40] iXblue Photonics, *MPX and MPZ series Low frequencies to 40 GHz Phase Modulators*. p. 4. Disponible en: <https://www.ixblue.com/photonics-space/phase-modulators/>
- [41] iXblue Photonics, *Electro-Optical Modulators Operating Manual*. pp. 1–27. Disponible en: <https://www.ixblue.com/photonics-space/phase-modulators/>
- [42] Z. Zhao, (2022). *Robust 2D phase unwrapping algorithm*. [En línea]. Disponible en: <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/68493-robust-2d-phase-unwrapping-algorithm>. Consultado en: may. 16, 2022.
- [43] Z. Zhao et al, “Robust 2D phase unwrapping algorithm based on the transport of intensity equation,” *Meas Sci Technol*, vol. 30, no. 1, pp. 1–9, 2019. doi: 10.1088/1361-6501/aaec5c
- [44] K. Cui, F. Liu, K. Wang, X. Liu, J. Yuan, B. Yan, X. Zhou, “Interference-Fading-Suppressed Pulse-Coding Φ -OTDR Using Spectrum Extraction and Rotated-Vector-Sum Method,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 13. doi: 10.1109/JPHOT.2021.3121064.