ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA



Proyecto Fin de Carrera

Modelado de la dispersión estimulada de Brillouin en sistemas sensores distribuidos BOTDA (Modeling of the stimulated Brillouin scattering in BOTDA distributed sensor systems)

Para acceder al Titulo de

INGENIERO DE TELECOMUNICACIÓN

Autor: Pablo Vallejo de la Cueva Octubre - 2015

INGENIERÍA TÉCNICA DE TELECOMUNICACIÓN

CALIFICACIÓN DEL PROYECTO FIN DE CARRERA

Realizado por: Pablo Vallejo de la Cueva Director del PFC: Jesús Mª Mirapeix Serrano / Rubén Ruiz Lombera

Título: "Modelado de la dispersión estimulada de Brillouin en sistemas sensores distribuidos BOTDA"

Title: "Modeling of the stimulated Brillouin scattering in BOTDA distributed sensor systems"

Presentado a examen el día: 29 de Octubre de 2015

para acceder al Título de

INGENIERO DE TELECOMUNICACIÓN

<u>Composición del Tribunal:</u> Presidente (Apellidos, Nombre): Quintela Incera, Antonio Secretario (Apellidos, Nombre): Mirapeix Serrano, Jesús Vocal (Apellidos, Nombre): de la Fuente Rodríguez, Luisa

Este Tribunal ha resuelto otorgar la calificación de:

Fdo.: El Presidente

Fdo.: El Secretario

Fdo.: El Vocal

Fdo.: El Director del PFC (sólo si es distinto del Secretario)

V° B° del Subdirector

Proyecto Fin de Carrera Nº (a asignar por Secretaría)

"Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el proyecto TEC2013-47264-C2-1-R"

Agradecimientos

Bueno, aquí estamos de nuevo, realizando una página de agradecimientos...Han pasado tres años y algunos meses y tantas cosas...sin embargo, sigo teniendo que dar las gracias a muchas personas. Esas personas que están ahí, siempre y que por un motivo u otro nunca les agradecemos lo suficiente su compañía, su afecto, su cariño...

Para empezar, quiero agradecer a Jesús Mirapeix Serrano haberme aceptado realizar el proyecto tutorado por él por segunda vez. Siempre ha buscado la manera de poder ayudarme, a pesar de que había mayor dificultad por la falta de tiempo de la que yo disponía. También, quiero agradecer a Rubén Ruiz, todo su trabajo y apoyo que me ha dado siempre. Siempre estaba para darme una explicación, realizar unas medidas, interesarse por los resultados, realizar simulaciones...Sin estas dos personas, el proyecto jamás hubiera visto la luz.

Otra de las cosas que han ocurrido en este intervalo entre ambos proyectos es la oportunidad que me brindo Javier para trabajar con él. Eres una gran persona, no puedo definirlo de otra forma. Muchas Gracias.

También tengo que agradecer a esos compañeros de clase y amigos, que no se me puede olvidar mencionarlos, como Sota, Zalo, Manu, Arozamena, Cosio...Qué grandes tardes hemos pasado de barbacoa hablando de cualquier tema...¿habrá que hacer una no? Siempre han intentado ayudarme cuando se lo he pedido. Gracias. También tengo que agradecer su aportación a esos compañeros de clase que me ayudaron en algún momento o fueron amigos de facultad y que por las circunstancias de la vida pierdes la pista.

Tampoco quiero olvidarme de los amigos de siempre. Siempre puedo contar con ellos. Han estado apoyándome en cualquier momento por el que haya pasado y nunca he sido lo suficientemente agradecido con ellos. Esto tampoco hubiera sido posible sin vosotros: Alex, Rafa, Apu, Erik, Sosa, Pitu, Miki, se me queda alguno, pero ya me conocéis, soy tremendamente despistado. Muchas Gracias por estar ahí.

Obviamente no me iba a olvidar de ti Ana. La parte más importante de las cosas que han ocurrido en estos 3 años y pico entre ambos proyectos es haberte conocido. Muchas gracias por apoyarme, comprenderme, aguantarme y estar conmigo siempre.

Por último, como en la anterior ocasión, tengo que agradecer a mi familia todo lo que me aportan cada día. Gracias a mis padres por tener esa paciencia conmigo, por educarme, por comprenderme y por ser mis padres. También a mi hermano Jorge, ¿una versión mejorada de mi persona? Lo cierto es que es más mayor, pero es lo que pienso, y a Belén, su compañera. Como no, a mi hermana Ana, esfuerzo y trabajo, podrían definirla. Gracias a Alberto por estar con ella, y claro está, la alegría de la familia Julia, mi sobrina. (no pongo una foto porque sería dar el cante). Desafortunadamente ya no puedo ver a mi abuela Fina cada domingo, pero me quedo con esos domingos. Y a mi otra abuela, le diría que ya termine, por fin, termine. Me hubiera gustado que lo vieras. Muchas Gracias a todos.

ÍNDICE

1	INTRODUCCIÓN	10
	1.1 Contexto	10
	1.2 Motivación	12
	1.3 Objetivos	12
	1.4 Organización del documento	13
2	ESTADO DEL ARTE	14
	2.1 Importancia de los sensores en nuestros días	14
	2.1.1 Sensores de fibra óptica	15
	2.1.2 Sensores de fibra distribuidos	17
	2.2 Sensores de fibra óptica basados en procesos de Scattering: Rayleigh y Brillouin y Raman	18
	2.2.1 Scattering de Brillouin	20
	2.2.1.1 Scattering espontáneo de Brillouin	21
	2.2.1.2 Scattering estimulado de Brillouin	22
	2.3 Sistemas sensores distribuidos basados en el Scattering de Brillouin	29
	2.3.1 Sistemas basados en Scattering espontaneo: BOTDR	30
	2.3.2 Sistemas basados en <i>Scattering</i> estimulado: BOTDA, BOCDA y BOFDA	32
	2.3.2.1 BOCDA	32
	2.3.2.2 BOFDA	34
	2.3.3 Explicación detallada de los sistemas BOTDA	35
	2.3.3.1 Sistemas BOTDA "especiales"	38
3 G	MODELADO DE SISTEMAS BOTDA: CONSIDERACIONES ENERALES	47
	3.1 Modelado básico basado en el documento de X.Bao	47
	3.2 Modelado en tres pasos de Zornoza para incluir efecto del "leakage"	51

4 MODELADO DE LA DISPERSIÓN ESTIMULADA DE BRILLOUIN EN SISTEMAS SENSORES DISTRIBUIDOS BOTDA 55			
5	EXPERIMENTAL	76	
	5.1 Montaje experimental	76	
	5.2 Resultados obtenidos	77	
6	CONCLUSIONES	81	
	6.1 Líneas futuras	82	
7	BIBLIOGRAFÍA	83	

INDICE DE FIGURAS

Figura 1. Explicación del fenómeno de Electrostricción	12
Figura 2. Fenómeno de Reflexión Total Interna en una Fibra Óptica	15
Figura 3. Sensor de fibra óptica distribuido	18
Figura 4. Frecuencias de Rayleigh, Raman y Brillouin.	19
Figura 5 . Representación de las ondas Stokes y anti-Stokes mostrando el ángulo θ entre el fonón y la onda dispersada.	21
Figura 6. Explicación cuántica del proceso de dispersión.	23
Figura 7. Relación entre los tres vectores de onda involucrados en el proceso SBS.	24
Figura 8. Espectros de ganancia de tres fibras distintas.	27
Figura 9. Esquema de la configuración básica de los sistemas basados en BOTDR.	31
Figura 10. Esquema de la configuración básica de los sistemas basados en BOCDA.	33
Figura 11. Esquema de la configuración básica de los sistemas basados en BOFDA.	34
Figura 12. Esquema de la configuración básica de los sistemas basados en BOTDA empleando dos fuentes láser.	36
Figura 13. Esquema de la configuración básica de los sistemas basados en BOTDA empleando un único láser.	37
Figura 14. Esquema experimental DPP-BOTDA.	39
Figura 15. Configuración del sistema de sensado DPP-BOTDA.	40
Figura 16. Montaje experimental del sensor distribuido Brillouin asistido Raman.	42
Figura 17. Configuración BOTDA con amplificador de bombeo distribuido.	44
Figura 18. Montaje experimental para la medición dinámica de strain.	45
Figura 19. Configuración de la nueva técnica para mejora de la tolerancia.	46
Figura 20. Montaje experimental.	50
Figura 21. Esquema de las tres interacciones diferentes SBS considerados por el modelo teórico.	53

Figura 22. Interfaz para introducir los parámetros en el programa.	56
Figura 23. Gráfica de la ganancia de Brillouin para una distancia de 12 kilómetros con una anchura de pulso de 100ns.	58
Figura 24 . Gráfica de la potencia de la onda de prueba multiplicada por la ganancia de Brillouin para una distancia de 12 kilómetros con una anchura de pulso de 20ns.	59
Figura 25. Gráfica de las ondas de bombeo y prueba (Stokes) aplicando la función <i>ode45</i> .	61
Figura 26. Señal de bombeo con la influencia de la onda de prueba (azul) comparada con la señal de bombeo sin la influencia de la onda de prueba (verde).	62
Figura 27. Espectro de ganancia de Brillouin para una posición en la fibra.	64
Figura 28. Esquema de las tres interacciones diferentes SBS.	64
Figura 29. Gráfica 3D de la Ganancia de Brillouin obtenida en la interacción Pulso-CW prueba amplificada.	66
Figura 30 . Gráfica 3D de la Ganancia de Brillouin obtenida en la interacción Pulso-CW prueba amplificada con una anchura de pulso de 60ns.	67
Figura 31. Algoritmo utilizado para obtener las potencias al principio del tramo de fibra.	69
Figura 32 . Ganancia de Brillouin obtenida de la interacción CW prueba-leakage y pulso-CW prueba amplificada (Pasos 1 y 2).	70
Figura 33. Gráfica de Ganancia de Brillouin (3 interacciones) y relación de extinción de 25dB.	72
Figura 34 . Gráfica de Ganancia de Brillouin (3 interacciones) y relación de extinción de 40dB.	72
Figura 35 . Comparativa de la atenuación de la ganancia de Brillouin con una $ER = 25dB$ (izquierda) y con una $ER = 40dB$ (derecha).	73
Figura 36 . Gráfica 3D de la onda de prueba con una $ER = 25dB$	74
Figura 37 . Gráfica 3D de la onda prueba con una $ER = 40dB$	74
Figura 38 . Gráfica del decaimiento de la onda prueba a medida que se propaga por la fibra óptica con una $ER = 40 dB$.	75

Figura 39. Esquema del montaje experimental.	76
Figura 40 . Gráfica de la ganancia obtenida del montaje experimental realizado en el laboratorio con una $ER = 25 dB$.	77
Figura 41. Gráfica de la ganancia obtenida del montaje experimental realizado en el laboratorio con una ER=40 dB.	78
Figura 42 . Comparativa entre la interacción de las dos ondas continuas (prueba y leakage) y el pulso de bombeo obtenido en el laboratorio con $ER = 25 dB$ (derecha) y la obtenida a través de los 3 pasos a través del modelado con $ER = 25 dB$ (izquierda).	79
Figura 43 . Comparativa entre la ganancia de Brillouin obtenida a través del modelado con $ER = 40 \ dB$ (izquierda) en comparación con la obtenida en el laboratorio con $ER = 40 \ dB$ (derecha).	79

INDICE DE TABLAS

Tabla 1.1 Esquema organización trabajo.

13

1 Introducción

1.1 Contexto

A medida que avanza la tecnología, la monitorización de sistemas o estructuras ha adquirido una relevancia muy importante y se han incrementado los estudios en esta área de trabajo durante los últimos 15 años. Este incremento es debido a varios factores como el incremento de servicios que demanda la sociedad, que a su vez, lleva consigo unos sistemas o estructuras para acceder a estos mismos. Por ejemplo, a nadie le seduce la idea de que un semáforo se estropee en un cruce de una ciudad que implica 4 vías diferentes.

Por lo tanto, se necesitan una serie de dispositivos que permitan la supervisión en tiempo real de estas estructuras. Se pueden utilizar técnicas de supervisión que permitan analizar la estructura desde el exterior de ella, pero las deformaciones y tensiones internas que afectan a las estructuras siguen siendo casi imposibles de medir de una manera eficiente. Sin embargo, un método de prevención, por ejemplo, puede ser la detección de grietas antes de que se muestren visualmente, ya que esto podrá ayudar a evitar que las estructuras se debiliten con el paso del tiempo.

Debido a todos estos razonamientos, se puede apreciar que se necesita una técnica de análisis que admita la monitorización de infraestructuras en tiempo real y que permita medir en cada punto de la infraestructura la deformación y la temperatura que dicha infraestructura posee en ese momento.

Como todas las infraestructuras son distintas y existe una infinidad de ellas, es necesario que la monitorización pueda cubrir diferentes distancias desde unos pocos metros hasta decenas de kilómetros.

Por este motivo, se requiere de una evolución e innovación de nuevos materiales, formas de construcción o sistemas de monitorización de las estructuras. En el área de la supervisión de los materiales en tiempo real, una nueva rama de investigación está dando muy buenos resultados desde hace una década: se trata de la aplicación de la fibra óptica como sustitución de los sensores eléctricos tradicionales.

Hay dos técnicas bien diferenciadas. Una de ellas está basada en redes de Bragg (*Fiber Bragg Grating, FBG*) básicamente utilizando sensores individuales (puntuales o cuasi-distribuidos) de gran precisión y repetitividad para la medida de deformación (típicamente medida en *strains* o micro-*strains* (με)). Actualmente, y fundamentados en esta tecnología, se han desarrollado sensores para la obtención de casi cualquier parámetro físico como presión, aceleración, desplazamiento, humedad... Otra técnica, completamente diferente, tanto en aplicación como en obtención de resultados, es la basada en la dispersión estimulada de Brillouin (*Stimulated Brillouin Scattering*, SBS). La utilización de ésta se centra en obras de gran longitud (hasta 50 km) como túneles, oleoductos, viaductos, estabilidad de laderas... donde se utiliza la fibra en toda su longitud como un sensor (sensores distribuidos). Son varias las ventajas de estas nuevas tecnologías de medida con fibra óptica: inmunidad electromagnética, larga durabilidad, optimización de canales de medida al poder conectarse decenas

sensores en un único canal de adquisición... Todos estos avances en la investigación de técnicas de monitorización tienen el objetivo común de conseguir, como resultado final, estructuras inteligentes y la posibilidad de realizar un mantenimiento predictivo, lo que prolonga la vida útil de la estructura y facilita su conservación.

A través de los sensores distribuidos en fibra se puede obtener la medición de temperatura, deformación y opcionalmente vibración de cada punto a lo largo de la fibra óptica gracias a la dispersión de la luz.

Una ventaja respecto a los sistemas de monitorización puntuales, como los basados en los FBGs, es que permite reemplazar miles de sensores puntuales por un único sensor distribuido, lógicamente a costa de requerir una instrumentación compleja en la unidad de interrogación.

El objetivo de estos sistemas es encontrar un procedimiento que permita determinar los parámetros estructurales principales en cualquier punto de la fibra óptica con una buena sensibilidad, precisión y una óptima resolución espacial. Debido a que se ha realizado una fuerte investigación durante las últimas dos décadas, los sensores distribuidos para la medida de temperatura y deformación presentan un rendimiento que se adecúa perfectamente a muchas aplicaciones que requieren grandes áreas a monitorizar y una resolución espacial bastante alta. Dentro de estos sensores destacan los sensores basados en la dispersión de Brillouin, con los que se pueden conseguir tanto sistemas para medir largas distancias (de hasta unos 200km de longitud) con resoluciones espaciales en el entorno del metro, como medir deformaciones de pocos micrómetros sobre un metro de fibra. La resolución de la temperatura puede llegar a ser menor de un grado, dependiendo del tipo de configuración que se utilice.

Los sensores distribuidos basados en la dispersión de Brillouin basan su funcionamiento en un fenómeno no lineal que se produce como resultado de fluctuaciones del índice de refracción producidas por ondas acústicas. Éstas son iniciadas térmicamente, generando agitaciones en la onda acústica que son capaces de dispersar la onda de luz incidente con un desplazamiento en frecuencia.

Para ser más específico, si se habla de la dispersión Brillouin en una fibra óptica, se trata de la interacción de los fotones con las variaciones de densidad que presenta la fibra óptica. La dispersión estimulada de Brillouin resulta de la interacción que existe entre una señal óptica de bombeo que se introduce por un extremo de la fibra, y otra señal, generalmente procedente del mismo láser, pero que ha sido modulada en RF, por lo que tiene un desplazamiento en frecuencia que coincide con la frecuencia de Brillouin de la fibra óptica. Esta segunda señal se conoce como onda Stokes (o prueba) y se introduce por el extremo opuesto al bombeo. El batido entre ambas señales produce una variación de la densidad del medio, generando la señal retro-dispersada. Esta señal va a depender de la temperatura a la que se encuentre la fibra o a la elongación mecánica que sufra, ya que la señal retro-dispersada se genera a partir de la variación de la densidad, que está asociada con una onda acústica a la cual la afecta la temperatura y la deformación. Es decir, variaciones de temperatura o deformación en el entorno de la fibra, van a producir cambios en la onda acústica que van a hacer que cambie la frecuencia de la señal retro-dispersada.



Figura 1. Explicación del fenómeno de Electrostricción

1.2 Motivación

Como se ha mencionado anteriormente, es sabido el gran interés en distintos campos de la industria de la monitorización de infraestructuras para llevar un control en tiempo real de la temperatura o la deformación de dichas estructuras, y de ese modo, realizar un control preventivo.

La motivación del proyecto surge como consecuencia de una línea de investigación del Grupo de Ingeniería Fotónica de la Universidad de Cantabria en la que se realizan trabajos enfocados a la mejora de sensores distribuidos de Brillouin para obtener información acerca de las deformaciones o cambios de temperatura que pueda haber a lo largo de una fibra óptica. La motivación de este proyecto reside en la necesidad de realizar simulaciones a través de MATLAB utilizando los parámetros característicos de la fibra óptica, además de los parámetros obtenidos de las mediciones experimentales, con el objeto de comprender en mayor profundidad la evolución de las señales ópticas implicadas en el proceso.

Ya se sabe que debido a pequeños defectos, errores en el montaje o errores en la medición de sistemas distribuidos de Brillouin, pueden dar como resultado formas en la señal indeseadas o que no concuerdan con los resultados esperados.

Por ello, resulta interesante la idea de realizar un modelado de la dispersión estimulada de Brillouin en sistemas sensores distribuidos BOTDA (*Brillouin Optical Time Domain Analysis*: Análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo), para que, una vez se introduzcan los parámetros característicos dentro del modelado, se pueda obtener un resultado más o menos fiable con el cual, contrastar la información de los resultados experimentales.

1.3 Objetivos

El objetivo principal de este trabajo es el desarrollo de un modelado de un sensor distribuido de fibra óptica basado en la dispersión Brillouin estimulada, utilizando la configuración conocida como análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo (BOTDA, *Brillouin Optical Time Domain Analysis*), con el que poder simular distintos eventos de temperatura y/o deformación y poder así contrastar los resultados obtenidos de la simulación, con los datos experimentales obtenidos.

Además, se pretende realizar varias comparativas entre los resultados experimentales y las simulaciones para poder llegar a las conclusiones pertinentes.

1.4 Organización del documento

Este documento se organiza en 7 capítulos. El primer capítulo ya ha sido tratado y sirve de introducción. En el Capítulo 2, se incluirá una explicación relativa a los sensores de fibra óptica, la importancia de la monitorización y el sensado en nuestros días. Además, se explicarán los fenómenos de *scattering* de Rayleigh, Raman y Brillouin y se explicará de forma detallada los sistemas BOTDA. En el Capítulo 3, se explican los modelados realizados por X.Bao et al. y Zornoza et al. en los que se basa este proyecto. En el capítulo 4 se explica en detalle el programa realizado y los resultados de la simulación realizados. En el Capítulo 5 se abordará el estudio experimental, en este caso se explica el montaje experimental, y los resultados que se han obtenido en el laboratorio. En el Capítulo 6 se determinarán las conclusiones a las que se ha llegado y se indicarán las líneas futuras a desarrollar. Por último, en el Capítulo 7, se detallará la bibliografía utilizada para la realización del presente proyecto.

Título	Modelado de la dispersión estimulada de
	Brillouin en sistemas sensores
	distribuidos BOTDA
Capítulo 1	Introducción, motivación y objetivos
Capítulo 2	Estado del arte
Capítulo 3	Modelado de Sistemas BOTDA:
	Consideraciones Generales
Capítulo 4	Modelado de la dispersión
	estimulada de Brillouin en sistemas
	sensores distribuidos BOTDA
Capítulo 5	Experimental
Capítulo 6	Conclusiones y líneas futuras
Capítulo 7	Bibliografía

A continuación se muestra una tabla, en la que se explica la disposición de los capítulos del presente trabajo:

Tabla 1.1 Esquema organización trabajo.

2. Estado del Arte

2.1. Importancia de los sensores en nuestros días

En la actualidad, existe un sinfín de aplicaciones en las que los sensores tienen un papel elemental, como por ejemplo en cadenas de montaje de coches, sistemas incorporados en el hogar (domótica), detección de irregularidades en parámetros médicos, o, sistemas integrados en la ciudad (smartcities), como puede ser el sistema de localización de aparcamiento en Santander. A través de paneles indicadores, te indica en la propia calle cuantos aparcamientos están libres. A día de hoy, la mejora en el diseño de sensores basados en semiconductores, fibras ópticas y el ahorro de costes debido a la mejora tecnológica, está incrementando la productividad y la relevancia de los sensores en la industria, y con el tiempo, el papel del sensor será aún mayor [1].

Uno de los mayores impulsores de los sistemas sensores en los últimos años, como se acaba de mencionar, es la utilización de las fibras ópticas en este ámbito, fuera de su habitual uso en el campo de las comunicaciones. La fibra óptica puede definirse como una guía de ondas dieléctrica que opera a frecuencias ópticas.

La fibra óptica se compone de tres elementos principalmente:

- Núcleo: es el medio por el que se transmite la información (luz).
- Cubierta: medio que hace que la luz que va por el núcleo quede confinada en él Mediante el fenómeno de reflexión interna total [9].
- Cubierta protectora: Material con el que se protege a la fibra óptica, típicamente de material plástico o también incluyendo "chaquetas" protectoras metálicas, de kevlar, etc.

El funcionamiento de la fibra óptica como elemento para el guiado de luz, tanto en comunicaciones ópticas como en sistemas sensores, es el siguiente:

La luz a través de un emisor (por ejemplo, un láser), es introducida al núcleo de la fibra óptica. Este núcleo puede ser de plástico o cristal (depende del material con el que se realice la fibra) y está envuelto por la cubierta, que está hecha de un material similar, sin embargo, su composición es diferente, lo que hace que tenga un índice de refracción menor que el núcleo, y de este modo, se produce el fenómeno de Reflexión Total Interna.



Figura 2. Fenómeno de Reflexión Total Interna en una Fibra Óptica

En el interior de una fibra óptica la luz se va reflejando contra las "paredes" de la cubierta en ángulos muy abiertos, de tal forma que prácticamente avanza por su centro. De este modo, se pueden guiar las señales luminosas sin pérdidas por largas distancias.

La fibra óptica se puede emplear como un sensor para medir parámetros físicos gracias a sus propiedades:

- Baja atenuación.
- Gran ancho de banda.
- Peso y tamaño reducidos.
- Gran flexibilidad.
- Aislamiento eléctrico.

2.1.1. Sensores de fibra óptica

La ventaja que proporcionan los sensores de fibra óptica respecto a los sistemas eléctricos, es que, en ocasiones, el inadecuado entorno (altas tensiones, campos magnéticos), hacen que estos últimos sensores realicen medidas inexactas o sencillamente erróneas que pueden suponer un gran problema.

Además, modificaciones en la fibra óptica debido a tensiones, presiones, cambios de temperatura ocasionan cambios en la intensidad, fase, plano de polarización o frecuencia de la luz transmitida. Por tanto, a través de la fibra óptica, se pueden detectar variaciones de amplitud de estos agentes externos. La combinación de sensores y fibras proporcionará la información requerida en cada caso. La precisión con la que las fibras ópticas aportan información acerca de cambios en las estructuras o procesos dan valor a la aplicación de la fibra óptica como sensor.

Hay varios campos de aplicación para los sensores de fibra óptica como:

- Sensores acústicos

- Sensores de aceleración
- Sensores eléctricos y magnéticos
- Sensores de presión
- Sensores de rotación
- Sensores de temperatura

Todos estos sensores son continuamente aplicados en nuestra vida cotidiana, tales como hidrófonos, magnetómetros, giroscopios, acelerómetros, y otros dispositivos [8]. Estos dispositivos exhiben numerosas ventajas, entre las que destacan por encima del resto la flexibilidad geométrica, la inmunidad a la interferencia electromagnética, su gran ancho de banda y una gran sensibilidad, como por ejemplo la habilidad para detectar señales de niveles muy bajos y con pequeños cambios, así como su reducido tamaño.

Existe una gran variedad de sensores de fibra óptica según los distintos tipos de medidas y aplicaciones, entre los que destacan:

Sensor de presión:

Una de las aplicaciones en las que la fibra se utiliza como sensor de presión son los hidrófonos con fibras. Su funcionamiento se basa en la propiedad que tienen las fibras de que el camino óptico recorrido varía de acuerdo a las fuerzas externas aplicadas; la fuerza externa, procedente del frente de ondas del medio líquido, produce una presión, y, si la fibra no está sujeta entre sus extremos, producirá un cambio en su curvatura [8].

Sensores de temperatura:

Estos sensores están basados en el hecho de que el núcleo y la cubierta de la fibra varían según el índice de refracción al cambiar la temperatura del medio en que está envuelta la fibra [8].

Cuando la temperatura aumenta, disminuye la diferencia de índices, con lo que se modifican las condiciones para la reflexión total, y, parte de la luz que antes permanecía en el núcleo ahora escapa refractada por la cubierta, dando origen a una disminución de la intensidad lumínica en el extremo de medida de la fibra.

Sensor de campo magnético:

Un campo magnético puede hacer variar la polarización de la luz, modificando angularmente la intensidad del campo y la longitud recorrida por el rayo dentro de éste mismo campo. Aplicando esta propiedad a la tecnología óptica, podemos medir corrientes en sistemas de alta tensión, a través de un sensor de fibra óptica alrededor de los conductores.

Existen otras numerosas aplicaciones de la fibra óptica en sensores, y cada día aparecen más, como por ejemplo: perforación de pozos, detector de escapes, en aplicaciones o cadenas de montaje, etc.

Sensores puntuales, cuasi-distribuidos y distribuidos:

En relación a los sensores de fibra óptica se puede realizar una clasificación de los mismos en función de la distribución espacial de la medición. Dependiendo de la posición de la fibra en la que se detecte el parámetro físico a medir, se distingue:

Sensores locales/puntuales, sensores distribuidos y sensores cuasi-distribuidos.

Los sensores de carácter puntual se emplean cuando se pretende medir o *sensar* un parámetro físico en una localización concreta. Dentro de este tipo de sensores de fibra óptica, destacan los basados en interferometría, debido a su gran sensibilidad en la medida que estos proporcionen.

En el caso de los sensores cuasi-distribuidos, se conocen las posiciones en las que se miden los parámetros físicos. La fibra se ha sensibilizado anteriormente, o se ha tratado con otro material para tener la posibilidad de medir. En esta categoría se pueden encontrar los sensores que basan su funcionamiento en redes de Bragg. Estos sensores miden temperatura como elongación y se emplean en sistemas de monitorizado de estructuras en túneles, minas, edificios, puentes, ...

Por último, en los sensores de fibra óptica distribuidos, la medida del parámetro se puede realizar en cualquier punto de la estructura a medir que se hará solidaria con la fibra óptica. Este tipo de sensor es el más aconsejado a la hora de monitorizar los cambios de temperatura y tensión en grandes estructuras ya que pueden alcanzar decenas de kilómetros. Algunos ejemplos de sensores de fibra óptica más comunes en esta categoría son los basados en reflectometría óptica en el dominio de la frecuencia o del tiempo y los basados en efectos no lineales en fibra óptica como el *scattering* de Raman y el *scattering* de Brillouin.

A continuación, nos adentraremos en éste último tipo de sensores, los sensores de fibra distribuidos.

2.1.2 Sensores de fibra distribuidos

La conveniencia del empleo de los sensores de fibra distribuidos en sistemas de grandes dimensiones es obvia debido a que la misma fibra óptica se emplea como sensor a lo largo de toda la longitud de la fibra y da una respuesta con una resolución relativamente precisa a cualquier modificación (ya sea de temperatura, torsión, etc.) que se haya producido.

Los sensores de fibra óptica distribuidos están basados en una modulación de la intensidad o de la frecuencia de la luz introducida en la fibra, debido a una perturbación externa y una detección síncrona con la que se puede determinar la posición en la que se produce la perturbación. De forma general cualquier fractura o daño en la estructura da lugar a una variación en la intensidad de la luz que se transmite a lo largo de la fibra.

Por consiguiente, en estos sensores la monitorización de los diferentes parámetros físicos se puede realizar en cualquier posición a lo largo de la fibra. En función de la tecnología que se utilice se puede llegar a las decenas de kilómetros, incluso centenas en algunas aplicaciones [1]. De esta manera se pueden tener medidas

con miles de puntos de medida, dependiendo de la resolución espacial de la tecnología empleada y de la distancia de monitorización [1].



Figura 3. Sensor de fibra óptica distribuido

Por estas características especiales que tienen los sensores distribuidos, como son el alto número de puntos y la dependencia de la luz con las perturbaciones que sufre la fibra, éstos son muy interesantes para su aplicación en la monitorización de túneles, edificios, minas, o tuberías (grandes estructuras), como se ha mencionado anteriormente; muy especialmente de aquellas en las que la presencia del hombre no sea posible o habitual.

Dentro de este tipo de sensores se puede destacar los sensores basados en efectos lineales (Rayleigh) y los basados en efectos no lineales como son el *scattering* Brillouin y el *scattering* Raman.

2.2. Sensores de fibra óptica basados en procesos de *scattering*: Rayleigh, Raman y Brillouin

Los sensores de fibra óptica basados en dispersión pueden agruparse en dos, en función de si sus procesos son lineales o no-lineales:

- Dispersión Rayleigh Lineal
- Dispersión Raman y Dispersión Brillouin No lineal

Se va a realizar una breve explicación sobre el *scattering* de Rayleigh y de Raman y los sensores basados en este tipo de dispersiones, y posteriormente, se focalizará nuestra atención en el *scattering* de Brillouin y los sensores de fibra distribuidos de Brillouin, ya que las simulaciones y las medidas experimentales de este proyecto se basan en este efecto.

La dispersión de Rayleigh se produce debido a pequeñas inhomogeneidades e impurezas contenidas en la estructura amorfa de sílice que compone la fibra.

Dentro de los sensores de fibra óptica basados en dispersión lineal existen fundamentalmente 2 técnicas:

- OTDR (*Optical Time-Domain Reflectometry* / Reflectometría en el dominio del tiempo óptico).
- OFDR (*Optical Frecuency-Domain Reflectometry* / Reflectometría en el dominio de la frecuencia óptica)

En un OTDR, un pulso óptico generado por un láser es introducido en una fibra óptica. A medida que el pulso se propaga, una parte de la señal retorna en sentido contrario a la propagación del pulso como consecuencia de la dispersión Rayleigh [ref].

La potencia de la luz que vuelve en sentido opuesto es detectada y determinada en el dominio del tiempo. Como la dispersión Rayleigh es lineal, la frecuencia óptica de la señal que retorna es la misma que la frecuencia de la señal que transmite.

Dentro del otro gran grupo de sensores distribuidos (no-lineales), se encuentran los basados en dispersión Raman y Brillouin.

En ambos casos, la frecuencia a la que se producen estos efectos es diferente a las frecuencias de la señal óptica de bombeo (a diferencia de los procesos lineales, como se ha mencionado anteriormente).



Figura 4. Frecuencias de Rayleigh, Raman y Brillouin.

El efecto Raman es una dispersión no lineal de un fotón. Cuando la luz es dispersada, la mayoría de los fotones son dispersados linealmente (Rayleigh). Sin embargo, una pequeña fracción de la luz es dispersada ópticamente a frecuencias diferentes que la frecuencia de los fotones incidentes. La diferencia que existe entre la dispersión Raman y la dispersión Brillouin reside en que la primera, el origen del fonón es óptico, mientras que para el segundo el origen del fonón es acústico.

Por tanto, la diferencia entre la dispersión de Raman y la de Brillouin reside en los siguientes puntos:

- Desde el punto de vista cuántico, en la dispersión Raman el fotón incidente se transforma en otro fotón con una frecuencia distinta a la incidente y en un fonón óptico, mientras que en la dispersión de Brillouin, el fotón incidente se transforma en otro fotón con una frecuencia distinta a la incidente (y también distinta a la de Raman) y en un fonón acústico. Las frecuencias de los fonones ópticos se sitúan en el entorno de los 10 GHz, mientras que las debidas a los fonones ópticos están alrededor de los 10 THz.
- Respecto a las potencias para generar estos efectos, también hay diferencias. Mientras que para Raman necesitamos una potencia bastante elevada, para Brillouin, sin embargo, necesitamos una potencia bastante inferior a la de Raman. Por ejemplo, una potencia típica de bombeo para Raman puede ser 440 mW, mientras que una potencia de bombeo para Brillouin es 4.2mW.
- Por último, las medidas de la temperatura y la tensión que se hacen en los sistemas sensores distribuidos son diferentes. En Brillouin, las mediciones se realizan a través del desplazamiento en frecuencia de la señal dispersada, mientras que para Raman se hace midiendo variaciones en intensidad. Estas mediciones se realizan a través de las ondas de Stokes y anti-Stokes que explicaremos más adelante.

En el siguiente apartado, se explicará el scattering de Brillouin en profundidad.

2.2.1 *Scattering* de Brillouin

Como se ha comentado en el apartado anterior, si la dispersión procede de los fonones ópticos, se denomina *scattering* Raman mientras que si la interacción ocurre entre la luz y los fonones acústicos, se produce el *scattering* Brillouin, cuyo nombre se debe a su descubridor, el científico francés Léon Brillouin, quien en 1922 predijo teóricamente la dispersión de la luz por las ondas acústicas excitadas térmicamente [48].

La dispersión de Brillouin es uno de los efectos ópticos no lineales (quiere decir que a partir de una potencia umbral, el resultado de la interacción de la dispersión Brillouin no sigue una relación lineal con los desencadenantes de esa interacción) más destacados.

El *scattering* Brillouin se aplica en una gran cantidad de ámbitos, de los cuales, los más relevantes son:

Filtros activos sintonizables. Se basan en el proceso de SBS (*Stimulated Brillouin Scattering* – Dispersión Brillouin estimulada que se explica posteriormente), tratando de bombear una fibra a una frecuencia que sea exactamente la de la señal a amplificar desplazada el valor de la frecuencia Brillouin. El ancho de ganancia puede ser de unos 50 MHz [44].

- Láseres de efecto Brillouin con ancho de banda muy estrecho utilizando configuraciones en anillo [45].
- Medida distribuida de temperatura y elongación. Este campo de aplicación es en el que se trabaja en este proyecto. De acuerdo con la estructura del proyecto, se explicará más adelante. [10, 46].

2.2.1.1 Scattering espontáneo de Brillouin

En la dispersión Brillouin espontánea, un fotón procedente de una onda de luz incidente se transforma en un fotón y en un fonón dispersado. Para que se cumplan las leyes de conservación de energía y momento, la onda incidente de frecuencia v_{bombeo} genera dos ondas retrodispersadas: una de frecuencia más baja, conocida como onda de Stokes y otra de frecuencia más alta conocida como anti-Stokes.

$$v_{Stokes} = v_{bombeo} - v_B; v_{anti-Stokes} = v_{pump} + v_B$$

$$v_B = 2nV_a v_{bombeo}/c$$
[1]

- *v_B* es el desplazamiento en Frecuencia de Brillouin (BFS Brillouin Frecuency Shift)
- n es el índice de refracción
- c es la velocidad de la luz
- V_a es la velocidad del sonido a lo largo de la fibra. Para las ondas de bombeo a 1550nm, propagando en una fibra óptica monomodo estándar, v_B está muy cerca de 11GHz y las dos bandas retro-dispersadas son muy estrechas: aproximadamente 30MHz para un bombeo de onda continua



(b) Onda anti-Stokes

Figura 5. Representación de las ondas Stokes y anti-Stokes mostrando el ángulo θ entre el fonón y la onda dispersada.

Por lo general, la intensidad de la señal de Stokes es muy baja, pero en una fibra óptica, dicha intensidad, a pesar de ser muy baja, se puede propagar durante decenas de kilómetros sin apenas verse atenuada.

Como se puede deducir, esto conlleva a que la dispersión Brillouin pueda producir alteraciones en la transmisión de las comunicaciones por fibra óptica.

La magnitud del salto en frecuencia Brillouin, Ω , depende de la velocidad de propagación de los fonones acústicos en el material, V_A , y el ángulo bajo el cual la onda Stokes se dispersa, θ , dando lugar a la siguiente expresión [7]:

$$v_B = \beta V_A = 2V_A \beta_p \left| sen\left(\frac{\theta}{2}\right) = 2\omega_p \left(\frac{V_A n}{c}\right) sen\left(\frac{\theta}{2}\right)$$
 [2]

- *n* es el índice de refracción del medio
- β es el vector de onda del fonón que interviene en el proceso
- β_p es el vector de onda de la radiación de bombeo y ω_p su frecuencia angular.

En función de la geometría de la fibra la propagación puede ser hacia adelante (dirección de la onda de bombeo) $\theta = 0^{\circ}$ o hacia atrás (contrapropagante) $\theta = 180^{\circ}$, aunque la dispersión hacia adelante es muy débil y apenas aparece (de acuerdo con la ecuación anterior, $sen\left(\frac{0^{\circ}}{2}\right) = 0$, y tiene un valor muy pequeño para los ángulos entorno a ella. Por lo tanto, la mayor parte de la señal de Stokes se propaga en sentido contrapropagante a la señal de bombeo (o también llamada señal incidente). Cuando $\theta = 180^{\circ}$, la ecuación 2 se reduce a la siguiente expresión:

$$\Omega = 2\omega_p(\frac{V_A n}{c})$$
[3]

A pesar de que la señal dispersada en el *scattering* Rayleigh es 20 dB superior a la intensidad de luz dispersada por *scattering* espontáneo Brillouin, (es decir, la intensidad luminosa de la dispersión Brillouin espontánea no es lo suficientemente grande como para alterar las propiedades ópticas del medio), para un valor concreto de potencia óptica, el proceso se vuelve estimulado (SBS, *Stimulated Brillouin Scattering*). Este proceso se explicará a continuación.

2.2.1.2 Scattering estimulado de Brillouin

Como se ha comentado justo al acabar el capítulo anterior, para un valor específico de potencia óptica, el proceso espontáneo de Brillouin se convierte en estimulado. Esto es debido a una eficiente conversión de energía entre la señal de entrada y la onda retrodispersada con lo que se consigue un efecto mayor que en la dispersión Rayleigh [43].

Asumiendo que la intensidad de luz es lo necesariamente baja como para no alterar las propiedades ópticas del medio, la dispersión Brillouin espontánea sólo se produce por las fluctuaciones térmicas. No obstante, el proceso de dispersión Brillouin estimulado (SBS) tiene su origen en el fenómeno físico denominado electrostricción [6], que se manifiesta como una variación de la densidad del medio por la presencia de un fuerte campo eléctrico.

La onda Stokes que se retrodispersa se cruza con el bombeo de la luz incidente y genera un fonón acústico debido al fenómeno de electrostricción. El fonón acústico es el encargado de modular el índice de refracción del medio, produciendo un efecto similar al de una red de difracción de Bragg, ya que se propaga con la onda de bombeo que la genera, y que produce una cierta dispersión sobre esta.

Como consecuencia del efecto Doppler producido por el movimiento de la red de difracción a la velocidad acústica propia del medio V_A , la luz dispersada se propaga a una frecuencia menor (onda Stokes). Esta misma onda se transmite en la dirección opuesta a la propagación de la onda de bombeo que la genera, llevando con ella la mayoría de la potencia de la onda de bombeo, una vez sobrepasado el umbral de potencia que se necesita para la generación del *scattering* de Brillouin estimulado (SBS).

Ya que el SBS produce una banda de amplificación a otra frecuencia, la potencia en la dirección propagante en el canal se ve muy reducida, produciendo efectos nocivos en las comunicaciones por fibra óptica.

Este mismo proceso de dispersión se puede ver desde la perspectiva de la mecánica cuántica. Un fotón con una energía determinada, al interaccionar con una molécula de sílice en la fibra, es fulminado, generando al mismo tiempo, otro fotón de energía menor y un fonón acústico.



Figura 6. Explicación cuántica del proceso de dispersión.

De acuerdo a las leyes de conservación de energía, cuando se produce la interacción, la energía y el momento del proceso deben conservarse, y como consecuencia, dan lugar a estas expresiones:

$$\omega_S = \omega_p - \Omega \tag{4}$$

$$\beta_S = \beta_p - \beta \tag{5}$$

donde

 ω_p es la frecuencia del fotón de la onda incidente

- β_p es el momento del fotón de la onda incidente
- ω_s es la frecuencia del fotón de Stokes
- β_s es el momento del fotón de Stokes
- $\Omega \neq \beta$ son la frecuencia y el momento de la onda acústica.

En la figura 7 se visualizan los tres vectores de onda que intervienen en el proceso.



Figura 7. Relación entre los tres vectores de onda involucrados en el proceso SBS.

El proceso de Brillouin tiene una fuerte dependencia angular a nivel de eficiencia. Esta dependencia es consecuencia de la forma de dispersión de los fonones acústicos, que se puede aproximar por una línea recta, en torno al centro de la primera zona de Brillouin.

$$\Omega \approx V_A \beta \tag{6}$$

En esta ecuación, V_A es la velocidad acústica en el medio, y el valor de β depende del ángulo θ entre los vectores de onda del bombeo y la onda Stokes. Sustituyendo el valor de θ en la ecuación 6, se obtiene el desplazamiento en frecuencia de Brillouin:

$$\Omega \approx 2V_A \frac{\omega_p}{c} sen(\frac{\theta}{2}), \qquad [7]$$

donde se utiliza la aproximación $\beta_p \approx \beta_s = \omega_p n/c$, debido a la relativamente pequeña desviación de frecuencia del fonón dispersado, $\omega \ll \omega_{p,s}$. Como se puede ver en la ecuación 7, el desplazamiento en frecuencia depende del ángulo de dispersión, por lo que la máxima dispersión se consigue para $\theta = \pi$. La dispersión hacia adelante, $\theta = 0$, hace que el desplazamiento en frecuencia se aproxime a cero ($\Omega \rightarrow 0$). Por esta razón, la dispersión Brillouin estimulada solo ocurre hacia atrás, con una frecuencia de Brillouin dada por:

$$v_B = \frac{\Omega}{2\pi} = \frac{2nV_A}{\lambda_p},\tag{8}$$

donde se utiliza la expresión $\beta_p = 2\pi n/\lambda_p$, y *n* es el índice del núcleo a la longitud de onda λ_p de trabajo.

Si aplicamos a estos parámetros descritos anteriormente, unos valores típicos

de:

- $V_A = 5.96 km/sg;$
- *n* = 1.45;

El desplazamiento de frecuencia Brillouin para una fibra de sílice es de:

- $v_B = 11.1 \ Ghz$, para una longitud de onda $\lambda_p = 1550 nm$

El principal responsable de que se produzca la dispersión estimulada de Brillouin es el proceso físico de la electrostricción. Este fenómeno se produce por la tendencia de los materiales dieléctricos a comprimirse cuando hay un campo eléctrico intenso.

Por esta comprensión, en el material dieléctrico aparece una presión interna que se denomina presión electrostrictiva y que se relaciona con el campo eléctrico que lo genera a través de la ecuación siguiente:

$$p_{st} = -\frac{1}{2}c_e \langle |E|^2 \rangle, \tag{9}$$

donde c_e es la constante electrostrictiva del material, que de acuerdo con la ley de Lorentz-Lorentz [7], se puede calcular como:

$$c_e = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3}$$
[10]

Las fluctuaciones de presión ocasionadas en la fibra provocan que se produzca una variación de la densidad del medio, $\Delta \rho$, y como consecuencia se produce una variación de la constante dieléctrica de acuerdo con:

$$\Delta \varepsilon = \frac{c_e}{\rho_0} \Delta \rho, \tag{11}$$

siendo ρ la densidad del material en ausencia de electrostricción. Como consecuencia de este proceso, las variaciones de densidad en el medio, $\Delta \rho$ se traducen en la aparición de una onda acústica.

En resumen, la dispersión estimulada de Brillouin se puede describir como la interacción no lineal entre dos ondas ópticas, normalmente denominadas onda de bombeo y de prueba o Stokes, y una onda acústica. Esta interacción genera un fenómeno de ganancia que amplifica la onda de prueba y puede ser usado para medir de manera distribuida tanto temperatura como *strain* (tensión mecánica) a lo largo de una fibra óptica).

A continuación, se explicarán los conceptos "Espectro de Ganancia de Brillouin" y "Potencia Umbral de Brillouin".

- Espectro de Ganancia Brillouin

La onda Stokes basa su crecimiento en el espectro de Ganancia de Billouin $g_B(\Omega)$, el cual alcanza su máximo cuando se cumple la siguiente ecuación $\Omega = \Omega_B$. Este proceso de dispersión es similar a otros tipos como es el caso de la dispersión Raman estimulada (SRS). No obstante, en contraposición de los procesos dispersivos de Raman, en la dispersión estimulada de Brillouin se consigue una anchura espectral muy estrecha en su espectro de ganancia, aproximadamente de 30 MHz, mientras que el espectro de Raman es de 10 THz. Esta diferencia tiene que ver con el hecho de que la interacción en la dispersión Brillouin se produce con ondas acústicas. La anchura espectral depende fuertemente del tiempo de amortiguamiento de la onda acústica y del tiempo de vida del fonón generado. Si se asume que la onda acústica decrece de manera exponencial según la expresión $e^{\Gamma_B t}$, la ganancia de Brillouin presenta un espectro Lorentziano de la siguiente forma:

$$g_B(\Omega) = g_P \frac{\Gamma_B/2^2}{(\Omega - \omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2}$$
[12]

- o g_p es la ganancia de bombeo (onda incidente)
- o ω_B es la frecuencia de Brillouin
- o Γ_B es el ancho de línea de Brillouin
- o Ω es la diferencia frecuencial entre los láseres

donde se alcanza el valor máximo del coeficiente de la ganancia de Brillouin para $\Omega = \Omega_B$, y está dado por:

$$g_P \equiv g_B(\Omega_B) = \frac{2\pi^2 n^7 p_{12}^2}{c\lambda_p^2 \rho_0 V_A \Gamma_B}$$
[13]

- o p₁₂ es el coeficiente longitudinal elasto-óptico
- o ρ_0 es la densidad del material.

La relación de la anchura total a altura mitad (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) del espectro de ganancia con Γ_B está determinada por la siguiente ecuación: $\Delta v_B = \Gamma_B / 2\pi$. El tiempo de vida del fonón está también relacionado con Γ_B mediante $T_B = \Gamma_B^{-1} \approx 10 ns$.

Para el desarrollo de la ecuación 12, que calcula la ganancia de Brillouin, se asume condiciones de estado estacionario y se considera que se utiliza un láser de onda continua como bombeo (anchura de pulsos $T_0 \gg T_B$). Pero si el bombeo utiliza pulsos de anchura $T_0 < T_B$, la ganancia de Brillouin se reduce bastante si se compara con la obtenida mediante la ecuación 13. Si se continúa con la reducción de la anchura de pulso hasta que sea más pequeña que el tiempo de vida del fonón acústico ($T_0 < 1 ns$), la ganancia Brillouin disminuye hasta estar por debajo de la ganancia Raman, y como consecuencia, un pulso de bombeo de esta duración, genera una propagación hacia adelante a través del mecanismo de dispersión estimulada Raman. En 1950, se realizaron las primeras medidas de la ganancia de Brillouin sobre un sustrato de silicio [12], pero no se realizaron medidas relevantes hasta 1979 [13]. Para realizar este experimento, se empleó un láser de iones de argón en el que, para una longitud de onda de trabajo $\lambda_p = 486nm$, la frecuencia de Brillouin era de $v_B =$ $34.7 \ GHz \ y \ \Delta v_B = 54MHz$.

Debido al guiado natural de los modos ópticos y a la presencia de dopantes en el núcleo de la fibra, el espectro de ganancia de Brillouin en fibras ópticas puede ser completamente distinto sobre un mismo sustrato de silicio.

Por ejemplo, en la figura 8 se muestra el espectro de ganancia de tres tipos distintos de fibra óptica que presentan diferentes estructuras y diferentes niveles de dopado de germanio en su núcleo. Se realizaron las medidas utilizando un láser semiconductor de cavidad extendida, trabajando a una longitud de onda de 1525 nm y empleando la técnica de detección heterodina con una resolución de 3 MHz [15]. La gráfica a) muestra un espectro de ganancia de una fibra donde el núcleo es casi de silicio puro con una concentración de germanio de apenas el 0.3% por mol. El desplazamiento de Brillouin medido fue de $v_B \approx 11.25 GHz$ coincidiendo con el resultado que se obtiene si se utiliza la ecuación 8 para este tipo de fibra asumiendo la velocidad acústica del sustrato de silicio. El desplazamiento de Brillouin se reduce para las fibras b) y c), que presenta una dependencia casi inversa con la concentración de germanio que tiene el núcleo de la fibra. La fibra b) posee un doble pico en el espectro ya que la fibra presenta una distribución no homogénea en el núcleo. El ancho de banda en estos experimentos es mucho mayor que el que se obtiene en el sustrato de silicio que se encuentra en torno a $\Delta v_B \approx 17 MHz$ para una longitud de onda de 1525 nm. Una parte de este aumento se debe al guiado de los modos acústicos en las fibras ópticas. Pero la principal razón para este aumento de la anchura espectral se debe a las propias no homogeneidades que presenta la fibra en la sección transversal del núcleo a lo largo de la longitud de la fibra. Debido a que estas no homogeneidades son específicas de cada tipo de fibra óptica, Δv_B por lo general es diferente para cada fibra óptica, llegando incluso a anchos de banda de 100 MHz en la región espectral de 1550 nm.



Figura 8. Espectros de ganancia de tres fibras distintas.

- Potencia umbral de Brillouin

El desarrollo de la dispersión estimulada de Brillouin requiere la consideración de la interacción mutua entre la onda Stokes y la de bombeo. Bajo condiciones de estado estacionario, que como se ha dicho antes son válidas para láseres de onda continua o casi continua, el proceso estimulado está gobernado por las dos siguientes ecuaciones:

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_S - \alpha I_p$$
^[14]

$$\frac{d}{dz}I_{cw} = -g_B I_p I_S + \alpha I_S$$
^[15]

- *I_p* es la intensidad de la onda de bombeo
- *I_s* es la intensidad de la onda Stokes
- α es la atenuación de la fibra.

A partir de estas ecuaciones se puede verificar fácilmente que en ausencia de pérdidas en la fibra ($\alpha = 0$),

$$\frac{d}{dz}(I_p - I_S) = 0$$
^[16]

y por lo tanto, $I_p - I_s$ permanece constante a lo largo de la fibra.

En las ecuaciones 14 y 15 se asume implícitamente que las ondas contrapropagantes de bombeo y Stokes están linealmente polarizadas en la misma dirección y mantienen su polarización a lo largo de la fibra. Este caso se da cuando las dos ondas están polarizadas a lo largo de un eje principal de una fibra mantenedora de la polarización. En las fibras ópticas convencionales el ángulo relativo de la polarización de la luz entre las ondas Stokes y el bombeo varía aleatoriamente, lo que produce que la ganancia de Brillouin se vea reducida salvo que se empleen ciertas estrategias en los montajes, como incluir un *scrambler* o aleatorizador de polarización.

Para la estimación de la potencia umbral hay que asumir que no existe agotamiento (se denomina "agotamiento" de bombeo al proceso por el cuál la potencia de bombeo desaparece cuando las potencias son muy elevadas en el punto de ganancia máxima) del bombeo. El valor de la potencia de la onda Stokes en z = 0, tras haber recorrido toda la fibra (ya que se introduce por z = L), se obtiene a partir de la ecuación 15, suponiendo un decaimiento exponencial de la intensidad de la señal de bombeo con la distancia debido a la atenuación de la fibra $I_p(z) = I_p(0)e^{-\alpha z}$. Bajo estas condiciones la intensidad de la onda Stokes crece de manera exponencial siguiendo la siguiente expresión:

$$I_S(0) = I_S(L)e^{\frac{g_B L_{eff} P_0}{A_{eff}} - \alpha L}$$
[17]

donde $P_0 = I_p(0)A_{eff}$ es la potencia de bombeo en el extremo de entrada de la fibra, A_{eff} es el área efectiva del núcleo, y L_{eff} es la longitud efectiva de interacción que viene dada por: $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$. En la ecuación 17 se puede apreciar que la onda Stokes, por ser una onda contrapropagante a la onda de bombeo, crece de manera exponencial en la dirección de z decreciente debido a la amplificación Brillouin.

Conceptualmente, la longitud efectiva de la fibra es aquella en la que, manteniendo una intensidad constante e igual a la intensidad en el origen, se obtendrá el mismo efecto que sobre la longitud real teniendo en cuenta la atenuación. Como puede comprobarse fácilmente, para longitudes muy grandes la longitud efectiva puede aproximarse a $1/\alpha$. El concepto de área efectiva es similar. En general, se desconoce la distribución transversal del campo electromagnético que se propaga por la fibra, por lo que se define como una zona donde se supone que la intensidad del modo es constante. Se trata por tanto de encontrar el valor de A_{eff} cuyo efecto sea el mismo que el producido por la distribución real de la intensidad.

La potencia umbral para generar el proceso estimulado de Brillouin se puede obtener a partir de la siguiente ecuación:

$$P_{th} \approx \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \left(1 + \frac{\Delta v_s}{\Delta v_B}\right),$$
[18]

donde g_B es el valor máximo de la ganancia de Brillouin dado por la ecuación 13. Usando valores típicos para las fibras usadas comúnmente en los sistemas de comunicaciones ópticas a 1550 nm, $A_{eff} = 50 m^2$; $L_{eff} = 20 km$, y $g_B = 5x10^{-11}m/W$ se obtiene un valor de potencia umbral de 1 mW. Este umbral tan bajo hace que la dispersión Brillouin estimulada sea el efecto no lineal dominante en las fibras ópticas.

Wait et al. [16] demostraron en 1995, que para una fibra monomodo de 8.6 km de longitud, bombeada con un láser semiconductor a 1532 nm, la transferencia de energía de la onda de bombeo a la onda Stokes aumenta muy rápidamente, cuando se ha superado la potencia umbral, que en aquella investigación, fue de 16 mW.

La potencia umbral expresada mediante la ecuación 18 es una aproximación. La ganancia de Brillouin puede verse atenuada por diversos factores, entre los que son más relevantes los estados de polarización de la luz, las inhomogeneidades de la fibra y las concentraciones de dopado.

2.3 Sistemas sensores distribuidos basados en el *scattering* de Brillouin

En el año 1989 se publicaron los primeros artículos en los que se mostraba una nueva técnica para la medida de atenuación en la fibra. Esta técnica "nueva" se exponía como una manera de medir de forma local la atenuación a lo largo de la fibra respecto a la clásica reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR, *Optical Time Domain Reflectometry*) [8].

Sin embargo, no repararon en el potencial que presentaba. Culverhouse et al. [9] cayeron en la cuenta de que la "nueva" técnica propuesta podía tener un gran desarrollo en el ámbito del sensado, a través de la demostración de un método aplicando el desplazamiento Brillouin para desarrollar sensores distribuidos de temperatura.

A partir de estas técnicas pioneras, aparecieron nuevas demostraciones y mejoras en la técnica, como el análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo y la medida de deformación en la fibra óptica aplicando la dispersión Brillouin [10].

Los sensores distribuidos basados en el *scattering* de Brillouin se clasifican en dos grandes grupos:

- Sensores basados en la dispersión espontánea.
- Sensores basados en dispersión estimulada (SBS, Stimulated Brillouin Scattering).

En cada grupo, se han desarrollado configuraciones y técnicas que permiten la realización de sensores con unas características particulares.

Así pues, para los sensores espontáneos encontramos:

- o BOTDR *Brillouin Optical Time Domain Reflectometry,* Reflectometría Óptica de Brillouin en el Dominio del Tiempo
- o LPR, Landau-Placzek Ratio, basado en la relación Landau-Placzek
- o BOCDR, *Brillouin Optical Correlation Domain Reflectometry,* Reflectometría Óptica de Brillouin en el Dominio Correlado

Mientras, para los sensores basados en la dispersión estimulada tenemos:

- o BOTDA, *Brillouin Optical Time Domain Analysis,* Análisis Óptico de Brillouin en el Dominio del Tiempo
- o BOFDA, *Brillouin Optical Frequency Domain Analysis,* Análisis Óptico de Brillouin en el Dominio de la Frecuencia
- o BOCDA, *Brillouin Optical Correlation Domain Analysis,* Análisis Óptico de Brillouin en el Dominio Correlado

2.3.1 Sistemas basados en scattering espontáneo: BOTDR

Para obtener información acerca de la temperatura y la deformación de la fibra, los sensores basados en la técnica BOTDR emplean la dispersión Brillouin espontánea.

Los sistemas BOTDR se basan en métodos de detección coherente utilizando una onda pulsada como señal de bombeo. La señal genera la dispersión Brillouin en dirección opuesta al bombeo, y, de esta manera, se obtiene la medida distribuida a lo largo de la fibra. La resolución espacial está determinada por el ancho del pulso y puede ser mejorada usando un pulso corto.

Si introducimos una señal pulsada de bombeo por un extremo de la fibra, dejando el otro extremo al descubierto, se genera la dispersión Brillouin espontánea dentro de la fibra. Se produce a continuación, una interacción entre la señal retrodispersada y una señal procedente de un oscilador local, para, finalmente, medirla en un receptor.

La primera vez que se propuso un sistema BOTDR fue en 1992 por Kurashima et al. [11] y consistía en un montaje que utilizaba dos láseres de Nd:Yag emitiendo a una longitud de onda de 1320 nm. El primer láser se utiliza para realizar la señal de bombeo, a través de pulsos de la señal continua generada por un modulador acústicoóptico. El segundo láser se utilizaba como oscilador local, mezclando su propia señal con la dispersada en dirección opuesta por la fibra.

Para demostrar este fenómeno, se tuvo que sintonizar los láseres para que la diferencia frecuencial entre ambos estuviese cercana a la frecuencia de Brillouin de la fibra. Mediante un detector de ancho de banda pequeño se pudo realizar la detección coherente.

Con este sistema de montaje, se midió la curva de ganancia Brillouin de una fibra de 11 Km, con una resolución espectral de 3.6 MHz (es decir, con una precisión de 60 $\mu\epsilon$ en deformación y 3°C en temperatura), y una resolución espacial de 100 m.

A través de esta técnica, se pueden realizar medidas superiores a los 10 kilómetros sin regenerar la señal. Otro inconveniente, es su limitación en la resolución espacial, ya que no alcanza a ser inferior a un metro. Además, hay que introducir instrumentación (un filtrado, para eliminar la componente de la dispersión Rayleigh, ya que el desplazamiento en frecuencia depende simultáneamente de la temperatura y la deformación.



Figura 9. Esquema de la configuración básica de los sistemas basados en BOTDR.

2.3.2. Sistemas basados en *scattering* estimulado: BOTDA, BOCDA y BOFDA

El *scattering* estimulado de Brillouin se produce en la interacción entre una señal "prueba" introducida por el otro extremo de la fibra en dirección opuesta a la señal de bombeo. El análisis de esa interacción da lugar a la técnica conocida como BOTDA (*Brillouin Optical Time-Domain Analysis* / Análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo).

En 1989 fue propuesta la primera técnica BOTDA por T.Horiguchi et al. [8]. Se introdujo en una fibra una señal de bombeo pulsado y una señal continúa contrapropagante con un barrido en frecuencia. De esta forma, cuando la diferencia entre la frecuencia de la onda de prueba y la del bombeo corresponde al desplazamiento en frecuencia Brillouin, la ganancia de la señal de la onda de prueba recibida al inicio de la fibra será máxima. Una vez analizada la ganancia en función del tiempo y la frecuencia se puede establecer el valor en cada punto de la fibra. La intensidad recibida al inicio de la fibra debida a SBS puede situarse dos órdenes de magnitud por encima de la intensidad recibida debido a la dispersión Rayleigh si la potencia de bombeo es superior a un 1mW. La precisión en las medidas de tensión realizadas por Horiguchi et al. fue de $20\mu\epsilon$, con una resolución espacial de 100 m [17]. La misma técnica fue utilizada también por T.Kurashima y sus colaboradores [18] en 1990 para conseguir un sensor de temperatura con precisión de 3ºC y resolución espacial de 100 m sobre una fibra de 1.2 Km. Tras varios años, en 1995, X.Bao et al. [12] presentaron un sensor de temperatura basado en BOTDA con una precisión de 1ºC y resolución espacial de 5 m, para una fibra de 51 Km.

Tras esta breve introducción, se procederá a explicar los sistemas BOCDA y BOFDA brevemente, para posteriormente, realizar una explicación más detallada de BOTDA, tanto históricamente, como analíticamente.

2.3.2.1 BOCDA (Brillouin Optical Correl Domain Analysis)

Como ocurre con los sensores basados en la dispersión Brillouin espontánea, en los sensores basados en la dispersión Brillouin estimulada también existe una configuración basada en el dominio correlado, conocido como Análisis óptico en el dominio correlado del tiempo / Brillouin Optical Correl Domain Analysis.

Esta configuración fue propuesta por Hotate et al. [19] para tratar de mejorar la resolución espacial reduciéndola hasta milímetros en sensores distribuidos que emplean técnicas basadas en señales pulsadas. Este procedimiento controla la dispersión Brillouin por medio de la síntesis de la función de coherencia óptica (SOCF, *Synthesis of Optical Coherence Function*). Los sensores de este tipo necesitan modulación de fase tanto en la señal de bombeo continua como en la onda de prueba, ya que de este modo, la interacción de Brillouin se genera únicamente en aquellas posiciones donde la fase de estas dos señales esté altamente correlada, produciéndose así picos de correlación periódicos a lo largo de la fibra.

Como la diferencia de fase varía entre el bombeo y la onda de prueba, la posición también cambia a lo largo de la fibra donde ocurre la interacción de Brillouin, proporcionando así una forma de realizar un barrido de la longitud completa de la fibra. Por lo tanto, si se hace un barrido en frecuencia en torno a la frecuencia Brillouin se obtiene el espectro de ganancia Brillouin en estas posiciones de alta correlación entre la fase del bombeo y la onda de prueba.

Si se conoce la f_m (frecuencia de modulación) y la Δf (excursión máxima de frecuencia de modulación de la fuente), el rango de medida d_m (distancia entre los picos de correlación) y la resolución espacial Δz vienen dados por:

$$d_m = \frac{V_g}{2f_m}$$
[19]

$$\Delta z = \frac{V_g \Delta v_B}{2\pi f_m \Delta f}$$
[20]

donde

- V_g es la velocidad de grupo de la luz y
- Δv_B la anchura de la curva de ganancia Brillouin (30-50 MHz) en una fibra óptica.

Como existe una dependencia de la resolución espacial con los parámetros de modulación, si se utilizan grandes excursiones de modulación, se alcanzan resoluciones del orden de milímetros.





A diferencia de los sensores BOTDA que, al emplear señales continuas proporcionan una resolución peor, estos sensores pueden dar lugar a resoluciones mucho mayores comparativamente hablando. Por ejemplo, se han llegado a alcanzar resoluciones espaciales de hasta 1.6 mm, así como mejoras en la tasa de muestreo de hasta 1 KHz y una distancia de medida de 1 km [20]. Por contra, presentan el inconveniente de que tienen una limitación en el rango de medida, debido a que la posición de medida es de tipo periódico, incluyendo la mayor complejidad del montaje y la necesidad de una mayor sofisticación en el post-procesado.

2.3.2.2 BOFDA (Brillouin Optical Frecuency Domain Analysis)

Otra investigación realizada en 1996 por D.Garus y colaboradores [21] surgió para utilizar la dispersión Brillouin como sensor distribuido. Es el sistema conocido como BOFDA (Análisis óptico en el Dominio Frecuencial de Brillouin / *Brillouin Optical Frecuency Domain Analysis*). Se basa en la medida de la función de transferencia compleja en banda base que relaciona las amplitudes de la onda de bombeo y la onda de prueba a lo largo de la fibra.



Figura 11. Esquema de la configuración básica de los sistemas basados en BOFDA.

Como se puede ver en la figura 11, la onda continua, cuya anchura espectral es muy fina, al salir del láser de bombeo se inyecta en el extremo de una fibra sensora monomodo. En el otro extremo de la fibra se introduce la luz que sale del otro láser, también muy estrecha espectralmente, cuya frecuencia está desplazada v_B con respecto a la frecuencia del láser de bombeo. La onda de prueba continua se modula en intensidad mediante un modulador electro-óptico con una señal sinusoidal en un rango de frecuencias centradas en ω_m . El bombeo se modula de manera indirecta dentro de la fibra debido a la transferencia de energía hacia la onda de prueba. Como consecuencia, aparece en la señal inducida una componente de alterna debido a la interacción entre ambas señales.

Una vez que las señales salen de los fotodetectores (PD: *Photodiode Detector*) se pasa por un analizador de redes (NWA: *Network Analyzer*) que determina la función de transferencia en banda base. Una vez obtenida dicha función de transferencia, se convierten las señales de analógico a digital por medio de un conversor analógico-digital (A/D: *Analog/Digital*) y se calcula la respuesta al impulso aplicando la transformada de Fourier inversa (IFFT: *Inverse Fast Fourier Transform*). De esta manera se puede

determinar el perfil de temperatura y deformación a lo largo de la fibra. Mediante el empleo de este sensor, Garus et al. [22] obtuvieron una medidas con 3 metros de resolución espacial y posteriormente Bernini et al. consiguieron bajar por debajo de un metro la resolución espacial [23]. El gran inconveniente de este método o técnica es que necesitan de un gran tiempo para la realización de la medida, por tanto, la temperatura y la deformación en la fibra deben ser constantes durante todo el proceso.

2.3.3. Explicación detallada de los sistemas BOTDA

Es la técnica más conocida para la realización de sensores basados en la dispersión Brillouin. Como es un sistema sensor basado en la dispersión estimulada, se usan dos señales para poder realizar la medida, por un lado el bombeo y por otro la onda de prueba.

En esta técnica, por norma general, se utiliza una señal pulsada como onda de bombeo, para excitar la onda acústica, y de este modo, producir la onda Stokes retrodispersada. Por el otro extremo de la fibra, se inyecta la señal de prueba. Normalmente, se suele usar una señal continua modulada a una frecuencia próxima a los 11 GHz, y sobre la que se realiza un barrido en frecuencia para visualizar el espectro de ganancia de Brillouin de la fibra. Normalmente, la intensidad de la señal de prueba suele ser bastante más pequeña que la de bombeo (por ejemplo, una señal de bombeo de 4.2 mW de potencia, por los 200 μ W de una señal de prueba).

La primera publicación que se realizó sobre el primer sensor basado en BOTDA fue en 1989 por Horiguchi et al. [8]. Consistía en inyectar en una fibra una señal de bombeo pulsado y una señal continua contrapropagante.

Simultáneamente, mientras se realiza el barrido en frecuencia próximo a la frecuencia de Brillouin, se va midiendo la intensidad de la señal que recibe por el extremo por donde se introduce el bombeo, para poder calcular la ganancia que sufre la señal de prueba introducida para amplificar el proceso de dispersión. Se cumple que cuando coinciden la frecuencia de la señal de prueba con la frecuencia de Brillouin de la fibra, la ganancia es máxima al inicio de la fibra.

Como el bombeo es pulsado, se puede determinar de forma distribuida el valor de la frecuencia Brillouin, o lo que es lo mismo la temperatura o deformación, a lo largo de la fibra óptica. Por consiguiente, al propagarse el pulso a través de la fibra, la interacción entre las ondas solo se produce en la posición del pulso, por lo que si se analiza la ganancia en función del tiempo y la frecuencia se puede establecer el valor de la frecuencia Brillouin en cada punto de la fibra. Como conclusión, podemos afirmar que la resolución depende exclusivamente de la anchura del pulso. Por ejemplo, 10 ns de anchura de pulso corresponden con 1 m de resolución.

Si la potencia de bombeo es superior a 1 mW, la intensidad recibida al inicio de la fibra debida a la dispersión Brillouin estimulada se sitúa dos órdenes de magnitud por encima de la intensidad recibida debido a la dispersión Rayleigh. En las medidas de deformación realizadas por Horiguchi et al., la precisión fue de 20 $\mu\epsilon$, con una resolución espacial de 100 m [10]. En 1990, Kurashima et al. [18] también usaron esta técnica para

realizar un sensor de temperatura con una precisión de 3ºC y una resolución espacial de 100 m sobre una fibra de 1.2 Km.



Figura 12. Esquema de la configuración básica de los sistemas basados en BOTDA empleando dos fuentes láser.

A través de una configuración BOTDA basado en dos fuentes láseres continuas e independientes, se realizaron las primeras medidas mediante la técnica propuesta por Horiguchi (Figura 12). El láser 1 se utiliza como señal de bombeo y el láser 2 para generar la señal de prueba. Esta configuración usa una señal pulsada de bombeo, generalmente realizada con un modulador electro-óptico (EOM, *Electro-Optic Modulator*) controlado por un generador de pulsos, mientras que la señal continua se diferencia de la del otro láser debido a la separación en la frecuencia que presenta. Mediante la técnica de detección "heterodina", se puede controlar la separación entre las dos fuentes láser. Además, se necesita un PLL (*Phase Lock Loop*) para enganchar las dos señales en fase.

En 1997, apareció otro procedimiento, realizado por Nikles et al. [24], basado en el esquema de la figura 13, en el que se emplea un único láser para generar las señales de bombeo y prueba. Para implementarlo, se utilizó un modulador de intensidad para generar las bandas laterales próximas a la frecuencia central, que se corresponde con la señal de bombeo. La banda lateral inferior es la que se utiliza como prueba, y se introduce en la fibra en dirección contrapropagante con respecto al bombeo. Modificando la frecuencia de modulación entorno a la frecuencia Brillouin de la fibra, se obtiene el espectro de ganancia Brillouin de la fibra óptica. Esto es debido a que cuando se equiparan la frecuencia de modulación y la frecuencia Brillouin de la fibra, la banda
lateral inferior interacciona con la onda de bombeo mediante la dispersión Brillouin estimulada. De este modo, se puede obtener el espectro de ganancia, al amplificarse la banda lateral inferior de la fibra.



Figura 13. Esquema de la configuración básica de los sistemas basados en BOTDA empleando un único láser.

Como consecuencia de estas dos configuraciones iniciales, se han desarrollado distintas técnicas para mejorar tanto la longitud de medida distribuida como la resolución espacial.

Estas nuevas técnicas, como por ejemplo, dark-pulse [25], en la que se introdujo un amplificador óptico semiconductor (SOA, *Semiconductor Optical Amplifier*) para generar el pulso de bombeo con una alta relación de extinción, consiguiendo con esta técnica resoluciones espaciales de hasta 5 cm en un rango de 100 m. Añadir un pulso de pre-excitación para la generación del fonón [26], o el método de echo-Brillouin propuesto por Thévenaz et al. [27], también han servido para reducir la resolución espacial por debajo del metro.

Otros métodos se basan en eliminar la dependencia con la polarización de la luz en los sistemas BOTDA, ya que quitan las fluctuaciones inducidas de polarización (la ganancia del proceso es fuertemente dependiente del estado de la polarización de las ondas de bombeo y prueba, fluctuando por lo tanto el valor obtenido si se trabaja con una fibra monomodo estándar, como es habitual). Para ello se divide el pulso de bombeo en dos ramas con polarizaciones ortogonales y a una de ellas es retrasada un tiempo proporcional a la anchura del pulso. Más adelante se realiza una recombinación de ambos pulsos para eliminar esa dependencia de la polarización [28]. Últimamente, otro tipo de configuraciones que están apareciendo recientemente son técnicas BOTDA que permiten mejorar tanto el rango de medida, como la resolución espacial, y están basados en utilizar técnicas de codificación del pulso de bombeo [29].

Uno de los mayores inconvenientes de la técnica BOTDA está relacionada con la potencia de la onda de bombeo, ya que no puede exceder un determinado límite debido a que se producen una serie de fenómenos no lineales como la inestabilidad de modulación (MI, *Modulation Inestability*) [30], que ocasiona errores en las mediciones.

L. Thévenaz et al. presentaron en 2011 un estudio del error cometido en las medidas de un sistema BOTDA debido a que la señal de bombeo sufre un agotamiento progresivo según ésta avanza por la fibra óptica [31, 32]. Bajo este estudio, tanto teórico

como experimental, se demostró que la gran mayoría de los sistemas BOTDA presentados hasta la fecha presentaban este error en la medida. Para evitar este error, es necesario utilizar la configuración de doble banda lateral [24] o limitar la potencia de la onda continua que actúa como prueba (en función de la longitud de la fibra que se vaya a analizar).

Existen además, otra serie de desventajas en esta técnica de medida distribuida, ya que por ejemplo necesita de una gran coherencia entre la señal de prueba y de bombeo, no puede localizar roturas en la fibra óptica, no diferencia una medida debido a la temperatura o debido a la deformación, y se necesita un alto promediado en la detección para mejorar la calidad de la medida.

2.3.3.1. Sistemas BOTDA "especiales": DPP-BOTDA, Assisted-Raman BOTDA, Assisted-Brillouin BOTDA, Medición dinámica y Slope-Assisted BOTDA

En la actualidad, existen otras configuraciones BOTDA que podemos considerar "especiales", ya que introducen alguna variedad a los BOTDA originales. Estos sistemas que vamos a describir a continuación son:

- DPP-BOTDA (differential pulse-width pair Brillouin Optical Time-Domain Analysis)
- Sensores distribuidos sobre BOTDA asistido por Raman (Assisted-Raman BOTDA)
- Sensado distribuido de Brillouin asistido por amplificación de pulsos de bombeo de Brillouin (*Assisted-Brillouin* BOTDA)
- Medición dinámica del *strain* en fibras ópticas a través de dispersión estimulada de Brillouin
- SA-BOTDA (Slope-Assisted Brillouin Optical Time-Domain Analysis)

Par pulso-anchura diferencial para el análisis óptico en el dominio del tiempo de Brillouin (DPP-BOTDA)

Recientemente, el grupo de Yongkang Dong et al. [34] ha desarrollado una nueva técnica BOTDA conocida como par pulso-anchura diferencial para el análisis óptico en el dominio del tiempo de Brillouin (DPP-BOTDA) para sensado de alta resolución espacial. Este esquema emplea dos pulsos largos separados (pocas decenas de nanosegundos) con una pequeña diferencia en el ancho del pulso (unos pocos nanosegundos) para realizar un barrido del espectro de ganancia de Brillouin (BGS) de la fibra sensada, respectivamente. El espectro de ganancia diferencial de Brillouin puede ser obtenido restando entre 2 BGSs y su resolución espacial está determinada por una diferencia en el ancho del pulso determinada por la separación de los 2 pulsos de longitud. El DPP-BOTDA proporciona varias ventajas sobre el BOTDA convencional.

- Banda estrecha BGS (de unos pocas decenas de MHz) y alta resolución espacial (más pequeña que 1 m). Puede ser obtenida simultáneamente.
- La BGS diferencial proporciona grandes amplitudes de señal y así gran relación señal a ruido (SNR) respecto a utilizar directamente el pulso corto cuando la diferencia pulso-anchura de los 2 pulsos largos iguala a la anchura del pulso corta.

En la investigación citada anteriormente [34], se utilizó detección acoplada DC para construir un DPP-BOTDA de 12 Km con par pulsado de 40/50 ns, obteniendo 1 metro de resolución espacial con una banda estrecha BGS de 33 MHz.

El montaje experimental DPP-BOTDA es mostrado en la figura 14. Dos láseres de fibra con líneas de banda estrechas (3KHz) operando a 1550 nm se utilizaron para proporcionar las ondas de prueba y bombeo, respectivamente, cuya diferencia frecuencial se bloqueó por un contador de frecuencia y se realizó un barrido variando la temperatura de la red de difracción grabada en la fibra.

El láser de "prueba" se lanzó a un modulador electro-óptico (EOM) de alta relación de extinción para crear un pulso "prueba" con el relación de extinción (ER: *Extinction Ratio*) por encima de 45 dB, y más tarde se amplificó por un amplificador de fibra dopada con Erbio (EDFA). Se utilizó un aleatorizador de polarización para cambiar continuamente el estado de polarización (SOP) del pulso "prueba" y de ese modo, reducir el desajuste de polarización debido a la fluctuación en la señal por promediado de un gran número de señales. Las pérdidas de señal de Brillouin fueron detectadas por un fotodetector acoplado DC con 1 GHz de ancho de banda. La fibra sensada comprende 2 segmentos, por ejemplo, un segmento de 10 km a T^a ambiente y el otro segmento de 2 Km en un horno.



Figura 14. Esquema experimental DPP-BOTDA. PD: fotodetectores, PC: controlador de polarización, PS: aleatorizador de polarización, MOE: modulador electro-óptico, EDFA: amplificador de fibra dopada con erbio, DAQ: adquisición de datos.

Como resultado de esta investigación con la configuración mostrada en la Figura 14, se obtuvo una resolución espacial de 1 m y una banda estrecha del espectro de ganancia de Brillouin (BGS) de 33 Mhz simultáneamente. La relación señal a ruido eléctrica del espectro de ganancia diferencial de Brillouin se mejoró en 46,3 veces respecto al utilizado por un único pulso de 10 ns, y la incertidumbre de temperatura para pulsos de 40/50 ns se redujo a 0,25°C respecto a los 1,8°C para un pulso de 10 ns.

Otra investigación lanzada por Xiaoyi Bao et al. [33], desarrolló otro sistema DPP-BOTDA para sensado con alta resolución espacial. Este sistema detecta pequeños

cambios en temperatura o tensión sobre secciones de fibra del orden de centímetros utilizando pulsos de larga duración (decenas de nanosegundos) sobre la longitud sensada del orden de kilómetros. Este esquema emplea la sustracción de formas de onda diferencial entre el par pulsado del espectro de ganancia de Brillouin obtenido de introducir dos pulsos de "prueba" separados con diferentes anchuras de pulso τ y τ + $\delta \tau$ ($\tau > 10 ns y \delta \tau << \tau$) en cada frecuencia de Brillouin escaneada, a la fibra sensada. El espectro de ganancia diferencial de Brillouin tiene una mayor resolución espacial.

El esquema DPP-BOTDA es mostrado en la figura. 15, que está basado en el tipo de sistema BOTDA. La onda de Stokes pulsada es introducida en la fibra sensada y experimenta amplificación de Brillouin a través de la interacción de la onda de bombeo contra-propagante. Se mide la potencia resultante de la onda de bombeo mientras la diferencia de frecuencia entre láseres es escaneada a través de las pérdidas espectrales de Brillouin. Con el uso del par de ondas pulsadas para probar la fibra y realizar el proceso DPP-BOTDA, se determina el desplazamiento de la fibra de Brillouin desde el espectro diferencial y se utiliza para calcular la tensión o la temperatura de la fibra sensada.



Figura 15. Configuración del sistema de sensado DPP-BOTDA. PD: fotodetectores, FUT: fibra bajo test, EOM: modulador electro-óptico. La anchura del pulso es controlada por el generador de pulsos.

Las fuentes láser son Nd: YAG operando a 1320 nm. La potencia de pico pulsada es aproximadamente 12 mW y la potencia "prueba" es 4 mW. El tiempo de subida/bajada de la onda de Stokes es de 5 ns. Se toman a cada paso frecuencial las señales en el dominio del tiempo monitorizadas con un fotodetector con ancho de banda de 1Ghz acoplado AC y 4000 promedios. Las señales en el dominio del tiempo son almacenadas en intervalos de 2Mhz para producir espectros de ganancia de Brillouin. La fibra bajo test es de 1 km de longitud, incluyendo 2 secciones estresadas de 0,5 m, separadas por pérdidas de fibra de 1m. La tensión aplicada a las 2 secciones es aproximadamente 2000 y 3000 micro-tensiones, respectivamente.

Este sistema DPP-BOTDA consigue para medidas distribuidas de tensión y temperatura, una resolución espacial de 0,18 m sobre longitudes de fibra de kilómetros

utilizando pulsos de decenas de nanosegundos. Las ventajas de la aproximación DPP-BOTDA a las que se llegaron en este documento son:

- Estrecho espectro de ganancia de Brillouin de 30 MHz debido a los largos pulsos.
- DPP-BOTDA basado en el espectro de ganancia de Brillouin tiene altas relaciones señal a ruido (SNR) respecto al espectro de ganancia de Brillouin obtenido por el BOTDA convencional con anchuras de pulso de $\delta \tau$ debido a la amplificación no-lineal de pulsos de larga duración.
- la gran diferencia de anchura de pulsos de ganancias diferenciales más fuertes y tiempos de promedio más pequeños,
- la longitud de la anchura de pulso reduce los requerimientos de banda ancha en el generador de pulsos y en el modelador electro-óptico (EOM) para pulsos ópticos y la relación de extinción (ER) más alto se logra fácilmente para longitudes de fibra de km.
- Se consigue sensar una longitud larga (del orden de kilómetros) con una potencia óptica mucho más baja, menor agotamiento y efectos de saturación de ganancia. Si se eligen de forma apropiada pares de anchuras de pulso τ y τ+ δτ , además de tiempos de subida/bajada, se obtienen resoluciones espaciales menores de 0,2 m y precisiones de frecuencia de Brillouin de 2-3 Mhz para longitudes de fibra de kilómetros.

Sensores distribuidos sobre el análisis óptico en el dominio del tiempo de Brillouin asistidos por Raman

Existen otro tipo de sensores BOTDA "especiales", como son los sensores *Raman-Assisted* BOTDA (sensores distribuidos sobre el análisis óptico en el dominio del tiempo de Brillouin asistidos por Raman).

Estos sensores introducen en la fibra, como en BOTDA, una señal de bombeo y otra de prueba contrapropagante, pero en este caso, se introduce sistema de amplificación Raman que permite compensar en cierta medida las pérdidas inherentes a la propagación por la fibra óptica.

En la investigación desarrollada por Xabier Angulo-Vinuesa et al. [51], se desarrolló un sensor distribuido de Brillouin que llega a 100 kilómetros utilizando asistencia Raman con una resolución espacial de 2 m. Además, se obtuvo una incertidumbre estimada de temperatura de 1.2°C.

Debido a la gran distancia de sensado, se tuvieron que tener en cuenta los siguientes requerimientos:

- Extinction Ratio (Relación de Extinción).
- Agotamiento (Depletion)
- Self-Phase Modulation (Modulación de auto-fase).

- *Relative Intensity Noise Transfer* (Transferencia de ruido de intensidad relativa)

En la siguiente imagen (Figura 16), se puede observar la configuración que utilizaron para lograr dicha resolución en tan larga distancia:



Figura 16. Montaje experimental del sensor distribuido Brillouin asistido Raman. LD: *Laser Diode* – Diodo Láser; PC: *Polarization Controller* - controlador de polarización; SGEN: *Signal Generator* - generador de pulsos; PI: circuito electrónico integral proporcionalidad; EDFA: *Erbium-doped Fiber Amplifier* - amplificador de fibra dopada con erbio; RF: *Radiofrecuency generator* - generador de radiofrecuencia; NOLM: *NonLinear Optical Loop Mirror*- Espejo óptico de ciclo no lineal; PS: *Polarization Switch* - aleatorizador de polarización; WDM: *Wavelength Division Multiplexor* -Multiplexor Divisor de longitud de onda.

Bajo esta configuración, se mejoró la generación de pulsos y la puesta a punto del bombeo Raman. Las señales de bombeo y prueba son generadas con una diferencia de frecuencia controlada desde una fuente única. Esta configuración evita que cualquier perturbación de frecuencia en la fuente principal afecte a la diferencia de frecuencia entre las señales de bombeo y prueba

La fuente principal de esta configuración "especial" BOTDA es un diodo láser de 4 mW que emite a 1553,59 nm. El bombeo es pulsado con 30ns de anchura de pulso, que es amplificado por un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA). Para garantizar la relación de extinción en el bombeo necesaria del orden de 10⁵, se utilizaron dos sistemas:

- un circuito electrónico integrador proporcional (PI) se emplea en el modulador para ajustar el punto de trabajo. El PI establece el punto de trabajo del modulador de transmisión mínima, lo que permite relaciones de extinción de 25-30 dB. Como esta relación no es lo suficientemente buena se necesita el otro sistema.
- un NOLM después de la conformación de pulsos y la amplificación. El NOLM ofrece la relación de extinción necesaria para lograr radios de extinción superiores a 50 dB en el pulso de bombeo. El NOLM también produce una

pequeña compresión de pulsos obtenidos de un pulso estrecho libre de leakage, lo que altera los originales anchos de 30 ns a aproximadamente 20 ns. Por lo tanto, los pulsos de bombeo de 20 ns con una frecuencia de repetición de 700 Hz se suministran a la fibra.

La señal de prueba se obtiene de la banda lateral de baja frecuencia de la fuente principal de amplitud modulada. La frecuencia de modulación se escanea próxima a la frecuencia de Brillouin de la fibra bajo test (~ 10.68 GHz). La frecuencia portadora se suprime mediante el ajuste apropiado del DC bias del modulador, y cuanto mayor sea la frecuencia de banda lateral se filtra antes de la detección. Ambas bandas laterales se propagan en la fibra bajo test, que compensa el agotamiento de la señal del bombeo por la onda de prueba detectada (banda lateral inferior), lo que hace el sistema muy robusto a errores inducidos por el agotamiento.

Sensado distribuido de Brillouin asistido por amplificación de pulsos de bombeo de Brillouin

A igual que ocurre con los sistemas asistidos por Raman y debido a la necesidad de cubrir largas distancias para realizar una monitorización de, por ejemplo, tendidos eléctricos o túneles, se ha desarrollado una nueva técnica BOTDA "especial", para extender el rango de mediciones de sensores distribuidos de Brillouin.

A través del uso de un amplificador distribuido de Brillouin (DBA – *Distributed Brillouin Amplifier*), se extiende el rango de mediciones de sensores distribuidos de Brillouin.

Esta amplificación de los pulsos de bombeo consigue mejorar la señal que llega al otro extremo de la fibra, debido a la natural limitación que suponía en los sistemas BOTDA convencionales la atenuación de la fibra, y como consecuencia, la ganancia de Brillouin. Además, también consigue mejorar la relación señal a ruido de la señal de prueba sin la utilización de promediados que aumentan considerablemente el tiempo de respuesta del sistema (y los hace prácticamente inconcebibles).

La nueva técnica, desarrollada por Javier Urricelqui et al. [50] en este mismo año, inyecta en la fibra una nueva onda de bombeo adicional amplificado con el amplificador distribuido de Brillouin que genera una interacción Brillouin adicional a las interacciones que se producen en el BOTDA convencional. Por otra parte, el ancho de banda de la onda de bombeo adicional, se adapta para ajustarse a los pulsos de bombeo mediante una modulación de la longitud de onda del bombeo amplificado, que se sincroniza con el bombeo.

La configuración que utilizaron, se muestra en la figura 17, basada en una configuración BOTDA convencional con un único láser para generar los pulsos de bombeo y prueba.



Figura 17. Configuración BOTDA con amplificador de bombeo distribuido.

Un generador de pulsos y el conmutador óptico se utilizan en la parte superior para generar el pulso de bombeo. En la parte inferior, una onda con longitud de onda sintonizable se genera utilizando bandas laterales de modulación obtenidas de un modulador electro-óptico con la señal de un generador de microondas que proporciona una salida con frecuencias cercanas a la del desplazamiento de frecuencia de Brillouin de la fibra sensada.

El único añadido al esquema es la incorporación de un láser adicional (bombeo DBA), cuya salida se acopla a la fibra de detección.

El resultado de esta técnica muestra una mejora de 5 veces el rango de medición (de 10.36 km a 50 km). Además, el uso del amplificador no introduce ningún factor de penalización en la relación señal a ruido (SNR), con lo que es una técnica de gran potencial para aumentar la longitud de detección.

Medición dinámica del strain en fibras ópticas a través de dispersión estimulada de Brillouin

Con el fin de realizar mediciones dinámicas, se desarrolló otra técnica BOTDA "especial". La técnica BOTDA convencional está limitada tradicionalmente a medidas estáticas. Estas medidas estáticas tienen un tiempo de adquisición del orden de minutos debido a, principalmente, el barrido frecuencial que se realiza en la onda de prueba para obtener el espectro de Ganancia (BGS), así como al elevado número de promediados en las trazas obtenidas que es típicamente necesario. Sin embargo, para otro tipo de medidas (vibraciones en un puente, por ejemplo), se necesita un tiempo de respuesta obviamente más corto. Esta nueva técnica surge del interés para ciertos campos de aplicación, como la medición de vibraciones en estructuras civiles, de ampliar el uso de sensores de fibra óptica distribuidos a mediciones dinámicas en tiempo real. De esta forma, se podría hacer un seguimiento o monitorización con un tiempo de respuesta del orden de segundos del tipo de estructuras ya mencionadas.

Romeo Bernini et al. [52] desarrollaron en 2009 una nueva técnica capaz de realizar medidas dinámicas de deformación (*strain*). Este método aprovecha la interacción SBS entre dos pulsos (bombeo y prueba) en sentido contrapropagante y permite una frecuencia de muestreo muy alta en la localización del sensado. La principial diferencia con respecto a un sistema BOTDA convencional reside, por lo tanto, en que la señal de pruba aparece aquí pulsada. Además, la técnica proporciona medidas cuantitativas (es decir, valores exactos) de deformación (*strain*) obtenidas como una función del tiempo, siempre y cuando, el grado de excursión del strain esté dentro de unos límites. Esta técnica también añade que la localización de detección se puede mover a lo largo de la fibra sensada de forma dinámica, a fin de monitorizar diferentes regiones de la fibra con la misma configuración.



La configuración citada, se puede visualizar en la siguiente figura (Figura 18):

Figura 18. Montaje experimental para la medición dinámica de *strain*. EDFA, *Erbium-doped Fibre Amplifier* - amplificador de fibra dopada con erbio; PC, *Polarization Controller* - controlador de polarización; IM, *Intensity Modulator* - modulador de intensidad; OI, *Optical Isolator* - aislador óptico; OC, *Optical Circulator* - circulador óptico; PD, *Photodiode Detector* - fotodiodo; PG, *Pulse Generator* - generador de pulsos.

Quedó demostrado mediante esta técnica que con un modesto aumento en la complejidad con respecto a configuraciones BOTDA estáticas, puede proporcionar detección dinámica en una posición elegida al azar a una frecuencia de muestreo sólo limitada por el tiempo de agotamiento de luz de los pulsos.

Otros grupos de investigación, como Song y K.Hotate en 2007 [53] también presentaron otra técnica basada en la correlación de la onda de prueba para medidas de deformación dinámica distribuida por el cual se detectan vibraciones de hasta 200 Hz con 10 cm de resolución espacial. También Bao et al. [54] publicaron otro documento que habla de explotar la dependencia de la polarización de la ganancia de Brillouin con el objetivo de evitar la necesidad de escanear el desplazamiento de frecuencia de las ondas de bombeo y prueba.

Tolerancia mejorada para relaciones de extinción del pulso en BOTDA mediante el modulado de la fuente óptica

Ya se sabe que los sistemas BOTDA son una buena herramienta para medidas de strain y temperatura distribuidas, y pueden ser muy útiles en estructuras de grandes

dimensiones. Sin embargo, estas aplicaciones requieren de longitudes de sensado muy altas, pero este alto rango, está limitado por la potencia de bombeo máxima que se puede inyectar en la fibra, ya que produce efectos indeseables como la inestabilidad de modulación (MI) o auto-modulación de fase (SPM). También está limitada por la potencia de la onda de prueba que se pueda utilizar, ya que si es muy grande, en la transferencia de potencia de la onda de bombeo a la de prueba, se produce el agotamiento de la onda de bombeo a medida que se propaga por la fibra óptica. Otro factor importante es el "leakage" que produce una interacción adicional no deseada que hace que la relación de extinción (ER) disminuya.

Por ello, surge la investigación desarrollada por Haritz Iribas et al. [55] en este mismo año, en el que mediante el modulado de la fuente óptica, se mejora la tolerancia para relaciones de extinción del pulso en BOTDA para largas distancias.

La configuración que se utilizó se puede apreciar en la Figura 19. Además, también se trata el efecto del "leakage" en 3 pasos, como en el modelado de Ander et al. [40], que se utilizará en este mismo proyecto y que se explicará en detalle en el capítulo siguiente.



Figura 19. Configuración de la nueva técnica para mejora de la tolerancia.

Los resultados en esta investigación mostraron un excelente rendimiento ya que, para una distancia sensada de 20 kilómetros, mostraron una reducción de la relación de extinción de 6 dB del modulador requerido.

3. Modelado de sistemas BOTDA: consideraciones generales

3.1 Modelado "básico" basado en el documento de X.Bao

En el documento de X.Bao et al. [12], se describe teórica y experimentalmente el modelo de un sensor distribuido de temperatura basado en la dispersión estimulada de Brillouin. El documento referenciado, describe un modelo simple teórico para describir cuantitativamente el comportamiento del sistema. Se presentan los datos para un sistema de 51 km. Además, en el documento, también se hace referencia a investigaciones que se realizaron acerca de la influencia de la polarización sobre el sistema.

En el proceso de la ganancia de Brillouin en una fibra óptica, la luz proveniente del láser 1 a frecuencia v_1 interactua con una luz contrapropagante del láser 2 con una frecuencia v_2 (dónde $v_2 < v_1$) y una onda acústica contrapropagante de frecuencia $v_1 - v_2$. La potencia en este proceso en el que se mezclan 3 ondas es transferida del láser 1 al láser 2 y también a la onda acústica. El acoplamiento entre las 2 ondas ópticas ocurre debido a la difracción de la perturbación del índice de refracción producido por el campo acústico, mientras la energía es proporcionada por la onda acústica como un resultado del patrón de interferencias entre las 2 ondas ópticas a través del proceso de electrostricción. En esta investigación, no se tiene en cuenta la onda acústica. Lo que es relevante es el hecho de que esta generación – y por lo tanto el proceso de ganancia Brillouin como un todo – requiere interferencias entre las ondas ópticas opticas contrapropagantes. Es decir, que el punto de polarización influye ya que si las polarizaciones son ortogonales, la ganancia de Brillouin no es observable.

Como el láser 1 se propaga a través de la fibra, esta potencia se transfiere al láser 2 siempre que $v_2 = v_1 - v_B$, donde v_B es conocida como la frecuencia de Brillouin y es la frecuencia a la cual la longitud de onda acústica es la mitad de la longitud de onda óptica media. Esto es simplemente la condición de difracción de Bragg de la luz desde la onda acústica. La velocidad de la onda acústica (y por lo tanto, la frecuencia de Brillouin) es dependiente de la temperatura de la fibra, así que midiendo la diferencia de la frecuencia del láser a la cual la ganancia máxima de brillouin ocurre y asumiendo que toda la fibra está a una temperatura, dicha temperatura se puede deducir.

Cuando toda la fibra no está necesariamente a la misma temperatura, se requieren algunas medias de resolución espacial. Esto se realiza utilizando un pulso de luz corto del láser 1 [35].

Si la intensidad de luz del láser 2 a medida que emerge de la fibra de sensado es monitorizada como una función del tiempo siguiendo el lanzamiento de un pulso desde el láser 1, es posible determinar la distancia a cuyas regiones en la fibra por las cuales la frecuencia de brillouin es igual a la diferencia en las frecuencias del láser (interacción entre 2 láseres en esas regiones resultará en la amplificación del láser 2). Si la diferencia de frecuencia entre láseres es conocida, se deduce la temperatura de esas regiones. Para determinar la temperatura en todos los puntos en la fibra sensada es necesario hacer un barrido de diferencia de frecuencias del láser sobre el rango de interés de las frecuencias de Brillouin.

La longitud máxima de sensado usable está gobernada por la forma de la distribución de temperatura, si la mayoría de la longitud de la fibra está próxima en temperatura (una ocurrencia probable en la mayoría de aplicaciones), la potencia puede ser rápidamente perdida del haz pulsado resultando en una muy baja ganancia de Brillouin al final de la fibra en comparación con la fuente pulsada. Obviamente un sistema DTS debe ser designado para operar en estas condiciones de temperatura cuasi-uniforme.

Por el contrario, en el proceso de pérdidas de Brillouin, la salida pulsada del láser 1 es amplificada a expensas del haz de onda continua del láser 2 cuando $v_2 = v_1 + v_B$. Así la intensidad del haz de onda continua es reducida durante la interacción de Brillouin. Comparada con el proceso de ganancia Brillouin, cuando la mayoría de la fibra está a la misma temperatura, la pérdida de señal Brillouin es observable sobre una distancia mucho mayor. Esto es porque a pesar de estar siendo atenuada, la onda pulsada se incrementa a medida que se propaga por la fibra. Se demostró experimentalmente la superioridad del proceso de pérdidas de Brillouin cuando la cantidad sustancial de la fibra sensada está a la misma temperatura [36]. El último límite en la longitud sensada ocurre cuando la potencia en cada haz es suficiente para producir la dispersión de Brillouin estimulada.

El modelo teórico básico basado en el documento de X.Bao [12] que describe el proceso de dispersión Brillouin, utiliza las 2 ecuaciones de ondas acopladas describiendo la intensidad de onda de bombeo y la de prueba(I_P y I_{CW} respectivamente) [37]:

$$\frac{d}{dz}I_p = -gI_{cw}I_p - \alpha I_p$$
[21]

$$\frac{d}{dz}I_{cw} = -gI_{cw}I_p + \alpha I_{cw}$$
^[22]

donde

$$g = \frac{\gamma g_0(\Gamma_B/2)^2}{|\Omega_B(T) - \Omega|^2 + (\Gamma_B/2)^2}$$
[23]

- z es la distancia desde el láser pulsado hasta el final de la fibra
- g_0 es el factor de ganancia en la línea central
- α es el coeficiente de atenuación de la fibra
- Γ_B es el ancho de línea de Brillouin
- Ω es la diferencia frecuencial entre los láseres
- $\Omega_B(T)$ la dependencia de la temperatura con la frecuencia desplazada de Brillouin
- γ es un factor de polarización, es decir, proporciona información acerca de la dependencia de ganancia sobre las polarizaciones de las dos ondas [38].

Las ecuaciones 21 y 22 sólo se pueden aplicar estrictamente en el estado estacionario. Para pulsos que son largos comparados con el tiempo de vida del fotón de alrededor de 10 ns, estas ecuaciones representan una aproximación razonable.

Cuando el factor de ganancia de Brillouin g, es tomado como positivo, la potencia es acoplada desde el pulso hacia el haz de onda continua. Este es el proceso que se denomina ganancia de Brillouin. A la inversa, cogiendo g como negativo, la potencia es transferida desde el haz de onda continua al haz pulsada, dando lugar a las pérdidas de Brillouin. Se escogerá el signo en función de sí el haz de onda continua es desplazado en frecuencia hacia arriba (g es negativa) o hacía abajo (g es positiva) desde el haz pulsado.

Para resolver dichas ecuaciones, se utilizó un método de perturbación para obtener la señal de ganancia de Brillouin recibida de una particular localización espacial. En este modelo, se supuso que el haz de onda continua depende sólo de las pérdidas de la fibra, dando lugar a la siguiente expresión:

$$I_{CW}(z) = I_{CW}(L)e^{-\alpha(L-z)}$$
[24]

Dónde $I_{CW}(L)$ es la potencia de entrada del láser de onda continua (onda de prueba), y *L* es la longitud de sensado. Sustituyendo la ecuación 24 en la ecuación 25 se obtiene una solución analítica para la onda pulsada (bombeo):

$$I_P(z) = I_P(0)e^{-\frac{ge^{(-\alpha L)}[e^{\alpha z} - 1]I_{CW}(L)}{\alpha} - \alpha z}$$
[25]

Dónde $I_P(0)$ es la intensidad de entrada del láser pulsado. Sustituyendo la ecuación 25 en la ecuación 26 se puede integrar sobre la distancia *u*, en donde el haz pulsado interactúa con un haz de onda continua contrapropagante. Esta distancia es igual a la mitad de la longitud del pulso e indica el límite en la resolución espacial del sistema. El resultado es:

$$\int_{I_{CW}(z)}^{I_{CW}(z+u)} \frac{dI_{CW}(z)}{I_{CW}(z)} = \int_{z}^{z+u} \left\{ -gI_{P}(0)e^{-\frac{gI_{CW}(L)e^{-\alpha L}(e^{-\alpha L}-1)}{\alpha} - \alpha L} + \alpha \right\} dz \qquad [26]$$

Aquí z + u representa la localización en la fibra donde el borde delantero del pulso se encuentra con la onda contrapropagante elegida. Como la onda pulsada se propaga a lo largo de toda la fibra, la señal de ganancia de Brillouin puede ser obtenida por integración de sucesivas longitudes de interacción, u desde z = 0 a L. Se procedió a integrar la ecuación 26 haciendo la sustitución:

$$x = e^{\alpha z}$$
[27]

Siendo el resultado

$$\int_{I_{CW}(z)}^{I_{CW}(z+u)} \frac{dI_{CW}(z)}{I_{CW}(z)} = \int_{e^{\alpha z}}^{e^{\alpha(z+u)}} -\frac{ke^{-\beta(x-1)}}{\alpha x^2} dx - \alpha u$$
[28]

donde

$$k = gI_p(0) \qquad \beta = \frac{gI_{CW}(L)e^{-\alpha L}}{\alpha}$$
[29]

La integral exponencial de segundo orden es definida como [39]

$$E_2(z_0) = \int_1^\infty \frac{e^{-z_0 t}}{t^2} dt$$
 [30]

Y aplicando esta fórmula a la ecuación 28, se coge la ganancia experimental por el haz de onda continua debido a una interacción con el haz pulsado en la posición z:

$$\frac{I_{CW}(z)}{I_{CW}(z+u)} = e^{K_0 \left[\frac{E_2(\beta x_1)}{x_1} - \frac{E_2(\beta x_2)}{x_2}\right] - \alpha u}$$
[31]

donde

$$x_{1} = e^{\alpha z}$$

$$x_{2} = e^{\alpha(z+u)}$$

$$K_{0} = \frac{ke^{\beta}}{\alpha}$$
[32]



Figura 20. Montaje experimental. AOM= Modulador óptico-acústico. DC1-3=Acopladores direccionales. D1-4=Fotodetectores. PC= Controlador de polarización.

Para el caso de la ganancia de Brillouin (donde, como se recuerda g debe ser tomada como positiva) la ecuación 31 puede ser evaluada fácilmente, por ejemplo por medio de rutinas numéricas para el cálculo de la integral exponencial que están

disponibles en un número de paquetes de software. El caso de las pérdidas de Brillouin (donde g es negativa) necesita más cuidado. Un valor negativo de g implica un valor negativo para el argumento de la integral exponencial y la consideración de la ecuación 39 muestra que esta conducirá a un valor infinito para la integral. Sin embargo, la diferencia en las dos integrales exponenciales en la ecuación 31 es finita.

3.2 Modelado en tres pasos de Ander Zornoza para incluir efecto del "leakage"

En el documento de Ander Zornoza et al.[40], se realiza un modelado muy interesante y en el que se basarán nuestras simulaciones en Matlab. Este documento, realiza tres pasos para incluir el efecto del "leakage" en el proceso BOTDA.

El "*leakage*" es la parte continua que se transmite con el pulso de la onda de bombeo. Idealmente en el bombeo sólo debería existir una onda pulsada; sin embargo, el hecho de que los moduladores electro-ópticos empleados tengan una relación de extinción ER finita hace que parte de la energía se "pierda" o "fugue" en forma de onda continua de fugas o *leakage*, lo que es altamente indeseable para los sistemas basados en SBS. La presencia del *leakage*, al interaccionar con la onda de prueba, altera la medida de la dispersión estimulada de Brillouin y limita la resolución del sensor.

El esquema general de un sensor BOTDA implica dos ondas que se introducen en una fibra en direcciones opuestas: un pulso de onda de bombeo (I_P) y una onda de prueba (I_S) . Hay básicamente dos métodos diferentes para resolver la interacción entre ellos.

El primero de los métodos, está diseñado para sistemas BOTDA que poseen una gran resolución espacial (puede detectar defectos del orden de metros en longitudes de fibra óptica de kilómetros)[49] Este método resuelve las ecuaciones diferenciales en el dominio del tiempo. Estas ecuaciones son necesarias si la anchura del pulso de bombeo es inferior al tiempo de vida de los fonones acústicos..

Sin embargo, para sistemas BOTDA de larga distancia (del orden de decenas o incluso cientos de kilómetros), se tienen pulsos de mayor longitud. De esta forma, se pueden usar modelos que resuelven la interacción entre las ondas de bombeo y prueba definidas por las ecuaciones de intensidad de la dispersión estimulada de Brillouin en estado estacionario [12]:

$$\frac{dI_P}{dz} = -g(v, z) \cdot I_P \cdot I_S - \alpha I_P$$
[33]

$$\frac{dI_S}{dz} = -g(v, z) \cdot I_P \cdot I_S + \alpha I_S$$
[34]

donde α es el coeficiente de atenuación de la fibra y g(v, z) representa el coeficiente de ganancia de Brillouin, que depende del desplazamiento de frecuencia entre el bombeo y la onda "prueba" y de la temperatura y la deformación características de la fibra:

$$g(v,z) = \frac{\gamma \cdot g_0}{\left[2 \cdot \frac{v_b(z) - v}{\Delta v_B}\right]^2 + 1}$$
[35]

- o γ es un coeficiente de polarización
- o g_0 es el coeficiente de ganancia de línea central de Brillouin
- o v es el desplazamiento de frecuencia entre las ondas
- o Δv_B es la anchura de línea de Brillouin
- o $v_B(z)$ es la dependencia temperatura / deformación con la frecuencia desplazada de Brillouin.

Las ecuaciones 33 y 34 por lo general se resuelven mediante el uso de un método de perturbación en el que la onda continua es afectada inicialmente sólo por las pérdidas de la fibra [41]. Esta es una aproximación válida si la onda pulsada tiene una muy alta ER (relación de extinción). De lo contrario, hay una base residual DC o de fuga viajando junto con el haz pulsado.

En este caso, tenemos una interacción SBS entre esa onda de leakage y la onda de prueba, que distorsiona el valor de la intensidad de la onda de prueba a lo largo de la fibra. Algunos autores consideran que la contribución del leakage puede considerarse como desacoplada de la interacción SBS entre la onda de bombeo y la continua [42].Por lo tanto, el espectro total de Brillouin es el producto de dos contribuciones diferentes: interacciones de onda prueba-bombeo y prueba-leakage. Sin embargo, esta aproximación sólo es válida para sensores con longitudes cortas.

Con el fin de investigar el efecto de las fugas en los sensores BOTDA de largo alcance se propone un modelo teórico modificado que no requiere la aproximación de efectos desacoplados SBS. Este modelo teórico se ocupa de tres interacciones consecutivas SBS. La figura 21 representa esquemáticamente estas interacciones SBS suponiendo que el pulso está en la posición z de la fibra.

El primer paso es resolver la interacción SBS prueba-leakage sobre toda la fibra. Las ecuaciones 33 y 34 pueden ser resueltas por dos ondas continuas contrapropagantes ($I_P = I_L$ y $I_S = I_{CW}$). Las condiciones de contorno son la intensidad de onda continua de entrada ($I_{CW}(L) = I_{CWL}$) y la intensidad de entrada de leakage ($I_L(0) = I_{P0}/ER$), donde I_{P0} es la intensidad de pico de entrada del haz pulsado). Este método proporciona una solución numérica para la onda de prueba después de interactuar con la intensidad del leakage sobre toda la longitud de la fibra $I_{CW}(z)$. El efecto de esta interacción aumenta la potencia de la onda continua en cada posición de la fibra cuando el sistema BOTDA trabaja en configuración de ganancia.

Sustituyendo esta expresión de onda de prueba amplificada en la ecuación 33, así como la onda prueba, se puede obtener una solución numérica de la evolución de la potencia de onda pulsada (I_P) como sigue:

$$I_p(v,z) = I_P(0) \cdot \exp\left[\int_0^z -g(v,z) \cdot I_{CW}(v,z)dz - \alpha \cdot z\right]$$
[36]

Sustituyendo la ecuación 36 en la ecuación 34 e integrando sobre la región de interacción entre el haz pulsado y la onda continua amplificada, u, se puede obtener la expresión de la ganancia experimentada por la onda continua debido a la interacción SBS con el pulso de bombeo en la posición z. La región de interacción, u, se define por medio de la longitud de pulso y da la resolución espacial del sistema. El resultado es

$$\frac{I_S(v,z)}{I_S(v,z+u)} = G(z)$$
$$= e^{\left\{-\alpha \cdot u \int_z^{z+u} g(v,z) \cdot I_P(0) \cdot e^{\left[\int_0^z - g(v,z) \cdot I_C W(v,z) dz - \alpha z\right] dz}\right\}}$$
[37]

Entonces, el valor de intensidad de la onda continua después de interactuar con la corriente de fugas y el haz pulsado se puede obtener como sigue:

$$I_{CW}(v, z) = I_{CW}(v, z + u) \cdot G(v, z)$$
[38]

donde $I_{CW}(v, z + u)$ representa la ubicación en la fibra donde el borde final del pulso se encuentra con la onda continua contrapropagante.

Como se busca una expresión de potencia recibida, otra interacción SBS entre la nueva onda continua modificada, $I_{CW}(v, z)$ y la fuga se deben considerar en la región



Figura 21. Esquema de las tres interacciones diferentes SBS considerados por el modelo teórico.

después de la interacción con la onda de bombeo. Esto se puede resolver utilizando el mismo método que se utilizó anteriormente para $I_P = I_L y I_S = I_{CW}$ con la intensidad de la onda continua en la posición z ($I_{CW}(v,z) = I_{CW}(v,z+u) \cdot G(v,z)$) y la intensidad de entrada de fugas ($I_L(0) = I_{P0}/ER$) como condiciones de contorno. Esto le da a la potencia recibida de la interacción entre las ondas continua, la de fugas y el haz pulsado relacionados, una posición espacial particular, *z*. La onda pulsada se propaga a lo largo

de la fibra, por lo que la señal de ganancia Brillouin puede ser obtenida repitiendo este proceso para sucesivas longitudes de interacción del pulso, u, desde z = 0 a L.

Modelado de la dispersión estimulada de Brillouin en sistemas sensores distribuidos BOTDA

Una vez que se ha desarrollado todo el estado del arte, incluyendo las más recientes investigaciones, se va a tratar de explicar el modelado de los sistemas BOTDA implementado en este trabajo, en qué se basa y la razón por la cual se ha desarrollado.

Para comenzar con esta explicación, se va a realizar un repaso breve de los conceptos que se han explicado extensamente en capítulos anteriores.

La dispersión estimulada de Brillouin se produce debido a la interacción entre una señal de bombeo que es introducida por un extremo de la fibra y una de prueba en sentido contrapropagante introducida por el otro extremo. Esta segunda señal, está desplazada en frecuencia respecto a la primera, cuyo nombre es frecuencia de Brillouin.

El primer objetivo que se marcó, fue el de implementar un código, que reprodujese esta interacción y que mostrase en una gráfica la evolución de las dos señales a lo largo de la fibra óptica y la ganancia de Brillouin resultante.

Para ello, se basó nuestra implementación en las dos ecuaciones diferenciales de onda estacionarias que describen la intensidad de la onda de bombeo y la de prueba (I_P y I_{CW} respectivamente):

$$\frac{d}{dz}I_p = -gI_{cw}I_p - \alpha I_p$$
[39]

$$\frac{d}{dz}I_{cw} = -gI_{cw}I_p + \alpha I_{cw}$$
^[40]

Para resolver estas ecuaciones, en un primer momento, se basó el código en la resolución aplicada por X.Bao et al. [12]. Para resolver estas ecuaciones, primero se ha de obtener el factor de ganancia, a través de la ecuación:

$$g = \frac{\gamma g_0(\Gamma_B/2)^2}{|\Omega_B(T) - \Omega|^2 + (\Gamma_B/2)^2}$$
[41]

Este término, si es tomado como positivo, se denomina configuración en ganancia. Si el término es negativo, la configuración es en vaciamiento (se trabaja en un modo o en otro dependiendo de si la señal de prueba está situada a una frecuencia inferior o superior de la de la onda de bombeo, tomando o cediendo energía de ésta). Para esta ecuación, se tomaron los siguientes valores en este caso:

- *z* es la distancia desde el láser pulsado hasta el final de la fibra. Para realizar esta primera simulación, se utilizaron 12 kilómetros de longitud de canal.
- g₀ es el factor de ganancia en la línea central del espectro de ganacia de Brillouin, esto es, la ganancia máxima que se obtiene para un determinado punto. Se utilizó un valor típico de 1.1x10⁻¹¹m/W

- α es el coeficiente de atenuación de la fibra, 0.2 dB/Km de una fibra monomodo estándar en tercera ventana de transmisión (1550nm).

Para esta primera simulación, se supuso que la frecuencia de Brillouin no dependía de la temperatura, por lo que la ecuación de la ganancia se puede simplificar, resultando de la siguiente forma:

$$g = \gamma g_0 \tag{42}$$

Por tanto, la ganancia de Brillouin no depende de los siguientes parámetros: Γ_B (ancho de línea de Brillouin), Ω (diferencia frecuencial entre las ondas de prueba y bombeo) y $\Omega_B(T)$ (dependencia de la temperatura con la frecuencia desplazada de Brillouin). Solamente depende de la ganancia en la línea central y el factor de polarización γ (aporta información acerca de la polarización de las dos ondas) y que, se ha establecido en la simulación como 2/3.

Todos los valores introducidos en el programa, se incluyeron por defecto en una interfaz, para que el usuario pudiera modificar los parámetros a su antojo (Figura 22):

Marin Introduce los parámetros:
Atenuación (en dB/Km):
0.2
Factor de Ganancia en línea central (en m/W):
1.1e-11
Área del núcleo efectiva (en m ²):
7.18e-11
Potencia de Pico del Pulso(en W):
1.6e-3
Potencia de la onda Continua CW (en W):
1.5e-3
Longitud (en metros):
25000
OK Cancel

Figura 22. Interfaz para introducir los parámetros en el programa.

Después de realizar la simplificación de la ganancia, se procedió a resolver las ecuaciones diferenciales, utilizando el método de perturbación para obtener la ganancia de Brillouin recibida de una particular localización espacial en la fibra de medida. Si la onda de prueba sólo depende de las pérdidas de la fibra, como se supone inicialmente, se obtiene la ecuación 24 que se ha incluido en el capítulo del modelado de X.Bao. Sustituyendo dicha ecuación en la ecuación 39 se obtiene una solución analítica para la onda de bombeo:

$$I_P(z) = I_P(0)e^{-\frac{ge^{(-\alpha L)}[e^{\alpha z} - 1]I_{CW}(L)}{\alpha} - \alpha z}$$
[43]

donde $I_P(0)$ es la intensidad de entrada a la fibra de la onda de bombeo. Sustituyendo la ecuación 43 en la ecuación 40 se puede integrar sobre la distancia *u*, en donde la onda de bombeo interactúa con la onda de bombeo contrapropagante. Esta distancia es igual a la mitad de la longitud del pulso e indica el límite en la resolución espacial del sistema. El resultado es:

$$\int_{I_{CW}(z)}^{I_{CW}(z+u)} \frac{dI_{CW}(z)}{I_{CW}(z)} = \int_{z}^{z+u} \left\{ -gI_{P}(0)e^{-\frac{gI_{CW}(L)e^{-\alpha L}(e^{-\alpha L}-1)}{\alpha} - \alpha L} + \alpha \right\} dz \quad [44]$$

Aquí z + u representa la localización en la fibra donde el borde delantero del pulso se encuentra con la onda contrapropagante elegida. Como la onda de bombeo se propaga a lo largo de toda la fibra, la señal de ganancia de Brillouin puede ser obtenida por integración de sucesivas longitudes de interacción, u desde z = 0 a L.

Para realizar esta integración sucesiva, se utilizó un bucle que realizaba un barrido de la longitud de la fibra óptica y para cada posición, realizaba la integral descrita.

Se procedió a integrar la ecuación 44 realizando la sustitución: $x = e^{\alpha z}$. Aplicando la integral exponencial de 2º orden en la ecuación 30, y aplicándola en la ecuación 44, se obtiene la ganancia de la onda de prueba debido a una interacción con la onda de bombeo en la posición *z*.

$$G(z) = \frac{I_{CW}(z)}{I_{CW}(z+u)} = e^{K_0 \left[\frac{E_2(\beta x_1)}{x_1} - \frac{E_2(\beta x_2)}{x_2}\right] - \alpha u}$$
[45]

donde

$$k = gI_p(0); \beta = \frac{gI_{CW}(L)e^{-\alpha L}}{\alpha}; x_1 = e^{\alpha z}; x_2 = e^{\alpha(z+u)}; K_0 = \frac{ke^{\beta}}{\alpha}$$
[46]

Sabiendo que la frecuencia a la cual se está midiendo la ganancia es la frecuencia de Brillouin (es decir, la ganancia no depende de la frecuencia) y utilizando una anchura de pulso de 100ns, y unas potencias de bombeo y prueba de:

$$P_{bombeo} = 4.2mW$$

 $P_{prueba} = 1mW$

y ejecutando la simulación para obtener la ganancia de Brillouin obtenida en la ecuación 45, se obtiene la siguiente gráfica:



Figura 23. Gráfica de la ganancia de Brillouin para una distancia de 12 kilómetros con una anchura de pulso de 100ns.

Como se puede observar, se está suponiendo la configuración en ganancia y por tanto, la gráfica aparece de esta forma. Si la configuración fuese en vaciamiento, la gráfica aparecería invertida (es decir, iría de un valor inferior a un valor superior a medida que la onda de prueba se propaga en la fibra óptica.

Además, se observa como la ganancia se va atenuando a medida que se avanza en la fibra óptica. Esto es debido a los 0.2 dB/Km de la fibra monomodo estándar. Si se multiplica la ganancia por la potencia de la onda continua, se obtiene la evolución de la onda de prueba a medida que avanza a través de la fibra óptica.

Si se prueba a modificar la anchura del pulso a 20ns, se observa que la ganancia se reduce considerablemente (Figura 24). Esto es debido a que la región de interacción debido a la anchura del pulso se reduce, por lo que se produce menor interacción entre la onda de bombeo y la de prueba, y se reduce su ganancia. Es decir, si se reduce la anchura del pulso, se mejora la resolución espacial del sistema pero disminuye la potencia recibida de la señal dispersada.



Figura 24. Gráfica de la potencia de la onda de prueba multiplicada por la ganancia de Brillouin para una distancia de 12 kilómetros con una anchura de pulso de 20ns.

Antes de presentar el modelado basado en los tres pasos de Zornoza et al. se va a explicar el motivo por el cuál, se ha realizado este modelado incluyendo y tratando la influencia del *leakage*.

Para introducir la onda de bombeo en el circuito, se utiliza un modulador electroóptico. Estos dispositivos introducen siempre una base residual llamada "*leakage*", que es una especie de onda continua por debajo del pulso. Como consecuencia, se produce una interacción adicional entre la onda de prueba y el *leakage*, lo que produce una distorsión en la medida del espectro de ganancia de Brillouin. Existen soluciones que mejoran la relación de extinción (relación entre el "1" y el "0" lógico) como utilizar un amplificador óptico semiconductor como conmutador óptico o usando un modulador electro-óptico con una alta relación de extinción. Sin embargo, estas soluciones son muy caras, de ahí, que se trate en este proyecto este método alternativo donde es más sencillo y barato obtener relaciones de extinción más altas.

A continuación, se presenta el modelado basado en los tres pasos de Zornoza et al. para incluir en la simulación el efecto del "*leakage*". Pero, lo primero que se va a explicar es como se han creado las ondas de bombeo y prueba en la simulación.

Se creó para ello una función llamada *odeSBS*, para recrear las ecuaciones de estado estacionario de la onda de bombeo y prueba descritas en el modelo teórico de Zornoza et al. [40]:

$$\frac{dI_P}{dz} = -g(v, z) \cdot I_P \cdot I_S - \alpha I_P$$
[47]

$$\frac{dI_S}{dz} = -g(v, z) \cdot I_P \cdot I_S + \alpha I_S$$
^[48]

La función odeSBS recibe como parámetros la distancia de la fibra que se va a sensar y las intensidades de las ondas de bombeo y prueba respectivamente. Se establece como valores por defecto dentro de la función, los valores de la atenuación (0.2 dB/Km) y la ganancia de Brillouin $(1.2x10^{11}m/W)$.

Posteriormente, se construyó otro fichero Matlab principal para llamar a esta función. En ella, se introducen las potencias de la onda de bombeo y de prueba correspondientes, así como el área efectiva (para poder hallar las intensidades), y un vector que corresponde con la distancia que se va a medir:

$$A_{eff} = 86x10^{-12}m^2$$

 $T = (1 \dots 30000)m$
 $P_{bombeo} = 4.2mW$
 $P_{prueba} = 1mW$

Con estos parámetros y la función SBS que se ha creado, se puede obtener la evolución de las ondas de bombeo y prueba a lo largo de la fibra sensada. A través de la función *ode45* (<u>http://es.mathworks.com/help/matlab/ref/ode45.html</u>), que recibe como parámetros la función SBS creada, *T* y las intensidades de bombeo y prueba correspondientes a las potencias anteriormente definidas, resuelve las ecuaciones diferenciales de estado estacionario y da como resultado ambas ondas de bombeo y prueba teniendo en cuenta la interacción que hay entre las dos. El resultado puede observarse en la siguiente gráfica (Figura 25):



Figura 25. Gráfica de las ondas de bombeo y prueba (Stokes) aplicando la función ode45.

Como se puede observar, las potencias de bombeo y prueba comienzan con 4.2 y 1mW respectivamente, y a medida que se van propagando por la fibra, se van atenuando progresivamente. La onda de bombeo comienza en un extremo de la fibra y se va atenuando hasta que llega a los 30 km, mientras que la onda de prueba se inyecta desde el otro extremo de la fibra en sentido contrapropagante, a pesar de que en la gráfica pueda parecer que salgan desde la misma posición. Para observar la influencia de una onda en la otra, se va a cambiar la potencia de prueba a 0mW, para visualizar únicamente la potencia de bombeo sin la influencia de la onda de prueba contrapropagante y contrastarla con la influencia de la onda de prueba de la simulación anterior.



Figura 26. Señal de bombeo con la influencia de la onda de prueba (azul) comparada con la señal de bombeo sin la influencia de la onda de prueba (verde).

Como se deduce de la imagen, al producirse la interacción entre la onda de bombeo y la de prueba, existe una transferencia de potencia de una onda a la otra y viceversa, produciendo, en este caso concreto, que la onda de bombeo se atenúe más si se introduce por el otro extremo de la fibra una onda de prueba de 1mW. Por consiguiente, se visualiza que la simulación a través del *ode45* muestra la interacción entre las dos ondas de bombeo y prueba.

Una vez que se ha comprobado la validez de las funciones que generan los pulsos de bombeo y prueba, se continua aplicando el modelo de Zornoza et al. [40]. La ecuación que define el coeficiente de ganancia de Brillouin bajo este modelo sigue la siguiente ecuación:

$$g(v,z) = \frac{\gamma \cdot g_0}{\left[2 \cdot \frac{v_b(z) - v}{\Delta v_B}\right]^2 + 1}$$
[49]

donde

- o y es un coeficiente de polarización
- o g_0 es el coeficiente de ganancia de línea central de Brillouin
- o v es el desplazamiento de frecuencia entre las ondas
- o Δv_B es la anchura de línea de Brillouin

o $v_B(z)$ es la dependencia temperatura / deformación con la frecuencia desplazada de Brillouin.

Como se puede apreciar, este coeficiente de ganancia de Brillouin depende del desplazamiento de frecuencia entre el bombeo y la prueba y la distancia de sensado de la fibra óptica.

Para la primera simulación que se realizó, se supuso que la frecuencia desplazada de Brillouin no depende de la temperatura/deformación, con lo cual se consideró constante. $v_B(z) = cte$, y por tanto, el coeficiente de ganancia de Brillouin sólo depende de la frecuencia, como se puede ver en la ecuación:

$$g(v) = \frac{\gamma \cdot g_0}{\left[2 \cdot \frac{v_b - v}{\Delta v_B}\right]^2 + 1}$$
[49]

Se introdujo un barrido frecuencial a través de un vector de frecuencias en torno a la frecuencia de Brillouin con paso de 2MHz, teniendo como frecuencia de Brillouin $v_B = 10.8GHz$ (donde el coeficiente de ganancia es máximo):

$$v = [10.7 \dots 10.9]GHz$$

Implementando el código mediante un bucle *for* que recorre todas las frecuencias, se obtiene la curva del coeficiente de ganancia de Brillouin que sigue una curva Lorentziana:



Figura 27. Espectro de ganancia de Brillouin para una posición en la fibra.

En la Figura 27 se observa en el eje de abscisas las frecuencias mientras que en el eje de ordenadas se puede ver el valor del coeficiente de ganancia de Brillouin en cada frecuencia. Se observa, como se había comentado anteriormente, que el punto en el que la ganancia es máxima es en 10.8GHz (frecuencia de Brillouin).

A continuación, se va a explicar cómo se han ido tratando los 3 pasos. Para explicarlo de una manera clara, se muestra de nuevo, la siguiente figura:



Figura 28. Esquema de las tres interacciones diferentes SBS.

Para implementar los tres pasos se va a utilizar el mismo método de resolución que en el documento de Zornoza et al., a través del método de perturbación que se ha explicado en detalle anteriormente (capitulo anterior), y que define la ganancia así:

$$G(z) = e^{\left\{-\alpha \cdot u \int_{z}^{z+u} g(v,z) \cdot I_{P}(0) \cdot e^{\left[\int_{0}^{z} - g(v,z) \cdot I_{CW}(v,z)dz - \alpha z\right]dz}\right\}}$$
[50]

A partir de entonces, hay que fijarse en la Figura 28. Para nuestra simulación, se comenzó con el paso número 2, la interacción pulso-onda cw prueba amplificada. El motivo por el cual se comenzó por este paso es que aquí sólo intervienen la onda de bombeo y la onda de prueba, mientras que en el paso 1 y el paso 3 ya se tiene en cuenta el "*leakage*", y por tanto, el cálculo es más sencillo, al igual que la interacción (no tiene que ser tratada).

PASO 2: Interacción Pulso-CW prueba amplificada

Para realizar la simulación, se aplicaron dos bucles anidados. El primero de ellos, realiza el barrido frecuencial para obtener el coeficiente de ganancia de Brillouin, mientras el segundo (dentro del primero) realiza un barrido de la posición (en nuestro caso, un barrido para una longitud de 25 kilómetros). La anchura del pulso es 100ns que determina la resolución espacial del sistema. Además, se definen los siguientes parámetros:

- o $\alpha = 0.2 \ dB/km$. Atenuación de la fibra
- o $\gamma = 2/3$. Factor de polarización
- o $g0 = 1.1x10^{-11}m/W$. Factor de ganancia en línea central
- o vb = 10.8 GHz. Frecuencia de Brillouin
- o v = [10.7 ... 10.9]GHz con paso de 2MHz Barrido frecuencial
- o $\Delta vb = 50x10^6 Hz$. Ancho de línea de Brillouin
- **O** P0 = 0.1259 mW. Potencia de Bombeo
- o $PwL = 501.2\mu W$. Potencia de Prueba
- o $A = 7.18 \times 10^{-11} m^2$. Área del núcleo efectiva

Como resultado, se obtiene una gráfica en 3 dimensiones, en el que los ejes X e Y corresponden con la distancia y la frecuencia respectivamente, y el eje Z corresponde a la ganancia de Brillouin en el paso 2, correspondiente a la interacción entre la onda de bombeo y la de prueba amplificada.



Figura 29. Gráfica 3D de la Ganancia de Brillouin obtenida en la interacción Pulso-CW prueba amplificada con anchura de pulso de 100ns.

Como se puede ver, la curva de ganancia de Brillouin es más pronunciada al principio de la fibra, y a medida que va avanzando a lo largo de la fibra se va atenuando. También se ve como en 10.8GHz la ganancia es máxima en cada una de las distancias en las que se mide (de 0 a 25 Km).

Si se reduce la anchura del pulso (es decir, se aumenta la resolución espacial) a 20ns, se ve como la gráfica gana en precisión, ya que las medidas se realizan con intervalos más cortos. Esto hace que aumente el tiempo de procesado de la simulación considerablemente, para el caso de 20ns, el tiempo de simulación es 5 veces más lento que el tiempo de simulación anterior.



Figura 30. Gráfica 3D de la Ganancia de Brillouin obtenida en la interacción Pulso-CW prueba amplificada con una anchura de pulso de 20ns.

PASO 1 y PASO 2: Interacción CW prueba-leakage e Interacción Pulso-CW prueba amplificada

A continuación se van a tratar las dos interacciones correspondientes al paso 1 y paso 2 descritas en la Figura 28.

Para introducir la interacción CW prueba-*leakage*, se utiliza el mismo método que en el paso 2, cambiando la potencia de bombeo por la potencia del *leakage* $(P_{bombeo} = P_{leakage})$ y la potencia de prueba siendo la misma pero cambiando la posición z (ya que se mide en la región del paso 1 – Figura 28), $P_{CW}(v, z) = P_{CW}(v, z + u)$ y tomando la intensidad de entrada del *leakage* $I_L(0) = I_{P0}/ER$ como condiciones límite. Esta modificación, junto con la interacción pulso-CW prueba amplificada, da como resultado la potencia recibida de la interacción entre la onda continua, el *leakage* y la onda de bombeo relativa a una posición particular z.

Sin embargo, en este paso se tuvo consciencia de que la potencia de prueba se tomaba al final de la fibra, y para poder realizar las simulaciones de forma correcta, se necesitaba conocer los valores al principio del tramo de fibra para la potencia de prueba. Para ello, a través de un algoritmo basado en la investigación de Zohreh Lali-Dastjerdi et al. [56], se pudo obtener los valores de potencia al principio de la fibra. En este algoritmo, primero se determina el intervalo para la "búsqueda" inicial y la "búsqueda" se corrige en cada iteración hasta que se obtiene la convergencia deseada. Utilizando una "búsqueda" inicial, P_{guess} , la potencia final basada en la "búsqueda" en z = L se obtiene mediante la solución numérica con P_{num} y la potencia deseada de las condiciones límite con P_{goal} . Al elegir un intervalo para la estimación inicial con límite inferior P_{left} y límite superior P_{right} , P_{guess} puede ser

$$P_{guess} = P_{left} + \frac{P_{right} - P_{left}}{2}$$
[51]

En base a esta "búsqueda", las ecuaciones se resuelven y la potencia final del cálculo P_{num} , se compara con P_{goal} . Si $P_{num} > P_{goal}$, entonces los límites del intervalo disminuyen a P_{left}^1 y P_{right}^1 como

$$P_{left}^{1} = P_{left} - \frac{P_{right} - P_{left}}{a}$$
[52]

$$P_{right}^{1} = P_{right} - \frac{P_{right} - P_{left}}{a}$$
[53]

donde a es una constante arbitraria. Si $P_{num} < P_{goal}$ entonces los límites del intervalo aumentan a

$$P_{left}^2 = P_{left} + \frac{P_{right} - P_{left}}{a}$$
[54]

$$P_{right}^2 = P_{right} + \frac{P_{right} - P_{left}}{a}$$
[55]

Esta iteración se debe continuar hasta que se obtenga la convergencia deseada $(P_{num}$ se acerca a $P_{goal})$.

En el método de "disparo" propuesto, la "búsqueda" inicial podría tener cualquier valor. Sin embargo, con el uso de dos o tres "búsquedas" al azar y la aplicación de este algoritmo, podría encontrarse una buena solución. La novedad de este algoritmo es que, a diferencia de otros métodos de "disparo", es que se puede encontrar una buena solución sin aplicar cálculos complicados. El diagrama de flujo de este método de "disparo" se muestra en la figura 31.



Figura 31. Algoritmo utilizado para obtener la potencia de prueba al principio del tramo de fibra.

Para poder aplicar este algoritmo en la simulación, se realizó una función llamada "algoritmo", que recibe como parámetros el vector correspondiente a la distancia de sensado de la fibra óptica, las potencias de bombeo y prueba y el coeficiente de ganancia de Brillouin. Esta función toma un valor inicial de potencia de prueba de "búsqueda" aleatorio (en nuestro caso, $P_{guess} = P_{goal}/10$), y a continuación se calcula la onda de bombeo y prueba a través del ode45 y una versión modificada de la función odeSBS utilizada en la parte 2 (debido a que esta función sólo estaba preparada para un coeficiente de ganancia de Brillouin – en la frecuencia de Brillouin donde la ganancia es máxima - y ahora el coeficiente de ganancia de Brillouin va variando con la frecuencia). Se utilizó una anchura del pulso de 20ns.

Por tanto, en el primer bucle, se halla el coeficiente de ganancia correspondiente a cada frecuencia en cada posición, y en este mismo bucle se aplica la función algoritmo que recibe el coeficiente de ganancia para cada posición, y recalcula la potencia de la onda de prueba para obtenerla al principio de la fibra con un error del 10% (que se ha utilizado en este caso).

En el segundo bucle (que está dentro del primero), aplicando la ecuación 50 del presente proyecto, se obtiene la ganancia de Brillouin entre las ondas de bombeo y prueba recalculadas por el algoritmo para tener la potencia al principio de la fibra.

Una vez implementado el código, se introdujeron los siguientes parámetros:

- o $\alpha = 0.2 \ dB/km$. Atenuación de la fibra
- o $\gamma = 1$. Factor de polarización
- o $g0 = 1.1x10^{-11}m/W$. Factor de ganancia en línea central
- o vb = 10.8 GHz. Frecuencia de Brillouin
- o v = [10.74 ... 10.86] GHz con paso de 2MHz Barrido frecuencial

- o $\Delta vb = 30x10^6 Hz$. Ancho de línea de Brillouin
- **O** P0 = 0.1259mW. Potencia de Bombeo (*leakage*)
- o $PwL = 501.2\mu W$. Potencia de Prueba
- o $A = 86x10^{-12}m^2$. Área del núcleo efectiva

El resultado puede verse en la siguiente figura:



Figura 32. Ganancia de Brillouin obtenida de la interacción CW prueba-*leakage* y pulso-CW prueba amplificada (Pasos 1 y 2).

Se obtiene, por tanto, una gráfica en 3 dimensiones, en el que los ejes X e Y corresponden con la distancia y la frecuencia respectivamente, y el eje Z corresponde a la ganancia de Brillouin en los pasos 1 y 2, correspondiente a la suma de ambas interacciones CW prueba-*leakage* y pulso-CW prueba. Se ha reducido el barrido frecuencial debido a que el tiempo de computación es elevado.

PASOS 1, 2 y 3: Interacción CW prueba-*leakage*, Interacción Pulso-CW prueba amplificada e interacción CW prueba modificada-*leakage*

Una vez que se ha obtenido la ganancia de Brillouin en los pasos 1 y 2, de una forma sencilla, se puede calcular la onda de prueba modificada (CW prueba modificada) a través de la siguiente ecuación:

$$I_{CW}(v, z) = I_{CW}(v, z + u) \cdot G(v, z)$$
[56]

donde $I_{CW}(v, z + u)$ representa la localización en la fibra donde el final del pulso se encuentra con la onda de prueba contrapropagante.

Por tanto, otra interacción SBS se produce entre esta nueva onda de prueba modificada y el *leakage* en el tramo del paso 3. Para conseguir en la simulación el resultado de las 3 interacciones, además de calcular la nueva onda de prueba modificada en cada posición en la fibra aplicando la ecuación 56, se tiene que volver a aplicar la función "algoritmo" a la nueva onda de prueba modificada para cada posición en la fibra óptica ya que se tiene la potencia en el inicio de la fibra de la nueva onda modificada, pero se tiene que saber el valor de la potencia en el otro extremo de la fibra. De esta forma, se puede obtener el valor de la Ganancia de Brillouin obtenido del conjunto de los 3 pasos.

Este proceso fue bastante costoso en cuanto a nivel computacional, ya que requirió de varias horas para obtener cada gráfica de la ganancia.

Se realizaron 2 mediciones con una relación de extinción de 25 dB y 40 dB respectivamente, y los siguientes parámetros:

- o $\alpha = 0.2 \ dB/km$. Atenuación de la fibra
- o $\gamma = 1$. Factor de polarización
- o $g0 = 1.1x10^{-11}m/W$. Factor de ganancia en línea central
- o vb = 10.8 GHz. Frecuencia de Brillouin
- o v = [10.74 ... 10.86] GHz con paso de 2MHz Barrido frecuencial
- o $\Delta vb = 30x10^6 Hz$. Ancho de línea de Brillouin
- **O** P0 = 0.1259mW. Potencia de Bombeo (*leakage*)
- o PwL = -3dBm Potencia de la onda de prueba
- o $A = 86x10^{-12}m^2$. Área del núcleo efectiva
- o L = 10000m. Longitud sensada con 20 ns de ancho del pulso



Figura 33. Gráfica de Ganancia de Brillouin (3 interacciones) y relación de extinción de 25dB.





Como se observa en la figura 33 (ER = 25dB), se produce un agotamiento (se denomina "agotamiento" al proceso por el cuál la potencia de bombeo desaparece
cuando las potencias son muy elevadas) más pronunciado de la ganancia (si se observa el final de la fibra cerca del punto kilométrico 10) que en la figura 34 (ER = 40dB). Para verlo de forma más clara, se realiza una gráfica 2D entre la distancia (eje de abscisas) y la ganancia (eje de ordenadas), y se compara visualmente, la diferencia de la curva de agotamiento entre las dos ganancias:



Figura 35. Comparativa de la atenuación de la ganancia de Brillouin con una ER = 25dB (izquierda) y con una ER = 40dB (derecha).

Esto se debe a que la relación de extinción de la ganancia de Brillouin es menor en la gráfica de la izquierda que en la de la derecha, y como consecuencia, se produce una mayor interacción entre la onda continua y el *leakage*. La onda continua como consecuencia, adquiere más potencia (se la transfiere el *leakage*) y por tanto, a medida que se avanza en la fibra, el agotamiento de la ganancia de Brillouin es mayor para una relación de extinción de 25 dB, comparado con la relación de extinción de 40 dB.

Por último, para visualizar el efecto de la relación de extinción en la intensidad de onda de prueba (continua), se muestran las gráficas en 3D de las 2 ondas de prueba (continua) con relaciones de extinción de 25 dB y 40 dB respectivamente



Figura 36. Gráfica 3D de la onda de prueba con una ER = 25 dB



Figura 37. Gráfica 3D de la onda prueba con una ER = 40 dB

Si se fija la mirada en el eje Z, se observa como la onda de prueba con una relación de extinción de 25 dB (Figura 35), está más elevada (en torno a 4.143 en el punto más bajo) que la onda de prueba con una relación de extinción de 40 dB (Figura 36). Esto se debe a que la relación de extinción de 25 dB en el primer caso, permite una interacción mayor del *leakage* que para el caso de la onda de prueba con *ER* = 40dB.

Ocurre lo mismo con la curva, la diferencia entre el punto más alto (13.71) y el más bajo (4.143) en la gráfica con relación de extinción de 25 dB (Figura 35) es mayor que en la gráfica con relación de extinción de 40 dB (Figura 36) – punto más alto de 3.88 y punto más bajo de 3.683 -. Como se produce una mayor interacción entre la onda de prueba y el leakage debido a que la relación de extinción es menor, la potencia de prueba aumenta debido a que se transfiere una mayor cantidad de potencia del *leakage*.

Por ello, se llega a la conclusión de que el *leakage* afecta de manera grave a las mediciones del espectro de ganancia de Brillouin, y por eso, se ha tratado en 3 pasos para tener en cuenta dicho efecto.

Por último, se quiere mostrar que se produce un decaimiento en la señal de prueba a medida que se propaga por la fibra óptica, ya que en las gráficas 35 y 36, no se aprecia con claridad, debido a que la gráfica implementada en Matlab se centra en la curva que tiene un orden de magnitud mayor en el eje Z. Para ello, se fija una única frecuencia (en la que la intensidad es máxima), que es la frecuencia de Brillouin (10.8 GHz para el caso supuesto). La gráfica resultante para el caso de la relación de extinción de 40 dB es la siguiente:



Figura 38. Gráfica del decaimiento de la onda prueba a medida que se propaga por la fibra óptica con una ER = 40 dB.

5. Experimental

5.1 Montaje experimental

En este capítulo, se va a explicar el montaje experimental y las mediciones que se realizaron en el laboratorio para poder contrastarlas con los resultados del modelado que se han realizado en el capítulo anterior.

El esquema del montaje experimental se representa en la siguiente figura:



Figura 39. Esquema del montaje experimental. LD: *Laser Diode* – Diodo Láser; EDFA: *Erbium-doped Fiber Amplifier* - amplificador de fibra dopada con erbio; RF: *Radiofrecuency generator* - generador de radiofrecuencia; PS: *Polarization Switch* - aleatorizador de polarización; SOA: Semiconductor Optical Amplifier – Amplificador óptico semiconductor.

A partir de un único láser, a través de un acoplador 50/50, se generan las ondas de bombeo y prueba.

A través de un amplificador óptico semiconductor (SOA), la onda de bombeo se convierte en un haz pulsado. Posteriormente, atraviesa un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) lo que hace que se amplifique la señal pulsada de bombeo. El aleatorizador de polarización hace que la polarización de la luz sea diferente en cada instante (modifica el factor γ en cada momento), y así, se consigue reducir el desajuste de polarización debido a la fluctuación en la señal por promediado de un gran número de señales. El circulador de la rama superior hace que la señal de bombeo pase del 1 al 2, en dirección a la *fibra bajo test* (fibra que se emplea para la medida distribuida). El aislado, lo que hace es no permitir que la señal de bombeo se propague hacia atrás en dirección al modulador electro-óptico (EOM), lo que implicaría un elevado riesgo de daño de dicho componente.

La onda de prueba, por su parte, pasa por un modulador electro-óptico (EOM) conectado a un generador de RF, que genera dos bandas laterales a una distancia de la central, que es la frecuencia de Brillouin de la fibra empleada (10.69 GHz). La señal de prueba llega a la fibra bajo test (FUT – *Fiber Under Test*) y pasa por el circulador superior de la posición 2 a la posición 3, y llega al segundo circulador (el de abajo), por el que pasa del 1 al 2 y llega al FBG (*fiber Bragg gratting*) que devuelve la señal de prueba con una sola frecuencia para que el fotodetector (PD) la detecte.

5.2 Resultados obtenidos

Una vez explicado el montaje experimental, se procede a comentar los parámetros que se han utilizado. Bajo las condiciones del laboratorio, se pudo obtener las características más próximas posibles a las simulaciones realizadas. Los parámetros son los siguientes para una relación de extinción de 25 dB:

- o $\alpha = 0.2 \ dB/km$. Atenuación de la fibra
- o vb = 10.69 GHz. Frecuencia de Brillouin
- o $v = [10.59 \dots 10.79]GHz$ con paso de 2MHz Barrido frecuencial
- **O** $P0 = No \ se \ conoce$. Esto es debido a que con una relación de extinción tan baja el pulso de bombeo fluctúa.
- o PwL = -3dBm Potencia de la onda de prueba
- o L = 13000m. Longitud sensada con 200 ns de ancho del pulso

El resultado obtenido con la configuración anteriormente comentada se presenta en la siguiente figura, en la cual, se muestra la ganancia de Brillouin en forma de mapa 3D, con los ejes X e Y correspondientes a la frecuencia y a la distancia respectivamente. El eje Z corresponde con la ganancia:



Figura 40. Gráfica de la ganancia obtenida del montaje experimental realizado en el laboratorio con una ER = 25 dB.

Al igual que en el modelado, también se realizó otra medida en el laboratorio con una relación de extinción de 40 dB, y los mismos parámetros que para 25 dB, sin embargo, con esta relación de extinción se sabe que la potencia de bombeo es P0 =26dBm. El resultado se presenta en la siguiente figura, en la cual, se muestra la ganancia de Brillouin:



Figura 41. Gráfica de la ganancia obtenida del montaje experimental realizado en el laboratorio con una ER=40 dB.

Como se puede observar, en el eje X e Y se muestran la frecuencia y la distancia respectivamente. Además, se aprecia un agotamiento de la ganancia a medida que la distancia de sensado aumenta.

Si se comparan ambas señales experimentales, se puede apreciar como la ganancia en la Figura 41 es bastante mayor que en la Figura 40. La diferencia entre el punto de ganancia máxima en la frecuencia de Brillouin y el punto de ganancia mínima en el montaje con una ER=40dB es bastante mayor comparado con el montaje experimental con una ER=25dB. Esto es debido a que hay una mayor interacción entre el "*leakage*" y la onda de prueba en el montaje con una ER=25dB, lo que hace que la potencia de la onda de prueba sea mayor y hace que la ganancia de Brillouin sea inferior. Sin embargo, en el montaje experimental con una ER=40dB, la influencia del *leakage* en la onda de prueba es menor, de ahí, que no se transfiera tanta potencia del *leakage* a la onda de prueba, y se consiga una ganancia mayor.

A continuación se muestran de forma conjunta (Figura 42), la interacción de las dos ondas continuas (prueba y *leakage*) y el pulso de bombeo obtenido en el laboratorio con una ER=25 dB, y el modelado para una ER=25 dB con la suma de los 3 pasos implementada. De este modo, se podrá explicar un estudio comparativo de los resultados.



Figura 42. Comparativa entre la interacción de las dos ondas continuas (prueba y leakage) y el pulso de bombeo obtenido en el laboratorio con ER = 25 dB (derecha) y la obtenida a través de los 3 pasos a través del modelado con ER = 25 dB (izquierda).

Si se fija la mirada en la gráfica obtenida del montaje experimental (derecha), se puede apreciar como la interacción entre las dos ondas continuas (prueba y *leakage*), hace que la señal del pulso de bombeo esté muy elevada, pero sea muy pequeña respecto a la influencia de las dos ondas continuas, y como consecuencia, la ganancia de Brillouin es muy alta por la influencia de las ondas continuas, no por la influencia del pulso. En la gráfica a través del modelado (izquierda), se aprecia como la ganancia es elevada.

También se realizó un estudio comparativo entre las dos gráficas para el caso de la relación de extinción de 40 dB.



Figura 43. Comparativa entre la ganancia de Brillouin obtenida a través del modelado con ER = 40 dB (izquierda) en comparación con la obtenida en el laboratorio con ER = 40 dB (derecha).

Si se fija la mirada en la gráfica obtenida del montaje experimental (derecha), se puede apreciar como la interacción entre las dos ondas continuas (prueba y *leakage*), hace que la señal del pulso de bombeo no esté tan elevada como en el caso de la relación de extinción de 25 dB, y como consecuencia, la influencia del bombeo en la ganancia sea mayor.

La influencia del "*leakage*", que hace que la onda de prueba cada vez adquiera más potencia una vez que se junta con el bombeo, hace que la ganancia aparezca mucho mayor, sin embargo, esta ganancia es debida en gran parte a las ondas continuas. Si la relación de extinción es mayor (40 dB), la potencia de bombeo tiene más influencia en la ganancia, lo cual hace que la medida sea más fiable.

Por tanto, se puede llegar a la conclusión de que el resultado del modelado de la dispersión estimulada de Brillouin en sistemas sensores BOTDA puede aplicarse como un buen método estimatorio en relación a lo que se pueda esperar en los resultados obtenidos de medidas reales con montajes experimentales en el laboratorio (o con sistemas comerciales para medidas en campo).

6. Conclusiones

En el presente trabajo se ha realizado un estudio comparativo de los resultados obtenidos mediante la realización de un modelado de la dispersión estimulada de Brillouin en sistemas sensores distribuidos BOTDA y los resultados obtenidos de mediciones realizadas en el laboratorio de I+D del Grupo de Ingeniería Fotónica de la Universidad de Cantabria. El modelado está basado en el trabajo realizado por Zornoza et al. [40], y en el que se incluye el efecto del *"leakage"* a través de dividir las interacciones dentro de la fibra en tres pasos: interacción entre la onda de prueba y bombeo (paso 2), interacción entre la onda de prueba y el leakage antes de que la onda de prueba se encuentre con el pulso (paso 1) e interacción entre la onda de prueba modificada y el *leakage* después de que se encuentren la onda de prueba con la de bombeo (paso 3).

Durante la realización de este proyecto, se ha llegado a las siguientes conclusiones:

En la primera parte del capítulo 4 se ha comprobado como con el programa realizado, aplicando las ecuaciones de X.Bao et al. [36], se generaban las ondas de bombeo y prueba, y que cada una tenía una influencia en la otra, ya que al suprimir la onda de prueba, la onda de bombeo se modificaba a lo largo de la fibra óptica simulada.

Con las ecuaciones de Zornoza et al. [40] se podía apreciar en el paso 2 (interacción entre el bombeo y la prueba), como la anchura del pulso tenía una influencia directa en la resolución espacial del sistema. En los pasos 1 y 3 se observa a través del modelado como el *"leakage"* produce un efecto indeseado en las mediciones y como la relación de extinción juega un papel fundamental en los resultados obtenidos.

Por último, para comprobar el correcto funcionamiento del modelado, se realizó un montaje experimental en el laboratorio con el cual se pudieron comparar los resultados obtenidos en el laboratorio con relaciones de extinción de 25 y 40 dB respectivamente y compararlos a su vez con el modelado de la dispersión estimulada de Brillouin en sistemas sensores distribuidos BOTDA de 3 pasos con relaciones de extinción de 25 y 40 dB. Los resultados demuestran como existe una relación directa entre los resultados obtenidos del modelado y los obtenidos en el laboratorio.

Además, queda perfectamente demostrado, que hay que tener en cuenta el efecto del *leakage* a través de los 3 pasos, debido a que produce que haya una fuerte interacción entre las dos ondas continuas (prueba y *leakage*) que hace que el pulso de bombeo se quede pequeño en comparación con las ondas continuas, y por tanto, influya en alterar las mediciones.

Sin embargo, queda pendiente de realizar un mayor número de medidas en el laboratorio, con diferentes combinaciones de parámetros, para contrastar el buen funcionamiento del modelado implementado.

6.1 Líneas futuras.

El presente proyecto deja abiertas varias líneas futuras como pueden ser las siguientes:

- Revisar la implementación del paso 3 del modelado de la dispersión estimulada de Brillouin, ya que se apreció en una simulación como se producía una interacción con el "*leakage*" que generaba resultados no esperados.
- Realizar un estudio más exhaustivo en el laboratorio utilizando diversas medidas para contrastarlas con el modelado y, de ese modo, dar robustez y fiabilidad al modelado utilizado.
- Optimización de código para reducir el tiempo de computación, ya que el costo computacional es excesivamente alto.
- Revisar el modelado para implementar otro algoritmo que realice un ajuste de la potencia de prueba mejor, y que conlleve una reducción en el tiempo de computación.
- Realizar un estudio comparativo entre el modelado y la parte experimental con un "hotspot" para ver la influencia en los resultados de una modificación en la fibra.
- El modelado de la dispersión estimulada de Brillouin en sistemas sensores distribuidos BOTDA realizado se basa en las ecuaciones en estado estacionario, ya que están pensadas para larga distancia, donde típicamente el tiempo de vida del fotón es sensiblemente inferior a la anchura del pulso. Una línea futura a seguir sería extender el modelado para distancias cortas, donde el tiempo de vida del fotón puede ser similar o incluso superior a la anchura del pulso, y ya no se puede partir de la base de las ecuaciones en estado estacionario.

7. Bibliografía

- [1] 4^a Edición Sensores y Acondicionadores de señal. Autor: Ramón Pallás Areny
- [2] Tesis Doctoral Estudio y Desarrollo de sensores de fibra óptica para detección de vibraciones en ductos ascendentes submarinos. Autor: Pedro Salgado Diaz.
- [3] RP Photonics Encyclopedia Encyclopedia of Laser Physics and Technology Rodiger Paschotta
- [4] Trabajo Fin de Master Medida de eventos dinámicos mediante sensores distribuidos basados en dispersión estimulada de Brillouin en fibra óptica. Autor: Rubén Ruiz Lombera.
- [5] Xiaoyi Bao and Liang Chen. Recent progress in brillouin scattering based fiber sensors. Sensors, 11(4):4152{4187, 2011.
- [6] RE Newnham, V Sundar, R Yimnirun, J Su y QM Zhang. Electrostriction: nonlinear electromechanical coupling in solid dielectrics. The Journal of Physical Chemistry B, 101 (48):10141-10150, 1997.
- [7] Robert W Boyd. Nonlinear optics. 1992.
- [8] Tsuneo Horiguchi and Mitsuhiro Tateda. Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated brillouin scattering between a pulse and a continuous wave. Optics Letters, 14(8:408{410, 1989.
- [9] D Culverhouse, F Farahi, CN Pannel, and DA Jackson. Potential of stimulated brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperatura sensores. Electronics Letters, 25(14):913{915, 1989.
- [10] T Horiguchi, T Kurashima, and M Tateda. A technique to measure distributed strain in optical fibers. Photonics Technology Letters, IEEE, 2(5):352{354, 1990.
- [11] Toshio Kurashima, Tsuneo Horiguchi, Hisashi Izumita, Shin-ichi Furukawa, and Yahei Koyamada. Brillouin optical-fiber time domain reflectometry. IEICE Transactions on Communications, 76(4):382{390, 1993.
- [12] Experimental and Theoretical Studies on a Distributed Temperature Sensor Based on Brillouin Scattering. Autores: X. Bao, Jabulani Dhliwayo, Nicol Heron, David J. Webb, and D. A. Jackson. Julio 1995.
- [13] RS Krishnan. Fine structure of the Rayleigh line in amorphous substances. Nature,165(4206):933{934, 1950.
- [14] D Heiman, DS Hamilton, and RW Hellwarth. Brillouin scattering measurements on optical glasses. Physical Review B, 19(12):6583, 1979.

- [15] ROBERT W Tkach, ANDREW R Chraplyvy, and RM Derosier. Spontaneous Brillouin scattering for single-mode optical-fibre characterisation. Electronics Letters, 22(19):1011{1013, 1986.
- [16] PC Wait and TP Newson. Measurement of brillouin scattering coherence length as a function of pump power to determine brillouin linewidth. Optics communications, 117(1):142{146, 1995.
- [17] T. Horiguchi, T.Kurashima, M.Tateda, "A technique to measure distributed strain in optical fibers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 2, no. 5, pp. 352-354, 1990.
- [18] T. Kurashima, T. Horiguchi, M. Tateda, "Distributed temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers", Optics Letters, vol. 15, no. 18, pp. 1038-1040, 1990.
- [19] Kazuo Hotate and Takemi Hasegawa. Measurement of brillouin gain spectrum distribution along an optical fiber using a correlation-based technique {proposal, experiment and simulation. IEICE transactions on electronics, 83(3):405{412, 2000.
- [20] Kwang Yong Song, Zuyuan He, and Kazuo Hotate. Distributed strain measurement with millimeter-order spatial resolution based on brillouin optical correlation domain analysis. Optics Letters, 31(17):2526{2528, 2006.
- [21] Dieter Garus, Katerina Krebber, Frank Schliep, and Torsten Gogolla. Distributed sensing technique based on brillouin optical-fiber frequencydomain analysis. Optics Letters, 21(17):1402{1404, 1996.
- [22] D Garus, Torsten Gogolla, Katerina Krebber, and Frank Schliep. Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis for distributed temperature and strain measurements. Lightwave Technology, Journal of, 15(4):654{662, 1997.
- [23] R Bernini, A Minardo, and L Zeni. Stimulated brillouin scattering frequencydomain analysis in a single-mode optical fiber for distributed sensing. Optics Letters, 29(17):1977{1979, 2004.
- [24] Marc Nikles, Luc Thevenaz, and Philippe A Robert. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. Lightwave Technology, Journal of, 15(10):1842{1851, 1997.
- [25] Anthony W Brown, Bruce G Colpitts, and Kellie Brown. Distributed sensor based on dark-pulse brillouin scattering. Photonics Technology Letters, IEEE, 17(7):1501{1503, 2005.
- [26] Seok-Beom Cho, Jung-Ju Lee, and II-Bum Kwon. Strain event detection using a double pulse technique of a brillouin scattering-based distributed optical fiber sensor. Optics Express, 12(18):4339{4346, 2004.
- [27] Luc Thévenaz and Stella Foaleng Mafang. Distributed fiber sensing using brillouin echoes. In 19th International Conference on Optical Fibre Sensors, pages 70043N{ 70043N{4. International Society for Optics and Photonics.

- [28] Jing Yang, Changyuan Yu, Zhihao Chen, Junhong Ng, and Xiufeng Yang. Suppression of polarization sensitivity in botda fiber distributed sensing system. In 19th International Conference on Optical Fibre Sensors, pages 700421{700421{4. International Society for Optics and Photonics.
- [29] Marcelo A Soto, Gabriele Bolognini, Fabrizio Di Pasquale, and Luc Thévenaz. Simplexcoded botda fiber sensor with 1 m spatial resolution over a 50 km range. Optics Letters, 35(2):259{261, 2010.
- [30] Dario Alasia, Miguel Gonzalez Herraez, Laura Abrardi, Sonia Martin-Lopez, and Luc Thevenaz. Detrimental reflect of modulation instability on distributed optical fiber sensors using stimulated brillouin scattering. In Bruges, Belgium-Deadline Past, pages 587{590. International Society for Optics and Photonics.
- [31] Dario Alasia, Miguel Gonzalez Herraez, Laura Abrardi, Sonia Martin-Lopez, and Luc Thévenaz. Detrimental efect of modulation instability on distributed optical fiber sensors using stimulated brillouin scattering. In Bruges, Belgium-Deadline Past, pages 587{590. International Society for Optics and Photonics.
- [32] Luc Thévenaz, Stella Foaleng Mafang, and Jie Lin. Impact of pump depletion on the determination of the brillouin gain frequency in distributed fiber sensors. In 21st International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS21), pages 775322{775322{4. International Society for Optics and Photonics.
- [33] Yongkang Dong*, Xiaoyi Bao, and Wenhai Li Department of Physics, University of Ottawa, 150 Louis Pasteur, Ottawa, ON, K1N 6N5, Canada.
 12-km distributed fiber sensor based on differential pulse-width pair BOTDA
- [34] Wenhai Li, Xiaoyi Bao*, Yun Li, and Liang Chen Fiber Optics Lab, Physics Department, University of Ottawa, Canada. Differential pulse-width pair BOTDA for high spatial resolution sensing
- [35] T. Horiguchi and M. Tateda, "BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: Theory," *J. Lightwave Tech.,* vol. 7, pp. 1170-1 176, 1989.
- [36] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson "32 km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1561-1563, 1993.
- [37] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. London: Academic, 1989, p.268.
- [38] R. H. Stolen, "Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers, "*IEEE J. Quantum Electron.,* vol. QE-15, pp. 1157-1 160, 1979.
- [39] M Abramowitz and I. Stegun, *Handbook* of *Mathematical Functions*, Dover, 1965, pp. 228-269.
- [40] Ander Zornoza, David Olier, Mikel Sagues and Alayn Loayssa. "Brillouin distributed sensor using RF shaping of pump pulses

- [41] Bao X, Dhliwayo J, Heron N, Webb D J and Jackson D A 1995 Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering *J. Lightwave Technol.* 13 1340–8
- [42] Ravet F, Bao X, Li Y, Yu Q, Yale A, Kalosha V P and Chen L 2007 Signal processing technique for distributed Brillouin sensing at centimeter spatial resolution *J. Lightwave Technol.* 25 3610–8
- [43] Tsuneo Horiguchi, Kaoru Shimizu, Toshio Kurashima, Mitsuhiro Tateda, and Yahei Koyamada. Development of a distributed sensing technique using brillouin scattering. Lightwave Technology, Journal of, 13(7):1296{1302, 1995.
- [44] N Olsson and J Van Der Ziel. Characteristics of a semiconductor laser pumped brillouin amplifier with electronically controlled bandwidth. Lightwave Technology, Journal of, 5(1):147{153, 1987.
- [45] KO Hill, BS Kawasaki, and DC Johnson. Cw brillouin laser. Applied Physics Letters, 28:608, 1976.
- [46] Toshio Kurashima, Tsuneo Horiguchi, and Mitsuhiro Tateda. Distributedtemperature sensing using stimulated brillouin scattering in optical silica fibers. Optics Letters, 15(18):1038{1040, 1990.
- [47] T Horiguchi, T Kurashima, and M Tateda. A technique to measure distributed strain in optical fibers. Photonics Technology Letters, IEEE, 2(5):352{354, 1990.
- [48] Léon Brillouin. Difusion de la lumiére et des rayons x par un corps transparent homogéne. influence de l'agitation thermique. Ann. Phys.(Paris), 17:88{122, 1922.
- [49] Afshaarvahid S, Devrelis V and Munch J 1998 Nature of intensity and phase modulations in stimulated Brillouin scattering *Phys. Rev.* A 57 3961–71
- [50] Brillouin distributed sensing assisted by Brillouin amplification of pump pulses. Javier Urricelqui, Mikel Sagues, Alayn Loayssa Departamento de Ingeniería Eléctrica y Electrónica Universidad Pública de Navarra
- [51] Raman-Assisted Brillouin Distributed Temperature Sensor Over 100 km Featuring 2 m Resolution and 1.2 C Uncertainty Xabier Angulo-Vinuesa, Sonia Martin-Lopez, Javier Nuño, Pedro Corredera, Juan Diego Ania-Castañon, Luc Thévenaz, *Member, IEEE*, and Miguel González-Herráez
- [52] Dynamic strain measurement in optical fibers by stimulated Brillouin scattering. Romeo Bernini Aldo Minardo and Luigi Zeni
- [53] K. Y. Song and K. Hotate, IEEE Photon. Technol. Lett. 19, 1928 (2007).
- [54] X. Bao, C. Zhang, W. Li, M. Eisa, S. El-Gamal, and B. Benmokrane, Smart Mater. Struct. 17, 015003 (2008).

- [55] Enhanced tolerance to pulse extinction ratio in Brillouin optical time domain analysis sensors by dithering of the optical source. Haritz Iribas, Javier Urricelqui, Mikel Sagues and Alayn Loayssa
- [56] An efficient shooting method for fiber amplifiers and lasers. Zohreh Lali-Dastjerdi, Feisal Kroushavi, Mohammad Hosein Rahmani. 2008.