

**ACTA DE EVALUACIÓN DE LA TESIS DOCTORAL**  
(FOR EVALUATION OF THE ACT DOCTORAL THESIS)

Año académico (academic year): 2017/18

DOCTORANDO (candidate PHD): **LÓPEZ GIL, ALEXIA INÉS**  
D.N.I./PASAPORTE (Id.Passport): **\*\*\*\*5804N**  
PROGRAMA DE DOCTORADO (Academic Committee of the Programme): **D441-ELECTRÓNICA: SISTEMAS  
ELECTRÓNICOS AVANZADOS. SISTEMAS INTELIGENTES**  
DPTO. COORDINADOR DEL PROGRAMA (Department): **ELECTRÓNICA**  
TITULACIÓN DE DOCTOR EN (Phd title): **DOCTOR/A POR LA UNIVERSIDAD DE ALCALÁ**

En el día de hoy 30/01/18, reunido el tribunal de evaluación, constituido por los miembros que suscriben el presente Acta, el aspirante defendió su Tesis Doctoral **con Mención Internacional** (In today assessment met the court, consisting of the members who signed this Act, the candidate defended his doctoral thesis with mention as International Doctorate), elaborada bajo la dirección de (prepared under the direction of) **MIGUEL GONZÁLEZ HERRÁEZ // SONIA MARTÍN LÓPEZ.**

Sobre el siguiente tema (Title of the doctoral thesis): **TÉCNICAS AVANZADAS PARA LA INTERROGACIÓN EN ANÁLISIS ÓPTICO BRILLOUIN EN EL DOMINIO DEL TIEMPO**

Finalizada la defensa y discusión de la tesis, el tribunal acordó otorgar la CALIFICACIÓN GLOBAL<sup>1</sup> de **(no apto, aprobado, notable y sobresaliente)** (After the defense and defense of the thesis, the court agreed to grant the GLOBAL RATING (fail, pass, good and excellent): **SOBRESALIENTE (EXCELLENT)**

Alcalá de Henares, a 30 de ENERO de 2018



Fdo. (Signed): MANUEL LÓPEZ-AGU



Fdo. (Signed): JOSÉ M. BAPTISTA



Fdo. (Signed): OSCAR ESTEBAN

FIRMA DEL ALUMNO (candidate's signature),

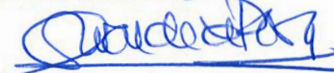


Fdo. (Signed): ALEXIA I. LÓPEZ GIL

Con fecha 1 de marzo de 2018 la Comisión Delegada de la Comisión de Estudios Oficiales de Posgrado, a la vista de los votos emitidos de manera anónima por el tribunal que ha juzgado la tesis, resuelve:

- Conceder la Mención de "Cum Laude"  
 No conceder la Mención de "Cum Laude"

La Secretaria de la Comisión Delegada



<sup>1</sup> La calificación podrá ser "no apto" "aprobado" "notable" y "sobresaliente". El tribunal podrá otorgar la mención de "cum laude" si la calificación global es de sobresaliente y se emite en tal sentido el voto secreto positivo por unanimidad. (The grade may be "fail" "pass" "good" or "excellent". The panel may confer the distinction of "cum laude" if the overall grade is "Excellent" and has been awarded unanimously as such after secret voting.)



Universidad  
de Alcalá

COMISIÓN DE ESTUDIOS OFICIALES  
DE POSGRADO Y DOCTORADO

En aplicación del art. 14.7 del RD. 99/2011 y el art. 14 del Reglamento de Elaboración, Autorización y Defensa de la Tesis Doctoral, la Comisión Delegada de la Comisión de Estudios Oficiales de Posgrado y Doctorado, en sesión pública de fecha 1 de marzo, procedió al escrutinio de los votos emitidos por los miembros del tribunal de la tesis defendida por *LÓPEZ GIL, ALEXIA INÉS*, el día 30/01/18, titulada *TÉCNICAS AVANZADAS PARA LA INTERROGACIÓN EN ANÁLISIS ÓPTICO BRILLOUIN EN EL DOMINIO DEL TIEMPO*, para determinar, si a la misma, se le concede la mención "cum laude", arrojando como resultado el voto favorable de todos los miembros del tribunal.

Por lo tanto, la Comisión de Estudios Oficiales de Posgrado **resuelve otorgar** a dicha tesis la

**MENCIÓN "CUM LAUDE"**

Alcalá de Henares, 2 de marzo de 2018  
EL PRESIDENTE DE LA COMISIÓN DE ESTUDIOS  
OFICIALES DE POSGRADO Y DOCTORADO  
(en funciones)



Juan Ramón Velasco Pérez

**Copia por e-mail a:**

Doctorando: LÓPEZ GIL, ALEXIA INÉS

Secretario del Tribunal: ÓSCAR ESTEBAN MARTÍNEZ

Directores de Tesis: MIGUEL GONZÁLEZ HERRÁEZ // SONIA MARTÍN LÓPEZ



Universidad  
de Alcalá

ESCUELA DE DOCTORADO  
Servicio de Estudios Oficiales de  
Posgrado

DILIGENCIA DE DEPÓSITO DE TESIS.

Comprobado que el expediente académico de D./D<sup>a</sup> \_\_\_\_\_  
reúne los requisitos exigidos para la presentación de la Tesis, de acuerdo a la normativa vigente, y habiendo  
presentado la misma en formato:  soporte electrónico  impreso en papel, para el depósito de la  
misma, en el Servicio de Estudios Oficiales de Posgrado, con el nº de páginas: \_\_\_\_\_ se procede, con  
fecha de hoy a registrar el depósito de la tesis.

Alcalá de Henares a \_\_\_\_\_ de \_\_\_\_\_ de 20 \_\_\_\_\_



Fdo. El Funcionario

# Universidad de Alcalá

Escuela Politécnica Superior

Departamento de Electrónica



## “Técnicas Avanzadas para la Interrogación en Análisis Óptico Brillouin en el Dominio del Tiempo”

Autor:

Alexia Inés López Gil

Directores:

Dra. Sonia Martín López

Dr. Miguel González Herráez

2018

TESIS DOCTORAL



Dra. Sonia Martín López

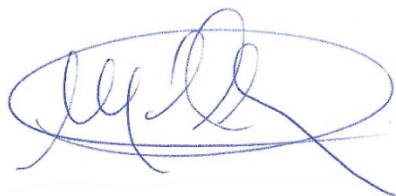
Dr. Miguel González Herráez

**INFORMAN:** Que la Tesis Doctoral titulada “**Técnicas Avanzadas para la Interrogación en Análisis Óptico Brillouin en el Dominio del Tiempo**” presentada por D<sup>a</sup>. Alexia Inés López Gil, bajo la dirección de los doctores D<sup>a</sup>. Sonia Martín López y D. Miguel González Herráez, dentro del campo de los Sensores de Fibra Óptica, reúne los requisitos científicos de originalidad y rigor metodológicos para ser defendida ante un tribunal.

Alcalá de Henares, 08 de Noviembre de 2017



Fdo. Dra. Sonia Martín López



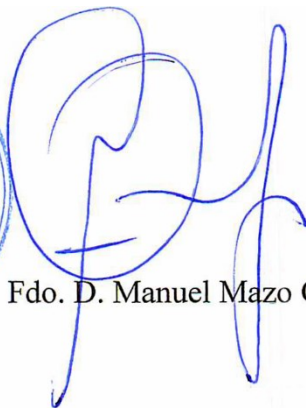
Fdo. Dr. Miguel González Herráez



Dr. D. Manuel Mazo Quintas, coordinador del Programa de Doctorado “ELECTRÓNICA: Sistemas Electrónicos Avanzados. Sistemas Inteligentes”.

**INFORMA:** Que la Tesis Doctoral titulada “**Técnicas Avanzadas para la Interrogación en Análisis Óptico Brillouin en el Dominio del Tiempo**” presentada por D<sup>a</sup> Alexia López Gil, y dirigida por los doctores D<sup>a</sup>. Sonia Martín López y D. Miguel González Herráez, cumple con todos los requisitos científicos y metodológicos para ser defendida ante un Tribunal para optar al Grado de Doctor, según lo indicado por la Comisión Académica del Programa de Doctorado.

Alcalá de Henares, 08 de Noviembre de 2017



Fdo. D. Manuel Mazo Quintas





# Agradecimientos

Primeramente deseo agradecer a mis directores de tesis, la Dra. Sonia Martín López y el Dr. Miguel González Herráez, por haberme enseñado tanto sobre sensores de fibra óptica, ambos me han aportado el conocimiento, ideas y consejos necesarios para llevar a cabo esta Tesis doctoral. También me gustaría agradecerles por ayudarme, guiarme durante estos años, y por el constante apoyo que me han brindado desde el momento que comencé a trabajar con ellos en el 2013. Muchas gracias de verdad a ambos, contáis con mi mayor respeto y admiración.

En segundo lugar, quisiera trasladar mi agradecimiento a los proyectos que me han financiado, y por tanto hecho posible la realización de esta tesis doctoral de manera satisfactoria en la Universidad de Alcalá: el programa INTERREG SUDOE ECOAL-MGT, el proyecto U-FINE (ERC Starting Grant 307441), y el proyecto DOMINO Water JPI.

Es obligatorio agradecer a los dos expertos evaluadores de esta tesis: Dr. José Luís Santos y Dr. Sergio Rota, al igual que a todos los miembros del tribunal y suplentes por ceder parte de su valioso tiempo a la evaluación y rigurosa lectura del trabajo de Tesis: Dr. Manuel López Amo, Dr. José Miguel López Higuera, Dr. José Manuel Baptista, Dr. Luc Thévenaz,, Dr. Oscar Esteban Martínez y Dr. Fernando Naranjo Bernabé.

Quiero agradecer el compañerismo y ayuda de los miembros del Grupo de Ingeniería Fotónica (GRIFO) de la Universidad de Alcalá. A los Dres. Óscar Esteban, Fernando Naranjo, así como a mis compañeros, sobre todo a Alejandro y Xabi con los que he trabajado en muchos de los experimentos y han sido grandes compañeros de trabajo. Asimismo, quisiera agradecer al resto de miembros del grupo: Andrés, Arantxa, Hugo, Javier Nuño, Luis, Marco, Paco, Piedad, Regina, Rodrigo, Rosario y Sirona. También a los que ya nos dejaron, en especial a Juan, Javier Tejedor, Alberto, Massimo y Laura.

Quisiera acordarme especialmente de los miembros de INESC-Porto y de la Universidade do Porto, en Portugal: Prof. José Manuel Baptista, Dra. Joana Ribeiro, Dra. Deolinda Flores, Dra. Susana Silva, Dr. Pedro A. S Jorge, Lia Duarte. En especial quería agradecerle al Prof. José Luís Santos permitirme realizar una estancia de investigación de tres meses bajo su supervisión y hacer que ésta fuera realmente agradable. Y sobre todo a Joao Ferreira, Duarte Viveiros y a

Luísa Mendonça, por haberme acogido de forma tan cariñosa y cálida. También a la gente maravillosa que conocí en Oporto en esos tres meses: Joan, Xandra, David y Pei.

A todos los investigadores del CSIC con los que he coincidido y compartido momentos a lo largo de estos cuatro años: Dr. Pedro Corredera, Dr. Juan Diego Ania Castañón, Dra. Concepción Pulido, Dr. Aitor Villafranca, Francesca Gallazzi y Giuseppe Rizzelli.

Además, me gustaría recordar en estas líneas a todas aquellas personas de otros grupos de investigación que he ido encontrando en el desarrollo de mi Tesis. A los integrantes de los grupos de la Universidad Pública de Navarra, por los buenos momentos que hemos pasado en los diferentes congresos: Manuel López Amo, Alayn Loayssa, Rosana, Sergio, Daniel, Mikel, Javier, Aitor, Juanjo y Jon. También a Alberto Tapetado de la Universidad Carlos III por sus inestimables consejos.

Me gustaría reservar unas líneas de agradecimiento especial a toda mi familia (sobre todo a mis padres y hermana) y a mis amigos por su apoyo incondicional y constante, ya que sin ellos nada de esto hubiera sido posible ¡Gracias de corazón!

# Resumen

Las grandes infraestructuras son elementos indispensables en nuestra vida diaria. Los puentes, diques, túneles, trenes de alta velocidad, presas, tuberías de transporte de gas y petróleo, etc. deben garantizar un funcionamiento continuo y correcto, necesitándose por tanto soluciones que preserven y controlen la integridad de estas instalaciones. En este contexto, los sensores de fibra óptica pueden ser una solución interesante ya que se pueden introducir dentro de las estructuras y proporcionar la información de presión, tensión, temperatura o deformación sufrida por ésta. Las principales ventajas de esta tecnología son heredadas de la fibra óptica: baja atenuación, inmunidad a ruido electromagnético y deflagraciones, alta velocidad de transmisión, pequeño tamaño, peso ligero y flexibilidad. Para un gran número de aplicaciones los sensores de fibra óptica a veces son la única solución factible, sobre todo en ambientes hostiles.

Entre los sensores de fibra óptica, los distribuidos son muy adecuados para monitorizar grandes infraestructuras ya que permiten, con sólo un cable de fibra y un interrogador tener cientos de puntos de medida a lo largo de ésta. Los sensores distribuidos de fibra que se basan en el *scattering* Brillouin estimulado (SBS) son el núcleo de esta tesis doctoral. Esta tecnología es muy versátil porque puede usarse en diferentes escenarios, como en la monitorización de largas distancias (cientos de kilómetros), con resoluciones espaciales sub métricas, o en distancias más cortas (unos pocos kilómetros), con resoluciones espaciales de centímetros.

Aunque los sensores Brillouin en el dominio del tiempo, BOTDA, han sido ampliamente estudiados, todavía existen algunas limitaciones en estos sensores. La calidad de las medidas en un BOTDA depende de varios parámetros: el paso de frecuencia elegido para barrer la diferencia de frecuencia entre las señales de sonda y bombeo, el número de promediados en cada traza temporal para reducir el ruido, el ancho de banda Brillouin, el rango de medida (limitado por la atenuación óptica de la fibra) o la anchura del pulso de bombeo. Todos estos parámetros, junto con la potencia de sonda (limitada por el agotamiento de bombeo) y la potencia de bombeo (limitada por la inestabilidad de modulación), tienen un impacto en la relación señal a ruido (SNR) de las medidas, y por tanto, en la incertidumbre de frecuencia en la determinación del perfil de frecuencia Brillouin (BFS). Si se quiere que este tipo de sensores sean una solución real, práctica y de bajo coste para muchas aplicaciones, es necesario

encontrar métodos que mejoren su rendimiento (mejoren la SNR del sistema, reduzcan el tiempo de medida, la complejidad o el coste del sensor, etc.).

Esta tesis doctoral se concentra en resolver algunas de las limitaciones descritas proponiendo nuevas técnicas. La primera es un sistema completamente pasivo, sin partes móviles, para eliminar el ruido de polarización en un sensor BOTDA. El ruido de polarización aparece en estos sensores debido a la fuerte sensibilidad a la polarización del SBS, que lleva a una disminución de la SNR de la medida. Esta técnica se basa en el uso de despolarización pasiva del pulso de bombeo junto con detección balanceada entre las bandas Stokes y anti-Stokes de la señal de sonda. Esta solución es bastante simple y más fiable que un aleatorizador de polarización.

La segunda técnica propuesta durante esta tesis doctoral es un método para realizar medidas distribuidas de temperatura/deformación en sensores BOTDA basada en el uso del desfase no lineal (BPS) asociado al SBS. El desplazamiento de fase del SBS apenas se usa para desarrollar sensores BOTDA. Sin embargo, esta característica es muy interesante para medir. Empleando un interferómetro de Sagnac (SI), se puede obtener el BPS a lo largo de la fibra, beneficiándose de la sensibilidad del SI a desfases no recíprocos. Esta propuesta simplifica los métodos que ya existen para obtener la distribución del BPS a lo largo de la fibra óptica, ya que no se necesita modulación de fase, filtrado ni detectores de gran ancho de banda.

Además, en la tesis se presenta un estudio comparativo, teórico y experimental, del error en la determinación de la temperatura/deformación cuando se emplea un ajuste lineal sobre el BPS, en lugar de un ajuste cuadrático sobre el espectro de ganancia Brillouin (BGS) en sistemas BOTDA en función de distintos parámetros experimentales. Hasta ahora, se había analizado y evaluado en profundidad el funcionamiento de los sistemas BOTDA estándar (ganancia/pérdidas) en términos del menor error en la determinación de la temperatura/deformación. Sin embargo, hasta donde sabemos, nunca se había realizado un análisis similar para el caso del perfil de fase.

Por último, se ha propuesto un esquema sencillo que permite realizar medidas distribuidas del BPS con una resolución espacial muy alta sobre fibras ópticas largas. Esto se consigue insertando un SI en una configuración BOCDA (SI-BOCDA). Sobre la configuración temporal equivalente (SI-BOTDA), esta técnica reduce su principal fuente de ruido, y sobre los esquemas que se basan en la medida del BPS más comunes, presenta la ventaja de no requerir detección de gran ancho de banda o modulaciones complejas, mientras que se consiguen valores de resolución espacial y un número de puntos de medida sin precedentes para este tipo de medidas. La técnica presentada es, por lo que sabemos, la primera demostración de un BOCDA con procesamiento temporal basado en medidas de fase.

# Abstract

Large infrastructures are key elements in our everyday lifestyle. Bridges, dikes, tunnels, high-speed railways, dams, pipeline transport for oil and gas or high power lines should all guarantee a correct and continuous operation, and thus, solutions to preserve and control the integrity of these installations are needed. In this context, fiber-optics sensors can be an interesting solution since they can be embedded within the structure with minimal impact and provide information of the stress, strain, temperature or deformation suffered by the structure. The main advantages of this technology rely in the good properties of the optical fiber: low attenuation, immunity to electromagnetic noise and deflagrations, high transmission speed, small size, light weight, flexibility, etc. For a wide range of applications, the only feasible solution for monitoring is based on fiber-optic sensors, particularly in some harsh environments.

Among optical fiber sensors, distributed sensors are very adequate for monitoring big infrastructures as they allow to monitor thousands of measurement points with only one optical fiber cable and a single interrogator. Distributed fiber sensors based on stimulated Brillouin *scattering* (SBS) are the central object of this thesis dissertation. This is a very versatile technology since it can be used in different scenarios such as long-range monitoring distances with hundreds of kilometers with sub-meter spatial resolution or shorter-distances, around few kilometres, with centimeters spatial resolution.

Although BOTDA sensors have been thoroughly studied, there still exist some limitations in these sensors. The quality of BOTDA measurements is driven by several parameters: the frequency step taken to sweep the pump-probe frequency offset, the number of averages in each time trace to reduce the noise, the Brillouin bandwidth, the sensing range (limited by the optical attenuation of the fiber) or the pulse width. All these parameters, together with the probe power (limited by pump depletion) and pump power (limited by modulation instability), have an impact on the SNR of the measurements, and ultimately the frequency uncertainty in the determination of the BFS. Finding methods to increase the performance of the sensors (improve the system SNR, reduce the measurement time, reduce the complexity or the cost of the sensor, etc.) turns critical to convert them in a real, practical and cost effective solution for many applications.

This thesis dissertation concentrates on solving some of the limitations described by proposing novel techniques. The first experimental technique is a completely passive system, with no moving parts, to eliminate polarization noise in a BOTDA sensor. Polarization noise arises in BOTDA due to the strong polarization sensitivity of SBS, which leads to a decrease of the measurement SNR. This technique is based on the use of passive depolarization of the pump pulse together with balanced detection among orthogonally polarized Stokes and anti-Stokes bands of the probe signal. This approach is considerably simpler and more reliable than a polarization scrambler.

The second technique proposed during this thesis dissertation is a method for distributed temperature/strain measurements in BOTDA based on the use of the nonlinear phase-shift (BPS) induced by SBS. The phase shift feature of SBS is rarely used for the development of sensors BOTDA. However, this feature shows significant interest for sensing. Employing a Sagnac interferometer (SI), the position-resolved BPS along the fiber can be obtained, benefiting from the sensitivity to nonreciprocal phase-shifts of the SI scheme. This proposal simplifies the existing methods to retrieve the BPS distribution along an optical fiber since phase modulation, filtering, and high-bandwidth detectors are not required.

Moreover, the thesis presents a comparative study, theoretical and experimental, of the temperature/strain determination error when utilizing a linear fit over the BPS instead of a quadratic-fit over the Brillouin gain spectrum (BGS) in BOTDA systems as a function of the different experimental parameters. In the literature, the performance of standard (gain/loss) BOTDA systems had been thoroughly analyzed and evaluated in terms of the best achievable error in the temperature/strain determination. However, to the best of our knowledge, a similar analysis had never been performed for the phase profile case.

Finally, a simple scheme allowing to perform distributed BPS measurements with very high spatial resolution over long optical fibers is proposed. This is achieved by inserting a SI in a BOCDA configuration (SI-BOCDA). Over its time-domain equivalent configuration (SI-BOTDA), this approach reduces its main source of noise, and over the most usual schemes used for distributed BPS measurements, presents the key advantage of not requiring high-bandwidth detection or complex modulation, while reaching unprecedented values of spatial resolution and number of resolved points for this type of measurements. The presented technique is, as far as we know, the first demonstration of a phase-measuring time-gated BOCDA.

# Extended abstract

## Motivation

The scientific progress developed from the beginning of the 20th century has allowed to supply our society with different infrastructures that make our daily life much more comfortable. In the industrialized countries, it is common to find large complex structures such as bridges, dams, railroads, freeways, skyscrapers, high-speed railways, dikes, etc. Moreover, the current lifestyle, mainly based in consume, demands the production and transport of large amounts of energy, which at the same time require pipeline transport for oil and gas, high power lines, wind farms, solar power stations, etc.

Because of the importance that these structures have in our daily routine, it is necessary to control their safety and efficiency since hundreds or even thousands of lives rely upon them. Traditionally, electronic sensors have covered this necessity. However, these may not be suitable for some applications as they have some associated issues especially when dealing with some specific scenarios and/or large structures:

- The electrical monitoring systems are sensitive to environmental variations, so the hostile nature of some surroundings can easily damage their lifetime if they are not properly installed or protected.
- Some environments, such as railways or energy transportation, are highly affected by electromagnetic interferences due to the intense electric fields generated during train motion. This kind of interactions directly influence the measuring quality of the electric sensors, which is translated as bad readings that may cease the activity of the infrastructure inappropriately.
- In large structures, where the sensor heads and the interrogation units are usually far from each other, electric cables are employed to communicate both elements. Such long cables transfer noise to the signal and also a great amount of attenuation, thus limiting the maximum distance among the sensing elements.



- If hundreds or thousands of sensing points are required due to the size of the target structure, the conventional electric sensors require a couple of cables per sensing head, which is translated as complex, heavy, difficult to handle and expensive systems.

Due to the cited drawbacks, sometimes it is quite difficult or even economically impossible to continuously monitor some of the infrastructures. This could lead to serious accidents or the necessity to deploy extremely expensive sensing systems. Since the 1960s, years of the invention of the laser and the modern low-loss optical fibers, the optical fiber market has significantly grown, favoring not only the development of telecommunications, but also the sensing based on fiber technology. From that time, the field of optical fiber sensing has continuously developed. Current optical fiber sensors are able to monitor parameters such as temperature, strain, gas concentration, acceleration or fluid level among other parameters. Compared with other technologies, such as electric sensors, optical fiber sensors offer a number of advantages:

- Standard optical fibers present very low attenuation values (0.20 dB/km for  $\lambda = 1550\text{nm}$ ) which means that the target signal can be transported over very long distances without distorting its features.
- The sensors based on optical fibers can be wavelength-multiplexed in a relatively easy way, which allows a single fiber to monitor tens or even hundreds of points. In addition, the fiber itself can act as distributed sensor, which allows to control tens of kilometers with resolutions in the order of meters.
- Optical fibers are immune to electromagnetic noise, which favors their installation in environments affected by intense electric fields, such as railway transport infrastructures.
- Optical fibers are made of silica, and thus, they can resist high or low temperatures. This feature makes optical fibers very useful when measuring under extreme environmental conditions.
- The optical fiber itself acts as a sensor, i.e. already-deployed fibers can turn into distributed sensors.
- Fibers are lightweight, flexible and can be embedded in materials during fabrication process. This is of particular interest for structure health monitoring.
- Optical fibers are dielectric, which makes them extremely appealing for sensing areas where electrical sensors should be avoided, i.e. with high risk of explosion.

All the cited benefits have converted the monitoring and control of large infrastructures through optical fiber sensors in one of the most preferred options for different companies. In fact, the standard optical fiber installation for data transmission present over new constructed facilities can be sometimes also employed for sensing purposes.

Among the different optical sensors available in the market, there are point sensors, such as fiber Bragg gratings or interferometric sensors, and distributed sensors, based on phenomena

such as Raman, Rayleigh or Brillouin *scattering*. The main difference between both categories resides on the use given to the optical fiber: while the point sensors employ the optical fiber as the link to propagate the signals between the intrinsic or extrinsic point sensor and the interrogator, the distributed sensors transform the optical fiber in the sensing element, i.e. all its points can be used as an efficient transducer. Consequently, the measurement is distributed along the optical fiber. This turns out to be considerably interesting, particularly when many points of a structure need to be monitored. In this case, a single distributed fiber sensor can replace many point sensors, which reduces the cost per sensing point in these large structures. This is the reason behind the success of distributed sensors.

Systems based on Brillouin *scattering* are a well-established option to monitor large civil infrastructures. These sensors have no competence in terms of range and number of resolved points. For example, measurements over more than 100 km have been done with sub-meter spatial resolution and more than one million sensing points have been resolved with a single sensing unit in a reasonable measurement time. These features provide excellent results in many practical fields such as in civil and structural engineering to monitor bridges, dams, pipelines or tunnels, in harsh environments like nuclear power plants or oil and gas industries. Moreover, Brillouin distributed sensors can also be useful in the energy sector to monitor the power grid dynamically evaluating the local current load or the degradation of the line. In addition to the long range applications, distributed Brillouin sensors also provide the possibility to dynamically assess the state of short structures (~100 meters length). This is the case of wind turbine blades in which this technology can be used to determine their correct operation during the test of the prototype or in railway traffic monitoring to determine useful information, such as train identification, axle counting, speed detection, and dynamic load calculation.

The numerous applications described above and the interest of other industries are the main motivation to further improve the performance of these sensors.

## **Stimulated Brillouin scattering**

When an incident light travels through any medium it suffers a deviation from its original trajectory due to the non-uniformities in the molecular structure of the material. This physical process is known as *scattering* of light. The mentioned deviation or *scattering* can have a different nature depending on the intensity of the variables present on the phenomenon. If light is considered as an electromagnetic wave that travels through a dielectric medium such as an optical fiber, the *scattering* can be considered linear (spontaneous) if the light power is lower than a certain threshold level or non-linear (stimulated) if it is higher. Spontaneous light *scattering* occurs when low intensities are injected into the media and hence, the light *scattering* occurs without modifying the optical properties of the material system by the presence of this incident light beam. However, whenever the intensity of the incident light is

sufficiently large, the optical properties of the material are modified, and the *scattering* effect becomes a nonlinear process. In this case, the *scattering* process becomes stimulated.

If the media is inhomogeneous, e.g. an optical fiber, the *scattering* process removes some photons of the incident light generating scattered photons that might be shifted in direction, frequency and phase. There are different *scattering* mechanisms depending on the energy transfer of the medium to the scattered photon, existing two main types: elastic or inelastic. The *scattering* is elastic when the scattered photons maintain the same energy (and hence same frequency) than the incident light. This is known as Rayleigh *scattering*. On the other hand, the *scattering* is inelastic when the scattered photons do suffer a frequency shift compared to the original incident light photons, since there is an energy transfer between the light and the material (photons may give or receive energy). If the scattered photons are downshifted in frequency, it is usually defined as the Stokes component. Conversely, if they are frequency upshifted, they are labelled as the anti-Stokes component. This category includes Raman *scattering* and Brillouin *scattering*.

Brillouin *scattering* is caused by the interaction of an incident light with acoustic phonons. Spontaneous Brillouin *scattering* arises from the presence of thermally excited acoustic waves in the material, which yields in density fluctuations in the medium. It is an inelastic *scattering*, where the light is scattered by acoustic phonons with a frequency-shift ( $\sim 11$  GHz) known as Brillouin frequency shift (BFS) resulting from the Doppler effect and hence, determined by the acoustic velocity in the medium. The scattered photons are up and downshifted in frequency (anti-Stokes and Stokes components respectively), compared to the frequency of the incident photons. This process was named after French physicist Léon Brillouin, who theoretically predicted light *scattering* from thermally excited acoustic waves in 1922. It was first identified as a major deleterious effect in optical communication systems when utilizing sufficiently powerful signals. However, it can also be useful for making fiber-based Brillouin lasers and amplifiers. Particularly in this thesis, we exploit another interesting feature, which is, its capability of sensing temperature and strain along tens of kilometers of fiber in a distributed manner.

The work developed in this thesis is focused particularly on stimulated Brillouin *scattering* (SBS). Although the spontaneous *scattering* was predicted in 1922, the stimulated process was only observed in 1964. For sufficiently intense incident fields, the *scattering* phenomenon becomes non-linear, which means, the scattered photons not only come from the incident beam, but also from the medium. In this case, the *scattering* effect is reinforced and becomes intensity-dependent. This process can be stimulated thanks to two different physical mechanisms that may drive the acoustic wave: electrostriction and optical absorption. The optical absorption only arises in lossy media (which is not the case of conventional optical fibers), therefore electrostriction is the proper mechanism in optical fibers for the generation of SBS.

The effect is exploited by the interference generated between two signals, a pump (at a frequency  $\nu_0$ ) and a probe wave that counter-propagate in a section of an optical fiber. When the interference frequency between both waves is approximately the BFS of the fiber ( $\nu_B$ ), an acoustic wave is generated through electrostriction. This acoustic wave modulates the refractive index of the fiber generating a moving Bragg grating that scatters the pump signal. Due to the Doppler effect (the grating moves at acoustic velocity), depending on the relative frequency of the probe wave regarding the pulsed signal, the scattered light is down-shifted by the BFS ( $(\nu_0 - \nu_S) \approx \nu_B$ ), or it is up-shifted on the contrary case ( $(\nu_0 + \nu_S) \approx \nu_B$ ). In the first case, the Stokes signal adds constructively to the probe signal, reinforcing the acoustic wave. In the second case, the anti-Stokes signal is depleted due to the energy transfer to the pump signal. This process is repeated cyclically.

In practical terms, SBS in optical fibers couples light among these two counter-propagating light waves. This means that when an intense coherent pump wave ( $\nu_0$ ) propagates along an optical fiber, SBS manifests by inducing counter-propagating frequency-shifted narrowband amplification and attenuation processes at frequencies  $(\nu_0 - \nu_B)$  and  $(\nu_0 + \nu_B)$ , respectively. The gain and loss SBS curves follow a Lorentzian distribution (Brillouin gain/loss spectrum – BGS) subject to an associated phase response, called the Brillouin phase spectrum (BPS). Both spectra, i.e. BGS and BPS, are centered on the BFS of the fiber ( $\nu_B$ ) which depends on the refractive index and the acoustic velocity in the fiber, and so, experience a spectral shift with a linear dependence on strain and temperature.

## Brillouin sensors

SBS can be employed for making distributed fiber sensors capable of sensing temperature or strain changes. The basic idea of using this phenomenon relies on the linear dependence of the BFS with the acoustic velocity and the refractive index of the optical fiber. These quantities vary with the temperature or the strain, and hence, the BFS value is modified. Moreover, the BFS variations have been demonstrated to show an excellent linearity for both measurands over a wide range.

There are different kinds of distributed fiber sensors based on stimulated Brillouin *scattering*. They are classified depending on the principle used to retrieve the Brillouin spectrum distribution along the fiber. Basically, there are analysis based on: correlation domain, denominated Brillouin optical correlation-domain analysis (BOCDA) sensor, frequency domain, named Brillouin optical frequency-domain analysis (BOFDA) and time domain, called Brillouin optical time-domain analysis (BOTDA) sensor. BOTDA and BOCDA sensors are the central object of this thesis dissertation.

Brillouin optical time-domain analysis sensors were first demonstrated in 1990 for temperature and strain monitoring. Since then, BOTDA technology has been the most widely used Brillouin

distributed sensor with applications in numerous fields. It is based on the Brillouin interaction between two counter-propagating signals: a pulsed pump and a CW probe signal with a frequency difference around the BFS of the fiber. During the propagation of the pulsed signal, an acoustic wave is locally generated, whose characteristics depend on the fiber section where both signals meet. This acoustic wave couples energy between both signals; depending on the relative frequency of the probe wave regarding the pulsed signal, the probe wave suffers amplification ( $\nu_0 - \nu_B$ ) or depletion ( $(\nu_S - \nu_0) \approx \nu_B$ ) at each location of the fiber. The time-dependent information retained by the probe signal serves as reference to measure the Brillouin gain/loss for a given frequency detuning. This temporal evolution of the probe wave can be directly translated to a position-dependent information. In order to measure the BFS, it is necessary to determine the frequency difference at which the gain is maximum for each location of the fiber. Therefore, in order to fully recover the full spectrum of the interaction, it is necessary to develop a frequency sweep of the frequency difference between pump and probe wave and each time-domain trace saved. Sorting the different traces with the frequency difference, the Brillouin spectrum distribution is reconstructed. The spatial resolution of the system is defined as the smallest fiber section over which any sensible variation can be detected. In a BOTDA it is directly proportional to the temporal width of the employed pulses and it is physically limited to 1 m due to the acoustic phonon lifetime within the fiber.

Although BOTDA sensors have been thoroughly studied, there still exist some limitations in these sensors. The quality of BOTDA measurements is driven by several parameters: the frequency step taken to sweep the pump-probe frequency offset, the number of averages in each time trace to reduce the noise, the Brillouin bandwidth, the sensing range (limited by the optical attenuation of the fiber) or the pulse width. All these parameters, together with the probe power (limited by pump depletion) and pump power (limited by modulation instability), have an impact on the SNR of the measurements, and ultimately the frequency uncertainty in the determination of the BFS. Finding methods to increase the performance of the sensors (improve the system SNR, reduce the measurement time, reduce the complexity or the cost of the sensor, etc.) turns critical.

On the other hand, Brillouin optical correlation-domain analysis was proposed for the first time in 2000 as a very attractive solution to achieve high spatial resolution over short distances. Since then, this technique has been improved, proving able to detect variations of temperature or strain with a length of a few millimetres. The BOCDA technique is based on the counter-propagation of quasi-CW pump and probe waves that are identically frequency or phase modulated. When both waves counter-propagate through the fiber, the frequency difference stays constant for some points of the fiber, while it continuously varies for the other positions. Considering that both waves are frequency-shifted by the BFS of the fiber, the SBS occurs exclusively at these nodes denominated here as correlation peak positions. In the rest of the fiber, the frequency difference varies much more rapidly than the time required to excite the acoustic wave and hence, the Brillouin transfer is negligible. Therefore, only at the correlation

peaks positions, the acoustic wave is properly created and transfers photons from the pump to the probe wave. By sweeping the frequency difference between both signals, the Brillouin spectrum is scanned at each correlation peak position. The frequency of the modulation function and the delay induced by one of the branches must be carefully selected to scan only one point of the fiber. Otherwise, the technique would be scanning different points at the same time, being impossible to determine the Brillouin spectrum of each location. Once there is a correlation peak along the fiber, the location of this point can be adjusted to scan other positions by simply varying the modulation frequency and repeating again the frequency sweep. In this way, the whole length of the fiber can be scanned.

Two different implementations have been depicted: one in which the pump and the probe signals are jointly modulated by a sine-wave and another one in which a coded phase sequence is used. This technique has remarkable performance regarding the achieved spatial resolution. This parameter is given by the modulation depth (frequency modulation using a sine wave) or by the symbol duration (phase modulation using a pseudo-random bit sequence) and is not at all limited by the phonon life time, unlike the time-domain approach. Consequently, as it has been mentioned before, it can reach higher spatial resolutions than other techniques. However, there are some constraints inherent to the BOCDA technique, as one resolution point at a time can be placed within the fiber and the fact that the unambiguous measurement range is restricted to the separation between periodic correlation peaks. In the case of long fibers, there is also an important limitation in terms of time consumption to perform the measurement.

Recently, a technique combining time and correlation domain analysis (time-gated BOCDA) was proposed to reduce the measurement time of the BOCDA technique by several orders of magnitude. Unlike the standard BOCDA, the pump wave is additionally modulated by a pulse so that in a single flight along the fiber, this pulsed signal stimulates SBS at multiple correlation peaks. Multiple Brillouin temperature/strain changes can be measured by temporal analysis of the probe signal after suffering SBS, as the interaction in each peak is restricted to the duration of the pulse. Thus, the system can effectively extend the measurement range and reduce the measurement time in comparison with a standard BOCDA.

## **Results of this thesis**

This thesis dissertation concentrates on solving some of the limitations described by proposing novel techniques.

For the SBS gain to occur in a BOTDA, pump and probe waves need to be polarization aligned, which is usually impossible to guarantee over the full fiber length. In standard single-mode optical fibers, the states of polarization (SOPs) of the optical waves change randomly because of random birefringence along the fiber. In this way, if the BOTDA interaction is performed on a conventional fiber, there appear random positions where the gain is maximized together

with positions where the gain is rendered close to zero. This random noise-like pattern in the trace is sometimes referred to as “polarization noise,” although it remains constant over short periods of time during which the measurement conditions do not vary. However, in order to provide robust measurement conditions along the fiber, this polarization noise has to be eliminated and to do so, several passive techniques have been proposed. The most used technique is scrambling the polarization state of the pump wave by using a polarization scrambler in order to obtain a pseudo-depolarization of the light; nevertheless, the polarization scrambler needs a passive complicated design to ensure that the scrambled polarization states cover all the possible polarization states evenly. Conventional polarization scramblers are typically based on a cascade of electrically controllable fiber squeezers acting as phase retardation plates oriented at different angles (typically there are three stages oriented at  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  and  $90^\circ$ ). The three squeezers are activated at three different frequencies so that the SOP at the output along the period of one measurement varies all over the Poincaré sphere in a more or less uniform manner. These fiber squeezers are indeed based on electro-mechanical components and can therefore be thought of as “moving parts.” These moving parts make the system less robust than desirable. Some other methods have been developed, such as splitting the pulsed pump into two beams with orthogonal polarization states, one of them delayed by a pulse width, and then recombining them, such that the global system has a resolution of two pulse widths, or using a polarization switch to obtain orthogonal polarization states in the pump or probe arms. All of them require moving parts or sophisticated and unstable polarization alignment.

The first experimental technique presented in this thesis is a completely passive system, with no moving parts, to eliminate polarization noise in a BOTDA sensor. This technique is based on the use of balanced detection and orthogonal polarization states in the Stokes and anti-Stokes sidebands. Combined with a depolarization of the pump beam, this method provides comparable results to the method based on polarization scrambler, while being cheaper and more reliable. Moreover, balanced detection among the Stokes and anti-Stokes sidebands in the probe allows a doubling of the trace amplitude and an increase in SNR by a factor of at least  $\sqrt{2}$  (this analysis is valid when the polarization noise is suppressed using scrambling). In addition, it eliminates common-mode noises in the two sidebands. This method has resulted in the publication of several journal papers ("Signal-to-noise ratio improvement in BOTDA using balanced detection" and "Simple method for the elimination of polarization noise in BOTDA using balanced detection and orthogonal probe sidebands") and conference publications ("Balanced detection in Brillouin optical time domain analysis" and "Simple method for the elimination of polarization noise in BOTDA using balanced detection of orthogonally polarized Stokes and anti-Stokes probe sidebands") whose publication information can be found in the publication list of this thesis.

Moreover, we study an effect related to SBS known as polarization pulling. SBS has an impact on the SOPs of interacting continuous waves: the SOPs of CW pump and signal can mutually

influence each other as a result of a strong polarization pulling force. Although in the case of BOTDA sensing the pump is pulsed and the local Brillouin interaction is very small, the impact of SBS from the probe onto the pump SOP turns out to be integrated along several tens of kilometres, making polarization pulling a potentially significant issue. In this thesis we present, for the first time to the best of our knowledge, a study on the impact of SBS on the polarization of the pump as it interacts with the probe along a BOTDA sensor. A theoretical analysis indicates that, even though the SBS interaction is locally weak and has a minor effect on the probe SOP, the pump SOP is indeed influenced by the probe SOP. This polarization pulling effect is experimentally analysed for different spatial resolutions and pump/probe powers. Results show that the use of a polarization switch to compensate for polarization fading generates different polarization pulling forces, which lead to traces with strong residual uncompensated fading, thereby potentially compromising the SNR. The study is also extended to the case of our method for the elimination of polarization noise using orthogonally-polarized probes, indicating that although polarization fading can be significantly reduced, distortions in the measured gain spectrum are expected as a result of polarization pulling. This has resulted in a conference publication ("Polarization pulling in Brillouin optical time-domain analyzers").

Conventional BOTDA sensing methods exploit typically the gain/loss of the interaction because they are straightforward to retrieve with direct detection, but rarely the induced phase shift. By fitting a quadratic fit over the gain/loss profile in every point, one is able to determine the BFS from which the variations of temperature or strain can be extracted. However, the BPS is also a convenient way to determine the BFS, as it exhibits a sharp slope close to the BFS position. Thus, small BFS changes can be rapidly determined at trace level simply with the BPS. Consequently, several sensing setups have made use of the BPS instead of the BGS to measure temperature/strain with good resolution, and even, to perform vibration measurements. Unfortunately, all these schemes are quite complex as they require complex modulations, high-bandwidth detection and sharp filtering in order to measure the probe phase variations. Therefore, the second technique proposed during this thesis dissertation is a novel and simple BOTDA technique (SI-BOTDA) that exploits the non-reciprocity of SBS to make simplified and fully distributed measurements of BPS along an optical fiber. The core of the proposal lies in using a Sagnac Interferometer (SI) within a conventional BOTDA setup. The SI provides sensitivity to SBS thanks to the nonreciprocal nature of this acousto-optic interaction. The proposal simplifies the already existing BPS measurement methods since no phase modulation or high-bandwidth detector is necessary. A variation of this technique is proposed as well, which utilizes a proper filtering process before the detector and linear combinations of the retrieved waves can measure simultaneously the distributed BGS and BPS features. This provides redundancy and increased resilience of the system to BFS determination errors. Although the concept is demonstrated, the setup proposed (using a  $2 \times 2$  optical coupler) has significant shortcomings, the main one being its lack of stability due to the need of setting the interferometer bias through the polarization of the interacting waves. This restricted severely the practicality of the method. For this reason, an improvement over the



proposed technique is also proposed with enhanced stability thanks to the use of a  $3 \times 3$  optical coupler. With this configuration, the impact of the drifts along the measurement is strongly reduced, and the quality of the measurements improves substantially. This work has resulted in several journal publications ("Exploiting non-reciprocity in BOTDA systems" and "Simple baseband method for the distributed analysis of Brillouin phase-shift spectra") and conference papers ("Simple BOTDA temperature sensor based on distributed Brillouin phase-shift measurements within a Sagnac interferometer" and "Simultaneous gain and phase profile determination on an interferometric BOTDA").

Moreover, we present a statistical analysis of the error produced when determining the BFS profile by employing BPS measurements. Systems based on the BPS perform the determination of the BFS through a linear fit around the zero de-phase frequency region. A mathematical expression for the BFS uncertainty as a function of different experimental parameters is proposed and experimentally validated. In the literature, the performance of standard (gain/loss) BOTDA systems had been thoroughly analysed and evaluated in terms of the best achievable error in the temperature/strain determination. However, to the best of our knowledge, a similar analysis had never been performed for the phase profile case. Theoretical and experimental results are also compared with the frequency uncertainty obtained by the classical quadratic fitting of the BGS under similar measurement conditions using the variant of the SI-BOTDA that provides simultaneous detection of the BPS and BGS, i.e. considering the same scanning frequency range, frequency step, spatial resolution, and more importantly under the same SNR conditions. The results prove that the approach of using a linear fitting of the BPS can result in a better accuracy under very specific conditions, especially when a narrow frequency range has to be scanned around the BFS, enabling for instance very high-resolution or faster measurements. This has resulted in a journal publication ("Evaluation of the accuracy of BOTDA systems based on the phase spectral response") and a conference publication ("Gain vs phase in BOTDA setups").

Finally, a simple scheme allowing to perform distributed BPS measurements with very high spatial resolution over long optical fibers is proposed. This is achieved by inserting a SI in a BOCDA configuration (SI-BOCDA). Over its time-domain equivalent (SI-BOTDA), this approach reduces several orders of magnitude its main source of noise, Rayleigh coherent backscatter noise, thanks to the low-coherence nature of the used signals. Over the most usual schemes used for distributed BPS measurements, it also presents the key advantage of not requiring high-bandwidth detection or complex modulation, while reaching unprecedented values of spatial resolution and number of resolved points for this type of measurements. The presented technique is, to the best of our knowledge, the first demonstration of a phase-measuring time-gated BOCDA. In addition, thanks to using the BPS instead of the BGS, this scheme could also have the advantage of requiring shorter scanning ranges (particularly in uniform fibers) than BGS-based configurations. This has resulted in a journal publication ("Phase-measuring time-gated BOCDA").

# Field-Test Applications

In addition to the lab work which is presented in this thesis, we have also had the opportunity to further test the developed sensors in several field applications:

- First, we developed a BOTDA system for the Interreg-Sudoe ECOAL project, aimed at surveilling extremely high temperatures of a self-burning coal-waste pile in the Portuguese region of Porto. The leftovers of a mining field, inoperative since the 1970s, ignited after a thunderstorm hit the area in 2005. Ever since, the pile has been continuously burning, where the ground shows temperatures as high as 300 °C while simultaneously emitting hazardous gases. Our task was to build a BOTDA sensor able to register the temperature evolution across the whole pile, in a heat-resistant fiber cable deployed for that purpose. The system incorporated some of the advancements here presented, such as the polarization diversity scheme to eliminate the polarization noise, balanced detection to enhance the SNR of the measurements and the differential pulse-width pair technique (DPP) to allow sub-meter spatial resolutions. It was able to successfully provide enough information as to produce a detailed 3D temperature map of the monitored area, which ultimately has been used by geological experts to properly address the problem. This has resulted in several journal publications ("Distributed Temperature measurement in a self-burning coal waste pile through a GIS open source desktop application" and "ECOAL Project—Delivering Solutions for Integrated Monitoring of Coal-Related Fires Supported on Optical Fiber Sensing Technology") and conference papers ("Fiber optic sensing system for monitoring of coal waste piles in combustion", "Monitoring of coal waste piles with fiber optic sensing technology" and "Fiber optic sensing system for temperature and gas monitoring in coal waste pile combustion environments").
- Secondly, at the moment of preparing this thesis, another project is undergoing. This one, known as REPARA 2.0 project, pursues monitoring the integrity of roads and transportation infrastructures. The task, in this case, was to study and prevent structural-failure in a road affected by an imminent landslide by obtaining strain information on a fiber installed parallel to the track. The installation features a strain-sensitive fiber cable, which provides the information of interest, along with a telecom cable used to compensate the BFS temperature variations. The deployed BOTDA sensor will provide strain information of the fiber displacement suffered by the structure along one year



# Lista de símbolos

Símbolo	Significado Físico
$d$	<i>Agotamiento de bombeo</i>
$A_p$	<i>Amplitud compleja de bombeo</i>
$Q$	<i>Amplitud compleja de la onda acústica</i>
$A_S$	<i>Amplitud compleja de sonda</i>
$\Delta v_B$	<i>Ancho de línea Brillouin a media altura</i>
$\Delta v_p$	<i>Ancho de línea de la fuente de bombeo</i>
$\tau$	<i>Ancho del pulso de bombeo</i>
$\tau_0$	<i>Ancho del pulso de bombeo de entrada a la fibra</i>
$\chi$	<i>Ángulo del vector de Stokes con el plano ecuatorial de la esfera de Poincaré</i>
$\theta$	<i>Ángulo entre campo incidente y dispersado</i>
$A_{eff}$	<i>Área efectiva</i>
$A$	<i>Atenuación Brillouin</i>
$\vec{E}$	<i>Campo eléctrico</i>
$\vec{E}_l$	<i>Campo eléctrico de entrada</i>
$E_{RA}$	<i>Campo eléctrico de la banda de atenuación de la onda reflejada</i>
$E_{TA}$	<i>Campo eléctrico de la banda de atenuación de la onda transmitida</i>
$E_{RG}$	<i>Campo eléctrico de la banda de ganancia de la onda reflejada</i>
$E_{TG}$	<i>Campo eléctrico de la banda de ganancia de la onda transmitida</i>
$\vec{E}_S$	<i>Campo eléctrico de la onda de sonda</i>
$\vec{E}_p$	<i>Campo eléctrico de la onda de bombeo</i>
$E_R$	<i>Campo eléctrico de la onda reflejada</i>
$E_T$	<i>Campo eléctrico de la onda transmitida</i>
$E_{01}$	<i>Campo eléctrico de la salida 1 de un interferómetro de Sagnac</i>
$E_{02}$	<i>Campo eléctrico de la salida 2 de un interferómetro de Sagnac</i>
$\vec{E}_o$	<i>Campo eléctrico de salida</i>
$g_B$	<i>Coefficiente complejo de ganancia Brillouin</i>
$\alpha_a$	<i>Coefficiente de absorción acústica</i>
$\Gamma$	<i>Coefficiente de amortiguamiento</i>
$\Gamma_B$	<i>Coefficiente de amortiguamiento acústico</i>
$\alpha$	<i>Coefficiente de atenuación de la fibra</i>
$\alpha_p$	<i>Coefficiente de atenuación de la fibra sufrida por la onda de bombeo</i>
$\alpha_S$	<i>Coefficiente de atenuación de la fibra sufrida por la onda de sonda</i>

$C_{\epsilon_d}$	<i>Coeficiente de deformación</i>
$g_{B0}$	<i>Coeficiente de ganancia Brillouin máximo</i>
$PMD_{COEF}$	<i>Coeficiente de PMD</i>
$C_T$	<i>Coeficiente de temperatura</i>
$p_{12}$	<i>Coeficiente elasto-óptico longitudinal</i>
$\gamma_e$	<i>Coeficiente electrostrictivo</i>
$u_x$	<i>Componente del vector de Jones en el eje x</i>
$u_y$	<i>Componente del vector de Jones en el eje y</i>
$\vec{P}_L$	<i>Componente lineal de la polarización</i>
$\vec{P}_{NL}$	<i>Componente no lineal de la polarización</i>
$C_S$	<i>Compresibilidad adiabática</i>
$\beta$	<i>Constante de propagación</i>
$\beta_x$	<i>Constante de propagación del modo de propagación del eje x</i>
$\beta_y$	<i>Constante de propagación del modo de propagación del eje y</i>
$\epsilon$	<i>Constante dieléctrica del medio</i>
$\epsilon_0$	<i>Constante dieléctrica en el vacío</i>
$S_3$	<i>Cuarto parámetro del vector de Stokes</i>
$\epsilon_d$	<i>Deformación</i>
$\vec{\rho}$	<i>Densidad</i>
$\rho_0$	<i>Densidad promedio del medio</i>
$2\phi$	<i>Desfase relativo entre señales interferentes en un interferómetro de Sagnac</i>
$\Delta z_q$	<i>Desplazamiento de posición del pico de correlación de orden q al aplicar <math>\Delta f_m</math></i>
$\delta\tau$	<i>Diferencia de anchura entre pulsos</i>
$\Delta\nu$	<i>Diferencia de frecuencia entre onda Stokes y el desplazamiento Brillouin</i>
$z_q$	<i>Distancia del pico de correlación de orden q al punto medio de la distancia total</i>
$T_{bit}$	<i>Duración de símbolo</i>
$n_p$	<i>Eficiencia de la mezcla de polarización</i>
$u$	<i>Energía potencial</i>
$\sigma_\nu$	<i>Error de frecuencia en la determinación del desplazamiento de frecuencia Brillouin</i>
$\nu_e$	<i>Error de la frecuencia del desplazamiento Brillouin</i>
$\eta$	<i>Fracción del nivel de pico</i>
$\nu$	<i>Frecuencia</i>
$\Omega_B$	<i>Frecuencia angular de desplazamiento Brillouin</i>
$\nu_B$	<i>Frecuencia de desplazamiento Brillouin</i>
$\nu_p$	<i>Frecuencia de la señal de bombeo</i>
$\nu_s$	<i>Frecuencia de la señal de sonda</i>
$f_m$	<i>Frecuencia de modulación</i>
$\omega_p$	<i>Frecuencia óptica angular de bombeo</i>
$\omega_s$	<i>Frecuencia óptica angular de sonda</i>
$\Omega_a$	<i>Frecuencia óptica angular dispersada</i>
$\omega$	<i>Frecuencia óptica angular incidente</i>
$\vec{F}$	<i>Fuerza</i>
G	<i>Ganancia Brillouin</i>

$\bar{g}_B$	<i>Ganancia Brillouin efectiva</i>
$\gamma_0$	<i>Ganancia Brillouin por unidad de longitud por unidad de potencia de bombeo</i>
$\Delta u$	<i>Incremento de energía potencial</i>
$n$	<i>Índice de refracción</i>
$n_x$	<i>Índice de refracción efectivo del modo de propagación del eje x</i>
$n_y$	<i>Índice de refracción efectivo del modo de propagación del eje y</i>
$I_p$	<i>Intensidad de onda de bombeo</i>
$I(r)$	<i>Intensidad del modo fundamental de radio r</i>
$I_S$	<i>Intensidad onda de sonda</i>
$b$	<i>Intersección con el eje y de una recta</i>
$\xi$	<i>Intervalo de medida normalizado con la anchura espectral del espectro de ganancia Brillouin</i>
$L_c$	<i>Longitud de coherencia</i>
$L$	<i>Longitud de fibra</i>
$\lambda_p$	<i>Longitud de onda de la onda incidente</i>
$L_{eff}$	<i>Longitud efectiva de fibra</i>
$\mathbf{T}$	<i>Matriz de Jones</i>
$\vec{U}$	<i>Matriz de Jones de la propagación en la fibra</i>
$M$	<i>Matriz de Jones de un espejo óptico</i>
$\mathbf{M}$	<i>Matriz de Mueller</i>
$K$	<i>Módulo de volumen</i>
$N_{bits}$	<i>Número de bits de una secuencia binaria</i>
$N_{avg}$	<i>Número de promediados</i>
$N_{mon}$	<i>Número de puntos de medida</i>
$N$	<i>Número de puntos espectrales</i>
$q$	<i>Orden pico de correlación</i>
$\sigma(v)$	<i>Parte imaginaria del coeficiente complejo de ganancia Brillouin</i>
$g(v)$	<i>Parte real del coeficiente complejo de ganancia Brillouin</i>
$\delta$	<i>Paso de frecuencia</i>
$a$	<i>Pendiente de una recta</i>
$T_p$	<i>Periodo de la señal de bombeo</i>
$T_{clock}$	<i>Periodo de repetición del PRBS</i>
$\mu_0$	<i>Permeabilidad magnética en el vacío</i>
$\vec{P}$	<i>Polarización</i>
$\vec{P}_p$	<i>Polarización de la onda de bombeo</i>
$\vec{P}_S$	<i>Polarización de la onda de sonda</i>
$P_p$	<i>Potencia de bombeo</i>
$P_{p0}$	<i>Potencia de bombeo sin efecto Brillouin</i>
$P_S$	<i>Potencia de sonda</i>
$P_S^{out}$	<i>Potencia de sonda de salida</i>
$P_{th}$	<i>Potencia umbral</i>
$\vec{p}$	<i>Presión</i>
$p_{st}$	<i>Presión electrostrictiva</i>
$S_0$	<i>Primer parámetro del vector de Stokes</i>

$PR$	<i>Ratio de polarización</i>
$SNR$	<i>Relación señal a ruido</i>
$\Delta z$	<i>Resolución espacial</i>
$\sigma$	<i>Ruido Gaussiano normalizado</i>
$S_1$	<i>Segundo parámetro del vector de Stokes</i>
$z_{sep}$	<i>Separación en distancia entre dos picos de correlación consecutivos</i>
$T$	<i>Temperatura</i>
$S_2$	<i>Tercer parámetro del vector de Stokes</i>
$\tau_B$	<i>Tiempo de vida medio de los fonones acústicos</i>
$\Delta W$	<i>Trabajo por unidad de volumen</i>
$\Delta \epsilon_d$	<i>Variación de deformación</i>
$\Delta \rho$	<i>Variación de densidad del medio</i>
$\Delta f_m$	<i>Variación de frecuencia de modulación</i>
$\Delta \epsilon$	<i>Variación de la constante dieléctrica del medio</i>
$\Delta T$	<i>Variación de la temperatura</i>
$\Delta p$	<i>Variación de presión</i>
$\Delta V$	<i>Variación de volumen</i>
$\Delta f$	<i>Variación máxima de frecuencia</i>
$\sigma_a^2$	<i>Varianza del coeficiente a</i>
$\sigma_b^2$	<i>Varianza del coeficiente b</i>
$\vec{J}$	<i>Vector de Jones</i>
$\vec{J}_p$	<i>Vector de Jones de la señal de bombeo</i>
$\vec{J}_s$	<i>Vector de Jones de la señal de sonda</i>
$\vec{J}_s^{in}$	<i>Vector de Jones de la sonda de entrada</i>
$\vec{J}_s^{in\_max}$	<i>Vector de Jones de la sonda de entrada que da la máxima potencia de sonda a la salida</i>
$\vec{J}_s^{in\_min}$	<i>Vector de Jones de la sonda de entrada que da la mínima potencia de sonda a la salida</i>
$\vec{J}_s^{out}$	<i>Vector de Jones de la sonda de salida</i>
$\vec{J}_s^{out\_max}$	<i>Vector de Jones de la sonda de salida que da la máxima potencia de sonda a la salida</i>
$\vec{J}_s^{out\_min}$	<i>Vector de Jones de la sonda de salida que da la mínima potencia de sonda a la salida</i>
$\vec{k}_p$	<i>Vector de onda de bombeo</i>
$\vec{k}_s$	<i>Vector de onda de sonda</i>
$\vec{q}$	<i>Vector de onda dispersado</i>
$\vec{k}$	<i>Vector de onda incidente</i>
$\vec{S}$	<i>Vector de Stokes</i>
$\vec{S}_s$	<i>Vector normalizado de Stokes de la sonda</i>
$\vec{S}_s^{in}$	<i>Vector normalizado de Stokes de la sonda de entrada</i>
$\vec{S}_s^{max}$	<i>Vector normalizado de Stokes de la sonda de entrada que da la máxima potencia de sonda a la salida</i>

$\vec{S}_S^{\min}$	<i>Vector normalizado de Stokes de la sonda de entrada que da la mínima potencia de sonda a la salida</i>
$\vec{S}_p$	<i>Vector normalizado de Stokes del bombeo</i>
$\hat{e}_p$	<i>Vector unitario de polarización para la onda de bombeo</i>
$\hat{e}_S$	<i>Vector unitario de polarización para la onda de sonda</i>
$V_a$	<i>Velocidad acústica</i>
$v_g$	<i>Velocidad de grupo</i>
$c$	<i>Velocidad de la luz en el vacío</i>
$V$	<i>Volumen</i>





# Lista de acrónimos

**a.u.** *Arbitrary Units* (unidades arbitrarias)

**AC** *Alternating Current* (corriente alterna)

**AOFS** *Acusto-Optic Frequency Shifter* (desplazador de frecuencia acusto-óptico)

**ASE** *Amplified Spontaneous Emission* (emisión amplificada espontánea)

**BFS** *Brillouin Frequency Shift* (desplazamiento de frecuencia Brillouin)

**BGS** *Brillouin Gain Spectrum* (espectro de ganancia Brillouin)

**BOCDA** *Brillouin Optical Correlation Domain Analysis* (análisis óptico Brillouin basado en la correlación)

**BOFDA** *Brillouin Optical Frequency Domain Analysis* (análisis óptico Brillouin en el dominio de la frecuencia)

**BOTDA** *Brillouin Optical Time Domain Analysis* (análisis óptico Brillouin en el dominio del tiempo)

**BPOF** *Band-Pass Optical Filter* (filtro óptico paso banda)

**BPS** *Brillouin Phase-shift Spectrum* (espectro de desplazamiento de fase Brillouin)

**CW** *Continuous Wave* (onda continua)

**DC** *Direct Current* (corriente continua)

**DFB** *Distributed Feed-Back* (retroalimentación distribuida)

**DGD** *Differential Group Delay* (retardo de grupo diferencial)

**DPP** *Differential Pulse-width Pair* (diferencia de pares de anchos de pulsos)

**DSB** *Dual Sideband* (doble banda lateral)

**DSF** *Dispersion-Shifted Fiber* (fibra de dispersión desplazada)

**DWDM** *Dense Wavelength Division Multiplexing* (multiplexado compacto por división en longitud de onda)

**EDFA** *Erbium Doped Fiber Amplifier* (amplificador de fibra dopada con erbio)

**EOM** *Electro Optic modulator* (modulador electro óptico)

**ER** *Extinction Ratio* (tasa de extinción)

**ESA** *Electrical Spectrum Analyzer* (analizador de espectros eléctrico)

**FBG** *Fiber Bragg Grating* (red de Bragg)

**FUT** *Fiber Under Test* (fibra bajo prueba)

**FWHM** *Full-Width at Half-Maximum* (ancho de banda a 3 dB)

**FWM** *Four-Wave Mixing* (mezcla de cuatro ondas)

**LD** *Laser Diode* (láser de diodo)

**MEMS** *Micro-Electro-Mechanical Systems* (sistema micro-electro-mecánico)

**MI** *Modulation Inestability* (inestabilidad de modulación)

**OSA** *Optical Spectrum analyzer* (analizador de espectros óptico)

**OTDR** *Optical Time Domain Reflectometry* (reflectometría óptica en el dominio del tiempo)

**PBS** *Polarization Beam Splitter* (divisor de polarización)

**PC** *Polarization Controller* (controlador de polarización)

**PM** *Polarization Mantaining* (mantenedor de polarización)

**PMD** *Polarization Mode Dispersion* (dispersión del modo de polarización)

**PMF** *Polarization Mantaining Fiber* (fibra mantenedora de polarización)

**PRBS** *Pseudorandom binary sequence* (secuencia binaria pseudo-aleatoria)

**PS** *Polarization Scrambler* (aleatorizador de polarización)

**RF** *Radio Frequency* (radio frecuencia)

**SBS** *Stimulated Brillouin scattering* (*scattering* Brillouin estimulado)

**SI** *Sagnac Interferometer* (interferómetro de Sagnac)

**SI-BOCDA** *Sagnac Interferometer Brillouin Optical Correlation Domain Analysis* (análisis óptico Brillouin basado en la correlación con interferómetro de Sagnac)

**SI-BOTDA** *Sagnac Interferometer Brillouin Optical Time Domain Analysis* (análisis óptico Brillouin en el dominio del tiempo con interferómetro de Sagnac)

**SMF** *Single-Mode optical Fiber* (fibra óptica monomodo)

**SNR** *Signal to Noise Ratio* (relación señal a ruido)

**SOA** *Semiconductor Optical Amplifier* (amplificador óptico de semiconductor)

**SOP** *State Of Polarization* (estado de polarización)

**SPM** *Self-Phase Modulation* (auto-modulación de fase)

**SRS** *Stimulated Raman scattering* (*scattering* Raman estimulado)

**SSB** *Single Sideband* (única banda lateral)

**std** *Standard Deviation* (desviación estándar)

**V-BOTDA** *Vector Brillouin Optical Time Domain Analysis* (análisis óptico Brillouin en el dominio del tiempo vectorial)

**VNA** *Vector Network Analyzer* (analizador de redes vectorial)

**WMS** *Wavelength Modulation Spectroscopy* (espectrometría de modulación de longitud de onda)



# Índice General

<b>Capítulo 1 Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Motivación .....	1
1.2. Objetivos .....	3
1.3. Estructura del Trabajo .....	4
<b>Capítulo 2 Scattering Brillouin</b>	<b>7</b>
2.1. Scattering Brillouin espontáneo .....	9
2.2. Scattering Brillouin estimulado .....	14
2.2.1 Electrostricción .....	15
2.2.2 Scattering Brillouin estimulado a través de electrostricción.....	17
2.2.3 Descripción teórica del scattering Brillouin estimulado .....	18
2.2.4 Umbral del scattering Brillouin estimulado .....	22
2.3. Dependencia del SBS con la polarización .....	23
2.3.1 Conceptos básicos asociados a la polarización .....	24
2.3.2 Análisis vectorial de la polarización del SBS .....	29
2.4. Dependencia del SBS con la temperatura y la deformación .....	34
<b>Capítulo 3 Sensores distribuidos de fibra óptica basados en scattering Brillouin</b>	<b>37</b>
3.1. Principio de medida .....	40
3.2. Definición de términos.....	41
3.3. Sensores Brillouin en el dominio del tiempo (BOTDA) .....	42
3.3.1 Técnica de medida de un BOTDA.....	43
3.3.2 Modelo teórico .....	47
3.3.3 Resolución espacial.....	49
3.3.4 Rango de medida.....	51

3.3.5 Frecuencia máxima de la señal pulsada .....	57
3.3.6 Descripción de un BOTDA convencional .....	58
3.4. Sensores Brillouin basados en la correlación (BOCDA).....	60
3.4.1 Técnica de medida de un BOCDA.....	61
3.4.2 Modelo teórico .....	64
3.4.3 Resolución espacial.....	65
3.4.4 Rango de medida.....	65
3.4.5 Descripción de un BOCDA convencional .....	66
3.5. Sensores Brillouin que combinan análisis en dominio del tiempo y de la correlación	67
3.5.1 Técnica de medida de un BOCDA con procesado temporal .....	68
3.5.2 Descripción del montaje experimental.....	70
<b>Capítulo 4 Eliminación del ruido de polarización</b>	<b>73</b>
4.1. Estado del arte.....	74
4.2. Método para la eliminación del ruido de polarización.....	77
4.2.1 Principio de Operación .....	77
4.2.2 Modelo teórico .....	80
4.2.3 Montaje experimental .....	82
4.3. Resultados .....	85
4.3.1 Eliminación del ruido de polarización .....	85
4.3.2 Funcionamiento en términos de la determinación del BFS .....	88
4.3.3 Mejora de la incertidumbre de medida empleando despolarización del bombeo ..	90
4.4. Efecto de atracción de polarización .....	93
4.4.1 Análisis teórico .....	93
4.4.2 Resultados .....	95
4.5. Aplicación del método de eliminación del ruido de polarización en un prototipo ....	102
4.5.1 El proyecto E-COAL .....	102
4.5.2 Caso de estudio: S. Pedro da Cova .....	103
4.5.3 Monitorización con fibra óptica.....	104
4.5.4 Aplicación GIS de código abierto para la monitorización de temperatura .....	108
4.6. Conclusiones .....	109

<b>Capítulo 5 Sensor distribuido BOTDA interferométrico</b>	<b>113</b>
5.1. Estado del arte en la medida distribuida de BPS .....	114
5.2. SI-BOTDA.....	115
5.2.1 Principio de Operación .....	116
5.2.2 Modelo teórico .....	119
5.2.3 Montaje experimental .....	122
5.2.4 Resultados .....	124
5.3. Obtención simultánea del BPS y BGS usando un SI-BOTDA.....	126
5.3.1 Modelo teórico .....	127
5.3.2 Montaje experimental .....	129
5.3.3 Resultados .....	130
5.4. Mejora de la estabilidad y eliminación del bombeo residual.....	131
5.4.1 Principio de Operación .....	132
5.4.2 Modelo teórico .....	133
5.4.3 Montaje experimental .....	135
5.4.4 Resultados .....	136
5.5. Conclusiones .....	139
<b>Capítulo 6 Precisión en la determinación del BFS en BOTDA con medidas de fase</b>	<b>141</b>
6.1. BOTDA basados en medidas de la fase Brillouin .....	142
6.1.1 Estudio intuitivo previo.....	142
6.1.2 Análisis estadístico.....	144
6.2. Comparativa entre ganancia y fase .....	149
6.2.1 Análisis de errores en función de los parámetros de medida.....	150
6.2.2 Comparación del error en los casos de ganancia y fase.....	155
6.3. Conclusiones .....	157
<b>Capítulo 7 Sensor interferométrico distribuido BOCDA con procesado temporal</b>	<b>159</b>
7.1. Medidas del BGS con un BOCDA con procesado temporal .....	161
7.1.1 Principio de Operación .....	161
7.1.2 Montaje experimental .....	164
7.1.3 Resultados .....	166
7.2. Medidas del BPS con un BOCDA interferométrico con procesado temporal.....	168



7.2.1 Montaje experimental .....	169
7.2.2 Resultados .....	170
7.3. Conclusiones .....	173
<b>Capítulo 8 Conclusiones y líneas futuras</b>	<b>175</b>
8.1. Conclusiones .....	175
8.2. Aplicaciones de campo .....	177
8.3. Líneas futuras.....	178
<b>Capítulo 9 Conclusions and Open Lines</b>	<b>181</b>
9.1. Conclusions.....	181
9.2. Field-Test Application .....	183
9.3. Open Lines .....	184
<b>Bibliografía</b>	<b>187</b>
<b>Lista de publicaciones</b>	<b>199</b>
Revistas internacionales .....	199
Actas de conferencias .....	200
Premios .....	202
Patentes .....	202

# Capítulo 1 Introducción

## 1.1. Motivación

En el último siglo hemos sido testigos, gracias al progreso científico, de la aparición de diferentes infraestructuras que hacen nuestra vida mucho más confortable. Una gran parte de las infraestructuras a las que estamos haciendo referencia son infraestructuras civiles como carreteras, puentes, túneles, puertos o aeropuertos. Uno de los grandes desafíos a los que se enfrenta la ingeniería actual reside en el mantenimiento, la actualización y la seguridad en el funcionamiento de estas infraestructuras, además de otras como gaseoductos, oleoductos, edificios, presas, industrias, redes eléctricas, etc. Para la correcta evaluación de dichas infraestructuras a largo plazo es necesario poder recopilar datos fiables y precisos con los instrumentos de medida adecuados.

Tradicionalmente esta necesidad la cubrían los sensores electrónicos. Sin embargo, este tipo de sensores tienen asociados algunos problemas, especialmente cuando se trata de monitorizar grandes infraestructuras:

- En grandes infraestructuras, donde los sensores se encuentran alejados de los equipos de medida, los terminales eléctricos acumulan ruido en la señal y valores muy elevados de atenuación, limitando de esta forma la distancia entre los mismos y los equipos de control.
- Si se necesita medir en cientos o miles de puntos debido al tamaño de la estructura, teniendo en cuenta que los sensores eléctricos convencionales necesitan un par de cables por cada sensor, se originan sistemas complejos, pesados, difíciles de manejar y caros.
- En algunas áreas de aplicación, como las infraestructuras ferroviarias, los sensores electrónicos se ven muy afectados por las interferencias electromagnéticas debidas a los campos eléctricos que se generan durante el movimiento del tren. Estos tipos de interacciones influyen directamente en la calidad de la medida de los sensores eléctricos, trasladándose en lecturas erróneas que pueden generar falsas alarmas que afecten al funcionamiento de las instalaciones.

- Los sistemas de medida electrónicos son sensibles a las variaciones medioambientales, de modo que su vida útil puede disminuir si no se instalan o se protegen correctamente.

Debido a los problemas citados, en las últimas décadas, los sensores de fibra óptica se han convertido en una solución atractiva para monitorizar grandes infraestructuras gracias a sus numerosas ventajas:

- La fibra óptica estándar presenta valores de atenuación muy bajos (0.20 dB/km en la región entorno a los 1550 nm) lo que significa que las señales de interés pueden viajar a lo largo de varias decenas de kilómetros de fibra, haciéndolas adecuadas para monitorizar grandes distancias.
- La fibra óptica es ligera, flexible y puede ser embebida en materiales durante el proceso de fabricación. Esto es particularmente interesante para la monitorización de estructuras aeroespaciales y en aviónica.
- La fibra óptica es inmune al ruido electromagnético, lo que favorece su instalación en ambientes afectados por campos eléctricos intensos, como el ya mencionado caso de las infraestructuras ferroviarias.
- La fibra óptica por estar compuesta de sílice es muy resistente a altas y bajas temperaturas. Esta característica hace que la fibra óptica sea muy útil cuando medimos en condiciones medioambientales extremas.
- La fibra óptica está compuesta fundamentalmente de un material dieléctrico, la sílice, lo que hace que sea extremadamente atractiva para desarrollar sensores que tengan que instalarse en lugares en los que los sensores eléctricos no están indicados (por ejemplo, con riesgo de explosión).
- Los sensores basados en fibra óptica se pueden multiplexar de forma sencilla en longitud de onda, permitiendo con una sola fibra la monitorización de decenas o incluso centenas de puntos de medida. Además la propia fibra puede actuar como un sensor distribuido, permitiendo monitorizar con una sola fibra decenas de kilómetros, con separación de los puntos de medida de metros.

Todas estas características hacen de los sensores de fibra una solución atractiva y competitiva para diferentes aplicaciones en donde otras tecnologías no pueden ser instaladas. Entre los distintos tipos de sensores de fibra óptica disponibles en el mercado, hay sensores puntuales, como las redes de Bragg o algunos tipos de sensores interferométricos, y sensores distribuidos, basados en el *scattering* Rayleigh, Raman o Brillouin. Los distribuidos han despertado gran interés tanto en la industria como en el mundo académico, ya que permiten medir varios centenares de puntos a lo largo de decenas de kilómetros de una única fibra óptica usando una única unidad de interrogación. Esto es muy interesante cuando se necesita monitorizar muchos puntos de una gran estructura, ya que un único sensor distribuido puede reemplazar a muchos sensores puntuales, reduciendo el coste por punto de medida.

Los sistemas sensores basados en el fenómeno de *scattering* Brillouin estimulado son una opción consolidada para monitorizar grandes infraestructuras civiles, con la que se ha conseguido realizar medidas sobre más de 100 km con resolución espacial por debajo del metro. Sus características proporcionan excelentes resultados en muchos campos prácticos como en ingeniería civil y estructural para monitorizar puentes, tuberías o túneles, en ambientes hostiles como centrales nucleares o en industrias de gas y petróleo. Además los sensores distribuidos basados en Brillouin pueden ser también útiles en el sector de la energía para medir la potencia de la red eléctrica. Además de para aplicaciones de largo alcance, los sensores distribuidos Brillouin sirven para medir de forma dinámica pequeñas estructuras, como turbinas eólicas, estructuras aeronáuticas o tanques de almacenaje de sustancias químicas.

Las numerosas aplicaciones descritas y el interés de otros sectores en ellos son la principal motivación para mejorar el funcionamiento de este tipo de sensores.

## 1.2. Objetivos

Los aspectos que acabamos de exponer nos indujeron a plantearnos los siguientes objetivos en esta tesis:

- Estudiar teóricamente el efecto no lineal de *scattering* Brillouin en la fibra óptica. En este estudio se presta especial atención al *scattering* Brillouin estimulado (SBS) aplicado al desarrollo de sensores distribuidos, objetivo específico de este trabajo.
- Estudiar y analizar cualitativamente dos tipos de sensores distribuidos de fibra óptica basados en el SBS: sensores Brillouin en el dominio del tiempo, BOTDA, y sensores Brillouin basados en la correlación, BOCDA. Identificar correctamente las limitaciones de estos esquemas de medida, donde se considera la contribución de diferentes parámetros clave (potencias de sonda y bombeo, distancia de fibra, resolución espacial, ruido, etc.)
- Estudiar y aplicar un nuevo método de eliminación de uno de los principales ruidos en los sensores distribuidos BOTDA, el ruido de polarización. Cuanto menor sea este ruido, mayor será la relación señal a ruido (SNR) de las medidas y, por tanto, se obtendrán sensores de mayor alcance.
- Proponer y validar una nueva técnica basada en la introducción de un interferómetro de Sagnac (SI) dentro de un sensor BOTDA (SI-BOTDA), de modo que, aprovechando la no reciprocidad del SBS, se obtienen medidas distribuidas de la forma de fase Brillouin, a partir de la cual es posible extraer el perfil de temperatura/deformación de la fibra óptica.

- Realizar un estudio comparativo, teórico y experimental, de la incertidumbre de medida que se obtiene con un ajuste cuadrático clásico sobre la curva de ganancia Brillouin (BGS) y el que se obtiene con un ajuste lineal sobre la curva de fase Brillouin (BPS).
- Proponer y validar una técnica basada en la introducción de un interferómetro de Sagnac (SI) dentro de un sensor BOCDA para medir el BPS (SI-BOCDA), de modo que se consiga reducir el ruido Rayleigh coherente que aparece en el SI-BOTDA, a la vez que se reduce la resolución espacial de forma considerable. Este trabajo constituye la primera demostración de un BOCDA capaz de realizar medidas del BPS.

### 1.3. Estructura del Trabajo

Este trabajo se organiza en ocho capítulos. Los seis principales se corresponden con los seis grandes objetivos abordados en esta tesis y definidos en la sección anterior.

- Capítulo 2: “*Scattering* Brillouin” cubre los fundamentos teóricos básicos de los procesos físicos que tienen lugar dentro de la fibra cuando implementamos sensores Brillouin. Se centra en especial en el *scattering* Brillouin estimulado, que se utiliza para desarrollar los sistemas de monitorización descritos en el capítulo 3.
- Capítulo 3: “Sensores distribuidos de fibra óptica basados en *scattering* Brillouin” se centra en introducir dos técnicas diferentes usadas para implementar sensores distribuidos de fibra óptica basados en SBS, BOTDA y BOCDA. Se presenta el modelo teórico para proporcionar un mayor entendimiento del comportamiento de estos sensores y se discuten los principales factores que limitan su funcionamiento.
- Capítulo 4: “Eliminación del ruido de polarización” se presenta y demuestra un nuevo método que permite la eliminación del ruido de polarización en un sensor BOTDA que se basa en el uso de detección balanceada, de la que se habla en profundidad, y en la utilización de señales de sonda Stokes y anti-Stokes con estados de polarización ortogonales. También se presenta una mejora de ésta técnica, conseguida añadiendo una despolarización de la señal de bombeo.
- Capítulo 5: “Sensor distribuido BOTDA interferométrico” se describe y demuestra una nueva técnica que se basa en la medida del desfase no lineal inducido por el *scattering* Brillouin para conseguir obtener de forma distribuida la temperatura/deformación en la fibra óptica. Este método explota la característica de no reciprocidad que posee el efecto de SBS, introduciendo un interferómetro de Sagnac en el esquema de un sensor estándar BOTDA.
- Capítulo 6: “Precisión en la determinación del BFS en sistemas BOTDA con medidas de fase” se realiza un análisis estadístico del error producido cuando se determina el perfil de frecuencia Brillouin (BFS) empleando medidas del BPS. También, se propone y valida experimentalmente una expresión matemática para la incertidumbre del BFS

- en función de diferentes parámetros experimentales. Finalmente, se comparan los resultados teóricos y experimentales obtenidos con la incertidumbre en la determinación de la frecuencia que obtenemos con el ajuste cuadrático clásico del BGS bajo similares condiciones de medida, es decir, mismo rango de barrido espectral, paso de frecuencia, y lo que es más importante, bajo las mismas condiciones de SNR.
- Capítulo 7: “Sensor interferométrico distribuido BOCDA con procesado temporal” se propone y demuestra experimentalmente un nuevo esquema de medida del BPS insertando un SI, del mismo modo que se hacía en el capítulo 5 en un BOTDA estándar, pero en este caso en una estructura BOCDA con análisis temporal, de modo que el ruido de correlación debido al interferómetro se puede reducir gracias a la naturaleza de las señales moduladas usadas. Este trabajo es la primera demostración de un BOCDA capaz de realizar medidas del BPS.
  - Por último, se presentan las conclusiones y líneas abiertas de este trabajo en el Capítulo 8.



## Capítulo 2 Scattering Brillouin

La dispersión es un proceso físico en el cual ondas, tales como la luz, son forzadas a desviarse de su trayectoria lineal debido a la presencia de una o más inhomogeneidades presentes en el medio que atraviesan. La mencionada desviación, también conocida como *scattering*, puede tener diferente naturaleza dependiendo de la intensidad de las variables que están presentes en el fenómeno. Si se considera la luz como una onda electromagnética que se propaga por una fibra óptica (medio dieléctrico), el *scattering* puede ser espontáneo o estimulado, dependiendo de la intensidad de la luz que viaja por el medio.

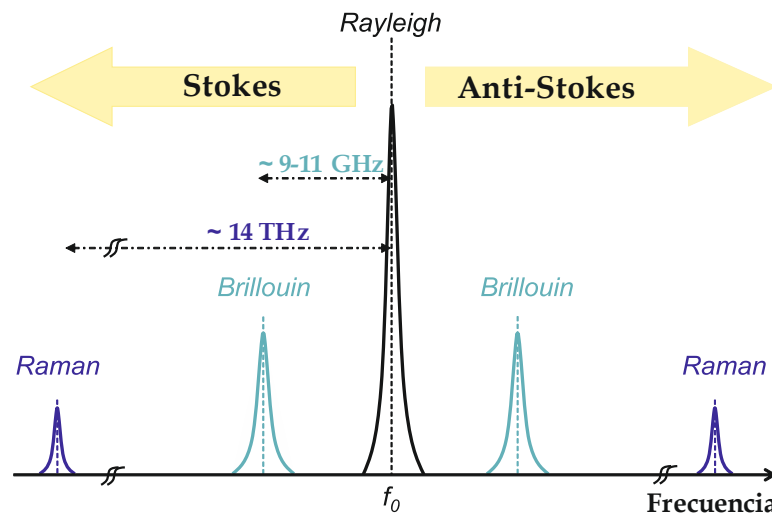


Figura 2.1: Representación gráfica de los espectros de los tres procesos de scattering espontáneos en fibras ópticas [1].

Cuando el proceso de *scattering* tiene lugar en las fibras ópticas, el proceso de *scattering* le quitará algunos fotones a la onda incidente produciendo al mismo tiempo fotones dispersados. Estos fotones dispersados podrán estar desplazados en dirección, frecuencia y fase. Dependiendo de la energía transferida desde el medio a los fotones dispersados, el *scattering*



puede ser elástico o inelástico. El *scattering* es elástico cuando los fotones dispersados mantienen su energía, teniendo así la misma frecuencia que la onda incidente, como es el caso del *scattering* Rayleigh. Si, por el contrario, los fotones dispersados tienen diferente frecuencia debido a una transferencia de energía desde o hacia el medio, hablamos de *scattering* inelástico. Dentro de este segundo grupo se encuentran el *scattering* Brillouin y el *scattering* Raman. La Figura 2.1 representa los espectros de estos tres tipos de *scattering* cuando estos son espontáneos.

El *scattering* Brillouin estimulado (SBS) es un proceso óptico no lineal observado por primera vez por Chiao *et al.* en 1964 [2] en cristales de zafiro y cuarzo. Se manifiesta a través de la generación de una curva de ganancia y/o atenuación contra-propagante y desplazada en frecuencia cuando una señal coherente y con una potencia que supera el umbral se introduce por uno de los extremos de una fibra óptica. Es justamente, por el hecho de que el SBS produce una banda de amplificación y/o atenuación a otra frecuencia, el motivo por el que este fenómeno físico limita la potencia de canal en las telecomunicaciones ópticas. Sin embargo, este efecto tan perjudicial sobre los sistemas de comunicaciones puede aprovecharse para la realización de láseres muy estrechos espectralmente [3], amplificadores Brillouin en fibra de banda estrecha [4], filtros ópticos de banda estrecha y espectro controlado [5], además de sensores distribuidos, como los que nos ocupan en esta tesis.

En este capítulo abordaremos la descripción y el desarrollo detallado del fenómeno *scattering* Brillouin por la enorme importancia que presenta este efecto no lineal en el marco de esta tesis doctoral. Aunque en primer lugar revisaremos brevemente el efecto de *scattering* Brillouin espontáneo, nos centraremos sobre todo en el SBS, ya que éste constituye la base de la tesis. Empezaremos introduciendo el concepto de electrostricción, relacionándolo con el SBS estimulado ya que, debido a su capacidad para crear una gran cantidad de fonones acústicos, es el mecanismo necesario para generar este *scattering* en la fibra óptica. Pasaremos a resumir el desarrollo teórico que permite obtener las principales ecuaciones que gobiernan el proceso de SBS. A continuación, mostraremos una estimación de la potencia umbral necesaria para generar este fenómeno no lineal, y comentaremos algunas de sus limitaciones de potencia. Por último abordaremos la influencia que tienen diversos parámetros, tanto intrínsecos como extrínsecos, sobre las propiedades de este *scattering*, haciendo especial hincapié en la dependencia que tiene el SBS con la polarización. Para examinar las propiedades de polarización del SBS se llevará a cabo un análisis vectorial completo tanto en el espacio de Jones como en el de Stokes.

El objetivo de este capítulo es, por tanto, revisar todos los conceptos necesarios para entender en profundidad este proceso óptico no lineal necesario para la implementación de los sensores Brillouin, BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis) y BOCDA (Brillouin Optical Correlation Domain Analysis), sobre los que discutiremos en profundidad en el capítulo siguiente.

## 2.1. Scattering Brillouin espontáneo

Hablar de efectos de *scattering* espontáneos implica que las propiedades ópticas del medio por el que viaja la luz permanecen inalteradas. Esto sólo se produce cuando la potencia de la onda de luz mencionada permanece por debajo de cierto umbral de potencia; una vez superado este nivel, el efecto de *scattering* se considera estimulado. Los efectos de *scattering* espontáneo son generados por excitaciones mecánicas o térmicas del medio con una intensidad proporcional a la intensidad de la onda incidente.

El *scattering* Brillouin espontáneo es un proceso de *scattering* inelástico producido por la propagación de ondas de presión, originadas por fonones acústicos, cuyo desplazamiento de frecuencia viene determinado por la velocidad acústica en el medio.

Cuando los fotones dispersados tienen menor frecuencia que la onda incidente se conocen normalmente como componentes Stokes. Si por el contrario estos fotones dispersados tienen mayor frecuencia que la onda incidente se les denomina componentes anti-Stokes. En la Figura 2.2 se muestra un espectro típico de la luz dispersada en el que se representa la onda incidente y las ondas Stokes y anti-Stokes del *scattering* Brillouin situadas a cada lado.

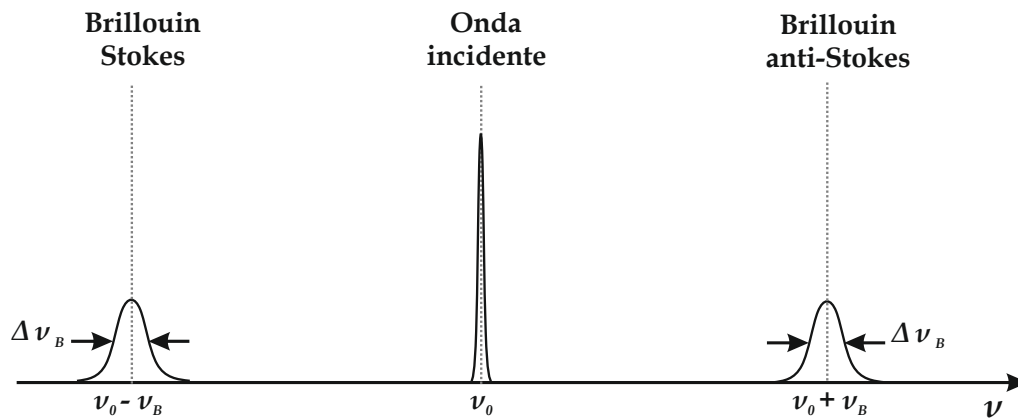


Figura 2.2: Representación gráfica del espectro del *scattering* Brillouin espontáneo.

El *scattering* Brillouin espontáneo se basa en el movimiento de una onda de presión  $\vec{p}$  que genera una onda de variación de densidad  $\overline{\Delta\rho}$ , la cual a su vez genera una perturbación en la polarización en el medio a través del efecto foto-elástico. Para entender el comportamiento óptico de la luz debemos analizar primero la propagación de la onda de presión a lo largo de la fibra.

La ecuación (2.1) describe el comportamiento periódico de estas variaciones de presión (c.c. significa complejo conjugado):

$$\overrightarrow{\Delta p}(z, t) = Q(z, t)e^{j(\vec{q}z - \Omega_a t)} + c. c \quad (2.1)$$

donde las variables  $\vec{q}$  y  $\Omega_a = V_A |\vec{q}|$  representan respectivamente el vector de onda y la frecuencia angular de la onda acústica,  $Q$  es su amplitud compleja y  $V_A$  denota su velocidad. Esta velocidad, que depende de las propiedades del material, se puede expresar como:

$$V_A = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{C_S \rho}} \quad (2.2)$$

siendo  $K$  el módulo de volumen y  $C_S$  la compresibilidad adiabática [6].

La intensidad de la onda de presión varía espacialmente de la siguiente forma [7]:

$$|\overrightarrow{\Delta p}(z)|^2 = |\overrightarrow{\Delta p}(0)|^2 e^{(-\alpha_a z)} \quad (2.3)$$

siendo  $\alpha_a$  el coeficiente de absorción acústica definido como:

$$\alpha_a = \frac{\Gamma_B}{V_A} = \frac{|q|^2 \Gamma}{V_A} \quad (2.4)$$

donde  $\Gamma_B$  es el coeficiente de amortiguamiento acústico y, por definición, es inversamente proporcional al tiempo de amortiguamiento acústico  $\tau_B$ , que representa el tiempo de vida medio de los fonones acústicos en el medio (valor típico de 10 ns para fibras de silicio a  $\lambda=1550$  nm).  $\Gamma$  es el coeficiente de amortiguamiento.

El siguiente paso es representar la propagación de estas fluctuaciones de presión [8]:

$$\frac{\partial^2 \overrightarrow{\Delta p}(z, t)}{\partial t^2} - \Gamma \nabla^2 \frac{\partial \overrightarrow{\Delta p}(z, t)}{\partial t} - V_A \nabla^2 \overrightarrow{\Delta p}(z, t) = 0 \quad (2.5)$$

Ahora vamos a analizar la situación en la que la onda óptica viaja a lo largo de estas fluctuaciones térmicas de la onda acústica. La ecuación (2.6) representa la evolución espacial-temporal de una onda monocromática electromagnética caracterizada por su vector de onda  $\vec{k}$  y su frecuencia angular  $\omega$ :

$$\vec{E}(z, t) = E_0 e^{j(\vec{k}z - \omega t)} + c. c. \quad (2.6)$$

La propagación de la luz en una fibra óptica monomodo viene determinada por la ecuación de Helmholtz [6]:

$$\nabla^2 \vec{E}(z, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(z, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(z, t)}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

siendo  $n$  el índice de refracción del medio,  $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 3 \times 10^8$  m/s la velocidad de la luz en el vacío,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  N/A<sup>2</sup> la permeabilidad magnética en el vacío,  $\epsilon_0 \approx 8.85 \times 10^{-22}$  F/m la constante dieléctrica en el vacío y  $\vec{P}$  el vector de polarización que depende de la variación de la onda de presión como se expresa en la ecuación siguiente [6]:

$$\vec{P}(z, t) = \Delta \epsilon \vec{E}(z, t) = \epsilon_0 \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right) \Delta p(z, t) \vec{E}(z, t) = \epsilon_0 \gamma_e C_S \Delta p(z, t) \vec{E}(z, t) \quad (2.8)$$

donde  $\Delta \epsilon$  son las fluctuaciones de la constante dieléctrica y  $\gamma_e$  es el coeficiente electrostrictivo que, de acuerdo con la ley de Lorentz-Lorenz, se puede calcular como [7][9]:

$$\gamma_e = \left( \rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0} \quad (2.9)$$

Donde  $\rho_0$  es la densidad promedio del medio. Insertando las ecuaciones (2.1) y (2.6) en la ecuación (2.8), la polarización la podemos escribir:

$$\vec{P}(z, t) = \epsilon_0 \gamma_e C_S \left[ Q(z, t)^* E_0 e^{j((\vec{k}-\vec{q})z - (\omega - \Omega_a)t)} + Q(z, t) E_0 e^{j((\vec{k}+\vec{q})z - (\omega + \Omega_a)t)} \right] + c. c. \quad (2.10)$$

Finalmente insertando la ecuación (2.10) en la ecuación de la onda perturbada (2.7) obtenemos la siguiente expresión que describe el *scattering* Brillouin espontáneo:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E}(z, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(z, t)}{\partial t^2} \\ = -\frac{\gamma_e C_S}{c^2} \left[ (\omega - \Omega_a)^2 Q(z, t)^* E_0 e^{j((\vec{k}-\vec{q})z - (\omega - \Omega_a)t)} \right. \\ \left. + (\omega + \Omega_a)^2 Q(z, t) E_0 e^{j((\vec{k}+\vec{q})z - (\omega + \Omega_a)t)} \right] + c. c. \end{aligned} \quad (2.11)$$

De la parte derecha de la ecuación (2.11) se puede extraer que con la presencia de una onda acústica aparecen dos nuevas componentes espectrales ópticas debido a la polarización del medio, una a frecuencia inferior ( $\omega - \Omega_a$ ), la conocida como componente Stokes, y otra a frecuencia superior ( $\omega + \Omega_a$ ), la llamada componente anti-Stokes. A partir de la expresión matemática anterior y, siguiendo las leyes de conservación de la energía y momento para las

ondas involucradas en el proceso, podemos extraer las siguientes expresiones para el vector de onda de la componente Stokes:

$$\vec{k}_s = \vec{k} - \vec{q} \quad (2.12)$$

y para su frecuencia angular:

$$\omega_s = \omega - \Omega_a \quad (2.13)$$

De la misma forma podemos representar el vector de onda de la componente anti-Stokes:

$$\vec{k}_s = \vec{k} + \vec{q} \quad (2.14)$$

y su frecuencia angular:

$$\omega_s = \omega + \Omega_a \quad (2.15)$$

donde los vectores de onda y las frecuencias angulares están relacionadas a través de las relaciones de dispersión:

$$|\vec{k}| = \frac{n}{c} \omega, |\vec{k}_s| = \frac{n}{c} \omega_s, |\vec{q}| = \frac{\Omega_a}{V_a} \quad (2.16)$$

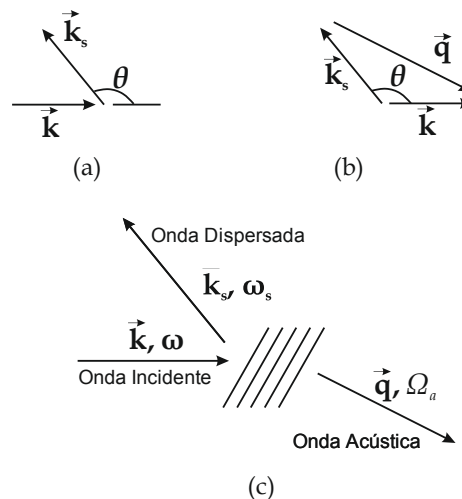


Figura 2.3: Ilustración de la generación del componente Stokes a través del scattering Brillouin [6].

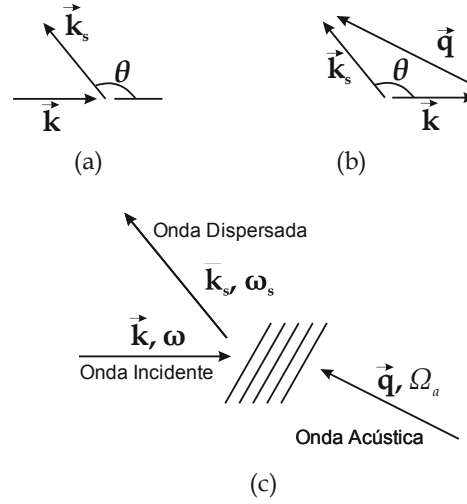


Figura 2.4: Ilustración de la generación del componente anti-Stokes a través del scattering Brillouin [6].

En la Figura 2.3 y en la Figura 2.4 hemos representado gráficamente los tres vectores de onda involucrados en el proceso de *scattering* Stokes y anti-Stokes respectivamente para un medio óptico cualquiera atravesado por una onda plana. Por un lado, la Figura 2.3(a) y la Figura 2.4(a) muestran la orientación relativa de los campos incidentes y dispersados, siendo  $\theta$  el ángulo entre estos dos vectores de onda, y por otro la Figura 2.3(b) y la Figura 2.4(b) muestran la relación entre los vectores de onda de las ondas acústica, incidente y dispersada [6].

Desde un punto de vista cuántico, el *scattering* Brillouin espontáneo es una interacción entre un fotón y un fonón acústico. Como la frecuencia del fonón ( $\Omega_a$ ) es despreciable en comparación con la frecuencia del fotón ( $\omega$ ) (10 GHz frente a 200 THz) [10], la energía del fonón es también despreciable en comparación con la de un fotón. De esta manera, durante la interacción entre un fotón y un fonón podemos considerar que la energía y la frecuencia del fotón permanecen constantes, y que tampoco cambia el valor absoluto del vector de onda del fotón, aunque sí su dirección, pudiéndose realizar la aproximación:  $|\vec{k}_s| \approx |\vec{k}|$ . De esta manera el análisis de la Figura 2.3 y la Figura 2.4 nos lleva a la relación:

$$|\vec{q}| = 2|\vec{k}| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.17)$$

Usando las relaciones de dispersión (2.16), la frecuencia acústica se puede expresar:

$$\Omega_a = 2|\vec{k}| V_A \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{2n\omega V_A}{c} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.18)$$

La ecuación (2.18) muestra que el desplazamiento de frecuencia depende del ángulo  $\theta$ . Debido a que la onda incidente se propaga a lo largo de la fibra óptica,  $\theta$  se corresponde con el ángulo respecto del eje de simetría de la propia fibra. Cuando trabajamos con fibras ópticas monomodo, la luz puede propagarse únicamente en dos direcciones, la co-propagante ( $\theta = 0^\circ$ ) y la contra-propagante ( $\theta = 180^\circ$ ). De la ecuación (2.18) se desprende que para la dirección co-propagante ( $\theta = 0^\circ$ ) no se produce desplazamiento de frecuencia. De hecho, si observamos la ecuación (2.17) vemos que para esta dirección el vector de onda  $\vec{q}$  y, por tanto, la frecuencia  $\Omega_a$  son iguales a cero, por lo que no se produce *scattering* Brillouin. Sin embargo, para la dirección contra-propagante ( $\theta = 180^\circ$ ), el vector de onda  $\vec{q}$  es máximo. Ésta es la razón por la cual el *scattering* Brillouin aparece únicamente en la dirección contra-propagante [11]. En fibras ópticas el desplazamiento de frecuencia Brillouin (BFS) representa el máximo valor de  $\Omega_a$  y lo representamos como:

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2nV_A}{\lambda_p} \quad (2.19)$$

donde  $\lambda_p$  es la longitud de onda de la onda incidente. En una fibra estándar monomodo (SMF) con índice de refracción  $n$  de 1.45, velocidad acústica  $V_A$  de 5900 m/s y una longitud de onda incidente  $\lambda_p$  de 1550 nm, el valor típico del desplazamiento de frecuencia Brillouin  $\nu_B$  está en torno a los 11 GHz.

Las componentes Brillouin no son estrictamente monocromáticas debido a la duración finita del fonón y, como mostraba la Figura 2.2, tienen un espectro con un perfil Lorentziano [7]:

$$S(\nu) \propto \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \quad (2.20)$$

donde  $\Delta\nu_B = 1/\pi\tau_B = \Gamma_B/\pi$  es el ancho espectral Brillouin a media altura (FWHM). Cuando tenemos en cuenta el ancho de banda finito de la luz incidente, las componentes Brillouin resultan de la convolución entre las líneas Brillouin intrínsecas con forma Lorentziana, y el espectro óptico del láser [8].

## 2.2. Scattering Brillouin estimulado

El *scattering* Brillouin espontáneo es, como vimos en la sección previa (sección 2.1), un efecto lineal, ya que la intensidad de la luz incidente, al ser baja, no tiene efectos en la respuesta del material. Este efecto se debe a la presencia de in-homogeneidades en el medio debidas a fluctuaciones de densidad, es decir, a fonones acústicos térmicamente excitados, como ya vimos en la sección anterior. La eficiencia del *scattering* espontáneo es pequeña y depende directamente del número de fonones acústicos. Sin embargo, en el régimen estimulado el

*scattering* Brillouin se convierte en un fenómeno no lineal porque la intensidad de luz incidente puede provocar la generación de fonones acústicos y, en este caso, no sólo los movimientos térmicos son la fuente de las ondas acústicas en el medio. En este proceso de intensificación, los fotones de la fuente de luz son aniquilados produciendo un aumento exponencial en la onda de Stokes debido a un crecimiento exponencial de la amplitud de la onda acústica [7] mejorándose, de esta forma, la eficiencia del proceso estimulado [12].

Si consideramos una intensidad de luz incidente alta, la polarización inducida  $\vec{P}$  ya no será únicamente función lineal del campo incidente  $\vec{E}$ , como pasaba en el caso del *scattering* espontáneo, sino que  $\vec{P}$  ahora tendrá dos componentes: la componente lineal  $\vec{P}_L$  y la no lineal  $\vec{P}_{NL}$  [6].

El origen del SBS puede deberse a dos mecanismos [7]: utilizar una potencia de bombeo mayor que el umbral Brillouin (que veremos en detalle en la sección 2.2.4) (generador Brillouin); o introducir una onda contra-propagante, conocida como señal de sonda  $\omega_s$ , a la señal incidente conocida como señal de bombeo  $\omega_p$ , con una frecuencia equivalente a la frecuencia Brillouin Stokes o anti-Stokes para estimular el proceso de *scattering* (amplificador/atenuador Brillouin).

Durante este procedimiento las ondas ópticas pueden generar ondas acústicas a través de dos mecanismos físicos. Uno es la electrostricción y el otro la absorción óptica, que es menos utilizado que el SBS electrostrictivo, ya que puede ocurrir solo en medios ópticos con pérdidas [6]. En la sílice el principal mecanismo es la electrostricción y es, por tanto, el efecto que trataremos en la sección siguiente (sección 2.2.1).

### 2.2.1 Electrostricción

El proceso físico de la electrostricción es el responsable de que se produzca el *scattering* Brillouin estimulado. Este fenómeno se produce por la tendencia de los materiales dieléctricos, tales como la sílice, a comprimirse en presencia de un campo eléctrico intenso. Este fenómeno está relacionado con la tendencia de las moléculas a moverse o reorientarse para maximizar la energía potencial debida a la presencia de un campo eléctrico [13].

La fuerza electrostrictiva es una fuerza mecánica que aparece en un dieléctrico en la presencia de un campo electrostático. Normalmente se analiza desde un punto de vista macroscópico (presiones electrostrictivas que se deben al cambio de energía potencial de un volumen de dieléctrico inmerso en un campo eléctrico) [13].

Bajo la presencia del campo eléctrico  $\vec{E}$ , el volumen de dieléctrico desarrolla un momento dipolar que incrementa su energía potencial  $\Delta u$  [6], de modo que:



$$\Delta u = \frac{1}{2} \Delta \mathcal{E} |\vec{E}| \quad (2.21)$$

La fuerza resultante viene dada por [6]:

$$\vec{F} = -\nabla u \quad (2.22)$$

La fuerza  $\vec{F}$  genera una presión interna conocida como presión electrostrictiva,  $p_{st}$ . En el caso de un medio compresible, el efecto de la fuerza electrostrictiva genera un desplazamiento molecular y fluctuaciones de la densidad del material  $\Delta\rho$  con respecto a la densidad promedio del medio  $\rho_0$ . Consecuentemente, la constante dieléctrica varía siguiendo [13]:

$$\Delta \mathcal{E} = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \rho} \Delta \rho \quad (2.23)$$

El trabajo por unidad de volumen  $\Delta W$  realizado por la fuerza de compresión del material se relaciona directamente con  $p_{st}$  a través de la siguiente expresión [12]:

$$\Delta W = p_{st} \frac{\Delta V}{V} = -p_{st} \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \quad (2.24)$$

Donde  $V$  es el volumen,  $\Delta V$  la variación de éste y  $\Delta \rho$  la variación de densidad en el medio. La condición de equilibrio interno  $\Delta W = \Delta u$  (válida asumiendo que la energía eléctrica se emplea totalmente para la compresión del medio) y (2.24) determinan el valor de la presión electrostrictiva  $p_{st}$  representada en función de la intensidad del campo eléctrico  $\vec{E}$  [12]

$$p_{st} = -\frac{1}{2} \rho_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \rho} |\vec{E}|^2 = -\frac{1}{2} \epsilon_0 \gamma_e |\vec{E}|^2 \quad (2.25)$$

Como  $p_{st}$  es negativo, la presión electrostrictiva se reducirá en las regiones con un campo eléctrico intenso. Por este motivo, las moléculas se moverán hacia estas regiones dentro del medio, de modo que la densidad del material se comprimirá localmente y, consecuentemente, se producirá un incremento del índice de refracción [13]. Como el desplazamiento de moléculas es muy lento comparado con las ondas ópticas, debemos reemplazar la intensidad del campo eléctrico por su promedio sobre muchos periodos ópticos:

$$p_{st} = -\frac{1}{2} \epsilon_0 \gamma_e \langle |\vec{E}|^2 \rangle \quad (2.26)$$

## 2.2.2 Scattering Brillouin estimulado a través de electrostricción

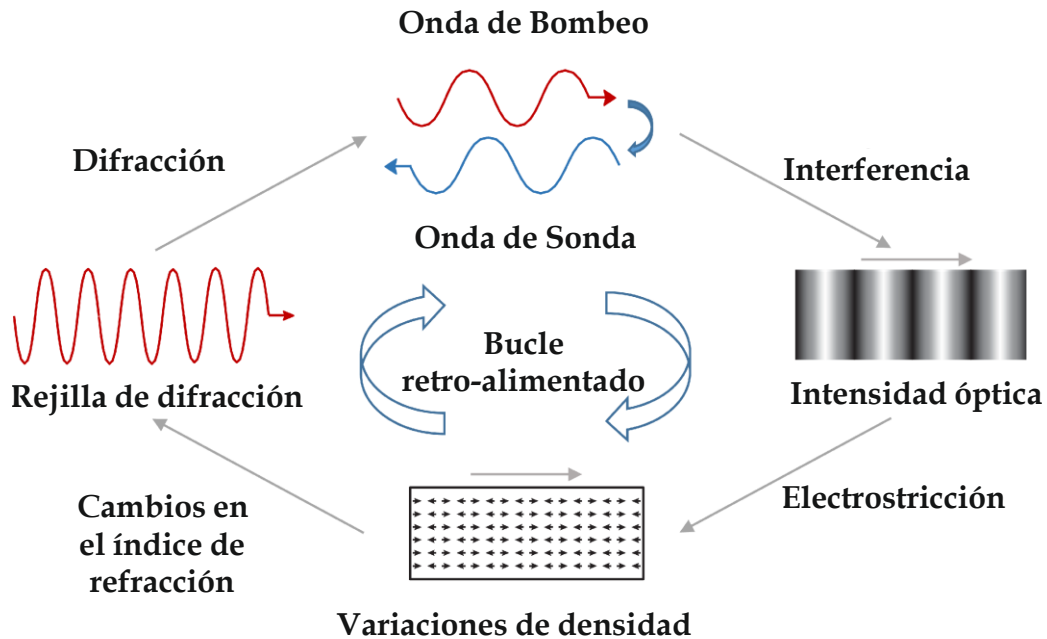


Figura 2.5: Representación esquemática del proceso de scattering Brillouin estimulado a través de la electrostricción [14].

En la sección previa vimos cómo la electrostricción era el mecanismo necesario para generar SBS en las fibras ópticas, ya que puede generar un gran número de fonones acústicos. La estimulación se refuerza con el batido de la onda incidente (señal de bombeo) con la señal contra-propagante correspondiente: la onda Stokes/anti-Stokes en caso de tratarse de generador Brillouin o la señal de Sonda cuando se trata de amplificador/atenuador Brillouin. En el caso de la configuración del generador Brillouin el desplazamiento de frecuencia viene dado por la ecuación (2.19), mientras que para el caso de amplificador/atenuador Brillouin la frecuencia de la señal externa tiene que coincidir además, con la frecuencia de la onda Stokes/anti-Stokes producida por *scattering* espontáneo en el medio que sufre amplificación/atenuación a través del proceso de SBS, siendo en este caso el desplazamiento de frecuencia igual a la diferencia entre la frecuencia de la señal de sonda y la señal de bombeo.

- Generador Brillouin:  $\nu_B = 2nV_A/\lambda_p$
- Amplificador Brillouin:  $\nu_B = \nu_p - \nu_S = 2nV_A/\lambda_p$
- Atenuador Brillouin:  $\nu_B = \nu_S - \nu_p = 2nV_A/\lambda_p$

La Figura 2.5 ilustra el ciclo del proceso SBS para el caso de amplificador Brillouin, donde las dos ondas, la señal de bombeo intensa con frecuencia  $\nu_p$  y la onda contra-propagante de sonda

con frecuencia  $\nu_s$  interactúan de forma no lineal. Cuando la frecuencia del campo resultante del batido de ambas señales es igual que el desplazamiento Brillouin del medio se genera una onda acústica a través del proceso de electrostricción. Esta onda acústica genera una modulación periódica del índice de refracción del material creando una red de difracción de Bragg que dispersa la señal de bombeo [15]. La luz dispersada sufre un desplazamiento de frecuencia debido al efecto Doppler inducido por la red de difracción viajando a la velocidad acústica  $V_A$ . La señal de sonda será amplificada por la transferencia de la luz dispersada, la cual fortalece a su vez la onda acústica. Este proceso se repite cíclicamente ya que la onda de sonda y la onda acústica se refuerzan mutuamente.

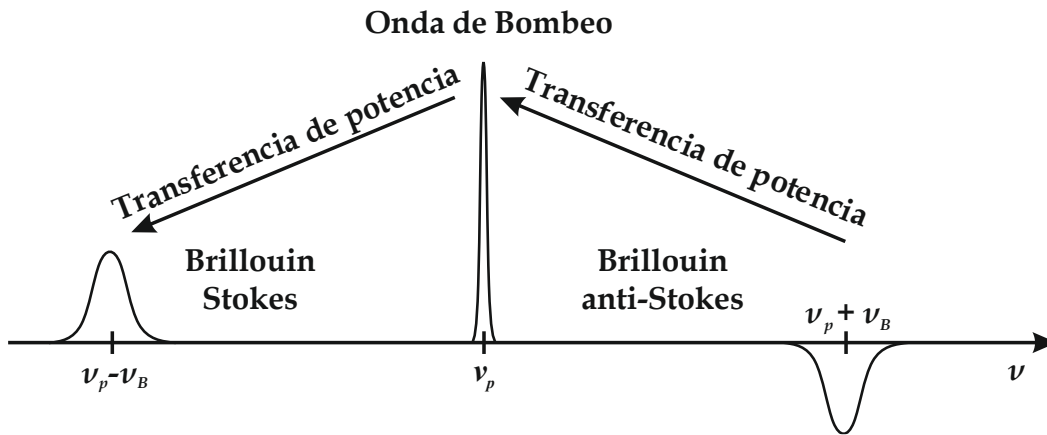


Figura 2.6: En el proceso de SBS, en la configuración de amplificador/atenuador Brillouin, la componente Stokes es amplificada, mientras que los fotones anti-Stokes son aniquilados. Ambas componentes son desplazadas la misma frecuencia  $\nu_B$ .

En el caso de la onda anti-Stokes, por las propiedades de conservación de energía y momento, se aniquilarán fonones en lugar de ser creados como pasaba con el *scattering* Stokes [16]. La onda anti-Stokes será atenuada, por tanto, en beneficio de la onda de bombeo (ver Figura 2.6). Cuando el proceso estimulado comience, la población de fonones anti-Stokes se agotará rápidamente y el *scattering* anti-Stokes se atenuará.

En las secciones siguientes nos centraremos en el comportamiento del *scattering* Stokes, aunque, la representación matemática es prácticamente idéntica en los dos casos, cambiando solo en el signo de la definición de ganancia Brillouin [17].

### 2.2.3 Descripción teórica del scattering Brillouin estimulado

En este apartado vamos a obtener las ecuaciones que describen el SBS. El SBS implica la presencia simultánea de tres ondas (el bombeo, la sonda y la onda acústica) relacionadas entre sí por medio de una interacción fotón-fonón, como hemos visto en las secciones previas. Por

simplicidad consideramos que las ondas se propagan únicamente a lo largo del eje de la fibra (el eje  $z$ ). También hemos considerado la naturaleza contra-propagante de la onda Stokes con respecto al bombeo en la dirección negativa de la fibra ( $z$  negativo).

El campo eléctrico dentro de la fibra se puede representar como la suma de los campos de las ondas de bombeo y de sonda:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_p(z, t) + \vec{E}_S(z, t) \quad (2.27)$$

donde los campos de bombeo y sonda se definen como:

$$\vec{E}_p(z, t) = \widehat{e}_p A_p(z, t) e^{j(\vec{k}_p z - \omega_p t)} + c. c. \quad (2.28)$$

$$\vec{E}_S(z, t) = \widehat{e}_S A_S(z, t) e^{j(\vec{k}_S z - \omega_S t)} + c. c. \quad (2.29)$$

donde  $\widehat{e}_p$  y  $\widehat{e}_S$  son respectivamente el vector unitario de polarización para la onda de bombeo y sonda.  $A_p$  y  $A_S$  son respectivamente la amplitud compleja de la onda de bombeo y la de sonda. La eficiencia del proceso de *scattering* estimulado depende de la polarización relativa de las ondas de bombeo y la onda Stokes (ver apartado 2.3.2). La ecuación de la onda acústica es la ya definida en (2.1).

La evolución temporal y espacial de las dos ondas ópticas obtenida a partir de la ecuación de onda perturbada (2.7) viene dada por:

$$\nabla^2 \vec{E}_p(z, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_p(z, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_p(z, t)}{\partial t^2} \quad (2.30)$$

$$\nabla^2 \vec{E}_S(z, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_S(z, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_S(z, t)}{\partial t^2} \quad (2.31)$$

La evolución temporal y espacial de la onda acústica viene dada por:

$$\frac{\partial^2 \overline{\Delta p}(z, t)}{\partial t^2} - \Gamma \nabla^2 \frac{\partial \overline{\Delta p}(z, t)}{\partial t} - V_A \nabla^2 \overline{\Delta p}(z, t) = \nabla \vec{F} \quad (2.32)$$

En el lado derecho de las ecuaciones (2.30) y (2.31) aparecen las derivadas temporales de la polarización no lineal de las dos ondas,  $\vec{P}_p$  y  $\vec{P}_S$ , inducida por la presencia de los campos eléctricos  $\vec{E}_p$  y  $\vec{E}_S$  respectivamente, mientras que en el lado derecho de la ecuación (2.32)

aparece la divergencia de la fuerza electrostrictiva  $\vec{F}$  por unidad de volumen ya definida en (2.22).

Los términos de polarizaciones no lineales,  $\vec{P}_p$  y  $\vec{P}_s$ , en el proceso de *scattering* sólo aparecen si su frecuencia es la misma que, respectivamente, la de la señal de bombeo o la de la onda Stokes. Podemos obtener las polarizaciones no lineales sustituyendo las ecuaciones (2.28) y (2.29) en (2.8), obteniendo:

$$\vec{P}_p(z, t) = \epsilon_0 \gamma_e C_S \overline{\Delta \rho}(z, t) \vec{E}_p(z, t) = \widehat{e}_p \epsilon_0 \gamma_e C_S Q(z, t) A_p(z, t) e^{j(\vec{k}_p z - \omega_p t)} + c. c. \quad (2.33)$$

$$\vec{P}_s(z, t) = \epsilon_0 \gamma_e C_S \overline{\Delta \rho}(z, t) \vec{E}_s(z, t) = \widehat{e}_s \epsilon_0 \gamma_e C_S Q^*(z, t) A_s(z, t) e^{j(\vec{k}_s z - \omega_s t)} + c. c. \quad (2.34)$$

La fuerza electrostrictiva  $\vec{F}$  la representamos en función de las ondas ópticas dependiendo de sus direcciones de polarización relativa:

$$\vec{F} = -\nabla p_{st} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \gamma_e (\widehat{e}_p \cdot \widehat{e}_s) \nabla (E_p \cdot E_s^*) \quad (2.35)$$

Asumiendo que la diferencia entre las ondas de bombeo y la onda Stokes es pequeña ( $\omega \equiv \omega_p \approx \omega_s$ ), y por tanto, el coeficiente de atenuación de la fibra  $\alpha$  es igual para ambas ( $\alpha \equiv \alpha_p \approx \alpha_s$ ), y considerando un régimen estacionario (derivada temporal nula) podemos obtener directamente las intensidades de las ondas de bombeo y Stokes [18]:

$$\frac{\partial I_p(z)}{\partial z} = -g_B(\nu) I_p(z) I_s(z) - \alpha I_p(z) \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial I_s(z)}{\partial z} = -g_B(\nu) I_p(z) I_s(z) + \alpha I_s(z) \quad (2.37)$$

donde  $g_B(\nu)$  es el coeficiente complejo de ganancia Brillouin definido como [8] :

$$g_B(\nu) = \frac{g_{B0}}{1 + j \left( \frac{\nu - \nu_B}{\Delta \nu_B / 2} \right)} \quad (2.38)$$

donde  $g_{B0} = g_B(\nu_B)$  es el valor máximo del coeficiente de ganancia Brillouin cuyo valor medido en una fibra monomodo estándar es aproximadamente  $2 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1}$  [19] y se define como [8][20]:

$$g_{B0} = \frac{n_p 2\pi n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 \Delta v_B V_a} \quad (2.39)$$

siendo  $p_{12}$  el coeficiente elasto-óptico longitudinal y  $n_p$  la eficiencia de mezcla de polarización definida para el caso de fibras no birrefringentes como:

$$n_p = |\widehat{e}_p \cdot \widehat{e}_s|^2 \quad (2.40)$$

La interferencia dependerá, por tanto, del alineamiento de polarización relativa entre las ondas que interactúan,  $I_p$  e  $I_s$  (ver apartado 2.3.2).

La parte real de la ecuación (2.38) representa ganancia ( $> 0$ ) o pérdidas ( $< 0$ ), mientras que la parte imaginaria es responsable de un desfase generado por la interacción no lineal. Esta parte real se conoce como coeficiente de ganancia Brillouin y se puede representar con la siguiente expresión [13]:

$$g_B(\nu) = g_{B0} \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\Delta\nu)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \quad (2.41)$$

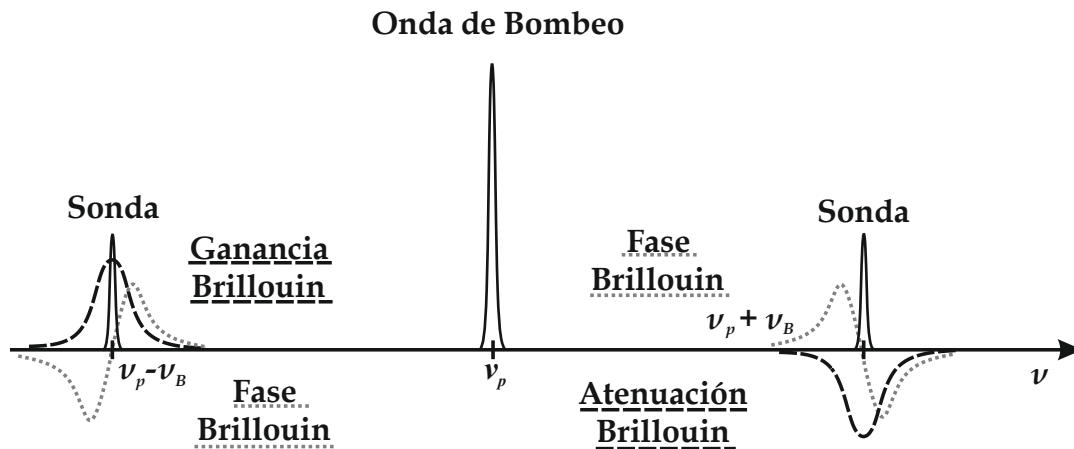


Figura 2.7: Distribución Lorentziana de la ganancia y atenuación Brillouin junto con su desplazamiento de fase no lineal asociado.

De las ecuaciones anteriores, podemos deducir que la curva de ganancia Brillouin sigue una distribución lorentziana, como ya habíamos observado para el caso del *scattering* Brillouin espontáneo. La interacción no lineal entre las dos ondas contra-propagantes lleva a una transferencia de energía que produce una ganancia de energía por parte de la onda Stokes y

una pérdida de energía por parte de la onda de bombeo. La amplificación Brillouin es máxima cuando  $\Delta\nu = 0$ , es decir, cuando el desplazamiento de frecuencia entre las ondas de bombeo y Stokes dentro de la fibra es igual al desplazamiento Brillouin expresado en (2.19).

En la Figura 2.7 se muestra un espectro típico de la luz dispersada en el que se representa la onda de bombeo y las curvas de ganancia y atenuación del *scattering* Brillouin, conocidas con espectro de ganancia Brillouin (BGS) situadas a cada lado junto con sus desplazamientos de fase asociados, denominado como espectro del desplazamiento de fase Brillouin (BPS).

## 2.2.4 Umbral del scattering Brillouin estimulado

Bajo el supuesto de que el bombeo se atenúa únicamente por las pérdidas de la fibra, es decir, suponiendo que no existe agotamiento de bombeo (descrito en el capítulo siguiente), el valor de la potencia de la onda Stokes en  $z = 0$  (onda que se introduce en  $z = L$ , siendo  $L$  la longitud total de la fibra óptica), se obtiene a partir de la ecuación (2.37), suponiendo un decaimiento exponencial de la intensidad de la señal de bombeo con la distancia debido a la atenuación ( $I_p(z) = I_p(0)e^{(-\alpha z)}$ ). En estas condiciones, podemos obtener la intensidad de la onda Stokes en  $z = 0$  [9], que crece exponencialmente en la dirección contra-propagante:

$$I_S(0) = I_S(L)e^{(g_B(\nu)I_p(0)L_{eff}-\alpha L)} \quad (2.42)$$

donde  $I_p(0)$  es la intensidad de señal inyectada en  $z = L$ .  $L_{eff}$  es la longitud efectiva, que puede ser vista como la longitud total sobre la cual el bombeo permanece constante.  $L_{eff}$  se ajusta de modo que el efecto producido por una intensidad constante  $I_p$  sobre la longitud  $L_{eff}$ , es igual a la producida sobre la longitud real de fibra  $L$  teniendo en cuenta la atenuación de la fibra  $\alpha$ . La relación entre la longitud efectiva  $L_{eff}$ , la longitud real  $L$ , y la atenuación  $\alpha$ , viene dada por [12]:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (2.43)$$

donde puede verse rápidamente que  $L_{eff}$  tiende a  $1/\alpha$  para longitudes largas, y por tanto no excede los 20 Km a la longitud de onda 1550 nm [12].

La ecuación (2.42) muestra que la onda Brillouin Stokes crece exponencialmente a medida que viaja a través de la fibra en la dirección contra-propagante, ya que la amplificación Brillouin ocurre como resultado del SBS. En el caso de generador Brillouin, el proceso de amplificación se debe al *scattering* Brillouin espontáneo y la eficiencia del proceso depende exponencialmente de la potencia de bombeo inyectada en la fibra. La intensidad óptica es

proporcional a la potencia óptica, a través de la relación  $I = P/A_{eff}$  [13], donde  $A_{eff}$  es el área efectiva, que puede ser expresada como [18]:

$$A_{eff} = \frac{2\pi \left[ \int_0^{+\infty} I(r) r dr \right]^2}{\int_0^{+\infty} I(r)^2 r dr} \quad (2.44)$$

donde  $I(r)$  es el perfil de intensidad del modo fundamental a lo largo del radio  $r$ . Para fibras de vidrio sólidas,  $A_{eff}$  puede variar en un rango de 20-100  $\mu\text{m}^2$  a la longitud de onda de 1550 nm, dependiendo del diseño de la fibra [18]. Así, cuanto más confinado se considera el modo de propagación, más importante es la eficiencia del proceso.

La potencia óptica de bombeo a la cual la potencia de Stokes generada en la fibra a partir de ruido espontáneo es igual a la potencia de bombeo inyectada se denomina convencionalmente potencia umbral  $P_{th}$  [13] y se puede estimar como [21]:

$$P_{th} \approx \frac{21A_{eff}}{g_B(\nu_B)L_{eff}} \quad (2.45)$$

Donde se ha supuesto que el ancho de línea de la radiación incidente es mucho menor que el ancho de línea Brillouin. El efecto Brillouin se produce en fibras largas ( $L_{eff} \sim 1/\alpha$ ) a partir de una potencia de bombeo de aproximadamente 4 mW (6 dBm) cuando usamos valores típicos de comunicaciones ópticas a 1550 nm ( $A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$ ,  $L_{eff} \approx 20 \text{ Km}$  y  $g_B(\nu_B) = 2 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1}$ ), lo que da una idea de la eficiencia de la interacción [20]. Debido a que el umbral para que se produzca el efecto Brillouin en fibras ópticas es muy bajo, es un efecto dominante en fibras ópticas cuando se emplean láseres muy coherentes [18].

La ecuación (2.45) se verifica siempre que el ancho de línea de bombeo sea significativamente más estrecho que el ancho de línea de ganancia Brillouin. Si no se cumple esta condición, tenemos que considerar la convolución de los dos espectros (el espectro del láser de bombeo y la curva de ganancia Brillouin). Además, esta fórmula no tiene en cuenta la evolución de la polarización a lo largo de la fibra. El factor numérico de la ecuación (2.45) debe ser ponderado en función de la integral de solapamiento entre los estados de polarización (SOPs) de las ondas Stokes y de bombeo [13]. La dependencia de la ganancia Brillouin con las propiedades de polarización de las ondas que interactúan en la fibra la trataremos en la siguiente sección.

## 2.3. Dependencia del SBS con la polarización

El proceso de SBS, como ya hemos visto en secciones previas, tiene su origen en la interferencia entre dos ondas ópticas (onda de bombeo y onda de sonda) que se propagan en



sentidos opuestos dentro de una fibra óptica. La eficiencia del SBS es, por tanto, inherentemente dependiente de las polarizaciones de los dos campos eléctricos que interactúan [22][23]. Para examinar las propiedades de polarización del SBS llevaremos a cabo, en primer lugar, una revisión de varios conceptos asociados con la polarización de la luz, así como la descripción de dos formalismos matemáticos que permiten describir la polarización, el formalismo de Jones y el de Stokes, y a continuación realizaremos un análisis vectorial completo (sección 2.3.2) examinando las propiedades de polarización del SBS, tanto en el espacio de Jones como en el de Stokes.

## 2.3.1 Conceptos básicos asociados a la polarización

### 2.3.1.1 Birrefringencia

La polarización lineal  $\vec{P}_L$  inducida por un campo eléctrico  $\vec{E}$  aplicado en un medio dieléctrico se debe al reordenamiento de las cargas del medio. De esta forma,  $\vec{P}_L$  depende fuertemente de la estructura molecular del medio y puede ser dependiente de la dirección del campo aplicado  $\vec{E}$  en un material anisótropo. En este caso, el índice de refracción  $n$  depende de la polarización de  $\vec{E}$ , y el medio se denomina birrefringente [24].

Una fibra SMF, lleva dos modos con polarizaciones ortogonales lineales. En una fibra ideal estos dos modos son degenerados, en el sentido de que tienen la misma constante de propagación  $\beta$ , y están desacoplados. Pero una ligera desviación de esta simetría ideal, inevitable en un caso real, debida a fluctuaciones aleatorias de la geometría o tensiones mecánicas, crea algo de birrefringencia, que resulta en una diferencia en las constantes de propagación de los modos [25].

El modo de polarización que se propaga con orientación en el eje rápido de birrefringencia evoluciona más rápidamente que su modo de polarización ortogonal, orientado en el eje lento de birrefringencia. Esto implica un desfase relativo entre los dos modos de polarización, lo que generalmente da lugar a una evolución del estado de polarización del modo fundamental [26].

El grado de birrefringencia en cada punto de la fibra se define por la siguiente expresión [26]:

$$B = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k} = |n_x - n_y| \quad (2.46)$$

donde  $n_x$  y  $n_y$  son los índices de refracción efectivos de los dos modos ortogonales de polarización cuando estos se propagan orientados a los ejes locales de birrefringencia.

Las fibras cuya variación del estado de polarización del modo fundamental durante la propagación es lenta se denominan de baja birrefringencia. Entre ellas se encuentran las fibras

de telecomunicación estándar. En este tipo de fibras, por diseño se busca una simetría cilíndrica perfecta de la fibra, siendo el punto óptimo la birrefringencia nula. La evolución de la polarización en estas fibras no se puede conocer de forma exacta, ya que está condicionada por pequeñas birrefringencias residuales originadas durante el proceso de fabricación de la fibra o birrefringencias inducidas externamente por tensiones o presiones, que no son controlables [26].

### 2.3.1.2 Fibras mantenedoras de polarización

Para resolver el problema de la fluctuación en la polarización de la luz despolarizada debido a la birrefringencia en fibras SMF, se desarrollan fibras mantenedoras de polarización (PMF), que presentan una alta birrefringencia, constante en toda la longitud de la fibra. En este caso, si la polarización de la luz acoplada se alinea con uno de los ejes de birrefringencia, la polarización se mantendrá, sin ser afectada por pequeñas perturbaciones externas o pequeñas fluctuaciones de la propia fibra. Las fibras PMFs se construyen introduciendo asimetrías durante el proceso de fabricación. Estas asimetrías pueden ser geométricas (tales como núcleo no circular o fibras micro estructuradas asimétricas) o debidas a una tensión mecánica (fibras Panda, Bow-tie y Elliptical Jacket). La Figura 2.8 muestra algunos tipos de fibras PMF [24]: Panda, Bowtie y Elliptical Jacket.

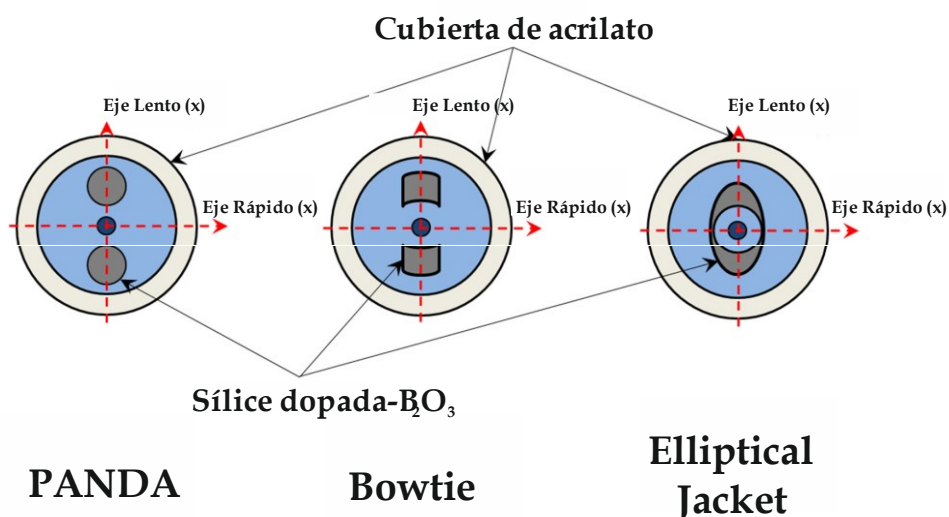


Figura 2.8: Diferentes tipos de PMFs [27].

### 2.3.1.3 Dispersión del modo de polarización

El fenómeno de dispersión del modo de polarización (PMD)[28][29] ocurre cuando las dos componentes ortogonales de polarización (llamados modos de polarización) del modo fundamental de propagación viajan con distinta velocidad de grupo  $v_g = \partial\omega/\partial\beta$  [9] llegando

en distintos instantes al final de la fibra óptica, ensanchando y distorsionando los pulsos. Esta diferencia de retardo entre los modos de polarización se denomina retardo diferencial de grupo (DGD). Esta variación de la velocidad de grupo se produce por las características birrefringentes del medio de la fibra óptica. Como la birrefringencia tiene carácter aleatorio en función de la distancia y del tiempo, el DGD variará de la misma forma.

El DGD se utiliza para determinar la PMD y se define como [30]:

$$DGD = \Delta\tau = \sqrt{\tau^2 - \tau_0^2} \quad (2.47)$$

donde  $\tau_0$  y  $\tau$  son las anchuras temporales de los pulsos de entrada y salida, respectivamente.

El coeficiente de PMD ( $PMD_{COEF}$ ) se mide en ps/km<sup>1/2</sup> y se puede expresar como:

$$PMD_{COEF} = DGD/\sqrt{L} \quad (2.48)$$

### 2.3.1.4 Parámetros de Stokes y de Jones

Para describir la polarización de la luz se usan comúnmente dos métodos matemáticos: el formalismo de Jones y el de Stokes. En esta sección describiremos ambos, ya que vamos a hacer uso de ellos a lo largo de esta tesis doctoral.

El formalismo de Stokes trata el caso de luz parcialmente polarizada, mientras que el formalismo de Jones nos da información acerca de la fase absoluta de los campos de luz. Por otro lado, los vectores de Stokes se basan solo en la intensidad de la luz medida, sin tratar información de la fase [13].

Existe una correspondencia entre los dos formalismos: los vectores de Jones se pueden expresar en función de los parámetros de Stokes incluso sin tener información sobre la fase [13].

Para ambos formalismos vamos a considerar una onda plana monocromática definida como:

$$\vec{E}(z, t) = A(z, t)e^{j(\vec{k}z - \omega_p t)} + c. c. \quad (2.49)$$

donde  $A$  es un vector complejo:  $A = A_x \hat{e}_x + A_y \hat{e}_y$ .

Asumiendo que  $A_x = a_x e^{j\phi_x}$  y  $A_y = a_y e^{j\phi_y}$ , donde  $a_x$  y  $a_y$  son las amplitudes reales del campo en las direcciones  $x$  e  $y$  respectivamente, y  $\phi_x$  y  $\phi_y$  son las fases del campo en las direcciones  $x$  e  $y$  respectivamente.

- **Formalismo de Jones**

El vector de Jones se puede definir como [13]:

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

Normalizado por definición tal que  $|\vec{J}| = 1$ , de modo que:

$$A = a_0 e^{j\phi_x} \vec{J} \quad (2.51)$$

siendo  $a_0 = \sqrt{a_x^2 + a_y^2}$ , lo que implica que los componentes del vector de Jones se definen como:

$$u_x = \frac{a_x}{a_0} \quad (2.52)$$

$$u_y = \frac{a_y}{a_0} e^{j(\phi_y - \phi_x)} \quad (2.53)$$

Se dice entonces que dos estados de polarización son ortogonales cuando se satisface:

$$\vec{J}_1^t \cdot \vec{J}_2^* = u_{1x}u_{2x}^* + u_{1y}u_{2y}^* = 0 \quad (2.54)$$

En el caso de inversión de la dirección de polarización, el vector de Jones resultante se convierte en el complejo conjugado del vector inicial.

Si el medio óptico es lineal, podemos expresar los componentes del campo eléctrico  $\vec{J}_2$  a la salida del sistema óptico como una combinación lineal del campo de entrada  $\vec{J}_1$  [31]:

$$\begin{cases} u_{2x} = T_{11}u_{1x} + T_{12}u_{1y} \\ u_{2y} = T_{21}u_{1x} + T_{22}u_{1y} \end{cases} \quad (2.55)$$

donde  $\mathbf{T}$  es la matriz de Jones del sistema óptico.

Si tenemos en cascada  $n$  diferentes sistemas ópticos la matriz de Jones es:  $\overrightarrow{J_{out}} = \overrightarrow{T_n} \cdots \overrightarrow{T_2} \cdot \overrightarrow{T_1} \cdot \overrightarrow{J_{in}}$

- **Formalismo de Stokes**

Los vectores de Stokes se definen de forma habitual como [26]:

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |u_x|^2 + |u_y|^2 \\ |u_x|^2 - |u_y|^2 \\ u_x u_y^* + u_x^* u_y \\ j(u_x u_y^* - u_x^* u_y) \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

donde el parámetro de Stokes  $S_0$  es proporcional a la intensidad del modo, el parámetro  $S_1$  representa la relación entre las componentes horizontal y vertical del campo eléctrico,  $S_2$  indica la orientación del vector campo eléctrico respecto a los ejes de coordenadas cartesianas  $x$  e  $y$ , y finalmente  $S_3$  indica el grado de elipticidad del estado de polarización.

Así mismo, en esta tesis doctoral, se hace uso de la representación en la esfera de Poincaré, para representar el vector de Stokes, y por tanto, los estados de polarización. Los tres ejes de la esfera se hacen coincidir con los parámetros  $S_1$ ,  $S_2$  y  $S_3$ , como se indica en la Figura 2.9.

En la esfera de Poincaré, todos los estados de polarización quedan representados. Cada punto de la esfera indica un estado de polarización. Así, los puntos del ecuador corresponden a estados linealmente polarizados. Los puntos en el hemisferio superior de la esfera corresponden a estados de polarización elíptica dextrógira, mientras que en el hemisferio inferior quedan representados los estados de polarización elíptica levógira. Los polos de la esfera corresponden a polarizaciones circulares. El resto de puntos excepto los polos y el ecuador se corresponden con estados de polarización elípticas. El grado de elipticidad queda determinado en función del ángulo  $\theta$  (ángulo que forma el vector de Stokes con el plano ecuatorial de la esfera de Poincaré) [26]. La luz puede estar parcialmente polarizada (puntos dentro de la esfera) o totalmente polarizada (en la superficie de la esfera). El ratio de polarización  $PR$  indica el grado de polarización de la luz, siendo del 100 % para luz totalmente polarizada [13]:

$$PR = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \cdot 100 \% \quad (2.57)$$

En este caso, dos estados de polarización son ortogonales cuando sus parámetros Stokes tienen signos opuestos.  $\hat{S}$  es ortogonal a  $\hat{S}'$  cuando se satisface:

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}, \hat{S}' = \begin{pmatrix} S_0' \\ S_1' \\ S_2' \\ S_3' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_0 \\ -S_1 \\ -S_2 \\ -S_3 \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

En el caso de inversión de la dirección de polarización, el parámetro  $S_3$  invierte su signo, lo que resulta en una operación de reflejo con respecto al plano ecuatorial.

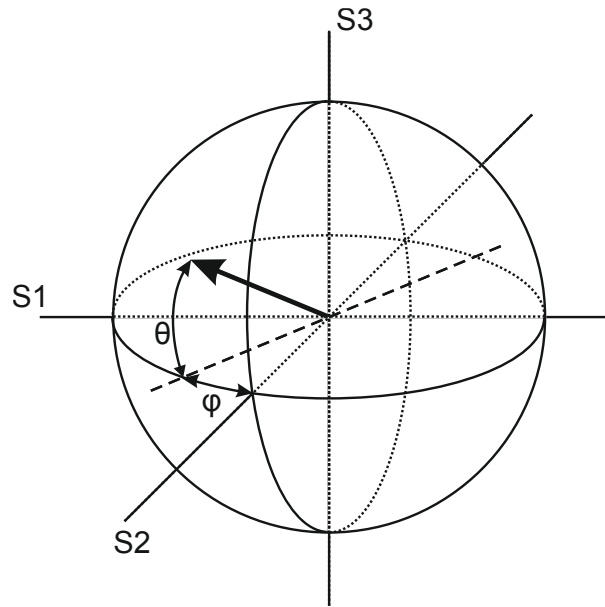


Figura 2.9: Representación en la esfera de Poincaré de los estados de polarización  $\vec{S}$ .

El rol que tienen las matrices de Jones en el formalismo de Jones lo tienen las matrices de Mueller para el caso de los vectores de Stokes. La relación en este caso entre el campo eléctrico de entrada  $\hat{S}_1$  y entre el campo a la salida de un sistema óptico  $\hat{S}_2$  se puede escribir como [13]:

$$\hat{S}_2 = \mathbf{M} \cdot \hat{S}_1 \quad (2.59)$$

En este caso, si hay inversión de la dirección de polarización, la matriz de Mueller es la traspuesta de la matriz inicial.

### 2.3.2 Análisis vectorial de la polarización del SBS

Como el proceso de SBS se genera por la interferencia entre dos ondas ópticas (bombeo y sonda), su eficiencia depende de los estados de polarización (SOPs) de las dos ondas, como ya

hemos comentado previamente [22][23]. Tal dependencia podemos representarla con el coeficiente de la mezcla de polarización  $n_p$ , ya definido en la expresión (2.40), válido para el caso de fibras sin birrefringencia. El SBS es más eficiente, para este tipo de fibras, cuando los campos eléctricos del bombeo y la sonda están alineados, es decir, cuando sus vectores trazan elipses paralelas en el mismo sentido de rotación. En cambio, si las dos elipses son similares, pero trazadas en sentidos opuestos de rotación, con sus ejes largos siendo ortogonales entre sí, entonces la interacción en esos puntos promedia a cero sobre un periodo óptico.

Sin embargo, cuando tratamos con fibras birrefringentes, la ganancia (o atenuación) total no sólo dependerá de los SOPs de la sonda y el bombeo, sino también de las propiedades de birrefringencia de la fibra. Además hay que tener en cuenta que, en presencia de señal de bombeo, la evolución del SOP de la señal de sonda no estará únicamente controlada por la birrefringencia de la fibra, sino también por la interacción SBS local [32].

En este apartado vamos a analizar las propiedades de polarización del SBS en fibras estándar SMF a través de un análisis vectorial de la señal de sonda, incorporando SBS y birrefringencia, en los espacios de Jones y de Stokes, siguiendo el desarrollo matemático del estudio llevado a cabo por Avi Zadok *et al.* en [32], donde consideraremos que ambas señales son continuas.

En este apartado vamos a invertir el eje de propagación  $z$  respecto al empleado en los desarrollos previos, es decir, ahora vamos a considerar que la señal de sonda se introduce a la fibra en  $z = 0$ , mientras que la señal de bombeo lo hace por  $z = L$ . Este cambio no afectará a las conclusiones obtenidas en este apartado, pero simplifica el tratamiento matemático que hay que llevar a cabo.

La propagación de la señal de sonda sin bombeo puede describirse con la siguiente relación:

$$\vec{J}_S(z) = \mathbf{T}(z)\vec{J}_S(0) \quad (2.60)$$

siendo  $\vec{J}_S(z)$  el vector de Jones de la señal de sonda en una posición de la fibra  $z$  (introducido a la fibra en  $z = 0$  y viajando en la dirección  $z$  positiva) y  $\mathbf{T}(z)$  una matriz de Jones unitaria que representa el efecto de la birrefringencia de la fibra.

La onda de bombeo, cuyo vector de Jones lo denotamos con  $\vec{J}_p(z)$ , se introduce a la fibra en  $z = L$ , por lo que viaja a través de la fibra en la dirección  $z$  negativa. Como  $f_p \approx f_S$ , a todos los efectos las matrices de propagación para las ondas de bombeo y sonda se consideran definidas a la misma frecuencia. La propagación del bombeo, en ausencia de sonda, podemos expresarla:

$$\vec{J}_p(0) = \mathbf{T}^T(z)\vec{J}_p(z) \rightarrow \vec{J}_p(z) = \mathbf{T}^*(z)\vec{J}_p(0) \quad (2.61)$$

donde  $\text{inv}[\mathbf{T}^T(z)] = \mathbf{T}^*(z)$ .

Cuando tanto la sonda como el bombeo están presentes, la evolución local de  $\vec{J}_S(z)$  y  $\vec{J}_p(z)$  se puede expresar con las siguientes expresiones [32]:

$$\frac{d\vec{J}_S(z)}{dz} = \left[ \frac{d\mathbf{T}(z)}{dz} \mathbf{T}^\dagger(z) + \frac{\gamma_0}{2} [\vec{J}_p(z) \vec{J}_p^\dagger(z)] \right] \vec{J}_S(z) \quad (2.62)$$

$$\frac{d\vec{J}_p(z)}{dz} = \left[ \frac{d\mathbf{T}^*(z)}{dz} \mathbf{T}^T(z) + \frac{\gamma_0}{2} \vec{J}_S(z) \vec{J}_S^\dagger(z) \right] \vec{J}_p(z) \quad (2.63)$$

donde la daga denota el conjugado transpuesto [33].  $\gamma_0$  [Wm]<sup>-1</sup> es la ganancia SBS por unidad de longitud y unidad de potencia de bombeo para una interacción escalar (para una fibra sin birrefringencia), y depende de las propiedades del material, del diámetro del campo modal, del espectro del bombeo y de la separación de frecuencia entre la sonda y el bombeo.

Las ecuaciones (2.62) y (2.63) especifican que dos fuerzas controlan la evolución de los SOPs a lo largo de la fibra. El primer término de la ecuación (2.62) describe la evolución del SOP de la sonda debida a la birrefringencia. El mismo término también gobierna la evolución del SOP del bombeo, como podemos observar en la ecuación (2.63), aunque en la dirección opuesta [33]. El segundo término representa el efecto de la amplificación por SBS en el SOP de la sonda (ecuación (2.62)) y en el SOP del bombeo (ecuación (2.63)) [34].

Si asumimos que las condiciones de propagación son tales que no tienen lugar efectos locales (no hay agotamiento de bombeo [22]), podemos despreciar el término de SBS en la ecuación (2.63), mientras que la ecuación (2.62) pasa a ser lineal:

$$\vec{J}_S(L) = \mathbf{H} \cdot \vec{J}_S(0) \quad (2.64)$$

donde  $\mathbf{H}$  es una matriz 2x2 que depende de la birrefringencia de la fibra, la longitud de la fibra  $L$ , la potencia de bombeo, y el SOP en  $z = L$ , siendo generalmente no unitaria. Usando la descomposición de  $\mathbf{H}$  en matrices unitarias, se puede deducir que en el régimen donde no hay agotamiento de bombeo, los SOPs de la sonda de entrada que llevan a un ganancia SBS máxima/mínima ( $\vec{J}_S^{in\_max} / \vec{J}_S^{in\_min}$ ) son siempre ortogonales, correspondiéndoles dos SOPs de salida también ortogonales ( $\vec{J}_S^{out\_max} / \vec{J}_S^{out\_min}$ ).

Una onda de sonda arbitrariamente polarizada puede ser representada como:

$$\vec{J}_S^{in} = \alpha_0 \vec{J}_S^{in\_max} + \beta_0 \vec{J}_S^{in\_min} \quad (2.65)$$



Podemos ver entonces que, a menos que  $\alpha_0$  sea despreciable, una señal de sonda de entrada arbitrariamente polarizada será atraída hacia el SOP de  $\vec{J}_S^{out\_max}$  (eje de máxima ganancia a la salida de la fibra). Por tanto, la amplificación Brillouin funciona como un “atractor” de polarización, es decir, la polarización de la sonda a la salida se va alineando con el estado de polarización de máxima ganancia a medida que ésta se incrementa. De forma equivalente, la configuración de atenuación Brillouin funciona como un “repulsor” de polarización, es decir, el estado de polarización de la sonda en este caso se va alineando con el estado de polarización de mínima atenuación a medida que se incrementa la atenuación.

Para seguir es conveniente transformar las ecuaciones (2.62) y (2.63) al espacio de Stokes [32][33]:

$$\frac{dP_S(z)}{dz} = \frac{\gamma_0 P_p(z)}{2} \left(1 + \widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z)\right) P_S(z) \quad (2.66)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\widehat{S}_S(z)}{dz} &= \vec{\beta}(z) \times \widehat{S}_S(z) + \frac{\gamma_0 P_p(z)}{2} \widehat{S}_S(z) \times \left(\widehat{S}_p(z) \times \widehat{S}_S(z)\right) \\ &= \vec{\beta}(z) \times \widehat{S}_S(z) + \frac{\gamma_0 P_p(z)}{2} \left[\widehat{S}_p(z) - \left(\widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z)\right) \widehat{S}_S(z)\right] \end{aligned} \quad (2.67)$$

donde  $P_S$  es la potencia de la sonda,  $\widehat{S}_S(z) = [S_{1S} \ S_{2S} \ S_{3S}]^T$  y  $\widehat{S}_p(z) = [S_{1p} \ S_{2p} \ S_{3p}]^T$  son los vectores normalizados de Stokes que describen la evolución de las polarizaciones de la sonda y el bombeo, respectivamente, y  $P_p$  describe la potencia de bombeo. El vector de tres dimensiones  $\vec{\beta}(z)$  describe la birrefringencia de la fibra en el espacio de Stokes [33].

Siendo  $\langle \widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z) \rangle_L$  el producto escalar de los vectores del bombeo y la sonda Stokes, promediada sobre la longitud de la fibra, para cualquier SOP de entrada podemos definir una ganancia efectiva:

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{2} \left(1 + \langle \widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z) \rangle_L\right) \quad (2.68)$$

Obviamente,  $\gamma$  depende del SOP de la sonda de entrada y del SOP del bombeo.

La ecuación (2.67), como ya vimos, especifica las fuerzas que controlan la evolución del SOP de la sonda a lo largo de la fibra. La primera  $\vec{\beta}(z) \times \widehat{S}_S(z)$  describe la evolución del SOP de la sonda debida a la birrefringencia. El segundo término  $(\gamma_0/2)P_p(z) \left[\widehat{S}_p(z) - \left(\widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z)\right) \widehat{S}_S(z)\right]$ , como ya vimos, representa el efecto de la amplificación por SBS en el SOP de la sonda. Este segundo término en la esfera de Poincaré tiene la siguiente interpretación: es un

vector ortogonal a  $\widehat{S}_S(z)$ , y tangencialmente (en la superficie de la esfera) apuntando a  $\widehat{S}_p(z)$ . Este término significa una fuerza que lleva  $\widehat{S}_S(z)$  hacia  $\widehat{S}_p(z)$ . La magnitud de esta fuerza depende de la potencia de bombeo y de la proyección local de  $\widehat{S}_p(z)$  en  $\widehat{S}_S(z)$ , anulándose cuando los SOPs de  $\widehat{S}_S(z)$  y de  $\widehat{S}_p(z)$  están alineados o son ortogonales.

Si consideramos el caso particular de una fibra sin birrefringencia, de modo que la evolución del SOP de la sonda está gobernada únicamente por SBS, si el SOP de la sonda de entrada está alineado con el de bombeo ( $\widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S^{in}(z) = 1$ ), entonces obtenemos de la ecuación (2.67) que  $d\widehat{S}_S(z)/dz = 0$ . El SOP de la sonda, así, permanece alineado con el del bombeo a lo largo de la fibra. Como en este caso  $\langle \widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z) \rangle_L = 1$ , el coeficiente de ganancia SBS de la ecuación (2.68) es igual a  $\gamma_0$ . Por otro lado, cuando el SOP de la sonda de entrada es ortogonal al de bombeo ( $\widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S^{in}(z) = -1$ ), seguimos obteniendo  $d\widehat{S}_S(z)/dz = 0$ , y la sonda y el bombeo permanecen ortogonales para toda la longitud de la fibra. En este caso,  $\langle \widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z) \rangle_L = -1$  y el coeficiente de ganancia es cero. Así,  $\vec{J}_S^{out,max}$  ( $\vec{J}_S^{out,min}$ ) en una fibra sin birrefringencia es paralelo (perpendicular) a  $\vec{J}_p(z=L)$ . Cuando la sonda de entrada está arbitrariamente polarizada, el efecto del SBS de atracción de polarización en la ecuación (2.67) no es cero, por lo que  $\widehat{S}_S$  se desplaza gradualmente hacia  $\widehat{S}_p$ .  $\langle \widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z) \rangle_L$  y aumentará con la potencia de bombeo (o la longitud de la fibra), finalmente aproximándose a su valor máximo de  $\gamma_0 L$ , y el SOP de la sonda se desplazará cada vez más cerca de la señal de bombeo.

En el escenario más común de fibras SMF estándar, el término de birrefringencia de la ecuación (2.67) es mayor que el término de SBS. El término de SBS aunque es relativamente pequeño no puede ser despreciado. Cualquier sonda, cuyo SOP de entrada este incluso sólo ligeramente desviado del de  $\vec{J}_S^{in,min}$ , saldrá de la fibra desplazado hacia el de  $\vec{J}_S^{out,max}$ .

Ahora vamos a estudiar la relación entre el SOP de  $\vec{J}_S^{out,max}$  y el de  $\vec{J}_p(z=L)$  para el caso de bajas potencias de bombeo. Asumiendo un bombeo muy débil, de modo que podemos despreciar el término Brillouin en la ecuación (2.67). En este caso, las evoluciones de  $\widehat{S}_S$  y  $\widehat{S}_p$  están únicamente gobernadas por el término de birrefringencia. Vamos a definir como  $\max_{\widehat{S}_S(z=0)} \{ \langle \widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z) \rangle_L \}$  como el máximo valor de  $\langle \widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z) \rangle_L$  sobre todos los posibles SOPs de la sonda de entrada  $\widehat{S}_S(z=0)$  para un SOP dado del bombeo  $\widehat{S}_p(z=L)$ .  $\max_{\widehat{S}_S(z=0)} \{ \langle \widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z) \rangle_L \}$  es  $1/3$ , lo que nos da un máximo coeficiente de ganancia de  $(2/3)\gamma_0$ . Este valor máximo se alcanza cuando  $\widehat{S}_S(z=0)$  es la imagen de  $\widehat{S}_p(z=L)$ , es decir:  $S_{1S}^{max}(0) = S_{1p}(L)$ ,  $S_{2S}^{max}(0) = S_{2p}(L)$ ,  $S_{3S}^{max}(0) = -S_{3p}(L)$ . Este  $\widehat{S}_S^{max}(z=0)$  es la representación Stokes normalizada del complejo conjugado de vector de Jones de bombeo en

$z = 0$ , es decir,  $\vec{J}_p^*(z = 0)$ , no  $\vec{J}_p(z = 0)$  como en el caso de no existir birrefringencia. Si  $\vec{J}_S$  y  $\vec{J}_p^*$  son paralelos en  $z = 0$ , continuarán siendo paralelos para toda la longitud de la fibra, de modo que  $\vec{J}_S^{\rightarrow out\_max}(z = L)$  tiene la misma polarización que  $\vec{J}_p^*(z = L)$ .

En el lado contrario,  $\min_{\vec{S}_S(z=0)} \{ \langle \widehat{S}_p(z) \cdot \widehat{S}_S(z) \rangle_L \}$  es  $-1/3$ , lo que nos da un coeficiente de ganancia mínimo de  $(1/3)\gamma_0$ . Este valor mínimo se obtiene para  $\widehat{S}_S^{min}(z = 0) = -\widehat{S}_S^{max}(z = 0)$ , que es la representación de Stokes de un SOP ortogonal al de  $\vec{J}_p^*(z = 0)$ .

Esta correspondencia también ha sido validada numérica y experimentalmente para el caso de potencias de bombeo más altas ( $P_p < 100$  mw) sobre fibras de unos pocos km en [32].

## 2.4. Dependencia del SBS con la temperatura y la deformación

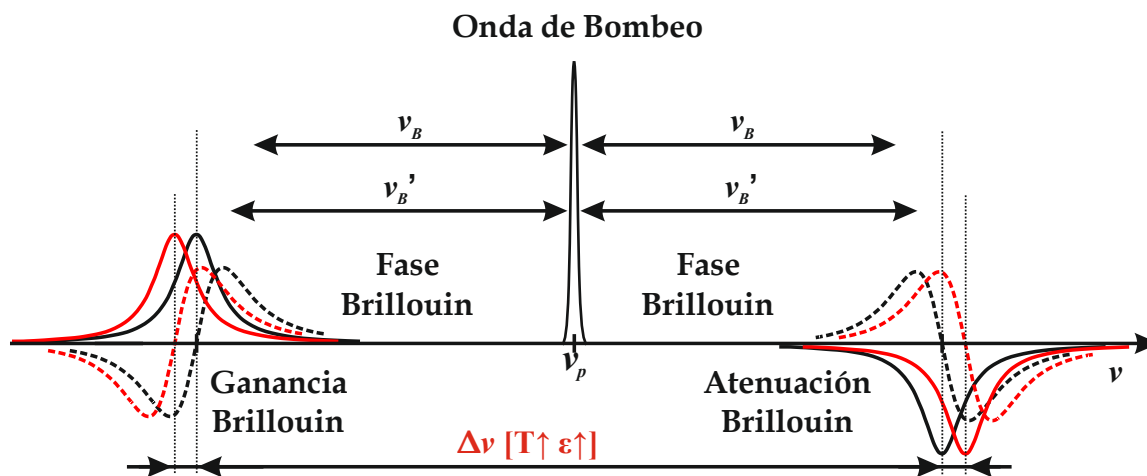


Figura 2.10: Distribución Lorentziana de la ganancia y atenuación Brillouin junto con su desplazamiento de fase no lineal asociado incluyendo su dependencia con un incremento de deformación  $\epsilon$  o temperatura  $T$ .

En este apartado vamos a analizar cómo el desplazamiento de frecuencia Brillouin  $\nu_B$  depende de la temperatura,  $T$ , y de la deformación de la fibra óptica,  $\epsilon$ . Según la expresión (2.19) el desplazamiento de frecuencia Brillouin  $\nu_B$  es directamente proporcional a la velocidad acústica  $V_A$  y al índice de refracción  $n$  [10], de modo que cualquier cambio de estos parámetros genera un desplazamiento de los espectros de ganancia/atenuación Brillouin y de sus fases asociadas (Figura 2.10).

Se puede escribir la relación de la variación del parámetro  $\nu_B$ , medido en MHz, y la temperatura (Figura 2.11a):

$$\frac{\partial \nu_B}{\partial T} = \frac{2}{\lambda} \left( V_A \frac{\partial n}{\partial T} + n \frac{\partial V_A}{\partial T} \right) = C_T \Delta T \quad (2.69)$$

donde  $C_T$  es el coeficiente de temperatura, expresado en MHz/°C, y  $T$  la temperatura en °C. El valor del coeficiente de temperatura depende de la longitud de onda de bombeo y levemente de la composición de la fibra óptica con la que se esté trabajando (cantidad y tipo de dopante usado) [19]. El coeficiente de temperatura  $C_T$  tiene un valor aproximado de 1.36 MHz/°C en fibras SMF cuando la longitud de onda de bombeo es de 1320 nm [19][35], y varía típicamente entre 0.95 y 1.1 MHz/°C [36][37] cuando la longitud de onda de bombeo es 1550 nm.

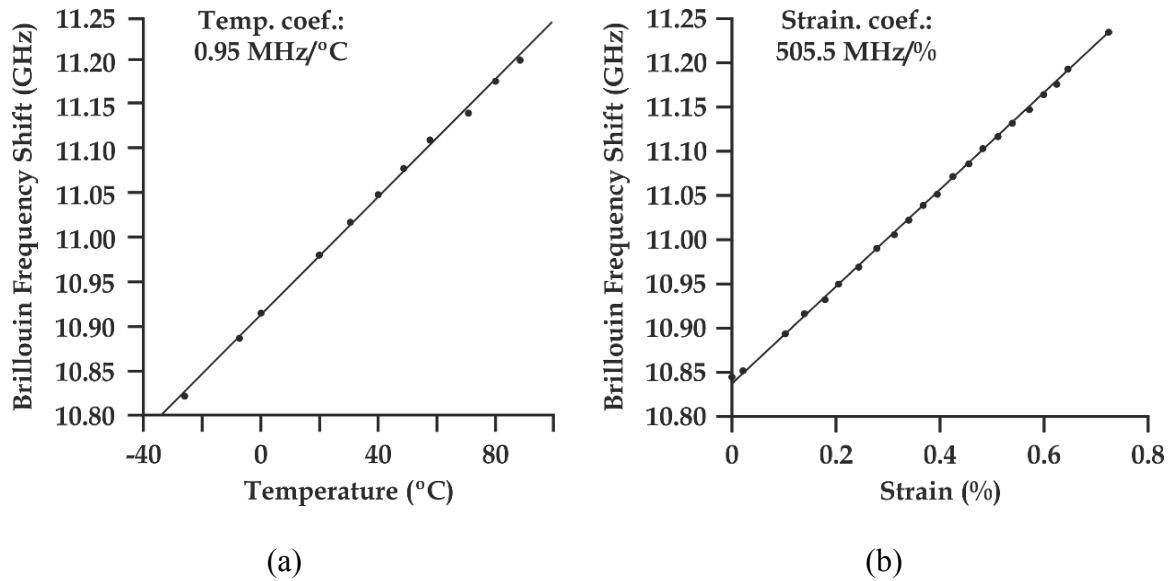


Figura 2.11: Dependencia lineal del BFS con la temperatura (a) y la deformación (b) para fibras SMFs estándar en 1550 nm [37].

La velocidad acústica es fuertemente dependiente de la densidad del material  $\rho_0$ , de modo que cualquier variación de esta cantidad puede ser evaluada analizando los espectros Brillouin. Las propiedades elásticas del silicio hacen que cualquier deformación induzca una modificación de volumen, que resulta en una modificación de la densidad del material. Esto hace que la monitorización Brillouin sea una herramienta muy eficiente para sensar deformación, tanto compresión como extensión, y tanto longitudinal como radial [13]. De forma equivalente al caso de la temperatura, se puede escribir la relación de la variación del parámetro  $\nu_B$ , medida en MHz, con la deformación (Figura 2.11b):

$$\frac{\partial v_B}{\partial \epsilon_d} = \frac{2}{\lambda} \left( V_A \frac{\partial n}{\partial \epsilon_d} + n \frac{\partial V_A}{\partial \epsilon_d} \right) = C_{\epsilon_d} \Delta \epsilon_d \quad (2.70)$$

donde  $C_{\epsilon_d}$  es el coeficiente de deformación, medido en MHz/% o en MHz/ $\mu\epsilon$  y  $\epsilon_d$  es la deformación expresada en tanto por ciento o en  $\mu\epsilon$ . El coeficiente de deformación  $C_{\epsilon_d}$  tiene un valor aproximado de 594.1 MHz/% en fibras SMF cuando la longitud de onda de bombeo es de 1320 nm [19][35]. Para 1550 nm el valor de este coeficiente de deformación varía entre 490 y 550 MHz/% [36][37][38].

Por tanto, si la deformación de la fibra permanece constante, un cambio en el BFS se puede trasladar directamente a un cambio de temperatura; de igual modo, para una temperatura constante, un cambio del BFS nos da un cambio en la deformación. Esto permite emplear el *scattering* Brillouin para realizar sensores distribuidos que permitan detectar cambios de temperatura o deformación, como veremos en detalle en el próximo capítulo de esta tesis doctoral [10].

# Capítulo 3 Sensores distribuidos de fibra óptica basados en scattering Brillouin

La aplicación fundamental para la que se utiliza la fibra óptica es el desarrollo de sistemas de comunicación de largo alcance, pero también es posible la utilización de la fibra óptica para otras aplicaciones, como en el campo de los sensores [9]. Los sensores de fibra óptica han experimentado un gran desarrollo y se ha incrementado su uso en las últimas dos décadas, sustituyendo en muchas ocasiones a los sensores eléctricos. Así, han ido apareciendo sensores de fibra óptica para muy diversas aplicaciones como la medida de temperatura, deformación, vibraciones, presión, viscosidad, corriente eléctrica, etc. [39][40][41]. En relación con los sensores eléctricos convencionales, los sensores de fibra óptica presentan múltiples ventajas, como [42]: baja atenuación (0.2 dB/km en 1550 nm), inmunidad frente a interferencias electromagnéticas, alta resistencia mecánica, son multiplexables fácilmente en longitud de onda, larga vida útil, pequeño tamaño, peso ligero, resistentes a altas temperaturas y presiones, gran ancho de banda, etc. Sin embargo, los sensores de fibra óptica presentan una desventaja importante frente a los sensores eléctricos convencionales: el coste del sistema de monitorización [40]. No obstante, en los últimos años, la diferencia en precio entre el uso de sensores convencionales y sensores de fibra óptica ha disminuido de manera importante. De forma paralela, la calidad de los componentes ópticos ha ido creciendo de forma exponencial [43].

Los sensores de fibra óptica se clasifican generalmente en función de dos aspectos: el funcionamiento y la arquitectura. Atendiendo a la clasificación según el funcionamiento, los sensores de fibra óptica se clasifican en sensores extrínsecos o intrínsecos [40] (Figura 3.1). En los sensores extrínsecos, la fibra óptica únicamente se utiliza para guiar la luz, es decir, se utiliza sólo como medio de transmisión de señales. En cambio, en los sensores intrínsecos, la fibra óptica actúa también como transductor, convirtiéndose la propiedad a medir en una propiedad medible de la propia fibra. Atendiendo a la arquitectura del sensor existen tres tipos

de sensores de fibra óptica [41]: puntuales, cuasi-distribuidos y distribuidos (Figura 3.2). Los sensores puntuales sirven para monitorizar un parámetro en una localización concreta, los cuasi-distribuidos realizan la medida del parámetro en posiciones particulares y predeterminadas a lo largo de la fibra (funcionan como una concatenación de sensores puntuales en posiciones discretas) y los distribuidos realizan la medida del parámetro en cualquier punto de la fibra óptica, pudiéndose monitorizar distancias de decenas de kilómetros. Este último tipo de sensores es en el que se encuentran englobados los sensores objeto de esta tesis doctoral.

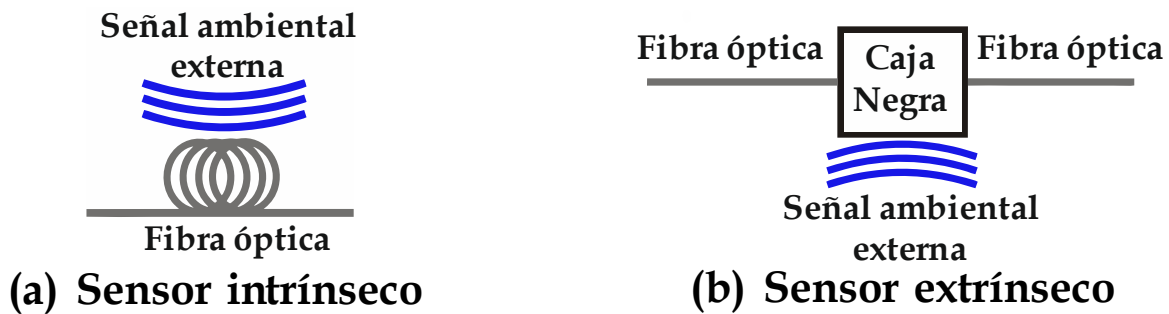


Figura 3.1: Clasificación de los sensores de fibra óptica en función de su funcionamiento. (a) Sensor intrínseco de fibra óptica. (b) Sensor extrínseco de fibra óptica.

Un sensor distribuido de fibra óptica es un sistema de medida capaz de monitorizar una propiedad física o química a lo largo de toda la fibra óptica. La medida se realiza a lo largo de toda la longitud de la fibra óptica, utilizando la fibra como elemento de transducción y canal de comunicaciones simultáneamente. Este tipo de sensores se basan en una modulación de la intensidad, frecuencia, fase o polarización de la luz introducida en la fibra y de la utilización de una detección con la que es posible determinar la posición en la que se produce la perturbación. Estos sensores presentan una gran ventaja en caso de que sea necesario un gran número de puntos de medida, permitiendo monitorizar grandes infraestructuras como edificios, puentes, túneles, presas, oleoductos, líneas ferroviarias, etc. Existen sensores distribuidos de fibra óptica basados en *scattering* elástico (*scattering* Rayleigh) y en *scattering* inelástico (*scattering* Brillouin o Raman).

Los sensores distribuidos de fibra óptica basados en *scattering* Brillouin, como el que nos ocupa en esta tesis, presentan un elevado interés debido a que permiten la monitorización tanto de deformación (elongación relativa) como de temperatura a lo largo de la fibra de monitorización que se utiliza como medio de medida, con una determinada resolución espacial [9]. Estos sensores son especialmente atractivos en aplicaciones como la monitorización de deformación en estructuras de carga, detección de fugas en tuberías, monitorización de recipientes de alta presión, transformadores de alto voltaje, etc.

Podemos clasificar los sensores basados en SBS según la técnica aplicada para resolver desplazamiento de frecuencia Brillouin sobre la longitud de la fibra, distinguiendo entre configuraciones en el dominio del tiempo, en dominio de la frecuencia y basadas en correlación [8].

En este capítulo, después de una breve descripción sobre el principio subyacente en la operación de todos los sensores basados en SBS y una especificación de sus parámetros, abordaremos en profundidad la descripción de las técnicas de medida en el dominio del tiempo, (sensores Brillouin en el dominio del tiempo, BOTDA), y en el dominio de la correlación, (sensores Brillouin basados en la correlación, BOCDA) por la enorme importancia que presentan en el marco de esta tesis doctoral. También mencionaremos una nueva técnica de medida que combina las dos anteriores, BOCDA con procesado temporal.

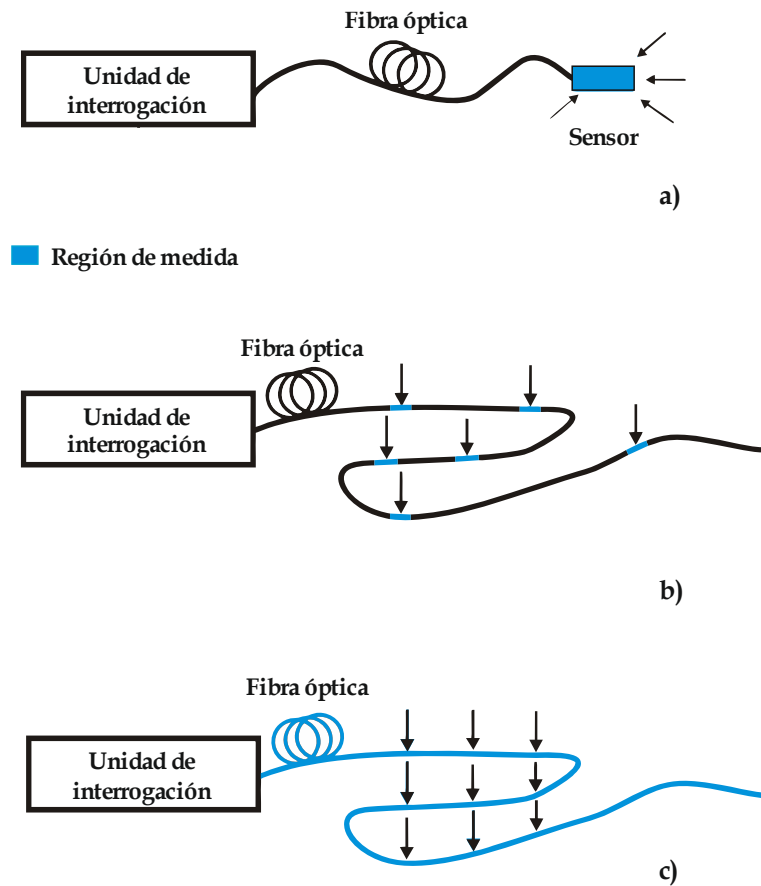


Figura 3.2: Clasificación de los sensores de fibra óptica en función de su arquitectura [9]. (a) Sensor puntual. (b) Sensor cuasi-distribuido. (c) Sensor distribuido.



### 3.1. Principio de medida

El análisis Brillouin distribuido fue propuesto en los 90s como método alternativo a la reflectometría óptica en el dominio del tiempo (OTDR) [44] para la medida de pérdidas, roturas, discontinuidades a lo largo de una fibra óptica, debido a su potencial para mejorar el funcionamiento en términos de relación señal a ruido (SNR), rango y resolución. Rápidamente se descubrió que tenía mucho potencial para sensar, ya que el *scattering* Brillouin es muy sensible a la temperatura [45][46] y a las deformaciones [38] que experimenta la fibra óptica.

La idea básica que subyace en el uso del SBS para sensores de fibra es bastante simple y podemos entenderla a partir de la ecuación del desplazamiento de frecuencia (BFS) obtenida en el capítulo anterior:

$$v_B = \frac{2nV_A}{\lambda_p} \quad (3.1)$$

donde  $\lambda_p$  es la longitud de onda de la onda incidente (onda de bombeo),  $V_A$  la velocidad acústica y  $n$  el índice de refracción del medio. Como el BFS depende de tanto el índice de refracción como de la velocidad de las ondas acústicas dentro de la fibra, cambiará si estas cantidades cambian en respuesta a variaciones ambientales locales y podemos usarlo para obtener la temperatura y la deformación a lo largo de una fibra óptica. La dependencia lineal del BFS con la deformación  $\Delta\epsilon_d$  y la temperatura  $\Delta T$  [19][37] se comporta siguiendo las siguientes ecuaciones, ya obtenidas en el capítulo anterior:

$$\frac{\partial v_B}{\partial T} = \frac{2}{\lambda} \left( V_A \frac{\partial n}{\partial T} + n \frac{\partial V_A}{\partial T} \right) = C_T \Delta T \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial v_B}{\partial \epsilon_d} = \frac{2}{\lambda} \left( V_A \frac{\partial n}{\partial \epsilon_d} + n \frac{\partial V_A}{\partial \epsilon_d} \right) = C_{\epsilon_d} \Delta \epsilon_d \quad (3.3)$$

El coeficiente de temperatura  $C_T$ , para una longitud de onda de la señal de bombeo de 1550 nm, tiene típicamente un valor entre 0.95 y 1.1 MHz/°C [36][37] para fibras de vidrio, y el de deformación  $C_{\epsilon_d}$ , varía entre 490 y 550 MHz/% [36][37][38] dependiendo del tipo de fibra, como también vimos en el capítulo anterior.

El hecho de ser una técnica que se basa en el análisis de la frecuencia hace que las medidas sean más precisas y más estables a largo plazo que aquellas técnicas basadas en la medida de intensidad, como el caso de los sensores Raman [47], muy sensibles a derivas y que pueden sufrir distorsión por cualquier pérdida de potencia.

## 3.2. Definición de términos

En función de la aplicación a la que esté destinado el sistema de medida Brillouin será conveniente que tenga unas propiedades u otras. Además, en el momento de llevar a cabo el diseño del sistema es imprescindible tener en cuenta factores como son: la atenuación de la fibra óptica, la longitud de onda de bombeo, la longitud de monitorización y el tiempo de adquisición. Estos últimos factores condicionan las potencias ópticas de la señal de sonda y bombeo y las resoluciones de medida respectivamente. Para los usuarios, los parámetros que caracterizan un sensor BOTDA son: la resolución, el rango de medida, el tiempo de adquisición y la precisión en la medida. Estos parámetros están interrelacionados, con lo que al variar uno de ellos, se producen variaciones en los otros.

Los parámetros más comunes a la hora de tratar con sensores distribuidos basados en Brillouin son los siguientes [12][48]:

- **Incertidumbre:** Significa duda sobre la validez de la estimación y para la medida  $Y$ , y refleja la falta de conocimiento del valor exacto  $Y$ . La incertidumbre se expresa con un parámetro  $u_c(y)$  asociado a la medida  $y$  que caracteriza la dispersión de los valores que razonablemente pueden ser atribuidos a la medida. El parámetro puede ser una desviación estándar estimada, o la mitad de la anchura de un intervalo con un nivel de confianza.
- **Sesgo (bias):** Es la diferencia entre el resultado medido después de promediar muchas realizaciones de la medida y el valor real.
- **Exactitud:** La exactitud de la medida expresa cualitativamente la cercanía del valor medido al valor real o ideal de la medida. Representa la diferencia entre el resultado medido y el valor real y le afectan tanto la precisión como el bias.
- **Precisión:** Describe como de repetible es una medida. Se calcula a partir de la desviación estándar estimada a partir de series de medidas específicas. A veces la precisión se expresa como un múltiplo de la desviación estándar estimada, por ejemplo,  $2\sigma$ , que significa que aproximadamente el 95 % de los valores medidos están dentro del valor medio  $\pm 2\sigma$ . Cuanto menor es la dispersión de los valores medidos mejor es la precisión. Resultados de medida precisos no tiene por qué ser necesariamente exactos (debido al bias). De este modo, se puede considerar que una medida es extraída de un conjunto con la desviación estándar medida.
- **Resolución espacial:** Se puede definir la resolución espacial de un sensor como la mínima distancia entre dos puntos de medida. La resolución espacial es la mínima distancia sobre la cual el sistema puede proporcionar el valor de la propiedad a medir con la incertidumbre especificada.
- **Rango de medida:** Es la longitud de la fibra sobre la cual se puede realizar la medida dentro de la incertidumbre y la resolución espacial fijadas.

- **Rango dinámico:** Es la relación entre la potencia de señal máxima y mínima medible. Está íntimamente relacionado con la longitud máxima de monitorización del sensor bajo unas determinadas condiciones de resolución espacial y de precisión de medida. Este parámetro, que en ocasiones no se tiene en cuenta, necesita de una correcta caracterización en los sensores Brillouin con gran cantidad de kilómetros de medida, ya que la pérdida de potencia puede ser elevada [9].
- **Ruido:** Es una variación aleatoria en la medida independiente de ésta. Afecta principalmente a la precisión de la medida.
- **Derivas:** es un cambio lento de las características metrológicas del sistema de medida. Indica la pérdida de estabilidad debida efectos operacionales o ambientales, efectos del material o condiciones de almacenamiento. Las derivas en un sistema de medida funcionando provoca un cambio en la señal de salida cuando no hay variación de la señal de entrada.
- **Responsividad:** Expresa el cambio en la respuesta (en el caso de sensores Brillouin en el BFS) de un sistema de medida completo al cambio en el estímulo correspondiente (en el caso de sensores Brillouin, la temperatura o la deformación). La responsividad se debe especificar de forma separada para cada valor. Esta función de transferencia se puede obtener de forma experimental y se suele representar con una curva de calibración. Idealmente la curva de calibración es una línea recta [9].
- **Estabilidad:** Es la habilidad del sistema de medida para mantener su características metrológicas y cumplir con otras especificaciones sobre el tiempo de medida previsto.

### 3.3. Sensores Brillouin en el dominio del tiempo (BOTDA)

BOTDA es una técnica de medida que permite realizar medidas distribuidas de temperatura y deformación sobre decenas de kilómetros con una resolución máxima alrededor de 1-2 metros dependiendo del rango de medida. Esta técnica se basa es el efecto no lineal SBS, que ya describimos en profundidad en el capítulo anterior.

Los sensores BOTDA se demostraron por primera vez en 1990 para medida de temperatura [49] y deformación [50]. Desde entonces la tecnología BOTDA ha suscitado gran interés en los sectores académico e industrial y ya se aplica para monitorización real (tuberías, túneles, edificios, etc.) demostrándose así su funcionamiento y efectividad.

En este apartado presentaremos los conceptos básicos en los que se fundamenta un sensor distribuido de fibra óptica basado en SBS en el dominio del tiempo, BOTDA, describiendo la técnica en la que apoyamos su funcionamiento, para a continuación, resumir el modelo teórico que permite obtener las principales ecuaciones que describen el comportamiento de las dos señales necesarias en este tipo de sensores. Pasaremos a mostrar algunos parámetros de estos

sistemas y el montaje experimental básico de un BOTDA estándar. Por último, abordaremos las limitaciones que se tienen cuando se emplea un BOTDA como sensor distribuido de fibra óptica.

### 3.3.1 Técnica de medida de un BOTDA

Podemos observar el montaje experimental del BOTDA original en la Figura 3.3. En cualquier sistema BOTDA se encuentran involucradas dos señales contra-propagantes: una onda pulsada, la onda de bombeo, que viaja en la Figura 3.3 en la dirección  $+z$ , y una onda continua (CW), de menor intensidad, que viaja en la dirección  $-z$ .

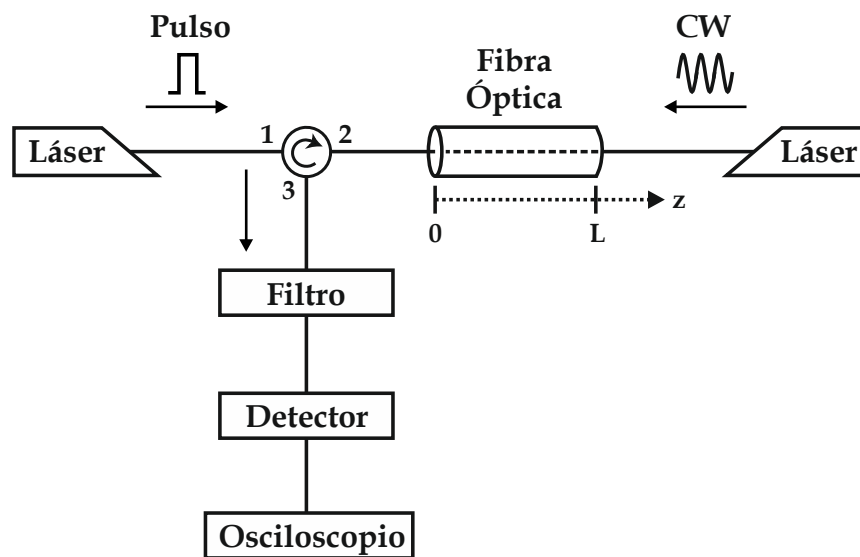


Figura 3.3: Esquema básico de un sistema BOTDA.

Basándonos en el montaje experimental de la Figura 3.3, un BOTDA puede funcionar en dos configuraciones diferentes [7][51]:

- **Ganancia Brillouin:** En esta configuración, la onda pulsada (a frecuencia  $\nu_p$ ) actúa como onda de bombeo para la amplificación Brillouin y la onda continua (en  $\nu_p - \Delta\nu$ ) como la onda de sonda. El pulso de bombeo genera una banda de ganancia, cuyo máximo aparecería a una frecuencia igual a  $\nu_p - \nu_B$ , donde  $\nu_B$  es el BFS de la fibra. Cuando el desplazamiento de frecuencia entre sonda y bombeo es cercano al BFS de la fibra, se amplificará por SBS. De este modo, podemos medir las variaciones de temperatura o deformación que modifican la amplificación Brillouin de la sonda en la entrada de la fibra ( $z = 0$ ) en función de la diferencia de frecuencia entre el bombeo y la sonda ( $\Delta\nu$ ).

- Atenuación Brillouin:** En esta configuración, la señal pulsada (a frecuencia  $\nu_p$ ) actúa como la onda de sonda. De este modo, la señal continua actúa como la señal de bombeo del proceso SBS, y tendrá que estar situada a la frecuencia  $\nu_p + \Delta\nu$  [52][53]. De forma similar a la configuración de ganancia Brillouin cuando la diferencia de frecuencia entre ambas ondas es igual al BFS, aparecerá “amplificación” Brillouin, aunque en este caso es el pulso el que es amplificado a costa de la pérdida de potencia de la onda continua. Así, podemos medir variaciones temporales de la intensidad de la onda continua en  $z = 0$  en forma de atenuación inducida por la interacción SBS con el pulso, que nos proporciona perfiles distribuidos de la temperatura y la deformación.

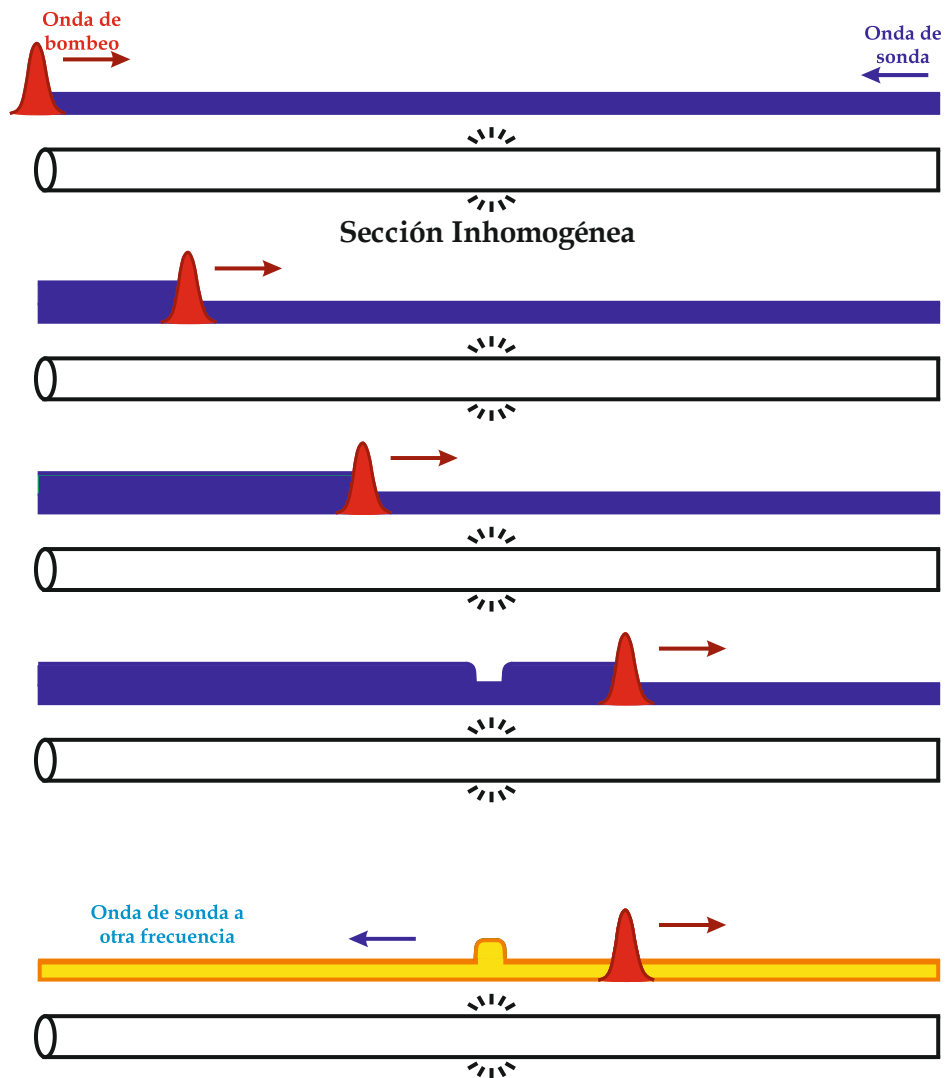


Figura 3.4: Representación gráfica del funcionamiento de un BOTDA en la configuración de ganancia Brillouin [7].

En la Figura 3.4 se muestra de forma simplificada el modo de funcionamiento de un sensor BOTDA funcionando en la configuración de ganancia Brillouin. La señal de bombeo la hemos representado como un pulso de color rojo, que se propaga desde la izquierda hacia la derecha, y la señal de sonda se propaga desde la derecha hacia la izquierda y es de color azul. El sistema se ajustará para que la onda de sonda presente un desplazamiento de frecuencia, respecto a la onda de bombeo, igual al valor que tenga el parámetro  $\nu_B$  de la fibra óptica que estemos utilizando para medir, con lo que su frecuencia tendrá que ser  $\nu_p - \nu_B$ . La onda de bombeo generará la curva de ganancia Brillouin (y la curva de fase Brillouin, aunque no esté representada en la figura) justamente a la frecuencia  $\nu_p - \nu_B$ , que amplifica la señal de sonda conforme dicho pulso de bombeo se va propagando por la fibra óptica. Hemos representado el fenómeno de amplificación en la figura haciendo más alta la onda continua. Este proceso tendrá lugar a lo largo de toda la fibra óptica mientras la onda de bombeo tenga intensidad suficiente como para generar el proceso de SBS. Si en la fibra tenemos una sección inhomogénea, entendiendo ésta como una región de la fibra óptica en la que se produce variación de temperatura o deformación que da lugar a una variación del índice de refracción, el valor del desplazamiento de frecuencia en esta región cambia a un nuevo valor  $\nu_B'$ . Por tanto, la onda de sonda, con frecuencia  $\nu_p - \nu_B$ , no será amplificada (ni sufrirá desfase) en esta región. Ajustando el desplazamiento de frecuencia de la onda de sonda al nuevo desplazamiento de frecuencia  $\nu_B'$  de la sección inhomogénea, no existirá amplificación en ninguna zona de la fibra óptica, excepto en la sección inhomogénea. Este cambio de frecuencia se ha representado en color amarillo en la figura [9]. De esta manera, se localiza en el dominio del tiempo cualquier perturbación a lo largo de la fibra.

Como ya vimos en el capítulo anterior, la señal de sonda, además de sufrir atenuación o amplificación, según qué configuración de BOTDA estemos utilizando, también sufrirá un desfase causado por el SBS. Ambos espectros, el de ganancia/atenuación (BGS) y el BPS, linealmente dependientes de la temperatura y la deformación de la fibra, están centrados en el BFS. Para recuperar completamente los espectros de la interacción, es necesario realizar un barrido de la diferencia de frecuencia entre la señal de sonda y la de bombeo  $\Delta\nu$  (barrido de la frecuencia de la onda continua), obteniendo un mapa 3D de los espectros a lo largo de la fibra [19]. Podemos determinar el perfil de la evolución del BFS a lo largo de la fibra o bien ajustando una curva cuadrática al BGS obtenido en cada posición de la fibra [54], o bien ajustando una recta a la región espectral central del BPS [55] como explicaremos más en detalle en capítulos posteriores.

En cada instante durante la propagación del pulso en la fibra, el proceso de SBS sólo ocurre en la región de la fibra donde las dos señales se solapan. La detección consiste en monitorizar en función del tiempo la intensidad continua recibida en la sección de la fibra donde se encuentra el pulso. La traza temporal nos proporciona información espacial a lo largo de la fibra, ya que

podemos usar el tiempo de vuelo del pulso para convertir la variable temporal en variable espacial [8].

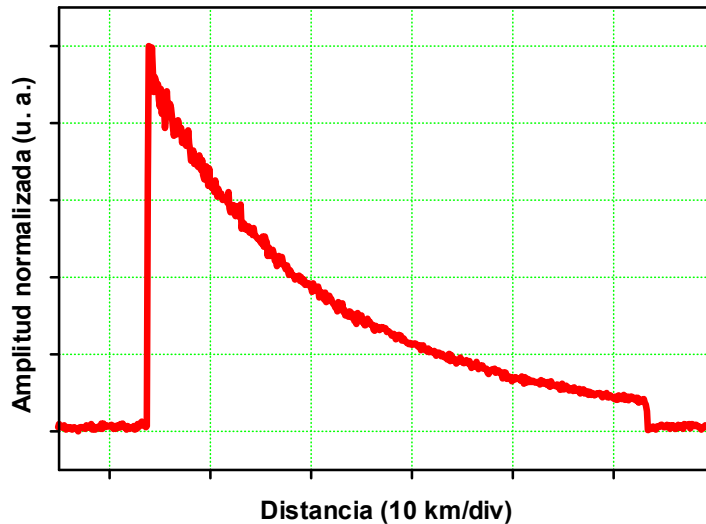


Figura 3.5: Traza temporal de la sonda amplificada por SBS de una fibra óptica de tipo SMF de 50 kilómetros, con resolución de 5 metros. Se han realizado mil promediados sobre la medida. La medida se ha realizado con un desplazamiento de frecuencia igual al BFS de la fibra óptica [9].

En la Figura 3.5 podemos observar una traza temporal típica [9] obtenida en un osciloscopio de la sonda amplificada por SBS de una fibra óptica SMF de 50 km. La traza se ha obtenido a la frecuencia a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin de esta fibra. Se puede apreciar la existencia de contraste a lo largo de los 50 kilómetros de fibra, así como el decaimiento exponencial de la potencia de la onda de sonda, amplificada por SBS, debido a la atenuación propia de la fibra óptica.

En general, en los sistemas BOTDA la señal adquirida es una variación de amplitud sobre un nivel de DC muy elevado. Para obtener valores de ganancia significativos, es necesario normalizar la señal obtenida por los niveles de DC de la señal, que se mide a partir de la potencia de fondo Stokes o anti-Stokes:

$$Ganancia(\%) = \frac{Amplitud - DC}{DC} 100 \quad (3.4)$$

De este modo, tenemos que realizar un barrido de la diferencia de frecuencia entre sonda y bombeo y guardar cada traza temporal obtenida. A partir de las medidas de las trazas temporales para las distintas diferencias de frecuencias podemos reconstruir el espectro Brillouin completo. En la Figura 3.6, podemos observar un espectro completo de ganancia en función del tiempo y la frecuencia.

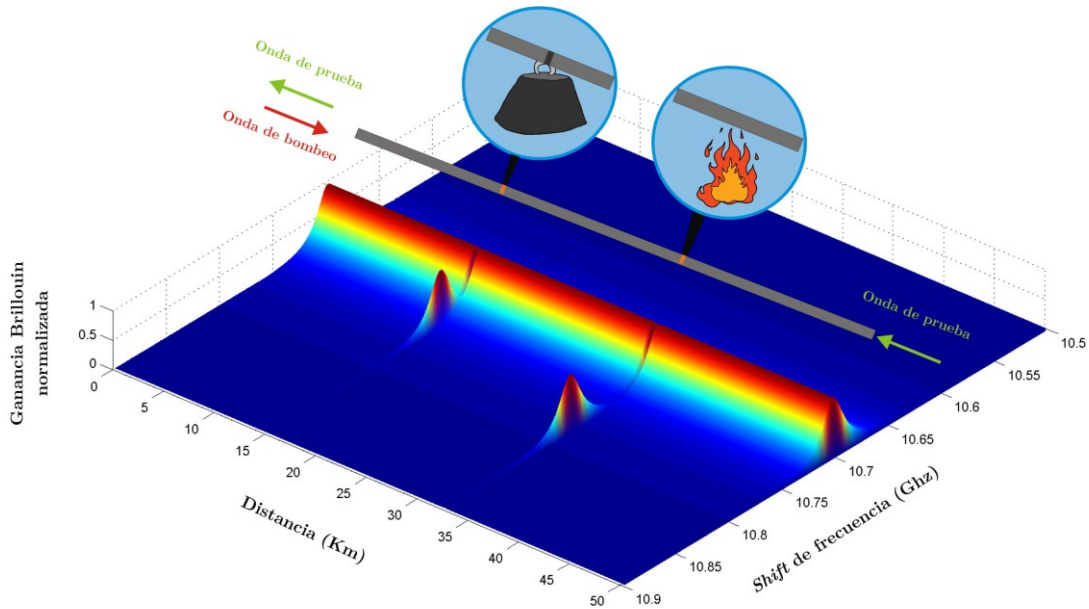


Figura 3.6: Representación del espectro de ganancia de BOTDA sobre la que se han aplicado dos cambios: uno de deformación y otro de temperatura [9].

### 3.3.2 Modelo teórico

Las ecuaciones de onda acopladas obtenidas en el capítulo anterior se pueden aplicar a un BOTDA para describir las potencias de las señales pulsada y continua ( $P_p$  e  $P_s$  respectivamente). En el desarrollo suponemos que el pulso de bombeo se propaga hacia  $z = L$  y la señal de sonda hacia  $z = 0$ .

Cuando la señal de sonda continua se encuentra en  $\nu_p - \Delta\nu$ , el coeficiente de ganancia  $g_B$  es positivo y la potencia es acoplada desde el pulso a la señal continua (configuración de ganancia Brillouin). Si por el contrario la señal de sonda continua se encuentra en  $\nu_p + \Delta\nu$ , el coeficiente  $g_B$  es negativo, la potencia se transfiere desde la señal continua a la pulsada, dando lugar a atenuación Brillouin [8]. Asumiendo por simplicidad el caso de ganancia Brillouin, la cantidad de potencia transferida del bombeo a la sonda viene dada por [56]:

$$\Delta P_S(z) = P_S(z) \left[ e^{\frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} P_p(z) \Delta z} - 1 \right] \quad (3.5)$$

Aunque esta expresión sólo se puede aplicar a excitaciones continuas, puede ser empleada para un BOTDA en caso de usar señales pulsadas con una anchura de pulso mayor que 10 ns (tiempo de vida del fonón) [17].



Asumiendo que trabajamos en pequeña ganancia  $\Delta P_S(z) \ll P_S(z)$ , la ecuación (3.5) la podemos simplificar en [56]:

$$\Delta P_S(z) = \frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} P_p(z) P_S(z) \Delta z \quad (3.6)$$

Si consideramos que a la intensidad del pulso no le afecta la interacción con la onda continúa (si no existe agotamiento de bombeo (apartado 3.3.4.2)), éste sólo experimentará las pérdidas de la fibra  $\alpha$  [17]:

$$P_p(z) = P_p(0) e^{-\alpha z} \quad (3.7)$$

donde  $P_p(0)$  es la potencia de bombeo de entrada a la fibra.

Si, por un momento, consideráramos que la señal de sonda sólo se ve afectada por la atenuación de la fibra obtenemos la siguiente expresión para su potencia:

$$P_S(z) = P_S(L) e^{-\alpha(L-z)} \quad (3.8)$$

Considerando la aproximación en pequeña ganancia y las ecuaciones (3.7) y (3.8) la ecuación (3.6) podemos reescribirla de la siguiente forma:

$$\Delta P_S(z) = \frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} P_p(0) e^{-\alpha z} P_S(L) e^{-\alpha(L-z)} \Delta z = \frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} P_p(0) P_S(L) e^{-\alpha L} \Delta z \quad (3.9)$$

donde  $P_S(L)$  es la potencia de sonda de entrada a la fibra.

Como se puede observar en la ecuación anterior la ganancia de potencia local  $\Delta P_S$  es independiente de la posición  $z$ .

Para recuperar la información del espectro Brillouin es necesario comparar la potencia de la señal de sonda con y sin interacción Brillouin al principio de la fibra. Por tanto, la potencia transferida descrita en la ecuación (3.9) debe propagarse desde  $z$  a 0, y así, sufrirá también las pérdidas de la fibra, resultando en la siguiente expresión [56]:

$$\Delta P_S(0) = \Delta P_S(z) e^{-\alpha z} = \frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} P_p(0) P_S(L) e^{-\alpha(L+z)} \Delta z \quad (3.10)$$

Esta expresión nos permite directamente reconstruir el espectro Brillouin de las medidas de la señal continua, que tendrá la misma forma que el coeficiente Brillouin  $g_B(\nu)$ . De este modo

podemos reconstruir el espectro Brillouin en función de la distancia midiendo la intensidad de la señal continua para diferentes separaciones de frecuencia  $\Delta\nu$ .

Es evidente que la respuesta del sensor será más pequeña para  $z$  grandes y, de esta forma, el peor caso se da cuando la interacción tiene lugar en la parte final de la fibra a  $z = L$ . Por tanto, hay que probar el funcionamiento del BOTDA realizando medidas al final de la fibra donde la respuesta del sensor es [56]:

$$\Delta P_S(0) = \frac{g_B(\nu)}{A_{eff}} P_p(0) P_S(L) e^{-2\alpha L} \Delta z \quad (3.11)$$

### 3.3.3 Resolución espacial

Como ya vimos en el apartado 3.2, la resolución espacial es la capacidad de un sensor para discernir dos puntos adyacentes que presentan diferentes condiciones de deformación y/o temperatura. En los sistemas ópticos basados en la utilización de señales pulsadas, la resolución espacial está directamente relacionada con la anchura temporal del pulso. La resolución espacial se puede representar con la siguiente expresión:

$$\Delta z = \frac{\tau v_g}{2} \quad (3.12)$$

donde  $\tau$  es la anchura temporal del pulso óptico y  $v_g$  la velocidad de grupo del pulso de bombeo. Como la velocidad de propagación en la fibra óptica es  $v_g \simeq 2 \cdot 10^8$  m/s se suele utilizar la regla práctica de 10 ns de anchura temporal de pulso corresponden a una resolución espacial de un metro. El factor 2 aparece porque en un sistema BOTDA la señal va y vuelve, recorriendo la distancia total de la fibra dos veces. El significado de la ecuación (3.12) es que la sonda amplificada o atenuada, obtenida en cualquier instante fijo  $t$  tras el lanzamiento del pulso de bombeo, es el resultado de la interacción de SBS sobre una sección de fibra de longitud  $\Delta z$ , de manera que depende en parte de la integral del coeficiente Brillouin sobre la distancia. Basándonos en esta definición, es posible la determinación localizada de variaciones de deformación y/o temperatura siempre y cuando, esos cambios se produzcan con una separación mayor que la resolución espacial de medida. En el caso de que existiera una variación de deformación y/o temperatura a una distancia menor que la resolución de medida, ésta podría posiblemente detectarse, pero no de forma precisa.

Para mejorar la resolución espacial del BOTDA es necesario reducir la anchura temporal del pulso de bombeo. Sin embargo, ésta anchura no es posible reducirla por debajo de 1 m, ya que existen dos limitaciones. El primer problema es trivial, el estrechamiento del pulso resulta en un decaimiento exponencial de la señal medida. La segunda limitación es más fundamental, resulta de la naturaleza pulsada de la señal de bombeo y determina en última instancia la

resolución del sensor. Cuando la duración de la señal pulsada es más corta que la vida del fonón  $\tau_B$  ( $\sim 10$  ns, equivalente a 1 m de resolución espacial), el ancho de banda del espectro Brillouin se ensancha considerablemente desde 30 MHz hasta más que 100 MHz porque el espectro Brillouin medido o efectivo  $\bar{g}_B(\nu)$  viene dado por la convolución del espectro del pulso (función sinc) con el espectro Brillouin natural  $g_B(\nu)$  (forma Lorentziana). Este ensanchamiento del espectro Brillouin resulta en una disminución drástica del pico de ganancia y, consecuentemente, de la señal medida [57]). Asimismo, esto provoca que la respuesta de fase Brillouin sea más lineal (y menos abrupta) alrededor del BFS.

Este efecto es también perjudicial para la resolución en frecuencia de las medidas, ya que, cuando la anchura temporal de los pulsos es menor que el tiempo de vida de los fonones, se determina la frecuencia central de esta distribución ensanchada con menos exactitud, aumentando la incertidumbre en la determinación del BFS que se traslada en un aumento de incertidumbre en la medida.

Por otra parte, además de la influencia que tiene sobre la resolución espacial del BOTDA la anchura temporal del pulso de bombeo, también influye sobre dicha resolución el sistema de adquisición de datos empleado. Asegurar una tasa de muestreo suficiente en el sistema de adquisición (que determina el número de puntos de los que se dispone a lo largo de la longitud de monitorización) es decisivo para mantener la resolución espacial que proporciona la anchura temporal seleccionada del pulso de bombeo. La resolución espacial del sensor BOTDA viene dada por el parámetro más restrictivo entre los dos descritos [9].

Para superar las limitaciones que existen a la hora de reducir la resolución espacial será necesario aplicar ciertas técnicas, como son el uso de la técnica del pulso brillante [58], la técnica del pulso oscuro [59], la técnica de pre-bombeo [60], ecos Brillouin [12][61][62] y la técnica de diferencia de pares de anchuras de pulsos (DPP) [63][64]. Todas están basadas en la pre-excitación de la onda acústica para evitar la limitación impuesta por el tiempo de vida del fonón [7].

La técnica de pulso brillante [58] está basada en una señal de sonda continua contra-propagante a un pulso combinado con una pequeña componente continua. Esta componente continua pre-bombea el campo del fonón antes de la llegada del pulso, resultando en un incremento de la interacción Brillouin para la duración del pulso y una disminución de la anchura del espectro Brillouin.

La del pulso oscuro [59] se beneficia del hecho de que el *scattering* Brillouin se interrumpe de inmediato cuando una de las ondas, o el bombeo o la sonda, se desconecta. Emplea dos señales continuas que excitan continuamente la onda acústica y, por tanto, interactúa sobre toda la fibra. Entonces, una de las dos ondas, por ejemplo la onda de sonda Stokes, se desconecta, provocando el agotamiento sobre el pulso de bombeo. Después de esta breve interrupción de la onda de Stokes, que se denomina pulso oscuro, la sonda se enciende otra vez y la

transferencia Brillouin continua sin modificar significativamente la onda acústica, debido a lo el pulso oscuro es muy corto. Midiendo la ausencia de interacción Brillouin, es posible reconstruir el espectro Brillouin con el ancho Brillouin natural y con una amplitud Brillouin mayor que con la técnica tradicional.

La técnica de pre-bombeo [60] es muy parecida a la del pulso brillante pero en lugar de usar una onda continua para pre-activar la onda acústica antes de que llegue el pulso de bombeo, emplea un pulso de baja intensidad. De este modo, el sistema puede mejorar la resolución espacial manteniendo un espectro Brillouin estrecho.

Los ecos Brillouin [12][61][62] emplea dos ondas continuas, pero con la fase de una de ellas abruptamente y brevemente desplazada un valor de  $\pi$  durante un periodo de tiempo menor que la vida del fonón, Durante este desplazamiento de fase del pulso, el bombeo se refleja completamente y genera una interferencia destructiva en la sonda. Esta se puede apreciar como una pequeña pérdida en la forma de onda de la sonda.

Por último, la técnica DPP [63][64] se basa en la sustracción de dos espectros Brillouin diferentes, que se miden empleando pulsos con una duración ligeramente diferente. La duración temporal de ambos pulsos se elige para ser lo suficientemente ancha para medir un ancho de banda Brillouin estrecho. Mientras tanto, la diferencia de ambos espectros elimina la fracción de respuesta común de ambos pulsos, y, por tanto, sólo permanece la parte diferencial, que contribuye a medir el espectro Brillouin diferencial. Así, la diferencia temporal entre ambos pulsos define la resolución espacial del sistema.

### 3.3.4 Rango de medida

El incremento del rango de medida está directamente relacionado con el incremento de la SNR de la señal detectada. La manera más intuitiva de aumentar esta SNR es incrementar los niveles de potencia de las señales que interactúan dentro de la fibra sensora. Al aumentar las potencias de las ondas de sonda y bombeo podemos superar parcialmente el efecto de la atenuación de la fibra [7].

Aumentar las potencias mejora la SNR y por tanto el rango de medida de sensores BOTDA, pero el funcionamiento del sistema puede verse afectado debido a algunos efectos perjudiciales [7], como la inestabilidad de modulación (MI), el efecto Raman y el efecto de auto-modulación de fase (SPM) [18], de los que hablaremos más en detalle en el apartado siguiente. En general para una SMF normal la máxima potencia de bombeo  $P_p$  está limitada principalmente por la MI.

El efecto principal que limita la potencia de sonda en un BOTDA es el conocido como agotamiento de bombeo o efectos no locales. Este efecto, del que hablaremos en el apartado 3.3.4.2, consiste en cambios de intensidad del pulso de la señal de bombeo durante la

propagación debido a la interacción con la señal continua. Esta amplificación/atenuación del pulso, dependiente de la separación entre sonda y bombeo, distorsiona el espectro de ganancia Brillouin, y, por tanto, desvía su pico de frecuencia del BFS real [65][66].

Otra forma de mejorar la SNR y por tanto, incrementar la distancia de medida, en lugar de aumentar las potencias de las señales que interactúan, es reducir el nivel del ruido de sistema

Para superar las limitaciones que existen a la hora de aumentar el rango de medida será necesario aplicar ciertas técnicas como son la amplificación Raman de primer orden [67], de segundo [68], técnicas de codificación [69], amplificación discreta [70] o detección heterodina [71].

### 3.3.4.1 Inestabilidad de modulación, scattering Raman y auto-modulación de fase

Cuando la potencia de los pulsos de bombeo es muy alta aparece en las fibras ópticas la inestabilidad de modulación (MI). Este efecto induce agotamiento en la potencia de bombeo [72][73] y puede distorsionar la respuesta del sensor.

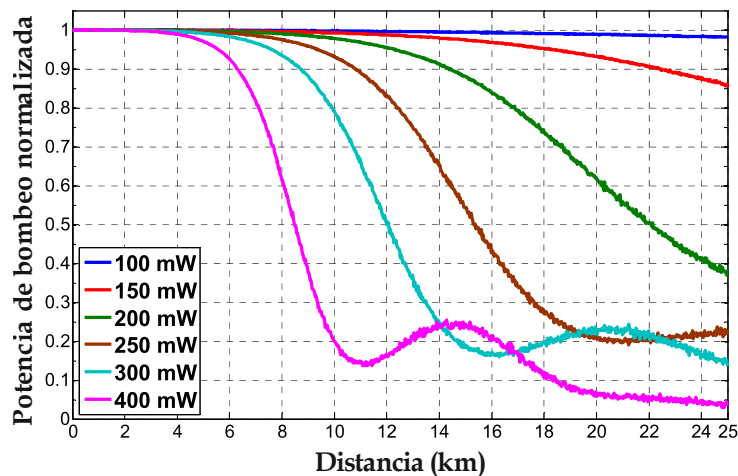


Figura 3.7: Evolución de la potencia de bombeo a lo largo de una SMF de 25 km afectada por inestabilidad de modulación cuando incrementamos la potencia de pico de bombeo [74].

La MI se produce por la interacción entre dispersión anómala y el efecto Kerr en la fibra [74]. En términos espectrales, MI genera dos bandas espectrales simétricas alrededor de la longitud de onda de bombeo, llevando a un intercambio de potencia entre el bombeo y estas bandas laterales durante su propagación a lo largo de la fibra [75]. Este intercambio de potencia da lugar a fluctuaciones de potencia en el pulso de bombeo (Figura 3.7), que se traslada

directamente en la traza temporal del sensor BOTDA como muestra la Figura 3.8. Consecuentemente, algunas secciones de la fibra no se pueden medir correctamente debido a la baja SNR [74].

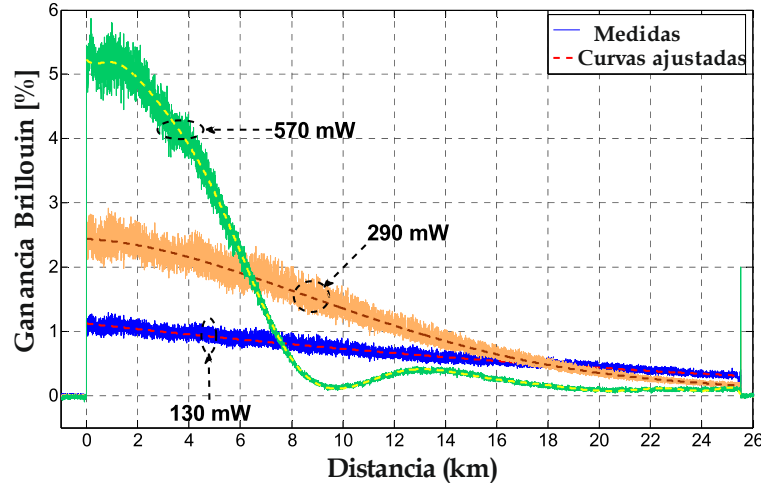


Figura 3.8: Evolución des trazas temporales de un BOTDA afectadas por la inestabilidad de modulación para tres valores de potencia de bombeo de entrada: 130 mW, 290 mW, y 570 mW [41].

La limitación impuesta por MI determina la máxima potencia de bombeo que se puede introducir en la fibra, estando en torno a 160 mW (22 dBm). Esta limitación de potencia puede solventarse utilizando fibras de dispersión desplazada (DSF) con dispersión normal [76]. Sin embargo, el área efectiva reducida y las bajas dispersiones de las DSF favorecen la aparición de otros efectos no lineales con umbrales de potencia más altos, como el *scattering* Raman [73]. En este caso, se observa un agotamiento rápido del bombeo, limitando el rango del sensor. La señal Raman se co-propaga con el pulso de bombeo y puede interactuar sobre fibras largas. Para fibras muy largas, el valor máximo de la potencia de pulso que evita el *scattering* Raman espontaneo es del orden de 1 W (30 dBm) [73].

Otra limitación asociada, en este caso, a la potencia del pulso de bombeo es la SPM. Este efecto no lineal induce un desplazamiento de fase en la señal transmitida causado por la dependencia de intensidad del índice de refracción que lleva a un ensanchamiento espectral del pulso [18].

La SPM no afecta a la forma del pulso, pero da lugar a un desplazamiento de fase dependiente de la intensidad que tiene su máximo valor en el centro de la señal pulsada. Sin embargo, esta dependencia temporal de la fase inducida por SPM lleva a un ensanchamiento espectral. Esto puede entenderse considerando que cualquier variación temporal de la fase implica una variación de la frecuencia instantánea en el pulso desde su valor central. Esta dependencia temporal equivale a un chirp, cuya magnitud aumenta con la distancia, de modo que nuevas

componentes espectrales aparecen durante la propagación de la señal pulsada. Este efecto depende de la forma del pulso empleado y puede ser fácilmente evitado empleando pulsos de bombeo perfectamente rectangulares con flancos bruscos de subida y bajada.

### 3.3.4.2 Agotamiento de bombeo

Con agotamiento de bombeo o efectos no locales, como ya hemos comentado, nos referimos a los cambios de intensidad del pulso de bombeo dependientes de la frecuencia debidas a la transferencia de potencia entre la señal de sonda y bombeo [6][66][77][78][79][80][81].

El agotamiento es una transferencia gradual desde una onda de frecuencia más alta a otra de frecuencia más baja. Si consideramos una configuración BOTDA de ganancia Brillouin la amplitud del pulso de bombeo dependerá de la diferencia de frecuencia entre la sonda y el bombeo en presencia de una transferencia de energía acumulada entre las ondas interferentes [80]. Como el pulso de bombeo interactúa continuamente con la señal de sonda, el efecto será mayor en él que en la señal de sonda, que únicamente interactúa con la otra onda durante la longitud del pulso. Este efecto también es mayor al final de la fibra óptica ya que la energía transferida se distribuye a lo largo de la longitud [7][80].

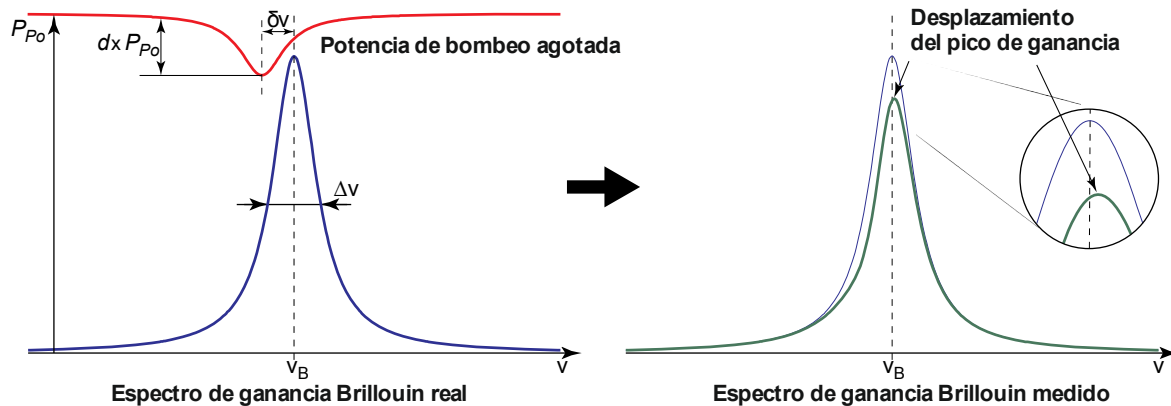


Figura 3.9: Representación del agotamiento del bombeo Brillouin cuando intentamos determinar el BGS [80]. Si la potencia de bombeo se reduce una fracción  $d$  a una frecuencia dada y analizamos un espectro de ganancia Brillouin con un pico de ganancia desplazado en frecuencia una cantidad  $\delta\nu$  de esta frecuencia, mediremos un espectro de ganancia Brillouin distorsionado (línea gruesa). La frecuencia del pico de ganancia medido se desplaza con respecto al espectro de ganancia real (línea fina) y sufre de un error sistemático.

En la práctica, el agotamiento de bombeo se manifiesta como un cambio en la amplitud del pulso de bombeo, dependiente de la separación entre bombeo y sonda, el cual no garantiza una potencia de bombeo constante cuando se realiza un barrido de la frecuencia de separación del pulso y el bombeo [7].

La existencia de efectos no locales es un asunto muy preocupante, ya que causa deformación en las curvas de ganancia/atenuación Brillouin que obtenemos, lo que lleva a su vez a errores en la determinación del BFS en función de la posición. El error introducido depende del BFS total de la fibra, y por ello es por lo que esta alteración de la medida se denomina “efectos no locales” [81].

Como podemos observar en la Figura 3.9, cuando empleamos una onda de bombeo agotada para realizar el barrido de la diferencia de frecuencias  $\delta\nu$  de una sección de fibra inhomogénea, el desplazamiento de frecuencia del espectro Brillouin medido tiene un error con respecto al espectro Brillouin real.

El agotamiento sufrido por la señal de bombeo podemos medirlo como la pérdida de potencia relativa a la potencia de pico del pulso [80]:

$$d = \frac{P_{p0} - P_p}{P_p} \quad (3.13)$$

donde  $P_{p0}$  es la potencia de bombeo cuando no hay interacción Brillouin y  $P_p$  es la potencia de bombeo bajo la máxima interacción Brillouin.

Este factor puede calcularse analíticamente en función de la potencia de sonda de entrada  $P_S(L)$  y la longitud efectiva de la fibra  $L_{eff}$  [44]:

$$1 - d = \frac{P_p(L)}{P_{p0}(L)} = e^{\left(\frac{g_{B0}}{A_{eff}} P_S(L) L_{eff}\right)} \quad (3.14)$$

La ecuación anterior considera el máximo agotamiento de la señal de bombeo, que ocurre a la frecuencia del pico del espectro Brillouin. Usando la ecuación (3.14), podemos calcular la máxima potencia de sonda de entrada para un factor de agotamiento  $d$  dado:

$$P_S(L) < -\ln(1 - d) \frac{A_{eff}}{g_{B0} L_{eff}} \quad (3.15)$$

Esta ecuación muestra que la máxima potencia de sonda para un factor de agotamiento dado no depende ni de la potencia del pulso de bombeo ni de su duración, dependiendo solo de las propiedades de la fibra óptica. En condiciones estándar ( $A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$ ,  $L_{eff} \approx 20 \text{ Km}$  y  $g_{B0} = 2 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1}$ ), para un factor de agotamiento  $d = 0.20$ , la potencia de entrada de sonda  $P_S(L)$  no debe exceder  $44.6 \mu\text{W}$  (-13.5 dBm)



Es necesario remarcar que ambas configuraciones, ganancia y atenuación, llevan a un espectro Brillouin distorsionado y, por tanto, ninguna de estas configuraciones ofrece una ventaja decisiva [80]. La única diferencia reside en la dirección hacia donde se deforma el pico: mientras que la configuración de ganancia lleva el pico a valores más altos e BFS (Figura 3.9), la configuración de atenuación lo lleva a valores más bajos (en el caso de trabajar con la configuración de atenuación,  $d$  tendría signo negativo).

Existen diferentes métodos para solventar este problema. El más empleado [78] se basa en la generación de dos interacciones Brillouin complementarias sobre la onda pulsada, de modo que ésta no se ve afectada, en principio, por la interacción Brillouin. Esta configuración permite reducir el problema del agotamiento de bombeo (o efectos no locales) [80], aunque, como demostramos en [81], sólo de primer orden (cuando la separación entre sonda y bombeo es igual a el BFS de la fibra).

Existe otro efecto no local de segundo orden que distorsiona espectralmente el pulso de bombeo cuando la separación entre sonda y bombeo es diferente al BFS de la fibra y, cuando la potencia de sonda es alrededor de -3 dBm para un error inducido de 1 MHz [81]. Para estas separaciones en frecuencias entre sonda y bombeo, la interacción total resultante de ambas interacciones Brillouin no se compensa del todo, y, por tanto, el espectro del pulso se distorsionara, desplazándose hacia arriba o hacia abajo en frecuencia dependiendo de su la diferencia de frecuencia entre sonda y bombeo es mayor o menor que el BFS [81]. Existen dos soluciones para solventar este problema [82][83] que permiten evitar los efectos no locales de segundo orden e inyectar potencia de sonda limitada por *scattering* Brillouin espontáneo cuyo umbral coincide con el umbral Brillouin, que como ya vimos es de unos 4 mW (6 dBm).

### 3.3.4.3 Ruido de polarización

Otro factor importante para tener una SNR alta es reducir el ruido de la señal de sonda amplificada/atenuada por SBS, como ya hemos comentado. Uno de los ruidos principales que afectan a un sensor BOTDA es el ruido de polarización. Este ruido aparece en los sistemas BOTDA debido a la fuerte sensibilidad del SBS a la polarización y es importante eliminarlo.

Como ya vimos en el capítulo anterior, la eficiencia del SBS depende del alineamiento de polarización relativa entre las dos ondas que interactúan dentro de la fibra, la onda de sonda y la de bombeo [34]. La ganancia/atenuación es máxima en una fibra SMF estándar cuando el vector de Jones de la sonda,  $\vec{J}_S(z=0)$ , es el complejo conjugado del de bombeo en  $z=0$ , es decir  $\vec{J}_p^*(z=0)$  [34]. De forma contraria, la interacción SBS será cero sobre un periodo óptico [32] cuando el vector de Jones de la sonda es ortogonal al complejo conjugado del de bombeo en  $z=0$  [34]. Normalmente es imposible garantizar que las señales de sonda y bombeo estén alineadas sobre toda la longitud de la fibra en fibras estándar monomodo, ya que los SOPs de

las ondas ópticas varían aleatoriamente por la birrefringencia aleatoria [22], como también vimos en el capítulo anterior.

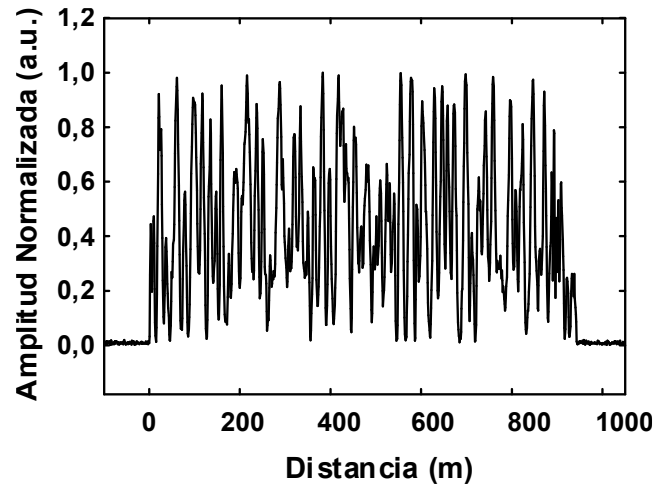


Figura 3.10: *Traza temporal de un BOTDA sin eliminar el ruido de polarización* [84].

De esta forma, cuando la interacción SBS se produce en fibras convencionales, aparecen posiciones aleatorias donde la ganancia se maximiza junto con posiciones donde la ganancia es cero. Este patrón de ruido aleatorio se le conoce como ruido de polarización. En la Figura 3.10 aparece representada una traza temporal con ruido de polarización obtenida con un BOTDA. En sistemas de medida Brillouin convencionales, en los que la fibra transductora suele ser de tipo SMF o similar, es necesario obtener cierta inmunidad a este ruido mediante algún tipo de aleatorización de polarización en el pulso de bombeo, en la señal de sonda o en ambas.

### 3.3.5 Frecuencia máxima de la señal pulsada

Con el fin de poder realizar un análisis de la ganancia/atenuación o fase Brillouin en el dominio del tiempo, la señal de bombeo es una señal pulsada con una determinada frecuencia de repetición de los pulsos. La elección de esta frecuencia es determinante para lograr un correcto funcionamiento de un sensor BOTDA, ya que es imprescindible que no coexistan de forma simultánea dos pulsos ópticos en el interior de la fibra óptica para que no exista solapamiento entre las señales generadas por ambos. Para lograr esto tiene que cumplirse la condición de que el periodo de la señal pulsada  $T_p$  sea mayor que el tiempo que tarda un pulso óptico en recorrer dos veces la longitud total de la fibra óptica  $L$  (el pulso óptico tiene que hacer los caminos de ida y vuelta):

$$T_p \geq 2 \frac{L}{v_g} \quad (3.16)$$

### 3.3.6 Descripción de un BOTDA convencional

Las primeras medidas distribuidas usando un sensor BOTDA fueron hechas en 1990 por Kurashima et al., con una resolución espacial de 100 m sobre una distancia de 1.2 km de fibra SMF con 3°C de incertidumbre [49]. Han pasado más de veinticinco años desde entonces y, actualmente, gracias a mejoras en los componentes, es posible lograr máximos rangos de medida de 50 km sin aplicar técnicas adicionales [85][86]. En términos de resolución espacial, el límite natural viene dado por la vida del fonón en la fibra, como ya hemos visto en el apartado 3.3.3, estableciéndose la resolución mínima en  $\sim 1$  m [7].

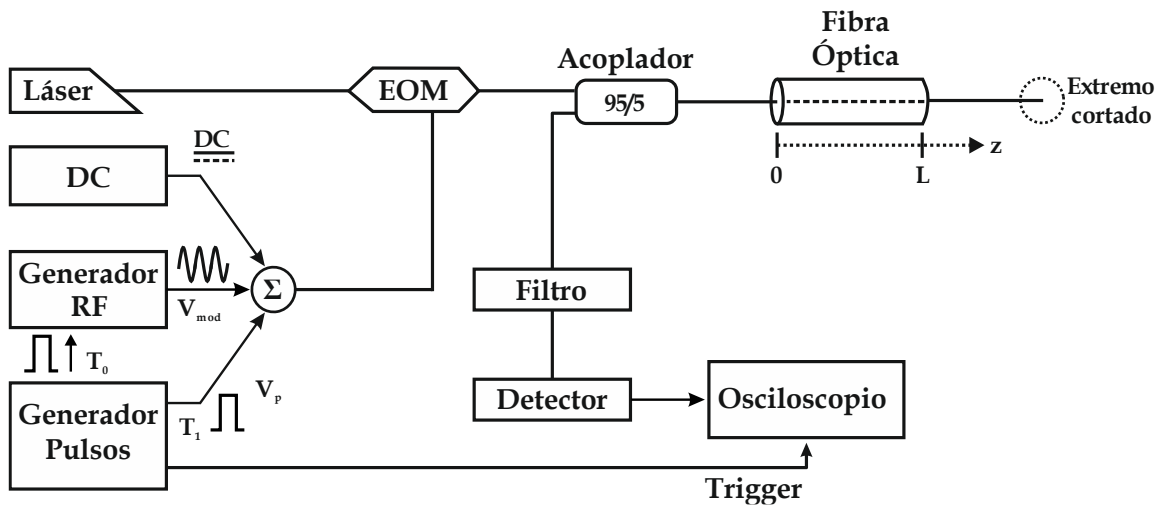


Figura 3.11: Esquema de la técnica de doble banda lateral para sensores BOTDA [87]. DC: corriente directa; RF: Radio frecuencia; EOM: modulador electro óptico.

El esquema mostrado en la Figura 3.3 puede considerarse una representación sencilla del primer BOTDA. En aquel momento se empleaban dos láseres separados para generar la señal de sonda y la de bombeo, teniendo una diferencia entre sus frecuencias en el rango del BFS de la fibra de medida. Uno de los dos láseres se iba modificando, mientras se dejaba la frecuencia de emisión del otro fija. La diferencia de frecuencia entre los dos láseres se podía medir, por ejemplo, midiendo el espectro del batido de las dos señales obtenida mezclando una pequeña parte de las dos ondas que interactúan [17].

La amplificación o atenuación de la señal de sonda ocurre en la sección donde la diferencia de frecuencia entre el pulso y la sonda continua coincide con el BFS en ese punto. Las señales Brillouin se adquieren en los sistemas BOTDA para un rango de diferencias de frecuencia entre

las dos señales, de modo que se obtiene un perfil completo del BFS en todas las posiciones de la fibra [8].

La principal desventaja del montaje del primer BOTDA era que la estabilidad de los láseres no se garantizaba a lo largo de una medida, de modo que cualquier deriva de alguno de ellos se trasladaba en una variación en la diferencia de frecuencia  $\Delta\nu$ . Esto provocaba errores en la determinación del BFS o una disminución de la SNR [7].

Este problema se solventó usando una técnica propuesta en [19][87][88], basada en emplear un único laser para generar las dos señales necesarias para desarrollar un sensor BOTDA, la sonda y el bombeo. El láser se modula usando un modulador electro óptico de intensidad (EOM) para obtener señales de doble banda lateral pulsadas y desplazadas la frecuencia requerida, como muestra la Figura 3.11.

El generador de radio frecuencia (RF) modula el láser, creando dos bandas igualmente espaciadas (bandas laterales de modulación) en el espectro del láser a una frecuencia  $f_m$ , simétricas alrededor de la frecuencia de la onda incidente  $\nu_p$ , como muestra la Figura 3.11. Si la separación de estas bandas laterales  $f_m$  desde la onda portadora  $\nu_p$  es igual al BFS ( $\nu_B = \nu_p \pm f_m \approx 10-11$  GHz), las bandas laterales de primer orden interactuarán con la onda incidente a través del proceso de SBS, si estas se propagan en dirección contra-propagante. La banda lateral de frecuencia inferior del espectro óptico actúa como la onda de Stokes para la onda contra-propagante, de modo que se amplifica durante la propagación. Por el contrario, la banda lateral de frecuencia superior se atenuará por SBS cuando interactúe con la onda contra-propagante [8].

De este modo, si realizamos un barrido de frecuencia con estas bandas laterales y medimos la amplitud de la onda continua en detección, podemos reconstruir el espectro Brillouin en todos los puntos de la fibra con buena estabilidad y SNR, ya que se garantiza la estabilidad relativa entre las dos señales [7].

Por el proceso de modulación, en la fibra habrá presente un mínimo de tres ondas: las dos bandas laterales localizadas alrededor del BFS  $f_m$ , y la onda portadora  $\nu_p$ . Para recuperar convenientemente el espectro Brillouin es necesario filtrar las señales no deseadas, como la banda lateral que no esté involucrada en el proceso de ganancia/atenuación Brillouin y la señal en  $\nu_p$  antes de detectar ésta señal. Normalmente, se suele utilizar un filtro óptico estrecho para eliminar la banda lateral no deseada, mientras que la portadora se elimina fijando correctamente una DC en el EOM para seleccionar el punto de trabajo del modulador [7]. La Figura 3.12 representa el espectro de la señal de sonda con la portadora suprimida. Se puede apreciar en ésta figura que al suprimir la portadora aparecen también armónicos de orden superior. Estas bandas tienen una potencia 30 dB menor que las bandas laterales de primer orden, por lo que su impacto en el proceso no es significativo.

La detección en un sistema BOTDA consiste en monitorizar (en un osciloscopio o tarjeta de adquisición) en función del tiempo la intensidad continua recibida en la sección de la fibra donde se encuentra el pulso para cada una de las frecuencias del barrido de la señal de sonda.

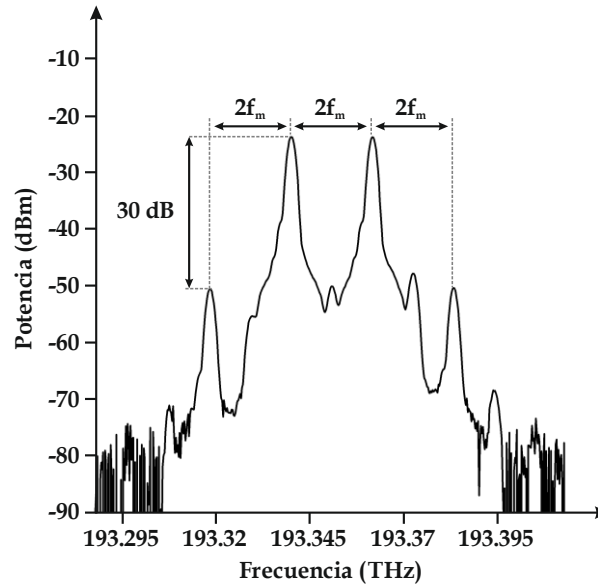


Figura 3.12: Representación del espectro de la onda de sonda con dos bandas laterales y la frecuencia de portadora eliminada [7].

### 3.4. Sensores Brillouin basados en la correlación (BOCDA)

La técnica BOTDA, descrita en la sección 3.3, sufre de una limitación fundamental en la mínima resolución espacial que se puede emplear. Esta limitación viene de la naturaleza de la interacción entre los fotones y los fonones acústicos, que está gobernada por el tiempo de vida del fonón que está en el rango de los 10 ns, correspondiente a 1 m de resolución espacial. Además, con pulsos de bombeo de corta duración se produce un ensanchamiento del espectro Brillouin provocando una pérdida de contraste de señal, como hemos visto en 3.3.3.

Para solventar este problema, en el año 2000 se propuso una nueva técnica basada en el control de la correlación entre dos señales continuas [89], generando de este modo *scattering* Brillouin en la fibra de forma local, y no siendo necesaria la utilización de pulsos ópticos para la señal de bombeo. En este sistema se utilizaba una modulación en frecuencia [90] para crear correlación de forma local, consiguiendo resoluciones espaciales del orden de los centímetros [9]. Desde entonces, esta técnica ha sido mejorada pudiendo detectar variaciones de temperatura y deformación con una longitud de unos pocos milímetros [87].

El SBS depende de la correlación entre las ondas de sonda y bombeo [37], y la eficiencia del proceso cambia debido a cambios en la frecuencia, fase o polarización. El funcionamiento del BOCDA se apoya en la reducción artificial de la correlación entre las dos ondas que generan el SBS en todos los puntos de la fibra óptica, excepto en el punto de estudio [9].

En este apartado presentaremos los conceptos básicos en los que se fundamenta un sensor BOCDA modulado en frecuencia describiendo la técnica en la que apoyamos su funcionamiento, para a continuación, resumir el modelo teórico que permite obtener las principales ecuaciones que describen el comportamiento de las dos señales necesarias en este tipo de sensores. Pasaremos a mostrar algunos parámetros de estos sistemas y el montaje experimental básico de un BOCDA estándar.

### 3.4.1 Técnica de medida de un BOCDA

Podemos observar el montaje experimental simplificado de un BOCDA en la Figura 3.13. En cualquier sistema BOCDA se encuentran involucradas dos señales contra-propagantes moduladas en frecuencia o fase: la onda de bombeo, que en la Figura 3.13 viaja en la dirección  $+z$ , y la onda de sonda, que viaja en la dirección  $-z$ .

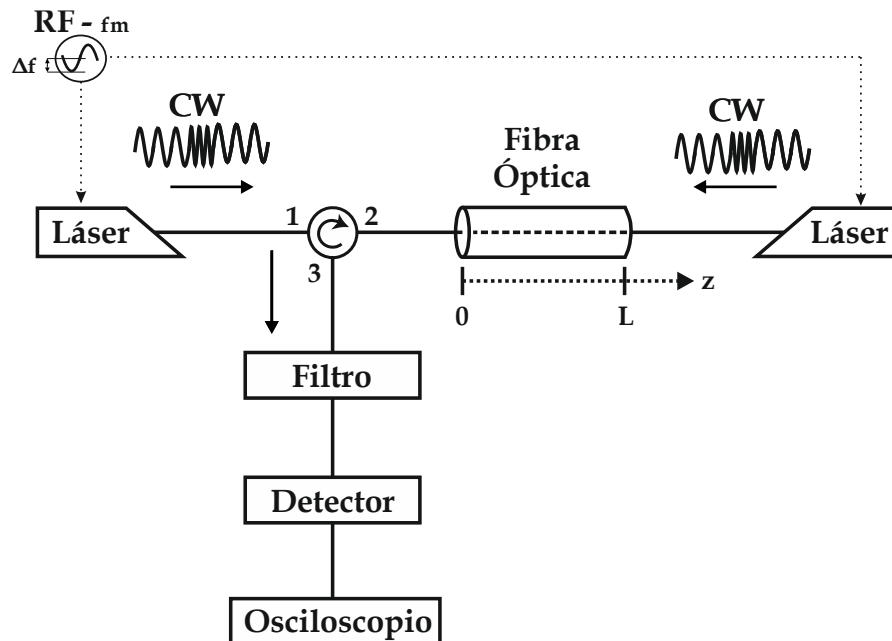


Figura 3.13: Esquema básico de un sistema BOCDA. RF: Radio frecuencia.

El principio de medida de la distribución del espectro Brillouin se basa en el control del espectro de batido de las dos señales controlando su frecuencia común de modulación  $f_m$

(Figura 3.14) [13]. Esta modulación da lugar a puntos, espaciados periódicamente en la fibra, para los que la separación en frecuencia entre las dos ondas permanece constante. Por un lado, en la posición donde las dos ondas están fuertemente correladas, sus modulaciones de frecuencia se cancelan, por tanto, interfieren como si fueran continuas en ese punto, y pueden excitar eficientemente la onda acústica, produciéndose SBS. En este punto, se comportan como si no estuvieran moduladas y el espectro del batido es idealmente una delta de Dirac.

En otros puntos, el espectro de batido entre sonda y bombeo presentará una anchura relativamente grande dando lugar a una cancelación efectiva del SBS en esos otros puntos. El espectro de ganancia Brillouin viene dado por la convolución de la ganancia Brillouin intrínseca de la fibra con el espectro de batido de las dos señales contra-propagantes [9]. Por tanto, si desplazamos el espectro de batido (curva roja en Figura 3.14a) a lo largo del eje- $\nu$  cambiando la frecuencia entre las señales de sonda y bombeo, la ganancia que sufre la sonda (curva naranja en Figura 3.14b) en el pico de correlación varía en función del BGS (curva azul en Figura 3.14a) de la fibra en esa posición [13].

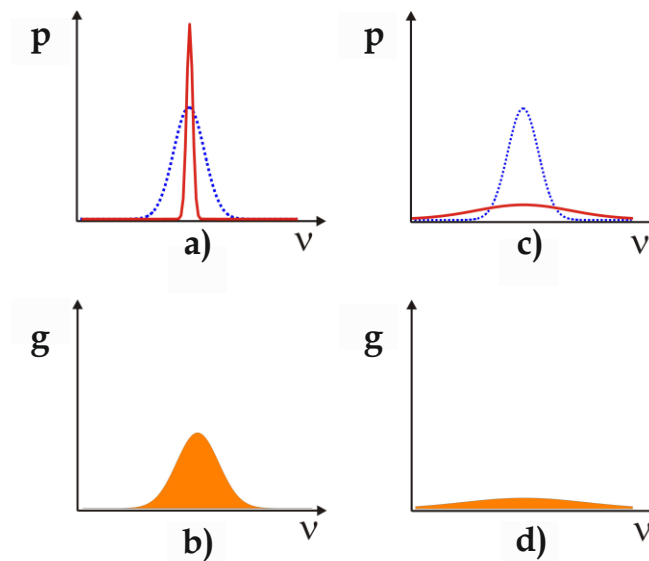


Figura 3.14: Descripción esquemática de la excitación SBS usando señales moduladas en frecuencia contra-propagantes. (a) Batido entre las dos señales continuas para puntos con alta correlación (rojo) y espectro de ganancia Brillouin (azul). (b) Ganancia sobre la onda de sonda en los puntos que existe alta correlación. (c) Batido entre las dos señales continuas para puntos sin correlación (rojo) y espectro de ganancia Brillouin (azul). (d) Ganancia sobre la onda de sonda en los puntos sin correlación [9].

Por otro lado, en el resto de puntos de la fibra, donde la correlación es baja, la modulación de frecuencia de las señales de sonda y bombeo no se cancelará. El espectro del batido en este caso está ensanchado significativamente por la modulación de frecuencia (curva roja en Figura

3.14c). Si la desviación FM es suficientemente grande en comparación con  $\Delta\nu_B$  la convolución entre BGS (curva azul en Figura 3.14c) y el espectro del batido (curva roja en Figura 3.14c) será constante y pequeño. De igual modo, la ganancia que sufre la sonda (curva naranja en Figura 3.14d) permanecerá contante y no será eficiente, independientemente de la diferencia de frecuencia entre sonda y bombeo [13].

La onda de sonda sólo será amplificada por SBS en los puntos en los que exista correlación, y dicha onda tendrá toda la información relativa a las propiedades que tiene la ganancia Brillouin únicamente en esos puntos (dependencia con la temperatura y con la deformación) [9].

Una de las diferencias más importante entre los sistemas BOTDA y está técnica basada en la correlación consiste en el ensanchamiento del espectro de batido en las localizaciones de medida. En la técnica BOTDA el espectro de batido en la posición del pulso se ensancha a medida que el pulso se va haciendo más estrecho. Cuando el ancho del espectro de batido excede el del BGS, el espectro de ganancia de la sonda también lo hace. La resolución espacial está limitada por encima de 1 m, asumiendo que la anchura de la ganancia Brillouin es 30 MHz. Por el contrario, en las técnicas basadas en la correlación, el espectro de batido en las posiciones correspondientes a los picos de correlación se comporta como una delta de Dirac independientemente de modulación de frecuencia. La ganancia que sufre la señal de sonda en el pico de correlación es siempre la misma que la del BGS en el caso de ondas continuas interactuando. De este modo, la técnica de correlación evita la limitación típica de la resolución espacial en la técnica BOTDA [13].

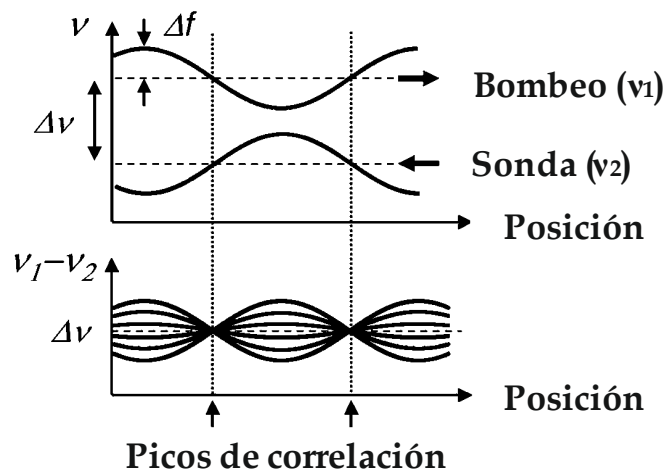


Figura 3.15: Principio de operación de un BOCDA [91].

Otra diferencia con los sistemas BOTDA, es que la técnica BOCDA permite la localización aleatoria y selectiva en el dominio espacial de la interacción SBS. Esta característica añadida a la naturaleza continua del bombeo, permite tener altas frecuencias de muestreo para un solo punto, limitadas únicamente por el tiempo de barrido de la señal de sonda [92]. En cambio,



para sondear toda la fibra suelen ser sistemas lentos, ya que cada punto de la fibra de medida tiene que ser medido de forma individual antes de continuar con el siguiente punto. Consecuentemente, el tiempo de medida es proporcional al número de puntos de medida del sistema, siendo mucho más alto que el de los sensores BOTDA.

### 3.4.2 Modelo teórico

Suponiendo que tenemos dos ondas de luz sincronizadas, la señal de sonda y la señal de bombeo, que se encuentran moduladas en frecuencia, y que se introducen en una fibra de longitud  $L$ , una por cada extremo, sus campos pueden expresarse (para un instante de tiempo  $t$  y para una posición de fibra  $z$ ) [9]:

$$E_1 = E_{01} e^{j[2\pi(\nu_1 + \Delta f \cos(2\pi f_m t_1))t - kz]} \quad (3.17)$$

$$E_2 = E_{02} e^{j[2\pi(\nu_2 + \Delta f \cos(2\pi f_m t_2))t + kz]} \quad (3.18)$$

donde  $\Delta f$  es la variación máxima de frecuencia, y  $f_m$  es la frecuencia de modulación.

Los tiempos  $t_1$  y  $t_2$  dependen de cada posición  $z$  y de la velocidad de grupo  $v_g$ , calculándose [9]:

$$t_1 = t - z/v_g \quad (3.19)$$

$$t_2 = t - (L - z)/v_g \quad (3.20)$$

De las ecuaciones anteriores podemos obtener la diferencia instantánea de frecuencia  $\Delta v_{ins}$  entre las dos ondas [9]:

$$\begin{aligned} \Delta v_{ins} &= \nu_1 + \Delta f \cos(2\pi f_m t_1) - [\nu_2 + \Delta f \cos(2\pi f_m t_2)] \\ &= \nu_1 - \nu_2 - 2\Delta f \sin[\pi f_m (L - 2z)/v_g] \sin[\pi f_m (2t - L/v_g)] \end{aligned} \quad (3.21)$$

donde el tercer término se anula para posiciones equiespaciadas:

$$z_k = \frac{1}{2} \left( L - k \frac{v_g}{f_m} \right), k = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots \quad (3.22)$$

por lo que la diferencia de frecuencia instantánea entre las dos ondas contra-propagantes es constante en estos puntos específicos  $z_k$  para cualquier instante de tiempo  $t$ , y la correlación

entre las dos ondas contra-propagantes es perfecta en dichos puntos, y baja para el resto (Figura 3.15).

Si cambiamos la frecuencia de modulación  $f_m$  la posición de los puntos para los cuales la correlación entre las dos señales es máxima cambia, es decir, cambia  $z_k$ . De este modo, cambiando  $f_m$  podemos monitorizar distintos puntos a lo largo de la distancia de fibra.

Es necesario incluir un cierto retardo o desfase entre las dos señales contra-propagantes para evitar el punto de correlación de orden cero ( $k = 0$  en (3.22)), ya que ese punto es fijo aunque varíe  $f_m$ .

### 3.4.3 Resolución espacial

En las técnicas de correlación, la resolución espacial  $\Delta z$  corresponde a la anchura a media altura del pico de correlación. En la posición del máximo de este pico, la ganancia que sufre la señal de sonda es la misma que la que tiene lugar si no se aplica modulación en las ondas de sonda y bombeo como ya hemos visto [13]. La resolución espacial de esta técnica viene dada, por tanto, por el rango de posibles valores de  $\Delta z$  alrededor del punto de correlación, sobre el cual el ensanchamiento del batido de señales es suficientemente pequeño como para no producir una disminución de la ganancia Brillouin efectiva [9]. Esto viene dado por la condición de que un punto estará dentro del rango de resolución espacial si el ensanchamiento de la señal de batido es menor que la anchura de línea natural de ganancia Brillouin. La expresión para calcular la resolución espacial en un sistema BOCDA son [89][93]:

$$\Delta z \cong \frac{v_g \Delta \nu_B}{2\pi \Delta f f_m}, \Delta \nu_B > f_m \quad (3.23)$$

$$\Delta z \cong \frac{1.52 v_g}{2\pi \Delta f}, \Delta \nu_B < f_m \quad (3.24)$$

Por tanto, para que el sistema tenga una resolución espacial óptima, la profundidad de modulación  $\Delta f$  y la frecuencia de modulación  $f_m$  deben ser lo más grandes que sea posible.

### 3.4.4 Rango de medida

La mejora de la resolución espacial en estos sistemas tiene una limitación ya que los valores de la profundidad de modulación  $\Delta f$  y la frecuencia de modulación  $f_m$  no pueden hacerse arbitrariamente grandes, ya que la distancia entre dos puntos de correlación depende de forma indirecta de  $f_m$  y, para que no se produzcan ambigüedades, sólo puede existir un punto de

correlación a lo largo de la fibra. El límite del rango de medida viene dado por la distancia entre dos puntos de correlación consecutivos [89]:

$$L = \frac{v_g}{2f_m} \quad (3.25)$$

La profundidad de modulación  $\Delta f$  no puede ser mayor que la mitad del BFS, ya que en ese caso las señales de sonda y bombeo intercambiarían su papel y esto daría lugar a puntos de correlación fantasmas. Teniendo en cuenta estas consideraciones,  $N_{mon}$  (el número de puntos de medida efectivos) se define como el parámetro de evaluación del sistema, y viene dado por el ratio entre  $L$  (3.25) y  $\Delta z$  (3.23):

$$N_{mon} = \frac{L}{\Delta z} = \frac{\pi \Delta f}{\Delta \nu_B} \leq \frac{\pi \Delta \nu}{2 \Delta \nu_B} \quad (3.26)$$

$N_{mon}$  tiene un valor fijo aproximado de 570 [94]. Este número es mucho más pequeño que el empleado en los sistemas BOTDA. Valores típicos son  $f_m = 30$  MHz,  $\Delta f = 2.5$  GHz resultando en una resolución espacial de 1 cm y un rango de medida de 3 m [95].

### 3.4.5 Descripción de un BOCDA convencional

Podemos observar el montaje experimental del primer BOCDA propuesto por Hotate et al. en la Figura 3.16 [89]. Como en los sistemas BOTDA, la luz del láser (en este caso modulada a  $f_m$ ) la dividimos en dos ondas usando un acoplador óptico, la de sonda y la de bombeo. Una de las salidas del acoplador, la que actúa como señal de bombeo, la modulamos en amplitud usando un EOM y la amplificamos con un amplificador de fibra dopado con erbio (EDFA) antes de introducirla a la fibra óptica. De ésta manera se puede realizar la detección a partir de un amplificador de lock-in que extrae la amplitud y la fase de la señal detectada a la frecuencia de referencia generada por el generador de pulsos que pulsa la señal de bombeo, de modo que se eliminan otras componentes de frecuencia. La otra salida del acoplador óptico la modulamos usando otro EOM controlado por un generador de RF para generar dos bandas de modulación alrededor de la frecuencia óptica del láser (técnica de doble banda lateral). La banda lateral de frecuencia inferior, se amplifica durante la propagación, mientras que, la banda lateral de frecuencia superior se atenuará por SBS cuando interactúe con la onda contra-propagante. Para recuperar convenientemente el espectro Brillouin nos quedaremos en este caso con la banda lateral inferior, eliminando con un filtro en detección la otra banda.

Para resolver la posición de los cambios de temperatura o deformación, modulamos en frecuencia las señales de sonda y bombeo. Para ello, modulamos de forma directa la corriente del láser que genera estas dos señales, por medio de una señal sinusoidal de frecuencia  $f_m$ . De

este modo, el SBS sólo ocurre en la posiciones de los picos de correlación, donde las dos señales tienen alta correlación. La longitud de la fibra la elegimos de modo que sólo exista un pico de correlación a lo largo de la fibra. La longitud fibra de retardo se elige de modo que el pico de correlación de orden 0 está localizado en ella. Así, podemos desplazar el pico de correlación (de orden diferente a 0) a lo largo de la fibra óptica cambiando la frecuencia de modulación  $f_m$  del láser.

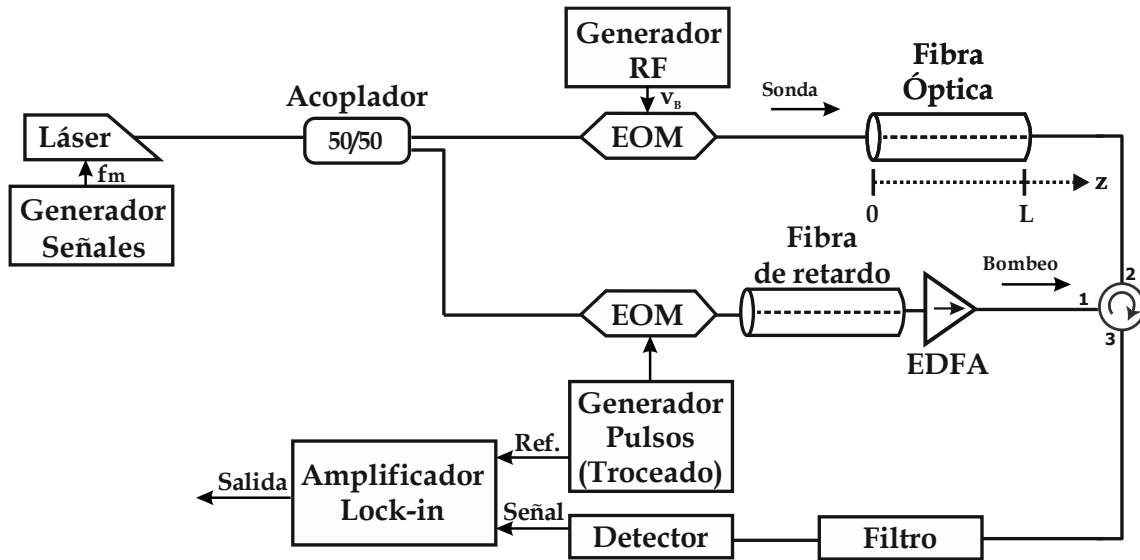


Figura 3.16: Esquema de la técnica BOCDA [89]. RF: Radio frecuencia; EOM: modulador electro óptico; EDFA: Amplificador de fibra dopada con erbio.

De esa manera, podemos obtener el espectro Brillouin en una posición de la fibra haciendo un barrido de la frecuencia que controla el EOM de la sonda. Para obtener el espectro Brillouin en varias posiciones de la fibra óptica, tenemos que repetir la medida del espectro mientras variamos la frecuencia de modulación  $f_m$  del láser.

A este primer montaje experimental del BOCDA se le han ido introduciendo mejoras y modificaciones, de modo que empleando múltiples esquemas de modulación el número de puntos de medida efectivos han podido ser incrementados de 570 a 2800 [96].

### 3.5. Sensores Brillouin que combinan el análisis en el dominio del tiempo y en el de la correlación

La técnica BOTDA, descrita en la sección 3.3, sufre de una limitación fundamental en la mínima resolución espacial que se puede emplear. Esta limitación se debe al tiempo de vida

del fonón, que está en el rango de los 10 ns (1 m de resolución espacial), y al ensanchamiento del BGS con pulsos de bombeo de corta duración, como hemos visto en 3.3.3.

Con el objetivo de mejorar la resolución espacial apareció, como ya sabemos, otro tipo de sensor distribuido basado en el fenómeno de *scattering* Brillouin, el BOCDA. Este es capaz de proporcionar alta resolución espacial (del orden de cm o sub-cm) basándose en la creación de una función de correlación óptica a partir de la modulación de las ondas continuas de sonda y bombeo, de modo que sólo existe una posición sensora (pico de correlación).

El SBS depende de la correlación entre las ondas de sonda y bombeo [37], y la eficiencia del proceso cambia debido a cambios en la frecuencia, fase o polarización. El funcionamiento del BOCDA se apoya en la reducción artificial de la correlación entre las dos ondas que generan el SBS en todos los puntos de la fibra óptica, excepto en el punto de estudio [9]. Sin embargo, ésta técnica que usa ondas continuas trabaja bien sobre distancias cortas, pero cuando la longitud de fibra aumenta, el ruido también aumenta [10]. También, la técnica BOCDA, tiene el problema de que los picos de correlación aparecen a intervalos regulares y para poder medir sin ambigüedad sólo podemos tener uno dentro de la longitud de fibra.

Para solucionar este problema se propuso una técnica que combina el análisis en el dominio del tiempo y de la correlación, permitiendo incrementar el número de puntos de medida efectivos [97][98]. Esta técnica se basa en la introducción de procesado en el dominio del tiempo en un BOCDA, de modo que, la onda continua de bombeo es modulada adicionalmente por un pulso para separar temporalmente las señales de los distintos picos de correlación. De esta manera, se pueden tener múltiples picos de correlación dentro de la fibra, aumentando el número de puntos de medida y reduciendo el tiempo de medida.

En este apartado presentaremos los conceptos básicos en los que se fundamenta un sensor de este tipo con modulación de frecuencia (aunque también podría ser de fase) describiendo la técnica en la que apoyamos su funcionamiento, y mostraremos un montaje experimental.

### **3.5.1 Técnica de medida de un BOCDA con procesado temporal**

Como ya vimos en 3.4, en un sistema BOCDA ordinario la onda de sonda y la de bombeo están moduladas en frecuencia por medio de una onda sinusoidal, lo que produce SBS en picos de correlación que aparecen a lo largo de la fibra óptica con un intervalo que viene dado por la ecuación (3.22). Para localizar sólo un pico de correlación dentro de la fibra el máximo rango de medida está limitada a este intervalo.

En el nuevo esquema basado en procesado temporal, en la fibra óptica tenemos localizados múltiples puntos de correlación y la onda de bombeo, además de estar modulada por una senoide, lo está también por un pulso. La Figura 3.17 muestra esquemáticamente cómo funciona esta técnica. Dentro de la fibra óptica viajan de forma contra-propagante un bombeo

pulsado y una sonda continua, ambas ondas moduladas en frecuencia por una senoide (Figura 3.17a). La interacción entre bombeo y sonda sólo se produce en la posición del pulso de bombeo, de modo que, cuando éste solapa con la posición de un pico de correlación, la onda acústica empieza a crecer y la señal de sonda se amplifica/atenúa y sufre desfase por SBS. Como en el caso del bombeo continuo, se genera ruido fuera de los picos de correlación, pero en este caso el ruido acumulado está limitado por la duración del pulso, y, por tanto, será independiente de la longitud de la fibra de medida [10]. Una vez que el pulso de bombeo se ha propagado a través de toda la fibra, aparecerán secciones de sonda amplificadas con una duración igual a la anchura de pulso incidente. Cada sección contiene la ganancia correspondiente a un pico de correlación diferente (Figura 3.17b). La duración del pulso de bombeo no debe ser, por tanto, mayor que el periodo de modulación para mantener la correspondencia uno a uno entre los picos de correlación y la sección de sonda amplificada. De esta forma obtenemos múltiples picos de correlación a lo largo de la fibra que pueden ser detectados simultáneamente dentro de una única traza temporal. Finalmente para obtener medidas distribuidas movemos la posición de cada pico a lo largo de la longitud de la fibra óptica cambiando la frecuencia de modulación.

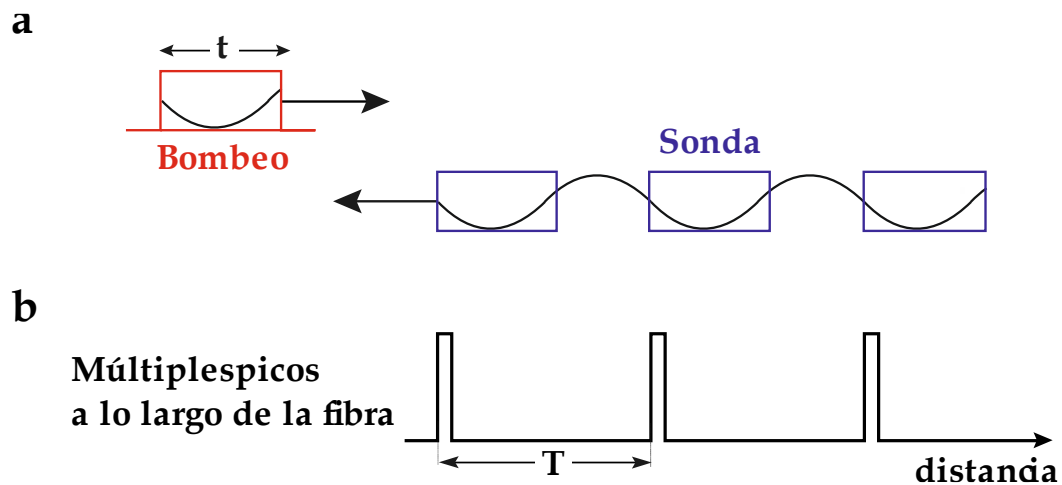


Figura 3.17: BOCDA con conmutación de la onda de bombeo; (a) Bombeo pulsado y modulado con una señal sinusoidal, y señal continua de sonda modulada con la misma senoide. (b) Múltiples picos de correlación generados a lo largo de la fibra [10].

Hay que tener en cuenta que cuando cambiamos la frecuencia de modulación para barrer las posiciones de los picos de correlación, la cantidad de desplazamiento de posición debida al cambio en la frecuencia de modulación no es constante, si no que depende del orden del pico. Esta característica hace que sea complicado realizar medidas distribuidas con un paso constante. Se puede considerar que la configuración de un BOCDA tiene la forma de un círculo

cerrado que incluye una fibra de retardo, la fibra de medida y los otros componentes. La distancia  $z_q$  del pico de orden  $q$  desde el punto medio del círculo cerrado viene dado por:

$$z_q = q \frac{c}{2nf_m} \quad (3.27)$$

Cuando aplicamos  $\Delta f_m$  para cambiar la posición de  $z_q$  el desplazamiento de posición  $\Delta z_q$  es:

$$\Delta z_q = \frac{d z_q}{d f_m} \Delta f_m = -q \frac{c}{2nf_m^2} \Delta f_m \quad (3.28)$$

Como se puede apreciar en la ecuación (3.28)  $\Delta z_q$  es proporcional al orden del pico de correlación  $q$ . Para reducir la diferencia entre los pasos a la hora de realizar medidas distribuidas es conveniente emplear fibras de retardo largas, de modo que el orden de los picos de correlación también sea elevado y la máxima diferencia en los saltos de posición en los extremos delantero y trasero de la fibra sea pequeño.

En sensores de alta resolución que trabajan únicamente en el dominio del tiempo, empleando, por ejemplo la técnica DPP, el ancho de banda de detección viene dado por la resolución espacial, siendo necesarios detectores de gran ancho de banda (GHz para el caso de resoluciones de cm). Por el contrario, para un sensor BOCDA con procesado temporal el ancho de banda viene dado por la duración del pulso de bombeo que suele estar en la escala de nanosegundos. Así, podemos usar un detector con un ancho de banda por debajo de 100 MHz reduciendo significativamente el ruido en los sistemas de detección [10].

### 3.5.2 Descripción del montaje experimental

Podemos observar el montaje experimental simplificado de un BOCDA con procesado temporal y modulación en frecuencia en la Figura 3.18. Como en los sistemas BOCDA puros (apartado 3.4) se usa un único láser para generar las señales de sonda y bombeo, que se modula directamente en corriente con una onda sinusoidal de RF o externamente mediante un modulador de fase. La frecuencia de modulación  $f_m$  y la profundidad de modulación  $\Delta f$  determinan la distancia entre picos de correlación y la resolución espacial del sistema (ecuación (3.23), (3.24) y ecuación (3.27)).

Como en el caso de los sensores BOTDA y BOCDA la luz del láser la separamos en dos señales (sonda y bombeo) empleando un acoplador óptico de 3 dB. Una de las salidas del acoplador 50/50, la que actúa como señal de sonda, la modulamos empleando un EOM controlado por un generador de microondas, de modo que, con la técnica de doble banda lateral, generamos las dos bandas alrededor de la frecuencia del láser. Después de este modulador se coloca una

fibra de retardo suficientemente larga para reducir la irregularidad del paso  $\Delta z_q$ , de manera que, en la fibra de medida, se localicen picos de correlación de orden alto, como ya hemos explicado en el apartado anterior. La fibra de retardo puede estar colocada en esta rama o en la de bombeo. Para compensar las pérdidas que tienen lugar en esta fibra de retardo se coloca un EDFA para amplificar la señal de sonda antes de la entrada en la fibra de medida. Como ya sabemos, la banda lateral de frecuencia inferior, se amplifica durante la propagación por SBS, mientras que, la banda lateral de frecuencia superior se atenúa por SBS cuando interactúa con la onda contra-propagante. La principal diferencia con el montaje experimental de un BOCDA estándar estriba en que la otra salida del acoplador óptico, la que actúa como señal de bombeo, se modula usando otro EOM controlado por un generador de pulsos, obteniendo una señal pulsada que nos permite realizar el análisis en el dominio del tiempo.

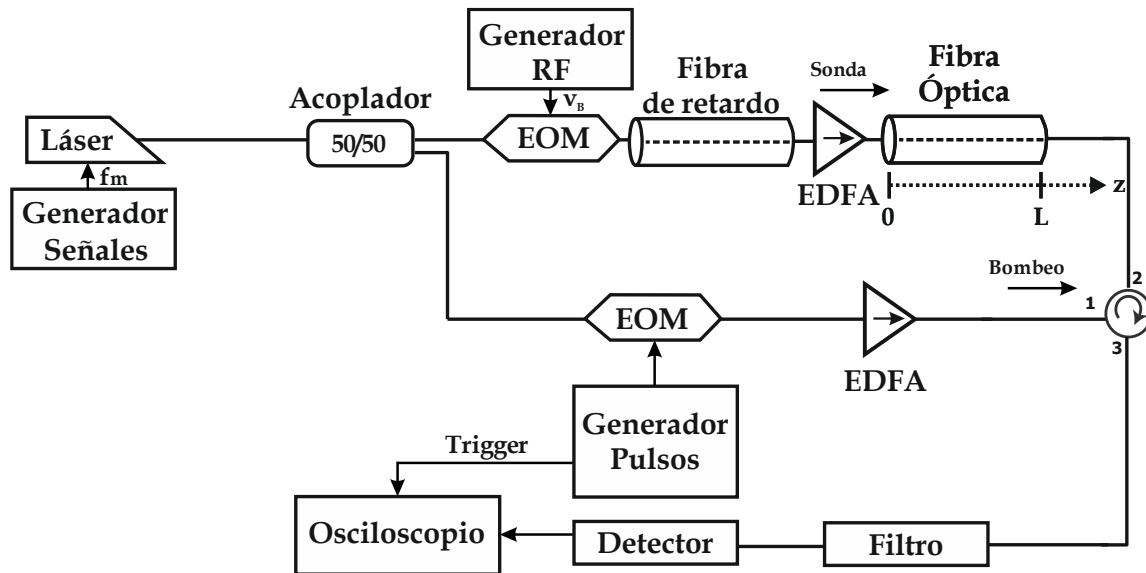


Figura 3.18: Esquema de la técnica BOCDA [89]. RF: Radio frecuencia; EOM: modulador electro óptico; EDFA: Amplificador de fibra dopada con erbio.

Para obtener una medida distribuida de todos los puntos de la fibra se realiza, por cada frecuencia del EOM de sonda del barrido necesario para barrer el espectro Brillouin, un barrido de  $f_m$  de modo que cada pico de correlación recorra una distancia equivalente a la separación entre picos con un paso igual a la resolución espacial deseada.

Para recuperar convenientemente el espectro Brillouin nos quedamos con una de las bandas laterales, eliminando con un filtro en detección la otra banda, y detectamos con un fotodetector con un ancho de banda del orden de las centenas de MHz





# Capítulo 4 Eliminación del ruido de polarización

El proceso de SBS, como ya hemos visto previamente, tiene su origen en la interferencia entre dos ondas ópticas contra-propagantes, la señal de bombeo y la señal de sonda, la cual genera una onda acústica longitudinal. Esta onda acústica, a su vez, transfiere luz entre ellas. Como éste proceso es coherente en el dominio óptico, su eficiencia depende de los estados de polarización (SOPs) relativos de las dos ondas que participan en el proceso [22][23]. Tal dependencia podemos modelarla matemáticamente con el coeficiente de la mezcla de polarización  $n_p$ , ya definido en el Capítulo 2, válido para el caso de fibras sin birrefringencia. La interacción SBS es más eficiente ( $n_p = 1$ ), para este tipo de fibras, cuando la orientación, la elipticidad y el sentido de rotación de sus elipses de rotación son iguales (Figura 4.1a). En cambio, la interacción SBS no tiene lugar ( $n_p = 0$ ) cuando las elipses de polarización de la sonda y el bombeo son similares al primer caso, pero con orientaciones ortogonales, es decir, con sus ejes largos ortogonales entre sí (Figura 4.1b) [22][32].

Los sensores BOTDA se basan en medidas distribuidas de la curva de ganancia/atenuación o fase generada por este proceso de SBS. Para que el SBS tenga lugar en la fibra óptica, las ondas de sonda y bombeo tienen que estar alineadas, lo cual es normalmente imposible de garantizar sobre toda la longitud de fibra. Típicamente, cuando trabajamos con sensores distribuidos de fibra óptica, las medidas se realizan empleando fibras monomodo estándar, con cierta birrefringencia, donde los SOPs de las ondas contra-propagantes varían de forma aleatoria [22]. De esta manera, si la interacción BOTDA tiene lugar en una fibra convencional, aparecerán posiciones aleatorias donde el proceso SBS es máximo junto con otras donde es mínimo y próximo a cero. Este patrón con forma de ruido en la traza temporal de un sensor BOTDA es lo que se conoce normalmente como “ruido de polarización” (Figura 4.2a). Este patrón puede permanecer constante sobre periodos de tiempo cortos durante los cuales las condiciones de medida no varían. En sensores basados en SBS es necesario, por tanto, para

proporcionar condiciones de medidas robustas a lo largo de la fibra óptica, eliminar este ruido de polarización de algún modo (Figura 4.2b).

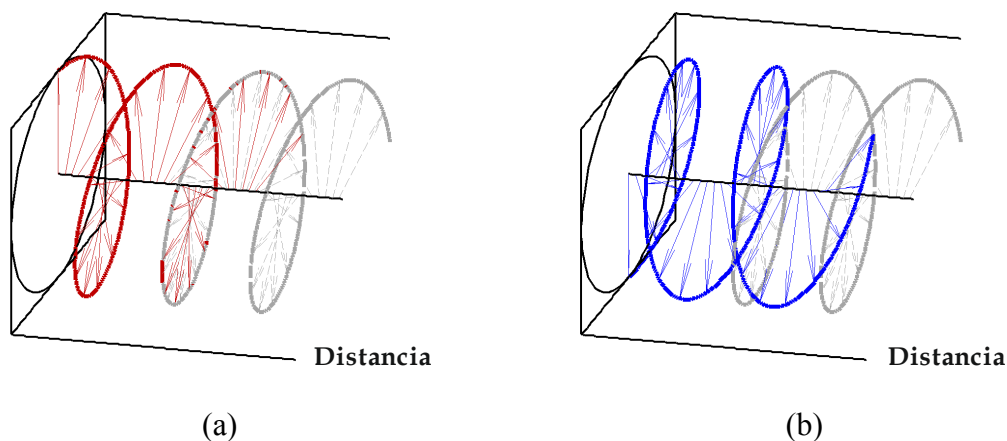


Figura 4.1: Representación esquemática de la sonda (línea gris) y el bombeo (líneas roja y azul) para (a) SOPs alineados y (b) SOPs ortogonales [99].

En este capítulo presentaremos y demostraremos un nuevo método que permite la eliminación del ruido de polarización en un sensor BOTDA que se basa en el uso de detección balanceada, de la que hablaremos en profundidad, y en la utilización de señales de sonda Stokes y anti-Stokes con SOPs ortogonales. También presentaremos una mejora de ésta técnica, conseguida añadiendo una despolarización de la señal de bombeo. Además, estudiaremos un efecto relacionado con el SBS conocido como atracción de polarización que tiene lugar a altas potencia de sonda, para el caso de un BOTDA que incluye el nuevo método propuesto y para el caso de emplear un conmutador de polarización. Finalmente, hablaremos de un proyecto europeo en cuyo marco desarrollamos un prototipo de un sensor BOTDA que incluye este método de eliminación del ruido de polarización presentado en este capítulo.

## 4.1. Estado del arte

Como hemos comentado en la introducción, el cambio del grado de paralelismo entre las señales de sonda y bombeo resulta en una ganancia altamente no uniforme a lo largo de la fibra óptica, dando lugar a segmentos con una ganancia Brillouin mínima y, consecuentemente, una SNR baja. Como consecuencia, en los sensores basados en el SBS es necesario aplicar algún tipo de aleatorización de la polarización o alguna otra técnica que elimine el ruido de polarización de las trazas para tener unas condiciones de medida robustas. Algunas técnicas para compensar la dependencia de la interacción Brillouin con la polarización han sido ya propuestas en los últimos años.

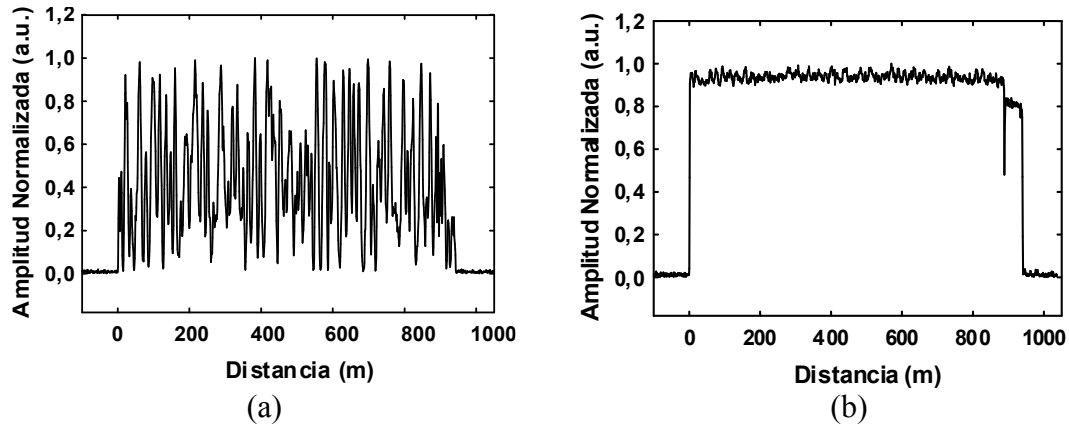


Figura 4.2: Trazas temporales de un sensor BOTDA (a) Con ruido de polarización (b) Con ruido de polarización suprimido [84].

Una de las técnicas más empleadas para eliminar la dependencia con la polarización es el uso de aleatorizadores de polarización (PS) comerciales que permiten obtener una pseudo-despolarización de la luz. Para ello se realiza la aleatorización en el dominio del tiempo del SOP de una de las ondas que interactúan, y el promediado de las lecturas del sensor sobre múltiples pulsos de bombeo, hasta que se obtiene una SNR suficientemente grande a lo largo de toda la longitud de fibra. Sin embargo, ésta técnica tiene varias desventajas. En primer lugar, este proceso necesita aumentar el número de promediados de la medida, ya que es necesario promediar un gran número de SOPs para obtener medidas independientes de la polarización. Esto ralentiza significativamente la velocidad de adquisición de las curvas Brillouin. Por otro lado, el aleatorizador de polarización requiere de un diseño complejo para asegurar que los estados de polarización aleatorizados cubren todos los posibles estados. Los aleatorizadores de polarización convencionales se basan típicamente en materiales electro-ópticos controlados eléctricamente actuando como placas retardadoras de fase orientadas a diferentes ángulos (típicamente hay tres etapas orientadas a  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $90^\circ$ ). Las tres placas se activan a tres frecuencias distintas de modo que el SOP a la salida a lo largo del periodo de una medida varía sobre la esfera de Poincaré de una manera más o menos uniforme. Estas placas se basan en componentes electro-mecánicos y pueden, por tanto, considerarse como “partes móviles”. Estas partes móviles hacen que el sistema sea menos robusto de lo que sería deseable.

Una solución alternativa para el problema del desvanecimiento de la SNR causado por la polarización, que permite reducir la velocidad de adquisición en un factor de 2, es usar un conmutador de polarización, de modo que se introducen secuencialmente en la fibra óptica dos SOPs ortogonales [100] y se suman las señales detectadas resultantes. Sin embargo, esto añade complejidad adicional al sistema y el tiempo de medida está limitado por el tiempo de conmutación. Aunque en comparación con el aleatorizador de polarización presenta la ventaja de no alterar la polarización de las señales y, por tanto, no inducir posibles pérdidas

dependientes de la polarización de manera artificial. Del mismo modo, se evitan modulaciones de fase en la señal que puedan venir originadas por la modificación de la polarización.

También se ha propuesto emplear un controlador de polarización manejado por ordenador. Este método tiene muchas desventajas. Por un lado, se incrementa el tiempo de medida significativamente para encontrar el SOP óptimo, y por otro, se necesitan componentes activos adicionales [101].

Otra técnica de eliminación del ruido de polarización es implementar un aleatorizador de polarización pasivo usando un interferómetro Mach-Zehnder desbalanceado [102] (Figura 4.3a). Este interferómetro consiste en dos ramas, una con una fibra SMF y la otra con un controlador de polarización, y dos acopladores. La diferencia de longitud entre las dos ramas es mucho mayor que la longitud de coherencia del láser, de modo que se combinan incoherentemente en el acoplador de salida. Los SOPs de las dos ramas se ajustan para ser ortogonales antes de la recombinación. Esto proporciona una aleatorización de polarización excelente sin penalización en el tiempo de medida, pero está limitado a montajes experimentales con señales de sonda continuas a una única longitud de onda.

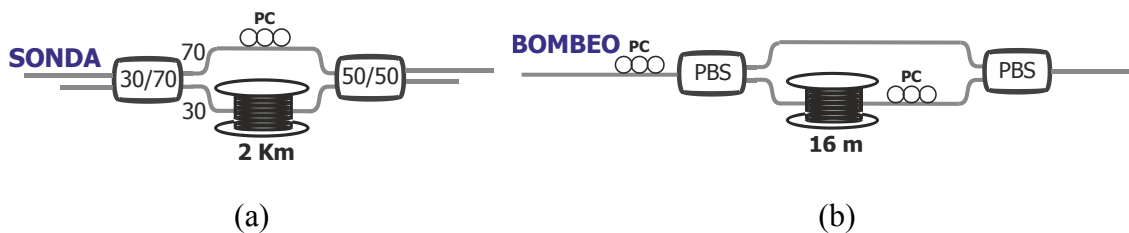


Figura 4.3: Representaciones esquemáticas de las técnicas de eliminación de la dependencia con la polarización del SBS: (a) Empleando un Mach-Zehnder desbalanceado en la rama de sonda [102] (b) Dividiendo el bombeo en dos bandas con SOPs ortogonales, una retrasada con respecto a la otra una anchura de pulso [103]. PC: controlador de polarización; PBS: divisor de polarización.

Otro ejemplo de técnica para eliminar la dependencia con la polarización consiste en dividir el bombeo pulsado en dos bandas con SOPs ortogonales, una de ellas retrasada con respecto a la otra una anchura de pulso, y recombinarlas después con otro divisor de polarización, de modo que, el sistema global tiene una resolución espacial de dos anchuras de pulso [103]. El esquema contiene dos divisores de polarización y una fibra SMF (Figura 4.3b).

## 4.2. Método para la eliminación del ruido de polarización

Como hemos visto en el apartado anterior, todas las técnicas ya existentes requieren del uso de partes móviles o emplean un alineamiento de polarización inestable y sofisticado. Por esta razón, hemos desarrollado un método sencillo para eliminar el ruido de polarización en un sensor distribuido BOTDA. Nuestra propuesta se basa en el uso de detección balanceada y SOPs ortogonales en las bandas Stokes y anti-Stokes [104]. Combinada con la despolarización de la onda de bombeo [105], este método proporciona resultados comparables al basado en el aleatorizador de polarización comercial, mientras que reduce costes y es más fiable a largo plazo.

### 4.2.1 Principio de Operación

El método que hemos desarrollado para evitar el desvanecimiento de la SNR en las trazas temporales debido a los cambios de polarización de las señales interferentes consiste, como ya hemos comentado, en aprovechar las dos bandas del SBS, generadas a partir de un modulador de doble banda lateral (DSB), consiguiendo que sean ortogonales, y detectarlas con un detector balanceado. En éste apartado, en primer lugar, explicaremos en detalle en qué consiste la detección balanceada, y a continuación, cómo somos capaces de asegurar que las dos bandas del SBS sean ortogonales entre sí.

#### 4.2.1.1 Detección balanceada

El SBS, como ya sabemos, tiene dos bandas laterales: la banda Stokes (ganancia) y la banda anti-Stokes (atenuación) [18][88]. Podemos emplear un modulador de una única banda (SSB) para generar la señal de sonda de modo que trabajemos a la frecuencia de ganancia Brillouin (banda Stokes) o a la frecuencia de atenuación Brillouin (banda anti-Stokes). Otra opción es emplear en su lugar un modulador DSB que genera dos bandas laterales perfectamente simétricas: una que escanea la región de ganancia, y la otra que escanea la región de atenuación. Normalmente, en un BOTDA convencional, se suele emplear la configuración con modulación DSB, en la que una de las dos bandas laterales (Stokes o anti-Stokes) se filtra en detección y se introduce la otra en un foto-receptor convencional para analizarla. Esta configuración permite reducir el problema del agotamiento de bombeo (o efectos no locales) [80], aunque, como demostramos en [81] y explicamos en el capítulo anterior, sólo de primer orden (cuando la separación entre sonda y bombeo es igual al BFS de la fibra).

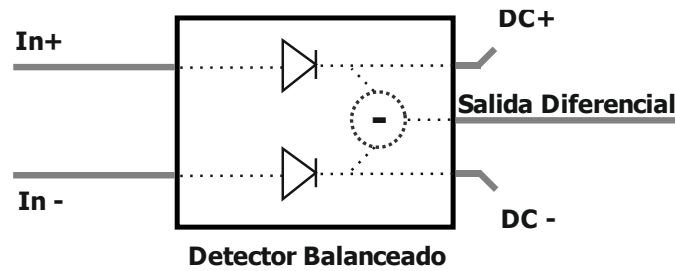


Figura 4.4: Representación esquemática de un detector balanceado.

En la detección balanceada (Figura 4.4), el receptor consiste en dos fotodiodos idénticos. Dos haces de luz se introducen en los correspondientes fotodiodos y las corrientes obtenidas se restan. Por último, la corriente obtenida tras la resta se amplifica usando un amplificador de trans-impedancia. Esta técnica permite detectar variaciones pequeñas de la señal sobre niveles de DC grandes. La detección balanceada la hemos aplicado a un sensor BOTDA [106], de modo que, las bandas Stokes y anti-Stokes se introducen en cada diodo de entrada. De esta manera, la salida diferencial es el resultado de restar la señal de entrada negativa (banda anti-Stokes) a la señal de entrada positiva (banda Stokes).

Para una posición dada  $z$  a lo largo de la fibra óptica, el cambio de señal medido en la banda Stokes es proporcional a  $+g_B P_P(z) P_S(z) \Delta z$ . De la misma forma, en la banda anti-Stokes, el cambio de señal es proporcional a  $-g_B P_P(z) P_S(z) \Delta z$  (al emplear un modulador electro-óptico externo las potencias de sonda en las dos bandas son, en principio, iguales). Después del esquema de detección balanceada, el cambio total de la señal es proporcional a  $+g_B P_P(z) (2P_S(z)) \Delta z$ , teniendo la señal detectada doble amplitud en comparación con el esquema con un detector convencional con igual responsividad.

En términos de ruido, considerando que los dos fotodiodos de entrada tienen las mismas características, comprobamos que el uso de la detección balanceada lleva a un incremento de éste de sólo  $\sqrt{2}$  (suma de dos variables independientes y aleatorias igualmente distribuidas). Esto hace que en la SNR haya una mejora de  $\sqrt{2}$  en comparación con la opción de detectores convencionales.

Además, ésta técnica de detección trae consigo más ventajas: en primer lugar, el sistema es más robusto frente a ruidos en modo común (fuentes de ruido que afectan de igual modo a ambas bandas). Fuentes de ruido en modo común pueden ser: el ruido de intensidad del láser que genera ambas señales del BOTDA, derivas del modulador, pérdidas de acoplamiento en la fibra variables, etc (para que se produzca una cancelación del ruido de intensidad en modo común, es necesario que los caminos ópticos para ambas bandas sean iguales antes de llegar al detector). Además, el uso de detección balanceada con acoplamiento de DC permite la amplificación de la sonda a valores más altos en comparación con la detección con

acoplamiento de DC con detectores convencionales. Esto se debe a que los niveles de DC en ambas señales independientes se restan antes de la etapa de amplificación del receptor, lo que significa que el detector puede tratar con un valor de la amplitud de la sonda más alto.

Otra ventaja del uso del detector balanceado es que presenta una fuerte robustez frente al deterioro de la tasa de extinción (ER) del pulso de bombeo, lo que puede permitir reducir los requerimientos técnicos del montaje experimental.

Además, el detector balanceado se puede emplear en esquemas BOTDA en los que se emplea amplificación distribuida Raman para mejorar el alcance del sensor [68][107]. Este tipo de esquemas consigue compensar parcialmente las pérdidas inherentes de la fibra óptica, pero trae consigo ruido de intensidad relativa (RIN) sobre la sonda detectada, sobre todo si se emplean láseres Raman de fibra (RFL) [108]. En [109] demostramos que el uso de detección balanceada en este tipo de montajes cancela el RIN transferido a la señal de sonda, mejorando sus características.

#### 4.2.1.2 Generación de las bandas Stokes y anti-Stokes ortogonales

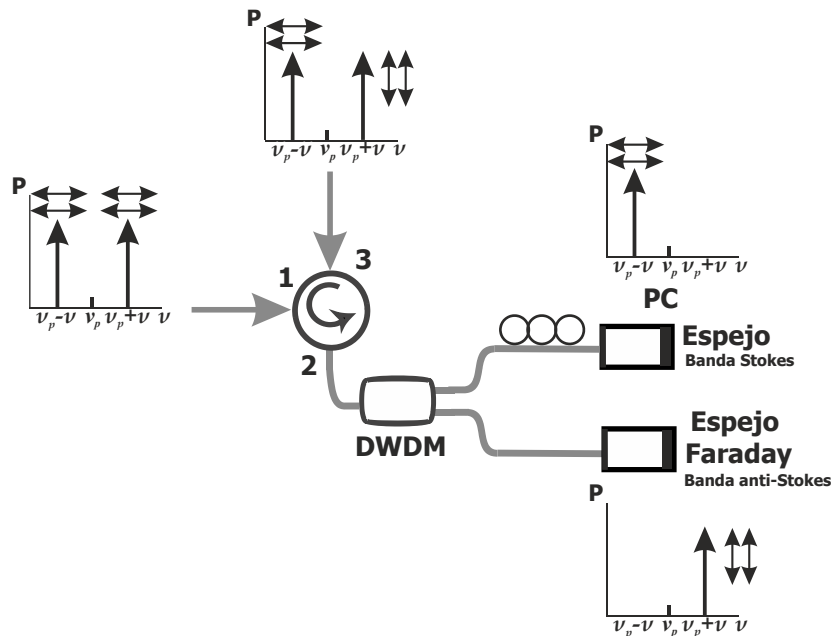


Figura 4.5: Representación esquemática de la configuración experimental que asegura la ortogonalidad de las dos bandas de la onda de sonda (Stokes y anti-Stokes). DWDM: multiplexado compacto por división en longitud de onda; PC: Controlador de polarización.

En nuestro método hacemos uso de un conjunto de elementos ópticos para asegurar la ortogonalidad de polarización de las dos bandas laterales de sonda. Debido a la naturaleza unitaria de la fibra, los dos SOPs ortogonales que entran a la fibra mantienen su ortogonalidad



relativa, incluso cuando los estados varíen continuamente a lo largo de la fibra [32]. De éste modo, las trazas detectadas en las entradas positiva y negativa del detector balanceado se obtienen también con SOPs ortogonales en la señal de sonda. Así se consigue que, cuando hay un desvanecimiento de ganancia en un canal, el otro muestre ganancia máxima, y viceversa.

El esquema que empleamos para proporcionar SOPs ortogonales a las dos bandas de la señal de sonda se puede ver en la Figura 4.5 (las flechas en la imagen indican el SOP de cada una de las bandas). Éste está formado por un circulador óptico, un filtro y un par de espejos ópticos (uno convencional, y otro de Faraday). El filtro que se emplea es un multiplexador compacto por división en longitud de onda (DWDM) con un ancho de la banda de paso de  $\sim 0.6$  nm y su función es la de separar las dos bandas (Stokes y anti-Stokes) de la señal de sonda previamente generada por un modulador DSB.

En la rama de la banda con frecuencia más baja, el espejo óptico convencional se emplea para reflejar la señal sin cambio de polarización. Por otro lado, en la rama de la banda con frecuencia más alta, se usa un espejo de Faraday. En éste caso la polarización de la señal reflejada rota  $90^\circ$  con respecto a la señal incidente. De ésta manera, en el puerto 3 del circulador óptico obtenemos la señal de sonda compuesta por dos bandas laterales (recombinadas a través del DWDM) con polarizaciones ortogonales.

Este método se basa en la premisa de que, con el esquema propuesto, las dos bandas laterales de sonda se introducen siempre en la fibra óptica con SOPs ortogonales. En la rama de la banda con la frecuencia más alta, gracias al espejo de Faraday, el SOP rota exactamente  $90^\circ$  con respecto a la señal incidente sin depender de la función de transferencia de la fibra. En la rama de la banda con la frecuencia más baja, el SOP reflejado debe ser perfectamente paralelo al SOP incidente. Si el circulador, el filtro DWDM y los espejos empleados en el montaje mantuvieran la polarización de la luz, ésta condición se cumpliría automáticamente. Sin embargo, si se emplean dispositivos estándar con conexiones a fibra SMF el SOP reflejado generalmente no es igual al incidente. Por ello se coloca un controlador de polarización (PC) en el esquema asegurando que se cumple esta condición. Como la longitud de fibra de esta rama es muy pequeña (sólo unos pocos cm), la función de transferencia de este pequeño trozo de fibra permanece constante durante días una vez que el PC se ajusta correctamente. Una posible modificación de este esquema podría ser que todos los componentes de la rama de sonda emplearan fibra PM. Esto aseguraría una ortogonalidad de polarización perfecta en todos los casos sin necesidad de realizar un alineamiento con el PC.

### 4.2.2 Modelo teórico

Para ilustrar mejor la evolución de la polarización de las dos bandas de sonda en el sistema de eliminación del ruido de polarización propuesto, hemos empleado un modelo matemático de

propagación de la polarización en estas secciones de fibra por medio de las matrices de Jones [110].

La propagación en un dispositivo sin pérdidas se puede expresar con una matriz compleja unitaria 2x2 llamada matriz de Jones [111][112]. El campo eléctrico de entrada  $\vec{E}_i$  (definido como un vector con componentes complejas  $E_{ix}$  y  $E_{iy}$ ) se relaciona con el campo eléctrico de salida  $\vec{E}_o$  por medio de la siguiente expresión:

$$\vec{E}_o = U\vec{E}_i \quad (4.1)$$

donde  $U$  puede definirse como:

$$U = \begin{bmatrix} u_1 & u_2 \\ -u_2^* & u_1^* \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

con  $|u_1|^2 + |u_2|^2 = 1$  [110].

En nuestro análisis hemos supuesto que el eje  $z$  coincide con la dirección incidente [31].

La matriz de Jones de la propagación reflejada se relaciona con la matriz de Jones de la propagación transmitida por medio de la siguiente relación [112]:

$$\vec{U} = \vec{U}^T \quad (4.3)$$

De esta manera, podemos representar fácilmente el viaje de ida y vuelta de cada rama (fibra en la dirección incidente, espejo/espejo de Faraday  $-M-$ , fibra en la dirección reflejada):

$$U_B = \vec{U}M\vec{U} = \vec{U}^T M \vec{U} \quad (4.4)$$

La matriz  $M$  es la matriz identidad para un espejo convencional [31], mientras que en el caso del espejo de Faraday se puede expresar como [37]:

$$M = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

Ahora ya podemos calcular el valor de  $U_B$  para el caso de la rama del espejo de Faraday, siendo éste:

$$U_B = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

que es exactamente la misma matriz que la del espejo de Faraday (4.5). Así, en este caso, el SOP reflejado aparece siempre rotado  $90^\circ$  con respecto a la señal incidente, independientemente de la matriz de Jones de la fibra óptica que halla en el medio.

Por otro lado, en la rama de la banda de sonda con frecuencia menor, necesitaríamos que  $U_B$  fuera igual a la matriz identidad (posiblemente con un cambio en la fase global del campo) para lograr el mismo SOP que hay a la entrada. Esto generalmente no ocurre excepto si el medio no exhibe birrefringencia o tiene birrefringencia puramente circular. Como esto no se satisface generalmente en fibras ópticas convencionales, es necesario insertar un PC en esta rama. Además la longitud de fibra de la rama deberá ser lo más corta posible (unos pocos cm) para evitar una evolución aleatoria de la polarización debida a variaciones de las condiciones ambientales.

Como ya hemos comentado anteriormente, la condición requerida en la rama del espejo óptico convencional (el campo reflejado paralelo al incidente) también se puede satisfacer con componentes PM y un SOP determinista a la entrada.

### 4.2.3 Montaje experimental

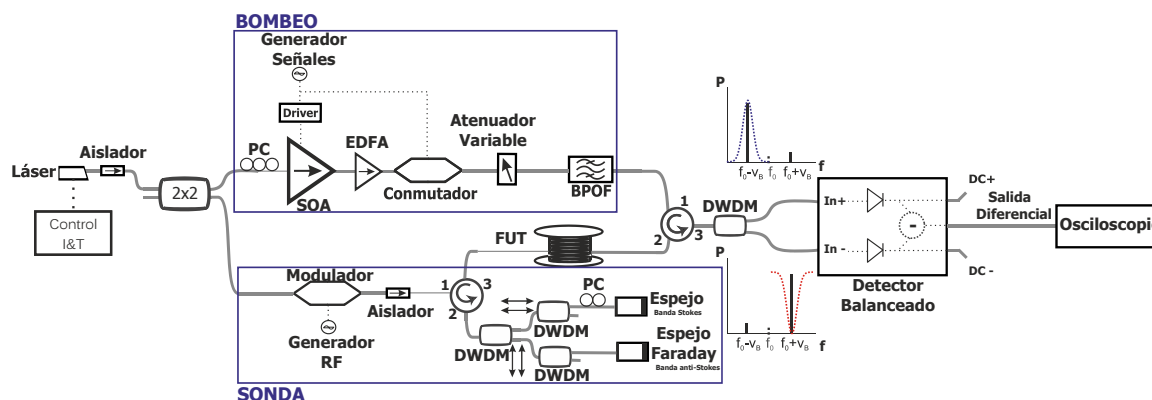


Figura 4.6: Montaje experimental de un BOTDA con detección balanceada y eliminación del ruido de polarización. SOA: amplificador óptico de semiconductor; EDFA: amplificador de fibra dopada con Erblio; BPOF: Filtro óptico paso banda; RF: radio-frecuencia; PC: controlador de polarización; FUT: fibra bajo prueba; DWDM: filtro multiplexado compacto por división en longitud de onda [104].

Para verificar el análisis teórico desarrollado en el apartado anterior llevamos a cabo el montaje del esquema experimental que se muestra en la Figura 4.6. Este montaje es el de un BOTDA estándar en el que se ha incorporado detección balanceada (Figura 4.4) [113] y el esquema que asegura que los SOPs de las dos bandas de la onda de sonda sean ortogonales (Figura 4.5). De esta manera, como hemos visto, las trazas detectadas en los puertos de entrada positivo y negativo del detector balanceado se obtienen con SOPs ortogonales en la señal de sonda.

En todos los montajes experimentales de esta tesis doctoral, las ondas de sonda y bombeo las generamos empleando un único láser que será dividido y modulado [88], de modo que cualquier deriva en la frecuencia del láser no afecte a la diferencia de frecuencias entre las señales de sonda y bombeo. En este caso particular, el láser empleado es un láser de diodo (LD) espectralmente estrecho ( $\sim 1$  MHz) que emite a una longitud de onda de 1550 nm con una potencia de salida de 40 mW, estando alimentado con una fuente de alimentación que permite el control de corriente y temperatura de forma independiente.

En el montaje experimental mostrado podemos observar que las ondas de bombeo y sonda se tratan de forma independiente, estando claramente una rama del montaje destinada a la generación de la onda de sonda (rama inferior) y otra rama a la generación de la onda de bombeo (rama superior). El haz óptico proporcionado por el láser se divide en dos haces mediante un acoplador óptico 2x2, con el objetivo de que las dos señales resultantes tengan el mismo nivel de potencia. En este montaje experimental, tanto el láser, como el aislador óptico y el acoplador 2x2 que empleamos, son componentes mantenedores de polarización, por lo que no es necesario que usemos controladores de polarización delante del modulador de intensidad de la rama de sonda.

Para obtener la señal pulsada e intensa que nos servirá para generar el SBS en la fibra óptica de monitorización (onda de bombeo) colocamos un amplificador óptico de semiconductor (SOA) en la salida superior del acoplador 2x2, al que le introducimos los pulsos eléctricos con frecuencia de repetición apropiada en función de la longitud total de fibra óptica de monitorización de que dispongamos. Básicamente, un SOA se puede describir como un láser de semiconductor en el que no existen los dos espejos que forman la cavidad, existiendo únicamente un medio con ganancia. Cuando se polariza el dispositivo por encima del umbral de ganancia, una señal que se introduce por uno de los extremos del dispositivo, es amplificada conforme se propaga por el mismo. El SOA tiene una gran capacidad para trabajar a alta velocidad, presenta una muy alta tasa de extinción, ya que cuando no está polarizado por encima del umbral, es altamente absorbente. Es precisamente su cualidad como modulador con alta tasa de extinción la que hace al SOA un buen candidato para generar la señal pulsada de bombeo ( $\sim 40$  dB de ratio de extinción).

Para que la señal de bombeo tenga una mayor intensidad la amplificamos con un EDFA de banda C que amplifica entre 1528 y 1562 nm. También realizamos el ajuste de la potencia de salida con un atenuador variable. Hemos incluido un filtro paso banda (BPOF) sintonizable en la rama de bombeo con un ancho de banda a 30-dB de  $\sim 1$  nm, que hacemos trabajar en transmisión para eliminar la mayor parte del ruido de amplificación espontánea (ASE) introducido por el EDFA. La potencia de pico de los pulsos de bombeo introducidos en la fibra es de varias decenas de mW. Además, se insertó en el esquema un conmutador de alta velocidad MEMS (sistema micro electro-mecánico) para mejorar la tasa de extinción de los pulsos obtenidos a la salida del SOA ( $\sim 80$  dB de ratio de extinción).

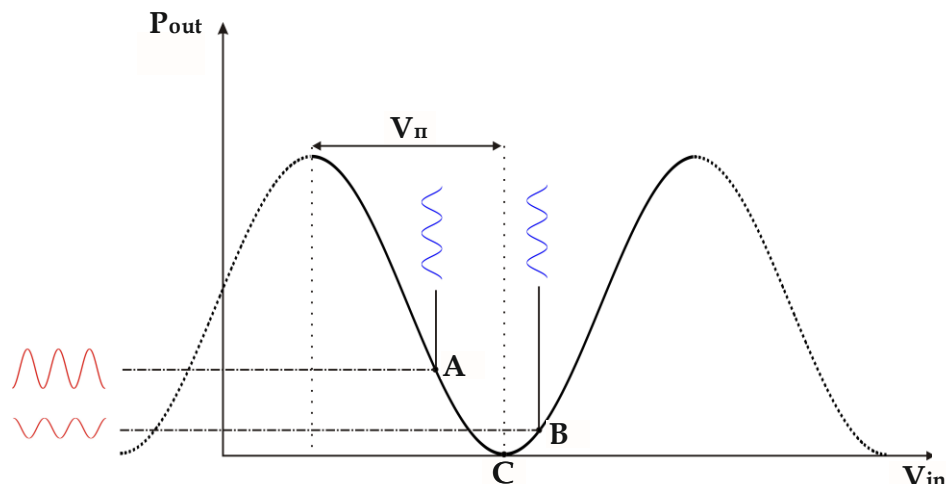


Figura 4.7: Curva de respuesta del modulador en función de la DC.

Por otra parte, la señal óptica presente en la rama inferior del acoplador 2x2 la utilizamos para generar la onda de sonda. Para ello, realizamos la modulación en amplitud de esta señal con ayuda de un EOM Mach-Zehnder basado en  $\text{LiNbO}_3$  al que introducimos una señal de RF. A la salida de este modulador obtenemos la CW propia del láser y dos bandas laterales generadas en la modulación. Además de la señal de RF introducimos una señal continua. El objetivo que buscamos introduciendo esta DC es alcanzar el punto de trabajo representado como C en la Figura 4.7, en la que mostramos la función de transferencia típica de un modulador Mach-Zehnder. De esta manera se suprime la señal portadora y nos quedarnos únicamente con las dos bandas laterales, como explicamos en el capítulo 3. La frecuencia de modulación de la señal de RF que controla el modulador la elegimos para barrer alrededor del BFS de la fibra que empleamos para monitorizar. De este modo, una de las bandas laterales de la señal de sonda (la de frecuencia más baja o Stokes) será amplificadas y la otra atenuada (la de frecuencia más alta o anti-Stokes) por SBS en la FUT.

Para proporcionar SOPs ortogonales a estas dos bandas laterales introducimos en la rama de sonda el esquema de la Figura 4.5. En este caso, hemos empleado tres filtros DWDM en lugar de sólo uno para separar mejor las dos bandas laterales de sonda (Figura 4.6). Con el esquema descrito, ya no es necesario emplear un PS que elimine la dependencia de la ganancia Brillouin con la polarización. La potencia de la señal de sonda que empleamos en este montaje es del orden de  $\sim 330 \mu\text{W}$  en cada banda lateral.

Después de viajar a través de la fibra y sufrir *scattering* Brillouin, separamos la banda de ganancia Brillouin (Stokes) de la banda de atenuación (anti-Stokes) usando otro filtro DWDM convencional. La pendiente del flanco del filtro empleado es lo suficientemente grande para separar ambas bandas correctamente, con un rechazo de la banda opuesta de más de 13 dB. Estas dos bandas se introducen en los puertos positivo y negativo del sistema de detección

balanceada. En nuestro caso, la salida diferencial será el resultado de restar la señal de la entrada negativa (banda anti-Stokes) a la señal de la entrada positiva (banda Stokes). En términos de ruido de polarización, como cada traza se mide con un SOP ortogonal, el ruido de polarización máximo en una traza coincide con el mínimo ruido de polarización de la otra. De este modo, la traza que obtenemos en la salida balanceada no presenta a penas ruido de polarización. Por último, el sistema de detección balanceada proporciona tres señales de salida diferentes: la salida diferencia (con la señal de interés), y dos salidas de monitorización de donde podemos leer los niveles de DC de cada una de las señales de entrada. La suma de estos dos niveles de DC es lo que usamos para normalizar la traza detectada y obtener medidas de ganancia. El detector balanceado empleado tiene un ancho de banda de 100 MHz sin corte de continua (DC-100 MHz). Finalmente, se visualizan y adquieren estas señales en un osciloscopio y se procesan las medidas con un ordenador.

## 4.3. Resultados

En este apartado vamos a ilustrar los resultados obtenidos con el montaje BOTDA usando el método de eliminación del ruido de polarización que hemos descrito previamente. En primer lugar mostraremos los resultados obtenidos en términos de eliminación de este ruido, y a continuación, los obtenidos en términos de la determinación del BFS.

### 4.3.1 Eliminación del ruido de polarización

La fibra óptica empleada para realizar las medidas estaba formada por dos carretes de fibra monomodo estándar (SMF) de 25 km cada uno, con un área efectiva de  $80 \mu\text{m}^2$  y un BFS homogéneo localizado aproximadamente a 10.883 GHz de la longitud de onda de la señal de bombeo ( $\sim 1550 \text{ nm}$ ).

Para realizar estas medidas utilizamos pulsos eléctricos (para realizar la modulación de la onda de bombeo) que generan pulsos ópticos de 20 ns en el SOA, lo que nos proporciona una resolución espacial de 2 metros, con una frecuencia de repetición de 1.6 kHz, valor que evita la coexistencia de más de un pulso óptico en la fibra en cualquier instante de tiempo.

Realizamos un barrido en frecuencia entre 10.78 GHz y 10.98 GHz con un paso de frecuencia de 1 MHz. Además, para cada una de las frecuencias medidas realizamos 1024 promediados para eliminar ruido.

En la Figura 4.8 hemos representando las tres trazas temporales de máxima ganancia y atenuación (10.883 GHz para la fibra empleada) obtenidas para los casos de detección de una única banda (las dos figuras de arriba) y para el caso de la detección balanceada (la figura de abajo), empleando un detector del mismo ancho de banda en los tres casos y el mismo número de promediados.

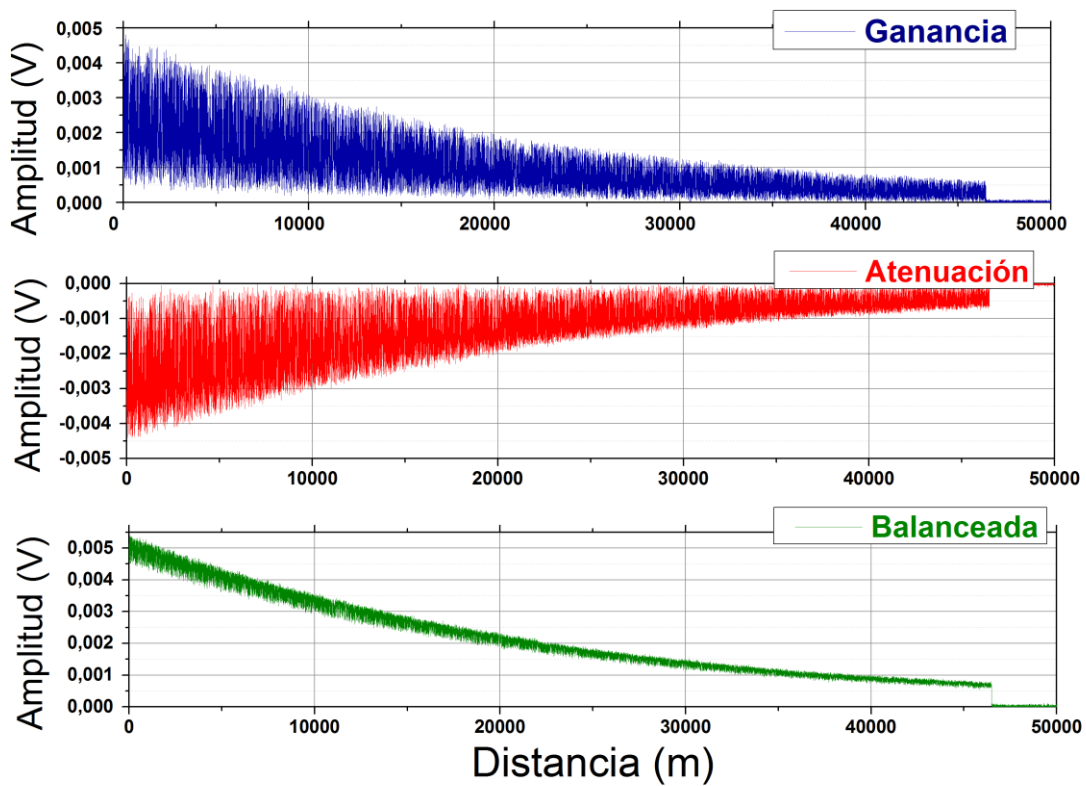


Figura 4.8: Medidas experimentales de las trazas temporales de máxima ganancia y atenuación (10.883 GHz para la fibra empleada) obtenidas para el caso de usar un detector tradicional (la azul y la roja) y para el caso de emplear detección balanceada (la verde).

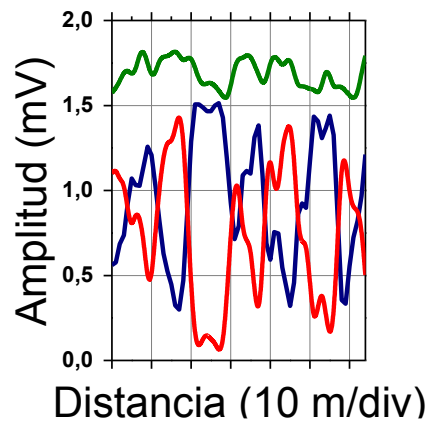


Figura 4.9: Zoom de 64 metros de las medidas experimentales de las tres trazas temporales de la Figura 4.8 al rededor del kilómetro 25.

La Figura 4.9 muestra un zoom de 64 m de las tres trazas temporales de la Figura 4.8 alrededor del kilómetro 25. Como podemos observar, los máximos y mínimos de las trazas azul

(ganancia) y roja (atenuación) se localizan en las mismas posiciones. De esta manera, se elimina prácticamente todo el ruido de polarización del canal balanceado. Este resultado es consistente con las explicaciones dadas en los apartados anteriores. Además, como hemos explicado en el apartado 4.2.1.1, cuando adquirimos en modo balanceado la amplitud de la traza de la salida diferencial es dos veces la amplitud de la traza de cualquiera de las bandas, y la robustez del sistema aumenta frente a ruidos en modo común, que afectan a ambas bandas [113]. Por todas estas razones, la SNR de este esquema es considerablemente mayor que en un sistema con detección simple.

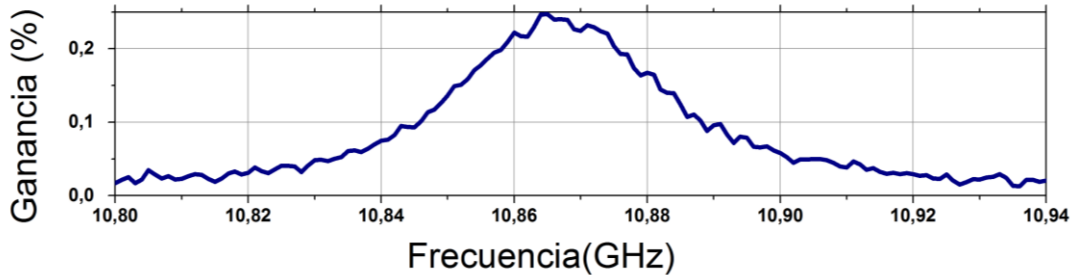


Figura 4.10: Perfil de ganancia en el kilómetro 48.5 para un barrido de frecuencia entre 10.80 y 10.94 GHz usando detección balanceada y polarizaciones ortogonales entre las bandas de Stokes y anti-Stokes.

Para comprobar que el sistema funciona correctamente realizamos medidas del perfil de ganancia Brillouin. La Figura 4.10 ilustra la medida de uno de estos perfiles en función de la frecuencia de sonda a una distancia de 48.5 km. El barrido de frecuencia lo realizamos entre 10.80 y 10.94 GHz usando detección balanceada. Como podemos ver en la figura, el ancho de la curva Brillouin a media altura es de aproximadamente 35 MHz. No se observa ensanchamiento ni deformación del perfil de ganancia, lo que parece indicar que el sistema de medida funciona correctamente.

Como podemos apreciar, no se ha conseguido una cancelación del ruido de polarización perfecta. Empleando un medidor de SOPs hemos medido los estados de las dos bandas en la entrada de la fibra óptica y comprobamos que no eran perfectamente ortogonales, aunque el error no era excesivo (Figura 4.11). Esto se puede deber, probablemente, a imperfecciones de fabricación del espejo de Faraday. Además, cualquier diferencia en los caminos ópticos de las dos bandas, y cualquier pequeño error en el ajuste del láser puede llevar a una separación asimétrica de las dos bandas, causando una cancelación de ruido imperfecta.



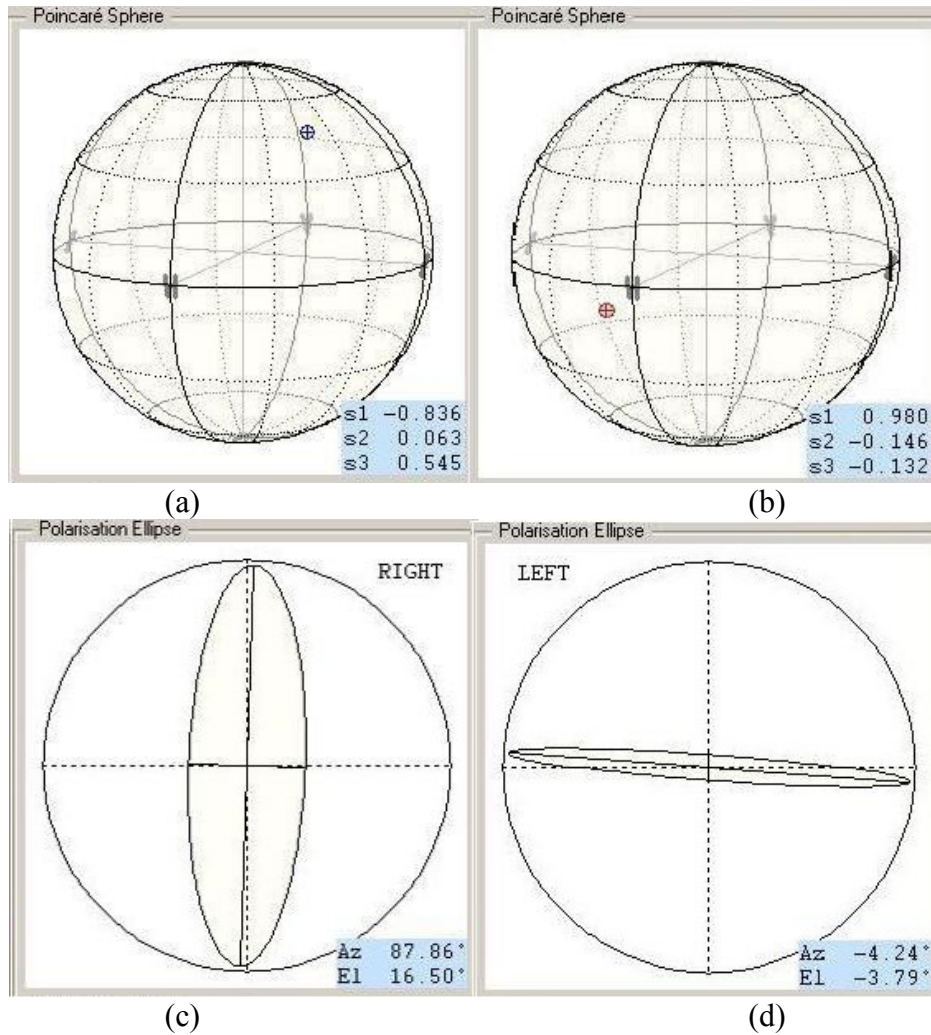


Figura 4.11: Estado de polarización en la esfera de Poincaré de: (a) la banda Brillouin Stokes y (b) la banda Brillouin anti-Stokes, y en la elipse de polarización: (c) la banda Stokes y (d) la banda anti-Stokes.

### 4.3.2 Funcionamiento en términos de la determinación del BFS

En esta sección, vamos a ilustrar los resultados que hemos obtenido con la configuración propuesta en términos de determinación del BFS. Este resultado lo compararemos con el esquema con detección balanceada convencional descrito en [113] que incorpora un PS comercial con frecuencia de aleatorización de 5 MHz y un rango de longitudes de onda de trabajo de 1300-1600 nm.

Para esta medida utilizamos pulsos eléctricos (para realizar la modulación de la onda de bombeo) de 50 ns, lo que nos proporcionaba una resolución espacial de 5 metros. Este incremento en la anchura de los pulsos la hicimos para asegurar las mejores condiciones de

medida en la configuración estándar con PS. La fibra óptica de medida es la misma fibra SMF de 50 km que usamos en las pruebas experimentales anteriores. Para asegurar que hacíamos una comparación justa entre ambos esquemas el número de promediados empleado en ambos casos es el mismo (1024). La potencia de la onda de sonda que introdujimos a la FUT es de  $\sim 320 \mu\text{W}$  en cada banda lateral, y la potencia de pico del pulso de bombeo de  $\sim 18 \text{ mW}$ . Otra vez, barremos la frecuencia de sonda el rango de interés y la curva resultante la ajustamos a una curva cuadrática usando el procedimiento estándar. Para obtener la incertidumbre del BFS en ambos casos, calculamos la desviación estándar de los perfiles evaluando cinco barridos consecutivos.

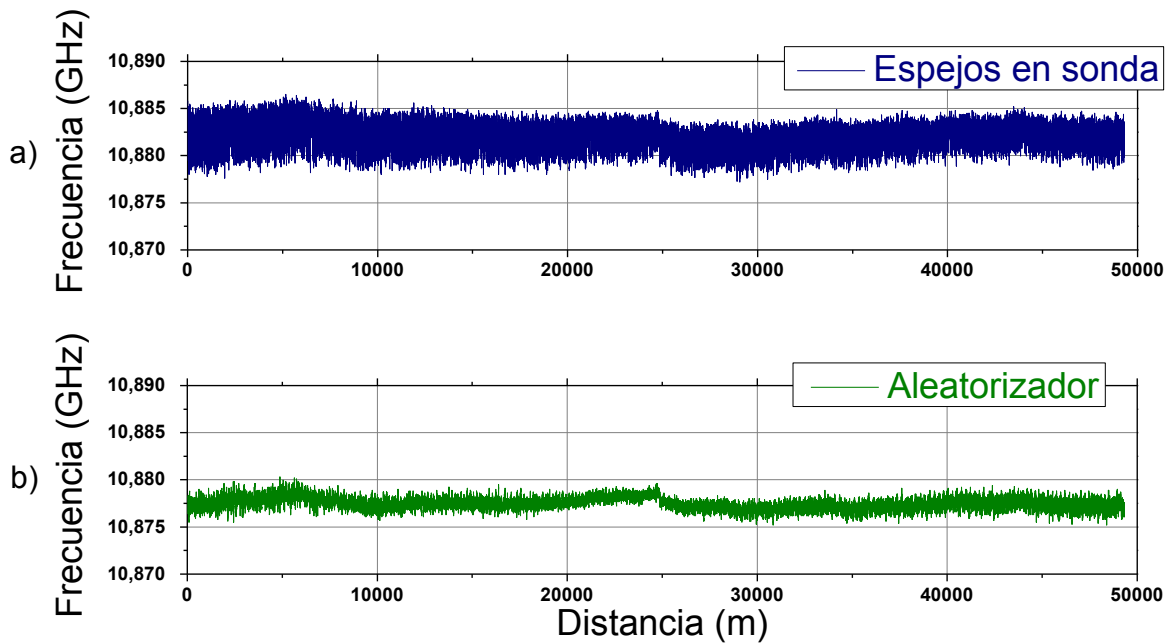


Figura 4.12: *Medidas experimentales del BFS del esquema con detección balanceada (a) empleando espejos ópticos en la rama de sonda y (b) empleando un aleatorizador comercial de 5 MHz.*

En la Figura 4.12 mostramos los resultados de determinación del BFS para ambos casos, empleando el método de eliminación propuesto, y con un aleatorizador comercial. Como podemos ver, en el caso de emplear un PS, la determinación del BFS parece haber sido hecha con ligeramente menos incertidumbre que en el caso de emplear la técnica de eliminación del ruido de polarización propuesta en este capítulo. En números, la desviación estándar del BFS evaluado sobre una ventana de 5000 puntos es, para el caso de emplear nuestro método, de 1.6 MHz al comienzo de la fibra, y de 1.1 MHz al final mientras que es de 0.6 MHz en el peor caso del PS comercial (final de la fibra).

### 4.3.3 Mejora de la incertidumbre de medida empleando despolarización del bombeo

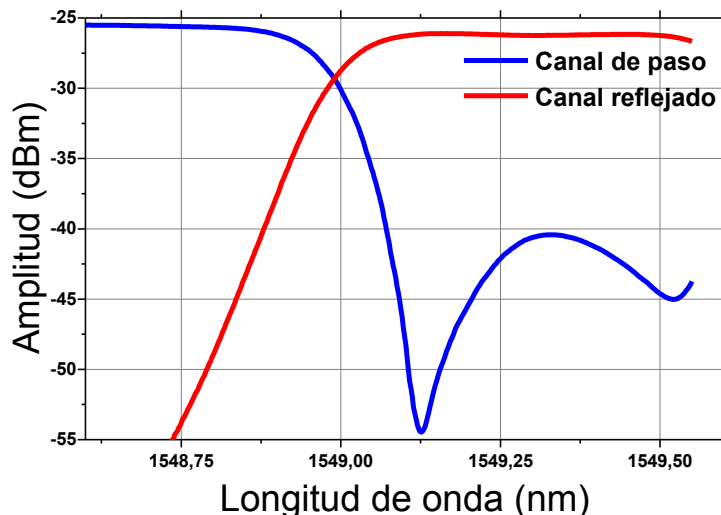


Figura 4.13: Medidas experimentales de los espectros ópticos obtenidos con un analizador de espectros óptico (OSA) de las dos salidas (paso y reflejada) de uno de los filtros DWDM empleado para separar en polarizaciones ortogonales las bandas de Stokes y anti-Stokes de la señal de sonda en el montaje experimental propuesto.

El esquema propuesto hasta ahora [104] para cancelar la dependencia del SBS con la polarización en un sensor BOTDA presentaba más incertidumbre en el perfil del BFS que el mismo esquema que utilizaba para eliminar el ruido de polarización un PS comercial (ver Figura 4.12).

Esta incertidumbre extra podría ser debida a que los filtros DWDM que empleamos para separar las bandas Stokes y anti-Stokes en el montaje experimental de la Figura 4.6 no cancelan del todo la otra banda ( $\sim 13$  dB en el mejor de las situaciones), y en ambos casos se cuela señal no deseada junto a la banda de interés. Este efecto no deseado sería sobre todo perjudicial en las frecuencias más bajas del barrido de la señal de sonda, donde la banda no deseada está menos atenuada y nos introduce una señal continua mayor, que produce una reducción de la ganancia medida. Además, al no tener los filtros DWDM la misma pendiente en un canal que en el otro (ver Figura 4.13), el efecto se produce de forma distinta en cada una de las bandas, como podemos observar en la Figura 4.14.

En nuestro montaje, como hay puntos de la fibra óptica donde la ganancia en una de las bandas es cero, sólo se puede emplear la ganancia de la otra para obtener el valor total en ese punto, de modo que la incertidumbre de la medida en el perfil del BFS es mayor que en el caso de emplear un aleatorizador comercial.

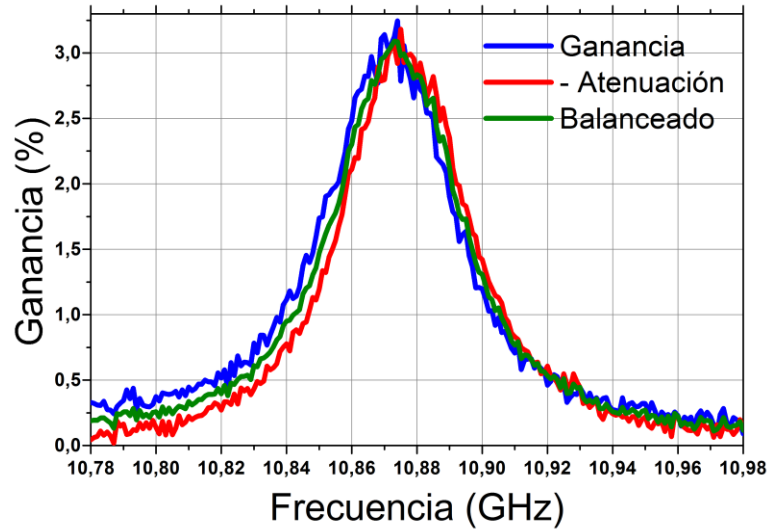


Figura 4.14: Medidas experimentales de los perfiles de ganancia al principio de la fibra para un barrido de frecuencia entre 10.78 y 10.98 GHz usando polarizaciones ortogonales entre las bandas de Stokes y anti-Stokes para el caso de medir en ganancia, atenuación o en balanceado.

Para reducir la incertidumbre de la medida optamos por despolarizar el bombeo. Para llevar esto a cabo, desarrollamos de forma adicional un método para despolarizar el bombeo sobre el experimento previo. El esquema empleado se muestra en la Figura 4.15 (sólo se representa la rama de bombeo, ya que el resto del montaje permanece como en la Figura 4.6).

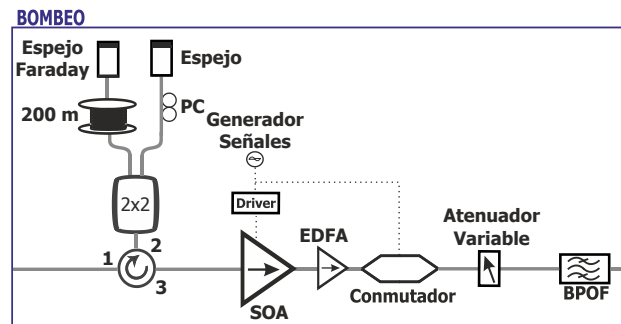


Figura 4.15: Nuevo esquema de la rama de bombeo del montaje experimental de un BOTDA con detección balanceada y eliminación del ruido de polarización. SOA: amplificador óptico de semiconductor; EDFA: amplificador de fibra dopada con Erbio; PC: controlador de polarización; BPOF: Filtro óptico paso banda [105].

En este caso nos beneficiamos del uso de un SOA insensible a la polarización (con una ganancia dependiente de la polarización  $< 1$  dB). Antes de crear los pulsos usando el SOA, realizamos una despolarización pasiva de la onda de bombeo utilizando un esquema sencillo basado en un circulador óptico, un acoplador 2x2, un carrete de fibra de 200 m y un par de

espejos (uno convencional, y otro de Faraday). La longitud de la fibra óptica que insertamos entre el acoplador y el espejo la elegimos mayor que la longitud de coherencia del láser (al trabajar con un diodo láser con una anchura de línea de  $\sim 1$  MHz esta longitud de coherencia es de  $\sim 100$  m). En este caso, como ya pasaba en el caso de la rama de sonda, es necesario que mantengamos la longitud de la fibra en la rama del espejo convencional tan corta como sea posible.

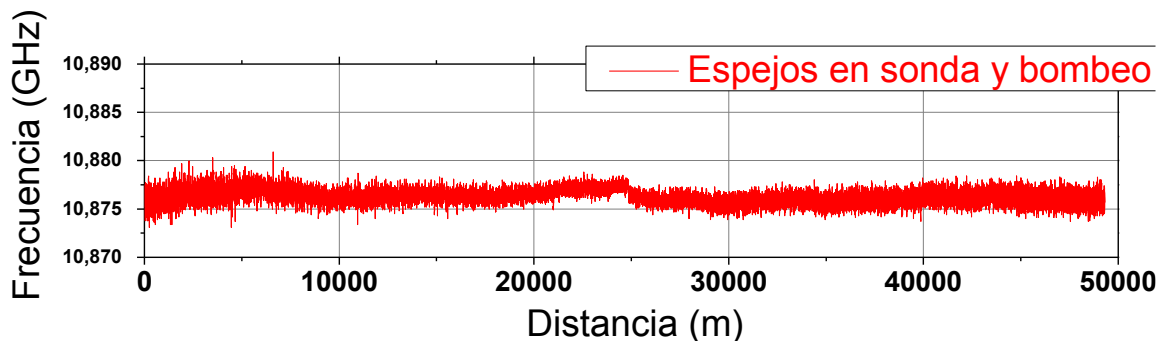


Figura 4.16: *Medidas experimentales del BFS del esquema con detección balanceada empleando espejos ópticos en la rama de sonda y espejos ópticos en la rama de bombeo.*

Para confirmar el funcionamiento de este nuevo montaje se utilizó la misma fibra óptica 50 km ya descrita y las mismas condiciones de medida (anchura de pulsos, periodo de repetición, promediados, potencias, etc.). Otra vez, con este montaje, las trazas temporales muestran que el ruido de polarización se cancela bien. En la Figura 4.16 hemos representado el BFS de la fibra de 50 km en función de la distancia usando la misma metodología que en la sección 4.3.2.

Esquema	Comienzo de la fibra	Final de la fibra
Espejos en sonda	1.6	1.1
Espejos en sonda y bombeo	0.6	0.8
Aleatorizador comercial	0.4	0.6

Tabla 4.1: *Desviación estándar obtenida en el BFS con un aleatorizador de polarización comercial, con el esquema de eliminación de ruido de polarización de la Figura 4.6 y con el esquema de eliminación de ruido de polarización mejorado en el que se ha incluido en la rama de bombeo el montaje de la Figura 4.15.*

Hemos llevado a cabo una comparación de las desviaciones estándar del BFS entre los montajes con detector balanceado y PS, espejos ópticos en la rama de sonda, y espejos en ambas ramas (Tabla 4.1). La desviación estándar del BFS obtenido entre cinco trazas

temporales consecutivas al comienzo de la fibra (ventana de primeros 5000 puntos) es  $\sim 1.6$  MHz para el caso de espejos en la rama de sonda,  $\sim 0.6$  MHz para el caso de espejos en ambas ramas y  $\sim 0.4$  MHz para el caso de PS comercial. Al final de la FUT (ventana de los últimos 5000 puntos), la desviación estándar es  $\sim 1.1$  MHz para el caso de espejos en la rama de sonda,  $\sim 0.8$  MHz para el caso de espejos en ambas ramas, y  $\sim 0.6$  MHz para el caso de emplear un PS. Por tanto, el montaje experimental con SOPs ortogonales de las bandas de la onda de sonda y despolarización de la onda de bombeo es casi igual de efectivo como el que incluye un PS comercial, ya que el funcionamiento en términos de la determinación del BFS es muy parecido. Sin embargo, el esquema propuesto tiene la ventaja de que no tiene partes móviles y de que es mucho más barato.

## 4.4. Efecto de atracción de polarización

Como hemos visto en los apartados previos, nuestro método para eliminar la dependencia con la polarización de un sensor BOTDA se basa en emplear dos ondas de sonda, Stokes y anti-Stokes, ortogonales entre sí. Junto con el uso de un sistema de detección balanceada conseguimos cancelar gran parte del ruido de polarización. Sin embargo, para potencias de sonda elevadas puede aparecer un fuerte efecto de atracción de polarización [32], incrementado por la ortogonalidad de los SOPs de la señal de sonda. En este apartado presentaremos un estudio comparativo del efecto de atracción de polarización entre nuestro esquema, con sondas con estados de polarización ortogonales, y un montaje en el que se emplea un conmutador de polarización con sondas paralelas.

### 4.4.1 Análisis teórico

En los sensores BOTDA, como ya vimos en el Capítulo 2, el intercambio de fotones entre las ondas de sonda y bombeo no sólo produce amplificación/atenuación de estas señales, sino que también afecta a sus SOPs. Como resultado, la evolución de los SOPs de la sonda y el bombeo a lo largo de la fibra de medida depende no sólo de la birrefringencia de la fibra, como se asume normalmente, sino también de la interacción local del SBS que tiene lugar en cada posición de la fibra. En el Capítulo 2 llevamos a cabo el análisis para el caso general en el que tanto la señal de sonda como la de bombeo eran continuas, y por tanto, el efecto de atracción de polarización que predominaba era el del bombeo sobre la sonda [32].

Para el caso particular de un sistema BOTDA, donde la onda de bombeo es pulsada, es predominante el efecto de atracción de polarización de la sonda sobre el bombeo. Esto es debido a que la señal de sonda sólo interactúa con el pulso de bombeo a lo largo de una sección de fibra corta (sólo a lo largo de la longitud del pulso), por tanto, el efecto que sufre el SOP de la sonda es menor que el que experimenta el bombeo en condiciones de trabajo típicas. Por el contrario, aunque en el caso del sensor BOTDA la interacción Brillouin local es muy pequeña,

el pulso de bombeo interactúa con la sonda continua a lo largo de toda la longitud de fibra, siendo el resultado de la integración a lo largo de varias decenas de kilómetros, haciendo que el efecto de atracción de polarización sea un problema potencial importante. El impacto de este efecto de atracción de polarización en un BOTDA no se había estudiado hasta ahora.

En el caso de un bombeo continuo que se propaga en contra de una sonda continua con frecuencia más baja (atenuando el bombeo) o una sonda continua con frecuencia más alta (amplificándolo), la evolución del SOP del bombeo viene dado como ya vimos en el Capítulo 2 por la siguiente expresión [32]:

$$\frac{d\vec{J}_p(z)}{dz} = \left[ \frac{d\mathbf{T}^*(z)}{dz} \mathbf{T}^T(z) \pm \frac{\gamma_0}{2} \vec{J}_S^{\pm}(z) \overline{J_S^{\pm\dagger}}(z) \right] \vec{J}_p(z) \quad (4.7)$$

donde  $\vec{J}_p(z)$  y  $\overline{J_S^{\pm}}(z)$  son los vectores de Jones que describen la polarización de bombeo y de la sonda (amplificada/atenuada),  $\mathbf{T}(z)$  es una matriz de Jones unitaria que representa el efecto de la birrefringencia de la fibra y  $\gamma_0 (>0)$  es la ganancia Brillouin por unidad de longitud por unidad de potencia. El primer término de la ecuación describe la evolución del SOP del bombeo debido a la birrefringencia. El segundo término representa una atracción del SOP del bombeo hacia el SOP de la sonda amplificada, mientras que la sonda de atenuación representa una repulsión, es decir, atracción hacia un SOP ortogonal al de la sonda atenuada [32].

De esta manera, el uso de dos bandas de sonda parece que compensa, no sólo el agotamiento de bombeo de primer orden [80][81], sino también las fuerzas de atracción de polarización. Eso se debe a que la amplificación del bombeo inducida por la banda de sonda con frecuencia más alta atrae la polarización del bombeo hacia la polarización de la sonda, mientras que la atenuación del bombeo inducida por la sonda de frecuencia más baja repele la polarización del bombeo de la polarización de la sonda.

Sin embargo, mostraremos en los apartados siguientes que sí existe efecto de atracción en implementaciones reales debido al hecho de que las dos bandas de sonda nunca tienen potencias perfectamente iguales. Aunque pequeño, este efecto puede tener un impacto negativo en el funcionamiento de algunas configuraciones de BOTDA, especialmente cuando se usa un conmutador de polarización para eliminar el ruido de polarización. Esto se debe a que usar un conmutador de polarización requiere de dos medidas secuenciales de trazas temporales con dos SOPs de sonda ortogonales (o dos bombeos ortogonales). Sin embargo, como las dos trazas se adquieren de forma secuencial, la fuerza de atracción de polarización residual que actúa sobre el pulso de bombeo tiene diferentes direcciones en cada caso. De esta manera, incluso si se usan dos sondas perfectamente ortogonales en las medidas, la interacción de SBS ocurre con diferentes SOPs de bombeo en cada caso (como resultado del efecto de atracción), llevando a diferentes valores de ganancia que no se compensan del todo cuando se suman las dos trazas temporales.

## 4.4.2 Resultados

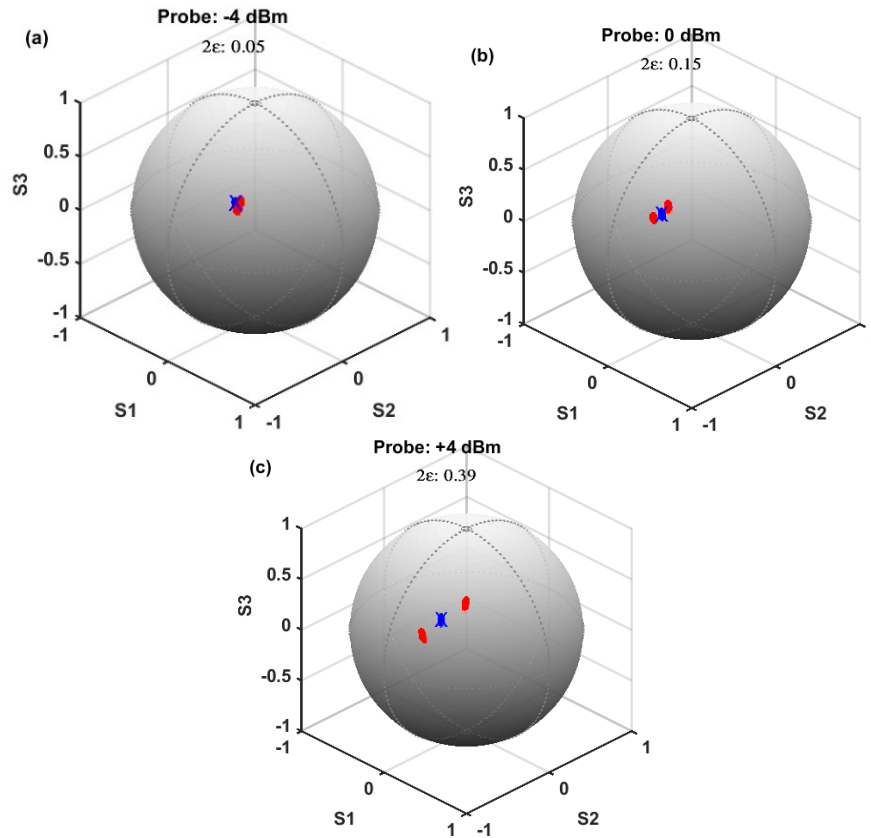


Figura 4.17: Representación en la esfera de Poincaré del SOP de salida de bombeo medido sin (marcadores azules) y con (marcadores rojos) interacción SBS. Cada punto rojo representa un SOP de bombeo para una de las dos sondas ortogonales formadas por dos bandas laterales polarizadas igual entre sí.

Para evaluar el impacto del efecto de atracción de polarización descrito en el apartado previo, implementamos un montaje de un BOTDA con una fibra SMF estándar de 50 km insertando, en primer lugar, un conmutador de polarización en la rama óptica donde se genera una señal de sonda con dos bandas con potencias iguales. Al final de la fibra de medida (entrada de la señal de sonda), insertamos un circulador óptico para analizar el SOP del pulso de bombeo de salida, el cual medimos usando un analizador de estados de polarización en tres escenarios distintos: el SOP de bombeo medido en ausencia de sonda, es decir, sin interacción Brillouin, y después interactuando con dos bandas de sonda que introducimos a la fibra, primero, con un SOP inicial dado (definido por el primer SOP del conmutador), y después, con el SOP ortogonal (segundo estado de polarización del conmutador).



La Figura 4.17 muestra el SOP de bombeo a la salida en la esfera de Poincaré sin (marcadores azules) y con (marcadores rojos) sonda que se propaga en la fibra de medida, usando una potencia de pico para el bombeo de 100 mW y una anchura de pulso de 50 ns, donde la frecuencia entre sonda y bombeo se eligió para maximizar la interacción Brillouin. En concreto, la Figura 4.17a muestra las fuerzas opuestas de atracción del SOP de bombeo debidas a que las dos bandas laterales de sonda con la misma polarización conmutan entre dos estados de polarización ortogonales. Mientras que el efecto en el SOP de bombeo de una sonda débil de -4dBm por banda es mínimo, podemos observar cómo el efecto de atracción inducido por SBS es mayor y opuesto (cuantificado por el ángulo relativo  $2\varepsilon$ ) cuando incrementamos la potencia de sonda, como ilustran la Figura 4.17b y Figura 4.17c para potencias de sonda de 0 dBm y +4dBm por banda, respectivamente. Aunque sólo mostramos resultados para pulsos de bombeo de 50 ns con 100 mW de potencia de pico, hemos probado distintas potencias de pico de bombeo (de 25 mW a 100mW) y diferentes resoluciones espaciales (entre 1 y 5 m), obteniendo ángulos relativos similares. Esto indica que la atracción del SOPs de bombeo es independiente de la potencia y de la anchura del pulso de bombeo (al menos cuando trabajamos en pequeña ganancia, como se hace típicamente en los sistemas BOTDA).

Los resultados de la Figura 4.17 claramente demuestran el impacto de la interacción SBS sobre la polarización del pulso. Esta atracción de polarización puede llevar a trazas con un fuerte ruido de polarización como muestra la Figura 4.18. La Figura 4.19 muestra un zoom de aproximadamente los últimos 500 m de la traza temporal para un rango de potencias de sonda desde -4 dBm a +4dBm por banda lateral. Como se aprecia en esta figura, el ruido de polarización residual aumenta con la distancia como resultado del efecto de atracción de polarización acumulado inducido por las altas potencias de sonda que se propagan cerca del final de la fibra óptica. Para eliminar el ruido de detección cada polarización la hemos medido usando 2000 promediados. De esta manera, el desvanecimiento de la traza de la Figura 4.18 es de naturaleza determinista, como se demuestra en la Figura 4.19. Esta figura proporciona una evaluación fiable del efecto de atracción de polarización, mostrando que, aunque obtenemos el mismo valor medio de ganancia para todas las potencias de sonda, cuando más fuerte es la potencia de sonda, mayor es el efecto de atracción de polarización que no se compensa. La consecuencia principal de este efecto es la reducción de la amplitud de la traza temporal en algunas posiciones, disminuyendo la SNR, y, por tanto, incrementando la incertidumbre de medida del sensor.

Es importante volver a mencionar que el ruido de polarización de la Figura 4.18 y la Figura 4.19 sucede básicamente porque las trazas con los dos SOPs ortogonales de sonda se miden de forma separada, primero uno y luego el otro, de modo que el SOP de bombeo a lo largo de la fibra óptica es diferente para cada caso por la diferente dirección de las fuerzas de atracción, lo que lleva a trazas que sumadas no llevan a la ganancia real.

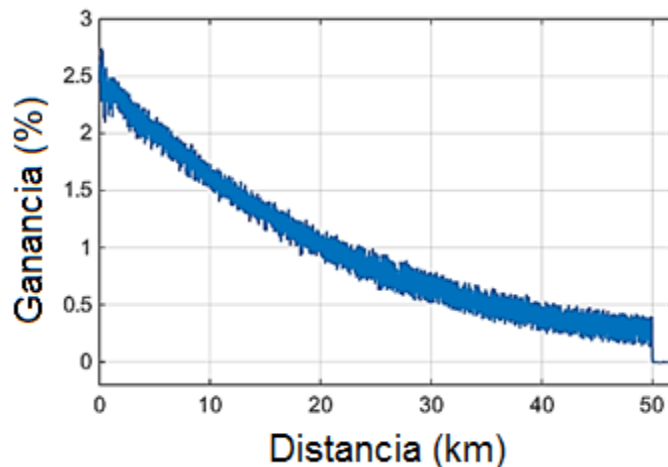


Figura 4.18: Medida experimental de una traza temporal de una fibra de 50 km que muestra un fuerte ruido de polarización. La potencia de sonda empleada es de 4 dBm por cada banda lateral.

Ahora vamos a analizar el comportamiento del sistema cuando se emplea una señal de sonda con dos SOPs ortogonales entre sí, como en el caso de nuestra configuración para eliminar el ruido de polarización presentado en los apartados previos (Figura 4.6) [104][105].

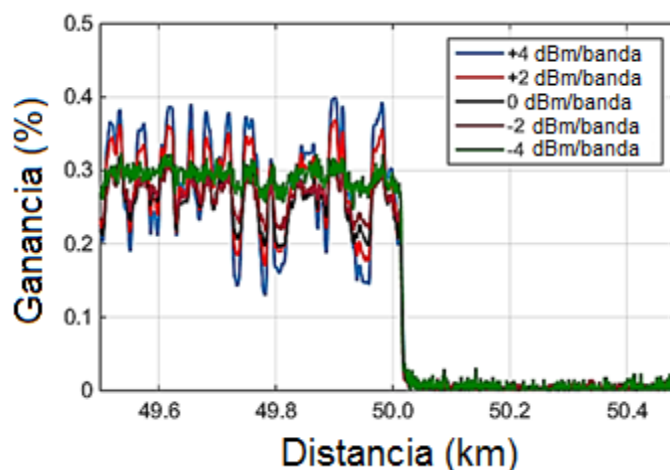


Figura 4.19: Zoom de los últimos 500 m de fibra de las medidas experimentales de la traza temporal de la Figura 3.6.

La Figura 4.20 muestra el SOP de bombeo a la salida de la fibra (después de 50 km) medido sin (marcadores azules) y con (marcadores rojos) bandas de sonda ortogonales entre sí. Comparado con el uso de bandas de sonda polarizadas con SOPs paralelos (Figura 4.17), con nuestro esquema de eliminación de ruido de polarización, tenemos una fuerza de atracción de

polarización mucho mayor. Las dos sondas ortogonalmente polarizadas contribuyen a un efecto de atracción en la misma dirección. Sin embargo en este caso, como las dos sondas ortogonales interactúan simultáneamente con el mismo SOP de bombeo local, la traza medida a la salida del detector balanceado no tendrá ruido de polarización.

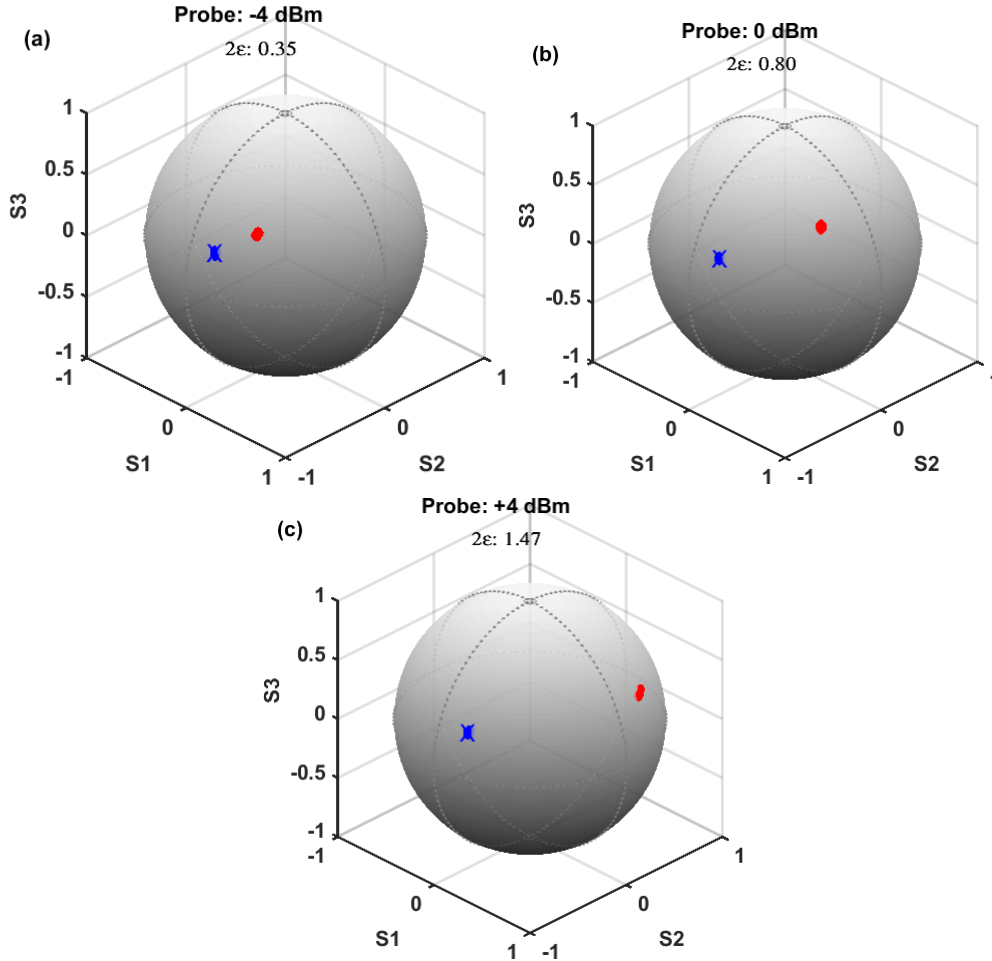


Figura 4.20: Representación en la esfera de Poincaré del SOP de salida de bombeo medido sin (marcadores azules) y con (marcadores rojos) interacción SBS cuando se emplean una señal de sonda con dos bandas ortogonales.

Hemos evaluado este efecto analizando la evolución longitudinal de las fluctuaciones de polarización residuales cuantificadas por la desviación estándar longitudinal, que en este caso la hemos normalizado por el valor medio local de la traza para eliminar la dependencia de la ganancia SBS con las pérdidas de la fibra. La Figura 4.21 muestra la desviación estándar longitudinal de las trazas temporales usando una ventana móvil de 400 puntos obtenida con una potencia de 4 dBm por banda con ambos esquemas: usando una secuencia de sondas ortogonales con bandas paralelas entre sí, y usando una señal de sonda con sus bandas con polarizaciones ortogonales [104][105] (Figura 4.6). Observando esta figura podemos deducir

que el uso de una señal de sonda con sus bandas con polarizaciones ortogonales lleva a una compensación del ruido de polarización a lo largo de toda la longitud de fibra.

Como demostramos en [81], y explicamos en el capítulo anterior, el agotamiento de bombeo o efectos no locales de primer orden (cuando la separación entre sonda y bombeo es igual a el BFS de la fibra) se cancela cuando empleamos una señal de sonda con doble banda lateral y SOPs alineados, ya que, los procesos de amplificación y atenuación generados respectivamente sobre el bombeo por las bandas de sonda son iguales.

En cambio, en el caso de tener bandas de sonda con SOPs ortogonales, a causa del fuerte efecto de atracción de polarización, el SOP de la señal de bombeo será atraído gradualmente hacia el SOP de la banda de sonda Stokes, empeorando fuertemente la compensación de agotamiento de primer orden que existe en el caso de SOPs paralelos. Esta fuerte dependencia que existe entre ganancia y efecto de atracción de polarización lleva a una distorsión en el espectro Brillouin que afecta a la incertidumbre en la determinación de la frecuencia en las medidas.

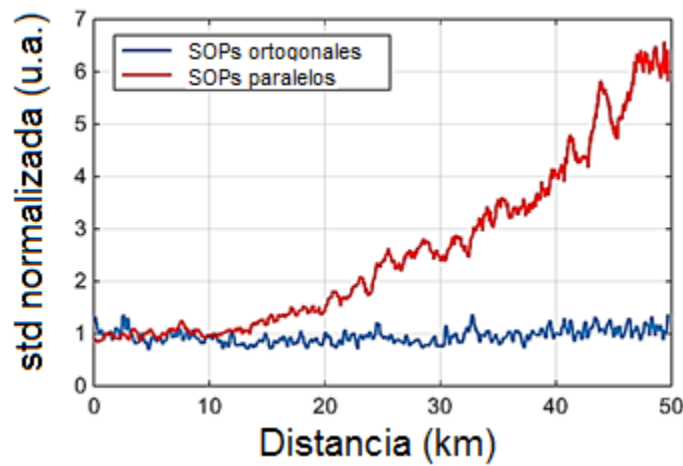


Figura 4.21: *Medidas experimentales de la desviación estándar longitudinal (normalizada por el valor medio local) de la traza temporal medida con una señal de sonda con bandas con polarizaciones ortogonales (línea azul) y medida con dos señales de sonda ortogonales entre sí, pero con dos bandas con la misma polarización (línea roja).*

Para analizar la distorsión del pulso de bombeo que lleva a distorsión en el espectro Brillouin, hemos analizado cómo se comporta éste después de atravesar nuestra fibra óptica de 50 km para los dos casos, cuando tenemos una señal de sonda con los SOPs de cada banda alineados entre sí y cuando estas bandas tienen SOPs ortogonales. Para ello, hemos llevado a cabo el montaje experimental de la Figura 4.22, donde las medidas temporales del pulso las realizamos empleando los componentes que aparecen en rojo en el esquema, y las medidas espectrales con los componentes que se muestran en azul. En primer lugar, colocamos un circulador óptico al

final de la FUT, en la rama de sonda, de modo que podemos recuperar el pulso después de interferir con las bandas de sonda a través del SBS. En el caso de las medidas espectrales, el 1 % de esta señal la introducimos en un fotodetector, y lo analizamos posteriormente en un osciloscopio. Para el caso de las medidas espectrales del pulso hemos empleado un esquema de detección auto-heterodina. Primero de todo, dividimos otra vez el haz del láser usando en este caso un acoplador óptico 70/30. Mientras una de las ramas se usa para generar el pulso, la otra se modula por medio de un EOM de fase a una frecuencia de RF de 19 GHz. Esta frecuencia de RF se fija empleando un generador de RF. Por medio de un filtro DWDM elegimos la banda con frecuencia más baja que se obtiene tras el modulador. El pulso, tras atravesar la fibra de 50 km, lo recombinamos con la banda lateral obtenida tras el modulador de fase y el DWDM, y el resultado de la combinación la introducimos en un fotodetector de alta resolución espectral (20 GHz), y después en un analizador de espectros eléctrico. Esto nos va a permitir observar el desplazamiento/deformación espectral del pulso con una resolución espectral alta.

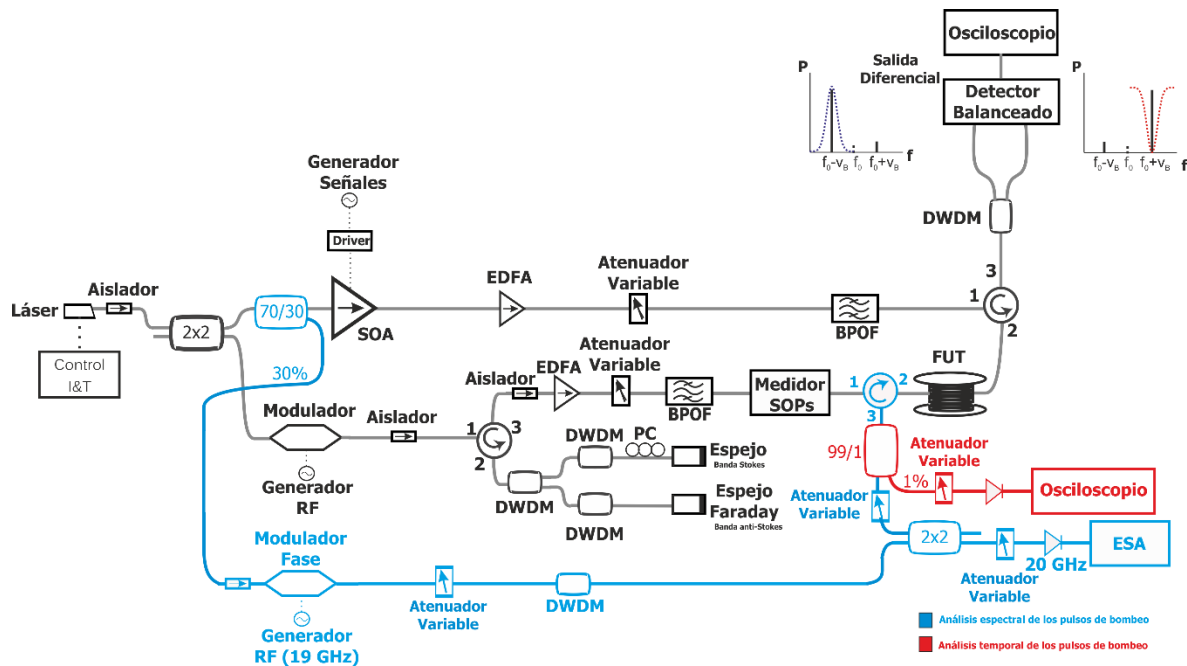


Figura 4.22: Montaje experimental de un BOTDA con detección balanceada y SOPs de las bandas de sonda paralelos/ortogonales. SOA: amplificador óptico de semiconductor; EDFA: amplificador dopado con Erblio; BPOF: Filtro óptico paso banda; RF: radio-frecuencia; PC: controlador de polarización; FUT: fibra bajo prueba, DWDM: filtro multiplexado compacto por división en longitud de onda; ESA: analizador de espectros eléctrico; SOP: estado de polarización óptica.

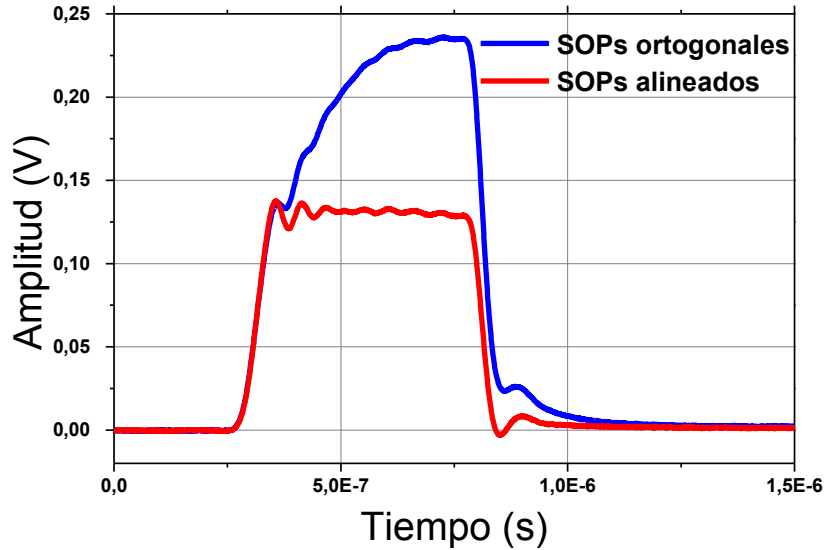


Figura 4.23: Representación temporal del pulso de bombeo (50 ns) detectado después de atravesar la fibra óptica de 50 km y sufrir SBS para una señal de sonda de ~6 dBm por banda para el caso de que sus bandas tengan SOPs alineados y para el caso de que estos sean ortogonales (separación entre sonda y bombeo igual al BFS)

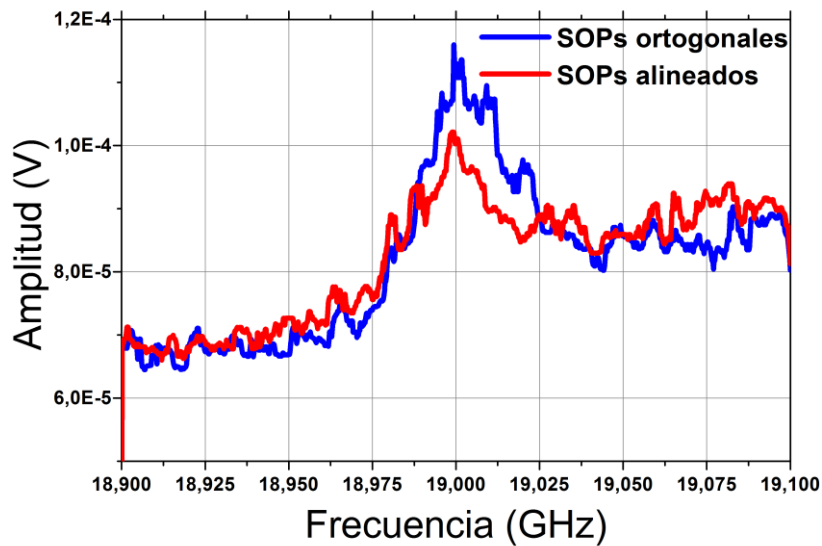


Figura 4.24: Representación espectral del pulso de bombeo (50 ns) detectado después de atravesar la fibra óptica de 50 km y sufrir SBS para una señal de sonda de ~6 dBm por banda para el caso de que sus bandas tengan SOPs alineados y para el caso de que estos sean ortogonales (separación entre sonda y bombeo igual al BFS).

Los resultados del pulso de bombeo obtenidos tras viajar por la FUT los hemos representado en la Figura 4.23 (resultados temporales) y en la Figura 4.24 (resultados espectrales). Como podemos observar, el pulso de bombeo no sufre agotamiento de bombeo al aplicar una potencia de sonda de +6 dBm por banda [80], cuando las bandas de la señal de sonda tienen SOPs alineados y la separación entre sonda y bombeo es el BFS de la fibra (líneas rojas), ya que los procesos de ganancia y atenuación generados sobre el pulso se cancelan entre sí [81]. Para el caso de tener esta misma separación de frecuencia entre las sondas interferentes, pero tener SOPs ortogonales en las bandas de la señal de sonda, como podemos observar en las figuras (líneas azules), el gran efecto de atracción de polarización hace que el agotamiento de bombeo no se cancele bien como en el caso de tener las bandas paralelas.

## **4.5. Aplicación del método de eliminación del ruido de polarización en un prototipo**

El método de eliminación de ruido de polarización explicado en los apartados previos fue probado de forma exitosa en un equipo de campo de un sensor BOTDA desarrollado en el marco de un proyecto de investigación europeo llamado ECOAL-MGT del que hablaré en detalle en este apartado.

### **4.5.1 El proyecto E-COAL**

El proyecto de investigación y desarrollo “ECOAL- Ecological Management of Coal Waste Piles in Combustion” (2012-2015) fue un proyecto transnacional que consistía en un consorcio de cinco socios de tres países europeos (España, Portugal y Francia), con miembros de universidades y centros de investigación, combinando experiencia en geología con competencias optoelectrónicas y en sensores de fibra óptica. Las instituciones españolas fuimos la Universidad de Alcalá (Madrid) y la Universidad Pública de Navarra (Pamplona), en Portugal los socios fueron el Instituto de Sistemas e Ingeniería de Computación-INESC Porto y la Facultad de Ciencias de la Universidad de Oporto, mientras que el socio francés fue el XLIM UMR CNRS de la Universidad de Limoges. Este proyecto estuvo financiado por SUDOE-Programa Interreg IV B, y tenía como objetivo contribuir en la gestión de los problemas ambientales asociados a la pilas de desechos de carbón en combustión, evaluando de forma continua su estado e identificando escenarios de evolución para implementar acciones correctivas/preventivas para minimizar el impacto de estos procesos.

Aunque ya existían varios trabajos [114][115] que mostraban aplicaciones donde se utilizan sistemas basados en fibra óptica para medir las condiciones ambientales en minas de carbón subterráneas, hasta este proyecto nunca se habían empleado sensores de fibra óptica para monitorizar combustiones relacionadas con el carbón, con un gran impacto en la salud humana y en el medio ambiente, y, por ello, importantes de gestionar adecuadamente

El proyecto ECOAL tuvo como objetivo la monitorización remota, multipunto y de forma continua de emisiones de gas (específicamente amoníaco, dióxido de carbono y metano) y temperaturas de combustión en una pila de desechos de carbón en auto-combustión empleando sensores de fibra óptica. La combustión de las pilas de desechos de carbón como resultado de antigua actividad minera es un problema ambiental importante, y por tanto, se requiere de una evaluación en tiempo real de su estado y una identificación de los posibles estados de evolución. Para conseguir este propósito se planteó realizar una monitorización continua de la temperatura de combustión y de ciertos gases para planear acciones correctivas que minimizaran su impacto en los alrededores. La tecnología elegida fue la fibra óptica por ser muy adecuado su uso en este tipo de ambientes hostiles.

#### **4.5.2 Caso de estudio: S. Pedro da Cova**

El yacimiento del Duero (noroeste de Portugal) representa el depósito de carbón más importante de Portugal, con un alineamiento noroeste-sudeste, una anchura variable (30-250 m) y aproximadamente 53 km de longitud [116].

A pesar de la importancia de la minería en el yacimiento de carbón del Duero, su explotación y consumo inevitablemente impactó en el medio ambiente. El material de desecho que resultó de la explotación del yacimiento de carbón del Duero fue acumulado en al menos 28 pilas de desecho de carbón colocadas sobre viejas minas y áreas adyacentes, representando un impacto ambiental importante asociado con las actividades mineras de la región [117]. Tres de estas pilas de desechos de carbón, llamadas, S. Pedro da Cova, Midões, y Lomba, empezaron a quemarse en 2005 después de la ignición causada por fuertes incendios forestales en la región [118], representando una preocupación ambiental importante debida a su potencial influencia sobre los sedimentos del suelo y sobre las aguas superficiales y subterráneas de las áreas próximas.

Desde entonces, la pila de desechos de S. Pedro da Cova está en auto-combustión, alcanzando temperaturas de hasta 300 °C muy cerca de la superficie (a menos de 1 m de profundidad). Además, esta pila de desechos se encuentra muy cerca del antiguo centro de actividades mineras de S. Pedro da Cova, de su centro urbano y de infraestructuras sociales, y por esta razón fue la elegida para la implementación del proyecto ECOAL. La pila ocupa un área de 28000 m<sup>2</sup>, con el proceso de combustión ocurriendo a lo largo de la pendiente sur. La Figura 4.25 muestra algunas imágenes de la pila de desechos de carbón de S. Pedro da Cova, además de algunos aspectos relacionados con el proceso de combustión, como son la emisión de gases y la formación de minerales.



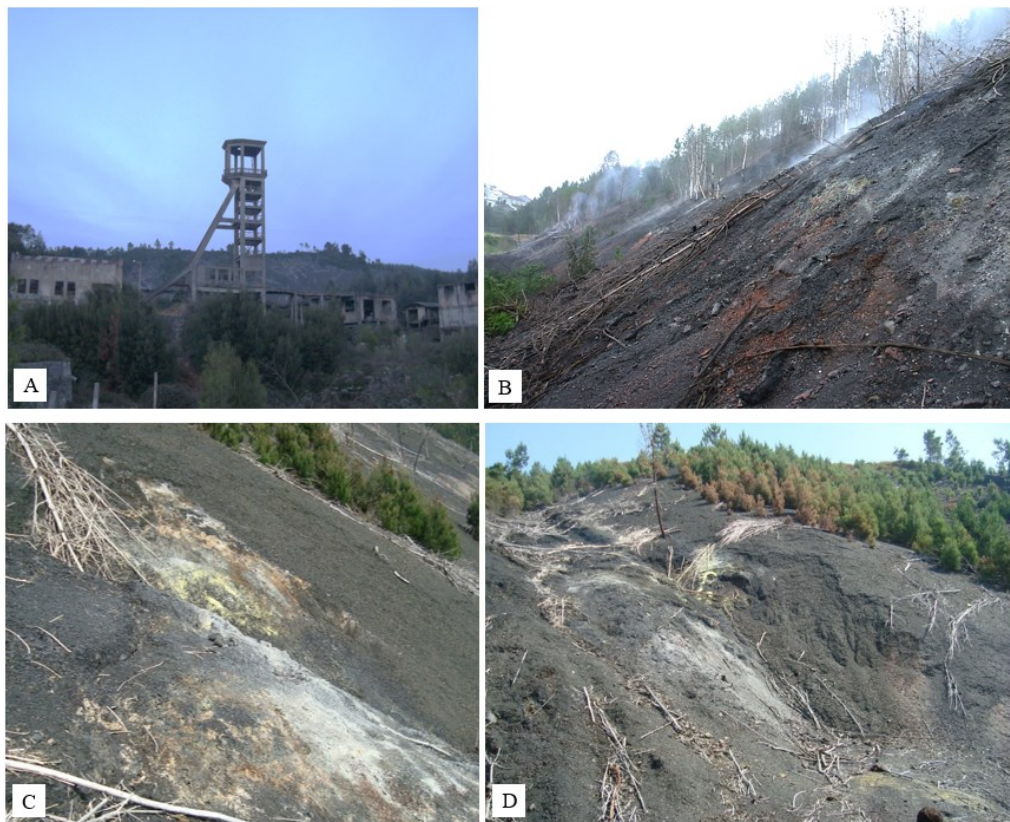


Figura 4.25: (a) Antiguas infraestructuras mineras y, detrás, la pila de desechos de carbón de S. Pedro da Cova; (b) Vista general de la pendiente en combustión de S. Pedro da Cova donde son visibles las emisiones de gas y la vegetación quemada; (c) Vista detallada de la pendiente en combustión que muestra minerales formados en la superficie de la pendiente; (d) Área seleccionada para ser monitorizada [119].

### 4.5.3 Monitorización con fibra óptica

Los sensores de fibra óptica, como ya conocemos, son adecuados para trabajar en ambientes hostiles, presentando alta sensibilidad, alta temperatura de operación, inmunidad a interferencias electromagnéticas, peso ligero, larga vida útil y capacidad de realizar medidas remotas y multipunto. Por todas estas características, la tecnología de medida con fibra óptica fue escogida en este proyecto para construir el sistema de monitorización de la pila de desechos de carbón, formado por dos tipos distintos de sensores de fibra, puntuales relacionado con la emisión de metano ( $\text{CH}_4$ ), amoniac ( $\text{NH}_3$ ), dióxido de carbono ( $\text{CO}_2$ ) en puntos concretos de la pila de carbón, y un sensor BOTDA para medir de forma distribuida la temperatura de ésta. La arquitectura general del sistema total se muestra en la Figura 4.26.

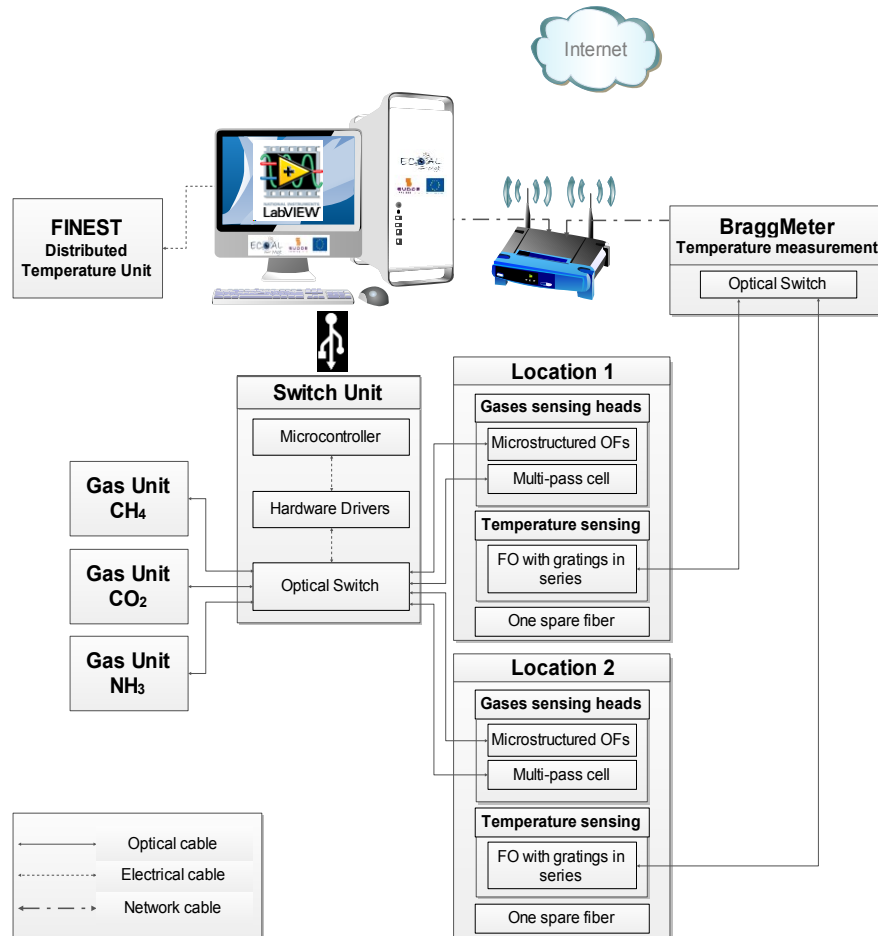


Figura 4.26: *Arquitectura general del sistema de medida de fibra óptica para medida de temperatura y gas en pilas de desechos de carbón* [119].

Para la detección de gas se escogió una técnica llamada espectroscopia de modulación de longitud de onda (WMS). Ésta se basa en medir la absorción del gas que se desea medir cuando una onda óptica se propaga en una región donde el gas está presente. Ésta es una técnica bastante sensible que puede implementarse en la región de infrarrojo cercano [120]. Junto con estos sensores puntuales de gas se colocaron sensores FBGs [121] para realizar una calibración. Además se instaló también un segundo tipo de sensor de temperatura puntual: una estructura interferométrica basada en una fibra óptica microestructurada diseñada y fabricada dentro del marco del proyecto [122].

Nuestra tarea fue desarrollar un prototipo de sensor BOTDA (Figura 4.27) para monitorizar la temperatura de la pila, empleando una fibra monomodo extendida sobre todo el área de la pila de desechos en combustión. La arquitectura del sensor BOTDA utilizado en este proyecto es muy similar a los sensores BOTDA convencionales, pero incorporando el esquema de eliminación del ruido de polarización explicado en este capítulo [104][105], detección balanceada [106] para mejorar la SNR de las medidas y la técnica DPP [63][64] ya explicada

en el Capítulo 3, para obtener una resolución especial de  $\sim 0.5$  m, restando pulsos de bombeo de 52 y 47 ns.

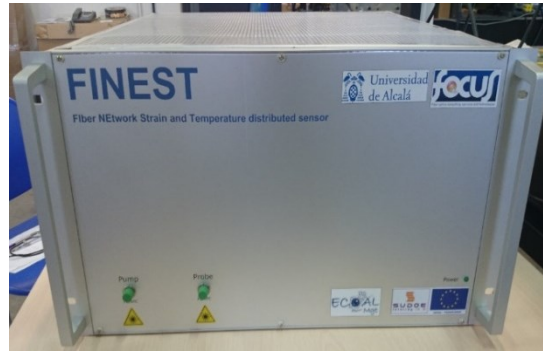


Figura 4.27: Prototipo del sensor BOTDA de temperatura desarrollado en la Universidad de Alcalá en el marco del proyecto ECOAL-MGT.



Figura 4.28: Vistas de la instalación de campo del cable de fibra óptica para medir temperatura.

El cable óptico que empleamos para las medidas distribuidas de temperaturas no podía ser un cable estándar considerando las altas temperaturas de la pila. Por ello, escogimos un cable especial (BRUsens Temperature sensing cable 5.0 mm High-density polyethylene (HDPE), fabricado por Brugg) de  $\sim 1$  km, que permite trabajar de forma fiable con temperaturas de operación de hasta  $150^{\circ}\text{C}$ , las cuales pueden aumentar hasta  $180\text{-}200^{\circ}\text{C}$  si el cable se instala sin tensión o con una curvatura pequeña. Antes de instalarlo, el cable fue calibrado en el laboratorio para tener una referencia de la distribución del BFS y la sensibilidad en cada posición. Durante la instalación (Figura 4.28), el cable se enterró a una profundidad de 10 a 20 cm en plataformas que fueron preparadas en la pendiente de la pila con una anchura de  $\sim 1$  m (un enterramiento del cable a más profundidad podría haber puesto en peligro su integridad debido a las altas temperaturas). La colocación del cable se realizó en las regiones de la pila

de carbón donde el proceso de combustión parecía ser más intenso (podemos ver una fotografía de la instalación en la Figura 4.29).

El cable especial de la compañía Brugg está formado por dos fibras ópticas, de modo que podíamos obtener medidas redundantes en cada posición. La estimación de la temperatura se calculaba promediando los resultados obtenidos con las dos medidas distintas en la misma posición [123].



Figura 4.29: Vista general del área de combustión activa de la pila de desechos de carbón de S. Pedro da Cova y representación esquemática del sistema de fibra óptica instalado en campo [124].

La unidad de interrogación del BOTDA (Figura 4.27) fue colocada en una estación de recolección de datos situada cerca de la pila de desechos de carbón en combustión, y, para conectar el cable especial con el sensor BOTDA, se usó un cable óptico estándar (~500 m) como muestra la representación esquemática de la Figura 4.29.

En la Figura 4.29, podemos también apreciar como hay dos ubicaciones distintas para la monitorización de los gases. En estos puntos se colocaron dos estructuras metálicas con forma cilíndrica con una altura de ~1.6 m para aislar los sensores de gas del material cercano de la pila de carbón, pero permitiendo al gas emitido acceder a su interior. En una de estas localizaciones (la de la izquierda en la Figura 4.29) además de los sensores de gas se instaló, como ya hemos comentado, un sensor FBG, siendo su función la caracterización del perfil de

temperatura de las columnas metalizas para calibrar el sensor de gas. En esta misma localización también se colocó un sensor de temperatura interferométrico novedoso basado en fibras ópticas microestructuradas para evaluar su comportamiento en este ambiente tan hostil.

#### 4.5.4 Aplicación GIS de código abierto para la monitorización de temperatura

Durante la estancia de investigación que la autora de esta tesis llevó a cabo en Oporto, realizamos un conjunto de medidas de temperatura de la pila de desechos de carbón durante varios meses empleando este prototipo de sensor BOTDA. La Figura 4.30a muestra un perfil de temperatura para la longitud de fibra completa en un momento dado del día 28 de Febrero de 2015. Cada punto del terreno se mide dos veces, como ya hemos comentado, obteniéndose un perfil simétrico que da a lugar a tener redundancia y poder promediar los resultados. La Figura 4.30b muestra un zoom de 250 metros de los perfiles de temperatura de la fibra óptica obtenidos a lo largo de una semana, aunque dos de ellos se midieron de forma consecutiva el mismo día. Los dos perfiles obtenidos el mismo día (el naranja y el gris en la Figura 4.30b) son coincidentes, demostrándose así la repetitividad del equipo BOTDA. El otro perfil de temperatura (azul) fue obtenido una semana antes que las otras dos, y, como puede verse algunos picos que aparecen en el perfil azul no aparecen en los otros dos.

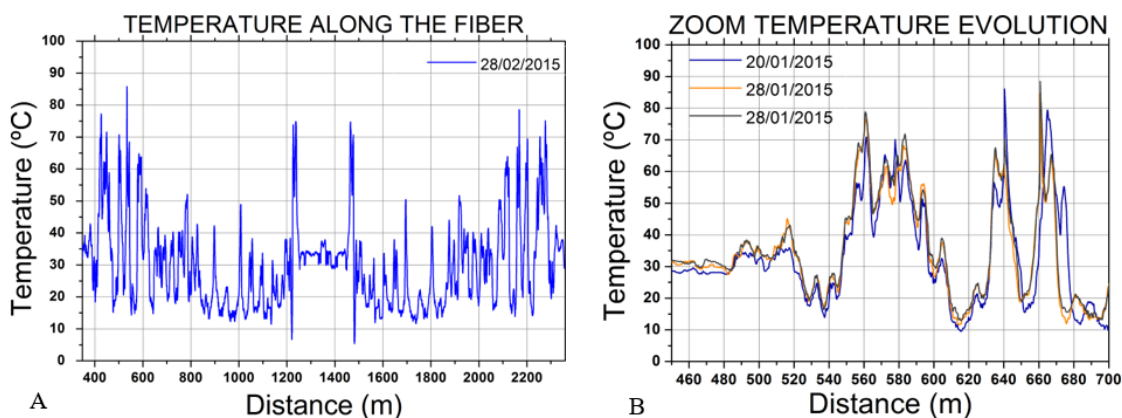


Figura 4.30: (a) Perfil de temperatura a lo largo de la fibra óptica instalada en la pila de desechos de carbón. (b) Zoom de perfiles de temperatura a lo largo de la fibra óptica instalada en la pila de desechos de carbón medidos durante una semana [119].

Para monitorizar las variaciones de temperaturas en la pila de desechos de carbón en S. Pedro da Cova, se desarrolló también una aplicación GIS de código abierto llamada GIS-ECOAL con el objetivo de crear mapas dinámicos de temperatura [125]. La aplicación tiene una interfaz gráfica fácil de usar que genera de forma automática varios mapas interpolando los perfiles de temperatura almacenados (dos de estos mapas pueden verse en la Figura 4.31). Además, es

capaz de generar un vídeo compuesto de un conjunto de mapas individuales, permitiendo la evaluación de la evolución de la temperatura en un área específica. Estos vídeos pueden visualizarse directamente en la interfaz gráfica de la aplicación o guardarse en formato webm. Otra de las funcionalidades de la aplicación es la evaluación de la evolución de la temperatura en un punto específico de la pila, a través de la representación gráfica de los valores de temperatura en función del tiempo, complementada por una tabla con el análisis estadístico de cada día (media, mediana, máximo, mínimo, desviación estándar, coeficiente de variación y amplitud).

A través del análisis de los mapas individuales se puede obtener información muy valiosa acerca de la variación de la temperatura en diferentes momentos del día, la distribución y dispersión de la actividad de combustión, así como su intensidad, ya que el proceso de combustión en la pila de desechos de carbón es muy heterogéneo.

Gracias a los mapas generados se pudo identificar tanto la temperatura asociada con el proceso de combustión, como el principal foco de combustión y nuevos focos que fueron apareciendo. El análisis a través de los vídeos permitió la visualización dinámica y continua del proceso de combustión en el área monitorizada, contribuyendo a predecir los escenarios de evolución y a ayudar a establecer medidas para mitigar y gestionar de forma apropiada los efectos de la combustión.

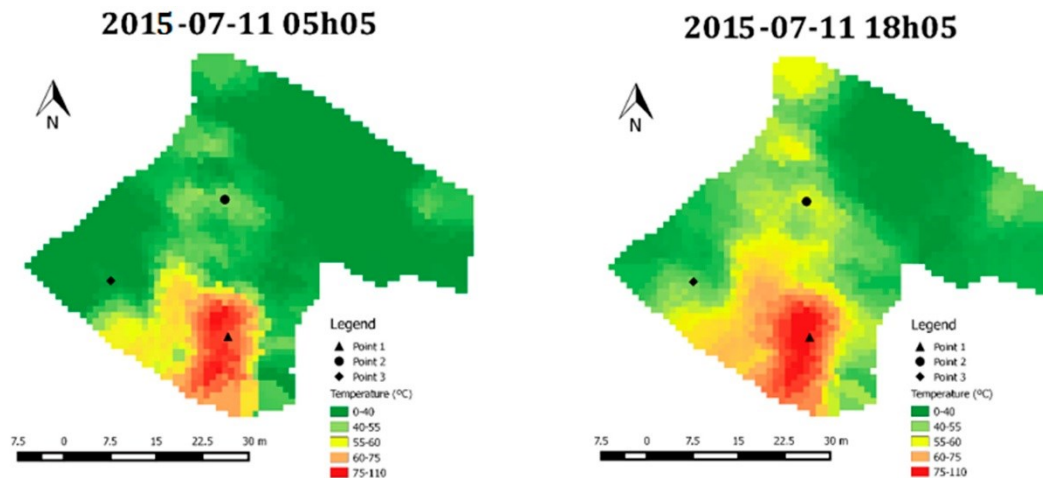


Figura 4.31: Mapas de temperatura obtenidos con la aplicación ECOAL-GIS para el 11 de Julio a las 05:05 y a las 18:05 del área de combustión activa de la pila de desechos de carbón de S. Pedro da Cova [125].

## 4.6. Conclusiones

En este capítulo hemos presentado un nuevo método para evitar el ruido de polarización en los sistemas BOTDA. Este nuevo método se basa en la detección balanceada de trazas temporales

obtenidas con las bandas Stokes y anti-Stokes de la señal de sonda ortogonales entre sí. Nuestro esquema no tiene partes móviles y presenta mejoras evidentes en términos de coste. Como todos los sistemas que se basan en detección balanceada [113], el nuestro también es robusto a ruidos en modo común, duplica la amplitud de la traza (mejorando la SNR en un término  $\sqrt{2}$ ) y presenta una fuerte robustez frente al deterioro de la tasa de extinción (ER) del pulso de bombeo.

En primer lugar, hemos estudiado esta nueva técnica de forma teórica, explicando el principio de operación del detector balanceado y la generación de las bandas Stokes y anti-Stokes ortogonales. A continuación hemos ilustrado la evolución de la polarización de las dos bandas de sonda en el sistema propuesto empleando un modelo matemático de propagación de la polarización por medio de las matrices de Jones. Finalmente, lo hemos verificado de forma experimental a través de varias medidas. Dado que los resultados obtenidos con el método propuesto tienen ligeramente más incertidumbre en términos de determinación del BFS en comparación con un esquema similar que emplea un PS comercial [104], hemos propuesto una mejora de nuestro método de eliminación de la dependencia del SBS con la polarización que se basa en la despolarización del pulso de bombeo. Este nuevo esquema tampoco tiene partes móviles. En términos de funcionamiento, este nuevo sistema proporciona resultados comparables a los sistemas convencionales que emplean PS comerciales.

Sin embargo, el sistema también puede presentar algunos problemas. La calidad de nuestro método se podría ver reducida como resultado de una sección de fibra con una PMD alta. De hecho, una sección con una PMD alta podría llevar a una pérdida significativa de la ortogonalidad de los SOPs de las dos bandas de sonda ortogonales, y por tanto, a un crecimiento significativo del ruido de polarización. Sin embargo, como esto sólo se podría producir con valores de PMD muy altos (diferencia entre los retardos de grupo de varios ps), no debería ser un problema usando fibras ópticas modernas con valores de PMD bajos.

También es importante mencionar que cualquier elemento con pérdidas dependientes de la polarización en la rama de sonda podrían llevar a pérdidas significativas del esquema en términos de eliminación del ruido de polarización.

A continuación, hemos presentado un estudio comparativo del efecto de atracción de polarización entre nuestro esquema, con sondas con estados de polarización ortogonales, y un montaje en el que se emplea un conmutador de polarización con sondas paralelas. Como hemos visto, en nuestro esquema el ruido de polarización se elimina bastante bien, a diferencia del caso de emplear un conmutador de polarización, pero en cambio, tenemos un efecto de atracción de polarización muy fuerte, lo que lleva a que el agotamiento de bombeo de primer orden no se compense, se distorsione el espectro Brillouin y, por tanto, exista más incertidumbre en la medida del BFS.

Para concluir, hemos presentado un proyecto europeo en el que participamos, el proyecto ECOAL-MGT, cuyo objetivo era la monitorización de temperatura y gases en una pila de desechos de carbón en combustión en Oporto (Portugal) con sensores de fibra óptica. Para este proyecto desarrollamos un prototipo de sensor BOTDA que incluía el método de eliminación de ruido de polarización presentado en este capítulo, demostrándose, por tanto, que presenta ventajas a la hora de fabricar equipos de campo para aplicaciones reales (incremento en la robustez y reducción de precio).





# Capítulo 5 Sensor distribuido BOTDA interferométrico

El SBS, como ya describimos en el capítulo 2, es un efecto óptico no lineal que consiste en la transferencia de luz entre dos ondas contra-propagantes, la señal de sonda y la señal de bombeo por medio de un proceso acusto-óptico. El SBS se manifiesta cuando la señal de bombeo (situada a una frecuencia  $\nu_p$ ) se propaga a lo largo de la fibra óptica apareciendo un proceso de amplificación (situado a una frecuencia  $\nu_p - \nu_B$ ) y un proceso de atenuación (situado a una frecuencia  $\nu_p + \nu_B$ ) contra-propagantes a la onda de bombeo y desplazados en frecuencia con respecto a ésta. El espectro Brillouin además de estar formado por estas curvas de ganancia y atenuación (denominadas BGS) tiene asociada una respuesta de fase (conocida como BPS). Podemos considerar que el efecto de SBS es un proceso no recíproco, ya que los fotones son dispersados sólo en una dirección, es decir, para que se produzca SBS es imprescindible que las señales de sonda y bombeo sean contra-propagantes.

El objetivo de los sensores basados en Brillouin es la determinación de la deformación y/o la temperatura en cada punto de la fibra empleada como medio de monitorización, o bien de cualquier parámetro que se pueda inferir de las variaciones de estas dos magnitudes. El valor de estas magnitudes físicas se obtiene, como hemos descrito en el capítulo anterior, a través de una calibración, que relaciona de forma lineal, el valor tanto de la deformación como de la temperatura con el desplazamiento de frecuencia  $\nu_B$  del espectro Brillouin con respecto de la frecuencia de la onda de bombeo que lo genera.

Normalmente los sensores distribuidos Brillouin hacen uso de los mecanismos de ganancia y atenuación del espectro Brillouin para determinar el BFS, ya que son sencillos de obtener de forma directa. Lo que se hace comúnmente es realizar un barrido de la frecuencia entre la señal de sonda y la de bombeo de modo que obtenemos un mapa 3D del BGS a lo largo de la longitud de la fibra óptica [19].

Como los cambios del BFS provocados por la temperatura y la deformación resultan en un desplazamiento de frecuencia tanto del pico del BGS como de la posición sin desfase del BPS (Figura 5.1) podemos usar la fase Brillouin como una alternativa al BGS para medir la temperatura y la deformación.

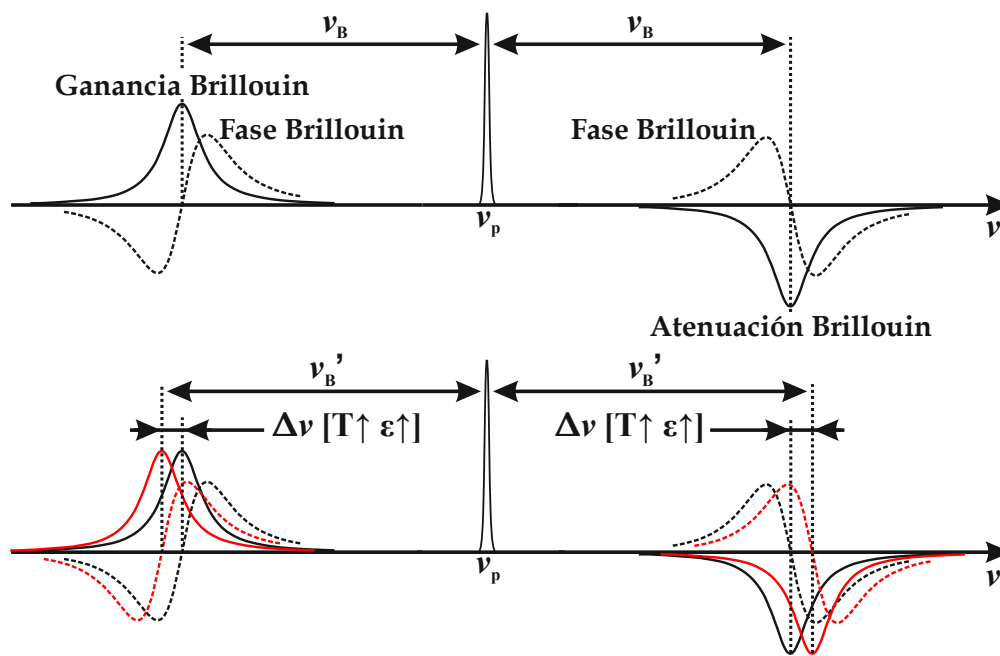


Figura 5.1: Representación esquemática del BGS y BPS y su dependencia con el aumento de temperatura o deformación.

En este capítulo presentaremos y demostraremos una nueva técnica que se basa en la medida de este desfase no lineal inducido por el *scattering* Brillouin para conseguir obtener de forma distribuida la temperatura/deformación en la fibra óptica. Este método explota la característica de no reciprocidad que posee el efecto de SBS que hemos comentado anteriormente, introduciendo un interferómetro de Sagnac (SI) en el esquema de un sensor estándar BOTDA.

## 5.1. Estado del arte en la medida distribuida de BPS

Como hemos comentado en la introducción, los cambios en el espectro del BFS causados por las variaciones de temperatura y deformación provocan un desplazamiento en frecuencia igual en el pico de la ganancia Brillouin y en la zona de cero desfase del BPS. Por ello, la fase Brillouin se puede emplear como una alternativa al BGS para medir temperatura y deformación de forma distribuida en una fibra óptica. Algunas técnicas basadas en la medida distribuida del BPS a lo largo de la fibra para obtener el perfil del BFS han sido ya propuestas en los últimos años.

El concepto de medidas vectoriales fue adoptado del analizador de redes vectorial (VNA) y aplicado a los sensores BOTDA dando lugar al BOTDA vectorial (V-BOTDA) [126]. El primer BOTDA vectorial se le atribuye a A. Loayssa et. Al [127], donde las medidas se implementaban de un modo continuo. El V-BOTDA [126] se basa en un esquema de doble modulación de fase de las dos bandas de la señal de sonda, permitiendo obtener tanto el BGS y el BPS por medio de un detector de alto ancho de banda, consiguiendo eliminar el ruido a baja frecuencia. Como tanto la ganancia como la atenuación contribuyen a la señal, el BGS tiene doble amplitud.

Otra técnica de medida del BPS es la basada en la modulación de fase de la señal de sonda, detección heterodina y demodulación síncrona de RF [55][71][128]. Esta técnica permite obtener también el BGS y el BPS empleando un detector de alto ancho de banda, eliminando el ruido a baja frecuencia. En este caso el BPS es inmune a los efectos no locales descritos en el capítulo anterior, lo que permite aumentar la potencia de sonda, consiguiendo mejorar la SNR. También, en este caso, a diferencia del V-BOTDA no es necesario el filtrado en detección por la aparición de líneas espectrales no deseadas. Sin embargo el sistema presenta complejidades inherentes a la necesidad de realizar una detección de gran ancho de banda y una demodulación síncrona en el dominio RF.

Existe otro método de medida de la fase Brillouin que aúna las ventajas de los dos métodos ya descritos [129], la inmunidad frente a ruidos de baja frecuencia, la obtención de la ganancia con doble amplitud y la creación únicamente de líneas espectrales que contribuyen a la interacción. En este caso, todas las señales que interactúan son generadas por modulación: se emplean dos señales de bombeo generadas por un modulador de intensidad y dos señales de sonda generadas con un modulador de fase. La detección que se realiza es de nuevo heterodina y permite obtener tanto la ganancia como la fase Brillouin.

Otro ejemplo de técnica para la obtención del BPS es el descrito en [130], que emplea un desplazador de frecuencia acusto-óptico (AOFS) para generar la frecuencia de referencia (en lugar de un modulador de fase), detección heterodina y un algoritmo de demodulación IQ. Este esquema evita el uso de modulación de fase no evita tener que tener una detección con gran ancho de banda, aparte de incrementar el tiempo de medida.

## 5.2. SI-BOTDA

Como hemos visto en el apartado anterior, todas las técnicas ya existentes están basadas en modulación de fase de la señal de sonda/bombeo o necesitan sistemas de detección coherentes complejos y que emplean fotodetectores de gran ancho de banda [55][71][126][128], o que incrementan el tiempo de medida con algoritmos de demodulación [129]. Por esta razón, hemos desarrollado un método sencillo y en banda base que usa el sistema de detección directo convencional y se basa en la introducción de un interferómetro de Sagnac (SI) en un BOTDA

estándar [131][132] para conseguir una detección homodina de la señal de sonda. Nuestra propuesta simplifica sustancialmente los métodos de recuperación de la fase Brillouin ya existentes ya que no requieren del uso de modulaciones complejas, detectores de gran ancho de banda, ni filtrado de banda estrecha.

### 5.2.1 Principio de Operación

Un interferómetro de fibra se basa en la interferencia entre dos ondas que se propagan a través de dos caminos ópticos distintos de una fibra óptica, de modo, que son necesarios componentes ópticos que separen y combinen señales ópticas en cualquiera de sus posibles configuraciones [133]. Estos interferómetros de fibra se pueden clasificar en cuatro grandes categorías: Fabry-Perot, Mach-Zehnder, Michelson, y Sagnac.

En concreto, el SI (el tipo de interferómetro en el que nos vamos a centrar), fue demostrado hace mucho más de 25 años, haciéndose evidente su potencial como instrumento para medir la rotación. Desde entonces, han surgido múltiples aplicaciones para este interferómetro: desarrollo de alarmas basadas en Sagnac, empleo en hidrófonos, uso en geófonos, utilización en sistemas de medida de corriente, y como en el caso que nos atañe, uso como una herramienta versátil para medir efectos no recíprocos gracias a su robustez frente a cambios ambientales, su estructura sencilla y su fácil fabricación [134][135]. Como ya hemos comentado, el SBS tiene naturaleza no recíproca [18], por lo que el SI es también capaz de proporcionar sensibilidad a esta interacción acusto-óptica.

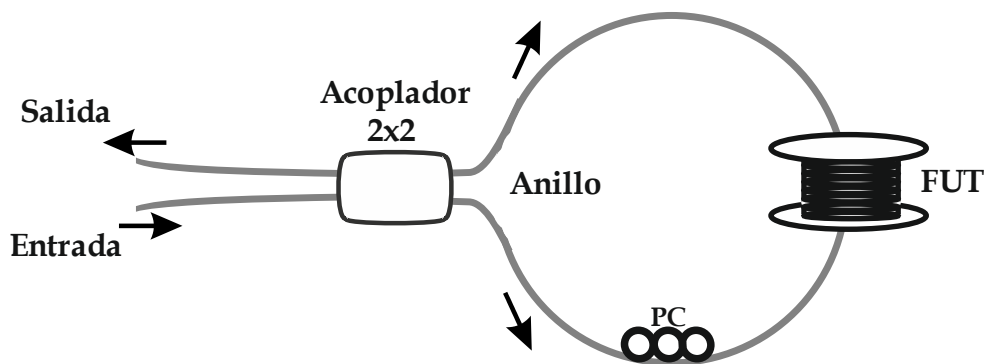


Figura 5.2: Representación esquemática de un interferómetro de Sagnac. FUT: fibra bajo prueba.

Un SI estándar, cuya representación esquemática se puede ver en la Figura 5.2, está formado por un acoplador óptico 2x2 y un anillo de fibra óptica, a lo largo del cual dos ondas con diferentes SOPs se propagan en direcciones opuestas. Las polarizaciones se ajustan con un PC que se coloca antes de la fibra de medida. Normalmente, en un SI estándar, el PC se ajusta para asegurar un alineamiento de polarización perfecto entre los SOPs de las señales interferentes

tras la recombinación a la salida del interferómetro. Haciendo esto se asegura que las dos ondas han seguido caminos recíprocos. En este caso, el campo transmitido es siempre cero, mientras que el campo reflejado es máximo [134]. Por tanto, un SI convencional se comporta como un espejo para la señal de entrada.

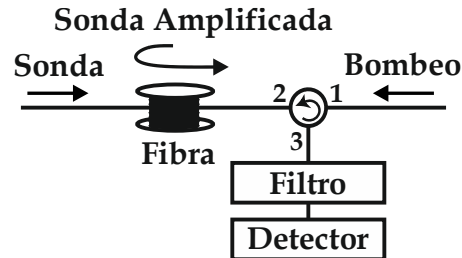


Figura 5.3: Representación esquemática de un BOTDA estándar.

Como ya hemos comentado, la nueva técnica SI-BOTDA se basa en el uso de un interferómetro de Sagnac (SI) [134][136] dentro del montaje experimental de un sensor BOTDA estándar. En los sistemas BOTDA estándar, como el mostrado en la Figura 5.3, la onda de sonda generada mediante una modulación en intensidad, es inyectada por uno de los extremos de la fibra óptica, en sentido opuesto a la señal pulsada de bombeo, y es amplificada o atenuada si su frecuencia coincide con el BFS de la fibra de medida. Este proceso nos permite reconstruir el espectro de ganancia/atenuación centrado en el BFS.

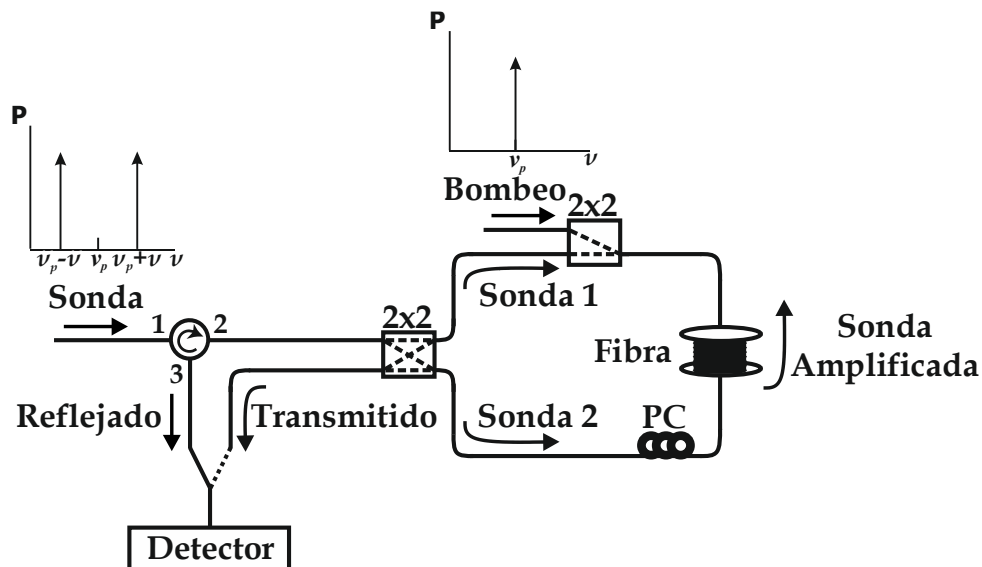


Figura 5.4: Representación esquemática de un SI-BOTDA.

Con el procedimiento clásico no explotamos completamente la estructura en anillo de la fibra (empleamos ambos extremos para introducir las señales de entrada), ya que la señal de sonda

amplificada/atenuada se detecta directamente. Introduciendo un SI, dividimos la señal de sonda (una señal modulada con dos bandas laterales) a través de un acoplador óptico 2x2 de entrada, obteniendo dos señales contra-propagantes, a las que denominamos Sonda 1 y Sonda 2. Estas dos señales de sonda viajan en sentidos opuestos a lo largo de la fibra óptica y serán recombinadas nuevamente en el mismo acoplador óptico, interfiriendo entre sí, pudiéndose detectar la señal interferente tanto en la salida de transmisión, como en la de reflexión. La representación esquematizada de un sistema BOTDA con el SI incorporado es la que mostramos en la Figura 5.4. En esta figura también podemos observar las rutas que siguen las señales de sonda y bombeo.

A diferencia del caso del interferómetro de Sagnac tradicional en el que, como ya hemos comentado, el PC se ajusta para tener a la salida un alineamiento de polarización perfecto, en nuestro SI-BOTDA el PC lo ajustamos para asegurar un cierto desfase de polarización entre las dos ramas de sonda. Como, en ausencia de señal de bombeo, los campos transmitido y reflejado los obtenemos a partir de la interferencia entre las ondas de sonda contra-propagantes, que exista este desfase entre ellas automáticamente nos asegura que el campo transmitido no será cero [137]. A diferencia del SI estándar, en nuestro esquema el campo reflejado tampoco será maximizado. Experimentalmente, lo que hacemos es ajustar el PC de modo que ambas señales de salida (transmitida y reflejada) tienen la misma intensidad.

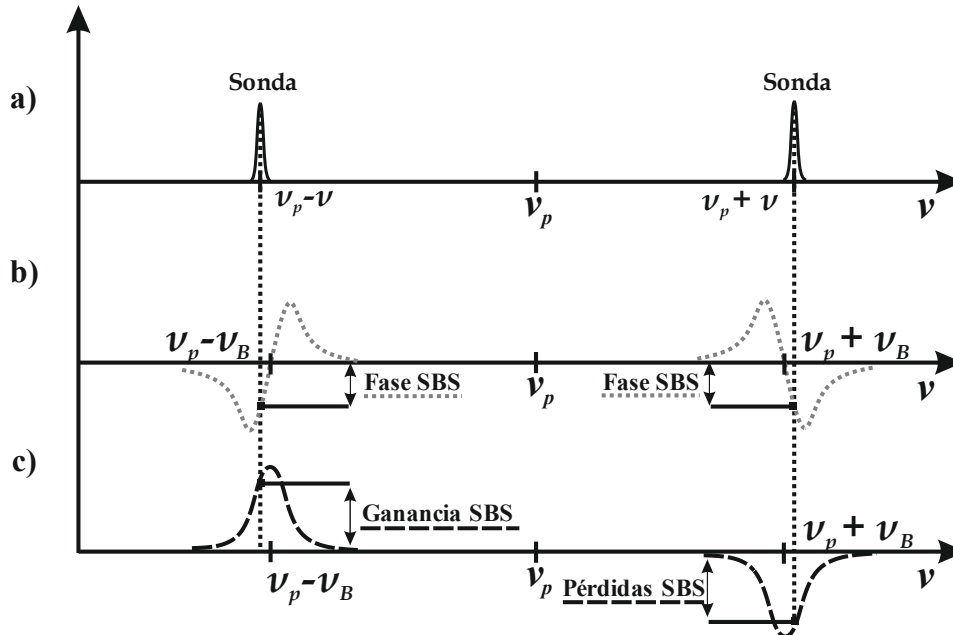


Figura 5.5: Interacción SBS sufrida por las dos bandas de Sonda 2 después de viajar a través del SI. (a) Espectro de la sonda. (b) Perfil de fase Brillouin para ambas bandas. (c) Curvas de ganancia y atenuación Brillouin.

En cuanto a la señal pulsada de bombeo, ésta la introducimos a la fibra usando otro acoplador óptico 2x2 que colocamos en el propio anillo, como podemos observar en la Figura 5.4. Haciendo esto conseguimos que el SBS creado por la señal de bombeo le afecte únicamente a una de las señales de sonda (Sonda 2 en la Figura 5.4), ya que éste efecto, como hemos visto, es no-recíproco [18]. Así, la señal de sonda que no sufre SBS por ser co-propagante a la señal de bombeo (Sonda 1 en la Figura 5.4) actuará sólo como señal de referencia. En la Figura 5.5 se puede ver cómo le afecta el SBS a cada una de las bandas de la señal de Sonda 2. La banda con frecuencia más baja de la señal de sonda 2 será amplificada, mientras que la banda con frecuencia más alta será atenuada exactamente la misma cantidad (para valores de ganancia pequeños), es decir, la potencia de la señal Sonda 2 no cambiará tras sufrir SBS. Simultáneamente, ambas bandas sufrirán el mismo desfase no lineal. Por ello, las salidas del interferómetro dependerán directamente de la forma del desfase Brillouin, pero no de la ganancia o la atenuación. Esto nos permite desarrollar un método sencillo para la obtención de un mapa del BPS para toda la longitud de la fibra.

### 5.2.2 Modelo teórico

Para ilustrar el comportamiento del sistema de obtención del perfil de fase Brillouin propuesto, hemos desarrollado un modelo matemático escalar de su funcionamiento.

Para esta descripción físico-matemática del sistema SI-BOTDA vamos a realizar la suposición de que las señales contra-propagantes que interfieren presentan un desfase relativo de  $2\phi$ . También vamos a suponer que la ganancia Brillouin  $G$  y la atenuación Brillouin  $A$  son suficientemente pequeñas para poder ser linealizadas y aproximadas a:

$$G = e^{\left(\frac{g_B(\nu)P_p\Delta_z}{A_{eff}}\right)} \approx 1 + \frac{g_B(\nu)P_p\Delta_z}{A_{eff}} \quad (5.1)$$

$$A = e^{\left(\frac{-g_B(\nu)P_p\Delta_z}{A_{eff}}\right)} \approx 1 - \frac{g_B(\nu)P_p\Delta_z}{A_{eff}} \quad (5.2)$$

Donde  $g_B(\nu) = g(\nu) + j\sigma(\nu)$  es el factor de ganancia Brillouin complejo, ya definido en el Capítulo 2, que tiene, por tanto, parte real y parte imaginaria. El modelo analiza, tanto en transmisión, como en reflexión, la señal de salida que obtenemos en la banda de frecuencia inferior, y en la banda de frecuencia superior.



Podemos expresar la parte que interfiere de la intensidad de la onda transmitida para la banda de frecuencia inferior de la siguiente forma:

$$|E_T|^2_{\nu_p-\nu} \propto |e^{-j\phi} - Ge^{+j\phi}|^2 \quad (5.3)$$

Mientras que la banda de frecuencia superior sigue la siguiente expresión:

$$|E_T|^2_{\nu_p+\nu} \propto |e^{-j\phi} - Ae^{+j\phi}|^2 \quad (5.4)$$

En estas expresiones matemáticas se observa la contribución tanto de la sonda que sufre SBS en el anillo, como de la que no se ve afectada por este efecto.

De forma equivalente, la intensidad de la onda reflejada para la banda de frecuencia inferior podemos representarla con la siguiente expresión:

$$|E_R|^2_{\nu_p-\nu} \propto |e^{-j\phi} + Ge^{+j\phi}|^2 \quad (5.5)$$

Y por último, la intensidad de la onda reflejada para la banda de frecuencia superior sigue la siguiente forma:

$$|E_R|^2_{\nu_p+\nu} \propto |e^{-j\phi} + Ae^{+j\phi}|^2 \quad (5.6)$$

Como se puede observar, las ecuaciones de las intensidades reflejadas para las dos bandas de frecuencia son similares a las intensidades transmitidas excepto por el cambio del signo – por el signo +. Esto se debe a que la diferencia entre las dos salidas de un acoplador óptico 2x2 es  $\pi/2$ , ya que el camino directo del acoplador no sufre desfase, mientras que el cruzado sufre un desfase de  $\pi/2$ .

Introduciendo las ecuaciones (5.1) y (5.2) en las expresiones de las intensidades de sonda transmitidas y reflejadas para cada una de las bandas, podemos recuperar de forma sencilla la señal total transmitida y reflejada. La parte AC de la potencia total transmitida resulta en:

$$|E_T|^2 = |E_T|^2_{\nu_p-\nu} + |E_T|^2_{\nu_p+\nu} \propto 4 \sigma(\nu) \sin(2\phi) \quad (5.7)$$

Mientras que la parte AC de la potencia total reflejada se puede expresar:

$$|E_R|^2 = |E_R|^2_{\nu_p-\nu} + |E_R|^2_{\nu_p+\nu} \propto -4 \sigma(\nu) \sin(2\phi) \quad (5.8)$$

Como podemos observar, siempre que exista un desfase entre las dos direcciones de propagación, es decir, mientras que  $\phi \neq 0$ , obtendremos una señal proporcional a la fase del SBS tanto en la salida transmitida, como en la reflejada del interferómetro.

El desfase relativo  $2\phi$  entre las dos señales contra-propagantes depende de cómo ajustemos el PC en nuestro montaje experimental. Como el perfil de fase que obtenemos depende del valor de  $2\phi$ , podemos obtener el BPS invertido o no invertido, según el ajuste del PC.

Si las dos salidas del interferómetro de Sagnac (la intensidad de luz reflejada y la intensidad de luz transmitida) son restadas lo que obtenemos es:

$$|E_T|^2 - |E_R|^2 \propto 8 \sigma(\nu) \sin(2\phi) \quad (5.9)$$

Es fácil extraer de la ecuación anterior que la respuesta de fase que obtenemos sustrayendo la intensidad de sonda reflejada a la transmitida tiene el doble de amplitud en comparación con el caso de sólo usar una de estas salidas.

En la práctica, esto podemos conseguirlo utilizando, por ejemplo, un detector balanceado entre los puertos de transmisión y reflexión de nuestro interferómetro. Como ya sabemos, además de doblar la amplitud de la señal, y por tanto, incrementar la SNR por un factor  $\sqrt{2}$ , la detección balanceada hace que el sistema sea más robusto frente a ruidos de intensidad que afecten a las dos ramas [113].

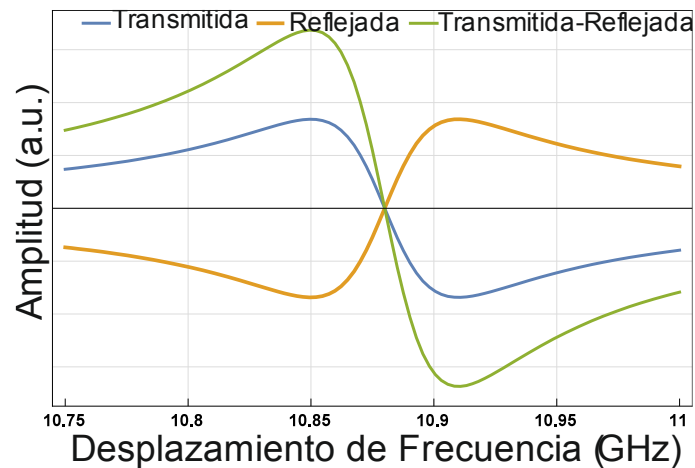


Figura 5.6: Simulación de la intensidad de luz transmitida (azul) y la intensidad de luz reflejada (naranja), junto con el perfil de desplazamiento de fase obtenido con un detector balanceado (verde).

La Figura 5.6 muestra la simulación de la señal AC que se obtiene en los puertos de transmisión (traza de color azul) y reflexión (traza de color naranja) del SI en una posición espacial dada, es decir, para un punto dado de la fibra óptica. También podemos ver en la gráfica la diferencia entre estas dos salidas (traza de color verde), que, como ya hemos visto, sería equivalente a la señal obtenida en la salida de un detector balanceado. Estas medidas las hemos obtenido a partir del modelo teórico desarrollado en este apartado, realizando un barrido de la frecuencia entre la señal de sonda y la de bombeo desde 10.75 GHz hasta 11 GHz. Como podemos observar, tanto la intensidad transmitida, como la reflejada, siguen el perfil de fase de la interacción del SBS, como predecían las ecuaciones (5.7) y (5.8), mientras que el canal balanceado muestra una contribución de fase con doble amplitud, y por tanto, doble sensibilidad.

### 5.2.3 Montaje experimental

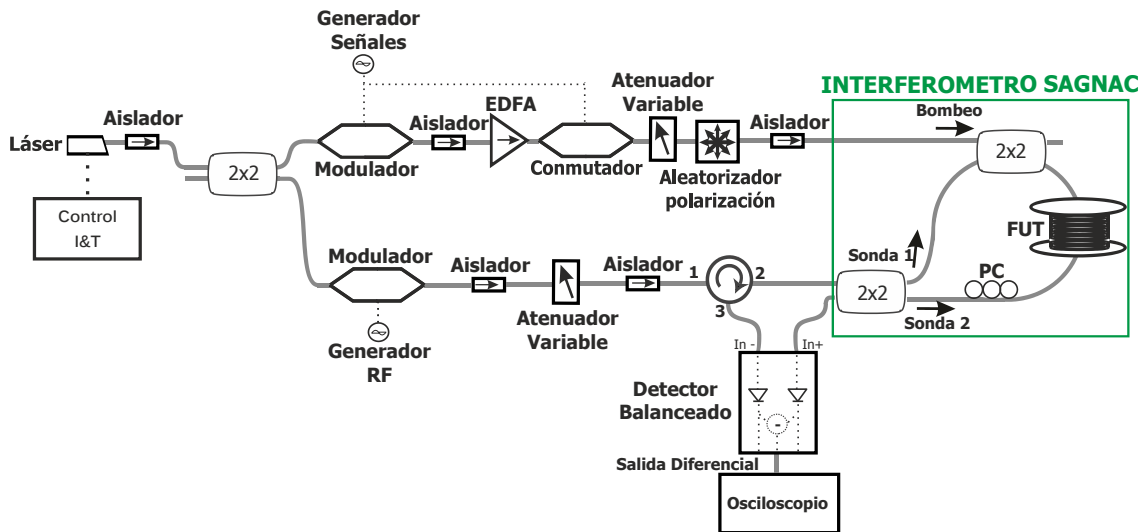


Figura 5.7: Montaje experimental de un BOTDA con detección balanceada usando un SI. EDFA: amplificador dopado con Erblio; RF: radio-frecuencia; PC: controlador de polarización; FUT: fibra bajo prueba.

Para verificar el análisis teórico desarrollado en el apartado anterior llevamos a cabo el montaje del esquema experimental que se muestra en la Figura 5.7. Este montaje es el de un BOTDA estándar con detección balanceada descrito en el capítulo anterior [113], salvo por las modificaciones necesarias para introducir la fibra óptica dentro del anillo de Sagnac. Como en el resto de los montajes experimentales de esta tesis, las señales de sonda y bombeo las obtenemos a partir del mismo láser que será dividido y modulado [88], de modo que cualquier deriva en la frecuencia del láser no afecte a la diferencia de frecuencias entre las señales del BOTDA. En este caso, el láser empleado es un láser diodo de retroalimentación distribuida (DFB) espectralmente estrecho que emite a una longitud de onda de 1550 nm con una potencia

de salida de 40 mW, estando alimentado con una fuente de alimentación que permite el control de corriente y temperatura de forma independiente.

En el montaje experimental podemos observar que ambas señales, sonda y bombeo, se tratan de forma independiente, estando una rama del montaje destinada a la generación de la onda de sonda (rama inferior) y otra rama a la generación de la onda de bombeo (rama superior). El haz de luz proporcionado por el láser DFB se divide en dos por medio de un acoplador 2x2, de modo que las dos señales resultantes tienen el mismo nivel de potencia. En este esquema, tanto el láser, como el aislador óptico y el acoplador 2x2 que utilizamos, son componentes mantenedores de polarización, por lo que no es necesario que usemos controladores de polarización delante de los moduladores de intensidad de cada rama.

La salida superior del acoplador 2x2 la modulamos en amplitud para generar la onda de bombeo Brillouin pulsada mediante un EOM Mach-Zehnder basado en  $\text{LiNbO}_3$  al que le introducimos los pulsos eléctricos con frecuencia de repetición apropiada en función de la longitud de la fibra de medida que utilizemos. Además de la señal pulsada introducimos una señal continua asegurando una buena tasa de extinción en los pulsos de bombeo generados. Para que la señal de bombeo tenga una mayor intensidad la amplificamos con un EDFA de banda C que amplifica entre 1528 y 1562 nm. A continuación colocamos un conmutador rápido para mejorar más la tasa de extinción de los pulsos obtenidos a la salida del modulador. También realizamos el ajuste de la potencia de salida con un atenuador variable. Como ya sabemos del capítulo anterior, la interacción Brillouin tiene una gran sensibilidad a la polarización [138], de modo que es necesario realizar algún tipo de aleatorización del SOP de alguna de las señales interferentes, en este caso necesariamente del bombeo. Para aleatorizar la polarización de bombeo hemos empleado un PS comercial. Los pulsos de bombeo se introducen al interferómetro por medio de otro acoplador óptico 2x2 con una potencia de pico de  $\sim 60$  mW.

Por otra parte, la señal óptica presente en la rama inferior del acoplador 2x2 la utilizamos para generar la onda de sonda. Para ello, realizamos la modulación en amplitud de esta señal con ayuda de otro modulador Mach-Zehnder, también basado en niobato de litio, al que introducimos una señal de RF. A la salida de este modulador obtenemos, ajustando correctamente la DC de éste, una señal con dos bandas laterales con la portadora eliminada. La frecuencia de modulación de la señal de RF que controla el modulador la elegimos para barrer alrededor del BFS de la fibra que se monitoriza. En esta rama volvemos a controlar la potencia de salida empleando otro VOA antes de introducir la señal de sonda en la fibra. La potencia de la señal de sonda que empleamos en este montaje es del orden de  $\sim 1$  mW en cada banda lateral.

La señal de sonda de entrada se divide en Sonda 1 y Sonda 2 utilizando otro acoplador óptico 2x2 y éstas se introducen en la fibra óptica de medida en direcciones opuestas. La banda lateral de frecuencia más baja de la señal Sonda 2 será amplificada, mientras que la de frecuencia más alta será atenuada por SBS dentro de la fibra óptica cuando interaccione con la señal de bombeo

introducida en sentido opuesto a ésta en el caso de que el desplazamiento de frecuencia entre ambas ondas coincida con el parámetro  $\nu_B$ . En cambio, las bandas laterales de la señal de Sonda 1 no sufrirán ningún cambio por SBS por ser co-propagantes a la señal de bombeo. Una vez que lleguen al acoplador 2x2, las señales Sonda 1 y Sonda 2 serán recombinadas otra vez e interferirán como ya hemos mencionado. Como ya sabemos, el PC de dentro del anillo lo ajustamos para tener aproximadamente la misma potencia en los puertos transmitido y reflejado, lo que nos asegura un desfase no recíproco entre los dos caminos (el camino en el sentido de las agujas del reloj y el sentido contrario). Después de la recombinación, los campos transmitidos y reflejados ( $E_T$  y  $E_R$ , respectivamente) se introducen en los puertos positivo y negativo de un sistema de detección balanceado. El detector balanceado empleado tiene un ancho de banda de 100 MHz sin corte de continua (DC-100 MHz). La salida de éste será el resultado de sustraer la señal del puerto de entrada negativo (intensidad reflejada) a la señal del puerto de entrada positivo (intensidad transmitida). La parte AC de la señal que se obtiene a la salida del detector balanceado se visualiza en un osciloscopio y nos proporciona el perfil BPS a lo largo de la fibra.

### 5.2.4 Resultados

En este apartado vamos a ilustrar los resultados obtenidos con el montaje BOTDA usando la configuración de Sagnac que hemos descrito previamente. La fibra óptica empleada para realizar las medidas está formada por dos carretes de fibra monomodo (SMF) estándar de 4 km y 300 m con un área efectiva de  $80 \text{ m}^2$  y un BFS homogéneo localizado aproximadamente en 10.88 GHz a la longitud de onda de la señal de bombeo ( $\sim 1550 \text{ nm}$ ).

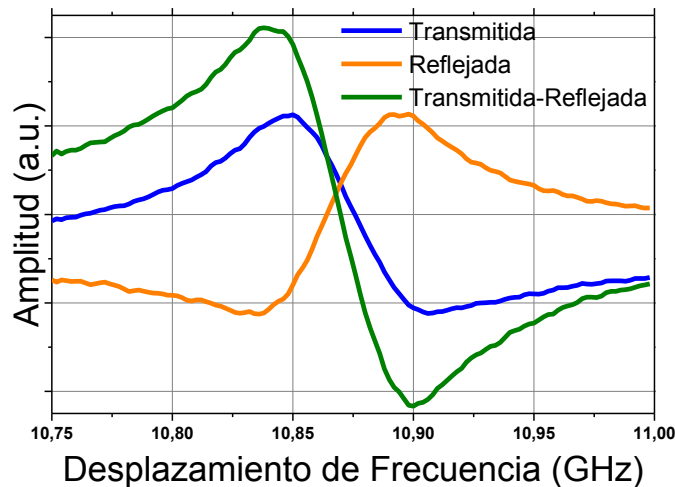


Figura 5.8: Medidas experimentales de la intensidad de luz transmitida (azul) y la intensidad de luz reflejada (naranja), junto con el perfil de desplazamiento de fase obtenido con un detector balanceado (verde).

Para realizar estas medidas utilizamos pulsos eléctricos (para realizar la modulación de la onda de bombeo) de 25 ns, lo que nos proporciona una resolución espacial de 2.5 metros, con una frecuencia de repetición de 20 kHz, valor que evita la coexistencia de más de un pulso óptico en la fibra en cualquier instante de tiempo.

Realizamos un barrido en frecuencia entre 10.75 GHz y 11 GHz, en pasos de 1 MHz, con lo que para cada punto de monitorización se dispone de 250 frecuencias. Además, para cada una de las frecuencias medidas realizamos 1024 promediados para eliminar ruido.

En Figura 5.8 hemos representando las señales en AC que se obtienen en los puertos de transmisión (traza de color azul) y reflexión (traza de color naranja) del SI en una posición espacial fija. También podemos ver en la gráfica la diferencia entre estas dos salidas (traza de color verde). Como podemos observar, tanto la intensidad transmitida, como la reflejada, siguen el perfil de fase de la interacción del SBS, mientras que el canal balanceado muestra una contribución de fase con doble amplitud, siendo consistentes estos resultados con los obtenidos en las simulaciones de la Figura 5.6 a partir del modelo matemático desarrollado.

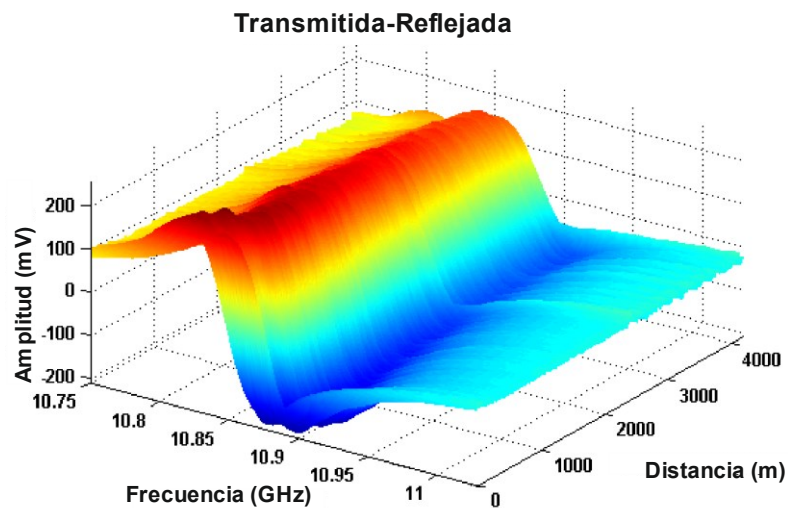


Figura 5.9: Medidas experimentales del perfil de desplazamiento de fase obtenido con un detector balanceado para toda la longitud de la fibra óptica.

La Figura 5.9 ilustra la medida del desplazamiento de fase Brillouin para la longitud de fibra completo. Este resultado confirma la posibilidad de usar este esquema para realizar medidas distribuidas del BPS. Este perfil de fase presenta potencia de bombeo residual en el punto medio de la longitud de fibra, que podría ser eliminado por completo con el detector balanceado si la relación de acoplo del acoplador óptico de entrada fuera perfecto. Al no ser éste el caso, la potencia residual de bombeo la eliminamos por software en el post-procesado.

Finalmente, verificamos el funcionamiento del montaje como sensor localizando un punto caliente al final de la fibra óptica (km 4.3). Para hacer esto, introducimos ~2.5 m en un horno a una temperatura controlada de 85 ° C. La Figura 5.10 muestra cómo el BPS cambia en la posición del punto caliente (naranja), en comparación con la misma posición cuando esos 2.5 m de fibra se encuentran a una temperatura ambiente de 25 ° C (azul). La diferencia de frecuencia entre estos dos perfiles es aproximadamente de 80 MHz, que, considerando una sensibilidad del BFS de 1.33 MHz/°C, nos da una variación de temperatura de ~60 °C. Este cambio de temperatura se ajusta perfectamente con el cambio de temperatura aplicado sobre el punto caliente. Por tanto, hemos comprobado el funcionamiento del montaje experimental, confirmándose la efectividad de la técnica propuesta.

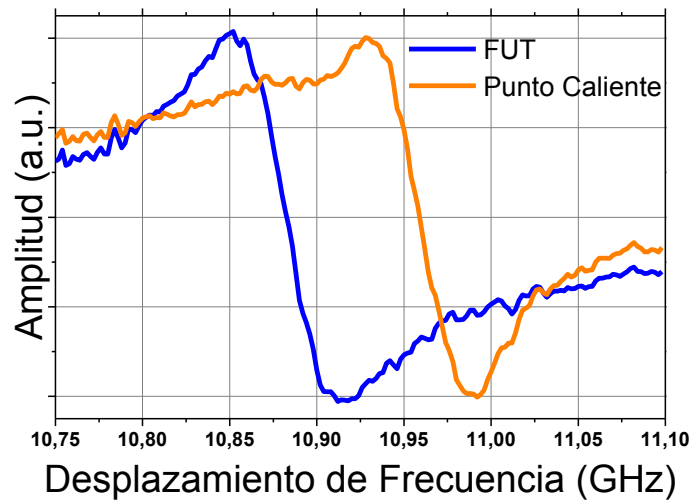


Figura 5.10: Representación experimental del BPS alrededor de un punto caliente de ~2.5 m en el km 4.3.

### 5.3. Obtención simultánea del BPS y BGS usando un SI-BOTDA

El SI-BOTDA mostrado hasta ahora [131][132] permite medir el perfil distribuido del BPS a lo largo de una fibra óptica combinando un interferómetro de Sagnac con un sensor BOTDA. Este método, cómo hemos visto en los apartados previos, no necesita del uso de filtros en su montaje experimental.

Sin embargo, también es posible emplear el SI-BOTDA para obtener de forma simultánea la ganancia/atenuación Brillouin y su desplazamiento de fase, es decir, para que trabaje como un sensor vectorial, simplemente colocando dos filtros estrechos en la parte de detección del montaje experimental [139]. A través de un filtrado adecuado podremos seleccionar sólo la

región de ganancia o la de atenuación de cada una de las salidas de SI, obteniendo, de esta forma, en cada una de ellas, una intensidad que dependerá tanto de la ganancia/atenuación como de la fase Brillouin. A partir de combinaciones lineales de estas cuatro bandas (banda de frecuencia inferior y superior por cada una de las dos salidas del SI) podremos reconstruir los cuatro perfiles posibles del SBS, es decir, ganancia, atenuación y sus respectivas fases, lo que hace que aumente la redundancia y se produzca un menor error en la determinación del BFS.

### 5.3.1 Modelo teórico

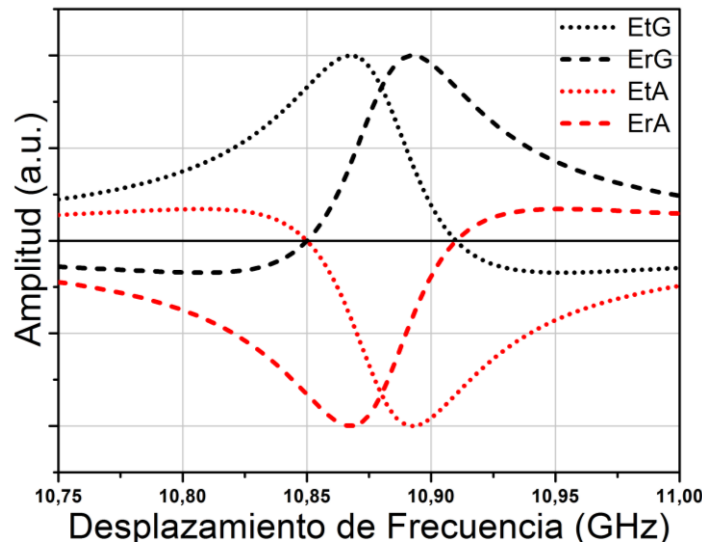


Figura 5.11: Simulación de las curvas de ganancia y atenuación transmitida y reflejada ( $E_{TG}$ ,  $E_{RG}$ ,  $E_{TA}$  y  $E_{RA}$ ).

En este caso, al realizar un filtrado en detección, expresaremos por separado la intensidad de la onda transmitida y la reflejada, tanto para la banda de frecuencia inferior, como para la superior. La parte AC de la potencia transmitida de la banda de frecuencia inferior resulta en:

$$|E_T|_{\nu_p-\nu}^2 = |E_{TG}|^2 \propto g - \sigma(\nu) \sin(2\phi) \quad (5.10)$$

Mientras que la banda de frecuencia superior sigue la siguiente expresión:

$$|E_T|_{\nu_p+\nu}^2 = |E_{TA}|^2 \propto g + \sigma(\nu) \sin(2\phi) \quad (5.11)$$

De forma equivalente, la intensidad de la onda reflejada para la banda de frecuencia inferior podemos representarla con la siguiente expresión:



$$|E_R|^2_{\nu_p-\nu} = |E_{RG}|^2 \propto -g - \sigma(\nu) \sin(2\phi) \quad (5.12)$$

Y de la misma manera, la intensidad de la onda reflejada para la banda de frecuencia superior sigue la siguiente forma:

$$|E_R|^2_{\nu_p-\nu} = |E_{RA}|^2 \propto -g + \sigma(\nu) \sin(2\phi) \quad (5.13)$$

Como podemos observar, estas cuatro intensidades son proporcionales a la ganancia/atenuación ( $g$ ) y a la respuesta de fase del SBS ( $\sigma$ ) siempre que exista un desfase entre las dos direcciones de propagación, es decir, mientras que  $\phi \neq 0$ .

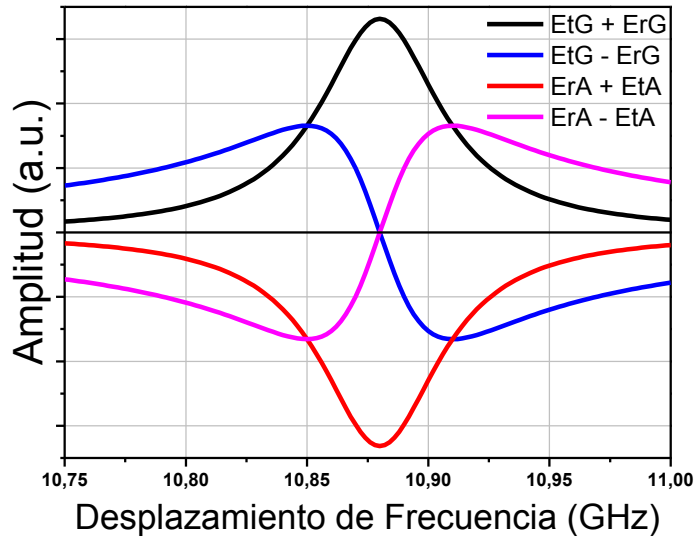


Figura 5.12: Simulación de las combinaciones lineales ( $|E_{TG}|^2 \pm |E_{RG}|^2$  y  $|E_{RA}|^2 \pm |E_{TA}|^2$ ) que determinan los perfiles puros de ganancia/atenuación y sus respectivos desplazamientos de fase.

La Figura 5.11 muestra la simulación de la señal AC que se obtiene en el puerto de transmisión (trazas de color negro) para las bandas de frecuencia superior ( $E_{TA}$ ) e inferior ( $E_{TG}$ ) y en el de reflexión (trazas de color rojo) del SI para las bandas de frecuencia superior ( $E_{RA}$ ) e inferior ( $E_{RG}$ ) en una posición espacial dada, es decir, para un punto dado de la fibra óptica. Estas medidas las hemos obtenido a partir del modelo teórico desarrollado, realizando un barrido de la frecuencia entre la señal de sonda y la de bombeo desde 10.75 GHz hasta 11 GHz. Como podemos observar, las curvas obtenidas no siguen una forma Lorentziana típica. Sin embargo, si sumamos o restamos estos perfiles ( $|E_{TG}|^2 \pm |E_{RG}|^2$  o  $|E_{RA}|^2 \pm |E_{TA}|^2$ ) obtenemos perfiles típicos de ganancia/atenuación y sus correspondientes fases (ver Figura 5.12). De este modo, a través de un filtrado apropiado (seleccionando o la región de ganancia o atenuación) es

posible obtener de forma simultánea el perfil de ganancia o atenuación Brillouin y su característica de fase asociada.

### 5.3.2 Montaje experimental

El montaje experimental empleado en el caso de querer obtener de forma simultánea la ganancia/atenuación y el desplazamiento de fase del SBS (Figura 5.13) es similar al de la Figura 5.7 pero realizando un filtrado adecuado antes de la detección. Con este esquema, se obtienen cada una de las ondas deseadas ( $E_{TG}$  y  $E_{RG}$  o  $E_{TA}$  y  $E_{RA}$ ) a las salidas del interferómetro a través de filtros ajustables muy estrechos ( $\sim 33$  pm), en concreto empleamos dos redes de Bragg sintonizables (FBG). Las redes de Bragg son redes grabadas en fibra que reflejan una longitud de onda que varía con la temperatura y con la deformación, por lo que, al trabajar en reflexión es necesario, también, el uso de dos circuladores ópticos. Una vez se ha escogido una de las dos bandas de frecuencia, o la de menor frecuencia, ganancia, o la de mayor, atenuación, se detecta cada salida con un fotoreceptor óptico estándar de 125 MHz de ancho de banda sin corte de continua (DC-125 MHz). Finalmente, se visualizan y adquieren estas señales en un osciloscopio y se procesan las medidas con un ordenador.

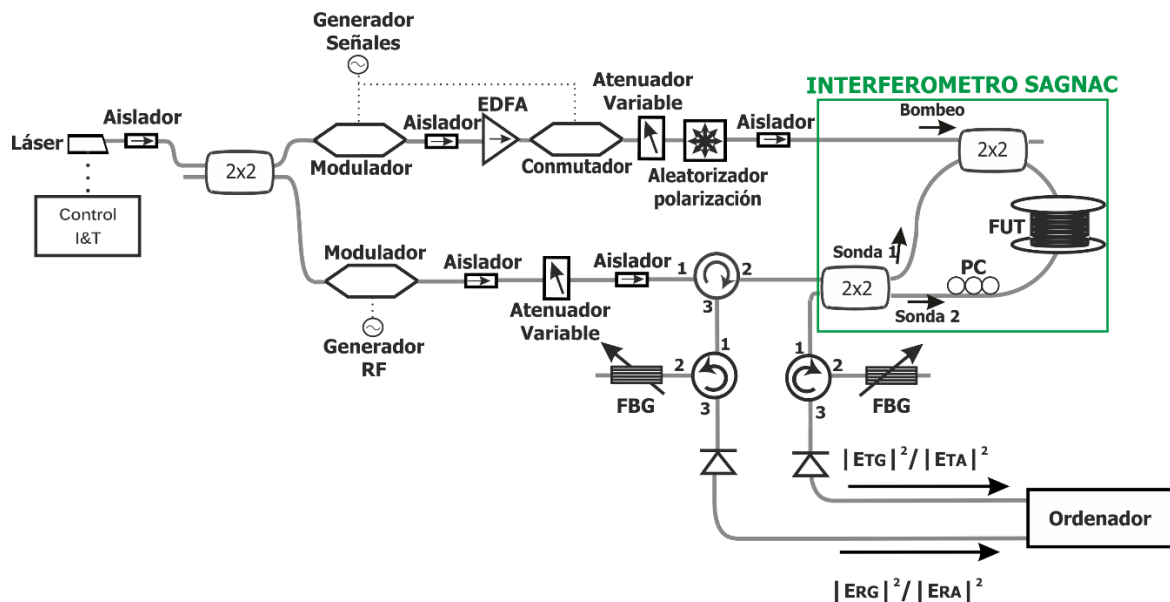


Figura 5.13: Montaje experimental de un SI-BOTDA que permite obtener de forma simultánea ganancia/atenuación y fase Brillouin. EDFA: amplificador dopado con Erbio; RF: radio-frecuencia; PC: controlador de polarización; FUT: fibra bajo prueba; FBG: red de Bragg.

### 5.3.3 Resultados

Para confirmar el funcionamiento de este nuevo montaje como sensor se utiliza la misma fibra óptica de 4.3 km ya descrita y las mismas condiciones de medida (anchura de pulsos, periodo de repetición, promediados, etc.) que en la sección anterior. En este caso, calentamos ~2.5 m de fibra al final de los 4.3 km hasta 83 ° C, es decir, un incremento de ~58 ° C.

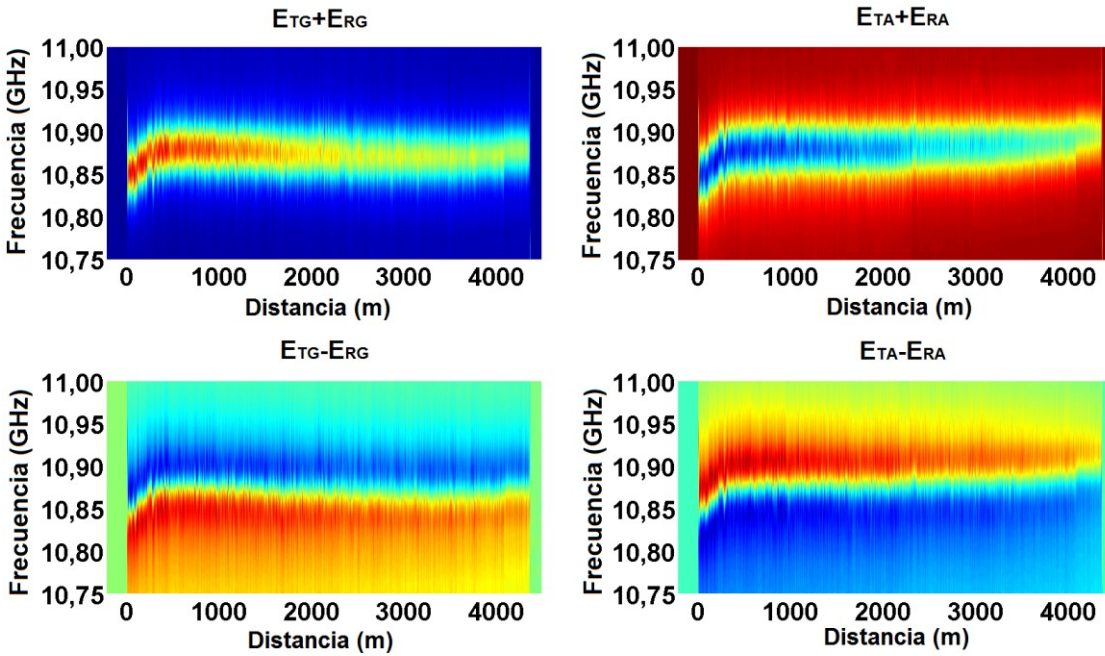
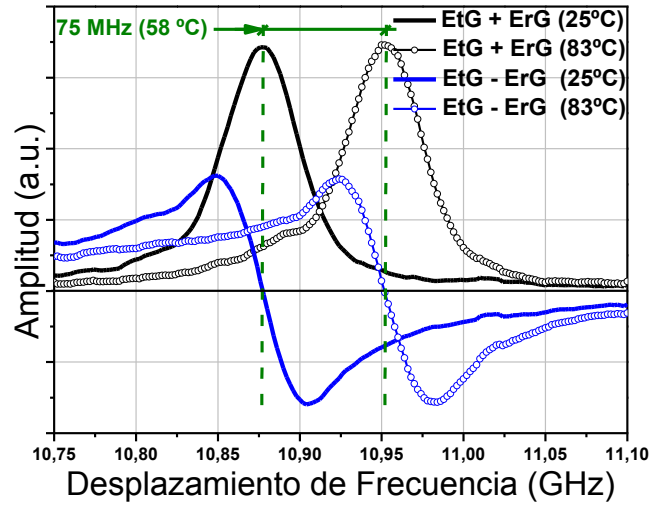


Figura 5.14: *Medidas experimentales de las combinaciones lineales entre las ondas de intensidad obtenidos ( $|E_{TG}|^2 \pm |E_{RG}|^2$  y  $|E_{RA}|^2 \pm |E_{TA}|^2$ ).*

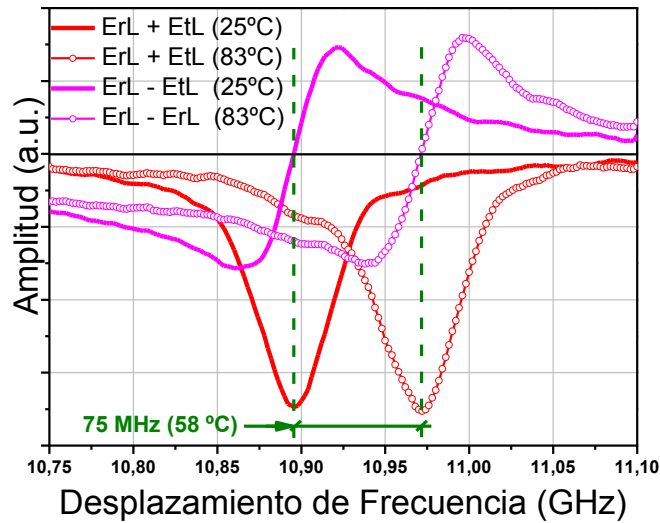
En la Figura 5.14 hemos representado los mapas 3D completos obtenidos a partir de las combinaciones lineales, pudiéndose apreciar las formas de ganancia/atenuación y fase esperados.

Si hacemos un zoom de la parte final de la fibra óptica (Figura 5.15) y lo comparamos con esta misma región sin calentar, es decir, a temperatura ambiente, vemos como el BFS se desplaza para todos los perfiles 75 MHz, valor que se ajusta perfectamente al cambio de temperatura inducido considerando una sensibilidad de 1.33 MHz/°C.

Como hemos comprobado el funcionamiento del montaje experimental confirma la efectividad de la técnica propuesta. Esta técnica nos permite obtener simultáneamente, como hemos mencionado previamente, los perfiles de ganancia o atenuación y las respuestas de fases correspondientes proporcionando, por tanto, medidas redundantes, que incrementarán la efectividad de la técnica en términos de precisión de medida.



(a)



(b)

Figura 5.15: Medidas experimentales para una región al final de la fibra óptica calentada a  $83^{\circ}\text{C}$  y esta misma región a temperatura ambiente ( $25^{\circ}\text{C}$ ). (a) Ganancia y (b) Atenuación con sus respectivas respuestas de fase.

## 5.4. Mejora de la estabilidad y eliminación del bombeo residual

Los esquemas de SI-BOTDA presentados hasta ahora [131][132][139] permiten medir o bien el BPS o tanto el BPS como el BGS de forma distribuida en una fibra óptica, simplemente introduciendo un interferómetro de Sagnac en un BOTDA estándar, trabajando en banda base y simplificando los montajes experimentales ya existentes.

Sin embargo, los dos montajes de SI-BOTDA explicados en los apartados previos [131][132][139] presentan varios problemas, siendo el principal la falta de estabilidad. Esto se debe a que es necesario que ajustemos el control de polarización (PC) que se encuentra dentro del anillo de Sagnac para introducir una cierta no reciprocidad entre las dos señales que viajan dentro del interferómetro en sentidos contra-propagantes. Este ajuste del PC nos permite realizar medidas sobre periodos de tiempo cortos, pero es bastante inestable sobre periodos de minutos, ya que el desfase y alineamiento de polarización de los dos brazos derivan sustancialmente, reduciendo la practicidad de la técnica.

Para intentar solventar este problema, hemos desarrollado un nuevo esquema que permite mejorar la estabilidad gracias al uso de un acoplador óptico 3x3 en lugar del 2x2 que empleábamos para introducir la señal de sonda dentro del anillo [140]. Con este nuevo esquema podremos realizar medidas más robustas y fiables que con los esquemas mostrados anteriormente, ya que el impacto de las derivas a lo largo de las medidas se reduce consiguiendo mejorar sustancialmente su calidad.

Otro de los problemas que teníamos con los esquemas anteriores era la aparición de potencia de bombeo residual en el punto medio de la distancia de fibra de las trazas temporales obtenidas. Este problema también lo resolveremos, como veremos más adelante, introduciendo un SOA en el anillo de modo que elimine el pulso indeseado que se cuela.

El análisis teórico y las medidas experimentales las hemos realizado cambiando el acoplador óptico de entrada en el esquema SI-BOTDA que trabaja sin ningún esquema de filtrado en detección, pero los resultados son extrapolables al otro esquema.

### **5.4.1 Principio de Operación**

En la Figura 5.16 podemos observar una representación esquemática del SI-BOTDA mejorado en términos de estabilidad. En este caso la señal de sonda generada mediante modulación de intensidad se inyecta por medio de un acoplador 3x3 independiente de la polarización, en lugar de usar un acoplador óptico 2x2 como hacíamos en los montajes previos [131][132][139]. Este acoplador nuevamente divide la señal de sonda en Sonda 1 y Sonda 2, las cuales viajan en direcciones opuestas dentro del anillo de fibra y serán recombinadas otra vez en el mismo acoplador.

En comparación con nuestros esquemas previos [131][132][139], en lugar de un acoplador 2x2 usamos uno 3x3 que proporcione una alta estabilidad al SI a lo largo del tiempo. En el caso de emplear un acoplador 2x2, es necesario, como ya vimos, ajustar el PC para producir un desalineamiento de polarización a la salida del interferómetro, garantizando que haya un desfase entre las dos señales Sonda 1 y Sonda 2 [137] que provoque una interferencia parcial entre ellas. Desafortunadamente, este desfase depende de la birrefringencia de la fibra que queremos medir, que varía de forma aleatoria con el tiempo. Por este motivo, el interferómetro

usando un acoplador óptico de entrada 2x2 es menos estable de lo que sería deseable. Para mitigar este problema de estabilidad cambiamos este acoplador por uno 3x3 que proporciona un desfase constante en la respuesta del anillo [141]. Esto hace que la respuesta del SI sea más estable e independiente de pequeñas derivas en el anillo [142]. De esta manera, simplemente cambiando el acoplador óptico de entrada conseguimos un SI mucho más robusto frente a cambios ambientales lentos.

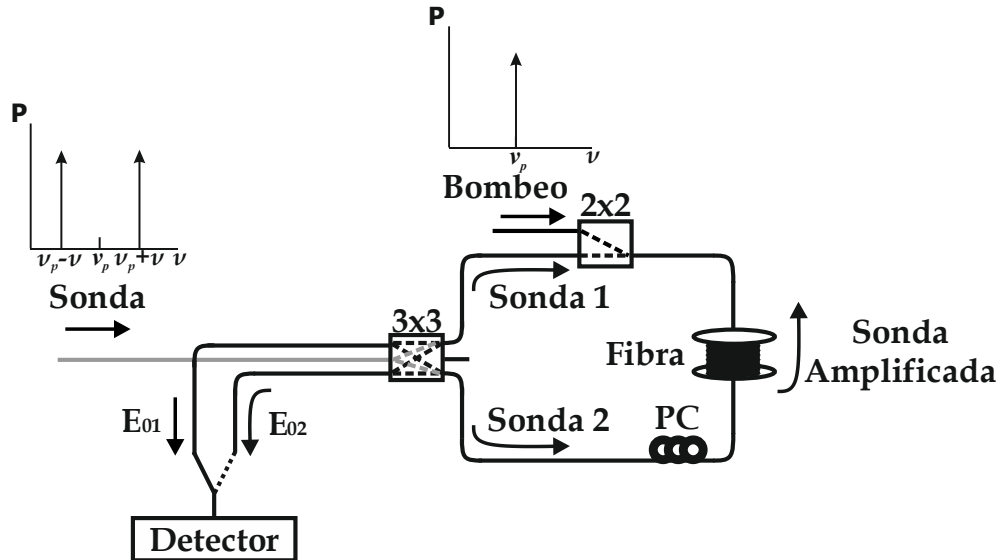


Figura 5.16: Representación esquemática de un interferómetro de Sagnac con un acoplador óptico 3x3 de entrada. FUT: fibra bajo prueba.

### 5.4.2 Modelo teórico

La diferencia fundamental en este caso es que el desfase introducido entre las ramas del acoplador es de  $60^\circ$  en vez de los  $90^\circ$  que se obtenían en el caso del 2x2. Eso hace que en este caso podamos expresar la intensidad de la salida 1 para la banda de frecuencia inferior de la siguiente forma:

$$|E_{01}|^2_{\nu_p - \nu} \propto |e^{+j60^\circ} + Ge^{-j60^\circ}|^2 \quad (5.14)$$

Mientras que la banda de frecuencia superior sigue la siguiente expresión:

$$|E_{01}|^2_{\nu_p + \nu} \propto |e^{+j60^\circ} + Ae^{-j60^\circ}|^2 \quad (5.15)$$

En estas expresiones matemáticas se observa la contribución tanto de la sonda que sufre SBS en el anillo, como de la que no se ve afectada por este efecto.

De forma equivalente, la intensidad de la salida 2 para la banda de frecuencia inferior podemos representarla con la siguiente expresión:

$$|E_{02}|^2_{\nu_p-\nu} \propto |e^{-j60^\circ} + Ge^{+j60^\circ}|^2 \quad (5.16)$$

Y de la misma manera, la intensidad de la salida 2 para la banda de frecuencia superior sigue la siguiente forma:

$$|E_{02}|^2_{\nu_p-\nu} \propto |e^{-j60^\circ} + Ae^{+j60^\circ}|^2 \quad (5.17)$$

Como se puede observar, las ecuaciones de las intensidades del puerto 2 para las dos bandas de frecuencia son similares a las intensidades del puerto 1 excepto por el cambio de los signos del desfase correspondiente al acoplador 3x3 [40].

La parte AC de la potencia de salida en el puerto 1 es:

$$|E_{01}|^2 \propto 2[\sqrt{3} \sigma(\nu)] \quad (5.18)$$

Mientras que la parte AC de la potencia de salida en el puerto 2 se puede expresar:

$$|E_{02}|^2 \propto -2[\sqrt{3} \sigma(\nu)] \quad (5.19)$$

Como es visible, podemos extraer una señal proporcional al desfase del SBS de cualquiera de los dos puertos de salida sin necesidad de tener un desfase no recíproco entre las dos direcciones de propagación, como en el esquema que usa el acoplador óptico 2x2. Esto hace que la configuración con el acoplador de entrada 3x3 sea mucho más estable que el del 2x2.

Restando las intensidades de los dos puertos de salida, por ejemplo usando un detector balanceado [113], obtenemos nuevamente el perfil de fase con el doble de amplitud que si empleamos únicamente uno de los dos canales.

La Figura 5.17 muestra la simulación de la señal AC que se obtiene en los puertos 1 (traza de color azul) y 2 (traza de color naranja) del SI en una posición espacial dada. También podemos ver en la gráfica la diferencia entre estas dos salidas (traza de color verde). Estas medidas las hemos obtenido a partir del modelo escalar desarrollado, realizando un barrido de la frecuencia entre la señal de sonda y la de bombeo desde 10.75 GHz hasta 11 GHz. Como podemos ver, tanto la intensidad transmitida, como la reflejada, siguen el perfil de fase de la interacción del

SBS, como predecían las ecuaciones (5.18) y (5.19), mientras que el canal balanceado muestra una contribución de fase con doble amplitud.

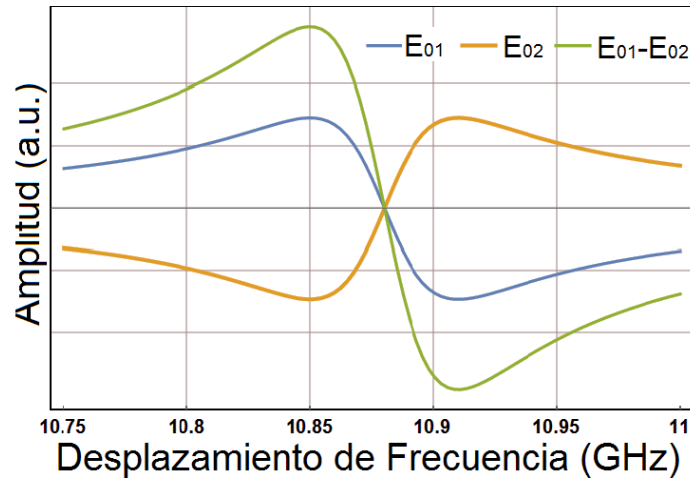


Figura 5.17: Simulación de la intensidad de luz 1 (azul) y la intensidad de luz 2 (naranja), junto con el perfil de desplazamiento de fase obtenido con un detector balanceado (verde) usando un SI-BOTDA con un acoplador de entrada 3x3.

### 5.4.3 Montaje experimental

El montaje experimental empleado en este caso es similar al de la Figura 5.7 pero reemplazando el acoplador óptico de entrada 2x2 por uno 3x3, como ya hemos explicado. Al hacer este cambio ya no necesitamos tampoco el circulador óptico de la rama de sonda, por lo que lo eliminamos del montaje.

En este caso hemos incluido un filtro paso banda (BPOF) sintonizable en la rama de bombeo con un ancho de banda a 30-dB de  $\sim 1$  nm, que hacemos trabajar en transmisión para eliminar la mayor parte del ruido de amplificación espontánea (ASE) introducido por el EDFA.

Como ya sabemos, la señal de sonda de entrada modulada en intensidad se divide en Sonda 1 y Sonda 2 a través de un acoplador óptico 3x3, que tendrá una de las salidas inutilizadas. En este esquema, alineamos inicialmente los estados de polarización de estas dos ondas ajustando el controlador de polarización de modo que interfieran completamente. En este esquema, la posible evolución temporal de los estados de polarización de estas dos ondas no es tan crítico como en el montaje experimental con el acoplador 2x2 [131][132][139], gracias al desfase fijo que introduce el acoplador 3x3.



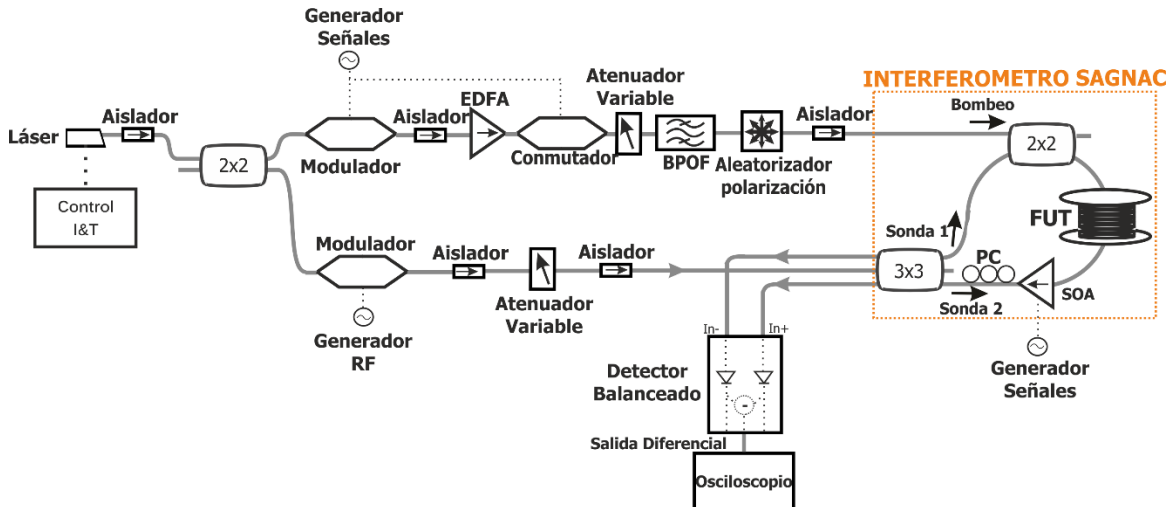


Figura 5.18: Montaje experimental de un SI-BOTDA con un acoplador de entrada 3x3. EDFA: amplificador dopado con Erblio; RF: radio-frecuencia; PC: controlador de polarización; FUT: fibra bajo prueba; BPOF: Filtro óptico paso banda; SOA: Amplificador óptico de semiconductor.

Desafortunadamente, el BPS en el punto medio de la distancia de fibra presenta bombeo residual, como ya veíamos en los apartados previos, que sería eliminado completamente con la detección balanceada si la relación de acoplo del acoplador de entrada fuera perfecto. Como los acopladores nunca son del todo perfectos, en este esquema hemos colocado un amplificador óptico de semiconductor (SOA) que actúa como conmutador dentro del anillo del SI. De este modo, el SOA lo alimentamos con una señal pulsada que obtenemos con un generador de señales, ajustándola para que bloquee el pulso de bombeo que aparece en la mitad de las trazas temporales obtenidas. Así, ya no es necesario que eliminemos por software éste pulso como hacíamos hasta ahora en los otros montajes [131][132][139].

#### 5.4.4 Resultados

Para confirmar el funcionamiento de este nuevo montaje hemos utilizado la misma fibra óptica de 4.3 km ya descrita y las mismas condiciones de medida (anchura de pulsos, periodo de repetición, promediados, potencias, etc.).

En la Figura 5.19 hemos representando las señales en AC que se obtiene en los puertos de salida 1 (traza de color azul) y 2 (traza de color naranja) del SI en una posición espacial fija. También podemos ver en la gráfica la diferencia entre estas dos salidas (traza de color verde). Como podemos observar, tanto la intensidad transmitida, como la reflejada, siguen el perfil de fase de la interacción del SBS, mientras que el canal balanceado muestra una contribución de fase con doble amplitud, siendo consistentes estos resultados con los obtenidos en las simulaciones.

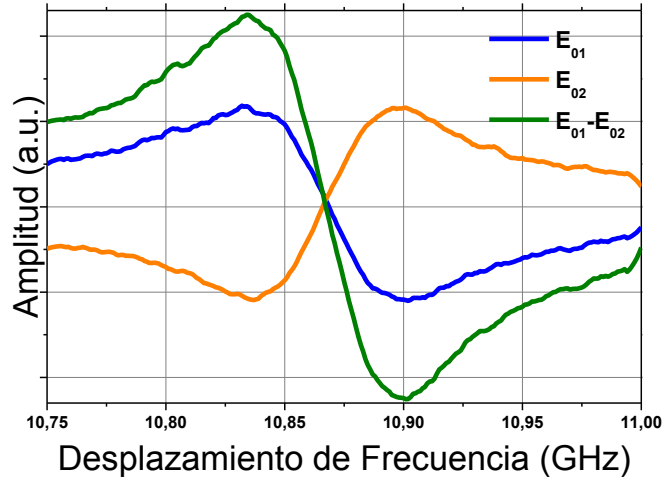


Figura 5.19: Medidas experimentales de la intensidad de luz transmitida (azul) y la intensidad de luz reflejada (naranja), junto con el perfil de desplazamiento de fase obtenido con un detector balanceado (verde) empleando un SI-BOTDA con un acoplador de entrada 3x3.

La Figura 5.20 muestra el mapa 3D del BPS obtenido para la longitud de fibra completa. Este resultado confirma la posibilidad de usar este esquema para realizar medidas distribuidas del BPS con una calidad razonablemente alta.

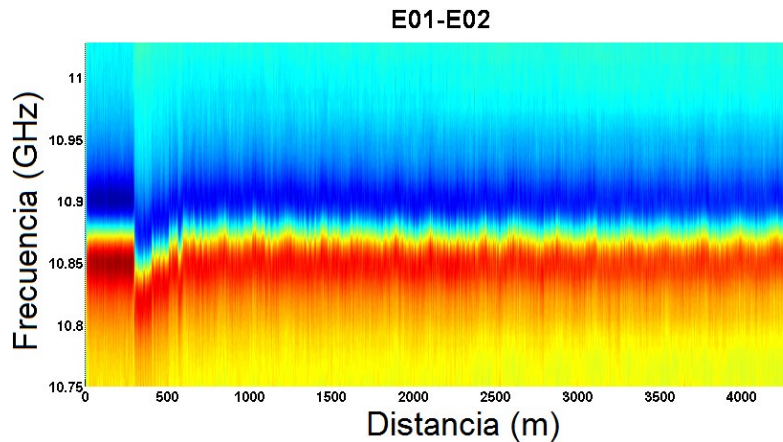


Figura 5.20: Medidas experimentales del perfil de desplazamiento de fase obtenido con un detector balanceado para toda la longitud de la fibra óptica empleando un SI-BOTDA con un acoplador de entrada 3x3.

Para confirmar el funcionamiento de este nuevo montaje experimental como sensor colocamos un punto caliente en la fibra, en concreto calentamos ~2.5 m de la parte final de la fibra en un horno a una temperatura controlada de 70 ° C. En la Figura 5.21 se ilustran los resultados del cambio del BPS en la posición del punto caliente (gris) en comparación con una región sin

calentar (verde). Se puede apreciar que se produce un incremento en frecuencia de 60 MHz que se ajusta perfectamente a la diferencia de temperatura esperada.

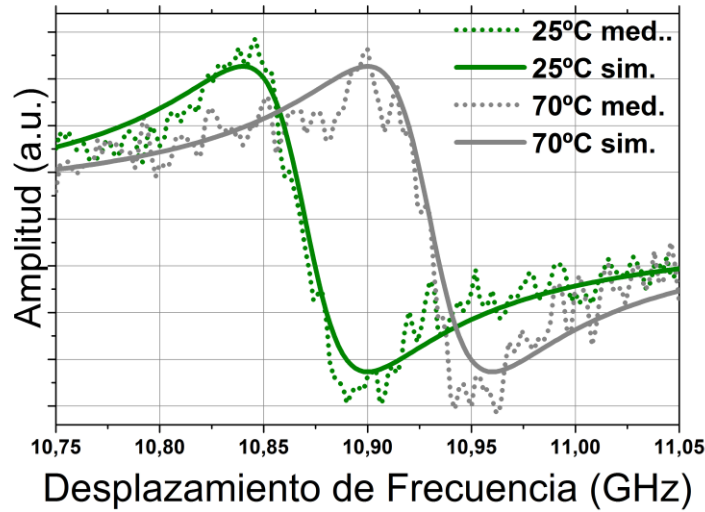


Figura 5.21: Representación experimental del BPS alrededor de un punto caliente de  $\sim 2.5$  m en el km 4.3 empleando un SI-BOTDA con un acoplador de entrada 3x3.

En la Figura 5.22 podemos ver cómo el pulso de bombeo no deseado que aparece en el punto medio de la traza temporal obtenida con nuestro sistema es considerablemente más corto en el caso de colocar un SOA dentro del anillo de nuestro interferómetro de Sagnac. De esta manera es menos necesario tener que eliminarlo por software una vez adquiridas las trazas, simplificándose el post-procesado.

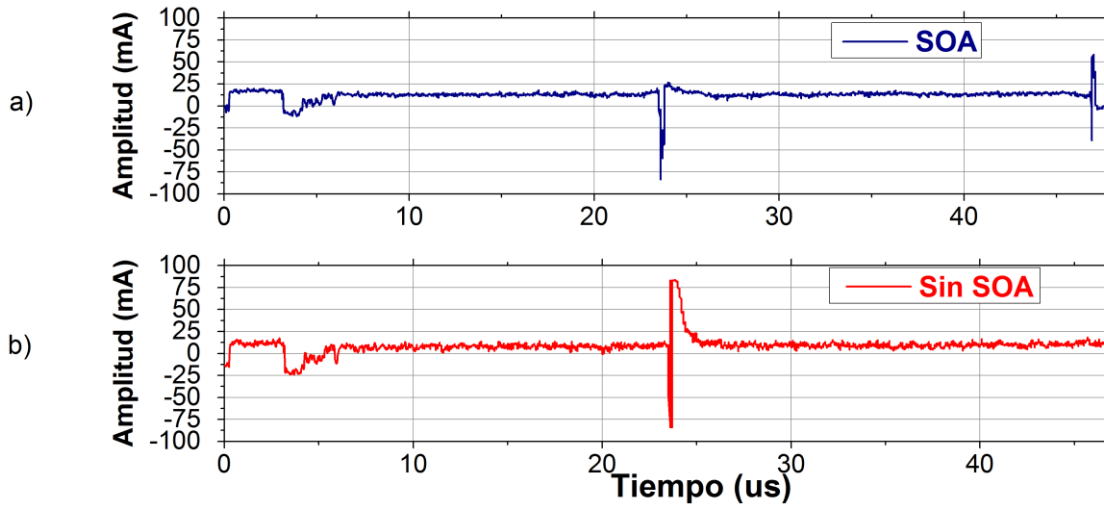


Figura 5.22: (a) Traza temporal de salida obtenida colocando un SOA dentro del SI para una separación en frecuencia entre bombeo y sonda de 10.87 GHz. (b) Traza temporal de salida obtenida sin incorporar un SOA bajo las mismas condiciones.

Por último, comprobamos el funcionamiento de este montaje en términos de estabilidad. Para ello medimos las variaciones de la DC y de la amplitud (diferencia entre los valores del máximo y el mínimo del BPS) a lo largo del tiempo, para una traza temporal de salida obtenida con este nuevo esquema y para otra obtenida con los esquemas previos empleando el acoplador de entrada 2x2 [131][132][139]. En la Figura 5.23 mostramos una comparación de la evolución de la DC en ambos casos sobre un periodo de 30 minutos para las mismas potencias de entrada. Como se puede ver en esta figura, la deriva en el caso de usar el acoplador óptico de entrada 2x2 es mucho mayor que en el caso de usar el 3x3, lo que demuestra que este esquema tiene un factor de estabilidad mayor que los esquemas previos. El nivel de DC en el esquema con el acoplador 3x3 muestra una deriva muy ligera que puede deberse a un desalineamiento de la polarización debida a un efecto térmico a lo largo del tiempo.

Como hemos comprobado el funcionamiento del montaje experimental confirma la efectividad de la técnica propuesta. La ventaja de este último montaje frente a los otros es su simplicidad en términos de ajuste, ya que sólo es necesario ajustar de forma aproximada el controlador de polarización una vez.

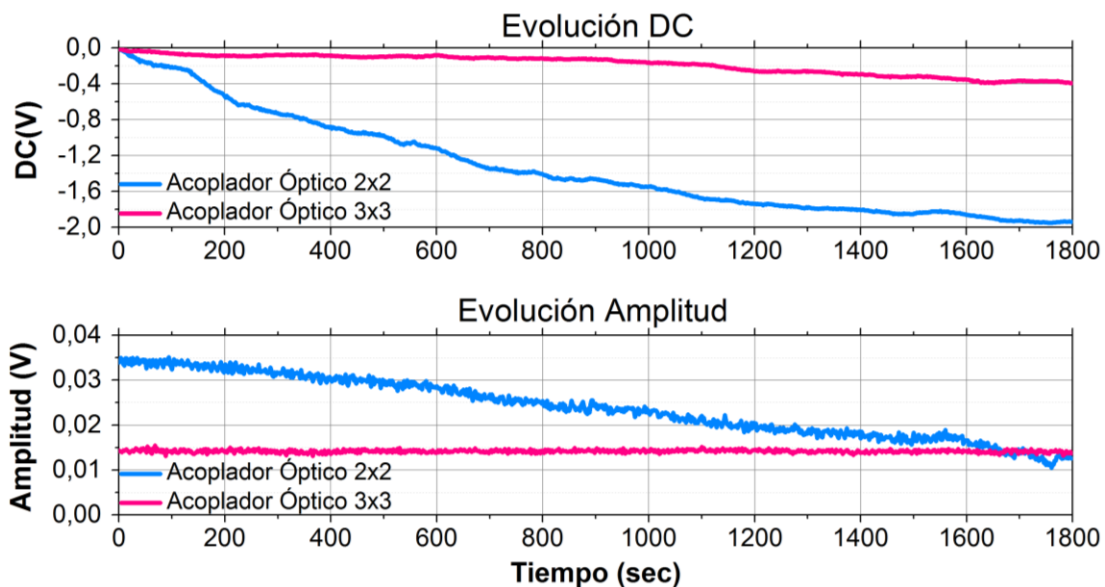


Figura 5.23: Evolución de la DC y la amplitud (diferencia entre los niveles máximo y mínimo del BPS) de la traza temporal de salida para el caso de usar un acoplador óptico 2x2 de entrada [131][132][139] y para el caso de emplear uno 3x3 en un periodo de 30 minutos.

## 5.5. Conclusiones

En este capítulo hemos presentado una nueva técnica a la que hemos denominado SI-BOTDA ya que se basa en la introducción de un interferómetro de Sagnac en un sistema distribuido BOTDA estándar. Este nuevo método, que explota la no reciprocidad del SBS, nos permite

recuperar la forma del espectro de fase Brillouin (conocido como BPS) a lo largo de la fibra de una forma sencilla, en banda base y sin la necesidad de emplear detectores de gran ancho de banda ni complejos esquemas de modulación, en contraposición a los sistemas de obtención de fase que existían previamente [55][71][126][127][128][129][130].

En primer lugar, hemos estudiado esta nueva técnica de forma teórica, desarrollando un modelo matemático analítico, y la hemos verificado de forma experimental a través de varias medidas. Esta nueva técnica abre la puerta a explotar la forma lineal del perfil de fase en la región del BFS para conseguir determinar de forma más precisa la temperatura y la deformación, como veremos en detalle en el siguiente capítulo.

En segundo lugar, hemos presentado una variante de este montaje que nos permite obtener de forma simultánea los perfiles de ganancia y fase de la interacción Brillouin a lo largo de la distancia. Para ello, hemos incluido en el montaje un esquema de filtrado adecuado y, a través de combinaciones lineales de las ondas obtenidas, hemos reconstruido los cuatro posibles perfiles del SBS (ganancia, atenuación y sus respectivas fases). Al tener medidas redundantes deberíamos conseguir mejorar con este esquema la precisión del sistema, reduciendo el error en la determinación del BFS. Este segundo montaje experimental también lo hemos modelado teóricamente y validado a través de simulaciones y medidas experimentales.

Por último, hemos propuesto una tercera variante del SI-BOTDA que nos permite incrementar la robustez frente a derivas. Este incremento de la robustez se debe al uso de un acoplador 3x3 de entrada al interferómetro en lugar del 2x2 que empleábamos en el primer montaje. En este caso, como en los anteriores, hemos verificado el funcionamiento del esquema como sensor de temperatura, y comparado su estabilidad con la de los montajes anteriores.

Podemos concluir que el sistema SI-BOTDA destaca por su simplicidad en términos de ajuste, ya que sólo tenemos que ajustar un controlador de polarización. Sin embargo, el sistema también presenta algunas desventajas como su deriva moderada con las condiciones ambientales y la presencia de ruido Rayleigh adicional [142] en comparación con los esquemas BOTDA estándar. Este parece ser el inevitable precio a pagar a cambio de la simplicidad de este esquema experimental.

# Capítulo 6 Precisión en la determinación del BFS en sistemas BOTDA con medidas de fase

El SBS se manifiesta induciendo un proceso de amplificación (a una frecuencia  $\nu_p - \nu_B$ ) y uno de atenuación (a una frecuencia  $\nu_p + \nu_B$ ) de banda estrecha, contra-propagantes a la señal de bombeo. Como ya vimos en el capítulo anterior, el espectro Brillouin además de consistir en las curvas de ganancia y atenuación, denominadas BGS, tienen asociada una curva de fase, conocida como BPS. Ambos espectros están centrados en el BFS de la fibra óptica, y sufren un desplazamiento espectral con una dependencia lineal con la deformación y la temperatura.

Los sensores BOTDA convencionales usan una onda de bombeo pulsada para inducir ganancia sobre una onda de sonda continua, que se mide y se analiza en función del tiempo de vuelo del pulso de bombeo dentro de la fibra óptica. La onda de sonda típicamente se obtiene del mismo láser empleado para el bombeo a través de un esquema de modulación de doble banda lateral. Así, para medir la interacción Brillouin se barre la frecuencia de modulación de la señal de sonda, de modo que se obtiene un mapa 3D del BGS a lo largo de la fibra óptica [19]. Este espectro de ganancia se ajusta localmente en cada posición de la fibra a una curva cuadrática [54] obteniendo un perfil de la evolución del BFS a lo largo de la fibra, que permite detectar cualquier variación de temperatura o deformación.

Como los cambios del BFS provocados por la temperatura y la deformación resultan en un desplazamiento de frecuencia igual del pico del BGS y de la posición sin desfase del BPS podemos usar la fase Brillouin como una alternativa al BGS para medir. En este caso, el BFS de la fibra lo obtenemos ajustando una recta a la región espectral central del BPS.

Sin embargo, hasta ahora no estaba claro bajo qué condiciones el ajuste lineal sobre el BPS proporcionaba mejor (o peor) precisión de la determinación del BFS en comparación con el uso del ajuste cuadrático clásico sobre el BGS. El funcionamiento de los sistemas BOTDA estándar (ganancia/atenuación) sí que había sido analizado y evaluado en términos del menor error logrado en la determinación del BFS [54], pero no existía ningún análisis similar para el caso del perfil de fase.

En este capítulo presentaremos un análisis estadístico del error producido cuando determinamos el perfil BFS empleando medidas del BPS. También propondremos y validaremos experimentalmente una expresión matemática para la incertidumbre del BFS en función de diferentes parámetros experimentales. Finalmente, compararemos los resultados teóricos y experimentales obtenidos con la incertidumbre de frecuencia que se puede conseguir con el ajuste cuadrático clásico del BGS bajo similares condiciones de medida, es decir, mismo rango de escaneo espectral, paso de frecuencia, y lo que es más importante, bajo las mismas condiciones de SNR.

## 6.1. BOTDA basados en medidas de la fase Brillouin

En este apartado, presentaremos un análisis estadístico para estimar el error de frecuencia en sistemas BOTDA cuando determinamos el BFS de la fibra óptica usando un ajuste lineal sobre la región espectral con cero desfase del perfil de fase Brillouin.

### 6.1.1 Estudio intuitivo previo

En los sistemas BOTDA tradicionales, para determinar las variaciones de temperatura o deformación asociadas, lo que hacemos es estimar la posición de la frecuencia central del perfil espectral de ganancia, afectada típicamente por ruido blanco Gaussiano. Como se puede observar en la Figura 6.1, la frecuencia de ganancia máxima  $\nu_B$  la obtenemos normalmente ajustando el BGS ruidoso que hemos medido a una curva parabólica. Si normalizamos el BGS, la ganancia tiene un valor de 1 en la posición del BFS y un valor de 0.5 cuando nos encontramos a una distancia  $\pm \Delta\nu_B/2$  de esta posición.

Como ya sabemos, el perfil de fase sufre el mismo desplazamiento en su frecuencia central que el BGS, y, por tanto, podemos determinar el BFS obteniendo la posición de la frecuencia a la cual la onda de sonda no sufre desfase, como también podemos ver en la Figura 6.1. Como ya vimos en el capítulo anterior existen varios métodos para obtener la fase Brillouin empleando un BOTDA, pudiendo emplear para ello medidas homodinas o heterodinas [55][71][126][127][128][129][130]. En todos estos casos, si trabajamos en pequeña ganancia como típicamente se hace, la fase, de la misma manera que en el caso de la ganancia, estará afectada por ruido blanco Gaussiano, y será necesario que realicemos un ajuste para obtener la posición real sin desfase. En este caso, en cambio, en lugar de emplear una curva polinómica de segundo orden,

lo que hacemos es ajustar el BPS alrededor de la frecuencia sin desfase a una curva polinómica de primer orden, es decir, a una recta. Si normalizamos el BPS, como en el caso de la ganancia, tendremos un valor de 0 en la posición del BFS y valores de  $\pm 0.5$  cuando nos encontramos a una distancia  $\pm \Delta\nu_B/2$  de esta posición, como se aprecia en la Figura 6.1. También podemos inferir de esta figura que la pendiente de la línea recta que atraviesa estos tres puntos tiene un valor de  $1/\Delta\nu_B$ . Es importante que tengamos en cuenta que, a diferencia del ajuste cuadrático sobre el BGS, la región del BPS que es estrictamente lineal está limitada a un intervalo del orden de la mitad del ancho de banda a 3 dB del máximo (FWHM) del BGS, y, así, éste será el rango espectral sobre el cual se puede realizar el ajuste. Sin embargo, en nuestro estudio compararemos ambos ajustes para rangos espectrales hasta el FWHM de la curva del BGS. Esto lo podemos hacer ya que, como resultado de la convolución de la curva Brillouin Lorentziana con el espectro del pulso de bombeo [57][143], los perfiles espectrales no son realmente Lorentzianos con resoluciones espaciales por debajo de  $\sim 5$  m. Como normalmente trabajamos con resoluciones espaciales del orden del metro, la parte central del perfil de ganancia efectivo estará mejor representado por una función parabólica que por una función Lorentziana. De forma equivalente pasa en el caso del BPS, donde la curva de fase se linealiza en el rango espectral dentro del FWHM del BGS, lo que significa que es mejor un ajuste lineal que un ajuste a la parte de fase de la ganancia Lorentziana.

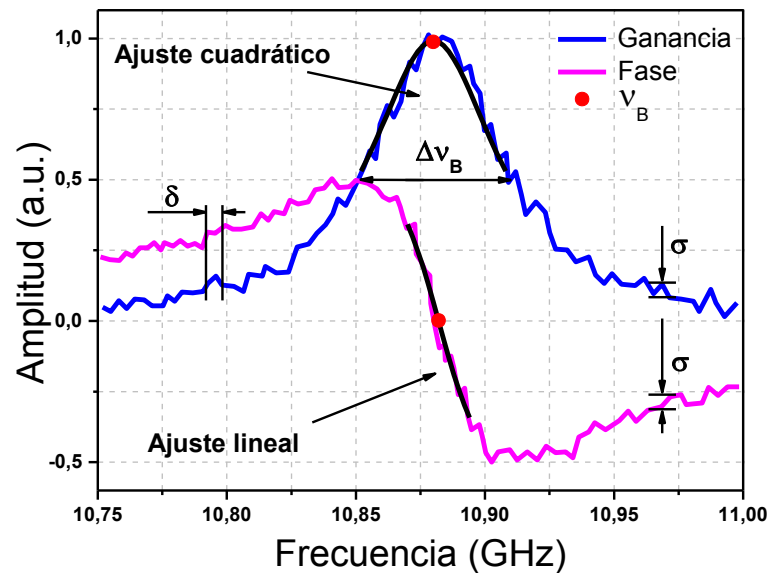


Figura 6.1: Representación gráfica de los perfiles experimentales de ganancia y fase obtenidos simultáneamente usando un SI-BOTDA [139]. En la figura, hemos representado la posición del BFS con un punto rojo (máximo de la medida del BGS y cruce con cero del BPS) así como los ajustes matemáticos más convenientes para determinarlo, cuadrático y lineal para las curvas de ganancia y fase respectivamente. También mostramos los parámetros experimentales más relevantes necesarios para determinar el error en la determinación del BFS: paso de frecuencia  $\delta$ , FWHM de la ganancia  $\Delta\nu_B$  y ruido normalizado  $\sigma$ .



Como ya hemos comentado, las medidas tanto del BGS como del BPS no son perfectas, sino que están afectadas por ruido blanco Gaussiano aditivo. Los errores en la estimación de la frecuencia tanto del pico del BGS como del cero desfase del BPS se producen típicamente por la presencia de este ruido en las medidas.

Si observamos la región de la Figura 6.1 donde se realizan los ajustes podemos ver que el BPS presenta su máxima pendiente en el centro de su perfil espectral, donde precisamente el BGS presenta una pendiente nula. Ya de forma intuitiva podemos ver cómo el ajuste del BGS nos dará una estimación muy pobre cuando analicemos únicamente la región central (en las proximidades de pico de ganancia), mientras que, analizando esta misma región del BPS obtendremos una estimación bastante buena de la posición real del BPS. De forma opuesta, la estimación usando el BPS no se beneficiará demasiado de un aumento del rango de ajuste, mientras que el ajuste del BGS mejorará considerablemente. Esta intuición la confirmaremos más adelante a partir de las expresiones matemáticas que obtendremos en nuestro análisis y con medidas experimentales, obteniendo además una comparación cuantitativa crucial para determinar qué ajuste proporciona un error más pequeño en la determinación del BFS.

### 6.1.2 Análisis estadístico

Como comentábamos en la introducción, ya existía un análisis estadístico para la estimación de la incertidumbre de frecuencia en la determinación del BFS para el caso del espectro Brillouin de ganancia/atenuación [54], pero no para el caso del espectro de fase. Para llevarlo a cabo, hemos seguido una metodología similar, basada en la propagación de errores de un ajuste lineal de mínimos cuadrados [144] de la curva de respuesta de fase Brillouin, obteniendo una expresión matemática equivalente. Por simplicidad hemos supuesto que las medidas se realizan con un sensor BOTDA trabajando en el régimen de pequeña ganancia con resoluciones espaciales del orden del metro, diseñado para minimizar distorsiones en la medida provocadas por efectos no locales (ver Capítulo 2) [80]. Además, para poder comparar la expresión matemática con la obtenida por Soto *et al.* en [54] para la ganancia Brillouin, hemos normalizado los espectros, de modo que la máxima amplitud de la ganancia es igual a 1. Bajo estas condiciones el ruido medido  $\sigma$  en las trazas temporales es igual al inverso de la SNR de la traza temporal a la frecuencia del pico del BGS. Esto nos permite relacionar la calidad de las trazas en el dominio en el tiempo con la calidad medida, es decir, con la incertidumbre en frecuencia de la determinación del BFS.

Para estimar el error de frecuencia en la determinación del BFS usando el BPS, vamos a considerar que la región espectral central del espectro de fase Brillouin que hemos medido (para una posición de la fibra óptica concreta) se ajusta a la función lineal genérica siguiente:

$$y(x) = ax + b \quad (6.1)$$

donde los coeficientes  $a$  y  $b$  son la pendiente y la intersección con el eje  $y$  de la recta ajustada, estimados por el procedimiento de ajuste de los mínimos cuadrados. A través de estos dos coeficientes podemos calcular el BFS como la frecuencia  $\nu_B$  que muestra cero desfase, es decir, se obtiene cuando  $y(\nu_B) = 0$ , de modo que:

$$y(\nu_B) = a\nu_B + b = 0 \rightarrow \nu_B = -\frac{b}{a} \quad (6.2)$$

Bajo las condiciones de medida estándar que ya hemos comentado, las trazas temporales se ven afectadas por ruido blanco Gaussiano aditivo, y podemos calcular el error en la estimación del  $\nu_B$  a partir de los errores inducidos en la estimación de los coeficientes  $a$  y  $b$  con la siguiente expresión [54]:

$$\sigma_v^2 = \left| \frac{\partial \nu_B}{\partial a} \right|^2 \sigma_a^2 + \left| \frac{\partial \nu_B}{\partial b} \right|^2 \sigma_b^2 + 2 \frac{\partial \nu_B}{\partial a} \frac{\partial \nu_B}{\partial b} cov_{a,b} \quad (6.3)$$

donde  $\sigma_a^2$  y  $\sigma_b^2$  son las varianzas de los coeficientes  $a$  y  $b$  respectivamente, y  $cov_{a,b}$  es la covarianza entre  $a$  y  $b$ . Siguiendo la misma metodología que en [54], el término de covarianza se anula completamente cuando los puntos de datos espectrales que usamos en el ajuste lineal están distribuidos de forma uniforme y simétrica alrededor del BFS esperado. Esta condición en la práctica podemos conseguirla realizando con un proceso de pre-ajuste del rango de medida a considerar en cada punto. Esta consideración simplifica significativamente la ecuación (6.3), de modo que, siguiendo los análisis estadísticos descritos en [54] y en [144], los factores  $\sigma_a^2$  y  $\sigma_b^2$  los podemos escribir como:

$$\sigma_a^2 = \frac{12\sigma^2}{N(N^2 - 1)\delta^2} \quad (6.4)$$

$$\sigma_b^2 = \frac{\sigma^2}{N} \quad (6.5)$$

donde  $N$  es el número de puntos espectrales usados en el ajuste,  $\sigma^2$  es la varianza del ruido Gaussiano que afecta a las trazas que hemos medido, y  $\delta$  es el paso de frecuencia usado para analizar la respuesta de fase espectral. Usando las ecuaciones (6.3)-(6.5) podemos obtener la siguiente expresión para el error en el BFS:

$$\sigma_v^2 = \frac{\sigma^2}{a^2 N} \left[ 1 + \frac{12b^2}{a^2 N^2 \delta^2} \right] \quad (6.6)$$

donde suponemos que  $N \gg 1$ . Hay que tener en cuenta que el segundo término de la ecuación (6.6) depende del coeficiente estimado  $b$ , que se corresponde con la intersección con el eje y de la línea recta ajustada. Como en nuestro análisis suponemos que las curvas tienen un *offset* vertical y horizontal igual a cero, y el objetivo es encontrar una frecuencia  $\nu_B$  en la que la respuesta de fase Brillouin tiene cero desfase, el coeficiente  $b$  debe ser cero. Esto nos lleva a tener un segundo término con una amplitud, en principio, despreciable en comparación con el primer término, que depende básicamente del error en la estimación de la pendiente de la recta ajustada. Sin embargo, en general el *offset* vertical no siempre será cero. Esto es un aspecto que tenemos que tener muy en cuenta cuando trabajamos con el ajuste lineal, ya que, cualquier *offset* indeseado que tengan las trazas medidas, tendrá un impacto directo en el segundo término de la ecuación (6.6), haciendo que no sea despreciable y que tengamos una alta incertidumbre en la determinación del BFS. Además, el impacto de este segundo término será mayor para intervalos pequeños de medida (pequeños  $N \delta$ ). Esto hace que el uso del ajuste lineal sea menos fiable desde este punto de vista, especialmente cuando lo comparamos con el uso de un ajuste cuadrático convencional, en el cual, cualquier *offset* uniforme espectralmente no tiene ningún impacto en la determinación del BFS. Por tanto, es muy importante que las medidas del BPS no tengan ningún *offset*, o que si existe sea de alguna manera corregido; por ejemplo, en el caso de tener grandes intervalos de medida (mucho mayores que el FWHM  $\Delta\nu_B$ ), forzando a que la integral de los puntos de datos recorridos del BPS sea igual a cero.

Continuando con nuestro análisis, y suponiendo un *offset* vertical y horizontal igual a cero, de la misma manera que se hizo con el análisis del BGS [54] (sólo *offset* horizontal igual a cero, ya que no tiene en este caso impacto el *offset* vertical en la estimación del BFS), podemos expresar el error en la determinación del BFS usando un ajuste lineal sobre la respuesta de fase Brillouin:

$$\sigma_v^2 = \frac{\sigma^2}{a^2 N} \quad (6.7)$$

donde  $a$  se puede definir como la inversa del FWHM del BGS  $a = -1/\Delta\nu_B$ . De esta manera, el error de frecuencia determinado por el ajuste lineal podemos escribirlo como:

$$\sigma_{v-linear} = \sigma(z) \Delta\nu_B \sqrt{\frac{1}{N}} = \frac{1}{SNR(z)} \Delta\nu_B \sqrt{\frac{1}{N}} \quad (6.8)$$

Como podemos ver en esta última ecuación, el error en el caso del ajuste lineal depende del ruido en la medida  $\sigma$ , del número de puntos  $N$ , y del ancho espectral Brillouin que define la pendiente de la línea recta. A diferencia del error estimado usando el ajuste cuadrático [54], la expresión de la ecuación (6.8) no depende del paso de frecuencia usado para escanear el BPS.

Esto se debe al hecho de que en el caso cuadrático el rango espectral empleado para ajustar el BGS es esencial para identificar adecuadamente la curvatura de la curva polinómica, teniendo un impacto directo en la estimación del error del BFS. En el caso del ajuste lineal, el ancho espectral no es un parámetro explícitamente tan importante, y lo que realmente define el error en la estimación del BFS, además de la SNR, es el número de puntos usados en el ajuste y la pendiente de la recta (proporcional a la inversa del FWHM del BGS). En caso de que tuviéramos un *offset* en las medidas, aparecería un error que sí dependería del paso utilizado en las medidas, creciendo al reducirse éste, como muestra la ecuación (6.6).

Para poder comparar nuestro estudio con el realizado para el ajuste cuadrático clásico del BGS, tenemos que representar la expresión matemática obtenida en [54] usando los mismos parámetros que los empleados en la ecuación (6.8), de modo que el error de determinación para el ajuste cuadrático del BGS podemos expresarlo como:

$$\sigma_{v\text{-cuadrático}} = \sigma(z) \sqrt{\frac{3\delta\Delta\nu_B}{8\sqrt{2}(1-\eta)^{3/2}}} \quad (6.9)$$

donde  $\eta$  es la fracción del nivel del pico sobre el cual realizamos el ajuste cuadrático. Por ejemplo, cuando  $\eta$  es igual a 0.5, significa que los puntos utilizados en el ajuste cuadrático están dentro del FWHM o  $\Delta\nu_B$ . De la misma forma, si  $\eta = 1$ , sólo será seleccionada la posición del pico (un único punto) de la curva de ganancia, lo que significa que no podremos realizar ningún ajuste, tendiendo el error a  $\infty$ , como nos indica la ecuación (6.9).

Cuando empleamos una curva de ganancia normalizada el uso de esta variable  $\eta$  es directo, mostrando una amplitud mínima igual a 0 (caso de no ganancia) y una ganancia normalizada a 1, como se describe en [54]. En cambio, en el caso de emplear el BPS,  $\eta$  se tiene que trasladar a un rango espectral equivalente sobre el que haremos el ajuste, que puede expresarse en función del número de puntos  $N$ , el paso de frecuencia  $\delta$  y  $\Delta\nu_B$  [54]:

$$\eta = 1 - \frac{N^2\delta^2}{2\Delta\nu_B^2} \xrightarrow{\frac{N\delta}{\Delta\nu_B}} \eta = 1 - \frac{\xi^2}{2} \quad (6.10)$$

donde  $\eta$  la hemos redefinido en función de la variable  $\xi$  que es el intervalo de las medidas  $N\delta$  normalizado con la anchura espectral del BGS  $\Delta\nu_B$ . Usando la ecuación (6.10) podemos reescribir la ecuación (6.9) de la siguiente forma:

$$\sigma_{v\text{-cuadrático}} = \sigma(z) \frac{\Delta\nu_B^2}{2N\delta} \sqrt{\frac{3}{N}} = \sigma(z)\Delta\nu_B \frac{1}{2\xi} \sqrt{\frac{3}{N}} \quad (6.11)$$

Si comparamos las ecuaciones (6.8) y (6.11) es posible ver cómo, bajo las mismas condiciones (SNR,  $\delta$ ,  $\Delta\nu_B$  y  $N$ ) para barridos de frecuencia pequeños  $N\delta \ll \Delta\nu_B$ , el error en la determinación del BFS es muy alto en el caso cuadrático (BGS) mientras que permanece bastante acotado en el caso lineal (BPS). Como ya sabíamos de forma intuitiva (apartado 6.1.1), el ajuste cuadrático es muy impreciso cuando lo realizamos sobre puntos ruidosos localizados en las cercanías del centro de la parábola, ya que, en este caso la curvatura apenas podemos discernirla. Asumiendo que el número de puntos  $N$  y el paso de frecuencia  $\delta$  son constantes durante el proceso de ajuste, las ecuaciones (6.8) y (6.11) muestran el diferente comportamiento de ambos errores con  $\Delta\nu_B$ , siendo la dependencia cuadrática para el caso de  $\sigma_{v-cuadrático}$  y lineal para el caso de  $\sigma_{v-lineal}$ . Esto nos indica que para el caso de un rango de frecuencia de ajuste constante para grandes  $\Delta\nu_B$  los puntos se concentran más en el centro y, por tanto, el ajuste cuadrático se vuelve impreciso más rápidamente. Sin embargo, hay que tener en cuenta, que en un procedimiento de medida normal adaptaremos el paso de frecuencia  $\delta$  a  $\Delta\nu_B$  para cubrir un rango espectral razonable, es decir, adaptaremos el paso de frecuencia a la anchura espectral para cubrir aproximadamente la misma fracción de curva con el mismo número de puntos.

### 6.1.2.1 Metodología para el cálculo de la SNR

Las medidas experimentales del BGS y del BPS las hemos obtenido simultáneamente usando la variante del SI-BOTDA que emplea esquema de filtrado, de la que ya hablamos en el capítulo anterior [139]. Aunque con este montaje experimental obtenemos ambas curvas con la misma SNR, ya que se calculan a partir de la suma/resta de las mismas medidas experimentales, es necesario que definamos un método general para medir la SNR en ambos casos (BGS y BPS). Normalmente, en los sistemas BOTDA estándar, la SNR se obtiene directamente a partir de las trazas temporales, analizando, para la frecuencia del máximo de ganancia, el valor medio para un punto de muestreo concreto y dividiendo éste entre su desviación estándar. Esto se suele hacer para las peores condiciones de trabajo posible, que corresponden con el final de las trazas temporales. En condiciones de trabajo de pequeña ganancia, es suficiente con calcular la relación entre la amplitud promedio de una región plana alrededor del máximo de ganancia al final de la fibra y la desviación estándar fuera de traza (ver Figura 6.2a). En el dominio del BGS (ver Figura 6.2b) este procedimiento es equivalente a analizar la relación entre el máximo de ganancia y la desviación estándar del espectro. Si no hay errores sistemáticos, podemos considerar la señal como la amplitud obtenida a la frecuencia del máximo y el ruido como la desviación estándar de la diferencia entre una traza ideal teórica (traza negra) y el caso medido (traza azul). Este procedimiento podemos aplicarlo de forma equivalente al caso de la fase, analizando la relación entre la amplitud pico a pico de la respuesta (máx.-min. de la respuesta del BPS) y la desviación estándar de la diferencia entre una traza ideal teórica (traza negra) y el caso medido (traza rosa), como podemos ver en la

Figura 6.2c. De esta forma, hemos definido un procedimiento estándar para medir la SNR en cualquier BOTDA basado en la medida de la fase, verificándolo con medidas experimentales.

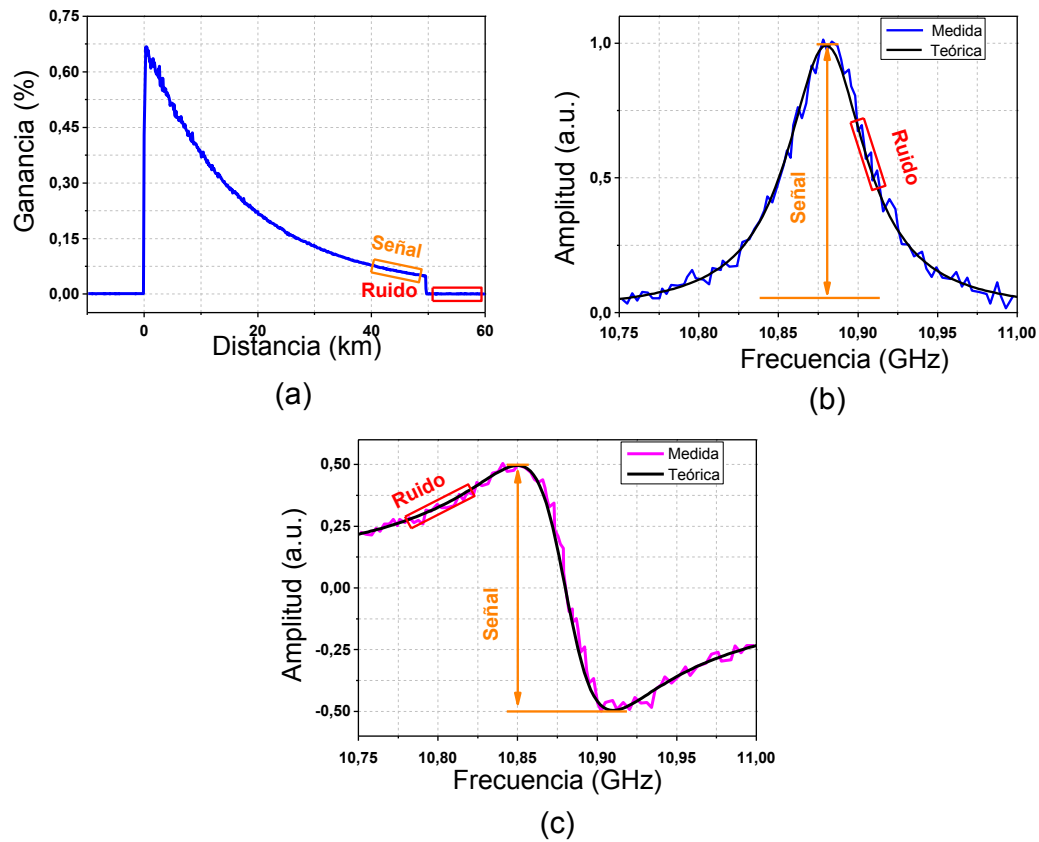


Figura 6.2: (a) Traza temporal de ganancia normalizada obtenida con un sensor BOTDA estándar. (b) Curva de ganancia ruidosa e ideal. (c) Curva de fase. En todos los casos hemos definido la señal y el ruido para calcular la SNR.

## 6.2. Comparativa entre ganancia y fase

Las ecuaciones (6.8) y (6.11) muestran la dependencia del error que obtenemos cuando determinamos el BFS  $\sigma_v$  empleando el BGS y el BPS en función del número de puntos utilizados en el ajuste  $N$ , el paso de frecuencia  $\delta$  (sólo es relevante en el caso cuadrático), la relación señal a ruido SNR y el ancho de línea Brillouin  $\Delta\nu_B$ . En este apartado vamos a mostrar la evolución del error del ajuste cuadrático (6.11) y del error del ajuste lineal (6.8) en función de estos parámetros. Además, para verificar la teoría descrita en el apartado anterior, también vamos a proporcionar datos experimentales de los errores obtenidos a partir de medidas del BGS y del BPS, ambos espectros obtenidos del mismo sensor SI-BOTDA [139]. Como ya hemos explicado anteriormente, este esquema nos proporciona los perfiles del BGS y del BPS con la misma SNR, ya que las obtenemos a partir de simple suma y resta de dos medidas independientes, y podemos, de este modo, comparar ambos casos. Las conclusiones de nuestro

estudio son extrapolables a cualquier BOTDA que mida la fase Brillouin. Una vez verifiquemos experimentalmente las expresiones teóricas en función de los distintos parámetros, analizaremos cuándo debemos escoger un ajuste o u otro.

### 6.2.1 Análisis de errores en función de los parámetros de medida

Para evitar cualquier impacto en la determinación del BFS, necesitamos que las curvas de fase no tengan *offset* vertical, como ya hemos explicado. Para corregir el *offset* realizamos medidas con un intervalo de medida muy grande forzando que la integral de los datos escaneados fuera igual a cero. Una vez hecho esto, seleccionamos sólo una porción de este gran intervalo de medida según el número de puntos de frecuencia  $N$  que tuviéramos que analizar en cada caso alrededor del BFS.

En primer lugar, analizamos la dependencia de ambos errores,  $\sigma_{v\text{-cuadrático}}$  y  $\sigma_{v\text{-lineal}}$  en función del número de puntos de frecuencia medidos  $N$  alrededor del BFS. Las medidas las realizamos con pulsos de bombeo ópticos de 20 ns, obteniendo un ancho de línea Brillouin  $\Delta\nu_B$  de 56.7 MHz. Las trazas las promediamos 300 veces, teniendo una SNR equivalente de 13.4 (11.3 dB). Para calcular los errores experimentales obtuvimos la desviación estándar sobre un conjunto de 100 BFS estimados en posiciones cercanas en una sección de fibra uniforme, de la misma forma que se hacía en [54]. La Figura 6.3 muestra una representación de los errores cuadrático y lineal (experimental y teórico para cada caso) para diferentes pasos de muestreo de frecuencia ( $\delta = 0.25, 0.5, 1.5, 2$  y 3 MHz). A medida que aumenta el paso de muestreo, el número de puntos que usamos para determinar el error se reduce.

Como podemos observar, para un número elevado de puntos de muestreo ( $N > 100$ ), y consecuentemente, un pequeño paso ( $\delta \leq 1.5$  MHz), el error en ambos casos permanece por debajo de 1 MHz y se ajusta perfectamente a la tendencia teórica. Cuando reducimos  $N$ , el rango espectral del ajuste se concentra alrededor de la frecuencia central y el error crece rápidamente para el caso cuadrático, de acuerdo con nuestra predicción y con los resultados de Soto *et al.* [54]. Por contra, para el caso lineal, el error permanece bastante acotado para casi todos los valores de  $N$  (para  $N < 10$  los resultados no son lo suficiente significativos estadísticamente). Para ambos casos, el error experimental se ajusta bastante bien al error teórico. Como el ajuste lineal sólo es posible cuando los puntos de medida están dentro del FWHM del BGS (región lineal del BPS), es decir  $(N - 1)\delta < \Delta\nu_B$ , el número de puntos no puede ser muy alto para grandes pasos de muestreo ( $\delta \geq 1.5$  MHz).

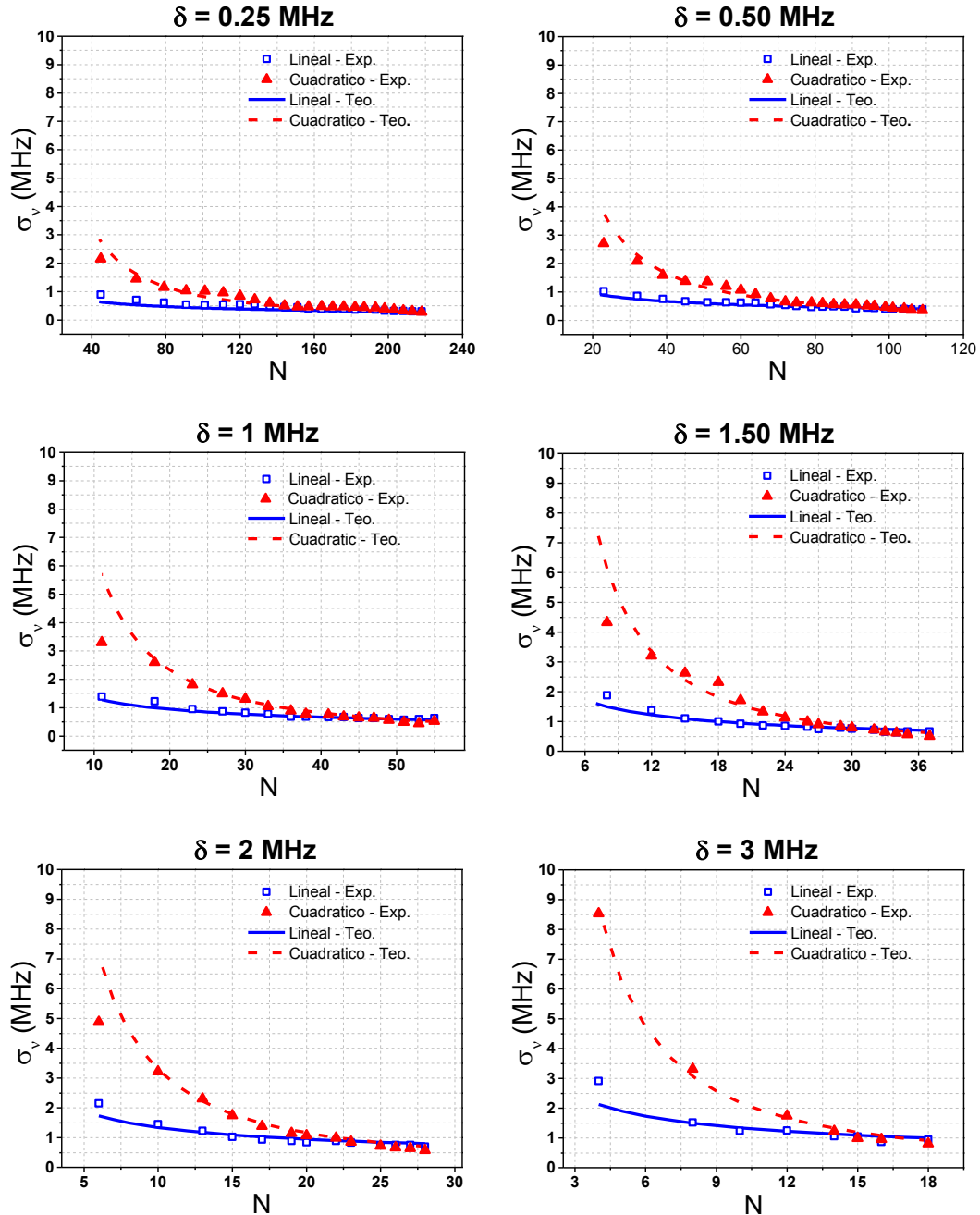


Figura 6.3: Error lineal y cuadrático en la determinación del BFS en función del número de puntos usados en el ajuste. El análisis lo hemos realizado para distintos pasos de muestreo ( $\delta = 0.25, 0.5, 1, 1.5, 2$  y  $3$  MHz). Los resultados muestran tanto simulaciones teóricas como resultados experimentales obtenidos con pulsos de  $20$  ns y una SNR de  $13.4$  equivalente a un número de  $300$  promediados. En todos los casos, la  $N$  más alta se corresponde con el uso de todo el rango de frecuencias  $\Delta\nu_B$  alrededor de la posición del BFS.



Considerando las ecuaciones (6.8) y (6.11), si representamos ambos errores en función del paso de muestreo  $\delta$  para un valor de  $N$  constante, el error en el caso del ajuste lineal en principio no sufre variaciones, ya que no depende de esta variable, mientras que el ajuste cuadrático se deteriora a medida que reducimos el paso, ya que los puntos se concentran más en la parte central del perfil espectral. La Figura 6.4 muestra los resultados experimentales de error frente al paso de frecuencia para el caso particular de un ancho espectral de 56.7 MHz (pulsos ópticos de 20 ns) y  $N=18$  puntos. Hemos elegido este número de puntos para poder representar todos los pasos de frecuencia adquiridos para el  $\Delta\nu_B$  empleado. Como podemos ver, la evolución del error usando el ajuste lineal permanece básicamente constante para pasos de frecuencia de muestreo mayores que 0.5 MHz, es decir, cuando el rango espectral ajustado es mayor que 9 MHz (equivalente a una  $\xi$  con valor de 0.16). Para pasos de muestreo menores que 0.5 MHz, los *offsets* de centrado (vertical y horizontal) ya no son despreciables e incrementan el error como muestra la ecuación (6.6). Además, la amplitud del ruido relativo se vuelve demasiado grande en comparación a la respuesta de amplitud pico a pico (el máx.-mín. de la amplitud de fase es muy pequeño en comparación con el ruido). El ajuste cuadrático muestra una dependencia inversa con el paso de frecuencia tanto en la simulación teórica como en los puntos experimentales. En nuestras condiciones particulares de medida, con pasos de muestreo mayores que 3 MHz, el ajuste cuadrático sobre el BGS nos proporcionaría errores más bajos que el ajuste lineal ya que los puntos cubren la mayor parte del espectro de ganancia FWHM.

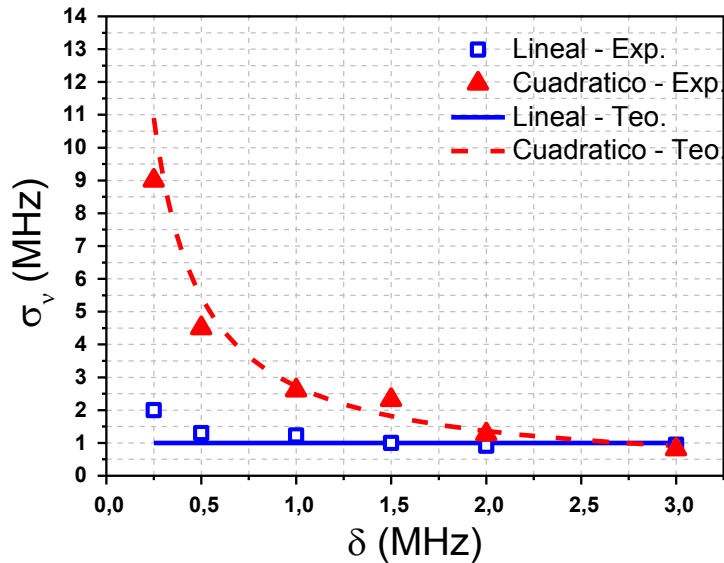


Figura 6.4: Comparación del error en función del  $\delta$  para pulsos de 20 ns ( $\Delta\nu_B = 56.7$  MHz) y  $N=18$ . Como se observa, el error lineal no depende del paso de muestreo, como predecía la ecuación (6.8).

El siguiente paso es representar ambos errores en función del ancho de línea espectral de la ganancia  $\Delta\nu_B$ , como muestra la Figura 6.5. A medida que reducimos la anchura del pulso de bombeo, el ancho espectral del proceso de SBS aumenta, y esto normalmente nos debe llevar a tener mayores errores en la determinación del BFS. Para nuestro estudio, usamos pulsos ópticos de 60, 30, 20 y 10 ns que producían anchos de línea espectrales de 35.3, 39.3, 57.9 y 90 MHz respectivamente. Fijamos otra vez un rango de ajuste constante, con un paso de muestreo también fijo  $\delta$  de 1 MHz, un número fijo de puntos  $N$  de 35 y nos aseguramos que la SNR de cada medida fuera 10.6 (10.3 dB).

Como en todos los casos anteriores, los resultados obtenidos concuerdan bastante bien con las expresiones de las ecuaciones (6.8) y (6.11). Para el caso del ajuste cuadrático, como se aprecia en la figura, el error crece más rápidamente con  $\Delta\nu_B$  porque los puntos se concentran en la región espectral central, como indicaba la dependencia cuadrática en la ecuación (6.11). Por el contrario, en el caso del error en el ajuste lineal, la tendencia es lineal con  $\Delta\nu_B$ . Como podemos ver, para el caso particular de pulsos de bombeo de 30 ns (39.3 MHz de anchura espectral) el comportamiento de ambos errores, del ajuste cuadrático y lineal, es similar. Si empleamos pulsos de bombeo más largos (reducimos la anchura espectral  $\Delta\nu_B$ ), el error cuadrático determina mejor el BFS, y, por el contrario, si reducimos la longitud de los pulsos (llevando a un ensanchamiento del espectro) el error aumenta rápidamente, sobre todo para el caso del ajuste cuadrático, haciendo que el ajuste lineal sea más atractivo en estas condiciones (puntos concentrados en la región central).

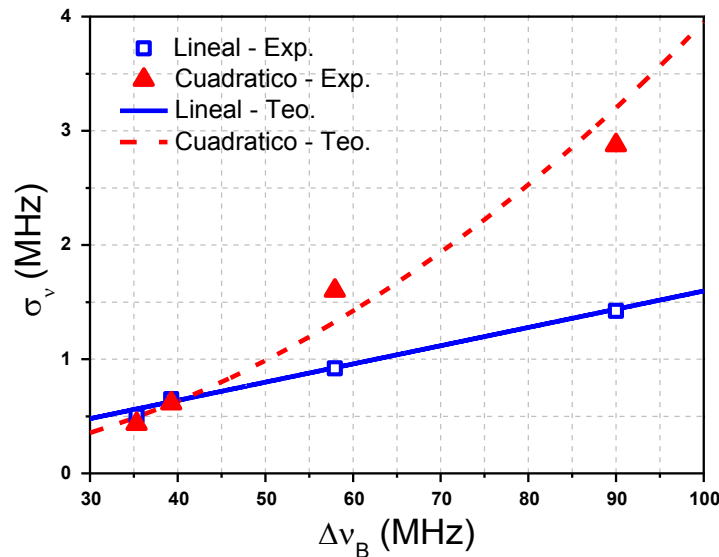


Figura 6.5: Error en la determinación del BFS para el ajuste lineal y cuadrático en función de  $\Delta\nu_B$ . El análisis lo hemos realizado para  $\delta=1$  MHz,  $N=35$ , y una SNR de 10.6. El error del ajuste cuadrático sigue una tendencia cuadrática, mientras que el lineal sigue una línea recta.

Una vez que ya hemos evaluado el error introducido por los ajustes cuadrático y lineal en función del número de puntos de ajuste, del paso de frecuencia, y del ancho de línea de la curva de ganancia, vamos a evaluar cómo se comportan ambos tipos de procedimiento de ajuste en función de la SNR. Los resultados los presentamos en la Figura 6.6 y para obtenerlos variamos el número de promediados de las trazas medidas (desde 20 a 300) para modificar la SNR desde 4.1 (6.1 dB) hasta 13.4 (11.3 dB). Para estas medidas usamos pulsos ópticos de bombeo de 20 ns ( $\Delta\nu_B = 56.7$  MHz), un paso de frecuencia  $\delta$  de 1 MHz, y un número de puntos de muestreo  $N$  de 44. El número de puntos de ajuste lo seleccionamos para poder realizar una comparación justa entre ambas técnicas, fijando un rango espectral de ajuste un poco más estrecho que  $\Delta\nu_B$ , de modo que ambos ajustes funcionaran de forma casi idéntica.

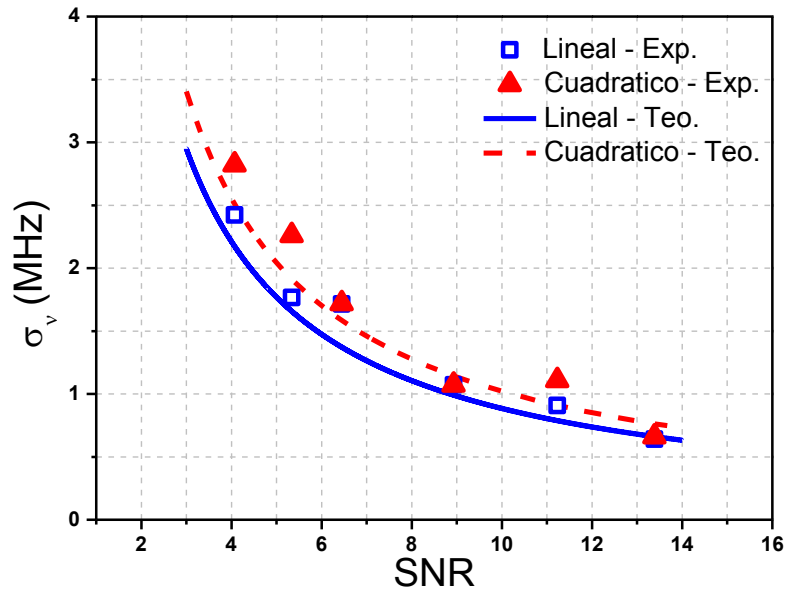


Figura 6.6: Error en la determinación del BFS para el ajuste lineal y cuadrático en función de la SNR. El análisis lo hemos realizado con pulsos de 20 ns, un  $\delta=1$  MHz y  $N = 44$ .

Como podemos observar en la Figura 6.6, ambos procesos de ajuste siguen la misma dependencia inversa con la SNR, como ya veíamos en las ecuaciones (6.8) y (6.11). Esta representación muestra buena coincidencia entre los resultados teóricos y experimentales, tanto para el ajuste cuadrático como para el lineal. Los resultados muestran también que, mientras que la SNR es suficientemente elevada ( $\geq 9$  equivalente a 9.5 dB), podemos conseguir un error cercano a 1 MHz. Cuando la SNR es menor el error introducido aumenta y rápidamente sobrepasa 1.5 MHz.

## 6.2.2 Comparación del error en los casos de ganancia y fase

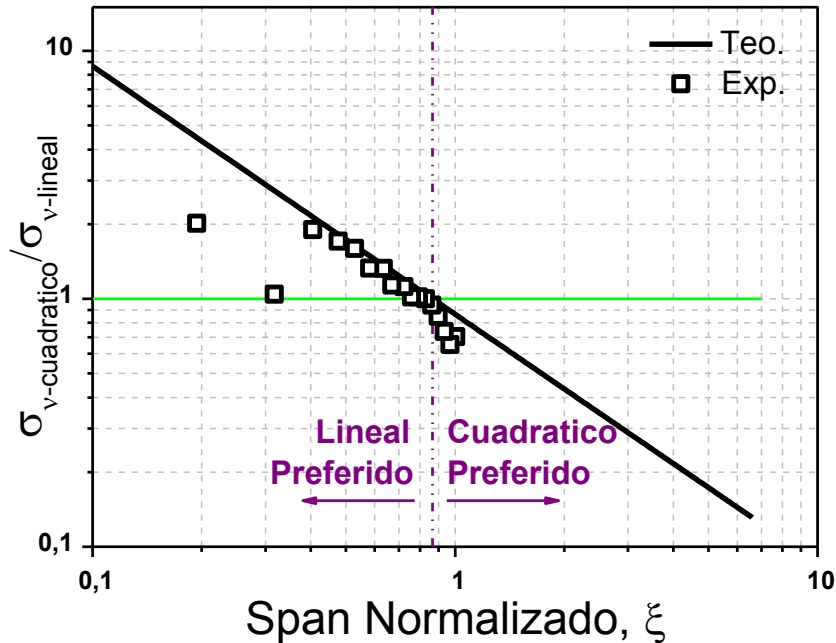


Figura 6.7: Representación logarítmica de la relación entre los errores cuadrático y lineal en función de  $\xi$  cuando  $\delta=1$  MHz y  $\Delta\nu_B=56.7$  MHz. Como se puede ver, para valores de  $\xi$  de  $\sqrt{3}/2$  el ajuste cuadrático determina el BFS mejor. Esta condición generalmente se cumple para barridos de frecuencia estándar, cuando el número de frecuencias del barrido es dos veces el  $\Delta\nu_B$  del sistema.

Una vez hemos verificado experimentalmente las ecuaciones (6.8) y (6.11) en función de los distintos parámetros, es interesante que analicemos cuándo debemos escoger un ajuste u otro. Si calculamos la relación entre las ecuaciones (6.8) y (6.11), obtenemos la siguiente expresión:

$$\frac{\sigma_{v\text{-cuadrático}}(z)}{\sigma_{v\text{-lineal}}(z)} = \frac{\sqrt{3}}{2\xi} \quad (6.12)$$

Esta expresión nos indica que cuando el intervalo de ajuste normalizado  $\xi$  disminuye, el ajuste lineal sobre el BPS tiene menor error en la determinación del BFS que el parabólico sobre el BGS, como ya veíamos de forma intuitiva en el apartado 6.1.1. El umbral a partir del cual el ajuste lineal es preferible empieza cuando la relación de la ecuación (6.12) es mayor que 1, es decir, cuando el intervalo de medida normalizado ( $\xi = N\delta/\Delta\nu_B$ ) es menor que  $\sqrt{3}/2$  (o 0.87). En caso de que empleemos un ajuste incremental (donde el intervalo empleado se incrementa progresivamente a lo largo de la medida), la estimación del BFS será mejor al comienzo del barrido empleando el ajuste lineal sobre el perfil del BPS, es decir, cuando sólo usemos unos

pocos puntos de frecuencia  $N$ . En cambio, cuando el número de frecuencias  $N$  sea alto, deberemos escoger el ajuste cuadrático sobre la curva de BGS si queremos tener un menor error en la determinación del BFS.

La Figura 6.7 representa la relación de la ecuación (6.12) para el caso particular de un paso de muestreo constante de 1 MHz y un ancho de línea Brillouin de 56.7 MHz. Podemos apreciar cómo la relación entre los errores se ajusta a la esperada tendencia decreciente con el intervalo medido. Los resultados experimentales incluidos en la Figura 6.7 son para el caso particular de usar un paso de frecuencia de 1 MHz. En esta situación la transición entre los dos casos se produce cuando el intervalo espectral utilizado en el ajuste es aproximadamente 49 MHz, que se corresponde con el 86% del FWHM de ganancia. Por tanto, dependiendo de la aplicación y del barrido espectral necesario, será conveniente escoger un procedimiento de ajuste u otro. Como tendencia general, y considerando que la mayoría de las aplicaciones de los sistemas BOTDA necesitan realizar un barrido de frecuencia amplio para cubrir un rango de medida elevado, normalmente tendremos un valor de  $\xi$  alto, lo que beneficia al ajuste parabólico sobre la curva BGS. Sin embargo, en algunas aplicaciones específicas donde es adecuado realizar barridos de frecuencia pequeños (fibras homogéneas, sistemas dinámicos), la mejor elección podría ser el ajuste lineal sobre la curva BPS.

Basándonos en los resultados obtenidos, podemos considerar que hemos validado experimentalmente las expresiones teóricas de las ecuaciones (6.8) y (6.11) cuando variamos cada uno de los parámetros. Pero, para hacer una comparación más práctica, es interesante que reformulemos las ecuaciones (6.8) y (6.11) de modo que destaquemos las dependencias con las condiciones experimentales, del mismo modo que haríamos en una situación real. Cuando realizamos una medida de la respuesta de fase Brillouin de forma práctica, tenemos que elegir cierta granularidad para el barrido de frecuencia, de modo que el paso de frecuencia  $\delta$  lo elegimos para que sea una fracción del ancho de línea de ganancia Brillouin  $\Delta\nu_B$ . Esta elección depende principalmente del tiempo de medida y de la precisión deseada en la determinación del BFS. Tras adquirir los datos, realizamos el proceso de ajuste sobre un intervalo de frecuencia que también puede relacionarse con el ancho de línea Brillouin  $\Delta\nu_B$ , a través del intervalo de frecuencia normalizado  $\xi$  dado por la ecuación (6.10). De esta manera podemos reformular las ecuaciones (6.8) y (6.11):

$$\sigma_{v-linear} = \sigma(z)\Delta\nu_B \frac{1}{\sqrt{\xi}} \sqrt{\frac{\delta}{\Delta\nu_B}} \quad (6.13)$$

$$\sigma_{v-cuadratico} = \sigma(z)\Delta\nu_B \sqrt{\frac{3}{4\xi^3}} \sqrt{\frac{\delta}{\Delta\nu_B}} \quad (6.14)$$

Con esta reformulación los errores muestran una relación muy similar con los parámetros de medida y sólo se diferencia en su dependencia con el intervalo de frecuencia normalizado  $\xi$  que es mucho mayor que en el caso cuadrático. Esto confirma lo que ya observamos intuitivamente (apartado 6.1.1), teóricamente (apartado 6.1.2) y con la validación experimental, y refleja el hecho de que la región central del perfil espectral da una estimación con máximo error para el BGS y con mínimo para el BPS. Estas nuevas expresiones también muestran que los errores son muy similares en ambos casos cuando  $\xi$  toma un valor muy próximo a 1.

Este análisis comparativo nos lleva poder afirmar que el ajuste lineal se comporta mejor cuando el intervalo de medida es pequeño en comparación con la región FWHM del BGS ( $\xi < \sqrt{3}\Delta\nu_B/2$ ). Esto puede ser altamente beneficioso para aplicaciones concretas donde se necesiten medidas rápidas sobre fibras ópticas muy uniformes. Sin embargo, en el caso donde el BGS lo medimos usando un procedimiento estándar (cubriendo toda la respuesta espectral Brillouin) entonces es más apropiado usar el ajuste cuadrático porque en este caso es ligeramente más preciso y, lo que es más importante, es intrínsecamente inmune a la incertidumbre causada por el *offset* vertical. Esta condición es bastante normal en sistemas BOTDA robustos que necesitan intervalos de medida suficientemente grandes para poder trabajar con fibras no homogéneas y con grandes variaciones de los parámetros que queremos medir.

Una posibilidad muy interesante podría ser combinar los perfiles BFS obtenidos de medidas de BGS y BPS simultáneas e independientes, de modo que tendríamos medidas redundantes que podrían incrementar la efectividad del sistema en términos de precisión de medida. Si cada espectro (BGS o BPS) presenta ruido independiente, la combinación (promediado) de ambos perfiles de BFS reduciría la incertidumbre en la determinación del BFS en un factor  $\sqrt{2}$ . En caso de ruido correlado en los espectros del BGS y del BPS (como se muestra en [139]), la combinación de ambas determinaciones no proporciona, en principio, una ventaja tan importante en comparación con usar sólo una de las curvas.

### 6.3. Conclusiones

En este capítulo hemos evaluado teórica y experimentalmente el funcionamiento de la respuesta de fase del SBS en la determinación del BFS en sensores distribuidos Brillouin en función de distintos parámetros experimentales (número de puntos de muestreo, SNR, paso de muestreo y ancho espectral). Ésta es la primera vez que se realiza este estudio para el caso del BPS. Para obtener el BFS a partir del perfil de fase, la manera más sencilla es realizar un ajuste lineal alrededor del punto de cero desfase de la interacción del SBS. Esta metodología la hemos validado teórica y experimentalmente, y la hemos comparado con el ajuste cuadrático sobre el BGS. La comparación experimental se realiza utilizando los resultados obtenidos usando el

BOTDA basado en un interferómetro de Sagnac ya explicado en el capítulo anterior [139], que asegura la misma SNR en ambas medidas (BGS y BPS), haciendo la comparación posible y fiable.

Las expresiones teóricas obtenidas muestran que el ajuste lineal empleado sobre el perfil BPS funciona mejor que el ajuste cuadrático convencional usado para medidas de BGS cuando el intervalo espectral medido se concentra en el centro del perfil espectral ( $N \delta < \sqrt{3}\Delta\nu_B/2$ ). Sin embargo, estas condiciones de medida no son posibles en todos los escenarios, dándose únicamente en montajes experimentales de alta resolución y con fibras ópticas homogéneas con pequeñas variaciones del BFS. Normalmente, para el barrido robusto que necesitan la mayoría de las aplicaciones, necesitamos realizar medidas sobre un rango espectral amplio, lo que favorece el uso del ajuste cuadrático. La preferencia de una técnica sobre otra puede determinarse evaluando el intervalo espectral normalizado (parámetro  $\xi$ ) donde el límite es el factor  $\sqrt{3}/2$ . Para valores  $\xi > \sqrt{3}/2$  el ajuste preferido es el cuadrático.

Un ejemplo que ilustra la mejora que proporciona el ajuste lineal sobre pequeños intervalos espectrales viene dado por una comparación rápida: para un  $\Delta\nu_B$  de 56.7 MHz (pulsos ópticos de bombeo de 20 ns), un paso de muestreo de 1 MHz, y una SNR de 13.4 (11.3 dB), que pueden considerarse condiciones de medida estándar, con un valor de  $N = 18$  puntos ( $N \delta / \Delta\nu_B = 0.32$ ), el ajuste lineal introducirá un error en la determinación de la frecuencia cercano a 1.4 MHz (aceptable para muchas aplicaciones), mientras que el ajuste cuadrático en las mismas condiciones experimentales dará un error alrededor de 2.6 MHz.

# Capítulo 7 Sensor interferométrico distribuido BOCDA con procesado temporal

El SBS, como ya describimos en el Capítulo 2, nos ofrece una solución para realizar medidas distribuidas de temperatura y deformación (elongación relativa) sobre fibras ópticas, permitiéndonos desarrollar sensores. Estas medidas se pueden realizar a partir de la curva de amplificación/atenuación generada por el proceso Brillouin o a partir de su curva de fase, ya que ambas sufren un desplazamiento espectral que depende linealmente de la deformación y la temperatura. En el caso de emplear el BPS para medir, en lugar del BGS, lo que se hace es obtener el BFS ajustando una recta a la región espectral central de este espectro. Como ya vimos en el capítulo anterior, al utilizar el BPS, en lugar del BGS, sobre fibras homogéneas, se necesita menos rango espectral en el barrido de la señal de sonda para lograr el mismo error en la determinación del BFS.

En el Capítulo 5 presentamos y demostramos una nueva técnica (SI-BOTDA) basada en la medida del BPS introducido por el *scattering* Brillouin, que explotaba la característica de no reciprocidad del efecto SBS, introduciendo un interferómetro de Sagnac (SI) en el esquema de un sensor BOTDA estándar con detección balanceada. El uso de una doble banda lateral en este caso permitía medir de forma sencilla la respuesta BPS restando las salidas transmitida y reflejada del interferómetro.

Desafortunadamente, el hecho de incluir un interferómetro de Sagnac dentro de la estructura de un BOTDA incrementa de forma moderada la inestabilidad y también el ruido del sistema en comparación con el esquema experimental de un BOTDA estándar, como ya mencionamos



en el Capítulo 5. El ruido dominante, en sistemas interferométricos basados en Sagnac y excitados con un láser, es el ruido causado por el *scattering* coherente Rayleigh [145]. Afortunadamente este ruido puede reducirse eligiendo adecuadamente la longitud de coherencia de la fuente de luz del sistema. Para un interferómetro controlado por un láser, se considera que la luz dispersada dentro de  $\pm L_c/2$  (siendo  $L_c$  la longitud de coherencia del láser) desde el punto medio de la fibra (región 1 en la Figura 7.1) interfiere de forma coherente y da lugar a ruido coherente. Fuera de esta región, la luz dispersada es incoherente con los campos primarios y se suma simplemente en intensidad. De esta manera, típicamente la reducción de la longitud de coherencia es una buena forma de reducir el ruido Rayleigh [145][146]. En principio esto no es posible en un sensor BOTDA, ya que la interacción SBS requiere de láseres con anchos de línea pequeños (típicamente por debajo de 10 MHz).

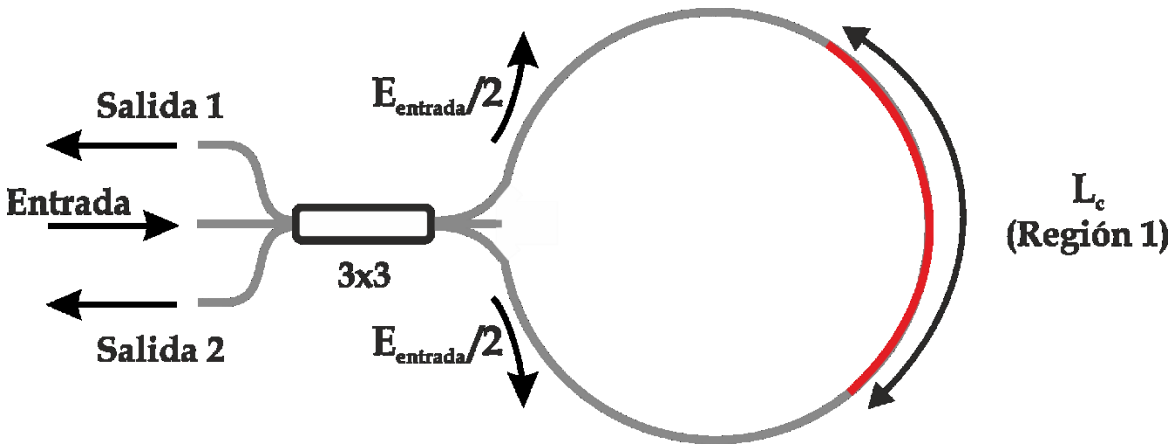


Figura 7.1: Representación esquemática de un interferómetro de Sagnac con un acoplador óptico 3x3 donde está resaltada la región de fibra donde la dispersión contribuye a el ruido de salida.

En este capítulo presentaremos y demostraremos experimentalmente un nuevo esquema de medida del BPS introduciendo un SI, del mismo modo que hacíamos en un BOTDA estándar [131][140] (descrito en el Capítulo 5) pero en este caso en una estructura BOCDA con análisis temporal. Demostraremos que en esta estructura el ruido de correlación debido al interferómetro se puede reducir debido a la naturaleza modulada de las señales empleadas. Este trabajo es la primera demostración de un BOCDA capaz de realizar medidas del BPS. Sobre las técnicas de medida distribuida del BPS existentes y ya explicadas en detalle en el Capítulo 5 [55][71][126][127][128][129][130], nuestra propuesta presenta la ventaja de reducir la complejidad del sistema, al no necesitar sistemas de detección con gran ancho de banda, modulaciones complejas o filtros abruptos. Además, todos estos sistemas de medida del BPS existentes están basados en el análisis en el dominio del tiempo y, esta técnica, como ya describimos en el capítulo 3, sufre de una limitación física fundamental en la mínima resolución espacial que podemos utilizar ( $\sim 1$  metro). Para evitar esta limitación en los sensores

BOTDA y lograr resoluciones espaciales por debajo del metro, existen algunos métodos ya vistos en detalle en el capítulo 3 [12][58][59][60][61][62][63][64]. Sin embargo, todas estas técnicas tienen la desventaja de trabajar en el dominio del tiempo y, por tanto, necesitan emplear equipos de alta velocidad para la generación de pulsos y la detección, incrementando, una vez más, la complejidad del sistema. Nuestro montaje, al trabajar en el dominio de la correlación, alcanza valores de resolución espacial muy elevados (varios cm) y número de puntos de medida ( $> 67000$ ) inexistentes hasta ahora para medidas basadas en el BPS.

Por último, hay que mencionar que el uso del BPS en lugar del BGS nos va a poder permitir reducir el tiempo de medida [147] al necesitar menos puntos en el ajuste del BFS. Esto es especialmente importante en sistemas de correlación, en los que es imprescindible reducir el tiempo de medida, que habitualmente es muy elevado.

## **7.1. Medidas del BGS con un BOCDA con procesado temporal**

El primer paso de nuestro estudio es analizar el comportamiento de un esquema BOCDA convencional trabajando con las curvas de ganancia y atenuación con procesado temporal donde se realiza la modulación de las señales interferentes a partir de una secuencia de bits pseudo-aleatoria (PRBS). Este primer montaje no incluye el interferómetro, ya que lo que pretendemos demostrar es que nuestro esquema de modulación es adecuado para generar la correlación y cuál es la resolución espacial del montaje. Con este montaje, podremos obtener el perfil de temperatura o deformación de nuestra fibra óptica a partir de un ajuste cuadrático sobre las curvas de ganancia Brillouin obtenidas en cada posición.

### **7.1.1 Principio de Operación**

Como explicamos en el capítulo 3, una alternativa para reducir la resolución espacial por debajo del metro es la técnica BOCDA, que permite obtener resoluciones espaciales muy altas (del orden de milímetros o pocos centímetros) manipulando la función de correlación cruzada entre las dos ondas interferentes, la señal de sonda y la de bombeo. Esta técnica se basa en el uso de señales de sonda y bombeo continuas y moduladas de forma idéntica en frecuencia [89] (explicada en el Capítulo 3) o fase [148], para localizar en la fibra óptica estrechos picos de correlación. Aunque presenta resoluciones espaciales muy elevadas, la técnica BOCDA tiene algunas restricciones inherentes, como que sólo puede haber en la fibra un único pico de correlación. Por tanto, el rango de medida no ambiguo está limitado por la separación entre los picos periódicos de correlación. Como cada punto de la fibra de medida tiene que ser escaneado de forma individual antes de continuar con el punto siguiente, el tiempo de medida es

proporcional al número de puntos resueltos por el sistema, siendo excesivamente grande en comparación con los sensores BOTDA.

Recientemente, se ha propuesto una técnica que combina el análisis en el dominio del tiempo y el de la correlación, que permite reducir el tiempo de medida de la técnica BOCDA en algunos órdenes de magnitud. A diferencia del BOCDA estándar, la onda de bombeo se modula adicionalmente por un pulso, de modo que, en una sola pasada por la fibra óptica, la señal pulsada estimula el SBS en múltiples picos, pero en instantes de tiempo diferentes, que pueden ser analizados usando un analizador en el dominio del tiempo. La duración del pulso de bombeo no debe ser mayor que el periodo de modulación para mantener la correspondencia uno a uno entre los picos de correlación y la sección de sonda amplificada. De esta forma obtenemos múltiples picos de correlación a lo largo de la fibra que pueden ser detectados simultáneamente dentro de una única traza temporal. Finalmente, para obtener medidas distribuidas movemos la posición de cada pico a lo largo de la longitud de la fibra óptica cambiando la frecuencia de modulación. Sin embargo, el tiempo de medida (unas cuantas horas para un millón de puntos de monitorización [149]) sigue estando fijado por las limitaciones inherentes de los métodos en el dominio de la correlación y viene dado por el gran número de posiciones que tienen que ser escaneadas por los picos de correlación, siendo mucho más grande que el que se necesita en un sensor BOTDA clásico.

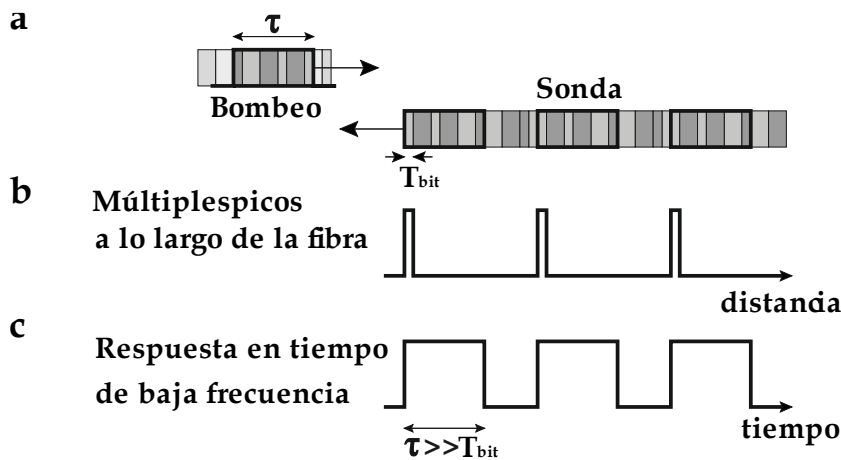


Figura 7.2: Representación esquemática de un BOCDA con análisis temporal empleando modulación de fase a través de un PRBS [10]. (a) Señal continua de sonda y pulsada de bombeo, moduladas en fase. (b) Múltiples picos de correlación generados a lo largo de la fibra. (c) Respuesta en el dominio del tiempo de cada pico de correlación.

Han sido propuestas dos implementaciones diferentes. En una de ellas, explicada ya en detalle en el Capítulo 3, las señales interferentes se modulan en frecuencia por medio de la misma señal sinusoidal [150]. En la otra, se emplea una secuencia codificada en fase a partir de una secuencia binaria, que puede ser un PRBS [148][149][151] o cualquier secuencia de código

adecuada, como un código Golomb [97], para crear los picos de correlación, cuyos símbolos tienen una anchura  $T_{bit}$  generalmente mucho menor que la anchura del pulso de bombeo  $\tau$  (Figura 7.2).

En esta segunda configuración, la modulación de fase dentro de cada símbolo tiene un valor de 0 o de  $\pi$ , con las mismas probabilidades. Esto lleva a que la fase relativa local entre las dos ondas interferentes conmute aleatoriamente entre 0 y  $\pi$  en todas las posiciones excepto en los picos de correlación. Como la interacción Brillouin es un proceso dependiente de la fase, la onda acústica crecerá al estado estacionario únicamente en los picos de correlación, mientras que para el resto de la fibra la amplitud de la onda acústica tendrá un valor muy bajo. Como la señal de bombeo es pulsada, sólo se detecta el nivel de amplificación del estado estacionario, ignorando el resto de localizaciones de la fibra [151].

Considerando esta segunda implementación, donde se emplea una secuencia codificada en fase, la resolución espacial de los picos de correlación  $\Delta_z$  viene dada por [148]:

$$\Delta_z = \frac{cT_{bit}}{2n} \quad (7.1)$$

Como podemos observar en la ecuación anterior, la resolución, a diferencia del caso de modulación en frecuencia con una senoide [150], sólo depende de la duración del bit de la secuencia PRBS (mucho menor que el tiempo de vida del fonón), y por tanto no existe compromiso entre resolución y alcance.

Por otro lado, la separación entre dos picos de correlación adyacentes  $z_{sep}$  viene dado por el producto de la anchura del símbolo y el número de bits de la secuencia [10]:

$$z_{sep} = q \frac{cT_{bit} N_{bits}}{2n} \quad (7.2)$$

Hay que tener en cuenta que la separación entre dos picos de correlación adyacentes no es constante, si no que depende del orden del pico  $q$ . De la ecuación (7.2) podemos ver que la posición de los picos de correlación se puede cambiar variando la frecuencia de modulación, y más concretamente  $T_{bit}$ . Cuando aplicamos  $\Delta T_{bit}$  para cambiar la posición de  $z_q$  el desplazamiento de posición  $\Delta z_q$  es:

$$\Delta z_q = \frac{d z_q}{dT_{bit}} \Delta T_{bit} = q \frac{c}{2n} \Delta T_{bit} \quad (7.3)$$

Como se puede apreciar en la ecuación (7.3)  $\Delta z_q$  es proporcional al orden del pico de correlación  $q$ . Para reducir la diferencia entre los pasos a la hora de realizar medidas

distribuidas es conveniente emplear una fibra de retardo larga en una de las dos ramas (sonda o bombeo), de modo que el orden de los picos de correlación también sea elevado y la máxima diferencia en los saltos de posición en los extremos delantero y trasero de la fibra sea pequeño.

A diferencia de los BOCDA con modulación de frecuencia a partir de una senoide, el rango de medida no ambiguo puede ser arbitrariamente largo, manteniendo una resolución espacial alta, es decir, no tiene que existir un compromiso entre la resolución y el alcance [148].

En nuestro montaje hemos empleado una modulación directa y de baja profundidad del láser usando una secuencia codificada PRBS, sin emplear ningún modulador externo como se hace normalmente en el método recién explicado [148][149][151]. Este esquema de modulación se basa en el comportamiento no ideal de los láseres de semiconductor cuando se les aplica corriente. En este caso la modulación de corriente aplicada es extremadamente pequeña en comparación con la corriente de control, lo que da lugar a un sistema cuasi-codificado en fase sin un ruido de amplitud importante. Este método es más barato que la codificación convencional de fase, ya que no se necesita emplear una modulación externa. Sin embargo, proporciona resoluciones espaciales  $\Delta_z$  ligeramente deterioradas en comparación con el método tradicional (no sigue la ecuación (7.1)), relacionadas con las limitaciones de ancho de banda de la modulación de corriente directa de los láseres de semiconductor. La separación entre picos en cambio sí vendrá determinado por la ecuación (7.4), y la variación de posiciones  $\Delta z_q$  por la ecuación (7.3).

### 7.1.2 Montaje experimental

Para verificar el análisis desarrollado en el apartado anterior llevamos a cabo el montaje del esquema experimental que se muestra en la Figura 7.3. Este montaje es el de un BOTDA estándar con detección balanceada descrito en el capítulo 4 [113], salvo por las modificaciones necesarias para generar correlaciones espacialmente localizadas entre las dos señales, sonda y bombeo. Como en el resto de los montajes experimentales de esta tesis, las señales de sonda y bombeo las obtenemos a partir del mismo láser que será dividido y modulado [88]. En este caso, el láser empleado es un láser de diodo de retroalimentación distribuida (DFB) espectralmente estrecho que emite a una longitud de onda de 1550 nm con una potencia de salida de 40 mW, estando alimentado con una fuente que permite el control de corriente y temperatura de forma independiente.

Para generar correlaciones localizadas, se imprime una pequeña modulación de corriente adicional en el láser a través de un generador PRBS, representado en rojo en la Figura 4.6. La frecuencia de reloj de este generador  $1/T_{clock}$  está en las proximidades de 10.024 GHz y la longitud del código es  $N_{bits} = 2^{15} - 1$  (32767 bits). La duración del símbolo  $T_{bit}$  se varía con un paso de 10 KHz para mover simultáneamente 15 picos de correlación y, así, poder realizar medidas distribuidas en toda la distancia de fibra. La distancia entre picos es de  $\sim 327$  m.

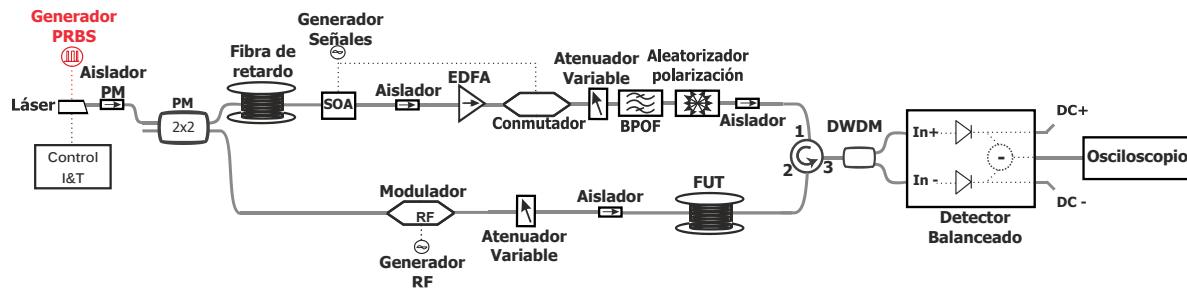


Figura 7.3: Montaje experimental de un BOCDA con análisis temporal y detección balanceada. PRBS: Secuencia pseudo-aleatoria binaria; PM: Mantenedor de polarización; SOA: Amplificador óptico de semiconductor; EDFA: amplificador de fibra dopada con Erblio; BPOF: Filtro óptico paso banda; RF: radio-frecuencia; PC: controlador de polarización; FUT: fibra bajo prueba.

En el montaje experimental podemos observar que ambas señales, sonda y bombeo, se tratan de forma independiente, como en todos los montajes previos de esta Tesis doctoral. El haz de luz proporcionado por el láser DFB se divide en dos por medio de un acoplador 2x2, de modo que las dos señales resultantes tienen el mismo nivel de potencia. En este esquema, tanto el láser, como el aislador óptico y el acoplador 2x2 que utilizamos, son componentes mantenedores de polarización, por lo que no es necesario que usemos controladores de polarización delante de los moduladores de intensidad de cada rama.

La señal óptica presente en la rama inferior del acoplador 2x2 la utilizamos para generar la onda de sonda. Para ello, realizamos la modulación en amplitud de esta señal con ayuda de un modulador Mach-Zehnder al que introducimos una señal de RF. A la salida de este modulador obtenemos, ajustando correctamente su continua, una señal con dos bandas laterales y con la portadora eliminada. La frecuencia de modulación de la señal de RF que controla el modulador la elegimos para barrer alrededor del BFS de la FUT que utilizamos para medir. En esta rama controlamos la potencia de salida empleando un atenuador variable antes de introducir la señal de sonda en la fibra. La potencia de la señal de sonda que empleamos en este montaje es del orden de  $\sim 1.9$  mW en cada banda lateral.

Por otro lado, en la salida superior del acoplador 2x2 colocamos una fibra de retardo de  $\sim 50$  km para reducir la irregularidad que existe en el desplazamiento de los picos de correlación al variar la anchura de bit, de modo que trabajamos con picos de orden alto ( $68^\circ$ - $83^\circ$ ). A continuación, modulamos en amplitud para generar la onda de bombeo pulsada mediante un SOA controlado por un generador de pulsos. Para que la señal de bombeo tenga una mayor intensidad la amplificamos con un EDFA de banda C. A continuación colocamos un conmutador rápido para mejorar más la tasa de extinción de los pulsos obtenidos a la salida del modulador. También realizamos el ajuste de la potencia de salida con un atenuador variable. Después, hemos incluido un filtro paso banda sintonizable (BPOF) en la rama de bombeo con

un ancho de banda a 30 dB de  $\sim 1$  nm, que hacemos trabajar en transmisión para eliminar la mayor parte del ruido de proveniente de la emisión espontánea (ASE) introducido por el EDFA. La potencia de pico de los pulsos de bombeo introducidos a la fibra es de  $\sim 60$  mW. Por último, para reducir la sensibilidad a la polarización de la interacción SBS, introducimos un aleatorizador comercial.

Después de viajar a través de la fibra y sufrir SBS, separamos la banda de ganancia Brillouin de la banda de atenuación usando un filtro DWDM estándar con un ancho de banda de paso de  $\sim 0.6$  nm. Estas dos bandas se introducen en los puertos positivo y negativo del sistema de detección balanceada. En nuestro caso, la salida diferencial será el resultado de restar la banda anti-Stokes a la banda Stokes, de modo que obtenemos una señal con doble amplitud y sin ruidos en modo común [113]. El detector balanceado empleado tiene un ancho de banda de 100 MHz sin corte de continua (DC-100 MHz). Finalmente, se visualizan y adquieren estas señales en un osciloscopio con una frecuencia de repetición de 2.5 GHz y se procesan las medidas con un ordenador, obteniéndose las curvas de ganancia deseadas.

### 7.1.3 Resultados

En este apartado vamos a ilustrar los resultados obtenidos con el montaje del BOCDA con análisis temporal y modulación directa en frecuencia a través de una secuencia PRBS, que hemos descrito en la sección anterior. La fibra óptica empleada para realizar las medidas está formada por tres carretes de fibra monomodo (SMF) estándar de 4.2 km, 300 m y 200 m con un área efectiva de  $80 \mu\text{m}^2$ . El BFS de la primera fibra es  $\sim 10.88$  GHz y el de las otras dos fibras de  $\sim 10.858$  GHz a la longitud de onda de la señal de bombeo ( $\sim 1550$  nm).

Para realizar estas medidas utilizamos pulsos eléctricos de 70 ns con un tiempo de subida y bajada de 100 ps y un periodo de repetición de 50  $\mu\text{s}$ , valor que evita la coexistencia de más de un pulso óptico en la fibra en cualquier instante de tiempo. Para eliminar el ruido en las trazas temporales hemos realizado 4096 promediados.

En la Figura 7.4 (arriba) podemos observar la traza temporal que se obtiene con nuestro sensor cuando la diferencia de frecuencia entre las señales de sonda y bombeo es de 10.88 GHz. Se puede ver en esta figura que como esta diferencia de frecuencia coincide con el BFS de la primera fibra, la de 4.2 km, en ella la amplitud en los picos de correlación tiene su máximo valor, mientras que en las otras dos los picos apenas se aprecian. En la Figura 7.4 (abajo) mostramos un zoom de los primeros 750 m de la traza temporal de la Figura 7.4 (arriba) donde se puede ver claramente los dos primeros picos de la correlación separados 327 metros como predice el modelo. La señal en cada pico de correlación es proporcional a la ganancia en esa posición.

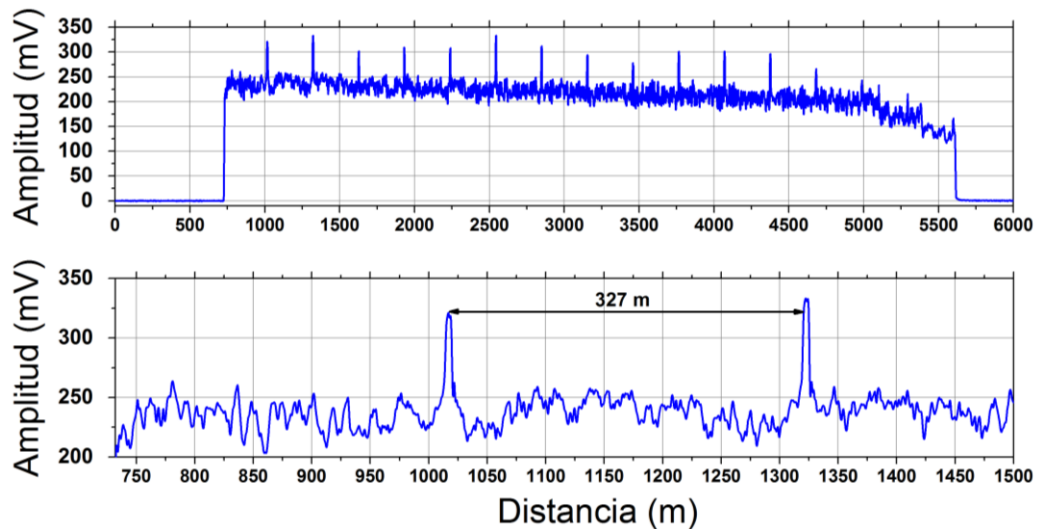


Figura 7.4: Medidas experimentales de la traza temporal de toda la fibra óptica obtenida para una diferencia de frecuencia entre sonda y bombeo de 10.88GHz (arriba) y un zoom de los primeros 750 m (abajo).

Realizamos un barrido en frecuencia entre 10.80 GHz y 10.95 GHz, en pasos de 1 MHz, con lo que para cada punto de monitorización se dispone de 60 frecuencias. Para verificar el funcionamiento del montaje como sensor de temperatura hemos localizado un punto caliente al final de la fibra óptica (km 4.5). Para hacer esto, unimos una resistencia de potencia a una sección de la fibra óptica de  $\sim 7$  cm y aplicamos una corriente lo suficientemente alta para calentar la fibra a  $\sim 78$  °C.

Con el objetivo de confirmar la posibilidad de usar este esquema para realizar medidas distribuidas de BGS, hemos obtenido un mapa completo 3D de la ganancia Brillouin para toda la longitud de fibra. La Figura 7.5 muestra un zoom de 16 cm de este mapa 3D alrededor de la región calentada (km 4.5). La sección calentada muestra un BFS de  $\sim 10.90$  GHz, es decir está desplazada 50 MHz en comparación con la misma localización cuando la fibra se encontraba a una temperatura de  $\sim 28$  °C. Considerando una sensibilidad del BFS de 1 MHz/°C tenemos una variación de temperatura de  $\sim 50$  °C. Este cambio de temperatura se ajusta con el cambio de temperatura aplicado sobre el punto caliente. Como se puede observar, el punto caliente se identifica correctamente siendo de  $\sim 7$  cm, demostrándose así la resolución espacial del montaje con este tipo de esquema de modulación

La resolución espacial que hemos conseguido con nuestro esquema de modulación (modulando directamente la corriente del láser con una secuencia periódica PRBS sin modulador externo) es de  $\sim 7$  cm. Si hubiéramos empleado un sensor de correlación modulado externamente en fase con procesado temporal [148][149][151] bajo las mismas condiciones, la resolución hubiera



sido menor, de  $\sim 1$  cm usando una modulación de  $\sim 10$  Gbps (ecuación (7.1)). Como ya hemos mencionado, esta limitación está relacionada con los límites del ancho de banda de la modulación directa en láseres de semiconductor. Sin embargo, aunque el esquema de modulación que hemos utilizado para demostrar la técnica no es el más óptimo, ésta puede aplicarse a cualquier sensor BOCDA, independientemente de su resolución temporal.

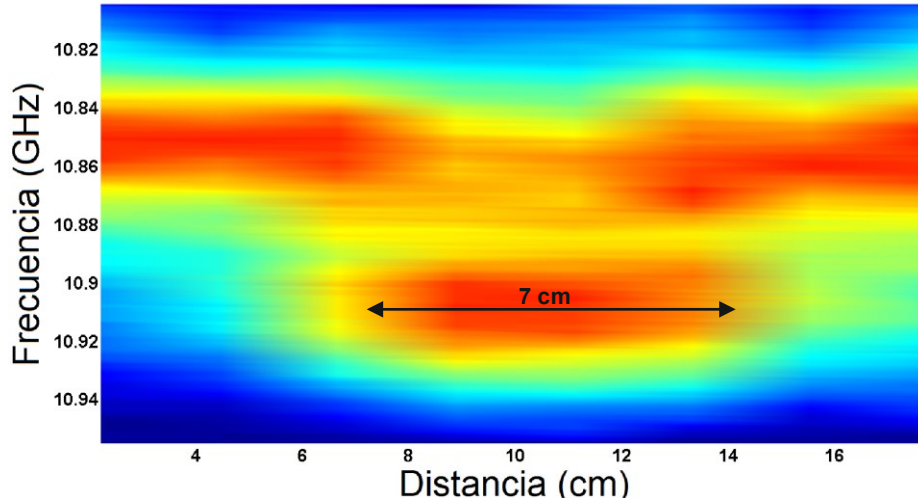


Figura 7.5: Medidas experimentales del barrido del BGS alrededor del km 4.5 de la fibra mostrando un punto caliente de  $\sim 7$  cm que presenta un offset de 50 MHz con respecto a la fibra sin calentar. El barrido de la señal de sonda ha sido realizado de 10.80 GHz a 10.95 GHz y las trazas adquiridas con pulsos de bombeo de 70 ns. El número de promediados es 4096.

## 7.2. Medidas del BPS con un BOCDA interferométrico con procesado temporal

El siguiente paso de nuestro estudio es incluir un interferómetro de Sagnac en el esquema de correlación que hemos explicado en el apartado anterior de la misma forma que ya hicimos en el sensor BOTDA del Capítulo 4. Con este montaje podremos obtener el perfil de temperatura o deformación de nuestra fibra óptica a partir de un ajuste lineal sobre las curvas de fase Brillouin obtenidas en cada posición, que como ya vimos en el Capítulo 6, sobre fibras homogéneas, puede necesitar menos rango espectral en el barrido de la señal de sonda para lograr el mismo error en la determinación del BFS que las configuraciones basadas en el BGS. Empleando un sistema basado en la correlación (SI-BOCDA), en lugar de en el dominio temporal como en el SI-BOTDA descrito en el Capítulo 5, se puede reducir su principal fuente de ruido (el ruido coherente Rayleigh) causado por el uso de un interferómetro controlado por un láser [146], gracias a la naturaleza de baja coherencia de las señales empleadas.

## 7.2.1 Montaje experimental

En este caso el montaje del esquema experimental es el que se muestra en la Figura 7.6. Este montaje es exactamente igual al utilizado en el apartado anterior (Figura 7.3), pero incorporando un SI actuando como un interferómetro homodino [131][140]. En este caso no será necesario el circulador óptico ni el filtro DWDM.

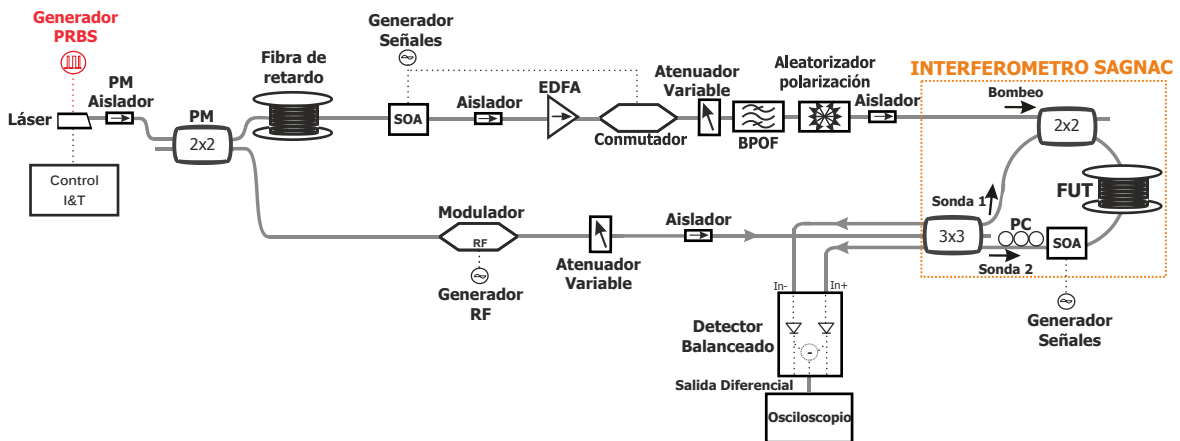


Figura 7.6: Montaje experimental de un BOCDA interferométrico con análisis temporal. PRBS: Secuencia pseudo-aleatoria binaria; PM: Mantenedor de polarización; SOA: Amplificador óptico de semiconductor; EDFA: amplificador de fibra dopado con Erbio; BPOF: Filtro óptico paso banda; RF: radio-frecuencia; PC: controlador de polarización; FUT: fibra bajo prueba.

Como ya sabemos del Capítulo 5, la señal de sonda formada por dos bandas laterales la introducimos en el interferómetro empleando un acoplador 3x3. De esta manera, la señal de sonda se dividirá en tres, de las cuales sólo emplearemos dos: Sonda 1 y Sonda 2, que viajan en sentidos contra-propagantes dentro de la fibra óptica, interfiriendo a la salida de los puertos del SI. El acoplador 3x3 por sí mismo, a diferencia del 2x2, induce un desfase entre los dos caminos que siguen las señales de sonda. La señal de bombeo la introducimos en el SI a través de un acoplador óptico 2x2, siendo co-propagante a Sonda 1. De esta manera, sólo Sonda 2 experimentará el proceso de SBS, la banda con frecuencia más baja se amplificará, la de frecuencia más alta se atenuará, y ambas sufrirán el mismo desfase Brillouin. Como la atenuación y la ganancia sufrida es la misma, las salidas del interferómetro dependen sólo de la forma del BPS y no de la ganancia o atenuación. Finalmente, se visualizan y adquieren estas señales en un osciloscopio y se procesan las medidas con un ordenador, obteniéndose las curvas de fase deseadas de una manera menos compleja en comparación con los métodos existentes [55][71][126][127][128][129][130].

Las potencias ópticas y las condiciones de medida, al igual que los componentes y equipos empleados, son los mismos que los ya mencionados en el montaje anterior (aparatado 7.1.2).

## 7.2.2 Resultados

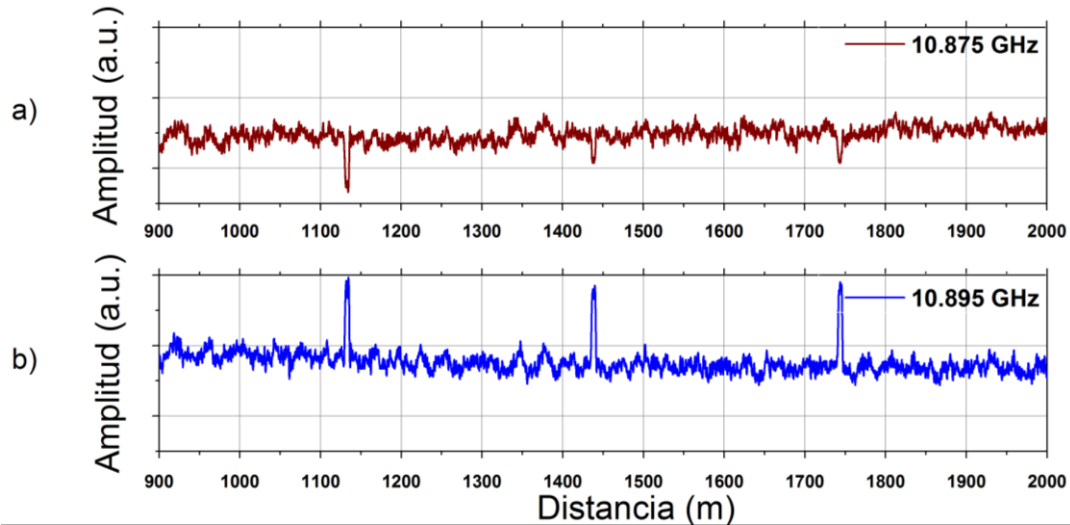


Figura 7.7: Medidas experimentales de la traza temporal de  $\sim 1100$  m (primera fibra óptica) obtenida para una diferencia de frecuencia entre sonda y bombeo de (a) 10.875 GHz (arriba) y (b) 10.895 GHz (abajo).

En este apartado vamos a ilustrar los resultados obtenidos con el montaje del BOCDA interferométrico con análisis temporal y modulación directa en frecuencia a través de una secuencia PRBS que hemos descrito en la sección anterior. La fibra óptica empleada para realizar las medidas es la misma que la ya utilizada en el apartado 7.1.3, al igual que la anchura y periodo de repetición del pulso de bombeo y el número de promediados.

En la Figura 7.7 podemos observar dos zooms de  $\sim 1100$  m (correspondientes a la primera fibra óptica) de las trazas temporales obtenidas a la salida del SI obtenidas con nuestro sensor cuando la diferencia de frecuencia entre las señales de sonda y bombeo es de 10.875 GHz (Figura 7.7a) y de 10.895 GHz (Figura 7.7b). Se puede ver en esta figura que cuando la diferencia de frecuencia es menor que el BFS de la primera fibra los picos de correlación apuntan hacia abajo, mientras que cuando la diferencia de frecuencia es mayor que el BFS, los picos de correlación apuntan hacia arriba. La señal en cada pico de correlación es proporcional al desplazamiento inducido de fase en esa posición, que puede ser negativo o positivo dependiendo de la posición relativa de las bandas de sonda con respecto a la resonancia del SBS.

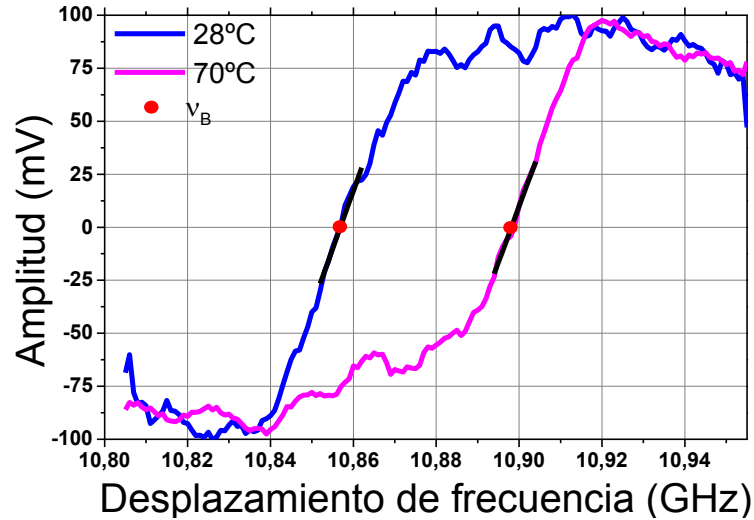


Figura 7.8: Representación experimental del BPS alrededor de un punto caliente de  $\sim 25$  cm en el km 4.5.

Realizamos un barrido en frecuencia entre 10.80 GHz y 10.95 GHz, en pasos de 1 MHz con 4096 promediados. Para verificar el funcionamiento del montaje como sensor de temperatura hemos localizado un punto caliente al final de la fibra óptica (km 4.5) a  $\sim 70$  °C, aunque en este caso de  $\sim 25$  cm. La Figura 7.8 muestra el resultado del cambio de temperatura alrededor de este punto caliente (rosa) en comparación con la misma localización cuando la fibra se encontraba a una temperatura de  $\sim 28$  °C (azul). La sección calentada muestra un BFS en  $\sim 10.90$  GHz, desplazada  $\sim 42$  MHz comparada con esta misma sección a  $28$  °C. Considerando una sensibilidad del BFS de  $1$  MHz/°C tenemos una variación de temperatura de  $\sim 42$  °C. Este cambio de temperatura se ajusta aproximadamente con el cambio de temperatura aplicado sobre el punto caliente.

Por último, para confirmar la posibilidad de usar este esquema para realizar medidas distribuidas de BPS, hemos obtenido un mapa completo 3D del desfase Brillouin obtenido para toda la longitud de fibra. La Figura 7.9 muestra un zoom de 16 cm de este mapa 3D alrededor de la región calentada (km 4.5). Como se puede observar, el punto caliente se identifica correctamente siendo de  $\sim 25$  cm. Este punto caliente tiene una distancia transitoria de  $\sim 7$  cm, lo que nos da la resolución espacial del sensor. Esta coincide a la resolución espacial obtenido cuando empleamos un BOCDA estándar (ganancia-pérdidas) explicado en el apartado 7.1. De esta manera, confirmamos la efectividad de la técnica propuesta.

La evolución del BFS a lo largo de la fibra óptica, del que se puede extraer las variaciones de temperatura se obtiene normalmente, como vimos en el capítulo anterior, ajustando una línea recta alrededor de la región con cero desfase del BPS medido localmente en cada posición de la fibra, y encontrando la posición donde este ajuste es cero [147]. En comparación con el

ajuste cuadrático sobre el BGS, el número de puntos espectrales que se necesitan medir alrededor del BFS para lograr la misma incertidumbre sobre fibras homogéneas es más pequeño como demostramos en el Capítulo 6 [147]. Esto puede reducir el tiempo de medida de sistemas BOCDA específicos, que requieran de un barrido de frecuencias estrecho (fibras homogéneas con pequeña variaciones del BFS).

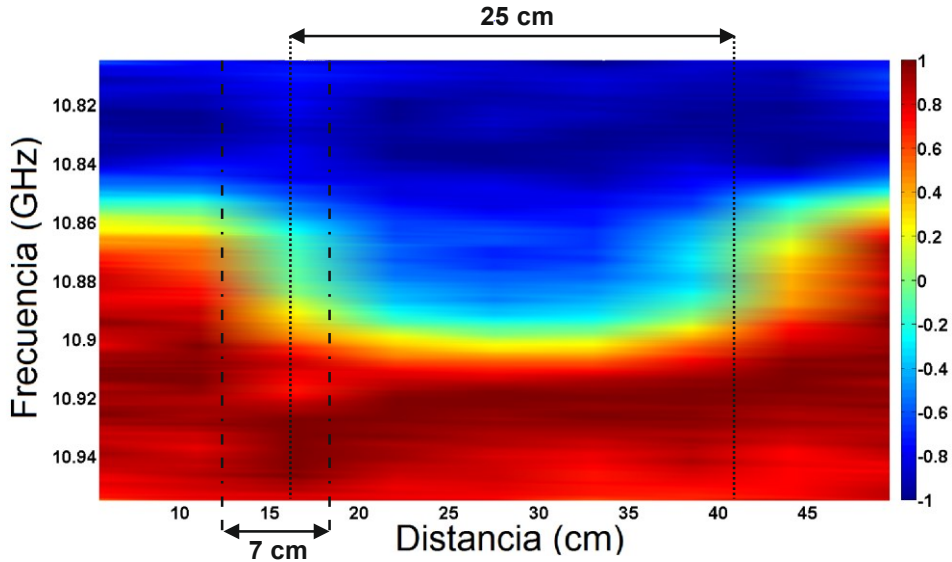


Figura 7.9: Medidas experimentales del barrido del BPS alrededor del km 4.5 de la fibra mostrando un punto caliente de  $\sim 25$  cm que presenta un offset de 42 MHz con respecto a la fibra sin calentar. El barrido de la señal de sonda ha sido realizado de 10.80 GHz a 10.95 GHz y las trazas adquiridas con pulsos de bombeo de 70 ns. El número de promediados es 4096.

Por último, es interesante que comparemos este nuevo esquema con el equivalente en el dominio del tiempo (SI-BOTDA) [104]. Como ya hemos comentado, el montaje experimental basado en la introducción de un SI en un BOTDA tenía un problema importante relacionado con la presencia adicional de ruido Rayleigh en comparación con un esquema BOTDA estándar [145]. Curiosamente, este ruido, que es dominante en los sistemas interferómetros basados en Sagnac, se puede reducir sustancialmente disminuyendo la longitud de coherencia del láser del sistema [145] (por ejemplo usando una modulación PRBS de éste). Para cuantificar esta reducción del ruido Rayleigh es interesante comparar la SNR normalizada en ambos casos (midiendo el ruido como la desviación estándar de la diferencia entre un espectro de fase normalizado teórico y el medido en la misma posición y bajo las mismas condiciones [147]). La desviación estándar medida sobre una ventana de 30 MHz en el caso actual es  $\sim 0.038$ , mientras que en el esquema del SI-BOTDA [140] era de  $\sim 0.077$  con una resolución espacial de 2.5 m [104]. Consecuentemente, es importante notar que el esquema actual (SI-BOCDA), a pesar de tener una resolución espacial aproximadamente  $\sim 35$  veces menor ( $\sim 7$  cm) que el sistema SI-BOTDA ( $\sim 2.5$  m), presenta una SNR normalizada similar. En realidad, el

esquema de correlacion presenta una mejora de un factor de 2 en la SNR que se debe simplemente al hecho de que el ruido decrece proporcionalmente a  $\sqrt{N_{avg}}$ , y  $N_{avg}$  (el número de promediados realizados sobre las trazas temporales) es 4 veces mayor en el montaje actual (4096) que en el esquema SI-BOTDA (1024).

### 7.3. Conclusiones

En este capítulo hemos presentado una nueva técnica a la que hemos denominado SI-BOCDA basada en la introducción de un interferómetro de Sagnac en un sistema distribuido BOCDA. Este método demuestra la prueba de concepto de un BOCDA con procesado temporal capaz de recuperar la forma del espectro de fase Brillouin únicamente introduciendo un interferómetro de Sagnac en el sistema.

En primer lugar hemos estudiado el comportamiento del esquema BOCDA con procesado temporal donde la modulación de las señales interferentes se realizaba a partir de una secuencia de bits pseudo-aleatoria (PRBS). Este primer montaje no incluía el interferómetro y se medía a partir del espectro de ganancia Brillouin, ya que lo que pretendíamos demostrar era que nuestro esquema de modulación era adecuado para generar correlación y ver qué resolución espacial permitía alcanzar.

En segundo lugar, hemos presentado el esquema final, donde hemos introducido un interferómetro de Sagnac en el esquema de correlación que habíamos explicado previamente, de modo que obteníamos las curvas de fase Brillouin en cada posición de la fibra, validando la técnica con medidas experimentales. Esta técnica es, hasta lo que nosotros conocemos, la primera demostración de un BOCDA con procesado temporal capaz de medir la fase Brillouin.

Además, en contraposición a los sistemas de obtención de fase que existían previamente [55][71][126][127][128][129][130], este montaje presenta la ventaja de no necesitar detectores de gran ancho de banda ni complejos esquemas de modulación o filtrado abrupto, mientras que es capaz de llegar a valores de resolución ( $\sim 7$  cm) y a un número de puntos de medida ( $> 67000$ ) sin precedentes para medidas de la forma de fase Brillouin.

Una de las posibles ventajas de esta técnica es que usar el BPS en lugar del BGS nos podría permitir reducir el tiempo de medida de una configuración BOCDA con procesado temporal cuando se necesiten medir pequeñas perturbaciones con alta resolución sobre fibras ópticas homogéneas, ya que el rango espectral requerido para lograr el mismo error en la determinación del BFS es varias veces menor. De esta forma, esta técnica puede proporcionar una solución eficiente y económica para reducir el tiempo en métodos en el dominio de la correlacion con muy alta resolución.

Además, en términos del ruido de *scattering* Rayleigh coherente, el método propuesto presenta una mejora importante en comparación con nuestra técnica previa para medida de la fase Brillouin (SI-BOTDA), gracias a la baja coherencia de las señales empleadas, consiguiéndose reducir ~35 veces la resolución espacial mientras se mantiene la SNR.

# Capítulo 8 Conclusiones y líneas futuras

## 8.1. Conclusiones

De forma resumida, esta sección reúne todas las conclusiones derivadas de cada capítulo de esta tesis doctoral, cuyo principal objetivo es el desarrollo de técnicas avanzadas para mejorar el funcionamiento de los sensores Brillouin superando las limitaciones existentes.

En la primera parte hemos estudiado los fundamentos teóricos de los procesos físicos en los que se basan los sensores Brillouin, en especial el *scattering* Brillouin estimulado (SBS), ya que constituye la base de los sensores distribuidos de fibra óptica tratados en esta tesis.

Hemos descrito los principios y el estado del arte de los dos tipos de sensores Brillouin más importantes, sensores Brillouin en el dominio del tiempo (BOTDA) y sensores Brillouin basados en la correlación (BOCDA). Además hemos presentado las principales limitaciones de estas técnicas, en términos de resolución espacial y rango de medida. También hemos dado valores de potencias de sonda y bombeo con los que se trabaja de forma segura, evitando efectos no deseados provocados por la onda de bombeo, como la inestabilidad de modulación (MI), *scattering* Raman y la auto modulación de fase (SPM); y por la onda de sonda, como los efectos no locales.

El primer resultado que hemos presentado en la tesis ha sido el desarrollo de un método completamente pasivo para evitar el ruido de polarización en los sistemas BOTDA. El ruido de polarización aparece en estos sistemas debido a la fuerte dependencia del SBS con la polarización. Para evitar este ruido, es indispensable realizar algún tipo de aleatorización en el pulso de bombeo, en la señal de sonda o en ambos. Esto normalmente se consigue usando sistemas de aleatorización/conmutación, los cuales, al ser mecánicos, tienden a no ser tan robustos como sería deseable. El método que proponemos se basa en la detección balanceada de trazas obtenidas con las bandas de sonda Stokes y anti-Stokes con polarizaciones ortogonales. Aunque conseguimos reducir el ruido de polarización usando estas sondas polarizadas ortogonalmente, este esquema tiene ligeramente más incertidumbre que un BOTDA con un aleatorizador comercial. Para evitar esta incertidumbre extra, hemos realizado también una despolarización pasiva del pulso de bombeo, que consigue eliminar este problema.



Nuestro esquema no tiene partes móviles, no requiere un reajuste del alineamiento a lo largo del tiempo y tiene un rendimiento similar a un BOTDA convencional que usa un aleatorizador comercial, proporcionando mejoras claras en términos de coste. Como todos los sistemas basados en detección balanceada, nuestro sistema dobla la amplitud de las trazas temporales, lleva a una mejora de la SNR en un factor  $\sqrt{2}$  y también es robusto frente a ruidos en modo común (cualquier fuente de ruido presente en ambas bandas de sonda). La aplicación exitosa de la detección balanceada en los sistemas BOTDA nos ha llevado a generar una patente que se encuentra licenciada a una empresa para su explotación.

Además, en esta tesis, hemos presentado y demostrado una técnica nueva en banda base para medidas distribuidas en sistemas BOTDA basada en el uso del desfase no lineal inducido por el SBS (SI-BOTDA). El desplazamiento de fase del SBS apenas se usa para desarrollar sensores BOTDA. Sin embargo, esta característica es muy interesante para medir gracias a su dependencia lineal con la temperatura/deformación alrededor del desplazamiento de frecuencia Brillouin (BFS). El núcleo de nuestra propuesta es el uso de un interferómetro de Sagnac acoplado a un BOTDA convencional sin filtrar que incorpora detección balanceada. En este caso, el uso de dos bandas de sonda nos permite medir de forma adecuada el espectro de desplazamiento de fase Brillouin (BPS) a lo largo de la fibra restando las salidas transmitida y reflejada del interferómetro, gracias a la sensibilidad a desfases no recíprocos del SI. Esta propuesta simplifica los métodos ya existentes para obtener la distribución de BPS a lo largo de una fibra óptica ya que no se necesita modulación de fase, filtros o detectores de gran ancho de banda. También hemos propuesto una variación de esta técnica, que emplea un proceso de filtrado adecuado antes del detector y realiza combinaciones lineales de las ondas obtenidas. Este esquema puede medir de forma simultánea el BGS y el BPS, lo que nos genera redundancia y mejora la robustez del sistema frente a errores en la determinación del BFS. Aunque hemos demostrado el concepto, el montaje propuesto (usando un acoplador óptico 2x2) tiene algunos problemas asociados, siendo el principal su falta de estabilidad debida a la necesidad de ajustar el punto de trabajo del interferómetro a través de la polarización de las ondas que interactúan. Esto reduce severamente la practicidad del método. Por esta razón, hemos propuesto también una mejora sobre esta técnica que tiene mucha más estabilidad gracias al uso de un acoplador óptico 3x3. Con esta configuración, el impacto de las derivas a lo largo de la medida se reduce fuertemente, mejorando mucho la calidad de los resultados.

Otro resultado que hemos presentado en esta tesis doctoral ha sido la evaluación teórica y experimental del funcionamiento de la respuesta de fase del SBS (BPS) para la determinación del BFS en sensores distribuidos Brillouin en función de distintos parámetros experimentales (número de puntos de muestreo, SNR, paso de frecuencia y anchura espectral). Hasta donde sabemos, es la primera vez que se realiza este estudio. Para obtener el BFS del perfil BPS la forma más simple es realizar un ajuste lineal alrededor del punto de cero desfase de la interacción SBS. Hemos estudiado el funcionamiento de esta metodología de forma teórica y experimental y la hemos comparado con el ajuste cuadrático del BGS. La comparación

experimental propuesta se basa en resultados obtenidos usando el BOTDA basado en el interferómetro de Sagnac presentado en el capítulo anterior, que asegura la misma SNR en ambas medidas, BPS y BGS, haciendo que la comparación sea factible y realizable. Para una SNR y un ancho de banda igual, la respuesta de fase proporciona una mejor estimación del BFS que la respuesta de ganancia cuando el ajuste se realiza sobre un rango de frecuencia restringido al centro del perfil espectral. Esto quizá pueda ayudar a reducir el tiempo de medida de sistemas BOTDA específicos al requerir de un barrido de frecuencia más estrecho.

Por último, hemos demostrado un esquema sencillo que permite realizar medidas distribuidas del BPS con una resolución espacial muy alta sobre fibra ópticas largas. Esto lo hemos logrado insertando un SI en una configuración BOCDA (SI-BOCDA). Frente a la configuración temporal equivalente (SI-BOTDA), esta técnica reduce su principal fuente de ruido (ruido de correlación) gracias a la naturaleza de baja coherencia de las señales usadas. Por otro lado, sobre los esquemas que se basan en la medida del BPS más comunes, presenta la ventaja de no requerir detección de gran ancho de banda o modulaciones complejas, mientras que se consiguen valores de resolución espacial y un número de puntos medidos sin precedentes para este tipo de medidas. Además, gracias a usar el BPS en lugar del BGS, este esquema puede también tener la ventaja de requerir tiempos de medida más cortos que cuando se usa la configuración convencional BOCDA.

## 8.2. Aplicaciones de campo

Además del trabajo de laboratorio presentado en esta tesis doctoral, hemos tenido la posibilidad de probar más a fondo el funcionamiento de los sensores en dos aplicaciones de campo:

- Primero, con el objetivo de medir de forma remota, multipunto y continua emisiones de gas (específicamente amonio, dióxido de carbono y metano); y temperaturas de combustión en una pila de desechos de carbón en combustión, usando la tecnología de medida con fibra óptica, llevamos a cabo un proyecto de I+D INTERREG-SUDOE llamado ECOAL-MGT. Las pilas de desecho de carbón que se encuentran sobre los antiguos yacimientos mineros y áreas adyacentes representan una preocupación ambiental importante debido a su posible influencia en sedimentos, así como en aguas superficiales y subterráneas de los alrededores. Una de estas pilas de desechos de carbón, localizada en S. Pedro da Cova, cerca de Oporto, empezó a arder en 2005 después de un incendio forestal intenso en la región, lo que causó su combustión. Desde entonces la pila ha estado quemándose, alcanzando temperaturas de hasta 300 ° C muy cerca de la superficie (a menos de 1 m de profundidad). Esta pila de desechos de carbón está localizada muy cerca del centro de actividades mineras de S. Pedro da Cova, del centro urbano y de infraestructuras sociales, y por esta razón, fue elegida para la implementación del proyecto ECOAL-MGT. Nuestra tarea fue el desarrollo de un

prototipo BOTDA para medir la temperatura de la pila, con una fibra monomodo extendida sobre todo el área de la pila de carbón en combustión. La arquitectura del sensor BOTDA usado en S. Pedro da Cova fue similar al de un BOTDA convencional, pero incorporando algunas técnicas presentadas en esta tesis, como el esquema de eliminación del ruido de polarización propuesto en el Capítulo 4, detección balanceada para mejorar la SNR de las medidas y la técnica DPP para obtener una resolución espacial de  $\sim 0.5$  m. Durante la estancia de investigación que la autora de esta tesis llevó a cabo en Oporto, realizamos un conjunto de medidas de temperatura de la pila de desechos de carbón durante varios meses empleando este prototipo de sensor BOTDA, contribuyendo a la identificación de los riesgos asociados, la predicción de la dinámica de combustión, así como al establecimiento de escenarios de evolución. Estas medidas de temperatura proporcionaron suficiente información para crear mapas de temperatura 3D detallados del área monitorizada, que fueron usados finalmente por expertos geólogos para tratar el problema de forma adecuada y estudiar sus efectos. Además este proyecto ha dado lugar a varias publicaciones en revistas científicas y en conferencias.

- Durante la preparación de esta tesis otro proyecto se estaba llevando a cabo. Éste, conocido como REPARA 2.0, tiene como objetivo la monitorización de la integridad de carreteras e infraestructuras de transportes. La tarea, en este caso, fue el estudio y la prevención de fallos estructurales en una carretera afectada por un inminente deslizamiento de tierra obteniendo información de la deformación en la fibra instalada de forma paralela a la carretera. La instalación consiste en un cable de fibra sensible a la deformación, el cual proporciona la información de interés, junto con un cable de telecomunicaciones usado para compensar las variaciones de temperatura en el BFS. El sensor BOTDA desarrollado proporcionará información de deformación del desplazamiento de la fibra sufrido por la estructura a lo largo de un año.

### 8.3. Líneas futuras

Después de los estudios y experimentos desarrollados en esta tesis doctoral proponemos las siguientes líneas de investigación para el futuro:

- Aunque hemos demostrado que el sistema que emplea la técnica para eliminar el ruido de polarización basado en bandas de sonda ortogonales es efectivo, cualquier elemento con pérdidas dependientes de la polarización en la rama de sonda podría llevar al empeoramiento del funcionamiento del montaje en términos de eliminación de ruido de polarización. Así que debemos considerar este efecto en futuras implementaciones de esta técnica. Una posible variación de este montaje podría ser que estos componentes (aislador, circulador, DWDM y espejos de la rama de sonda) fueran PM. Esto aseguraría una ortogonalidad de las polarizaciones perfecta en todos los casos sin necesidad de realizar alineamiento con el PC.

- Existe un efecto de atracción de polarización en el SOP de bombeo que ha sido observado experimentalmente, siendo suficientemente significativo para tener un impacto perjudicial en la calidad de las trazas cuando usamos potencias de sonda elevadas. Por ello es necesario investigar técnicas para mitigar los efectos de atracción de polarización. Como sabemos, la despolarización de bombeo quizás es un camino para evitar el efecto de atracción de polarización, pero quizás también presente inestabilidades, de la misma forma que pasa con la despolarización de la sonda. Usar fibras PM nuevamente podría ser una estrategia para evitar estas inestabilidades.
- En esta tesis hemos demostrado que con la técnica SI-BOTDA se pueden realizar medidas distribuidas robustas y en banda base a lo largo de fibras monomodo, simplificando los métodos ya existentes. La ventaja de este sistema es su simplicidad en términos de ajuste, ya que sólo es necesario ajustar un controlador de polarización y no es necesario emplear ningún filtro en detección. Sin embargo, el sistema también presenta desventajas, como sus derivas moderadas con las condiciones ambientales. Por ello, es necesario desarrollar algún mecanismo para aislar el interferómetro y reducir así el problema citado. La configuración con el acoplador 3x3 evita parte de estos problemas, pero probablemente podríamos explotar otras configuraciones para reducir estos efectos.
- Otra desventaja de este método es la presencia de ruido adicional Rayleigh en comparación con un esquema BOTDA estándar. Típicamente, en un interferómetro de Sagnac, la reducción de la longitud de coherencia es una buena forma de reducir el ruido Rayleigh. Esta solución no es posible en el caso de un BOTDA común, ya que la interacción SBS requiere de anchos de línea estrechos (típicamente por debajo de 10 MHz). Sin embargo, esto ya lo hemos conseguido en esta tesis empleando una solución equivalente en el dominio de la correlación (SI-BOCDA) gracias a la naturaleza de baja coherencia de las señales usadas. De modelados previos se conoce que el ruido Rayleigh también puede reducirse cuando la longitud de coherencia está por encima de la longitud del anillo del interferómetro. De esta manera, emplear un láser con un ancho de línea muy estrecho (con una longitud de coherencia mucho más grande que la fibra de medida) podría ser otra solución para reducir el ruido del interferómetro de Sagnac. Así, podría ser una contribución interesante estudiar este efecto midiendo el nivel de ruido del SI-BOTDA para diferentes láseres con diferentes valores de  $L_C$ , y corroborar la posibilidad de reducir el nivel de ruido provocado por la dispersión coherente con este esquema.
- Es evidente que la respuesta de fase Brillouin todavía se ha explotado poco en el campo de los sensores. Creemos que la medida del BPS quizás permita lograr reducir el tiempo de medida en ciertos sensores Brillouin distribuidos, simplemente reduciendo el rango espectral necesario para lograr el mismo error en la determinación del BFS. Este es un aspecto importante para que lo exploremos en experimentos futuros.

- Incluso aunque hemos demostrado la efectividad del esquema SI-BOCDA, la resolución espacial de nuestro esquema no es tan alta como la que se obtendría con un sensor Brillouin distribuido con correlación de fase que usara modulación externa bajo las mismas condiciones. Esta limitación está relacionada con los límites de ancho de banda de los láseres de semiconductor modulados de forma directa. Por ello, sería interesante aplicar la técnica del SI a un BOCDA con procesado temporal usando una modulación de fase externa, incrementando el rendimiento del sistema al reducir la resolución espacial.

# Capítulo 9 Conclusions and Open Lines

## 9.1. Conclusions

In a summarized way, this section brings together all the conclusions derived at each chapter of this thesis dissertation, whose main objective is to develop advanced techniques to improve the performance of Brillouin sensors overcoming the existing limitations.

In the first part of the thesis, the theoretical fundamentals of the physical processes in which Brillouin sensors are based have been studied. A special focus has been given to the stimulated Brillouin *scattering* (SBS) as it constitutes the basis of the treated distributed fiber optic sensors.

The principles and the state of the art of two of the most important kind of Brillouin sensors, Brillouin Optical Time Domain Analysis (BOTDA) and Brillouin Optical Correlation Domain Analysis (BOCDA), have been described. Moreover, the main limitations of these techniques, in terms of spatial resolution and measuring range have been presented. Safe-operating pump and probe powers have been given, in order to avoid detrimental effects such as modulation instability (MI), Raman *scattering* and self-phase modulation (SPM) induced by the pump wave and non-local effects induced by the probe wave.

The first result here presented has been the development of a completely passive method to avoid the polarization noise in BOTDA systems. Polarization noise arises in Brillouin optical time-domain analysis due to the strong polarization sensitivity of stimulated Brillouin *scattering*. To avoid this noise, it turns out to be indispensable to perform some kind of polarization scrambling, either in the pump pulse, the probe signal or both. This is usually achieved using polarization scrambling/switching systems, which, being mechanical, tend to be not as robust as it would be desirable. Our proposed method is based on balanced detection of traces obtained with orthogonally polarized Stokes and anti-Stokes sidebands. Although the impact of uncompensated fading is mitigated using these orthogonally-polarized probes, this scheme provides slightly worse results than the scrambler case. To avoid this extra uncertainty, a passive depolarization of the pump pulse is also done, which turns out to eliminate this problem. Our scheme has no moving parts, requires no alignment readjustment over time and

provides a performance similar to a conventional BOTDA using scrambler, thus providing clear improvements in terms of cost. As all the systems based on balanced detection, our system leads to a doubling in the amplitude of the BOTDA trace, a SNR improvement of a factor of  $\sqrt{2}$  and it is also robust to common-mode noises (i.e. any source of noise present in both probe sidebands). The successful application of balanced detection to BOTDA systems has been awarded a licensed patent.

In addition, in this thesis, a novel and baseband technique for distributed measurements in BOTDA based on the use of the nonlinear phase-shift induced by SBS has been presented and demonstrated (SI-BOTDA). The phase shift feature of SBS is rarely used for the development of sensors based on BOTDA. However, this feature shows significant interest for sensing thanks to its linear dependence around the Brillouin frequency shift (BFS). The basic idea of our proposal is the use of a Sagnac interferometer coupled to a conventional BOTDA without filtering and incorporating balanced detection. The use of a dual sideband in this case allows a convenient measurement of the Brillouin phase-shift spectrum (BPS) response along the fiber by subtracting the transmitted and the reflected outputs of the interferometer, benefiting from the sensitivity to nonreciprocal phase-shifts of the SI scheme. This proposal simplifies the existing methods to retrieve the BPS distribution along an optical fiber since phase modulation, filtering, and high-bandwidth detectors are not required. A variation of this technique has been proposed as well, which utilizes a proper filtering process before the detector and linear combinations of the retrieved waves. Such scheme can measure simultaneously the distributed BGS and BPS features which introduces redundancy and increased resilience of the system to BFS determination errors. Although the concept has been demonstrated, the setup proposed (using a  $2 \times 2$  optical coupler) has significant shortcomings, the main one being its lack of stability due to the need of setting the interferometer bias through the polarization of the interacting waves. This restricted severely the practicality of the method. For this reason, an improvement over the proposed technique has been proposed with enhanced stability thanks to the use of a  $3 \times 3$  optical coupler. With this configuration, the impact of the drifts along the measurement is strongly reduced, and the quality of the measurements improves substantially.

Another result presented in this thesis dissertation has been the theoretical and experimental evaluation of the performance of the SBS phase response (BPS) for BFS determination in distributed Brillouin sensors as a function of the different experimental parameters (number of sampling points, SNR, sampling step and spectral width). To the best of our knowledge, this is the first time this study has been performed. To obtain the BFS from the BPS profile the simplest way is to perform a linear fit around the zero de-phase point of the SBS interaction. The performance of this methodology has been theoretically and experimentally tested and compared to the well-known quadratic fitting of the BGS. The proposed experimental comparison is based on results obtained using the Sagnac interferometer-based BOTDA presented in the previous chapter, which ensures the same SNR figure in both BGS and BPS measurements, making the comparison feasible and reliable. For an equal SNR and linewidth,

the phase response provides a better BFS estimation than the gain response when the fit is performed over a restricted frequency range around the center of the spectral profile. This may reduce the measurement time of specific BOTDA systems requiring a narrow frequency scanning.

Finally, a simple scheme allowing performing distributed BPS measurements with very high spatial resolution over long optical fibers has been demonstrated. This is achieved by inserting a SI in a BOCDA configuration. Over its already-presented time-domain counterpart (SI-BOTDA), this approach reduces the main source of noise (correlation noise) thanks to the low-coherence nature of the used signals. On the other hand, over the most usual schemes used for distributed BPS measurements, this implementation reaches unprecedented values of spatial resolution and number of resolved points for distributed BPS measurements. In addition, thanks to using the BPS instead of the BGS, this scheme could also have the advantage of requiring shorter measurement times over the conventional BOCDA configuration.

## 9.2. Field-Test Application

In addition to the lab work which is presented in this thesis dissertation, we had the possibility to further test the developed sensors in two field applications:

- First, aiming the remote, multi-point and continuous measurement of gas emissions (specifically ammonia, carbon dioxide and methane) and of combustion temperatures in a self-burning coal waste pile, using optical fiber sensing technology, a R&D INTERREG-SUDOE project entitled ECOAL-MGT (Ecological Management of Coal Waste Piles in Combustion) was carried out. The coal waste piles found over the old mine sites and adjacent areas represent significant environmental concerns due to their potential influence on soils and sediments, as well as on the surface waters and ground waters of the surroundings. One of these coal waste piles, located in S. Pedro da Cova, near Porto, started burning in 2005 after intense forest fires in the region, which caused its ignition. Since then, the pile has been burning, reaching temperatures up to 300 °C very close to the surface (at less than 1 m depth). This waste pile is located very close to the oldest center of mining activities in S. Pedro da Cova and close to a population center and social infrastructures, and for this reason it was selected for the implementation of the ECOAL-MGT project. Our task was to develop a BOTDA prototype to monitor the temperature of the pile, with a single-mode fiber layout extended over the whole area of the waste pile in combustion. The architecture of the BOTDA sensor used in S. Pedro da Cova was similar to a conventional BOTDA, but incorporating some techniques here presented, such as the polarization diversity scheme proposed in Chapter 4, balanced detection to enhance the SNR of the measurements and the differential pulse-width pair technique (DPP) to obtain a spatial



resolution of  $\sim 0.5$  m. During the three-month research stay that the author of this thesis performed in Porto, a comprehensive set of temperature measurements in the coal waste pile were accomplished over several months by employing our BOTDA sensor, contributing to the identification of the associated risks, the prediction of the combustion dynamics, as well as the establishment of evolution scenarios. It was able to successfully provide enough information as to produce a detailed 3D temperature map of the monitored area, which ultimately has been used by geological experts to properly address the problem and study its effects. Moreover, this has resulted in several conference and journal publications.

- Secondly, at the moment of preparing this thesis, another project is undergoing. This one, known as REPARA 2.0 project, pursues monitoring the integrity of roads and transportation infrastructures. The task, in this case, was to study and prevent structural-failure in a road affected by an imminent landslide by obtaining strain information on a fiber installed parallel to the track. The installation features a strain-sensitive fiber cable, which provides the information of interest, along with a telecom cable used to compensate the BFS temperature variations. The deployed BOTDA sensor will provide strain information of the fiber displacement suffered by the structure along one year.

### 9.3. Open Lines

After the studies and experiments developed over this thesis dissertation, we propose the following open research lines for the future:

- Even though the effectiveness of the evolved system using the new polarization diversity technique based on orthogonal probe sidebands has been demonstrated, any element with significant polarization dependent loss in the probe path could lead to a significant loss of performance of the setup in terms of polarization noise elimination. Therefore, this effect should be considered in future implementations using this technique. A possible evolution of this setup could be to have these components (isolator, circulator, DWDM and mirrors in the probe arm) in PM fiber. This would ensure perfect polarization orthogonality in all cases without any PC alignment.
- A polarization pulling effect on the pump SOP has been experimentally observed in BOTDA sensors, being significant enough to have a detrimental impact on the quality of the traces when using strong probe powers. That is why it is necessary to investigate on techniques to mitigate polarization pulling effects. As we have shown, pump pulse depolarization might be a route to avoid the effect of polarization pulling, but may also present instabilities, exactly in the same way as the probe depolarization. Strategies to avoid these instabilities using PM fiber could again be interesting.
- The SI-BOTDA technique has been demonstrated to perform robust and baseband distributed measurements of BPS along single-mode fibers, simplifying the already

existing methods. The leading advantage of this system is its simplicity in terms of adjustment, as only a polarization control has to be roughly set and no filtering has to be adjusted. However, the system also presents drawbacks, such as its moderate drift with ambient conditions. Consequently, it is necessary to develop a mechanism to isolate the interferometer and so reducing the cited issue. The 3x3 coupler configuration is a means to avoid part of these issues, but probably other configurations could be explored to reduce these effects.

- Another disadvantage of this method is the presence of additional Rayleigh noise in comparison with a standard BOTDA scheme. Typically, in a Sagnac interferometer, the reduction of coherence length is a good way to reduce Rayleigh noise. This solution is not possible in a common BOTDA case since the SBS interaction requires narrow linewidths (typically below 10 MHz). However, it has already been achieved in this thesis employing the correlation-domain equivalent approach (SI-BOCDA) thanks to the low-coherence nature of the used signals. From previous modelling it is also known that when the coherence length spans well beyond the loop length, Rayleigh noise may be reduced. Thus, employing a very narrow linewidth laser source (with a coherence length much longer than the tested fiber) could be another solution to reduce the noise collected from the Sagnac loop. Therefore, it would be an interesting contribution to study this effect testing the noise level of the SI-BOTDA for different master laser with different  $L_C$  values, and corroborating the possibility of reducing the noise level induced by coherent backscattering with this approach.
- It is clear that the BPS response is still under-explored for sensing applications. We believe that the BPS measurement may open the way to achieving a reduced measurement time in certain distributed Brillouin sensors, by simply reducing the spectral range required to achieve the same BFS determination error. This is clearly an important aspect to be explored in the future.
- Even though the effectiveness of the SI-BOCDA setup has been demonstrated, the spatial resolution of our scheme is not as high as the one that could be obtained with a phase-correlation distributed Brillouin sensor using external modulation under the same conditions. This limitation is related to the bandwidth limits of directly modulated semiconductor lasers. Consequently, an interesting point would be to apply the SI technique to a time-gated phase-correlation BOCDA with external phase modulation, increasing the system performance by taking advantage of the spatial resolution reduction.



# Bibliografía

- [1] W. Zou, X. Long, and J. Chen, “Brillouin Scattering in Optical Fibers and Its Application to Distributed Sensors,” in *Advances in Optical Fiber Technology: Fundamental Optical Phenomena and Applications*, InTech, 2015.
- [2] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff, “Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of Intense Hypersonic Waves,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, no. 21, pp. 592–595, May 1964.
- [3] S. P. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel, “Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 6, p. 393, Mar. 1991.
- [4] X. S. Yao, “Brillouin selective sideband amplification of microwave photonic signals,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 10, no. 1, pp. 138–140, Jan. 1998.
- [5] T. Tanemura, Y. Takushima, and K. Kikuchi, “Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated Brillouin scattering in optical fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 17, p. 1552, Sep. 2002.
- [6] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3<sup>o</sup> Edition. Academic Press, 1996.
- [7] X. Angulo-Vinuesa, “Ultra-Long Range Brillouin Optical Time Domain Analysis,” Universidad de Alcalá, 2014.
- [8] A. Minardo, “Fiber-optic distributed strain/temperature sensors based on stimulated Brillouin scattering,” Seconda Università Degli studi di Napoli, 2003.
- [9] F. Rodríguez Barrios, “Estudio de los métodos de mejora de sensores Brillouin distribuidos en fibra óptica mediante amplificación Raman,” Universidad de Alcalá, 2013.
- [10] A. Denisov, “Brillouin dynamic gratings in optical fibres for distributed sensing and advanced optical signal processing,” École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2015.
- [11] M. Azadeh, *Fiber Optics Engineering*. Boston, MA: Springer US, 2009.
- [12] S. Foaleng Mafang, “Brillouin Echoes for Advanced Distributed Sensing in Optical Fibres,” École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2011.

- [13] M. Facchini, “Distributed optical fiber sensors based on Brillouin scattering,” École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2002.
- [14] A. Dominguez-López, “Optimized Long-Range and High-Resolution Brillouin Optical Time Domain Analyzers,” Universidad de Alcalá, 2017.
- [15] M. Nikles, P. A. Robert, and others, “La diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques : Étude et Application aux capteurs distribués,” École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997.
- [16] A. Yariv, *Optical Electronics*. San Francisco: Saunders College Publishing, 1991.
- [17] X. Bao, J. Dhliwayo, N. Heron, D. J. Webb, and D. A. Jackson, “Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering,” *J. Light. Technol.*, vol. 13, no. 7, pp. 1340–1348, Jul. 1995.
- [18] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 3<sup>o</sup> Edition. Academic Press, 2001.
- [19] M. Nikles, L. Thévenaz, and P. A. Robert, “Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers,” *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 10, pp. 1842–1851, 1997.
- [20] M. Gonzalez-Herraez, “Desarrollo de técnicas no lineales para la medida de la distribución longitudinal de dispersión cromática en fibras ópticas monomodo,” Universidad Politécnica de Madrid, 2004.
- [21] R. G. Smith, “Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering,” *Appl. Opt.*, vol. 11, no. 11, p. 2489, Nov. 1972.
- [22] M. O. van Deventer and A. J. Boot, “Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers,” *J. Light. Technol.*, vol. 12, no. 4, pp. 585–590, Apr. 1994.
- [23] T. Horiguchi, N. Shibata, Y. Azuma, and M. Tateda, “Brillouin gain variation due to a polarization-state change of the pump or Stokes fields in standard single-mode fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 6, p. 329, Mar. 1989.
- [24] H. Fidalgo Martins, “Distributed and remote fiber sensing assisted by Raman effect,” Universidade do Porto, 2014.
- [25] A. Fellay, “Extreme temperature sensing using Brillouin scattering in optical fibers,” École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2003.
- [26] C. D. Heras Vila, “Estudio de efectos ópticos no lineales en fibras monomodo. Medida del índice de refracción no lineal,” Universidad de Zaragoza, 2003.
- [27] N. Primerov, “Generation and application of dynamic gratings in optical fibers using stimulated Brillouin scattering,” École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2013.
- [28] P. K. A. Wai and C. R. Menyak, “Polarization mode dispersion, decorrelation, and diffusion in optical fibers with randomly varying birefringence,” *J. Light. Technol.*, vol.

- 14, no. 2, pp. 148–157, 1996.
- [29] G. J. Foschini and C. D. Poole, “Statistical theory of polarization dispersion in single mode fibers,” *J. Light. Technol.*, vol. 9, no. 11, pp. 1439–1456, 1991.
- [30] J.-P. Elbers, C. Glingener, M. Düser, and E. Voges, “Modelling of polarisation mode dispersion in singlemode fibres,” *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 22, 1997.
- [31] E. Collet, *Polarized Light: Fundamentals and applications*. New York: Marcel Dekker, 1993.
- [32] A. Zadok, E. Zilka, A. Eyal, L. Thévenaz, and M. Tur, “Vector analysis of stimulated Brillouin scattering amplification in standard single-mode fibers,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, p. 21692, Dec. 2008.
- [33] J. P. Gordon and H. Kogelnik, “PMD fundamentals: Polarization mode dispersion in optical fibers,” *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 97, no. 9, pp. 4541–4550, Apr. 2000.
- [34] R. H. Stolen, “Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 10, pp. 1157–1160, Oct. 1979.
- [35] T. Horiguchi, T. Kurashima, and Y. Koyamada, “Measurement of temperature and strain distribution by Brillouin frequency shift in silica optical fibers,” in *Proceedings of SPIE vol. 1797, Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II*, 1993.
- [36] Y. D. Gong, “Guideline for the design of a fiber optic distributed temperature and strain sensor,” *Opt. Commun.*, vol. 272, no. 1, pp. 227–237, 2007.
- [37] L. Thévenaz, *Advanced fiber optics concepts and technology*. EFPL Press, 2011.
- [38] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, “Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 1, no. 5, pp. 107–108, May 1989.
- [39] E. Udd, “Fiber optic smart structures,” *Proc. IEEE*, vol. 84, no. 6, pp. 884–894, Jun. 1996.
- [40] J. M. López-Higuera, *Handbook of optical fibre sensing technology*. Wiley, 2002.
- [41] E. Udd and W. B. Spillman, *Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists*. John Wiley & Sons, 2011.
- [42] J. M. López-Higuera, L. Rodríguez Cobo, A. Quintela Incera, and A. Cobo, “Fiber Optic Sensors in Structural Health Monitoring,” *J. Light. Technol.*, vol. 29, no. 4, pp. 587–608, 2011.
- [43] F. T. S. Yu and S. Yin, *Fiber optic sensors*. New York: Marcel Dekker, 2002.
- [44] M. K. Barnoski and S. M. Jensen, “Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics,” *Appl. Opt.*, vol. 15, no. 9, p. 2112, Sep. 1976.

- [45] D. Culverhouse, F. Farahi, C. N. Pannell, and D. A. Jackson, "Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 14, p. 913, 1989.
- [46] D. Culverhouse, F. Farahi, C. N. Pannell, and D. A. Jackson, "Stimulated Brillouin scattering: a means to realise tunable microwave generator or distributed temperature sensor," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 14, p. 915, 1989.
- [47] M. A. Farahani and T. Gogolla, "Spontaneous Raman Scattering in Optical Fibers with Modulated Probe Light for Distributed Temperature Raman Remote Sensing," *J. Light. Technol.*, vol. 17, no. 8, p. 1379, 1999.
- [48] "COST Action 299. Optical Fibres for New Challenges Facing the Information Society. Guideline for Use of Fibre Optic Sensors," 2009.
- [49] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 18, p. 1038, Sep. 1990.
- [50] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, "Nondestructive measurement of optical fiber tensile strain distribution based on Brillouin spectroscopy," *IEICE*, vol. J73-B-I, no. 2, pp. 144–152, 1990.
- [51] T. Horiguchi and M. Tateda, "BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: theory," *J. Light. Technol.*, vol. 7, no. 8, pp. 1170–1176, 1989.
- [52] 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, no. 18, p. 1561, Sep. 1993.
- [53] X. Bao, D. J. Webb, and D. A. Jackson, "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 2, p. 141, Jan. 1994.
- [54] M. A. Soto and L. Thévenaz, "Modeling and evaluating the performance of Brillouin distributed optical fiber sensors," *Opt. Express*, vol. 21, no. 25, p. 31347, Dec. 2013.
- [55] J. Urricelqui, A. Zornoza, M. Sagues, and A. Loayssa, "Dynamic BOTDA measurements based on Brillouin phase-shift and RF demodulation," *Opt. Express*, vol. 20, no. 24, p. 26942, Nov. 2012.
- [56] L. Thévenaz and M. A. Soto, "Rating the performance of a Brillouin distributed fiber sensor," in *SPIE 8421*, 2012, p. 8421A7-8421A7-4.
- [57] A. Fellay, L. Thvenaz, M. Facchini, M. Niklès, and P. Robert, "Distributed sensing using stimulated Brillouin scattering: towards ultimate resolution," in *1997 OSA Technical Digest Series vol. 16, 12th International Conference on Optical Fiber Sensors*, 1997, p. OWD3.
- [58] X. Bao, A. Brown, M. DeMerchant, and J. Smith, "Characterization of the Brillouin-

- loss spectrum of single-mode fibers by use of very short ( $\leq 10$ -ns) pulses,” *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 8, p. 510, Apr. 1999.
- [59] A. W. Brown, B. G. Colpitts, and K. Brown, “Dark-Pulse Brillouin Optical Time-Domain Sensor With 20-mm Spatial Resolution,” *J. Light. Technol.*, vol. 25, no. 1, pp. 381–386, 2007.
- [60] K. Kishida and C. Li, “K. Kishida and C. Li. Pulse Pre-Pump-BOTDA technology for new generation of distributed strain measuring system,” in *2nd International Conference on Structural Health Monitoring of Intelligent Infrastructure 1*, 2006.
- [61] L. Thévenaz and S. Foaleng Mafang, “Distributed fiber sensing using Brillouin echoes,” in *Proceedings of SPIE, 19th International Conference on Optical Fibre Sensors*, 2008, p. 70043N.
- [62] S. Foaleng-Mafang, J. C. Beugnot, and L. Thévenaz, “Optimized configuration for high resolution distributed sensing using Brillouin echoes,” in *Proceedings of SPIE vol. 7503, 20th International Conference on Optical Fibre Sensors*, 2009, p. 75032C.
- [63] W. Li, X. Bao, Y. Li, and L. Chen, “Differential pulse-width pair BOTDA for high spatial resolution sensing,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, p. 21616, Dec. 2008.
- [64] A. Minardo, R. Bernini, and L. Zeni, “Numerical analysis of single pulse and differential pulse-width pair BOTDA systems in the high spatial resolution regime,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 20, p. 19233, Sep. 2011.
- [65] J. P. Dakin, D. J. Pratt, G. W. Bibby, and J. N. Ross, “Distributed optical fibre Raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector,” *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 13, pp. 569–570, 1985.
- [66] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda, and Y. Koyamada, “Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering,” *J. Light. Technol.*, vol. 13, no. 7, pp. 1296–1302, Jul. 1995.
- [67] X. Angulo-Vinuesa, S. Martin-Lopez, P. Corredera, and M. Gonzalez-Herraez, “Raman-assisted Brillouin optical time-domain analysis with sub-meter resolution over 100 km,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 11, p. 12147, May 2012.
- [68] S. Martin-Lopez *et al.*, “Brillouin optical time-domain analysis assisted by second-order Raman amplification,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 18, p. 18769, Aug. 2010.
- [69] M. A. Soto, G. Bolognini, F. Di Pasquale, and L. Thévenaz, “Simplex-coded BOTDA fiber sensor with 1 m spatial resolution over a 50 km range,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 2, p. 259, Jan. 2010.
- [70] Y. Dong, L. Chen, and X. Bao, “Extending the Sensing Range of Brillouin Optical Time-Domain Analysis Combining Frequency-Division Multiplexing and In-Line EDFAs,” *J. Light. Technol.*, vol. 30, no. 8, pp. 1161–1167, Apr. 2012.
- [71] A. Zornoza, M. Sagues, and A. Loayssa, “Self-Heterodyne Detection for SNR



- Improvement and Distributed Phase-Shift Measurements in BOTDA,” *J. Light. Technol.*, vol. 30, no. 8, pp. 1066–1072, 2012.
- [72] D. Alasia, M. Gonzalez-Herraez, L. Abrardi, S. Martin-Lopez, and L. Thevenaz, “Detrimental effect of modulation instability on distributed optical fiber sensors using stimulated Brillouin scattering,” 2005, p. 587.
- [73] S. M. Foaleng and L. Thevenaz, “Impact of Raman scattering and modulation instability on the performances of Brillouin sensors,” in *SPIE 7753*, 2011, p. 77539V.
- [74] M. Alem, M. A. Soto, and L. Thevenaz, “Analytical model and experimental verification of the critical power for modulation instability in optical fibers,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 23, p. 29514, Nov. 2015.
- [75] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, “Observation of modulational instability in optical fibers,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, no. 2, pp. 135–138, Jan. 1986.
- [76] Y. Dong and X. Bao, “High spatial resolution and long-distance BOTDA using differential Brillouin gain in a dispersion shifted fiber,” in *SPIE 7503*, 2009, p. 750384.
- [77] E. Geinitz, S. Jetschke, U. Röpke, S. Schröter, R. Willsch, and H. Bartelt, “The influence of pulse amplification on distributed fibre-optic Brillouin sensing and a method to compensate for systematic errors,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 10, no. 2, pp. 112–116, Feb. 1999.
- [78] A. Minardo, R. Bernini, and L. Zeni, “A Simple Technique for Reducing Pump Depletion in Long-Range Distributed Brillouin Fiber Sensors,” *IEEE Sens. J.*, vol. 9, no. 6, pp. 633–634, Jun. 2009.
- [79] Q. Cui, S. Pamukcu, A. Lin, W. Xiao, and J. Toulouse, “Performance of double sideband modulated probe wave in BOTDA distributed fiber sensor,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 52, no. 12, pp. 2713–2717, Dec. 2010.
- [80] L. Thévenaz, S. Foaleng-Mafang, and J. Lin, “Effect of pulse depletion in a Brillouin optical time-domain analysis system,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 12, p. 14017, Jun. 2013.
- [81] A. Dominguez-Lopez, X. Angulo-Vinuesa, A. Lopez-Gil, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, “Non-local effects in dual-probe-sideband Brillouin optical time domain analysis,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 8, p. 10341, Apr. 2015.
- [82] A. Dominguez-Lopez *et al.*, “Novel scanning method for distortion-free BOTDA measurements,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 10, p. 10188, May 2016.
- [83] R. Ruiz-Lombera, J. Urricelqui, M. Sagues, J. Mirapeix, J. M. Lopez-Higuera, and A. Loayssa, “Overcoming Nonlocal Effects and Brillouin Threshold Limitations in Brillouin Optical Time-Domain Sensors,” *IEEE Photonics J.*, vol. 7, no. 6, pp. 1–9, Dec. 2015.
- [84] J. Urricelqui, F. Lopez-Fernandino, M. Sagues, and A. Loayssa, “Polarization Diversity Scheme for BOTDA Sensors Based on a Double Orthogonal Pump Interaction,” *J.*

- Light. Technol.*, vol. 33, no. 12, pp. 2633–2638, Jun. 2015.
- [85] M. Niklès, “Fibre optic distributed scattering sensing system: perspectives and challenges for high performance applications,” in *Proceedings of SPIE vol. 6619, Third European Workshop on Optical Fibre Sensors*, 2007, p. 66190D.
- [86] C. A. Galindez-Jamioy and J. M. López-Higuera, “Brillouin Distributed Fiber Sensors: An Overview and Applications,” *J. Sensors*, vol. 2012, pp. 1–17, 2012.
- [87] L. Thevenaz, M. Nikles, A. Fellay, M. Facchini, and P. A. Robert, “Truly distributed strain and temperature sensing using embedded optical fibers,” in *Proceedings of SPIE vol. 3330, Smart Structures and Materials 1998: Sensory Phenomena and Measurement Instrumentation for Smart Structures and Materials*, 1998, pp. 301–314.
- [88] M. Niklès, L. Thévenaz, and P. A. Robert, “Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 10, p. 758, May 1996.
- [89] K. Hotate and T. Hasegawa, “Measurement of Brillouin Gain Spectrum Distribution along an Optical Fiber Using a Correlation-Based Technique -- Proposal, Experiment and Simulation,” *IEICE Trans. Electron.*, vol. E83–C, pp. 405–412, 2000.
- [90] K. Y. Song, Z. He, and K. Hotate, “Distributed strain measurement with millimeter-order spatial resolution based on Brillouin optical correlation domain analysis,” *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 2526–2528, 2006.
- [91] K. Y. Song and K. Hotate, “Brillouin optical correlation domain analysis in linear configuration,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 20, no. 24, pp. 2150–2152, 2008.
- [92] K. Hotate and S. S. L. Ong, “Distributed dynamic strain measurement using a correlation-based Brillouin sensing system,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 15, no. 2, pp. 272–274, Feb. 2003.
- [93] K. Hotate and M. Tanaka, “Distributed fiber Brillouin strain sensing with 1-cm spatial resolution by correlation-based continuous-wave technique,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 14, no. 2, pp. 179–181, Feb. 2002.
- [94] Y. Mizuno, W. Zou, Z. He, and K. Hotate, “Proposal of Brillouin optical correlation-domain reflectometry (BOCDR),” *Opt. Express*, vol. 16, no. 16, p. 12148, Aug. 2008.
- [95] Y. Mizuno, Z. He, and K. Hotate, “One-End-Access High-Speed Distributed Strain Measurement with 13-mm Spatial Resolution Based on Brillouin Optical Correlation-Domain Reflectometry,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 21, no. 7, pp. 474–476, Apr. 2009.
- [96] Y. Mizuno, Z. He, and K. Hotate, “Measurement range enlargement in Brillouin optical correlation-domain reflectometry based on double-modulation scheme,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 6, p. 5926, Mar. 2010.
- [97] D. Elooz, Y. Antman, N. Levanon, and A. Zadok, “High-resolution long-reach distributed Brillouin sensing based on combined time-domain and correlation-domain

- analysis,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 6, p. 6453, Mar. 2014.
- [98] A. Denisov, M. A. Soto, and L. Thévenaz, “Going beyond 1000000 resolved points in a Brillouin distributed fiber sensor: theoretical analysis and experimental demonstration,” *Light Sci. Appl.*, vol. 5, no. 5, p. e16074, Jan. 2016.
- [99] J. Urricelqui, “Contribution to the development of Brillouin optical time-domain analysis sensors,” Universidad Pública de Navarra, 2016.
- [100] K. Hotate, K. Abe, and K. Y. Song, “Suppression of Signal Fluctuation in Brillouin Optical Correlation Domain Analysis System Using Polarization Diversity Scheme,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 24, pp. 2653–2655, Dec. 2006.
- [101] Xiaoyi B., M. DeMerchant, A. Brown, and T. Bremner, “Tensile and compressive strain measurement in the lab and field with the distributed Brillouin scattering sensor,” *J. Light. Technol.*, vol. 19, no. 11, pp. 1698–1704, 2001.
- [102] S. Diaz, S. Foaleng Mafang, M. Lopez-Amo, and L. Thévenaz, “High performance Brillouin distributed fibre sensor,” 2007, p. 661938.
- [103] J. Yang, C. Yu, Z. Chen, J. Ng, and X. Yang, “Suppression of polarization sensitivity in BOTDA fiber distributed sensing system,” 2008, p. 700421.
- [104] A. Lopez-Gil, A. Dominguez-Lopez, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, “Simple method for the elimination of polarization noise in BOTDA using balanced detection of orthogonally polarized Stokes and anti-Stokes probe sidebands,” 2014, p. 91573U.
- [105] A. Lopez-Gil, A. Dominguez-Lopez, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, “Simple Method for the Elimination of Polarization Noise in BOTDA Using Balanced Detection and Orthogonal Probe Sidebands,” *J. Light. Technol.*, vol. 33, no. 12, pp. 2605–2610, Jun. 2015.
- [106] A. Dominguez-Lopez, A. Lopez-Gil, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, “Signal-to-Noise Ratio Improvement in BOTDA Using Balanced Detection,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 4, pp. 338–341, Feb. 2014.
- [107] F. Rodríguez-Barrios *et al.*, “Distributed Brillouin Fiber Sensor Assisted by First-Order Raman Amplification,” *J. Light. Technol.*, vol. 28, no. 1, 2010.
- [108] M. Krause, S. Cierullies, H. Renner, and E. Brinkmeyer, “Pump-to-Stokes RIN transfer in Raman fiber lasers and its impact on the performance of co-pumped Raman amplifiers,” *Opt. Commun.*, vol. 260, no. 2, pp. 656–661, 2006.
- [109] A. Dominguez-Lopez, A. Lopez-Gil, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, “Strong Cancellation of RIN Transfer in a Raman-Assisted BOTDA Using Balanced Detection,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 18, pp. 1817–1820, Sep. 2014.
- [110] F. Corsi, A. Galtarossa, and L. Palmieri, “Polarization mode dispersion characterization of single-mode optical fiber using backscattering technique,” *J. Light. Technol.*, vol. 16,

- no. 10, pp. 1832–1843, 1998.
- [111] F. Curti, B. Daino, G. De Marchis, and F. Matera, “Statistical treatment of the evolution of the principal states of polarization in single-mode fibers,” *J. Light. Technol.*, vol. 8, no. 8, pp. 1162–1166, 1990.
- [112] R. C. Jones, “A New Calculus for the Treatment of Optical Systems I Description and Discussion of the Calculus,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 31, no. 7, p. 488, Jul. 1941.
- [113] A. Dominguez-Lopez, A. Lopez-Gil, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, “Balanced detection in Brillouin optical time domain analysis,” in *Proceedings of SPIE vol.9157, 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors*, 2014, p. 915765.
- [114] Y. Zhang, W. Yang, D. Han, and Y.-I. Kim, “An Integrated Environment Monitoring System for Underground Coal Mines—Wireless Sensor Network Subsystem with Multi-Parameter Monitoring,” *Sensors*, vol. 14, no. 7, pp. 13149–13170, Jul. 2014.
- [115] S. M. Aminossadati, M. Amanzadeh, M. S. Kizil, and T. Liu, “Development and Utilisation of Fibre Optic-based Monitoring Systems for Underground Coal Mines,” *Proc. 14th Coal Oper. Conf.*, pp. 369–380, 2014.
- [116] P. DE Jesus, “Evolução sedimentar e tectónica da Bacia Carbonífera do Douro (Estefaniano C inferior, NW de Portugal),” *Cad. Lab. Xeolóxico Laxe Rev. Xeol. Galega e do Hercínico Penins.*, vol. 28, pp. 107–125, 2003.
- [117] D. Ribeiro, J., Ferreira da Silva, E., Pinto de Jesus, A., Flores, “Petrographic and geochemical characterization of coal waste piles from Douro Coalfield (NW Portugal),” *Int. J. Coal Geol.*, vol. 87, no. 3–4, pp. 226–236, 2011.
- [118] D. Ribeiro, J., Ferreira da Silva, E., Flores, “Burning of coal waste piles from Douro Coalfield (Portugal): Petrological, geochemical and mineralogical characterization,” *Int. J. Coal Geol.*, vol. 81, no. 4, pp. 359–372, 2010.
- [119] J. Ribeiro *et al.*, “ECOAL Project—Delivering Solutions for Integrated Monitoring of Coal-Related Fires Supported on Optical Fiber Sensing Technology,” *Appl. Sci.*, vol. 7, no. 9, p. 956, Sep. 2017.
- [120] D. Viveiros *et al.*, “Ammonia sensing system based on wavelength modulation spectroscopy,” *Photonic Sensors*, vol. 5, no. 2, pp. 109–115, Jun. 2015.
- [121] H. Zhan, Y., Wu, H., Yang, Q., Xiang, S., “Fiber grating sensors for high-temperature measurement,” *Opt. Lasers Eng.*, vol. 46, no. 4, pp. 349–354, 2008.
- [122] A. Lopez-Aldaba *et al.*, “Experimental and Numerical Characterization of a Hybrid Fabry-Pérot Cavity for Temperature Sensing,” *Sensors*, vol. 15, no. 4, pp. 8042–8053, Apr. 2015.
- [123] D. Viveiros *et al.*, “Fiber optic sensing system for temperature and gas monitoring in coal waste pile combustion environments,” in *SPIE 9634*, 2015, p. 96343Y.

- [124] D. Viveiros *et al.*, “Fiber optic sensing system for monitoring of coal waste piles in combustion,” in *SPIE 9157*, 2014, p. 91573O.
- [125] L. Duarte *et al.*, “Distributed Temperature Measurement in a Self-Burning Coal Waste Pile through a GIS Open Source Desktop Application,” *ISPRS Int. J. Geo-Information*, vol. 6, no. 3, p. 87, Mar. 2017.
- [126] M. Dossou, D. Bacquet, and P. Szriftgiser, “Vector Brillouin optical time-domain analyzer for high-order acoustic modes,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 22, p. 3850, Nov. 2010.
- [127] A. Loayssa, R. Hernández, D. Benito, and S. Galech, “Characterization of stimulated Brillouin scattering spectra by use of optical single-sideband modulation,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 6, p. 638, Mar. 2004.
- [128] J. Urricelqui, M. Sagues, and A. Loayssa, “BOTDA measurements tolerant to non-local effects by using a phase-modulated probe wave and RF demodulation,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 14, p. 17186, Jul. 2013.
- [129] X. Lu, M. A. Soto, M. Gonzalez Herraез, and L. Thevenaz, “Brillouin distributed fibre sensing using phase modulated probe,” in *Proceedings of SPIE vol. 8794, Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors*, 2013, no. 87943P, p. 87943P.
- [130] X. Tu, Q. Sun, W. Chen, M. Chen, and Z. Meng, “Vector Brillouin Optical Time-Domain Analysis With Heterodyne Detection and IQ Demodulation Algorithm,” *IEEE Photonics J.*, vol. 6, no. 2, pp. 1–8, Apr. 2014.
- [131] A. Lopez-Gil, X. Angulo-Vinuesa, A. Dominguez-Lopez, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraез, “Exploiting nonreciprocity in BOTDA systems,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 10, p. 2193, May 2015.
- [132] A. López-Gil, X. Angulo-Vinuesa, A. Dominguez-López, S. Martín-López, and M. González-Herráez, “Simple BOTDA temperature sensor based on distributed Brillouin phase-shift measurements within a Sagnac interferometer,” in *Proc. SPIE 9634, 24th International Conference on Optical Fibre Sensors*, 2015, p. 96346L.
- [133] B.-H. Lee, J.-B. Eom, K.-S. Park, S.-J. Park, and M.-J. Ju, “Specialty Fiber Coupler: Fabrications and Applications,” *J. Opt. Soc. Korea*, vol. 14, no. 4, pp. 326–332, Dec. 2010.
- [134] B. H. Lee *et al.*, “Interferometric Fiber Optic Sensors,” *Sensors*, vol. 12, no. 12, pp. 2467–2486, Feb. 2012.
- [135] B. Culshaw, “The optical fibre Sagnac interferometer: an overview of its principles and applications,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 1, pp. R1–R16, Jan. 2006.
- [136] B. Culshaw, “The optical fibre Sagnac interferometer: an overview of its principles and applications,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 1, pp. R1–R16, Jan. 2006.
- [137] L. Thévenaz, M. Nikles, and P. Robert, “Interferometric loop method for polarization dispersion measurements,” *Tech. Dig. Symp. Opt. Fiber Meas.*, pp. 151–154, 1992.

- [138] A. Zadok, A. Eyal, M. Tur, and L. Thevenaz, "Polarization attributes of stimulated Brillouin scattering slow light in fiber," 2011, p. 79490A.
- [139] X. Angulo-Vinuesa *et al.*, "Simultaneous gain and phase profile determination on an interferometric BOTDA," in *Proceedings of SPIE vol.9634, 24rd International Conference on Optical Fibre Sensors*, 2015, p. 963419.
- [140] A. Lopez-Gil, X. Angulo-Vinuesa, A. Dominguez-Lopez, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, "Simple Baseband Method for the Distributed Analysis of Brillouin Phase-Shift Spectra," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 28, no. 13, pp. 1379–1382, Jul. 2016.
- [141] S. K. Sheem, "Fiber-optic gyroscope with [3×3] directional coupler," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 37, no. 10, pp. 869–871, Nov. 1980.
- [142] B. J. Vakoc, M. J. F. Digonnet, and G. S. Kino, "A Folded Configuration of a Fiber Sagnac-Based Sensor Array," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 6, no. 4, pp. 388–399, 2000.
- [143] E. Lichtman, R. G. Waarts, and A. A. Friesem, "Stimulated Brillouin scattering excited by a modulated pump wave in single-mode fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 7, no. 1, pp. 171–174, Jan. 1989.
- [144] P. H. Richter, "Estimating Errors in Least-Squares Fitting," *Telecommun. Data Acquis. Prog. Rep.*, vol. 47, no. 122, pp. 107–137, 1995.
- [145] S. Lloyd, W., M. J. F. Digonnet, and S. Fan, "Modeling Coherent Backscattering Errors in Fiber Optic Gyroscopes for Sources of Arbitrary Line Width," *J. Light. Technol. Vol. 31, Issue 13, pp. 2070-2078*, vol. 31, no. 13, pp. 2070–2078, 2013.
- [146] S. W. Lloyd, S. Fan, and M. J. F. Digonnet, "Experimental Observation of Low Noise and Low Drift in a Laser-Driven Fiber Optic Gyroscope," *J. Light. Technol.*, vol. 31, no. 13, pp. 2079–2085, Jul. 2013.
- [147] A. Lopez-Gil *et al.*, "Evaluation of the accuracy of BOTDA systems based on the phase spectral response," *Opt. Express*, vol. 24, no. 15, p. 17200, Jul. 2016.
- [148] A. Zadok, Y. Antman, N. Primerov, A. Denisov, J. Sancho, and L. Thevenaz, "Random-access distributed fiber sensing," *Laser Photon. Rev.*, vol. 6, no. 5, pp. L1–L5, Sep. 2012.
- [149] A. Denisov, M. A. Soto, and L. Thévenaz, "1'000'000 resolved points along a Brillouin distributed fibre sensor," in *SPIE 9157*, 2014, p. 9157D2.
- [150] G. G. Ryu, K. Y. Song, G.-T. Kim, S. B. Lee, and K. Lee, "Brillouin optical correlation domain analysis system for simultaneous interrogation of 150 sensing positions," in *Asia Pacific Optical Sensors Conference*, 2016, p. W4A.58.
- [151] A. Denisov, M. A. Soto, and L. Thévenaz, "Time gated phase-correlation distributed Brillouin fibre sensor," in *SPIE 8794*, 2013, p. 87943I.



# Lista de publicaciones

## Revistas internacionales

1. Alejandro Dominguez-Lopez, **Alexia Lopez-Gil**, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Signal-to-noise ratio improvement in BOTDA using balanced detection", *IEEE Photonic. Tech. Lett.*, vol. 26, no. 4, pp. 338-341, 2014.
2. Alejandro Dominguez-Lopez, **Alexia Lopez-Gil**, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Strong cancellation of RIN transfer in a Raman-assisted BOTDA using balanced detection", *IEEE Photonic. Tech. Lett.*, vol. 26, no. 18, pp. 1817-1820, 2014.
3. **Alexia Lopez-Gil**, Alejandro Dominguez-Lopez, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Simple method for the elimination of polarization noise in BOTDA using balanced detection and orthogonal probe sidebands", *J. Lightwave Technol.*, vol. 33, no. 12, pp. 2605-2610, 2015.
4. Xabier Angulo-Vinuesa, Alejandro Dominguez-Lopez, **Alexia Lopez-Gil**, Juan D. Ania-Castañon, Sonia Martin-Lopez, and Miguel Gonzalez-Herraez, "Limits of BOTDA range extension techniques", *IEEE. Sensors J.*, vol. 16, no. 10, pp. 3387 - 3395, 2015.
5. Alejandro Dominguez-Lopez, Xabier Angulo-Vinuesa, **Alexia Lopez-Gil**, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Non-local effects in dual-probe-sideband Brillouin optical time domain analysis", *Opt. Express*, vol. 23, no. 8, pp. 10341-10352, 2015.
6. **A. Lopez-Gil**, X. Angulo-Vinuesa, A. Dominguez-Lopez, S. Martin-Lopez and M. Gonzalez-Herraez, "Exploiting non-reciprocity in BOTDA systems", *Opt. Letters*, vol. 40, no. 10, pp. 2193-2196, 2015.



7. **Alexia Lopez-Gil**, Xabier Angulo-Vinuesa, Alejandro Dominguez-Lopez, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Simple baseband method for the distributed analysis of Brillouin phase-shift spectra", *IEEE Photonic. Tech. Lett.*, vol. 28, no. 13, pp. 1379-1382, 2016.
8. **Alexia Lopez-Gil**, Marcelo A. Soto, Xabier Angulo-Vinuesa, Alejandro Dominguez-Lopez, Sonia Martin-Lopez, Luc Thevenaz and Miguel Gonzalez-Herraez, "Evaluation of the accuracy of BOTDA systems based on the phase spectral response", *Opt. Express*, vol. 24, no. 15, pp. 17200-17214, 2016.
9. Lia Duarte, Ana Claudia Teodoro, Jose Alberto Gonçalves, Joana Ribeiro, Deolinda Flores, **Alexia Lopez-Gil**, Alejandro Dominguez-Lopez, Xabier Angulo-Vinuesa, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Distributed Temperature measurement in a self-burning coal waste pile through a GIS open source desktop application", *ISPRS Int. J. Geo-Inf.*, vol. 6, no. 87, 2017.
10. **Alexia Lopez-Gil**, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Phase-measuring time-gated BOCDA", *Opt. Letters*, vol. 42, no. 19, pp. 3924-3927, 2017.
11. J. Ribeiro, D. Viveiros, J. Ferreira, **A. Lopez-Gil**, A. Dominguez-Lopez, H. F. Martins, R. Perez-Herrera, A. Lopez-Aldaba, L. Duarte, A. Pinto, S. Martin-Lopez, H. Baierl, R. Jamier, S. Rougier, J.-L. Auguste, A. C. Teodoro, J. A. Gonçalves, O. Esteban, J. L. Santos, P. Roy, M. Lopez-Amo, M. Gonzalez-Herraez, J. M. Baptista and D. Flores, "ECOAL Project—Delivering Solutions for Integrated Monitoring of Coal-Related Fires Supported on Optical Fiber Sensing Technology", *Applied Sciences*, vol. 7, no. 9, 2017.

## Actas de conferencias

1. **Alexia Lopez-Gil**, Alejandro Dominguez-Lopez, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Simple method for the elimination of polarization noise in BOTDA using balanced detection of orthogonally polarized Stokes and anti-Stokes probe sidebands", *Proceedings of SPIE*, vol. 9157, 91573U, 2014.
2. Alejandro Dominguez-Lopez, **Alexia Lopez-Gil**, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Balanced detection in Brillouin optical time domain analysis", *Proceedings of SPIE*, vol. 9157, 915765, 2014.
3. D. Viveiros, J. Ribeiro, J. P. Carvalho, J. Ferreira, A. M. R. Pinto, R. A. Perez-Herrera, S. Diaz, **A. Lopez-Gil**, A. Dominguez-Lopez, O. Esteban, H. F. Martins, S. Martin-

- Lopez, H. Baierl, J. L. Auguste, R. Jamier, S. Rougier, J. L. Santos, D. Flores, P. Roy, M. Gonzalez-Herraez, M. Lopez-Amo, J. M. Baptista, "Fiber optic sensing system for monitoring of coal waste piles in combustion", *Proceedings of SPIE*, vol. 9157, 915730, 2014.
4. Miguel Gonzalez-Herraez, Alejandro Dominguez-Lopez, **Alexia Lopez-Gil**, Hugo F. Martins, Sonia Martin-Lopez, Xabier Angulo-Vinuesa and Pedro Corredera, "Long-range static and dynamic distributed sensing", *Proceedings of SPIE*, pp. 150-153, 2014.
  5. D. Viveiros, J. Ribeiro, J. Ferreira, A. M. R. Pinto, R. A. Perez-Herrera, S. Diaz, **A. Lopez-Gil**, A. Dominguez-Lopez, O. Esteban, H. F. Martins, S. Martin-Lopez, H. Baierl, J. L. Auguste, R. Jamier, S. Rougier, J. L. Santos, D. Flores, P. Roy, M. Gonzalez-Herraez, M. Lopez-Amo, J. M. Baptista, "Monitoring of coal waste piles with fiber optic sensing technology", *Proceedings of IEEE*, pp. 147-148, 2015.
  6. **Alexia Lopez-Gil**, Alejandro Dominguez-Lopez, Xabier Angulo-Vinuesa, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Simple BOTDA temperature sensor based on distributed Brillouin phase-shift measurements within a Sagnac interferometer", *Proceedings of SPIE*, vol. 9634, 96346L, 2015
  7. X. Angulo-Vinuesa, **A. Lopez-Gil**, A. Dominguez-Lopez, J. L. Cruz, M. V. Andres, S. Martin-Lopez and M. Gonzalez-Herraez, "Simultaneous gain and phase profile determination on an interferometric BOTDA," *Proceedings of SPIE*, vol. 9634, 963419, 2015.
  8. X. Angulo-Vinuesa, A. Dominguez-Lopez, **A. Lopez-Gil**, J. D. Ania-Castañon, S. Martin-Lopez and M. Gonzalez-Herraez, "Rating the limitations and effectiveness of BOTDA range extension techniques", *Proceedings of SPIE*, vol. 9634, 96346R, 2015.
  9. Alejandro Dominguez-Lopez, Xabier Angulo-Vinuesa, **Alexia Lopez-Gil**, Sonia Martin-Lopez and Miguel Gonzalez-Herraez, "Unexpected non-local effects in dual-probe-sideband BOTDA", *Proceedings of SPIE*, vol. 9634, 963430, 2015.
  10. D. Viveiros, J. Ribeiro, J. Ferreira, A. Lopez-Aldaba, A. M. R. Pinto, R. A. Perez-Herrera, S. Diaz, **A. Lopez-Gil**, A. Dominguez-Lopez, O. Esteban, S. Martin-Lopez, J. L. Auguste, R. Jamier, S. Rougier, S. O. Silva, O. Frazao, J. L. Santos, D. Flores, P. Roy, M. Gonzalez-Herraez, M. Lopez-Amo, J. M. Baptista, "Fiber optic sensing system for temperature and gas monitoring in coal waste pile combustion environments", *Proceedings of SPIE*, vol. 9634, 96343Y, 2015.

11. **Alexia Lopez-Gil**, Xabier Angulo-Vinuesa, Marcelo A. Soto, Alejandro Dominguez-Lopez, Sonia Martin-Lopez, Luc Thevenaz and Miguel Gonzalez-Herraez, "Gain vs phase in BOTDA setups," *Proceedings of SPIE*, vol. 9916, 991631, 2016.
12. Marcelo A. Soto, Moshe Tur, **Alexia Lopez-Gil**, Miguel Gonzalez-Herraez and Luc Thevenaz, "Polarisation pulling in Brillouin optical time-domain analysers", *Proceedings of SPIE*, vol. 10323, 103239L, 2017.

## Premios

1. Premio mejor trabajo de estudiante (categoría presentación oral) en el 23° Congreso Internacional de sensores de fibra óptica (OFS23-2013): "Simple method for the elimination of polarization noise in BOTDA using balanced detection of orthogonally polarized Stokes and anti-Stokes probe sidebands".

## Patentes

1. "Sistema de detección diferencial para sensores distribuidos sobre fibra óptica basados en scattering Brillouin estimulado" PCT: 14820065.2. & US: 14/902,819. Inventores: A. Dominguez, M. Gonzalez, **A. Lopez**, S. Martin y A. Villafranca.